



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

par

EMMANUEL CHAUVEAU

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

spécialité

ASTROPHYSIQUE, PLASMA ET CORPUSCULES

Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO

Soutenue le **18 novembre 2010** devant la commission d'examen formée de :

M. J.-C. CAILLON	Professeur, Université Bordeaux 1	Président du Jury
M. D. DUCHESNEAU	Directeur de Recherche, CNRS	Examineur
M. M. DRACOS	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
M. K. LANG	Professeur, University of Texas	Rapporteur
M. P. LAVOUTE	Ingénieur Photonis	Examineur
Mme C. MARQUET	Chargée de Recherche, CNRS	Examinatrice
M. F. PIQUEMAL	Directeur de Recherche, CNRS	Directeur de thèse

Numéro d'ordre : 5230

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Photonis, sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu, et notamment pour son soutien jusqu'à la fin compte tenu des événements économiques avec l'arrêt des activités photomultiplicateurs en plein milieu de ces trois années. Je garde un souvenir très agréable des nombreuses réunions de travail à Bordeaux et à Brives avec Bruno, Pascal, Cyril, François, Anne-Gaelle, ... Ces rencontres ont toujours été constructives, conduisant rapidement et efficacement aux progrès technologiques décrits dans ce manuscrit.

Merci aux membres du jury et aux rapporteurs pour leur examen du travail de thèse, entre autres à Jean-Christophe Caillon pour avoir accepté de présider le jury de thèse et de s'être plongé pleinement dans ces travaux expérimentaux, ce qui n'est pas toujours une tâche aisée pour un théoricien (et inversement).

Je remercie les membres du groupe *Neutrino* du CENBG qui m'ont accompagné pendant ces quelques années et tout d'abord Jean-Stephane pour m'avoir accueilli aux cours de deux stages consécutifs et initié à la physique des neutrinos. Cette approche m'a apporté des bases solides pour travailler dans le monde de la recherche et a été décisive dans le choix que j'ai fait de poursuivre mon cursus dans cette voie.

Merci à Fabrice pour avoir été mon directeur de thèse, pour avoir passé son HDR afin de l'être, et pour d'avoir gardé un œil sur l'avancement des travaux malgré ses différentes fonctions et son planning très chargé.

Un grand merci à Christine pour avoir guidé de A à Z cette thèse et pour l'avoir fait aboutir. Son aide a vraiment été inestimable, particulièrement pendant la phase terminale. Bravo à sa persévérance et son courage pour avoir affronté une succession d'obstacles et d'événements difficiles sans jamais baisser les bras.

Une grande reconnaissance envers Guillaume pour avoir poursuivi le fil de cette thèse et achevé le travail : la différence de performances entre les photomultiplicateurs Photonis et Hamamatsu, constatée et interprétée durant ma thèse, a progressivement été réduite. Ainsi, début 2011, des performances équivalentes sont atteintes entre les derniers PMs Hamamatsu et les meilleurs PMs Photonis produits deux ans auparavant.

Enfin merci aux autres membres du groupe : au doyen Philippe Hubert pour sa sagesse et sa présence éternelle au laboratoire, Fred et ses inimitables imitations, Abdel et ses savoureuses pâtisseries, ...

Je remercie le directeur Bernard Haas pour m'avoir donné la possibilité de réaliser ma thèse au CENBG. J'en profite pour remercier également les services mécanique, électronique, instrumentation et informatique du laboratoire, qui ont tous été sollicités un moment ou un autre au cours de ce travail de thèse.

Quelle chance d'avoir pu participer au projet international SuperNEMO, au sein d'une collaboration de taille humaine, chaleureuse, mûre et passionnée dans son travail! Je pense immédiatement aux plus jeunes, la fameuse "barbotage team" avec Anastasia, Benton, Christopher, Frederico, Irina, Matt, Mathieu, ... Que de bons moments et de souvenirs inoubliables passés ensemble un peu partout en Europe, et singulièrement à Dubna en Russie. Merci aux membres plus expérimentés et notamment à Karol, Ruben et Jenny pour leurs remarques pertinentes et constructives au cours des réunions de collaboration. J'exprime ma gratitude envers Serge, un des initiateurs de la technique tracko-calo déployée dans NEMO 3 qui reste présent et qui suit de très près le projet SuperNEMO.

L'expérience NEMO 3 a été une grande réussite technologique et humaine. Le détecteur a été éteint avec émotion le 11 janvier 2010 après presque 8 années de fonctionnement (et autant d'années pour sa conception et sa construction). Je souhaite sincèrement un destin identique au projet SuperNEMO.

Une énorme dédicace aux doctorants et post-doctorants du laboratoire! A Jérôme et Pauline pour leur amitié et leur festivité, autant à l'intérieur qu'à l'extérieur du laboratoire. A Guillaume et Nico, mes potes, que dis-je, mes vieilles fripouilles! A Iulia, Nuria et Teresa pour leur tendresse et gentillesse, à Antoine et Christophe pour leur bon vivant, et à tous les autres avec qui j'ai partagé des moments au cours de la thèse : Cam Ha, Cyril, Julien, Laurent, Ludo, Marie Hélène, Mathias, Mathieu, ... C'était génial!

Une pensée aux amis en dehors du laboratoire, à Antho, Flo, Mathieu, Pierre, Théo, Yohan, ... et à ceux de plus longue date : Alex, Nico, Patrice et leurs compagnes respectives.

Et puis la famille bien sûr : mes parents, les quatre frangins-frangines, la douzaine de tontons-tatas et la quarantaine de cousins-cousines qui essayent, tous, encore et toujours, de comprendre ce que je peux bien faire avec des neutrinos!

Une profonde reconnaissance aux artistes qui ont bercés mes derniers mois de rédaction, particulièrement ceux derrière le netlabel Kahvi et la radio Limbik Frequencies. Quelle émotion et quelle nostalgie dès que je tombe sur certains morceaux d'Alphawesen, Bola, Coppe, eDiT, Kettel, Jon Hopkins, Luga, Lusine, Sincere Trade, Yimino et tant d'autres.

Une clin d'œil à toi, "Sceli", un *sceliphron caementarium* très dynamique, pour m'avoir accompagné quelques jours en plein d'été pendant la rédaction à faire ton nid dans mon bureau. Longue vie à ta progéniture!

Pour terminer, je tiens à dédicacer ce mémoire à Laura, que j'ai rencontré au cours de la thèse et avec qui je suis heureux de partager ma vie aujourd'hui. La fin de thèse n'a pas été facile comme pour la plupart des couples dans cette situation j' imagine ... et j'espère! Lo siento mimi pero, como dices, es asi la cosa, sabes!;))

Table des matières

Introduction	9
1 Physique du Neutrino et décroissance double bêta	13
1.1 Physique du neutrino dans le Modèle Standard	15
1.1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	15
1.1.2 Théorie électrofaible	17
1.1.3 Limitations du Modèle Standard	19
1.2 Le neutrino au début du 21ème siècle	21
1.2.1 Origines de la masse du neutrino	22
1.2.2 Mélange et oscillation des neutrinos	25
1.2.3 Expériences d'oscillation et mesure des paramètres de mélange	28
1.2.4 Vers une masse absolue du neutrino	32
1.3 Décroissance double bêta	36
1.3.1 Double décroissance bêta avec émission de neutrinos	37
1.3.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	38
1.3.3 Calculs des éléments de matrice nucléaire	40
1.3.4 Approches expérimentales pour la recherche d'un signal $\beta\beta\nu$	42
1.3.5 État des lieux des principales expériences passées	44
1.3.6 Panorama de quelques projets d'expériences	48
2 De NEMO 3 à SuperNEMO	53
2.1 Expérience NEMO 3	53
2.1.1 Présentation du détecteur NEMO 3	53
2.1.2 Résultats de NEMO 3	60
2.1.3 Limitations du détecteur NEMO 3	62
2.2 Projet SuperNEMO	66
2.2.1 Objectif du projet SuperNEMO	66
2.2.2 Design préliminaire	68
2.2.3 R&D Calorimétrie	69
3 Bancs de Tests et Outils d'Analyse	73
3.1 Spectrométrie gamma "bas bruit de fond"	74
3.1.1 Les détecteurs germanium	74
3.1.2 Spécificités de la spectrométrie γ basse radioactivité	75
3.1.3 Analyse des spectres de spectrométrie γ	78
3.1.4 Parcs de détecteurs HPGe	79

3.2	Spectromètre à électrons	80
3.2.1	Description des spectromètres à électrons	80
3.2.2	Système d'acquisition	84
3.2.3	Protocole et programme d'analyse des acquisitions	87
3.3	Simulations GEANT4	96
3.3.1	Simulation de l'optique avec GEANT4	96
3.3.2	Simulation du scintillateur	97
3.3.3	Simulation du photomultiplicateur	101
3.3.4	Simulation du spectromètre à électrons	103
3.3.5	Résultats et limitations du modèle de simulation	104
4	R&D radiopureté pour le calorimètre	109
4.1	Le bruit de fond dans SuperNEMO	110
4.1.1	Bruit de fond interne	110
4.1.2	Bruit de fond externe	112
4.1.3	Cas particulier du radon	115
4.1.4	Bilan & Implications sur le calorimètre	116
4.2	Radiopureté des scintillateurs organiques	116
4.2.1	Scintillateurs plastiques de NEMO 3	116
4.2.2	Surface des scintillateurs plastiques	116
4.2.3	Radiopureté des scintillateurs liquides	119
4.3	R&D radiopureté pour les photomultiplicateurs	120
4.3.1	Nombre de voies de PMs	120
4.3.2	Développement d'un verre basse radioactivité	121
4.3.3	Radiopureté des autres composants du photomultiplicateur	125
4.3.4	Bilan & perspectives	126
5	R&D Scintillateurs	129
5.1	Physique de la scintillation	130
5.1.1	Mécanismes de scintillation	130
5.1.2	Propriétés des scintillateurs organiques	133
5.2	R&D Scintillateurs liquides	137
5.2.1	Le LAB	138
5.2.2	Mécanique pour le conteneur	140
5.2.3	R&D sur la composition du scintillateur	144
5.2.4	Scintillateurs liquides en format 8"	150
5.3	R&D Scintillateurs Plastiques	152
5.3.1	Introduction à la R&D scintillateurs plastiques	152
5.3.2	R&D sur la géométrie des scintillateurs	154
5.3.3	R&D sur l'état des surfaces des scintillateurs	166
5.3.4	R&D sur l'habillage des scintillateurs	170
5.3.5	Bilan de la R&D scintillateur plastique	174
6	R&D Photomultiplicateurs	177
6.1	Fonctionnement et caractéristiques des PMs	178
6.1.1	Description générale d'un tube PM	178
6.1.2	Photocathode	179

6.1.3	Collection et amplification des photoélectrons	182
6.1.4	Caractéristiques et imperfections des signaux	186
6.2	Développement d'un nouveau PM haute performance	191
6.2.1	Le PM 8" XP1886 de Photonis	191
6.2.2	Optimisation des conditions d'utilisation du PM XP1886	194
6.2.3	Amélioration de la répartition des tensions entre les dynodes	199
6.2.4	Amélioration du profil de l'ampoule des PMs	200
6.2.5	Efficacité de détection des photons	205
6.3	Étude détaillée de la réponse des PMs XP1886	209
6.3.1	Influence de la haute tension sur les performances des PMs	209
6.3.2	Linéarité de la réponse des PMs	210
6.3.3	Analyse des impulsions	214
6.3.4	Caractérisation des post-impulsions	217
7	États des Lieux du Projet SuperNEMO	221
7.1	Bilan de la R&D Calorimétrie	221
7.1.1	Étude d'un calorimètre "barre"	221
7.1.2	Performance actuelle du calorimètre bloc	228
7.1.3	Étalonnage du calorimètre de SuperNEMO	233
7.2	Bilan des autres tâches de R&D	237
7.2.1	Source $\beta\beta$	237
7.2.2	Le détecteur BiPo	240
7.2.3	R&D radon	242
7.2.4	Radiopureté et blindage du détecteur	243
7.2.5	Détecteur de trace de SuperNEMO	245
7.2.6	Simulations	247
7.3	SuperNEMO	248
7.3.1	Démonstrateur	250
7.3.2	Détecteur SuperNEMO	250
	Conclusion	253
	Bibliographie	255

Introduction

Le neutrino est une particule dont l'existence a tout d'abord été postulée par Wolfgang Pauli en 1930 pour sauver le principe fondamental de conservation de l'énergie. Le spectre en énergie continu des électrons émis lors des décroissances radioactives posait effectivement problème. Pauli suggéra que le rayonnement β était accompagné d'une seconde particule, sans charge, et de masse suffisamment faible pour justifier de ne pas l'avoir observée auparavant : le neutrino. Détectés pour la première fois en 1956 par l'expérience de Cowan et Reines, les neutrinos auront non seulement permis de préserver le principe de conservation de l'énergie, mais ils auront aussi ouvert une nouvelle branche de la physique des particules, probablement l'une des plus mystérieuses et passionnantes de toutes.

Comment décrire cette nouvelle particule, électriquement neutre, qui n'interagit pas ou très peu avec la matière et semble avoir une masse nulle ? Face à une telle question, le Modèle Standard de la physique des particules apporte avec élégance une réponse simple et claire sur les propriétés des neutrinos : interaction uniquement par voie faible, existence de trois saveurs, masse nulle. Cette théorie reste toutefois incomplète puisqu'elle ne fournit aucune information sur la nature des neutrinos (Dirac ou Majorana). De plus, leur masse est supposée nulle pour rendre compte de l'absence constatée d'interaction des neutrinos droits et antineutrinos gauches. Or, la découverte récente du phénomène d'oscillation d'une saveur vers une autre implique que le neutrino soit massif, ce qui va à l'encontre du Modèle Standard.

La plupart des extensions de cette théorie propose des solutions séduisantes, comme le mécanisme du *see saw* pour expliquer la très faible masse des neutrinos. Les enjeux d'une modélisation au-delà du Modèle Standard sont loin d'être uniquement théoriques, car une compréhension de la masse et de la nature du neutrino est primordiale pour interpréter la création et l'évolution de l'Univers depuis le Big Bang. En effet, le neutrino est la particule massive la plus abondante dans l'Univers, avec une densité de l'ordre de 300 neutrinos par cm^3 toutes saveurs confondues. La plupart sont des reliques des premiers instants de l'Univers, probablement à l'origine des fluctuations primordiales de densité qui ont conduit à la formation d'une structure hétérogène en amas galactiques. Les propriétés des neutrinos permettraient aussi d'expliquer l'asymétrie matière-antimatière qui règne aujourd'hui dans l'Univers. Enfin, l'abondance des neutrinos pourrait également rendre compte d'une partie ($< 10\%$) de la masse manquante de l'Univers, l'importance de la contribution des neutrinos dans cette matière noire dépend toutefois de la valeur exacte de leur masse.

La diversité des domaines couverts par la physique du neutrino fait que cette particule est étudiée par une grande variété d'expériences, avec l'analyse des décroissances bêta, auprès des accélérateurs de particules et des réacteurs nucléaires, ou bien au travers des observations

en astrophysique et en cosmologie. La recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est actuellement la meilleure voie de recherche pour sonder la nature du neutrino et accéder à son échelle de masse. Ce processus extrêmement rare est interdit par le Modèle Standard à cause de la violation de la conservation du nombre leptonique. Il ouvre donc la porte à des recherches vers de nouvelles théories, au-delà du Modèle Standard.

La collaboration internationale NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) recherche la décroissance $\beta\beta 0\nu$ depuis les années 90 et a abouti à la construction en 2002 du détecteur NEMO 3. L'approche de l'expérience est unique et consiste à signer les événements $\beta\beta 0\nu$ par l'identification des deux électrons émis et par la mesure de leur énergie dont la somme est attendue aux alentours de 3 MeV. Le détecteur NEMO 3 arrive maintenant à terme de sa période de fonctionnement et l'analyse des données finales devrait conduire à une sensibilité de 0,5 eV sur la masse effective du neutrino. SuperNEMO est un projet de détecteur de nouvelle génération proposé pour succéder à NEMO 3. La collaboration s'est engagée dans un programme de Recherche et Développement (R&D) pour améliorer la technologie employée sur NEMO 3 et gagner un ordre de grandeur en sensibilité sur la masse effective du neutrino.

Ce travail de thèse apporte une contribution aux travaux de R&D portant sur le calorimètre de SuperNEMO. Ce dernier sera un assemblage de plusieurs milliers de compteurs à scintillation, formés chacun par un scintillateur organique de grande taille (5 – 10 L) couplé à un photomultiplicateur de dimensions 8". Les deux principaux objectifs sont, d'une part, d'atteindre une résolution en énergie meilleure que 8 % (FWHM) pour des électrons de 1 MeV, soit une amélioration d'un facteur 2 comparé au calorimètre de NEMO 3, et d'autre part, de réduire la radioactivité du calorimètre d'un ordre de grandeur.

Le premier chapitre de ce manuscrit apporte une introduction à la physique du neutrino, notamment au travers d'une description des mécanismes à l'origine de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Il permettra également de dresser un bilan des expériences passées, en cours et futures pour la recherche de cette décroissance.

Nous nous focaliserons ensuite sur l'expérience NEMO 3 dans le chapitre 2, avec une présentation du détecteur et des résultats obtenus. Un point particulier sera accordé aux enseignements et limitations de cette expérience. Le projet SuperNEMO sera ensuite décrit, en détaillant le cahier des charges pour le calorimètre.

Le chapitre 3 sera consacré à une description complète des outils indispensables à l'accomplissement des travaux de R&D pour le calorimètre de SuperNEMO :

- Les détecteurs germanium qui sont utilisés pour contrôler et sélectionner par spectrométrie gamma les composants les plus radiopures. Ces détecteurs ont fait eux-mêmes l'objet de développements spécifiques pour améliorer leur sensibilité.

- Les spectromètres à électrons mis en place au CENBG qui fournissent un faisceau d'électrons monoénergétiques et d'énergie variable pour tester les performances des compteurs à scintillation. Nous verrons qu'à l'aide d'une acquisition des signaux par échantillonnage, associée à un programme d'analyse avancé, ces bancs de test permettent une qualification complète et précise des scintillateurs et des photomultiplicateurs.

– Un programme de simulation optique, développé pour rendre compte du transport des photons dans le scintillateur, qui permet de comprendre la réponse des scintillateurs de NEMO 3 et d’apporter un soutien important sur les développements et l’interprétation des résultats.

Nous entamerons ensuite la présentation des résultats des travaux de R&D, en commençant, dans le chapitre 4, par la radiopureté du calorimètre. Nous présenterons comment la radioactivité du détecteur peut induire des événements similaires aux décroissances $\beta\beta$. Afin de réduire ce bruit de fond, les développements en calorimétrie se sont principalement focalisés sur les photomultiplicateurs, principale source de radioactivité des compteurs à scintillation.

Le chapitre 5 est dédié aux travaux de R&D sur les scintillateurs. Il introduit, avant tout, les rudiments de la physique de la scintillation en insistant sur les caractéristiques des scintillateurs organiques qui seront utilisés dans SuperNEMO. Un bilan des développements réalisés au cours de ce travail de thèse sera ensuite fait, en considérant tout d’abord les scintillateurs liquides, puis les scintillateurs plastiques. L’objectif est ici d’améliorer la production de photons dans le scintillateur et leur efficacité de collection vers le photomultiplicateur.

Suite à un exposé détaillé sur le fonctionnement des photomultiplicateurs, le chapitre 6 présentera l’ensemble des travaux de recherche menés avec Photonis pour construire un photomultiplicateur adapté au projet SuperNEMO, le XP1886. Nous présenterons ainsi les performances obtenues avec plusieurs prototypes de ces nouveaux tubes.

Enfin, un état des lieux du projet SuperNEMO sera fait. Nous apporterons un bilan des résultats de l’ensemble de la R&D en calorimétrie, tenant compte des travaux décrits dans ce manuscrit et des autres développements accomplis au sein de la collaboration. Un résumé de l’ensemble des autres tâches de R&D sera également présenté, permettant ainsi de situer le projet SuperNEMO à la veille de la construction du premier module, dont le rôle démonstrateur validera la faisabilité de l’expérience.

Chapitre 1

Physique du Neutrino et décroissance double bêta

– *Your theory is crazy, but it's not crazy enough to be true.*

N. Bohr

Sommaire

1.1	Physique du neutrino dans le Modèle Standard	15
1.1.1	Le Modèle Standard de la physique des particules	15
1.1.2	Théorie électrofaible	17
1.1.3	Limitations du Modèle Standard	19
1.2	Le neutrino au début du 21ème siècle	21
1.2.1	Origines de la masse du neutrino	22
1.2.2	Mélange et oscillation des neutrinos	25
1.2.3	Expériences d'oscillation et mesure des paramètres de mélange	28
1.2.4	Vers une masse absolue du neutrino	32
1.3	Décroissance double bêta	36
1.3.1	Double décroissance bêta avec émission de neutrinos	37
1.3.2	Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	38
1.3.3	Calculs des éléments de matrice nucléaire	40
1.3.4	Approches expérimentales pour la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$	42
1.3.5	État des lieux des principales expériences passées	44
1.3.6	Panorama de quelques projets d'expériences	48

Contrairement à la plupart des constituants élémentaires de la matière découverts par les expériences ou prédits par les théories, le neutrino est une particule qui a été initialement inventée. L'histoire commence en 1914, lorsque James Chadwick met en évidence le spectre en énergie continu des électrons émis lors de la radioactivité de type β [1]. A l'époque, cette décroissance est interprétée par l'émission d'un seul rayonnement, à l'instar des radioactivités α et γ , et cette observation va à l'encontre d'un des principes le plus fondamental de la physique : la conservation de l'énergie. Wolfgang Pauli proposa une solution miracle en suggérant qu'une partie de l'énergie est emportée par une seconde particule émise simultanément [2]. Il lui attribua des propriétés bien particulières pour rendre compte de sa non-détection : peu massive, charge électrique nulle et très faible probabilité d'interagir. Le

nom de neutrino sera donné par Enrico Fermi pour cette petite, mystérieuse et hypothétique particule neutre. L'existence du neutrino, et plus précisément de l'antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$, est véritablement prouvée grâce à l'expérience de Cowan et Reines en 1956 par la détection de la réaction β^+ inverse [3].

Dès 1934, Fermi apporte une description théorique de la désintégration β [4] mais le formalisme prend tout son ampleur avec la théorie électrofaible unifiée de Glashow, Salam et Weinberg [5] [6] [7]. Dans les deux modèles, électron et neutrino électronique semblent deux particules très liées puisqu'elles n'apparaissent jamais l'une sans l'autre lors d'interactions faibles. La découverte en 1936 d'une seconde saveur d'électron, le muon μ [8], laissa naturellement suggérer l'existence d'un neutrino muonique ν_μ [9]. Son existence fut prouvée en 1962 par une équipe de physiciens à Brookhaven [10]. Et de même, la découverte du lepton τ en 1975 [11] a conduit à celle du neutrino tauïque ν_τ beaucoup plus récemment, en 2000 par l'expérience DONUT [12].

A présent, nous savons qu'il n'existe que trois saveurs de neutrinos légers grâce à la mesure très précise de la largeur invisible¹ du Z^0 par les quatre détecteurs de l'ancien collisionneur LEP du CERN (Fig. 1.1) [13].

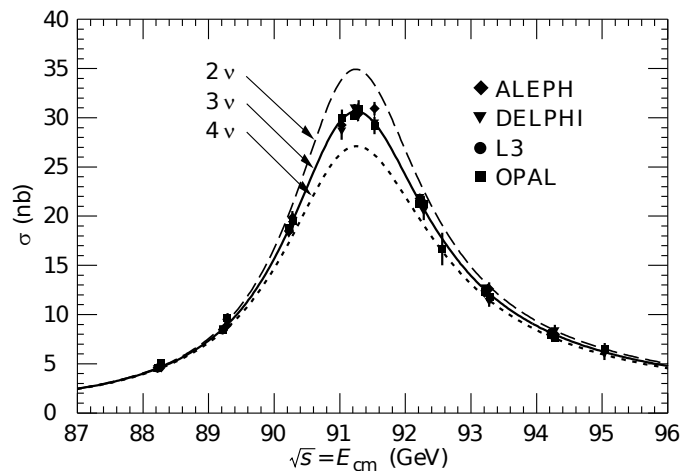


FIGURE 1.1 – Largeur invisible du Z^0 mesurée et comparée aux prédictions théoriques pour 2, 3 et 4 familles de neutrinos légers.

Le Modèle Standard est un édifice théorique bâti dans les années 1970 qui décrit l'ensemble des particules et de leur interactions, hormis la gravitation. Il suggère un neutrino de masse nulle pour expliquer la violation de parité² de l'interaction faible (absence de neutrino droit). Pourtant, le phénomène d'oscillation des neutrinos, observé aujourd'hui couramment par une multitude d'expériences, montre que cette particule est bien massive et ouvre une faille dans le Modèle Standard. De plus, la masse des neutrinos semble infime, les limites données par les expériences sur la masse effective du neutrino électronique sont typiquement un million de fois inférieure à celle des autres constituants élémentaires de la matière tels les électrons ou les quarks u et d . Le Modèle Standard est incapable de justifier cet écart gigantesque. Le souhait d'une théorie plus complète, tenant compte en particulier

1. Largeur correspondante aux canaux de décroissance $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$.

2. La parité désigne l'invariance par changement de signe des coordonnées (symétrie centrale).

de ces observations ou de l'interaction gravitationnelle, est donc de plus en plus fort. Cette impression est également partagée avec les énigmes posées en cosmologie et toujours non élucidées concernant la formation de l'Univers.

Ce chapitre apporte les bases de la physique du neutrinos, en partant de la description proposée par le Modèle Standard pour terminer sur la problématique du rôle des neutrinos dans l'Univers. Les trois grands sujets de la physique du neutrino seront ensuite décrits, à savoir la masse, la nature et le mélange de ces particules. Ces propriétés fondamentales sont partiellement connues, voire indéterminée dans le cas de la nature du neutrino. Elles suscitent ainsi l'intérêt de nombreuses expériences, notamment la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Nous présenterons les principaux mécanismes à l'origine d'un tel processus et les méthodes possibles pour le mettre en évidence. Un bilan des expériences dans ce domaine sera enfin établi, présentant les résultats obtenus et les perspectives de recherche dans un future proche.

1.1 Physique du neutrino dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est un cadre théorique décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Il est le fruit du travail de milliers de physiciens durant le siècle dernier, alliant découvertes et théories en utilisant des outils mathématiques puissants : les groupes de Lie et de leurs symétries. Finalisé dans les années 1970, il permet de rendre compte des observations de l'époque et son grand succès provient de ses prédictions confirmées par la suite avec de nombreuses expériences. L'exemple le plus marquant est probablement l'existence des bosons intermédiaires Z^0 et W^\pm , attendus selon la théorie comme les médiateurs respectifs des courants neutres et chargés de l'interaction faible, puis découverts sans ambiguïté en 1983 au CERN avec le SPS [14] [15].

Dans le cadre du Modèle Standard, le neutrino est une particule élémentaire de spin $1/2$ interagissant seulement par voie faible. Cette spécificité se manifeste par une très faible probabilité d'interaction des neutrinos et donc une grande difficulté de les détecter. Malgré cela, l'interaction des neutrinos est bien comprise, la théorie interprète par exemple particulièrement bien les décroissances radioactives de type β ou les réactions jumelles inverses. Une revue du Modèle Standard et de la description proposée du neutrino est exposée.

1.1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs qui réunit la relativité générale avec la mécanique quantique. Les particules et leurs interactions sont décrites par des champs quantiques, des objets mathématiques fonction de l'espace et du temps. La théorie est principalement construite par des notions de symétrie grâce au théorème de Noether³ associant à chaque symétrie une loi de conservation. Ainsi l'invariance par translation dans le temps implique la conservation de l'énergie ou celle par translation dans l'espace entraîne la conservation de la quantité de mouvement.

3. A toute transformation infinitésimale qui laisse invariante l'intégrale d'action correspond une grandeur qui se conserve.

Constituants élémentaires

Dans ce modèle, les constituants élémentaires de la matière sont au nombre de douze. Ce sont tous des fermions, des particules de spin 1/2, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac et au principe d'exclusion de Pauli. Cette règle fondamentale en physique des particules qui stipule que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique, est à l'origine de la configuration électronique des atomes et donc de la stabilité de la matière. Ces douze particules se répartissent en deux catégories, les leptons et les quarks (Tab. 1.1). Contrairement aux leptons, les quarks sont sensibles à l'interaction forte et n'existent pas de manière isolée, ils s'assemblent toujours par paire (mésons) et trio (baryons).

Génération	Leptons	Masse	Quarks	Masse
1ère	électron e	511 keV	up u	2,49 MeV
	neutrino- e ν_e	< 2,3 eV	down d	5,05 MeV
2nde	muon μ	106 MeV	charm c	1,27 GeV
	neutrino- μ ν_μ	< 0,19 MeV	strange s	101 MeV
3ème	tau τ	1,78 GeV	top t	172 GeV
	neutrino- τ ν_τ	< 18,2 MeV	bottom b	4,19 GeV

TABLE 1.1 – Les trois générations de leptons et quarks (fermions) du Modèle Standard.

Les douze fermions sont également hiérarchisés selon trois générations qui se distinguent l'une de l'autre par la masse croissante des particules vers chaque génération supérieure. La première génération inclut les constituants de toute la matière visible de l'Univers, tandis que les deux autres regroupent les particules plus lourdes et instables qui se désintègrent rapidement vers les éléments stables de la première génération. A ces douze particules s'ajoutent douze antiparticules, de même masse et spin, mais avec des nombres quantiques opposés, tels la charge électrique, la saveur, le nombre leptonique, ...

Un fermion libre et de masse au repos m est décrit par une fonction d'onde ψ à quatre composantes (spineur de Dirac), correspondant aux états de particule et antiparticule avec les deux valeurs possibles de chiralité gauche ou droite. Cette fonction d'onde est régie par l'équation de Dirac qui est une généralisation relativiste de l'équation de Schrödinger :

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m\right) \psi = 0 \quad (1.1)$$

où γ^μ représente les quatre matrices 4×4 de Dirac. Cette équation permet de construire le Lagrangien de Dirac sous sa forme la plus simple :

$$\mathcal{L}^D = \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m\right) \psi \quad (1.2)$$

avec $\bar{\psi}$ l'adjoint de Dirac défini par $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$.

Interactions fondamentales

L'ensemble des fermions interagissent entre eux au travers de quatre interactions responsables de tous les phénomènes observés dans l'Univers :

– L’interaction forte agit uniquement sur les quarks, elle rend compte du confinement des quarks en hadrons et apporte la cohésion du noyaux dans les atomes.

– L’interaction électromagnétique s’exerce sur les particules électriquement chargées, elle permet la liaison des électrons aux atomes et l’assemblage des atomes en molécules.

– L’interaction faible est responsable des changements de saveurs des quarks et des leptons, elle est ainsi à l’origine des désintégrations de type β et apporte notamment une source d’énergie importante pour entretenir les réactions thermonucléaire dans le soleil.

– L’interaction gravitationnelle est une force attractive d’intensité extrêmement faible. Elle se manifeste donc avec des objets très massifs et, bien qu’elle soit la force la plus familière pour l’homme, elle reste négligeable à l’échelle des particules.

Le Modèle Standard apporte une représentation théorique pour les trois premières forces, la gravitation étant décrite par la relativité générale, une théorie non quantique. Ces trois interactions se manifestent par l’échange de particules messagères, réelles ou virtuelles : les bosons de jauge (Tab. 1.2). Ces quantas de champs sont également au nombre de douze mais de spin entier. Ils ne sont pas soumis au principe d’exclusion de Pauli et peuvent par conséquent occuper simultanément un même état quantique selon la statistique de Bose-Einstein. Ce phénomène est à l’origine de l’émission stimulée qui est essentielle au fonctionnement des laser, ou bien à l’origine des transitions de phases à basse température de certains matériaux supraconducteurs ou superfluides.

Interaction	Théorie courante	Médiateur (boson)	Masse
forte	chromodynamique quantique	8 gluons g	0
électromagnétique	électrodynamique quantique	photon γ	0
faible	théorie électrofaible	Z^0	92,2 GeV
		W^+, W^-	80,4 GeV
gravitation	relativité générale	graviton ? *	0

* : le graviton pourrait être le messager d’une théorie quantique de la gravitation.

TABLE 1.2 – Les quatre interactions fondamentales de la physique et leur messagers (bosons).

Contrairement aux gluons et au photon qui sont les particules messagères sans masse des interactions forte et électromagnétique, les bosons vectoriels Z^0 , W^+ et W^- sont très massifs (80 – 90 GeV). Leur manifestation est donc limitée suivant le principe d’Heisenberg, rendant l’interaction faible de très courte portée ($\sim 10^{-18}$ m).

1.1.2 Théorie électrofaible

Une grande réussite du Modèle Standard est l’unification des interactions électromagnétique et faible en une seule théorie, bien que ces deux forces présentent une intensité très différente aux énergies accessibles par les expériences. Ce modèle électrofaible est une théorie de jauge locale dont la symétrie est déterminée $SU(2) \times U(1)$ et spontanément brisée à notre échelle en énergie.

Modèle de Glashow-Salam-Weinberg

La description de l'interaction électrofaible est faite par le modèle électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg, une théorie de jauge invariante sous transformation d'isospin faible I^W et d'hypercharge faible $Y = 2(Q - I_Z)$, avec Q la charge électrique. Le modèle introduit initialement 3 bosons de jauge $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ correspondant au groupe $SU(2)$ et un quatrième boson B_μ scalaire sans charge faible associé au groupe $U(1)$.

Ces messagers de l'interaction faible n'ont cependant pas de masse et cela est en contradiction avec les observations. Pour résoudre ce problème, la théorie fait appel à une brisure spontanée de la symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs. La méthode consiste à ajouter un champ scalaire, dont l'état fondamental n'est pas le vide (valeur moyenne non nulle). L'interaction des champs de jauge avec ce champ omniprésent entraîne une redéfinition des quatre bosons et des termes de masses apparaissent dans le Lagrangien pour trois d'entre eux. Ce sont les bosons W^\pm , Z^0 et γ , décrivant les interactions faible et électromagnétique à basse énergie. D'une manière plus générale, le Modèle Standard a recours à ce mécanisme pour générer la masse des fermions (sans pour autant les prédire).

Violation de parité et notion de chiralité

Une des propriétés troublantes de l'interaction faible est la violation de parité constatée par de nombreuses expériences dès 1957, comme lors de l'étude de la décroissance β du ^{60}Co par Wu [16] ou de la décroissance des pions et des muons par Garwin et Lederman [17].

Le Modèle Standard introduit la violation de parité dans le formalisme par l'ajout d'un nouveau nombre quantique, l'isospin faible I^W . Les fermions d'hélicité gauche ont un isospin faible $I^W = 1/2$ conduisant à deux valeurs possibles pour la troisième composante $I_3^W (\pm 1/2)$. Les leptons et les quarks gauchers sont alors regroupés par doublet :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.3)$$

Les fermions d'hélicité droites ont, quant à eux, un isospin nul. Cela conduit aux singulets de fermions suivants :

$$(e)_R, (\mu)_R, (\tau)_R, (u)_R, (d')_R, (c)_R, (s')_R, (t)_R, (b')_R \quad (1.4)$$

où (d', s', b') sont des états propres de l'interaction faible, formés par mélange des états propres de l'interaction forte (d, s, b) via la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Cette représentation permet de rendre compte de l'absence de neutrino droit et d'antineutrino gauche lors des interactions faibles par courant chargé, et donc d'une violation de parité maximale.

Les composantes de chiralité gauche ψ_L et droite ψ_R du champ fermionique sont obtenues par l'action des projecteurs P_L et P_R :

$$\begin{aligned} \psi_L &= P_L \psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \\ \psi_R &= P_R \psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \end{aligned}$$

où $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ est la cinquième matrice de Dirac. En utilisant la propriété $(\gamma^5)^2 = 1$, on vérifie facilement les égalités suivantes :

$$\begin{aligned}\gamma^5\psi_L &= \frac{1}{2}(\gamma^5 - 1)\psi = -\psi_L \\ \gamma^5\psi_R &= \frac{1}{2}(\gamma^5 + 1)\psi = +\psi_R\end{aligned}$$

ψ_L et ψ_R sont ainsi fonctions propres de γ^5 avec les valeurs propres ∓ 1 . Ce sont les états propres de la chiralité, une propriété impaire sous la symétrie P .

Interaction des neutrinos

Le neutrino étant électriquement neutre, il n'est soumis qu'à l'interaction faible. Dans le cadre du Modèle Standard, il existe deux différents types de courants leptoniques, à savoir un courant chargé gauche $j_{W_L}^\mu$ couplant un neutrino ν_α et un lepton chargé l_α de saveur α identique, ou un courant neutre j_Z^μ associé à l'interaction entre deux neutrinos :

$$j_{W_L}^\mu = \sum_\alpha \bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma^5) l_\alpha \quad \text{et} \quad j_Z^\mu = \sum_\alpha \bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\alpha$$

Ces expressions font apparaître deux couplages de nature différente, le premier est vectoriel (γ^μ) et le second de type axial ($-\gamma^\mu\gamma^5$), d'où la notation (V-A) pour désigner l'interaction faible par courant gauche. L'interaction faible par courant droit est absente dans les expériences, son existence se traduirait par un couplage de type (V+A).

Puisque l'opérateur de projection chirale gauche $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ y est inclus, les courants n'agissent que sur les particules de chiralité gauche et antiparticules de chiralité droite. Ainsi, la désintégration du boson W^- conduit à l'émission d'un électron gauche et d'un antineutrino droit (Fig. 1.2-a). La violation de parité mise en évidence lors de l'interaction faible implique que la symétrie C (conjugaison de charge) n'est pas respectée. Par contre, la symétrie CP l'est dans le secteur des leptons et un boson W^+ se désintègre alors en un positron droit et un neutrino gauche (Fig. 1.2-b). Puisque phénoménologiquement, un fermion apparaît toujours en présence d'un antifermion, le Modèle Standard introduit⁴ la conservation d'un nombre leptonique, valant +1 pour un lepton et -1 avec un antilepton.

Les courants chargés couplent également les quarks par paire au sein de chaque génération de fermions, et notamment les quarks u et d' . Ils sont ainsi responsables de la transmutation des noyaux instables lors de la radioactivité de type β via l'émission virtuel d'un boson W^+ ou W^- (Fig. 1.3).

1.1.3 Limitations du Modèle Standard

La mise en place du Modèle Standard aura marqué une étape majeure dans notre représentation des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions. Le Modèle Standard possède indiscutablement de solides fondements expérimentaux. Malgré cela, ce modèle possède des imperfections et n'est pas pleinement satisfaisant pour les raisons suivantes.

4. La conservation du nombre leptonique est accidentelle dans le Modèle Standard puisqu'elle n'est pas justifiée par une symétrie de jauge locale.

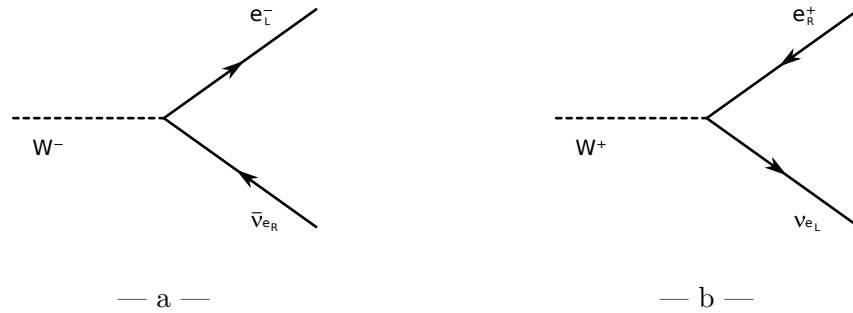


FIGURE 1.2 – Diagramme de Feynman de la désintégration des bosons W^- (a) et W^+ (b) en paire de leptons.

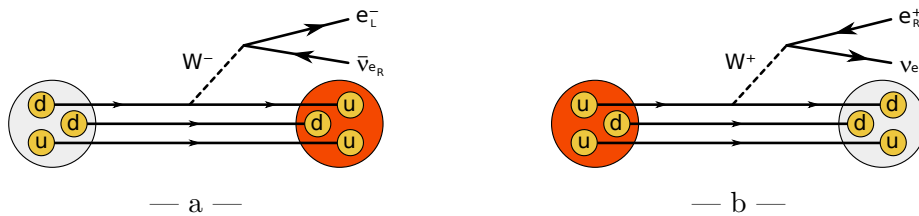


FIGURE 1.3 – Diagramme de Feynman de la désintégration radioactive β^- (a) et β^+ (b).

Le premier défaut frappant est l’absence d’une description de la gravitation dans le cadre de la théorie quantique des champs. Les effets de l’interaction gravitationnelle sont, il est vrai, insignifiants à l’échelle des particules. Néanmoins, une théorie complète devrait inclure cette quatrième et dernière interaction fondamentale, aussi bien d’un point de vue théorique qu’esthétique.

Dans le Modèle Standard, les masses des particules ne sont pas prédites mais déterminées par l’expérience, tout comme les constantes de couplage des interactions. Un total de 19 paramètres libres est ainsi requis⁵. Ce nombre important de données n’est pas nécessairement un problème en soi, mais il est souhaitable qu’il soit le plus faible possible pour une théorie qui se veut fondamentale.

D’une manière plus générale, le Modèle Standard n’apporte pas suffisamment d’éléments de réponses à certaines grandes, et parfois simples, interrogations :

- Pourquoi existe-t-il trois générations de fermions ?
- Quelle est l’origine de la dispersion vertigineuse de la masse des particules sur presque douze ordres de grandeur ? (Fig. 1.4)
- 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 ?
- De quoi est composée la matière noire (22 % de la matière de l’Univers) dont les effets puissants se font ressentir à des échelles galactiques ? Et quelle est l’origine de l’énergie noire qui accélère l’expansion de l’Univers (74 % de son contenu) ?
- ...

5. Aux paramètres cités s’ajoutent les trois angles de mélange de la matrice CKM et une phase de violation de CP, les deux paramètres dans le potentiel de Higgs et de l’angle θ_{QCD} (phase de l’interaction forte violant la symétrie CP).

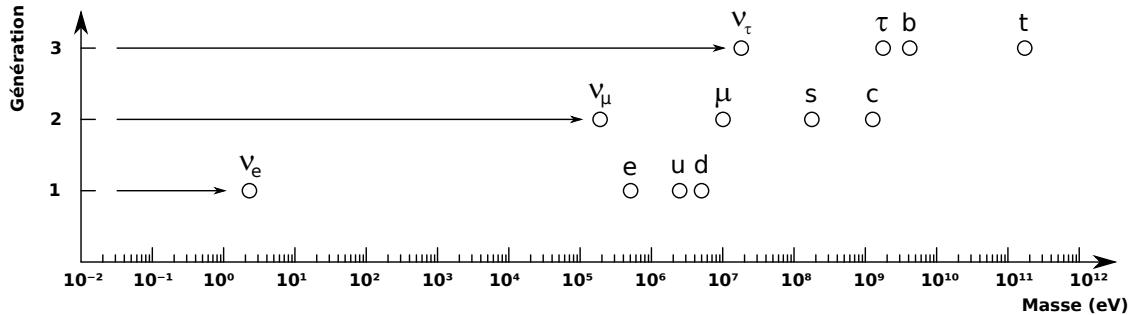


FIGURE 1.4 – Dispersion de la masse des particules élémentaires.

Pour terminer, nous avons vu que le Modèle Standard décrit un neutrino plutôt anodin, sans masse, ni charge, qui n'interagit par ailleurs que très peu avec la matière. Il semble pourtant que son existence soit beaucoup plus remarquable que cela, connaissant aujourd'hui son abondance dans l'Univers ($330 \nu/\text{cm}^3$), sachant qu'il est massif (oscillations) et que sa place est de grande importance dans des phénomènes aussi gigantesques que les supernovae. La physique du neutrino a, pour ces raisons, une véritable influence sur une compréhension globale de l'Univers.

1.2 Le neutrino au début du 21ème siècle

Depuis la découverte expérimentale du neutrino, il y a plus de 50 ans maintenant, une multitude d'expériences a vu le jour pour approfondir notre compréhension des propriétés de cette particule, mobilisant les chercheurs de la physique des particules à la cosmologie. Toutes les expériences se retrouvent confrontées aux sections efficaces d'interaction des neutrinos particulièrement basses ($\leq 10^{-40} \text{ cm}^2$), ce qui réclame des dispositifs de détection de très grande envergure et/ou de basse radioactivité. Ces expériences, basées sur des sources de neutrinos naturelles (Soleil, Terre) ou artificielles (accélérateur, réacteurs nucléaires), sont la plupart du temps originales et consistent par exemple à utiliser les océans ou l'atmosphère comme moyen de détection, ou bien enfouir les détecteurs profondément sous terre.

Les avancées de la physique du neutrino sont lentes, mais les quelques découvertes faites jusqu'à maintenant ont profondément bouleversé notre vision du neutrino et de sa place dans l'Univers. La plus grande révolution est incontestablement la découverte en 1998 de l'oscillation des neutrinos à l'observatoire Super-Kamiokande, apportant la confirmation d'un neutrino massif et mettant à l'épreuve le Modèle Standard. Ce phénomène causé par un mélange entre les états propres de saveur et ceux de masse, était déjà connu et observé avec les quarks. Le mélange dans le cas des neutrinos est cependant beaucoup plus important qu'avec les quarks. Les expériences d'oscillation ont fortement mûries sur les dix dernières années, elles permettent maintenant d'apporter des mesures très précises des angles de mélange et des différences de masse au carré. Et bien qu'aucune valeur de masse absolue ne soit actuellement connue, on peut envisager différentes hiérarchies possibles pour le spectre de masse.

Un second mystère est l'absence des neutrinos droits et anti-neutrinos gauches dans les expériences. Leur existence est toutefois possible en supposant qu'ils soient massifs et non sensibles à la force faible. Ces neutrinos n'interagissant alors uniquement que par la gravitation

sont qualifiés de stériles.

Enfin, il est possible que notre perception du neutrino soit changée de manière beaucoup plus profonde avec un neutrino de Majorana, c'est-à-dire une particule identique à son antiparticule. La conservation du nombre leptonique n'aurait alors plus de sens, ouvrant la porte à des processus interdits par le Modèle Standard, comme la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

Tous ces phénomènes sont le signe d'une nouvelle physique et nécessitent des extensions du modèle actuel, voire même un nouveau cadre théorique. Comme nous le verrons, le mécanisme du *see-saw*, ou mécanisme de la balançoire, apporte une réponse théorique très séduisante à ces interrogations, mais également des indices précieux pour expliquer la formation d'un Univers composé principalement de matière et non d'un mélange équitable de matière et d'antimatière.

1.2.1 Origines de la masse du neutrino

Dans le Modèle Standard, la masse du neutrino est supposée nulle pour rendre compte de la violation de parité lors de l'interaction faible. Deux mécanismes permettent de restaurer la masse des neutrinos : l'ajout des neutrinos droits (et anti-neutrinos gauches) ou l'hypothèse d'un neutrino de Majorana.

Terme de masse de Dirac

Le Modèle Standard décrit initialement le neutrino avec un spineur de Weyl, incluant les deux champs correspondants à une particule gauche ψ_L et une antiparticule droite $\bar{\psi}_R$. Afin d'obtenir un neutrino massif, il faut revenir sur une représentation de Dirac en introduisant les composantes ψ_R et $\bar{\psi}_L$. Pour une saveur de neutrino donnée, le terme de masse intervenant dans le Lagrangien de la particule libre (Eq. 1.2) s'écrit :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{masse}^D &= \bar{\psi} m_D \psi \\
&= m_D (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) (\psi_L + \psi_R) \\
&= m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \\
&= m_D \bar{\psi}_L \psi_R + \text{conjugué hermétique (h.c.)}
\end{aligned} \tag{1.5}$$

où m_D la masse du neutrino de Dirac. Il ne reste que les termes couplant les composantes droite et gauche du champ fermionique car :

$$\begin{aligned}
\bar{\psi}_L \psi_L &= \psi_L^\dagger \gamma^0 \psi_L = \psi P_L \gamma^0 P_L \psi = \psi \gamma^0 P_R P_L \psi = 0 \\
\text{et de même } \bar{\psi}_R \psi_R &= \psi \gamma^0 P_L P_R \psi = 0
\end{aligned}$$

Les deux nouveaux champs ψ_R et $\bar{\psi}_L$ qui ont été ajoutés décrivent des neutrinos absents dans les expériences, ces particules sont dites stériles. Cette extension est simple car elle apporte une modification minimale du Modèle Standard, mais elle reste arbitraire et ne peut pas expliquer la très faible masse des neutrinos.

Terme de masse de Majorana

La neutralité du neutrino laisse envisager la possibilité que cette particule soit identique à son antiparticule [18]. Dans ce cas, le neutrino est dit de Majorana et sa représentation ne possède que deux degrés de liberté, ψ_L et son conjugué ψ_L^c défini à l'aide de l'opérateur de

conjugaison de charge $C : \psi \xrightarrow{C} \psi^c = C\bar{\psi}^T$. L'opérateur C peut être représenté par $C = i\gamma_0\gamma_2$ et conduit aux relations suivantes :

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

Le conjugué de charge du neutrino gauche est ainsi un neutrino droit et inversement. On peut alors définir le neutrino de Majorana par le champ suivant :

$$\psi^M = \psi_L + (\psi_L)^c$$

Ce champ satisfait à l'équation de Dirac et est un état propre de l'opérateur C avec la valeur $+1$, rendant compte de la nature de Majorana. La particularité de ce champ ψ est alors de pouvoir générer de nouveaux termes de masse dans le Lagrangien :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{masse_L}^M &= \bar{\psi}^M m_L \psi^M \\ &= m_L \overline{(\psi_L + (\psi_L)^c)} (\psi_L + (\psi_L)^c) \\ &= m_L ((\psi_L)^c \psi_L + \bar{\psi}_L (\psi_L)^c) \\ &= m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + \text{h.c.} \end{aligned}$$

De la même façon, nous pouvons définir un terme de masse indépendamment du précédent pour un neutrino de Majorana construit à partir des champs de chiralité droite :

$$-\mathcal{L}_{masse_R}^M = m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R + \text{h.c.} \quad (1.6)$$

Le neutrino de Majorana fait donc apparaître deux masses m_L et m_R dites de Majorana. Contrairement au terme de masse de Dirac (Eq. 1.5), ceux de Majorana ne sont plus invariants sous la transformation de jauge $U(1)$ ($\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$) et le nombre leptonique n'est plus conservé.

Terme de masse général de Dirac-Majorana

Parmi les différents termes de masse présentés, aucun ne peut être exclu du Lagrangien. Nous pouvons donc définir un terme de masse plus général :

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = m_D \bar{\psi}_L \psi_R + \frac{1}{2} (m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R) + \text{h.c.} \quad (1.7)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ est ajouté pour éviter un comptage double car ψ_L^c et $\bar{\psi}_L$ ne sont pas indépendants. En définissant les deux nouveaux champs :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

le terme de masse de Dirac-Majorana (Eq. 1.7) peut être mis sous la représentation matricielle suivante :

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + \text{h.c.}$$

Les valeurs propres de masse m_1 et m_2 sont déterminées par diagonalisation de la matrice et s'expriment en fonction des masses de Dirac et de Majorana :

$$m_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4 m_D^2} \right) \quad (1.9)$$

Et les états propres sont des neutrinos de Majorana :

$$\Psi_{+L} = \cos(\theta)\psi_L - \sin(\theta)\psi_L^c \quad \text{et} \quad \Psi_{+R}^c = \cos(\theta)\psi_R^c - \sin(\theta)\psi_R \quad (1.10)$$

$$\Psi_{-L} = \sin(\theta)\psi_L + \cos(\theta)\psi_L^c \quad \text{et} \quad \Psi_{-R}^c = \sin(\theta)\psi_R^c + \cos(\theta)\psi_R \quad (1.11)$$

où l'angle de mélange θ est donné par :

$$\tan(2\theta) = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (1.12)$$

En supposant $m_L = m_R = 0$ ($\theta = 45^\circ$), on retrouve naturellement la description du neutrino de Dirac à travers une combinaison de deux champs de Majorana dégénérés de masse $m_{\pm} = m_D$. De même, la représentation de Majorana pure est obtenue par l'annulation de la masse de Dirac m_D .

Mécanisme du *see-saw*

À présent, regardons un cas réaliste et très intéressant. Sachant qu'aucune expérience n'a mis en évidence l'interaction de neutrinos droits, il est fort probable que m_R soit très grand devant m_L et m_D . De plus, une masse de Majorana $m_L = 0$ nulle est justifiable car il n'existe pas de champ gauche dans le Modèle Standard. Ces deux hypothèses donnent la hiérarchie $m_R \gg m_D \gg m_L \approx 0$ et conduisent aux valeurs propres de masse suivantes [19] :

$$m_+ \approx m_R \quad \text{et} \quad m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.13)$$

et les états propres s'écrivent :

$$\Psi_+ = (\psi_R + \psi_R^c) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_L + \psi_L^c) \approx (\psi_R + \psi_R^c) \quad (1.14)$$

$$\Psi_- = (\psi_L + \psi_L^c) - \frac{m_D}{m_R}(\psi_R + \psi_R^c) \approx (\psi_L + \psi_L^c) \quad (1.15)$$

Le champ Ψ_+ décrit alors un neutrino massif dans un état de chiralité majoritairement droit tandis que Ψ_- est un neutrino gauche très léger, sa masse étant d'autant plus faible que m_R est grand ($m_- \propto 1/m_+$). Ce mécanisme, appelé *see-saw*, permet de générer une très petite masse pour les neutrinos gauches actifs à partir d'une valeur raisonnable de la masse de Dirac m_D . En parallèle, il contrebalance l'écart avec un neutrino droit très lourd, apportant par là, une explication astucieuse à l'absence des neutrinos droits. Leur masse pourrait correspondre, si le mécanisme est correct, à l'échelle en énergie de la grande unification des interactions, vers 10^{15} GeV, et leur rôle serait dans ce cas capital dans l'apparition de la matière. Une conséquence directe du *see-saw* est en effet la leptogénèse, c'est-à-dire la formation d'un Univers asymétrique par des mécanismes mettant en jeu des leptons [20], contrairement à la baryogénèse qui implique une asymétrie dans le secteur des quarks.

Nous avons considéré ici une seule famille de neutrinos mais ce mécanisme peut être appliqué aux trois générations de neutrinos, en remplaçant les champs Ψ_L par les états propres de saveurs $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L$ et en permutant les masses des particules par des matrices de masse [21]. La diagonalisation de la nouvelle matrice \mathcal{M} conduit à un ensemble de valeurs propres de masse (m_1, m_2, m_3) associées aux états propres (ν_1, ν_2, ν_3) qui ne coïncident *a priori* pas avec les états propres de l'interaction faible. Par conséquent, le mécanisme du *see-saw* apporte en dernier lieu une explication naturelle aux oscillations des neutrinos.

1.2.2 Mélange et oscillation des neutrinos

Dans le Modèle Standard, les neutrinos ne sont pas massifs et il ne peut y avoir de mélange entre les saveurs leptoniques puisque les états de masse sont dégénérés. Par contre, avec des neutrinos massifs et de masse différente, le mélange est possible quelque soit leur nature de Dirac ou de Majorana.

Les mécanismes à l'origine des oscillations sont aujourd'hui bien connus à la fois par la théorie et l'expérience. Un résumé des connaissances et des dernières observations sur ce phénomène est présenté.

Mélange des neutrinos

Le mélange des neutrinos reflète l'existence de deux descriptions complètes et indépendantes de leur champ, à savoir les états de masse (ν_1, ν_2, ν_3) et ceux de saveur $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$. Ce brassage des états s'interprète par une transformation unitaire en trois dimensions entre les deux représentations (Fig. 1.5) que l'on peut écrire sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Il s'agit de la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), comparable à la matrice de mélange des quarks CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) mais avec une différence de taille : les observations expérimentales montrent que le mélange des neutrinos est particulièrement important (Sec. 1.2.3) contrairement aux quarks où il est très modéré.

Puisque la matrice PMNS est unitaire, la quantité de paramètres au nombre de 9 peut être réduite à trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} associés aux trois transformations par rotation pour changer la représentation. La matrice de mélange devient alors :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.17)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) et δ une phase de Dirac non nulle s'il y a violation *CP*. Dans le cas d'un neutrino de Majorana, deux phases additionnelles η_1 et η_2 sont nécessaires. Elles sont incorporées par un produit avec la matrice diagonale $(1, e^{i\eta_1}, e^{i\eta_2})$.

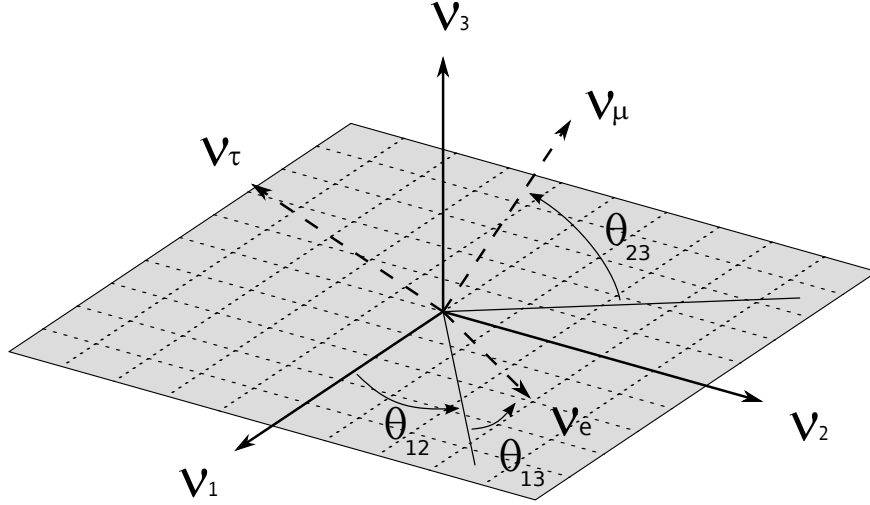


FIGURE 1.5 – Représentations en 3D du mélange des neutrinos entre les états de masse ν_i ($i = 1,2,3$) et les états de saveurs ν_α ($\alpha = e,\mu,\tau$), chacune des descriptions correspondant à une base orthogonale de l'espace des états (la phase de violation de CP est ignorée).

Oscillation des neutrinos dans le vide

Les neutrinos sont produits par interaction faible dans un état de saveur donné, et donc dans un état de superposition des trois états de masse. Puisque les valeurs propres de masse sont distinctes, chaque champ ν_i possède sa propre vitesse de phase. Durant la propagation des neutrinos, la combinaison linéaire des états ν_1 , ν_2 et ν_3 évolue progressivement et aboutit à un mélange entre les états ν_e , ν_μ et ν_τ . Les neutrinos sont alors capables d'interagir sous une saveur différente. Le phénomène d'oscillation des neutrinos, ou tout simplement leur propagation, viole donc la conservation des nombres leptoniques de saveurs L_e , L_μ et L_τ mais laisse toutefois le nombre leptonique total $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ constant (s'il n'y a ni violation de CP , ni d'oscillation vers des états stériles de neutrinos).

Dans le vide, le phénomène est purement cinématique et décrit par l'équation de Schrödinger. L'évolution d'un état propre de masse $|\nu_i(t=0)\rangle$ vers un état $|\nu_i(t)\rangle$ est donnée par l'expression :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.18)$$

où E_i est l'énergie du neutrino, p_i son impulsion et L la distance parcourue par la particule après un temps t . Puisque la masse des neutrinos est très faible, leur vitesse est très proche celle de la lumière, et donc :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.19)$$

L'expression 1.18 donnant l'évolution de l'état propre en fonction du temps dépend alors uniquement de l'énergie du neutrino et de la distance parcourue :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(m_i^2/2E_i)L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.20)$$

L'évolution d'un neutrino produit dans un état de saveur α s'écrit :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E_i)L} |\nu_i(0)\rangle = \sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E_i)L} U_{\beta i}^* \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.21)$$

La probabilité de détecter le neutrino dans un état de saveur ν_β est donnée par la norme du produit scalaire avec $|\nu_\beta\rangle$:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, E) \rangle|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-(\Delta m_{ij}^2/2E)L} \end{aligned} \quad (1.22)$$

avec $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des masses prises au carré des deux états ν_i et ν_j considérés. Cette expression est très complexe mais montre clairement que l'oscillation n'est possible que pour des particules massives et de masse différente. En pratique, les expériences se placent très souvent dans des conditions où l'oscillation peut être considérée par un mélange entre deux états de masse (ν_i, ν_j) et deux états de saveur (ν_α, ν_β). La matrice de mélange est alors définie par un seul paramètre, l'angle de mélange θ_{ij} :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{ij} & \sin \theta_{ij} \\ -\sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Ainsi, la probabilité d'oscillation ne dépend plus que d'une seule valeur de Δm^2 suivant l'expression :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.24)$$

L'amplitude et la période des oscillations sont déterminées respectivement par l'angle de mélange et la différence des masses carrées. La probabilité de détecter un neutrino de saveur différente est maximale à la distance $2\pi \frac{E}{\Delta m^2}$ de son point d'émission.

D'un point de vue expérimental, les oscillations sont mises en évidence soit par la détection de neutrinos de saveur β différente des neutrinos incidents ν_α (expérience dite d'apparition), ou soit par le constat d'un déficit dans le flux initial (expérience de disparition).

Oscillation des neutrinos dans la matière

Dans la matière, les neutrinos peuvent interagir avec les électrons et les quarks des atomes par courant faible neutre ou chargé. Toutefois, les interactions incohérentes, modifiant la direction et/ou l'énergie des neutrinos, sont extrêmement rares. A titre d'exemple, la section efficace de diffusion élastique d'un neutrino électronique sur un électron est de l'ordre de 10^{-49} cm^2 et correspond approximativement à l'interaction d'un neutrino sur 10 milliards. Par contre, les diffusions cohérentes, dites "vers l'avant" car elles laissent inchangée la cinématique, sont beaucoup plus fréquentes. Elles sont capables d'induire des interférences entre les fonctions d'onde initiale et finale, la modification des paquets d'onde affecte alors les paramètres d'oscillations. Il s'agit de l'effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [22] [23].

Les interactions cohérentes par courants neutres n'étant pas sensibles à la saveur leptonique, les effets sont équivalents pour les trois générations de neutrinos et ils s'annulent.

Par contre, les neutrinos électroniques sont capables d’interagir par courant chargé avec des électrons, ce qui n’est pas le cas des autres saveurs de neutrinos car la matière stable ne contient ni de muons, ni de tau. Le phénomène est donc dissymétrique et on peut montrer que seuls, les neutrinos et antineutrinos électroniques sont soumis à un potentiel effectif V_C dont l’intensité varie linéairement avec la densité volumique d’électrons N_e du milieu [24] :

$$V_C(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e \quad \text{et} \quad V_C(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2}G_F N_e \quad (1.25)$$

avec G_F la constante de Fermi. L’oscillation est alors caractérisée par deux nouveaux paramètres, θ_M et Δm_M^2 , fonction également de la densité électronique. A une énergie E_ν donnée, la probabilité d’observer un changement de saveur devient maximale ($\sin 2\theta_M = 1$) pour une valeur critique de la densité N_e^C :

$$N_e^C = \frac{\cos(2\theta) \Delta m^2}{2\sqrt{2} G_F E_\nu} \quad (1.26)$$

où Δm^2 et θ sont les paramètres d’oscillation dans le vide. Ce phénomène résonnant n’est possible que si $\Delta m^2 > 0$. Si $N_e \ll N_e^C$, les équations ne sont que peu modifiées et l’oscillation est identique à celle dans le vide. C’est notamment le cas de la Terre qui a une densité relativement faible comparée à celle du soleil. Dans les cas des très hautes densités ($N_e \gg N_e^C$), l’oscillation est supprimée et le mélange entre les deux états de saveur est maximal.

1.2.3 Expériences d’oscillation et mesure des paramètres de mélange

Il existe de nombreuses sources de neutrinos sur Terre et dans l’Univers. Le phénomène d’oscillation a maintenant été mis en évidence pour la plupart. Ces sources sont toujours exploitées pour affiner la mesure des paramètres intervenant dans la matrice de mélange et contraindre au mieux les valeurs de masses des neutrinos.

Observation des neutrinos solaires

Le soleil produit un flux intense de neutrinos lors des réactions de fusion thermonucléaire de l’hydrogène vers hélium. Il s’agit d’une source naturelle formidable de neutrinos électroniques purs de basse énergie, avec un flux sur Terre de l’ordre de 6.10^{10} neutrinos/cm²/s. Dans les années 1970, les premières expériences d’observation des neutrinos solaires étaient tout d’abord sensibles à la disparition des ν_e via une détection par réaction bêta inverse. Elles ont établi un déficit du taux de neutrinos détectés d’environ 1/3 comparé à la valeur prédite par les modèles théoriques du soleil. Confirmées par plusieurs expériences avec des techniques différentes, ces observations ont conduit au “problème des neutrinos solaires”. Ce n’est qu’en 2001 que l’expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory) prouva que les neutrinos manquants ont bien changé de saveurs, grâce à l’utilisation de l’eau lourde permettant une détection des trois saveurs de neutrinos [25]. Les expériences de neutrinos solaires apportent aujourd’hui une mesure très précise des paramètres θ_{12} et Δm_{21}^2 car le neutrino électronique semble principalement composé des états ν_1 et ν_2 . Le signe Δm_{21}^2 a également été déterminé positif par l’identification de l’effet MSW sur les neutrinos sortant du soleil.

Neutrinos atmosphériques

Une seconde source naturelle de neutrinos provient de la désintégration des particules instables produites par l'interaction des rayonnements cosmiques dans l'atmosphère terrestre. Il s'agit principalement de neutrinos ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ émis lors de la désintégration de mésons (pions, kaons) en muons, puis de muons en électrons. Dans le second cas, des neutrinos électroniques apparaissent aussi. La création d'un muon, suivie de sa désintégration, met donc en jeu deux neutrinos muoniques pour un neutrino électronique ce qui donne une prédiction très simple et correcte à basse énergie du rapport entre les deux saveurs d'environ 2. L'énergie disponible dans les gerbes de particules est généralement très élevée, conduisant à des neutrinos de grande énergie, de plusieurs centaines de MeV à quelques TeV. Les neutrinos muoniques sont ainsi suffisamment énergétiques pour former des muons dans le détecteur par courant faible chargé ($E(\nu_\mu) > m(\mu) = 106 \text{ MeV}$). Ces leptons également très énergétiques sont détectés par leur émission Čerenkov. La direction et la forme du cône de lumière permettent d'évaluer l'énergie et l'angle d'incidence des neutrinos. Super-Kamiokande, un détecteur de 50 000 tonnes d'eau ultra-pure, a montré par cette technique un déficit des neutrinos ν_μ atmosphériques dont l'ampleur dépend de façon spectaculaire de l'angle d'incidence des neutrinos (Fig. 1.6) et donc de la distance parcourue. La disparition correspondrait à une oscillation des neutrinos muoniques vers la saveur τ et ce type d'expérience apporte une mesure des paramètres θ_{23} et Δm_{32}^2 .

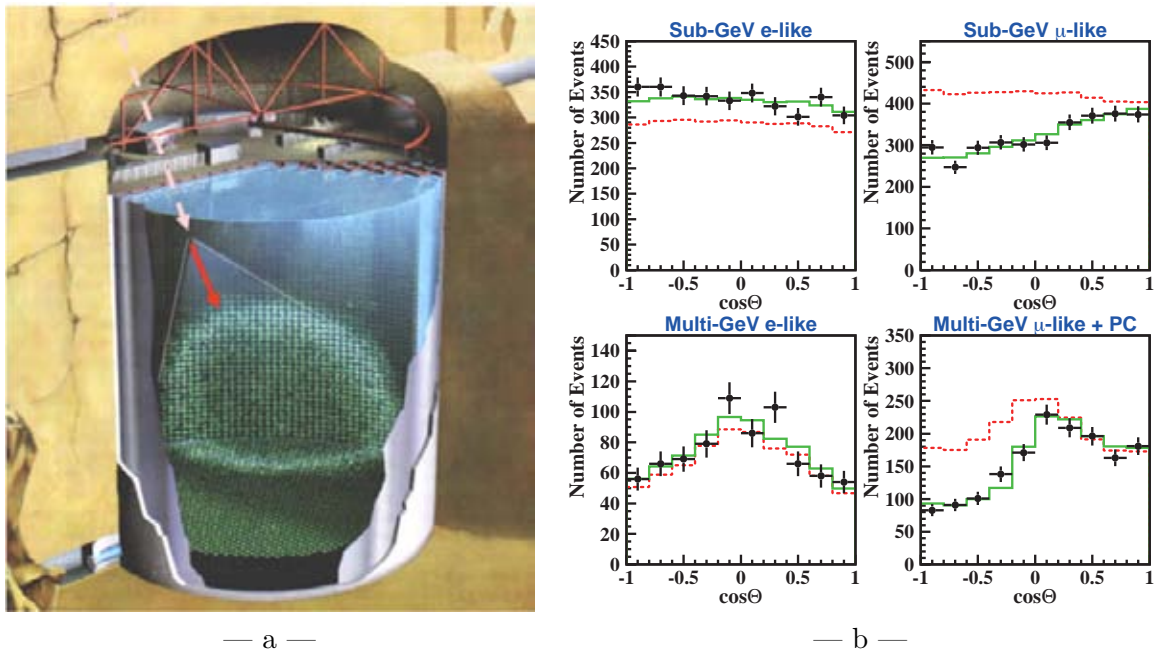


FIGURE 1.6 – Schéma du détecteur SuperKamiokande (a) et distributions angulaires du flux de neutrinos électroniques et muoniques produits dans l'atmosphère mesurées par ce détecteur. Le taux de neutrinos ν_μ détectés présente un déficit très net pour les particules qui traversent la Terre ($\cos \theta < 0$) comparé au flux prévu sans les oscillations (ligne rouge) [26].

Expériences auprès de réacteurs nucléaires

Les réacteurs nucléaires en fonctionnement sont les sources de neutrinos les plus importantes qu'il existe sur Terre. La majorité des produits de fissions de l'uranium sont en effet riches en neutrons et ils se désintègrent très rapidement par une ou plusieurs décroissances β , conduisant à une émission continue et intense de $\bar{\nu}_e$ avec un énergie moyenne de quelques MeV. Un réacteur de 1 GW émet environ 10^{20} neutrinos par seconde et un détecteur placé à 1 km de la centrale reçoit une quantité de neutrinos comparable au flux solaire.

L'oscillation vers les états $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_\tau$ ne peut être mis en évidence que par la disparition des neutrinos $\bar{\nu}_e$ puisque l'énergie disponible n'est pas suffisante pour une création de μ ou de τ . La détection est faite par réaction β inverse conduisant à l'émission d'un positron et d'un neutron. Ce type de détecteur a permis la découverte expérimentale de l'existence des neutrinos en 1956, et a servi plus récemment à mesurer Δm_{21}^2 avec une excellente précision grâce à l'expérience KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector). La figure 1.7 est un résultat admirable obtenu avec ce détecteur, montrant un cycle complet de l'oscillation des neutrinos $\bar{\nu}_e$.

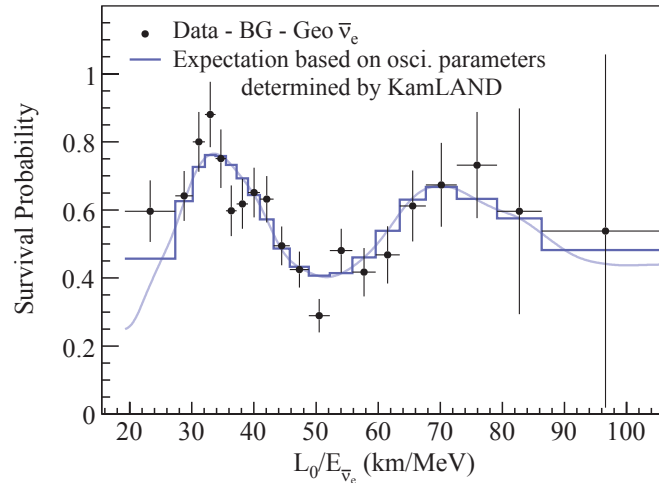


FIGURE 1.7 – Probabilité de survie des neutrinos $\bar{\nu}_e$ issus de réacteurs en fonction du rapport rapport L/E mesuré par l'expérience KamLAND [27].

Les nouvelles générations d'expériences auprès de réacteurs comme Double Chooz ou Daya-Bay s'appêtent maintenant à étudier l'angle θ_{13} qui semble très faible et contraindre sa valeur jusqu'à $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,03$ (ou la déterminer si elle est au dessus).

Expériences de neutrinos issus d'accélérateurs

Les expériences modernes utilisent également de plus en plus les accélérateurs de particules comme source artificielle de neutrinos. L'avantage est sans aucun doute la possibilité de produire un faisceau sur mesure ($\nu/\bar{\nu}$, énergie), principalement de saveur muonique. Le principe consiste à envoyer un faisceau de protons sur une cible pour produire des hadrons (pions, kaons, ...) qui se désintègrent ensuite essentiellement en muons et neutrinos muoniques.

Les expériences récentes de neutrinos d'accélérateurs (NOMAD, CHORUS, CHARM, CDMS, ...) ont recherché l'apparition éventuelle de ν_τ dans un faisceau de ν_μ sur de courtes

distances, mais les oscillations ont cependant été exclues pour une grande valeur de Δm_{32}^2 ($> 1 \text{ eV}^2$) et un faible angle de mélange $\sin^2(2\theta)$ [28] [29] [30]. L'expérience LSND a toutefois annoncé avoir observé un excès de signal qui pourrait correspondre à l'oscillation en question [31]. Ce résultat en contradiction avec les mesures solaires et atmosphériques impliquerait l'existence d'un quatrième neutrino stérile. L'analyse des dernières données d'une nouvelle expérience de ce type, MiniBooNE, semble actuellement confirmer cela. La figure 1.8-a montre pour ces deux expériences l'excès de signal pouvant correspondre à une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ avec une différence des masses carrées Δm_{32}^2 de l'ordre de $0,1 - 1,0 \text{ eV}$ [32]. De plus, et toujours récemment, l'expérience MINOS, installée dans la mine de Soudan aux États-Unis, étudie l'oscillation de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ provenant du FermiLab près de Chicago et les paramètres de mélange mesurés semblent être différents entre particule et antiparticule (Fig. 1.8-b). Tous ces résultats sont nouveaux et requièrent plus de données avant de prononcer une conclusion, mais il est fort probable qu'une nouvelle physique se dessine autour de ce type d'expériences.

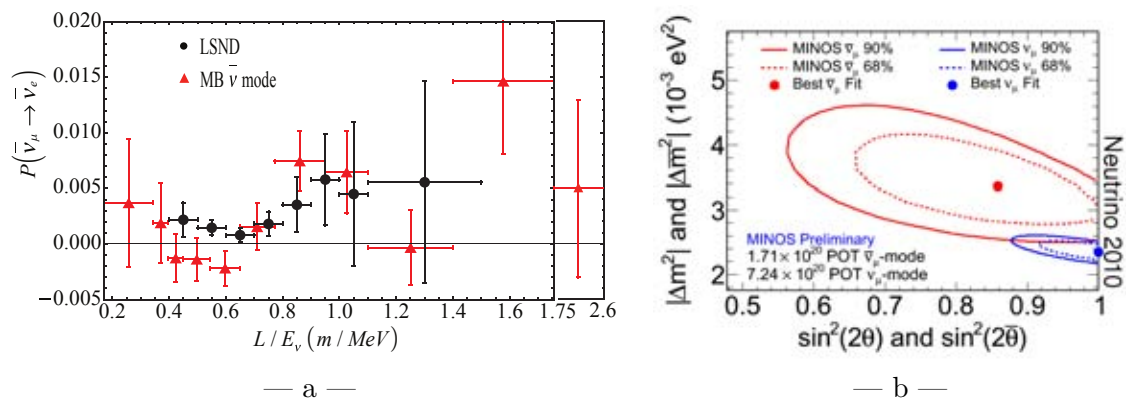


FIGURE 1.8 – Résultats des deux expériences LSND et MiniBooNE suggérant une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (a) et celui de MINOS montrant la possibilité que les paramètres de mélange soient différents entre neutrinos et antineutrinos (b) [32] [33].

D'autres expériences sont en cours, le programme CNGS vise notamment à mettre en évidence, avec les détecteurs ICARUS et OPERA, l'apparition de neutrino ν_τ dans un faisceau de ν_μ afin de prouver de manière définitive l'oscillation des neutrinos atmosphériques. Le faisceau de ν_μ est par conséquent particulièrement énergétique ($\sim 17 \text{ GeV}$) pour pouvoir produire un lepton τ dans les détecteurs. En mai 2010, l'expérience OPERA a observé son premier événement candidat [34].

Les nouvelles expériences de neutrinos issus des accélérateurs, telles T2K et bientôt NO ν A, se dirigent vers une mesure de l'angle θ_{13} tout comme celle auprès des réacteurs. Des projets à plus long terme commencent à émerger pour produire des faisceaux très intenses. Ces usines à neutrinos seront notamment sensibles au signe Δm_{32}^2 à travers l'effet MSW dans la Terre à très haute énergie et à la violation de CP [35].

Résultats et implication sur le spectre de masse des neutrinos

L'ensemble des expériences citées précédemment ont permis de mettre en évidence et d'exploiter le phénomène d'oscillation des neutrinos. La plupart des paramètres de mélange intervenant dans la matrice PMNS sont maintenant connus et leurs mesures sont constamment

affinées grâce aux nouvelles générations d'expériences. Trois paramètres restent encore indéterminés, à savoir l'angle θ_{13} , le signe de Δm_{32}^2 et le degré de violation de CP δ . Les derniers résultats sont les suivants [13] :

$$\begin{aligned}
 \sin^2(2\theta_{12}) &= 0,86 \pm 0,03 & \Delta m_{21}^2 &= + (7,6 \pm 0,2) 10^{-5} eV^2 \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &= 0,92 - 1 & \Delta m_{32}^2 &= \pm (2,43 \pm 0,13) 10^{-3} eV^2 \\
 \sin^2(2\theta_{13}) &< 0,15 & \Delta m_{31}^2 &\approx \Delta m_{32}^2
 \end{aligned} \tag{1.27}$$

Les expériences d'oscillation auront incontestablement prouvé que le neutrino est massif, mais ne peuvent déterminer leur masse dans l'absolu⁶. Et comme nous le verrons par la suite, aucun autre type d'expérience n'a pu déterminer avec confirmation une valeur absolue de masse, seules des limites sont posées. Les résultats des oscillations permettent toutefois d'envisager différentes hiérarchies pour les trois états de masse. Puisque $|\Delta m_{32}^2| \gg \Delta m_{21}^2$, deux configurations du spectre de masse sont possibles suivant le signe de Δm_{32}^2 (Fig. 1.9). Si ce terme est positif, la hiérarchie de masse est dite normale et s'écrit $m_1 < m_2 \ll m_3$. Si $\Delta m_{32}^2 < 0$, m_3 devient la masse la plus faible et la hiérarchie est inversée : $m_3 \ll m_1 < m_2$. La troisième et dernière configuration possible est $m_1, m_2, m_3 \gg \Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$ correspondant à une hiérarchie où les trois états de masse sont dégénérés ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$).

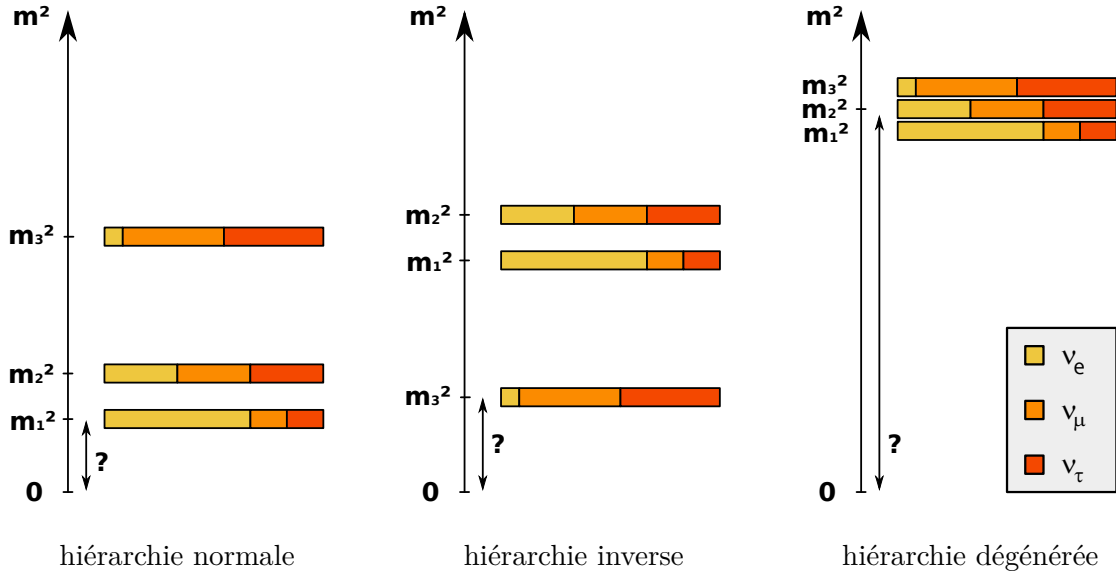


FIGURE 1.9 – Représentation des trois hiérarchies possibles pour le spectre de masse des neutrinos déterminées par les mesures de différences de masses au carrées.

1.2.4 Vers une masse absolue du neutrino

Il existe trois catégories d'expériences à même d'accéder à une échelle absolue de masse, chacune offrant une méthode indépendante : l'analyse des données cosmologique, l'étude des désintégrations bêta et la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos.

6. Des limites inférieures peuvent toutefois être données avec $m_2^2 = m_1^2 + \Delta m_{21}^2 \geq \Delta m_{21}^2$ car $m_1^2 \geq 0$.

Observations en astrophysique et cosmologie

Suite à l'explosion de la supernova SN 1987A observée sur Terre le 24 février 1987, une limite sur la masse du neutrino électronique a pu être établie :

A la fin de vie des étoiles, l'équilibre entre la gravitation et la pression de radiation est perdue. Si l'étoile est suffisamment massive, les réactions de fusion se prolongent jusqu'à la synthèse du fer, puis s'arrêtent brusquement car il s'agit de l'élément le plus stable. Son effondrement gravitationnel entraîne une compression violente de la matière jusqu'à la formation d'une étoile à neutrons via la capture électronique : $p^+ + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e$. Cette réaction libère la quasi-totalité de l'énergie accumulée par une émission intense de neutrinos. L'effondrement gravitationnel se poursuit et les couches externes rebondissent sur le cœur solide et résistant. L'onde de choc provoque alors l'explosion en supernova.

Environ trois heures avant que la lumière de la supernovae SN 1987A n'atteigne la Terre, plusieurs observatoires de neutrinos en fonctionnement ont enregistré un sursaut d'événements en l'espace d'une dizaine de secondes, dont la détection de 11 neutrinos dans Kamiokande II, l'ancêtre de SuperKamiokande [?]. Avec un neutrino massif, le temps de vol de la particule dépend de son énergie. En corrélant la dispersion des temps d'arrivée des neutrinos dans les détecteurs et la mesure de leur énergie, il est possible de contraindre leur masse. Les dernières analyses aboutissent ainsi à une limite sur la masse du neutrino électronique de $m_{\nu_e} \leq 5,7 \text{ eV}$ avec un intervalle de confiance (I.C.) de 90 % [36].

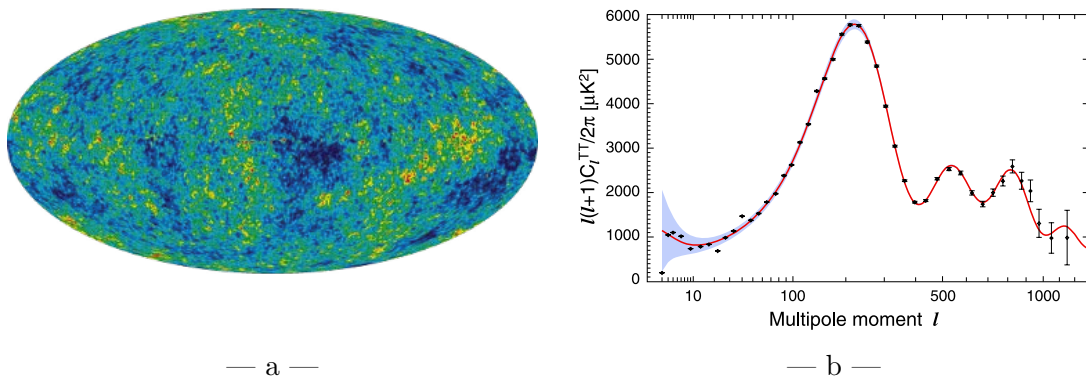


FIGURE 1.10 – Carte céleste de l'anisotropie en température du fond diffus cosmologique mesuré par WMAP suite à 7 années d'observation (a) et décomposition de l'amplitude des fluctuations en harmoniques sphériques de degré l (b) [37].

L'étude du fond diffus cosmologique et de ses anisotropies permet également de contraindre la masse des neutrinos. Ce rayonnement fossile est la plus ancienne image de l'Univers, issu de l'ère primordiale chaude et dense. Il est globalement très uniforme, et correspond aujourd'hui à l'émission d'un corps noir à 2,73 K (- 270,42 °C). Les fluctuations infimes, de l'ordre 10^{-5} K, reflètent les anisotropies de l'Univers lors de sa formation et donc sont très riches en information. De telles mesures sont maintenant possibles grâce aux nouveaux instruments et notamment le satellite WMAP⁷ fournissant actuellement les meilleures mesures de l'anisotropie (Fig. 1.10). L'analyse des dernières données enregistrées par ce

7. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

satellite conduit à une limite sur la somme des masses des neutrinos [38] :

$$\sum_{i=1}^3 m_i < 1,2 \text{ eV} \quad (1.28)$$

Mesure directe par étude de décroissances β

Une mesure directe de la masse du neutrino est possible par une analyse fine de la cinématique des décroissances β . En toute rigueur, la fin du spectre en énergie des électrons est déformée et se termine à $Q_\beta - m_\beta c^2$ (Fig. 1.11), avec m_β la masse effective du neutrino électronique dans la désintégration β :

$$m_\beta^2 = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i^2 = c_{12}^2 c_{13}^3 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2 \quad (1.29)$$

où les termes c_{ij} et s_i sont les paramètres de mélange définis précédemment (Eq. 1.17). Dans cette région finale du spectre, le taux d'événements est très rare et peut être en pratique maximisé en utilisant un émetteur β avec une énergie de transition la plus faible possible. Le tritium ${}^3\text{He}$ est un des meilleurs candidats avec $Q_\beta = 18,6 \text{ keV}$, car sa demi-vie est courte (12,3 ans) et permet d'accroître d'avantage la statistique. Les deux principales expériences faites à ce jour, MAINZ et TROITZK ont abouti à la limite $m_\beta < 2,3 \text{ eV}$ (à 95 % I.C.) [39] [40]. L'expérience KATRIN à Karlsruhe, dont la construction arrive à terme, vise une sensibilité de 0,2 eV pour 2015 [41].

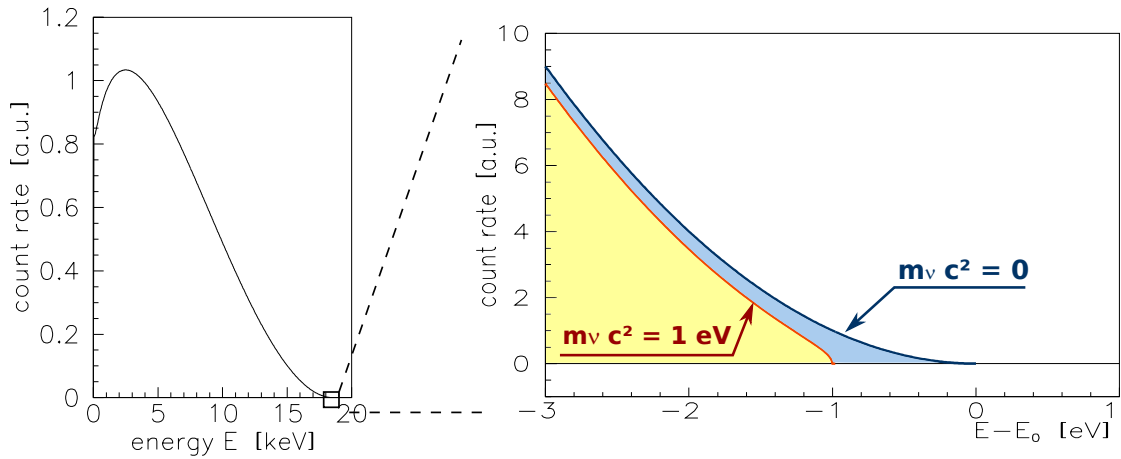


FIGURE 1.11 – Spectre en énergie de l'électron émis lors de la décroissance β du tritium et influence d'une masse de neutrino non nulle sur la terminaison du spectre.

Étude cinématique de la désintégration des pions et des leptons tau

La décroissance des pions chargés en muons offre un moyen d'accéder à la masse du neutrino muonique m_{ν_μ} à partir de la mesure de l'impulsion du muon p_μ . La conservation de

l'énergie et de l'impulsion donne la relation suivante :

$$m_{\nu_\mu} = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2} \quad (1.30)$$

Une expérience a été menée en 1995 auprès de l'accélérateur du PSI (Paul Scherrer Institute) [42]. En combinant les meilleures connaissances des masses des pions chargés et du muon, la limite supérieure sur la masse du neutrino muonique vaut 0,19 MeV (à 90 % I.C.).

De façon analogue, la masse du neutrino tauïque m_{ν_τ} est accessible expérimentalement par l'étude de la désintégration du *tau*. Afin de ne pas faire intervenir d'autres neutrinos, il faut sélectionner les canaux de décroissances seulement par voie hadronique. Les états finaux sont dans ce cas plus complexes, avec une émission de 3 à 6 pions chargés et neutres. La meilleure limite sur m_{ν_τ} connue est celle donnée en 1998 par l'expérience ALEPH qui était installé au LEP : $m_{\nu_\tau} < 18,2$ MeV (à 95 % I.C.) [43].

Recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos

La désintégration double bêta est un mode particulier de décroissance radioactive par voie faible, mettant en jeu simultanément deux décroissances β simples dans un même noyau (Fig. 1.12). Elle est normalement accompagnée par l'émission de deux neutrinos car deux courants faibles chargés interviennent dans le processus. Sans émission de neutrinos, cette décroissance n'est pas permise par le Modèle Standard car la conservation du nombre leptonique est violée de deux unités. Or, mettre en évidence son existence reviendrait à prouver que le neutrino est de Majorana et massif (Sec. 1.3.2). Les expériences double bêta sont sensibles à la masse effective de Majorana noté $m_{\beta\beta}$:

$$\begin{aligned} m_{\beta\beta}^2 &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i^2 \right| \\ &= c_{12}^2 c_{13}^3 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{2i\eta_1} m_2^2 + s_{13}^2 e^{2i\eta_2 - \delta} m_3^2 \end{aligned} \quad (1.31)$$

Contrairement à la masse donnée par l'étude des décroissances β simples (Eq. 1.29), la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ est sensible aux deux phases de violations de CP η_1 et

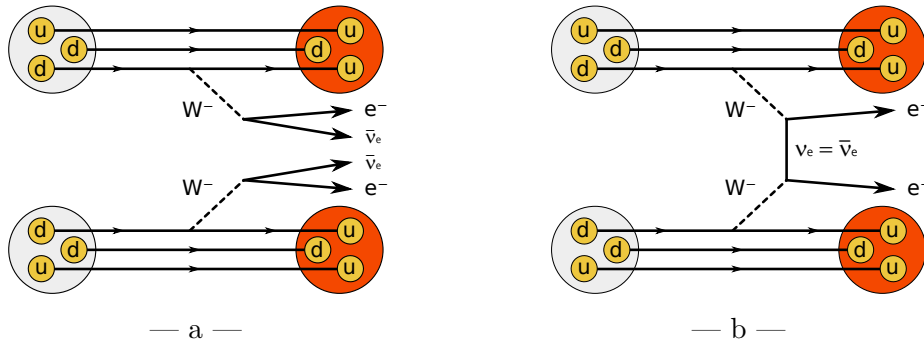


FIGURE 1.12 – Diagramme de Feynman des décroissances double bêta avec émission de neutrinos (a) et sans émission de neutrinos (b).

η_2 , susceptibles de créer une interférence entre les contributions des masses m_2 et m_3 . La recherche et l'étude des décroissances $\beta\beta 0\nu$ apporte donc une mesure de la masse du neutrino complémentaire à celle donnée par l'étude de la décroissance β . La figure 1.13 montre les régions autorisées pour $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger, m_1 ou m_3 suivant la hiérarchie considérée. Les valeurs possibles pour $m_{\beta\beta}$ sont de l'ordre de quelques 10^{-2} eV dans le cas de la hiérarchie inverse et en dessous avec la hiérarchie normale. Il existe une configuration particulière du spectre de masse pour la hiérarchie normale ($m_1 \approx 5.10^{-3}$ eV) où les paramètres de mélange annulent $m_{\beta\beta}$.

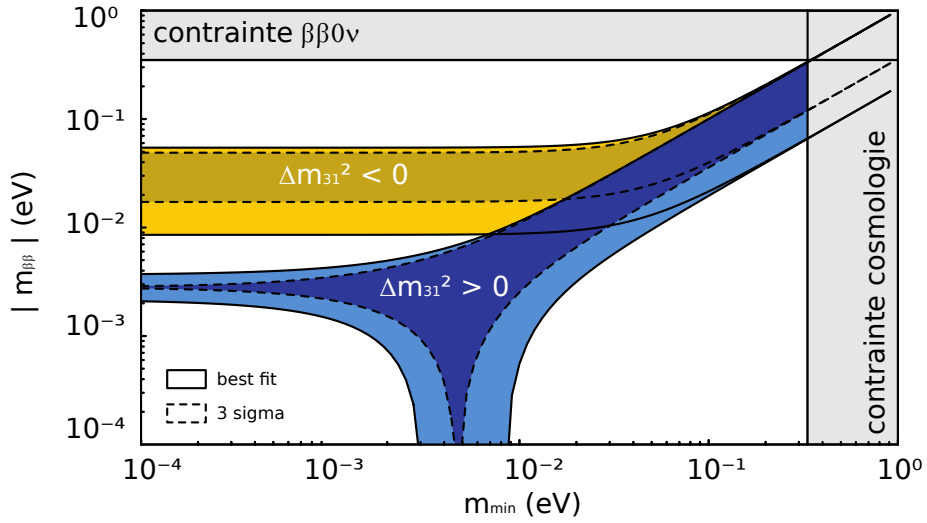


FIGURE 1.13 – Masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger pour les hiérarchies normales ($\Delta m_{32}^2 > 0$) et inverses ($\Delta m_{32}^2 < 0$) [44]. Le recouvrement des deux spectres correspond à la hiérarchie dégénérée.

1.3 Décroissance double bêta

La décroissance double bêta ($\beta\beta$) est un processus du second ordre de l'interaction faible qui s'apparente à deux décroissances β simultanées. Accompagnée de l'émission de neutrinos, elle est permise par le Modèle Standard et a été observée expérimentalement pour une dizaine de radioisotope⁸ avec une demi-vie de l'ordre de 10^{20} ans [45]. Il s'agit aujourd'hui du processus de désintégration le plus rare avéré de l'expérience pour lequel la période est mesurée.

Il existe quatre types de désintégration $\beta\beta$, à savoir la décroissance $\beta^-\beta^-$ et les trois combinaisons possibles de décroissance β^+ et de capture électronique ϵ : $\beta^+\beta^+$, $\beta^-\epsilon$ et $\epsilon\epsilon$. Par la suite et sauf mention contraire, nous ne discuterons que du processus $\beta^-\beta^-$ et la notation $\beta\beta$ sera utilisée pour le mentionner.

L'existence possible de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos est d'une importance capitale en physique du neutrino car il s'agit du seul moyen expérimental actuellement connu pour lever l'ambiguïté entre un neutrino de Dirac et un neutrino de

8. sur une soixantaine de candidats potentiels.

Majorana. De plus, les principaux mécanismes pouvant être à l'origine de cette décroissance requiert un neutrino massif et nous verrons qu'une mesure de la demi-vie de décroissance permet d'accéder à son échelle de masse. Pour ces deux raisons, l'investigation de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos est une voie de recherche prometteuse de la physique du neutrino.

1.3.1 Double décroissance bêta avec émission de neutrinos

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) envisagée dès 1935 par Goeppert-Mayer [46] a été observée pour la première fois en 1968 [47]. Cette décroissance entraîne un changement du numéro atomique du noyau de deux unités, avec l'émission simultanée de quatre particules, deux électrons et deux antineutrinos électroniques, emportant l'énergie $Q_{\beta\beta}$ libérée par la transition :

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$

Ce type de décroissance s'applique à des noyaux instables riches en neutrons et ne peut se produire que si la décroissance β simple vers le noyau $(A, Z+1)$ n'a pas lieu. Tous les émetteurs $\beta\beta$ sont ainsi nécessairement des noyaux pair-pair car cette configuration déstabilise⁹ les noyaux impair-impair intermédiaires et provoque la répartition des isobares sur deux paraboles (Fig. 1.14). Le déplacement des niveaux en énergie peut être suffisant pour interdire la décroissance β simple pour des raisons énergétiques (Fig. 1.14-a). La décroissance β peut également être défavorisée si la différence de moment angulaire entre l'état initial $(A, Z+2)$ et final $(A, Z+1)$ est élevé, on peut citer le cas du ^{48}Ca avec un ΔL de 5 ou 6 (Fig. 1.14-b).

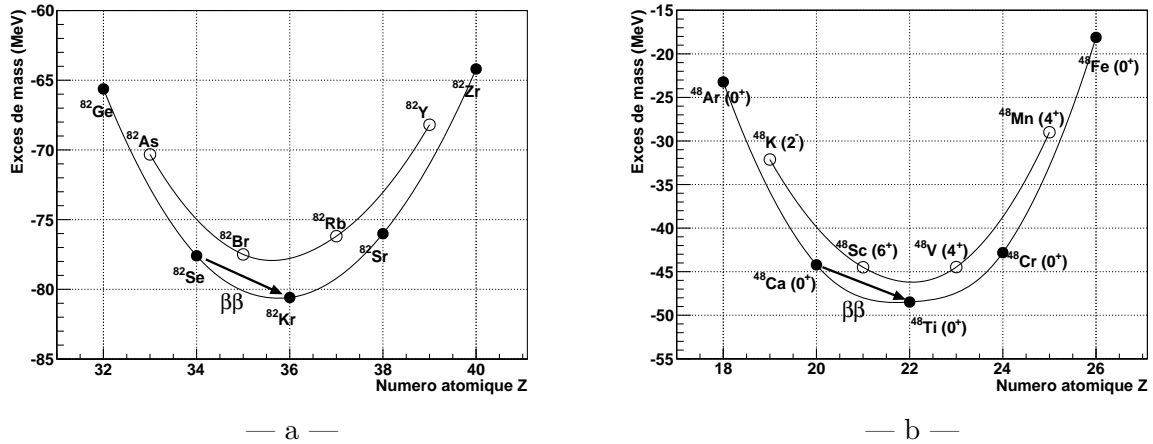


FIGURE 1.14 – Paraboles des excès de masse des noyaux isobares $A=82$ (a) et $A=48$ (b) mettant en jeu les transitions $\beta\beta$ du ^{82}Se et du ^{48}Ca . Les décroissances β simples sont interdites pour une raison énergétique dans le premier cas et par une trop grande différence du moment angulaire dans le second.

L'inverse de la période de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ est donnée par le taux de transition :

$$\left(T_{1/2}^{2\nu}\right)^{-1} = \Gamma^{2\nu} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{\mathcal{M}^{2\nu}}{m_e} \right|^2 \quad (1.32)$$

9. C'est l'action du terme d'énergie d'appariement non nul dans la formule de Bethe-Weizsäcker.

où $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à quatre particules, $\mathcal{M}^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire et m_e la masse de l'électron. Le facteur d'espace de phase est relativement bien déterminé par la théorie et dépend de la puissance onzième de $Q_{\beta\beta}$ [48]. La valeur de l'élément de matrice est par contre plus difficile à évaluer et dépend sensiblement du modèle utilisé (Sec. 1.3.3).

1.3.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos

Suite aux travaux de Majorana suggérant un neutrino identique à son antiparticule, Furry établit l'existence possible d'une décroissance double bêta sans émission de neutrinos $\beta\beta 0\nu$ [49]. Une telle radioactivité se manifesterait par l'émission de deux électrons emportant à eux deux l'énergie $Q_{\beta\beta}$ libérée lors de la transition :

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$$

Ce processus est interdit par le Modèle Standard puisqu'il ne respecte pas la conservation du nombre leptonique, conséquence directe d'un neutrino de Majorana. Nous verrons que le neutrino doit également être massif pour que la décroissance soit possible. Tous les isotopes se désintégrant par décroissance $\beta\beta 2\nu$ sont des émetteurs $\beta\beta 0\nu$ potentiels.

Mécanisme de masse

Le mécanisme de masse décrit la décroissance $\beta\beta 0\nu$ par l'échange d'un neutrino léger de Majorana [50]. L'antineutrino émis au premier vertex est absorbé au second vertex que si le neutrino est de Majorana, et ce dernier doit nécessairement être massif afin de rendre possible le renversement d'hélicité (via une transformation de Lorentz) requis pour un couplage par courant gauche (V-A). La désintégration peut ainsi être interprétée suivant les deux réactions :

$$\begin{aligned} n &\xrightarrow{V-A} p^+ + e_L^- + \bar{\nu}_{e_R} \\ \nu_{e_L} + n &\xrightarrow{V-A} p^+ + e_L^- \end{aligned} \quad (1.33)$$

Le neutrino virtuel qui est échangé étant massif, son propagateur introduit un terme de masse dans la probabilité de transition. La demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ dépend ainsi de la masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$ (Eq. 1.32) :

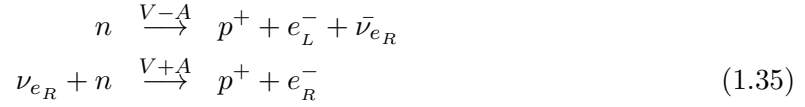
$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)_{MM}^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}^{0\nu}|^2 \left|\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right|^2 \quad (1.34)$$

avec $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ le facteur d'espace de phase de la transition $\beta\beta 0\nu$, $\mathcal{M}^{0\nu}$ son élément de matrice nucléaire, différent de celui de la transition $\beta\beta 0\nu$. Les méthodes de calcul restent toutefois les mêmes et conduisent à des erreurs importantes qui se répercutent sur l'estimation de la masse effective.

Mécanismes à courant faible droit (V+A)

En envisageant la possibilité d'un courant droit (V+A) sur l'un des deux vertex, le renversement d'hélicité n'est plus nécessaire. Le neutrino doit toutefois rester massif pour des raisons d'orthogonalité entre les états propres de masse et ceux de l'interaction faible [51].

Il s'agit du premier mécanisme proposé par Primakoff et Rosen dès 1969 [52]. Par comparaison avec le mécanisme de masse (Eq. 1.33), il peut se traduire par les deux étapes suivantes :



D'une manière plus générale, il faut considérer toutes les combinaisons possibles de courant gauche et droit. En introduisant les constantes de couplage η pour le mécanisme précédent (Eq. 1.35) et λ pour une décroissance via deux courants droits, l'expression 1.34 de la demi-vie peut être généralisée à :

$$\begin{aligned} \left(T_{1/2}^{0\nu}\right)_{MM}^{-1} &= C_{mm} \left| \frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \right|^2 + C_{\eta\eta} \langle \eta \rangle^2 + C_{\lambda\lambda} \langle \lambda \rangle^2 \\ &+ C_{m\eta} \frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \langle \eta \rangle + C_{m\lambda} \frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \langle \lambda \rangle + C_{\eta\lambda} \langle \eta \rangle \langle \lambda \rangle \end{aligned} \quad (1.36)$$

où les termes en $C_{m,\eta,\lambda}$ contiennent les différents facteurs d'espace de phase et éléments de matrice nucléaire, et où les valeurs effectives de η et de λ sont obtenues par une somme pondérée aux paramètres de mélange des neutrinos électroniques droits U_{ei} et gauches V_{ei} :

$$\langle \eta \rangle = \eta \sum_i U_{ei} V_{ei} \quad \text{et} \quad \langle \lambda \rangle = \lambda \sum_i U_{ei} V_{ei} \quad (1.37)$$

La relation entre la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ et la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ est dans ce cas différente et plus complexe qu'avec le mécanisme de masse. Il sera donc important de déterminer le mécanisme mis en jeu dans l'hypothèse d'un signal $\beta\beta 0\nu$ par les expériences.

Discrimination des mécanismes

Une décroissance $\beta\beta 0\nu$ est identifiée par l'émission simultanée de deux électrons d'énergie E_1 et E_2 dont la somme vaut $Q_{\beta\beta}$. Les deux observables supplémentaires disponibles sont la différence en énergie des deux particules $\Delta E = |E_1 - E_2|$ et l'angle $\cos \theta$ entre leurs directions respectives. Par différenciation du taux de transition, on montre que :

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos \theta)} \propto (1 - k_\theta \cos \theta) \quad (1.38)$$

avec k_θ un paramètre déterminé par la théorie qui dépend du mécanisme en question. Avec le ^{82}Se , ce paramètre vaut +0,88 dans le cas de mécanisme de masse (MM) et -0,79 avec le mécanisme à courant droit (RHC) [53], conduisant à une distribution totalement opposée de l'angle de corrélation entre les deux processus (Fig. 1.15-a). Ce résultat semble assez naturel compte tenu de l'hélicité des électrons dans l'état final : Le MM produit deux électrons d'hélicité identique (gauche) qui sont préférentiellement émis dans des directions opposées ($\cos \theta \approx -1$) afin d'obtenir une hélicité totale nulle. Pour la même raison, les électrons d'hélicité mixte générés par le RHC partent dans la même direction ($\cos \theta \approx +1$).

La figure 1.15-b montre la distribution théorique de la différence en énergie des deux électrons. A nouveau, les deux mécanismes se distinguent puisqu'avec le MM, l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ est répartie de façon équitable entre les deux électrons ($\Delta E \approx 0$), tandis que pour le RHC, un électron emporte la plupart du temps plus des 3/4 de l'énergie.

Ces prédictions théoriques prouvent qu'une discrimination est possible entre les deux principaux mécanismes et soulignent l'importance de pouvoir mesurer les observables ΔE et $\cos \theta$ dans le cas d'un signal $\beta\beta 0\nu$ positif.

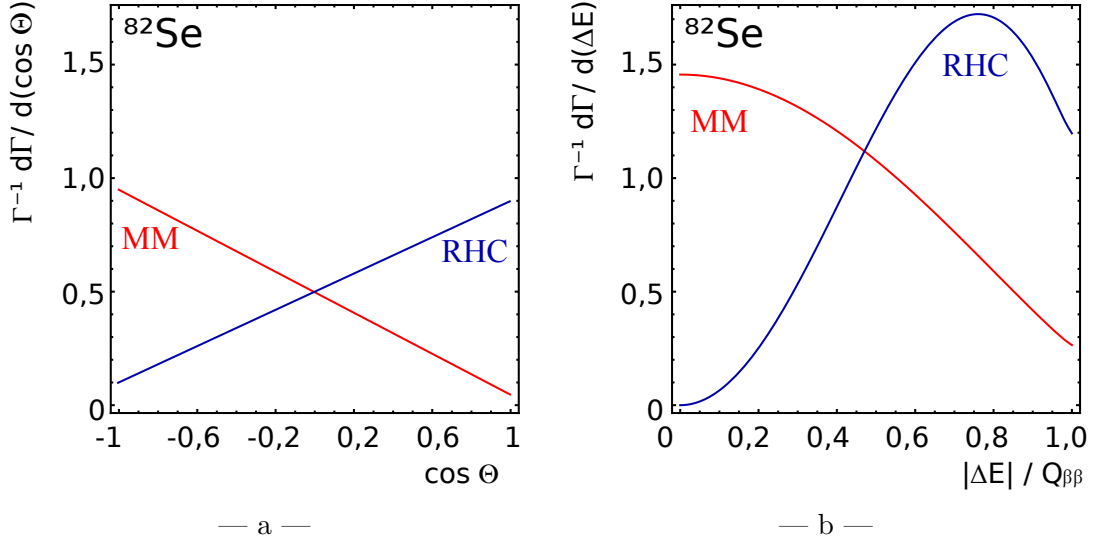


FIGURE 1.15 – Distribution théorique de la corrélation angulaire entre les deux électrons émis lors d'un processus $\beta\beta 0\nu$ (a) et de leur différence en énergie (b) dans le cas des mécanismes de masse (MM) et de courant chargé droit (RHC) [53].

Autres mécanismes de décroissance $\beta\beta 0\nu$

Il existe de nombreuses extensions du Modèle Standard brisant la symétrie globale $B - L$ ¹⁰ et donc la conservation du nombre leptonique. Ces modèles suggèrent l'existence d'un boson de Goldstone, le Majoron χ [54]. Cette particule hypothétique pourrait être émise au cours d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$, impliquant alors une réaction à trois corps. Le Majoron n'étant pas détecté, le spectre de la décroissance donné par l'énergie des deux électrons est continu mais il est attendu en moyenne plus énergétique (Fig. 1.16).

D'autres mécanismes de décroissance $\beta\beta 0\nu$ existent dans le cadre des modèles supersymétriques, produit par une violation de la R-parité, un mécanisme associé au nombre quantique $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, avec B , L et S , les nombres baryonique, leptonique et de spin. R_p vaut 1 pour une particule du Modèle standard, et -1 pour leurs partenaires supersymétriques. Le processus de décroissance $\beta\beta 0\nu$ peut être décrit par l'échange d'un gluino ou d'un neutralino massif.

Quelque soit le mécanisme mis en jeu, la décroissance $\beta\beta 0\nu$ requiert toujours un neutrino de Majorana. C'est le théorème de Schlechter-Valle [55].

1.3.3 Calculs des éléments de matrice nucléaire

L'évidence d'un signal $\beta\beta 0\nu$ dans une expérience double bêta révélerait la nature de Majorana des neutrinos et permettrait, dans le cas d'un mécanisme de masse ou à courant droit, d'estimer l'échelle de masse $m_{\beta\beta}$ à partir d'une mesure de la période $T_{1/2}^{0\nu}$. La correspondance entre ces deux quantités dépend de deux termes théoriques, à savoir un facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ et un élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}^{0\nu}$ (Eq. 1.34 et 1.37). Si le facteur d'espace de phase est facilement calculable, la détermination de l'élément de matrice est plus complexe, en pratique, il ne peut pas être faite de façon analytique et exacte. La calcul requiert

10. Différence entre les nombres baryonique B et leptonique L .

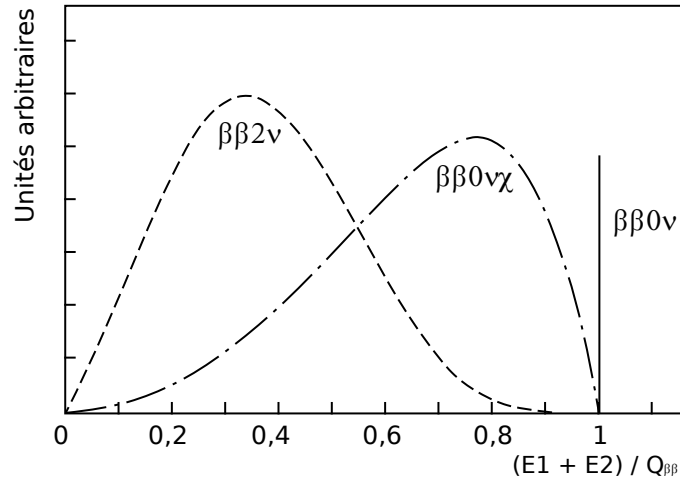


FIGURE 1.16 – Distribution de l'énergie sommée des deux électrons lors des décroissances $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 0\nu\chi$.

certaines approximations et actuellement deux modèles éprouvés sont utilisés : le modèle en couches nucléaires (NSM) et l'approximation “Quasi Particle Random Phase” (QRPA).

Modèle en couche

Le modèle en couche considère l'évolution de nucléons indépendants (proton, neutron) dans un champ moyen dont l'hamiltonien est construit de façon à pouvoir considérer l'interaction résiduelle comme une perturbation. Ce modèle tient compte avec rigueur des niveaux en énergie discrets des nucléons et explique les nombres “magiques” de protons et de neutrons pour lesquels un noyau est particulièrement stable (2, 8, 20, ...). Il s'agit en principe de la méthode la plus fiable pour les noyaux légers puisque le nombre d'approximation est faible. Cependant, les temps de calculs augmentent fortement avec la quantité d'états individuels considérés¹¹ et sont technologiquement impossibles sans troncature dans l'espace de valence.

Le calcul de l'élément de matrice nucléaire d'une transition $\beta\beta$ est réalisé en considérant deux désintégrations bêta successives, tenant compte des transitions de Fermi (Vectoriel) et celles de Gamow-Teller (Axial). L'élément de matrice nucléaire est alors une combinaison des éléments de matrice nucléaires \mathcal{M}_F et \mathcal{M}_{GT} correspondants aux deux types de transition :

$$|\mathcal{M}|^2 = g_V |\mathcal{M}_F|^2 + g_A |\mathcal{M}_{GT}|^2 \quad (1.39)$$

avec g_V et g_A les constantes de couplage respectivement vectorielle et axiale de l'interaction faible. Les transitions de Fermi sont très souvent interdites ou fortement supprimées par les règles de sélection de l'isospin [56]. La décroissance $\beta\beta 0\nu$ est alors considérée comme deux transitions de type Gamow-Teller.

11. Il faut évaluer les déterminants de Slater pour des matrices de dimension C_n^p avec p le nombre de particules et n les couches disponibles.

Calculs QRPA

La méthode QRPA (Quasi Particle Random Phase Approximation) apporte une description d'excitations collectives de petite amplitude dans le prolongement des méthodes de type Hartree-Fock. Le niveau fondamental est considéré comme un état de quasiparticules indépendantes suivant la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) et les états excités sont des états appariés particule-trou (proton-neutron) et particule-particule (proton-proton). Il y a ainsi deux interactions à deux corps avec une constante de couplage pour chacune g_{pp} et g_{pt} . Ces deux paramètres sont cependant libres et le choix de leur valeur affecte fortement les résultats des calculs, surtout g_{pp} dans le cas de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. La plupart du temps, les théoriciens fixent ce paramètre à partir de la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ mesurée par les expériences et utilisent cette valeur pour prédire l'élément de matrice nucléaire du processus $\beta\beta 0\nu$.

Le modèle est adapté aux noyaux lourds car il ne rencontre pas de limitations d'ordre numérique. Il existe différentes extensions possibles, pouvant tenir compte du principe d'exclusion de Pauli (RQRPA), du terme d'appariement neutron-proton (pn-QRPA) ou d'une contrainte sur le nombre de particules (SQRPA). Ces variantes restent basées sur le même principe de calculs des éléments de matrice.

Résultats et perspectives

Dans le cadre du réseau européen ILIAS (Integrated Large Infrastructure for Astroparticle Science), le consortium MEDEX (Matrix Elements for the Double-beta-decay EXperiments) a été mis en place pour regrouper théoriciens et expérimentateurs autour de la problématique du calcul des éléments de matrice de la décroissance double bêta. Des progrès importants ont ainsi pu être réalisés ces dernières années pour évaluer et réduire les incertitudes des calculs. Bien que les résultats soient aujourd'hui similaires suivant les deux approches NSM et QRPA, il subsiste des écarts qui peuvent atteindre un facteur 3 (Fig. 1.17). Il s'agit actuellement de la principale source d'erreurs dans l'évaluation de $m_{\beta\beta}$.

Il n'existe que très peu de moyens expérimentaux pour valider les modèles, la méthode la plus fiable étant d'étudier la décroissance β du noyau intermédiaire ou d'utiliser les résultats sur la décroissance $\beta\beta 2\nu$. Il est donc important d'avoir des expériences double bêta capables d'étudier le processus $\beta\beta 2\nu$ en plus de la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$ pour vérifier les prédictions théoriques sur l'élément de matrice $\mathcal{M}^{2\nu}$.

1.3.4 Approches expérimentales pour la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$

Recherche indirecte

Historiquement, ce sont des techniques indirectes de détection qui ont permis la découverte de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et les premières recherches de l'existence possible du processus $\beta\beta 0\nu$. Le principe consiste à étudier des échantillons de vieux minerais riches en émetteur $\beta\beta$ pour rechercher une éventuelle anomalie dans l'abondance isotopique des noyaux fils, grâce à une analyse chimique ou par spectrométrie de masse. Pour certains isotopes $\beta\beta$ (^{238}U , ^{232}Th et ^{244}Pu), les descendants (^{238}Pu , ^{232}U et ^{244}Cm) sont des émetteurs α de courte demi-vie (~ 100 ans) et peuvent être identifiés par spectrométrie α . Cependant, ces deux méthodes indirectes ne permettent pas de distinguer les modes $\beta\beta 0\nu$ du mode $\beta\beta 2\nu$, les mesures de demi-vie (ou leur limite) correspondent alors à la somme des demi-vies des deux processus.

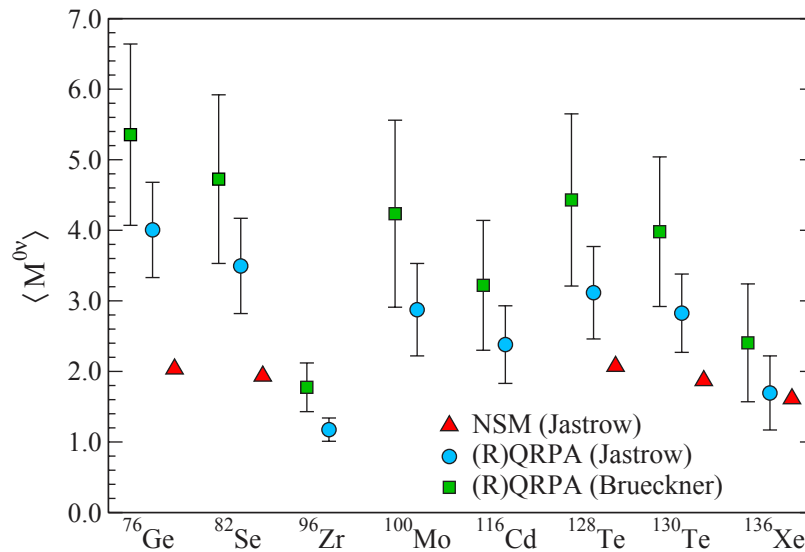


FIGURE 1.17 – Compilation des dernières valeurs des éléments de matrice nucléaire de la transition $\beta\beta 0\nu$ pour les principaux émetteurs $\beta\beta$ et dépendance suivant le modèle considéré [57].

Expériences de détection directe à source active et passive

La recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ par une technique de détection directe est un défi face à la physique puisqu'il s'agit d'un processus extrêmement rare, les limites actuelles sur leur demi-vie étant de l'ordre de 10^{25} ans. Le signal attendu est purement calorimétrique et correspond idéalement à une raie positionnée à $Q_{\beta\beta}$ (Fig. 1.16), avec une énergie typique de quelques MeV. La principale difficulté est de pouvoir observer un excès d'événements dans cette région du spectre sans ambiguïté à l'égard du bruit de fond radioactif, ce qui requiert un détecteur de très basse radioactivité et une parfaite connaissance du bruit de fond résiduel. D'autre part, il existe peu d'émetteurs $\beta\beta$ et leur abondance isotopique sur terre est souvent faible. La production des sources est par conséquent longue pour une expérience contenant une grande masse d'émetteur et requiert parfois de développer de nouvelles techniques d'enrichissement.

La mise en place d'une expérience double bêta implique, d'une part, de travailler au préalable sur la radiopureté du détecteur par purification ou sélection de ses différents composants, et d'autre part, de protéger le détecteur de la radioactivité externe, principalement des rayonnements cosmiques. C'est la raison pour laquelle les expériences sont installées dans des laboratoires souterrains et prémunies de différents blindages. De façon complémentaire, le bruit de fond peut être réduit en signant la nature de la décroissance $\beta\beta$ par une identification de l'émission simultanée des deux leptons chargés et/ou par la présence du noyau fils. Dans tous les cas, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ constitue la radioactivité ultime, et seul, un calorimètre d'une résolution en énergie excellente permettra de distinguer correctement les deux modes de décroissance.

On distingue deux catégories d'expériences de détection directe qui diffèrent suivant la place de l'émetteur $\beta\beta$ dans le détecteur :

– Une expérience à source active se base sur les propriétés physiques d'un isotope émetteur $\beta\beta$ et de ses applications possibles en tant que calorimètre. Il existe ainsi différents types de détecteurs : semi-conducteur (^{76}Ge , ^{116}Cd , ^{130}Te), scintillateur (^{48}Ca , ^{116}Cd , ^{160}Gd) ou bolomètre (^{130}Te). Cette approche conduit à un calorimètre avec une résolution en énergie inégalée. Puisque l'émetteur $\beta\beta$ et le calorimètre sont confondus, l'efficacité de détection est optimale et proche de 100 %. Le principal inconvénient est, pour la plupart, la difficulté de discriminer la décroissance $\beta\beta$ des autres types de radioactivité α , β simple et γ , causant un bruit de fond notable dans la région $\beta\beta 0\nu$.

– Une expérience à source passive vise principalement à identifier les électrons avant de mesurer leur énergie, généralement au moyen d'un trajectographe ou d'une chambre à projection temporelle (TPC). Cette technique apporte une signature des décroissances $\beta\beta$ et un rejet considérable du bruit de fond. De plus, le détecteur est capable de mesurer l'énergie individuelle des électrons et la corrélation angulaire entre leur direction d'émission, car ces deux particules sont détectées séparément. Nous avons vu précédemment l'importance de ces informations pour comprendre le mécanisme à l'origine de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ (Sec. 1.3.2). Pour terminer, le choix de l'isotope est libre contrairement aux expériences à source active où l'émetteur a un rôle particulier. Par contre, l'efficacité de détection et la résolution en énergie sont manifestement moins bonnes. Il faut ainsi par exemple utiliser un émetteur sous forme de feuilles très minces pour profiter au maximum des avantages de cette technique sans dégrader la qualité du signal.

Sensibilité d'une expérience à la détection d'un signal $\beta\beta 0\nu$

Dans le cas d'une découverte évidente d'un signal $\beta\beta 0\nu$, la demi-vie du processus est donnée à partir du taux d'événements $\beta\beta 0\nu$ avérés $N_{0\nu}$. Le temps de mesure t étant négligeable devant la période $T_{1/2}^{0\nu}$, un simple développement limité de la loi de décroissance exponentielle donne la relation suivante :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \ln 2 \frac{\mathcal{N}_A \epsilon m t}{A N_{0\nu}} \quad (1.40)$$

où \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro, ϵ l'efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$, m la masse d'isotope dans le détecteur et A sa masse atomique. La sensibilité d'un détecteur à la désintégration $\beta\beta 0\nu$ est obtenue en considérant l'absence de signal $\beta\beta 0\nu$ et s'écrit en présence d'un bruit de fond gaussien :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \ln 2 \frac{\mathcal{N}_A \epsilon}{A k_{IC}} \sqrt{\frac{m t}{N_{bdf} R}} \quad (1.41)$$

avec k_{IC} le facteur d'indice de confiance (1,64 à 90 % I.C.), N_{bdf} le nombre d'événements de bruit de fond par keV, par kg et par ans et R la résolution en énergie à l'énergie $Q_{\beta\beta}$.

1.3.5 État des lieux des principales expériences passées

Un certain nombre d'expériences sont aujourd'hui arrivées à terme, fournissant des informations importantes sur la décroissance $\beta\beta 0\nu$ de plusieurs isotopes. Nous proposons un revue des meilleurs résultats obtenus.

Heidelberg-Moscou

L'expérience Heidelberg-Moscou installée au Laboratoire Souterrain du Gran Sasso en Italie (LNGS) était un détecteur composé de 5 cristaux de germanium ultra-purs (HPGe) et enrichi à 86 % en ^{76}Ge . Avec une excellente résolution en énergie (~ 3 keV à $Q_{\beta\beta} = 2,039$ MeV) et une prise de données étalée sur 10 ans, l'expérience a donné en 2003 la meilleure limite pour la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{76}Ge : $1,9 \cdot 10^{25}$ ans. La contrainte correspondante sur la masse effective du neutrino obtenue vaut $m_{\beta\beta} < 0,35 - 1,05$ eV.

Toutefois, une partie de la collaboration incluant le porte-parole H.V. Klapdor-Kleingrothaus, a annoncé un excès d'événements à l'énergie attendue pouvant correspondre à un signal $\beta\beta 0\nu$ (Fig. 1.18). Les dernières analyses penchent vers une valeur de la période de décroissance $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{76}Ge de $2,23_{-0,31}^{+0,44} \cdot 10^{25}$ ans, soit une masse effective du neutrino de $0,32 \pm 0,03$ eV [58]. Il s'agirait de la première mise en évidence de la décroissance $\beta\beta 0\nu$, mais ce résultat soulève des interrogations concernant l'étalonnage du détecteur et le bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$ avec la présence d'une raie non identifiée à 2,03 MeV.

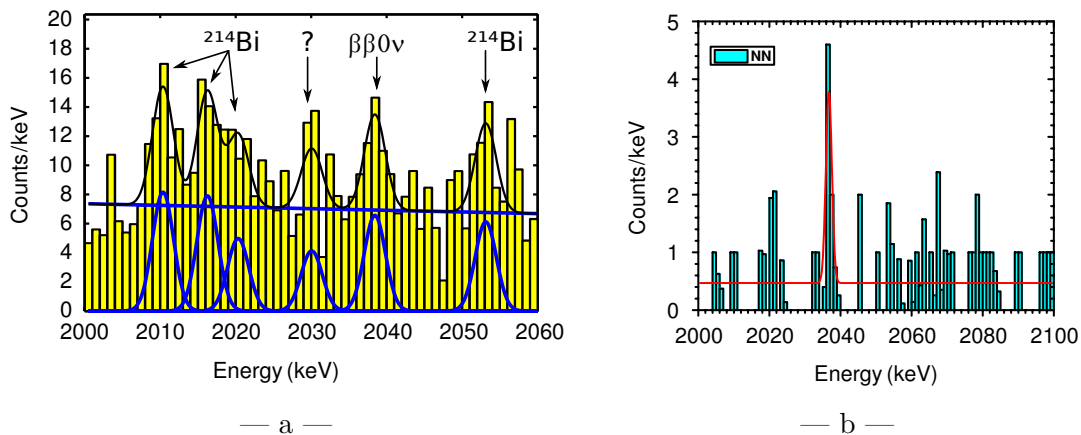


FIGURE 1.18 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons de l'expérience Heidelberg-Moscou autour de la région $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge mettant en évidence un signal $\beta\beta 0\nu$ positif à 2,039 MeV [58]. Le premier spectre correspond aux données brutes (a) et le second est obtenu après discrimination de la forme de signaux (b).

IGEX

IGEX (International Germanium EXperiment) est une expérience similaire à Heidelberg-Moscou menée en parallèle au Laboratoire Souterrain de Canfranc [59]. Il s'agit de 3+3 détecteurs HPGe de 2 et 0,7 kg enrichis à 86 % en ^{76}Ge . Contrairement à l'annonce de Klapdor-Kleingrothaus, cette expérience n'a pas observé de signal $\beta\beta 0\nu$ (Fig. 1.19) et la limite sur la demi-vie est mesurée à $T_{1/2}^{0\nu} > 1,6 \cdot 10^{25}$ ans. Les résultats opposés des deux expériences ont été à l'origine d'une vive controverse entre les deux groupes [60] [61]. Depuis, aucune expérience n'a annoncé de signal positif. Ces résultats sont à garder en mémoire en attendant la mise en place des expériences futures de meilleure sensibilité qui seront en mesure de confirmer (ou non) avec une plus grande statistique la revendication de Klapdor-Kleingrothaus. Ce sera notamment le cas avec le projet GERDA qui utilisera également

l'isotope ^{76}Ge .

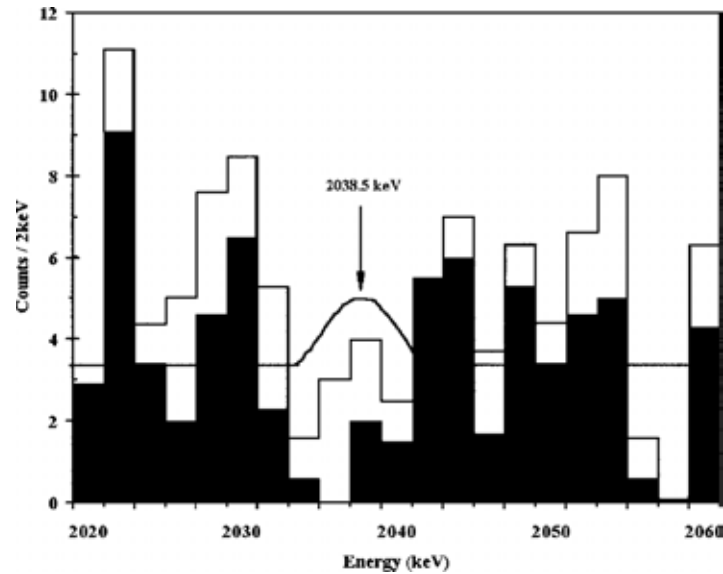


FIGURE 1.19 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons de l'expérience IGEX autour de la région $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge [59]. Les deux spectres correspondent aux données brutes (en blanc) et à celles filtrées par une discrimination de la forme des signaux (en noir).

CUORICINO

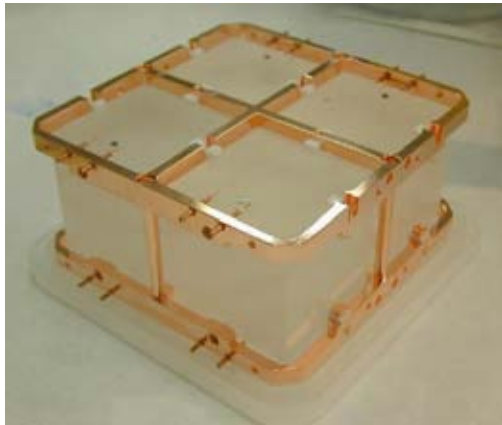
CUORICINO est une expérience déployant des bolomètres de dioxyde de tellure naturel¹² TeO_2 pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te . Cette technologie consiste à mesurer les variations de température ΔT des cristaux suite à l'interaction de rayonnements pour déterminer l'énergie déposée $\Delta E = C_V \Delta T$, avec C_V la capacité thermique du matériau. Pour être sensible aux échauffements infimes provoqués par les rayonnements, les cristaux sont refroidis à de très basse température afin de faire chuter leur capacité thermique ($C_V \propto T^3$). Ainsi, un cristal de 750 g de TeO_2 refroidi à 10 mK a une capacité C_V approximativement égale 2.10^{-9} J/K et un dépôt d'énergie de 1 MeV réchauffe le cristal de 0,08 mK.

Le détecteur est une tour composée de 11 modules formés chacun par l'assemblage de 4 cristaux de $5 \times 5 \times 5$ cm³ (Fig. 1.20-a) et deux autres modules contenant 9 cristaux de dimensions plus petites, $3 \times 3 \times 6$ cm³. La résolution en énergie des bolomètres de CUORICINO vaut entre 0,5 à 0,7 % FWHM à 1 MeV. Dans la région en énergie du signal $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te (2,53 MeV), le bruit de fond vaut 0,17 coups/keV/kg/an. Suite à une prise de données au LNGS correspondant à une exposition de 18,8 kg.ans de ^{130}Te , aucun signal $\beta\beta 0\nu$ n'a été observé (Fig. 1.20-b). Les limites sur la période de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te et sur la masse effective du neutrino sont $T_{1/2}^{0\nu} > 2,8.10^{24}$ ans et $m_{\beta\beta} < 0,3 - 0,7$ eV.

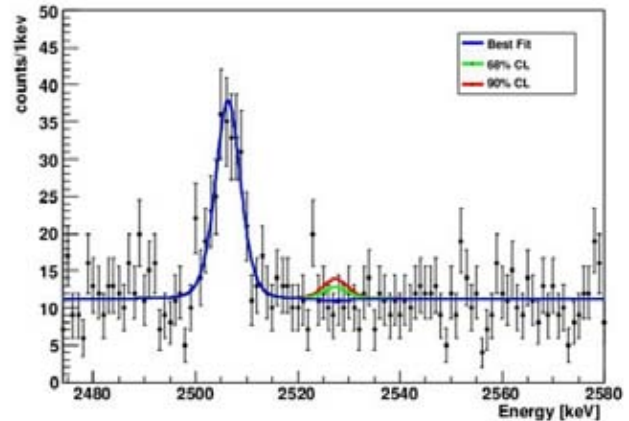
NEMO 3

NEMO 3 est la seule expérience double bêta en cours de prise de données et son fonctionnement devrait s'achever fin 2010 et donc imminemment. Le détecteur est à source

12. L'enrichissement en ^{130}Te n'est pas nécessaire car l'abondance naturelle du ^{130}Te est très élevée (34 %).



— a —



— b —

FIGURE 1.20 – Un module de CUORICINO composé de quatre cristaux de TeO_2 (a) et spectre de l'énergie somme des deux électrons de l'expérience dans la région d'intérêt du ^{130}Te . La raie à 2,505 MeV correspond au bruit de fond γ causé par le ^{60}Co .

passive, il combine un trajectographe et un calorimètre pour l'identification et la mesure de l'énergie des électrons émis lors des décroissance $\beta\beta$. Il contient 7 différents isotopes émetteurs $\beta\beta$ avec une masse totale de 10 kg. L'analyse des données finales avec l'émetteur majoritairement présent dans NEMO 3, le ^{100}Mo , devrait aboutir à une sensibilité de $2 \cdot 10^{24}$ ans sur sa demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ ($m_{\beta\beta} < 0,3 - 1,3$ eV). Le détecteur et les résultats obtenus seront décrits en détail dans la suite ce manuscrit (Sec. 2.1).

Le tableau 1.3 apporte un résumé des résultats obtenus par les principales expériences passées.

Expérience	Isotope	Exposition	$m_{\beta\beta}$
CUORICINO	^{130}Te	19,8 kg.ans	$< 0,3 - 0,7$ eV
ELEGANT V	^{100}Mo	0,14 kg.ans	$< \sim 2,3$ eV
ELEGANT VI	^{48}Ca	0,03 kg.ans	$< 3,5 - 22$ eV
Heidelberg-Moscou	^{76}Ge	47,7 kg.ans	$< 0,35 - 1,05$ eV
		71,7 kg.ans	$= 0,32$ eV
NEMO 3	^{100}Mo	6,9 kg.ans	$< 0,47 - 0,96$ eV*
NEMO 3	^{82}Se	0,93 kg.ans	$< 0,94 - 2,50$ eV*
IGEX	^{76}Ge	10,1 kg.ans	$< 0,33 - 1,35$ eV

* : résultats non définitif.

TABLE 1.3 – Principaux résultats des expériences double bêta passées.

1.3.6 Panorama de quelques projets d'expériences

De nombreux projets sont actuellement en cours de Recherche et Développement (R&D), dans la continuité de certaines expériences passées ou bien avec de nouvelles techniques de détection originale. L'objectif est de commencer à sonder la hiérarchie inverse de l'échelle de masse des neutrinos autour de 50 meV (Fig. 1.13). Pour cela, les projets s'orientent vers des détecteurs très bas bruit de fond contenant une à plusieurs centaines de kilogrammes d'isotopes $\beta\beta$, contre quelques dizaines jusqu'à maintenant. Les projets les plus réalistes et les mieux avancés seront présentés. Ils devront pour la plupart voir le jour prochainement et apporter des résultats dans les dix prochaines années.

COBRA

Le projet COBRA (Cadmium telluride 0 neutrino Beta decay Research Apparatus) propose d'utiliser un semi-conducteur de CdZnTe, pour étudier les 9 isotopes $\beta\beta$ connus parmi les éléments Cd, Zn et Te à savoir cinq émetteurs $\beta^-\beta^-$ (Zn^{70} , ^{114}Cd , ^{119}Cd , ^{128}Te et ^{130}Te) et quatre $\beta^+\beta^+$ (Zn^{64} , ^{106}Cd , ^{108}Cd et ^{120}Te). La recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$ sera toutefois la plus sensible avec l'isotope ^{116}Cd possédant l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ la plus élevée (2,81 MeV).

Un ensemble de 16 cristaux sont maintenant installés au LNGS, contenant chacun une masse active de 6,53 g pour un volume de 1 cm³. Cette petite taille apporte une granularité du détecteur très utile pour étudier efficacement les processus $\beta^+\beta^+$ et les décroissances vers des états excités. Contrairement au détecteur HPGe, ces détecteurs fonctionnent à température ambiante avec une bonne résolution en énergie, mesurée à 2 % (FWHM) à 2,8 MeV. La collaboration envisage de coupler ces cristaux à un détecteur silicium pixelisé pour former un TPC à l'état solide. Ce dispositif permettrait pour la première fois d'identifier des électrons émis lors de décroissance $\beta\beta$ dans un semi-conducteur, réduisant ainsi le bruit de fond tout en conservant une très bonne résolution en énergie. Des tests préliminaires réalisés en 2009 ont montré la possibilité de discriminer facilement les particules interagissant dans le cristal par une analyse des trajectoires (Fig. 1.21)

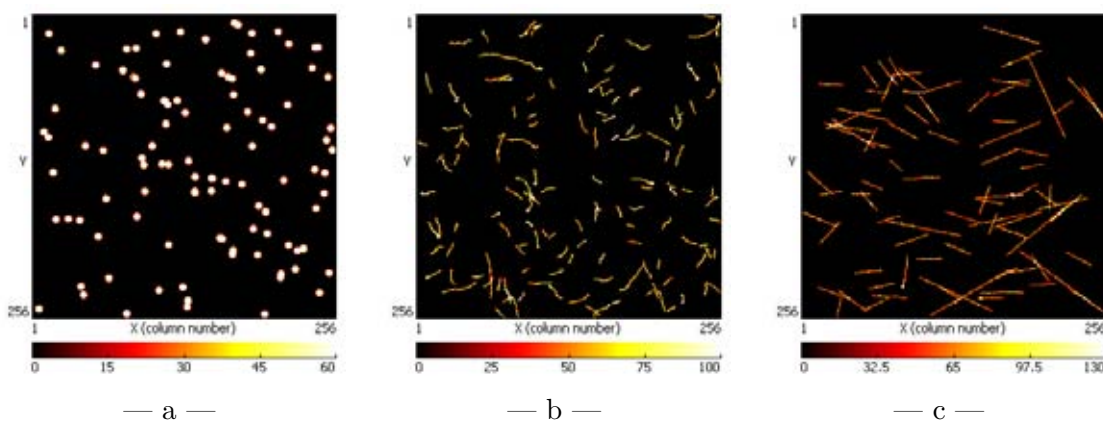


FIGURE 1.21 – Trajectoires de rayonnements α (a), β (b) et de muons (c) dans un cristal CdZnTe, enregistrées avec un détecteur silicium pixelisé.

L'analyse des données fournies par les douze détecteurs de 1 cm³ ont déjà permis de donner de nouvelles limites sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ des nombreux émetteurs présents avec seulement une

statistique 18 kg.jour [62]. La collaboration devrait aboutir en 2012 à la proposition d'une expérience) grande échelle, formée par l'assemblage de 64000 cristaux (420 kg) avec un enrichissement à 90 % du ^{116}Cd .

CUORE

CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) est un projet de détecteur dans la lignée de l'expérience CUORICINO. Il sera composé d'un millier de bolomètres TeO_2 , assemblés en 19 tours identiques à celle de son prédécesseur. Des récents travaux de R&D ont permis de réduire d'un facteur 4 la radioactivité en surface des cristaux et d'améliorer la suspension mécanique des cristaux afin d'apporter un meilleur contrôle du bruit induit par les vibrations.

La construction de CUORE a commencé en 2009. La moitié des cristaux a déjà été produite, des tests de validation sont en cours pour contrôler leur résolution énergie et leur contamination interne et en surface. La première tour est en construction, elle devrait commencer la prise de donnée en 2011. L'assemblage du détecteur complet est prévu pour 2013. En supposant un bruit de fond de 0,01 coup/keV/kg/an, la sensibilité attendue sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{130}Te est $2,1 \cdot 10^{26}$ ans suite à 5 années de fonctionnement.

GERDA

GERDA (GERmanium Detector Array) est un projet détecteur pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge . L'objectif est de construire un détecteur avec un bruit de fond meilleur que 0,001 coup/keV/kg/an à $Q_{\beta\beta} = 2,04$ MeV. Deux phases de fonctionnement sont actuellement prévues. La première phase (GERDA-I) utilisera les détecteurs germanium des expériences Heidelberg-Moscou et IGEX, rassemblant une masse totale de 18 kg de ^{76}Ge . Avec une sensibilité de 250 – 380 meV sur $m_{\beta\beta}$, GERDA-I sera en mesure d'infirmer ou confirmer l'annonce de Klapdor-Kleingrothaus. La seconde phase rassemblera 35 kg de ^{76}Ge et permettra de sonder une masse effective de 80 – 120 meV au bout de 3 ans.

MAJORANA

Majorana est également un expérience qui étudiera le ^{76}Ge . Il est prévu de construire 57 cristaux de germanium enrichi à 86 % en ^{76}Ge pour étudier une masse d'émetteur $\beta\beta$ totale de 51,6 kg. Avec un bruit de fond et une résolution en énergie comparables à GERDA, Majorana devrait apporter une meilleure sensibilité sur $m_{\beta\beta}$ grâce à une masse plus élevée d'émetteur.

EXO

EXO (Enriched Xenon Observatory) est un projet de détecteur de trace de type TPC avec du xénon liquide pour étudier l'émetteur ^{136}Xe . L'expérience visant non seulement à identifier les électrons émis lors des décroissances $\beta\beta$, mais également à signer la présence du noyau fils, le ^{136}Ba . Cet objectif ambitieux requiert de localiser précisément le vertex d'émission $\beta\beta$, puis de capturer et extraire le noyau fils pour enfin l'identifier par une méthode spectroscopique.

Un premier détecteur à 200 kg de xénon enrichi à 80 % en ^{136}Xe est installé au WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) au Nouveau Mexique des États-Unis depuis 2007. L'identification des ions baryum n'est pas encore implémenté sur ce prototype, mais la

technique est démontrée [63]. Ce détecteur est prêt à entrer dans une phase de deux ans de prise de données. Avec une résolution en énergie actuellement de 3,8 % (FWHM) à 2,48 MeV ($Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe) et un bruit de fond de 0,2 coups/keV/kg/an, il sera capable de mesurer une limite de 100 – 140 meV sur la masse effective de Majorana.

SuperNEMO

Le projet SuperNEMO est le successeur proposé à l'expérience NEMO 3 par la collaboration NEMO. L'objectif est d'améliorer la technique combinant trajectographe et calorimètre pour atteindre une sensibilité de 10^{26} ans sur $T_{1/2}^{0\nu}$. L'émetteur choisi est initialement le ^{82}Se car les techniques de production et d'enrichissement de cet isotope à $\sim 100\%$ sont maîtrisées. Ce choix n'est cependant pas définitif et SuperNEMO aura l'avantage de pouvoir permuter son émetteur $\beta\beta$ si nécessaire sans avoir à développer un nouveau détecteur.

La collaboration se prépare à démarrer la construction d'un premier module contenant 7 kg de ^{82}Se , permettant de tester d'ici 2015 le résultat de Klapdor-Kleingrothaus (Sec. 7.3.1). Le détecteur complet sera composé d'une vingtaine de modules et pourra accéder à une échelle de masse $m_{\beta\beta}$ de 60 – 160 meV après une exposition de 500 kg.ans avec le ^{82}Se comme isotope émetteur.

Bilan

La plupart des projets présentés seront sensibles à une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta}$ d'environ 50 meV dans les dix prochaines années, conduisant à un contrôle partiel de la hiérarchie inverse. Seule, une expérience de génération ultérieure, contenant une tonne d'émetteur, pourra sonder complètement cette hiérarchie. Les projets de détecteurs actuels sont donc une étape intermédiaire et primordiale qui permettra de valider les technologies et les niveaux de bruit de fond requis pour la suite.

Expérience	Technique	Isotope	Masse	Sensibilité sur m_ν
COBRA	Semi-conducteur	^{116}Cd	164 kg	38 – 96 meV
CUORE	Bolomètre	^{130}Te	200 kg	40 – 80 meV
GERDA phase 1	HPGe	^{76}Ge	18 kg	250 – 380 meV
GERDA phase 2			40 kg	80 – 120 meV
EXO	TPC	^{136}Xe	200 kg	100 – 140 meV
Majorana	HPGe	^{76}Ge	52 kg	50 – 170 meV
Module 0	Tracko-calo	^{82}Se	7 kg	200 – 600 meV
SuperNEMO		^{82}Se	100 kg	60 – 160 meV

TABLE 1.4 – États des lieux des expériences double bêta courantes et futures.

Les nombreuses expériences passées et la multitude de nouveaux projets prouvent vraiment que la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est un sujet très attrayant et sûrement prometteur, non seulement dans le cadre de la physique du neutrino, mais aussi de façon plus générale pour une meilleure connaissance des phénomènes fondamentaux à l'origine de l'Univers.

Chapitre 2

De NEMO 3 à SuperNEMO

– *Become addicted to constant and never-ending self improvement.*

Anthony J. D’Angel

Sommaire

2.1	Expérience NEMO 3	53
2.1.1	Présentation du détecteur NEMO 3	53
2.1.2	Résultats de NEMO 3	60
2.1.3	Limitations du détecteur NEMO 3	62
2.2	Projet SuperNEMO	66
2.2.1	Objectif du projet SuperNEMO	66
2.2.2	Design préliminaire	68
2.2.3	R&D Calorimétrie	69

La collaboration internationale NEMO œuvre dans la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos en proposant un concept original : identifier les électrons en isolant l’émetteur $\beta\beta$ du calorimètre par un trajectographe. Cette approche à source passive réduit fortement le niveau de bruit de fond et permet l’utilisation de différents isotopes. La collaboration a ainsi construit le détecteur NEMO 3 et prépare maintenant son successeur SuperNEMO.

2.1 Expérience NEMO 3

NEMO 3 est une expérience de type “tracko-calorimètre” pionnière pour l’étude des décroissances double bêta avec ($\beta\beta 2\nu$) et sans ($\beta\beta 0\nu$) émission de neutrinos. Ce détecteur est le fruit de plus de dix années de travail au sein de la collaboration NEMO. La construction des prototypes NEMO 1 puis NEMO 2 dans les années 1990 a permis dans un premier temps de valider cette technologie et de montrer la faisabilité de l’expérience NEMO 3. Ce détecteur, construit et installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) entre 2000 et 2002, a démarré la prise de données en 2003.

2.1.1 Présentation du détecteur NEMO 3

NEMO 3 est un détecteur de géométrie cylindrique d’environ 40 m³, contenant une

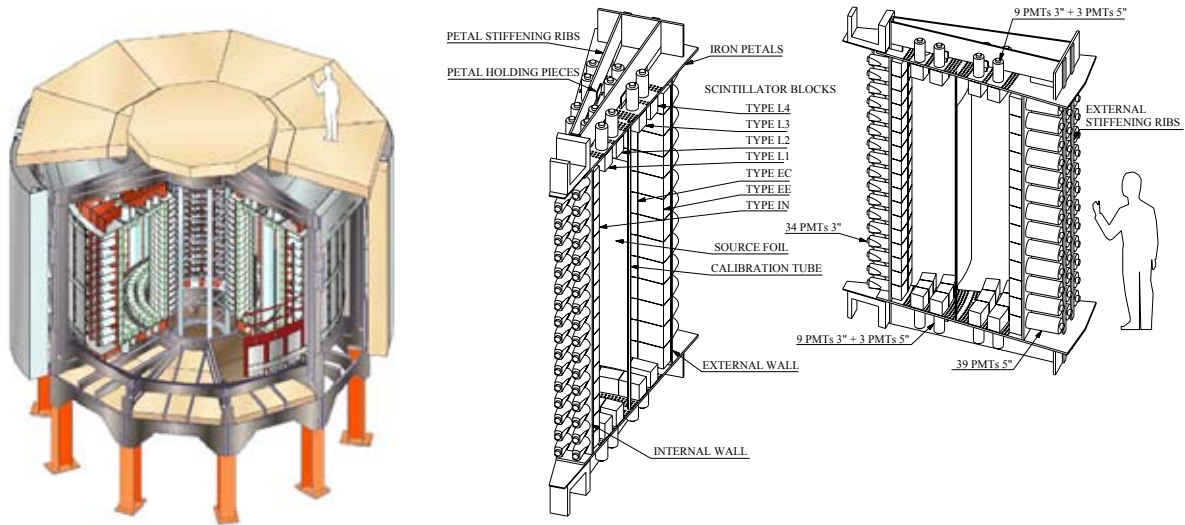


FIGURE 2.1 – Vue schématique de NEMO 3 et d’un de ses secteurs.

dizaine de kilogrammes d’émetteurs $\beta\beta$ repartit en 20 secteurs indépendants (Fig. 2.1). La caractéristique fondamentale dans la conception de NEMO 3 est que la source émettrice $\beta\beta$ est indépendante des autres parties du détecteur. Il s’agit de fines feuilles suspendues au milieu d’une chambre à fils plongée dans un champ magnétique et entourée de compteurs à scintillation. La chambre à fils enregistre la trace courbée des particules chargées et les compteurs à scintillation mesurent leur énergie cinétique. Cette configuration permet d’identifier clairement les décroissances $\beta\beta$ par la détection de l’émission simultanée de deux électrons issus d’un même vertex depuis la feuille source (Fig. 2.2-a). Le détecteur distingue également tous les autres types d’événements autour ou dans les feuilles sources : création de paires e^-/e^+ (Fig. 2.2-b), électrons traversants le détecteur (Fig. 2.2-c), cascades β/α ¹ (Fig. 2.9 page 64) et $\beta/N\gamma$ ou un simple photon γ rebondissant entre les murs de scintillateur (Fig. 2.2-d).

La configuration de NEMO 3 autorise donc une étude très riche de son propre bruit de fond en observant des canaux particuliers ou scénarios d’enchaînements précis d’événements. Les spectres des décroissances double bêta $\beta\beta 2\nu$ sont purs et les événements parasites sont très rares dans et au-delà de la région d’intérêt, une fenêtre centrée sur $Q_{\beta\beta}$ (Fig. 2.7). La trajectoire et l’énergie de chaque électron sortant de la source étant mesurées séparément, il est possible d’étudier respectivement leur propre distribution en énergie (Fig. 2.3-b) et l’angle d’émission entre les deux particules (Fig. 2.3-c). Ces informations sont capitales en cas de découverte d’un signal $\beta\beta 0\nu$ pour discriminer les modèles théoriques des mécanismes.

Feuilles sources

Dans un détecteur comme NEMO 3, dans lequel source et calorimètre sont dissociés, tous les émetteurs $\beta\beta$ peuvent être *a priori* utilisés. Il n’y a en effet aucune contrainte sur la composition de la source, autre que la radiopureté, contrairement aux expériences où la source

1. Cascade dite BiPo, typique des chaînes de désintégration naturelle de ^{238}U et de ^{232}Th : décroissance β du bismuth, suivie de la décroissance α retardée du polonium.

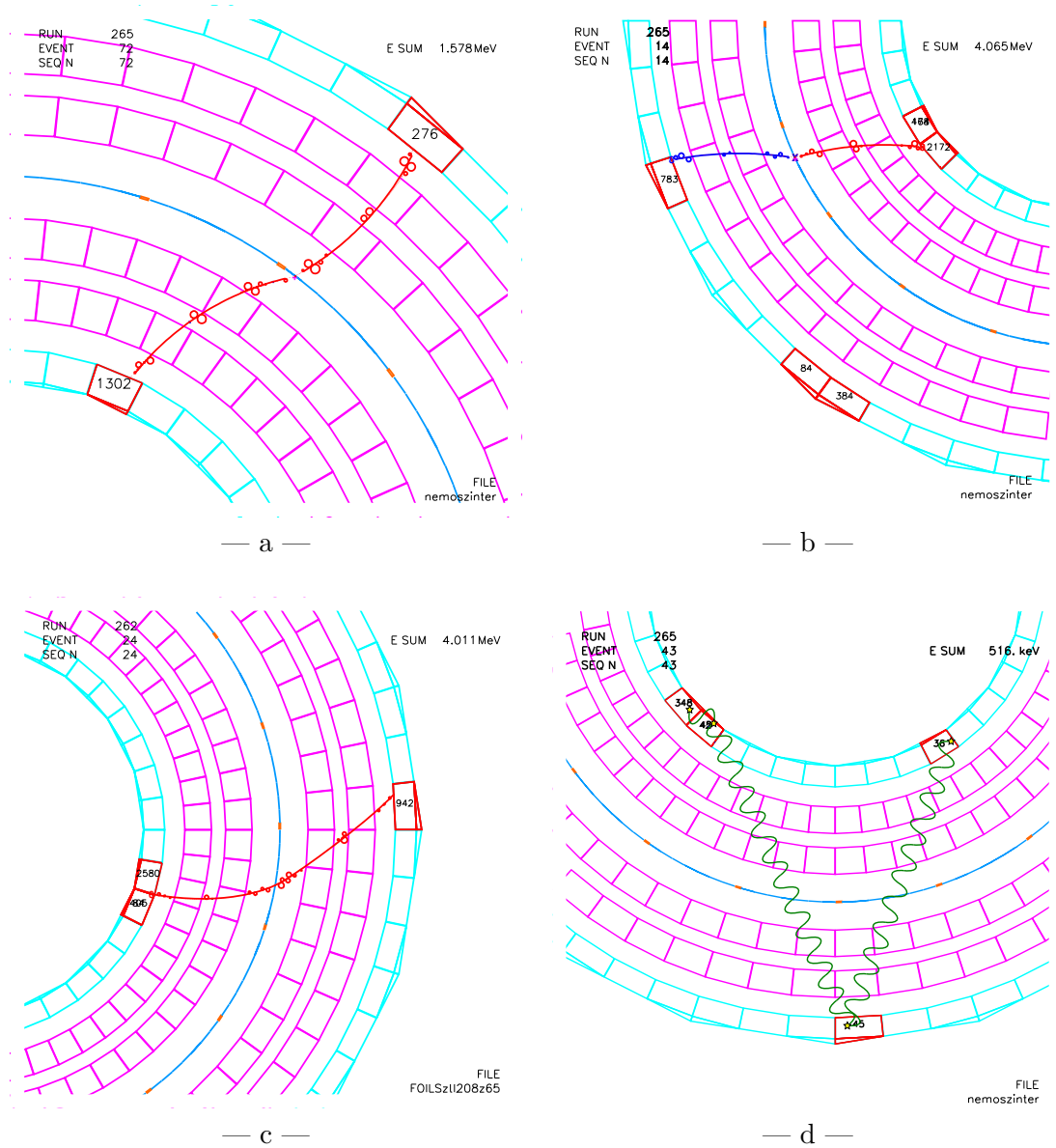


FIGURE 2.2 – Événements vus par NEMO 3 : décroissance $\beta\beta 2\nu$ (a), paire e^-/e^+ créée dans la feuille source (b), électron traversant (c), rebonds d'un rayon γ entre les murs de scintillateurs (d). La trace supposée du rayonnement γ est indiquée artificiellement par la ligne ondulée.

est active et a une fonction bien spécifique : semi-conducteur, scintillateur ou bolomètre. En pratique, les isotopes sont sélectionnés selon les critères suivants :

- L'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ doit être la plus grande possible afin de s'affranchir au mieux du bruit de fond radioactif, et de préférence supérieure à 2,615 MeV, énergie la plus élevée dans la radioactivité naturelle γ (décroissance du ^{208}Tl issu de la chaîne du ^{232}Th).

- Une demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ longue permet de réduire le bruit de fond causé par la décroissance $\beta\beta 2\nu$ dans la région $\beta\beta 0\nu$ lorsque la résolution en énergie du calorimètre n'est pas idéale, comme c'est le cas avec NEMO 3.

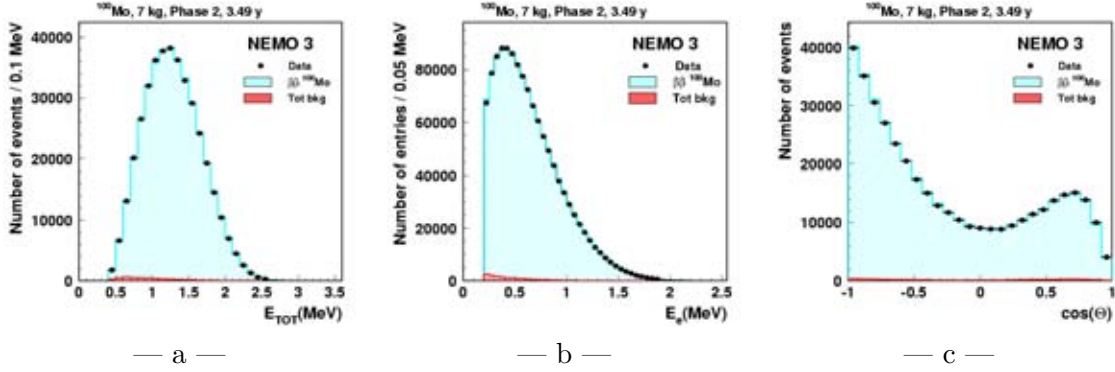


FIGURE 2.3 – Étude de la décroissance $\beta\beta^{2\nu}$ du ^{100}Mo avec NEMO 3 : spectre de l'énergie sommée (a) et individuelle des électrons (b) ainsi que leur distribution angulaire (c) [64].

– L'abondance naturelle de l'isotope sur Terre, les possibilités d'enrichissement et de purification sont des facteurs importants à inclure dans le choix de la source.

– L'élément de matrice nucléaire de la transition $\beta\beta^{0\nu}$ est également un paramètre à prendre en compte car il est assorti de fortes incertitudes par les calculs théoriques et il influe la sensibilité sur la masse effective.

Les sept isotopes retenus pour NEMO 3 sont listés dans le tableau 2.1. L'émetteur présent en majorité est le ^{100}Mo car il avait été utilisé auparavant dans NEMO 2 et les techniques d'enrichissement par centrifugation et de purification étaient déjà acquises.

Source	$Q_{\beta\beta}$	$T_{1/2}^{2\nu}$ [45]	Abondance	Masse dans NEMO 3
^{100}Mo	3,04 MeV	$7,0 \cdot 10^{18}$ ans	10 %	6,9 kg
^{82}Se	2,99 MeV	$9,2 \cdot 10^{19}$ ans	9,2 %	0,93 kg
^{130}Te	2,53 MeV	$6,1 \cdot 10^{20}$ ans	34 %	0,45 kg
^{116}Cd	2,80 MeV	$3,0 \cdot 10^{19}$ ans	7 %	0,40 kg
^{150}Nd	3,67 MeV	$7,9 \cdot 10^{18}$ ans	5,6 %	36,5 g
^{96}Zr	3,35 MeV	$2,0 \cdot 10^{19}$ ans	3 %	9,43 g
^{48}Ca	4,27 MeV	$4,3 \cdot 10^{19}$ ans	0,19 %	6,99 g

TABLE 2.1 – Caractéristiques des émetteurs $\beta\beta$ dans le détecteur NEMO 3.

La plupart des feuilles sources de NEMO 3 sont des composites formés en mélangeant la poudre des isotopes à de la colle PVA (PolyVinyle Alcool) avec de l'eau. La pâte obtenue est placée entre deux feuilles de Mylar ultra pure pour former des bandes de densité surfacique comprise entre 30 et 60 mg/cm^2 , correspondant à une épaisseur de l'ordre de 80 μm .

Chambre à fils

Le trajectographe de NEMO 3 permet de reconstituer la trace des particules chargées en trois dimensions. Il s'agit d'un ensemble de 6180 cellules à dérive tissées parallèlement aux

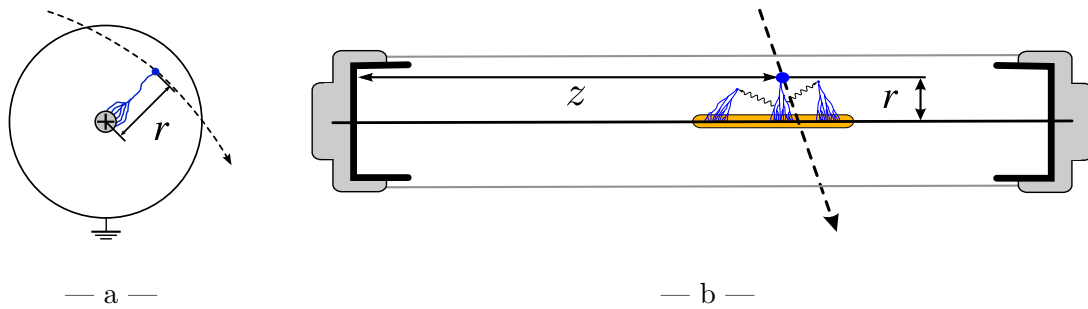


FIGURE 2.4 – Principe de fonctionnement des cellules à dérive : ionisation et formation de l'avalanche (a) puis propagation du plasma le long des fils (b).

feuilles sources et fonctionnant en régime Geiger. Chaque cellule comporte un fil anodique porté à un potentiel de 1800 V et entouré d'un dizaine de fils reliés à la masse. Tous les fils sont en acier inoxydable et ont un diamètre de $50\ \mu\text{m}$.

Le passage d'une particule chargée ionise le gaz, les électrons libérés sont accélérés en direction de l'anode. Cette avalanche crée localement un plasma qui se propage en direction des deux extrémités de l'anode avec une vitesse de l'ordre de $5\ \text{cm}/\mu\text{s}$. Le temps de dérive de l'avalanche primaire fournit la distance radiale r , entre la trajectoire de la particule chargée et l'anode (Fig. 2.4-a). La différence de temps d'arrivée du plasma aux extrémités inférieures et supérieures de la cellule donne la position longitudinale z de son passage de la particule (Fig. 2.4-b). La reconstruction des trajectoires est résolue à 8 mm le long des fils et à 0,5 mm sur la position transversale (largeur σ des distributions). En tenant compte de l'ensemble des cellules touchées lors d'une décroissance $\beta\beta$, le vertex d'émission des électrons sur les feuilles sources est déterminé avec une résolution de 13 mm en vertical et de 6 mm en horizontal [65].

L'atmosphère gazeuse est principalement composée d'hélium ($\sim 95\%$), un atome à Z faible pour minimiser la diffusion des électrons dans la chambre. L'ajout d'éthanol à 4 % permet d'assurer le bon fonctionnement des cellules en neutralisant les ions He^+ et les photons UV produits par les avalanches. L'argon et l'eau entrent dans la composition du mélange gazeux respectivement à 1 % et 1 ‰ pour stabiliser le comportement des cellules [66].

NEMO 3 est entouré d'une bobine qui génère un champ magnétique vertical dans tout le détecteur. La trajectoire des particules chargées dans la chambre à fils est ainsi courbée, permettant d'identifier les électrons des positrons. La valeur du champ magnétique a été fixée à 25 Gauss (2,5 mT) pour rejeter jusqu'à 95 % des créations de paires e^-/e^+ dans les feuilles source à 3 MeV, sans pour autant trop faire spiraler les électrons de basse énergie dans le trajectographe et donc perdre en efficacité de détection.

Calorimètre

Le calorimètre de NEMO 3 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 photomultiplicateur (PM) basse radioactivité via un guide de lumière en PMMA. Ils recouvrent totalement les murs parallèles aux feuilles sources et partiellement les pétales en haut et en bas de la chambre à fils (Fig. 2.1).

Les scintillateurs plastiques sont pleinement appropriés pour détecter les électrons des décroissances $\beta\beta$: numéro atomique moyen faible pour réduire la rétrodiffusion, réponse très

rapide pour la mesure du temps de vol et excellente radiopureté (Sec. 4.2). Les blocs de NEMO 3 sont de forme carrée, avec une face d'entrée de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en moyenne pour une profondeur de 10 cm.

Deux types de PMs Hamamatsu sont utilisés dans NEMO 3, 900 tubes sont des PMs hémisphériques 5" à 10 étages (type R6594) et 1040 PMs ont une photocathode plane 3" et un multiplicateur de 12 étages (type R6091). L'atmosphère en hélium du trajectographe étant dangereuse pour le fonctionnement des PMs (Sec. 6.1.4), le guide de lumière permet de les isoler en les plaçant à l'extérieur du détecteur. Ils sont protégés du champ magnétique par et à l'intérieur d'un tube en mu-métal.

La résolution en énergie des compteurs de NEMO 3 pour des électrons de 1 MeV vaut en moyenne 14 % (FWHM²) avec les PM 5" et 17 % avec les PMs 3". La résolution en temps est de l'ordre de 250 ps (largeur σ) à 1 MeV.

Les étalonnages en énergie et temps sont réalisés régulièrement, tous les 20 jours environ, en insérant des sources radioactives de ²⁰⁷Bi, ⁹⁰Sr et ⁶⁰Co dans des tubes placés le long des feuilles sources $\beta\beta$. Ces étalonnages absolus nécessitent l'arrêt de la prise de données et monopolisent le détecteur pendant 48 heures. Pour avoir un suivi plus précis du gain des PMs, un étalonnage relatif est fait deux fois par jour en injectant de la lumière dans tous les compteurs à scintillation du calorimètre. La lumière est générée par excitation laser d'un scintillateur, contrôlée par plusieurs PMs de référence et distribuée vers les compteurs par un réseau de fibres optiques. Ce système envoie ainsi une dose de lumière étalonnée dont le spectre en longueur d'onde est proche de celui en sortie des scintillateurs excités par des électrons.

Protections contre le bruit de fond

Au regard de la rareté des événements recherchés et de l'énergie mise en jeu au cours des processus $\beta\beta$, la radioactivité environnante est capable de parasiter les mesures en créant de faux événements $\beta\beta 0\nu$. C'est pourquoi, la radioactivité de tous les composants de NEMO 3 (source, trajectographe, calorimètre, structure, vis, câbles, ...) a été contrôlée par spectrométrie γ avant la construction du détecteur dans le but de sélectionner les matériaux les moins radioactifs. L'activité totale du détecteur atteinte est ainsi de l'ordre de 1000 Bq pour un poids de 200 tonnes³.

La localisation du détecteur NEMO 3 au LSM le protège des rayonnements cosmiques (Fig. 2.5). Sous les 1780 mètres de roche, équivalent à 4800 mètres d'eau, le flux de muons est réduit d'un facteur trois millions. Il est de l'ordre de 4 muons par jour et par m^2 dans le laboratoire, soit 20 muons par jour qui traversent le détecteur NEMO 3. Ces quelques muons peuvent cependant interagir dans la matière et produire des photons γ de haute énergie (par rayonnement Bremsstrahlung) ou des neutrons (par spallation) qui, à leur tour, donnent des photons γ lors de captures radiatives. Ce flux de photons et de neutrons contribue, avec la radioactivité naturelle du laboratoire, au bruit de fond de l'expérience.

NEMO 3 est par conséquent recouvert d'un blindage. Il est entouré de 10 cuves en inox de 35 cm d'épaisseur remplie d'eau borée pour thermaliser et capturer les neutrons. Un blindage en fer pur de 20 cm est placé au plus près du détecteur afin d'atténuer les rayonnements γ externes.

2. Résolution donnée par la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum).

3. A comparer à la radioactivité du corps humain, approximativement 10000 Bq pour environ 70 kg.



FIGURE 2.5 – Localisation du LSM dans le tunnel du Fréjus.

L'analyse des premières données fournies par NEMO 3 a dévoilé un excès de radon dans le détecteur, causant un bruit de fond de l'ordre d'un événement par an dans la région $\beta\beta 0\nu$. La collaboration a rapidement décidé d'isoler le détecteur NEMO 3 en le recouvrant par deux couches de polyéthylène de 200 μm chacune. Cette tente confine un volume d'air tampon déradonné entre le détecteur et l'atmosphère du laboratoire, produit et injecté par une usine anti-radon à charbon actif. Ce matériau, refroidi à -50°C , piège le radon dans des pores pendant une durée suffisamment longue pour qu'il ait le temps de décroître. L'activité en radon en sortie de l'usine est ainsi réduite de deux ordres de grandeur.

La figure 2.6 montre les variations de l'activité en radon mesurée dans NEMO 3 en fonction

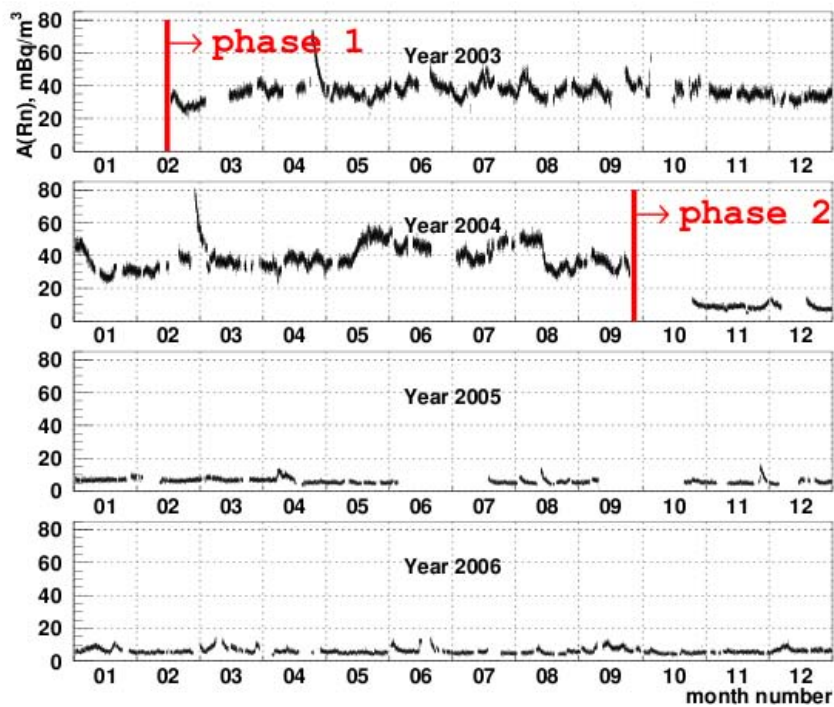


FIGURE 2.6 – Évolution de l'activité en radon dans l'air de NEMO 3 [67].

du temps. L'installation de la tente et l'usine anti-radon en octobre 2004 a permis de diminuer l'activité en radon dans le détecteur d'un facteur 7. Les périodes de fonctionnement sans la tente, de février 2003 à septembre 2004, et avec la tente, depuis octobre 2004 à aujourd'hui, sont appelées respectivement les phases 1 et 2 de prise de données de NEMO 3.

2.1.2 Résultats de NEMO 3

Cette section résume les données produites par NEMO 3 dans l'étude des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et la recherche d'événements $\beta\beta 0\nu$. Le détecteur étant en fonctionnement jusqu'à la fin de l'année 2010, ces résultats sont provisoires en attendant l'analyse des données finales.

Mesures de périodes $T_{1/2}^{2\nu}$

L'étude des décroissances $\beta\beta 2\nu$ est importante pour la recherche d'événements $\beta\beta 0\nu$. Leurs demi-vies sont parmi les plus grandes de toutes celles des processus mesurés en physique, et leurs valeurs servent à extraire l'élément de matrice nucléaire qui permet de vérifier ou de paramétrer les modèles nucléaires. De plus, les décroissances $\beta\beta 2\nu$ constituent le bruit de fond ultime dans la recherche des décroissances $\beta\beta 0\nu$. Une connaissance précise de $T_{1/2}^{2\nu}$ permet d'estimer rigoureusement le taux d'événements à exclure dans la région $\beta\beta 0\nu$.

Le détecteur NEMO 3 a la possibilité de mesurer son propre bruit de fond par différents canaux d'analyse, non seulement dans la région $\beta\beta 0\nu$, mais aussi pour tout le spectre $\beta\beta 2\nu$. C'est donc une des rares expériences qui étudie les décroissances $\beta\beta 2\nu$. Les 6,9 kg de ^{100}Mo présents dans NEMO 3 donne des spectres de l'énergie sommée des électrons, de leur énergie individuelle et de leur corrélation angulaire (Fig. 2.3) avec une très grande statistique et un rapport signal sur bruit particulièrement élevé (> 70). Environ 600000 décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo ont ainsi été enregistrées par NEMO 3 en 4,5 ans, la période de décroissance correspondante est évaluée à :

$$T_{1/2}^{2\nu} = 7,17 \pm 0,01 \text{ (stat.)} \pm 0,54 \text{ (syst.)} \cdot 10^{18} \text{ ans} \quad (2.1)$$

NEMO 3 est aussi capable d'observer les transitions $\beta\beta 2\nu$ vers des états excités. Les périodes de décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers les états 0_1^+ et 2_1^+ du ^{100}Ru ont été estimées à :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0_1^+) &= 5,7 \begin{smallmatrix} +1,3 \\ -0,9 \end{smallmatrix} \text{ (stat.)} \pm 0,8 \text{ (syst.)} \cdot 10^{20} \text{ ans} \\ T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 2_1^+) &> 1,6 \cdot 10^{23} \text{ ans (90 \% C.L.)} \quad [68] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Les demi-vies des décroissances $\beta\beta 2\nu$ des autres isotopes mesurées avec NEMO 3 sont listées dans le tableau 2.2. Ce détecteur fournit les périodes actuellement les plus précises pour la plupart.

Recherche d'événements $\beta\beta 0\nu$

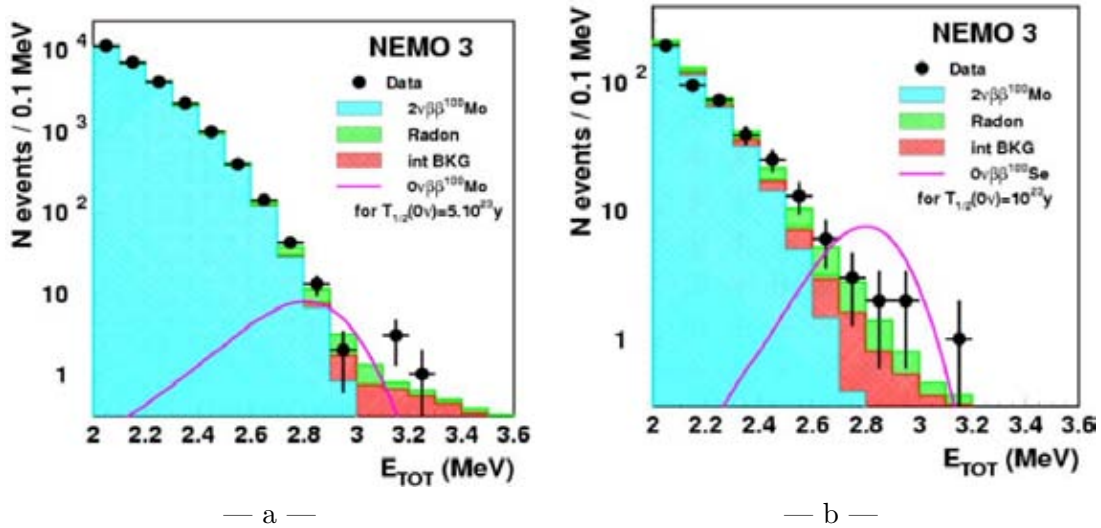
Avec le ^{100}Mo , 18 événements ont été enregistrés dans la fenêtre [2,8 – 3,2] MeV pour un taux de bruit de fond attendu de $16,4 \pm 1,4$ (Fig. 2.7-a). La limite inférieure sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ est actuellement estimée à $1,0 \cdot 10^{24}$ ans à 90 % de niveau de confiance.

Isotopes	$T_{1/2}^{2\nu}$
^{100}Mo	$7,17 \pm 0,01$ (stat.) $\pm 0,54$ (syst.) $\cdot 10^{18}$ ans
^{82}Se	$9,6 \pm 0,1$ (stat.) $\pm 1,0$ (syst.) $\cdot 10^{19}$ ans
^{130}Te	$7,0$ $^{+1,0}_{-0,8}$ (stat.) $^{+1,1}_{-0,9}$ (syst.) $\cdot 10^{20}$ ans
^{116}Cd	$2,88 \pm 0,04$ (stat.) $\pm 0,16$ (syst.) $\cdot 10^{19}$ ans
^{150}Nd	$9,2 \pm 0,25$ (stat.) $\pm 0,63$ (syst.) $\cdot 10^{18}$ ans
^{96}Zr	$2,35 \pm 0,14$ (stat.) $\pm 0,16$ (syst.) $\cdot 10^{19}$ ans
^{48}Ca	$4,4$ $^{+0,5}_{-0,4}$ (stat.) $\pm 0,4$ (syst.) $\cdot 10^{19}$ ans

TABLE 2.2 – Périodes de décroissance $\beta\beta 2\nu$ mesurées par NEMO 3.

Elle devrait être améliorée d'un facteur 2 d'ici la fin de l'expérience, pour descendre la limite sur la masse effective du neutrino à $|m_\nu| < 0,3 - 0,9$ eV⁴.

Il n'y a également aucun excès d'événements dans la région $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se (Fig. 2.7-b), conduisant à $|m_\nu| < 0,94 - 2,50$ eV. Bien que la masse de cet isotope soit plus faible que le ^{100}Mo dans NEMO 3, cette contrainte sur la masse effective du neutrino reste très bonne. La période $T_{1/2}^{2\nu}$ du ^{82}Se est en effet plus élevée d'un ordre de grandeur comparé à celle du ^{100}Mo , ce qui réduit d'autant le bruit de fond causé par la décroissance $\beta\beta 2\nu$.

FIGURE 2.7 – Spectre de l'énergie sommée des deux électrons dans la région $\beta\beta 0\nu$ pour le ^{100}Mo (a) et le ^{82}Se (b).

Concernant les autres isotopes, plusieurs limites ont été estimées sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (Tab. 2.3). Mais ces résultats restent peu compétitifs comparés aux autres expériences compte tenu de la faible masse d'isotopes présente dans le détecteur.

4. Compte tenu des éléments de matrices nucléaires de Kortelainen, Suhonen (2007), Simkovic (2008), Rodin (2007), Caurier (2008).

Isotopes	$T_{1/2}^{0\nu}$	m_ν	Ref.
^{100}Mo	$> 1,0 \cdot 10^{24}$ ans	$< 0,47 - 0,96$ eV	/
^{82}Se	$> 3,2 \cdot 10^{23}$ ans	$< 0,94 - 2,50$ eV	/
^{130}Te	$> 6,3 \cdot 10^{22}$ ans	$< 1,3 - 4,7$ eV	[69]
^{150}Nd	$> 1,8 \cdot 10^{22}$ ans	$< 1,5 - 6,3$ eV	[70]
^{96}Zr	$> 9,2 \cdot 10^{21}$ ans	$< 7,2 - 19,5$ eV	[71]

TABLE 2.3 – Limites sur la période de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ et sur la masse effective du neutrino électronique obtenues par NEMO 3 (à 90 % d’indice de confiance).

2.1.3 Limitations du détecteur NEMO 3

Suite à sept années de prise de données, NEMO 3 a démontré la viabilité de la technique “tracko-calor”. Il a produit des résultats riches et variés concernant les décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ de plusieurs isotopes. Le grand succès de NEMO 3 est l’habileté qu’il a de mesurer le bruit de fond, d’identifier son origine et donc de comprendre les limites de l’expérience.

Bruit de fond du signal $\beta\beta 0\nu$

Comme toutes les expériences de recherche de décroissance double bêta sans émission de neutrinos, la sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$ est limitée par les contaminations de l’émetteur $\beta\beta$, particulièrement en ^{214}Bi et ^{208}Tl . La radioactivité de ces isotopes dans les feuilles sources de NEMO 3 est responsable de la grande partie des événements d’énergie supérieure ou égale à $Q_{\beta\beta}$ enregistrés avec le ^{100}Mo et le ^{82}Se (Fig. 2.7). Nous aurons l’occasion par la suite de présenter en détails les scénarios conduisant aux faux événements $\beta\beta 0\nu$ (Sec. 4.1.1). Une autre composante du bruit de fond, caractéristique du détecteur NEMO 3 cette fois, provient de la décroissance $\beta\beta 2\nu$. Son spectre continu, se terminant normalement à $Q_{\beta\beta}$, est élargi à cause de la résolution en énergie modeste du calorimètre et contribue ainsi au bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$. Cet effet est particulièrement important avec le ^{100}Mo qui a une courte demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ (Fig. 2.7-a). Ce sont les deux principales sources de bruit de fond dans la recherche des décroissances $\beta\beta 0\nu$ de l’expérience NEMO 3.

Bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 2\nu$

A basse énergie, le bruit de fond est naturellement important à cause de la multitude d’isotopes émetteurs β et γ présents dans les matériaux de NEMO 3 : ^{40}K , ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{60}Co , ... Cela n’entrave pas l’objectif de l’expérience qui est la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ mais affecte le spectre $\beta\beta 2\nu$.

Les événements e^-/γ , associés à la détection simultanée d’un photon et d’un électron sortant d’une feuille source, donne un canal d’étude très sensible aux contaminations en émetteurs γ de l’ensemble du détecteur (Fig. 2.8-a). Le spectre de l’énergie des deux particules mesurée par NEMO 3 est représenté sur la figure 2.8-b et comparé aux simulations faites à partir des activités données par spectrométrie γ . La radioactivité du verre de l’ampoule des PMs rend compte de la moitié des événements e^-/γ , malgré l’utilisation d’un verre

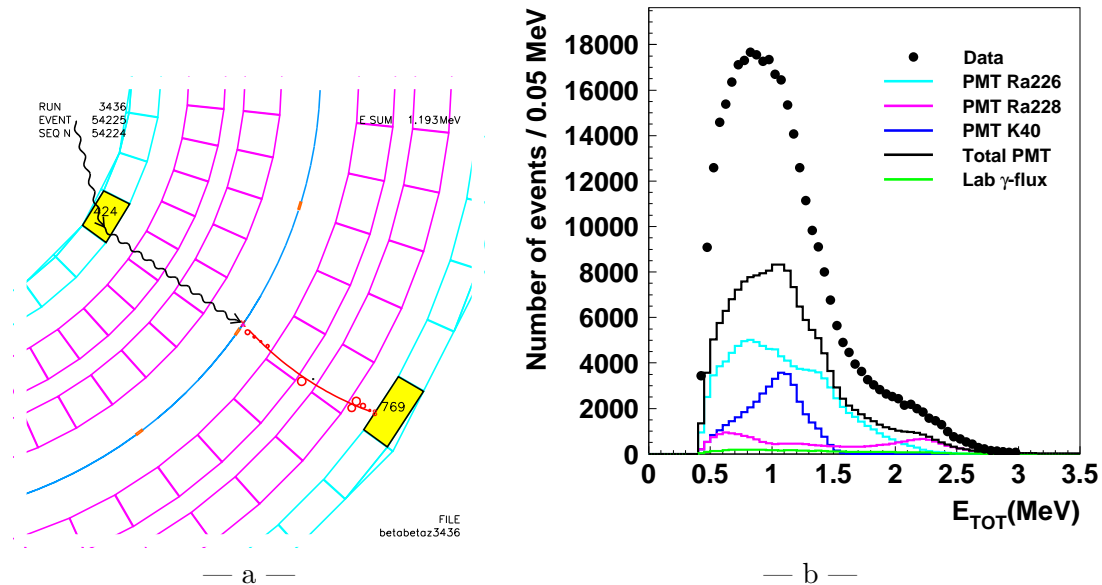


FIGURE 2.8 – Exemple d'événements e^-/γ observés dans NEMO 3 (a) et leur énergie totale mesurée par le calorimètre (b).

basse radioactivité développé pour l'expérience. Les contaminations sont principalement des descendants du ^{226}Ra et du ^{40}K [72]. Les PMs, qui représentent 0,3 % de la masse totale de NEMO 3 (586 kg), sont donc responsables de la plus grande partie de la radioactivité du détecteur.

Problème du radon

La présence du radon et sa diffusion dans le détecteur ont été mises en évidence dès la mise en marche de NEMO 3. Ce gaz décroît progressivement vers le ^{218}Po , le ^{214}Pb (Fig. 4.2) puis le ^{214}Bi qui est un des deux isotopes responsables du bruit de fond radioactif dans la région $\beta\beta 0\nu$. Ces noyaux fils sont chargés positivement et, suivant leur position dans le détecteur, ils se fixent par attraction électrique sur les fils cathodiques des cellules Geiger, sur le Mylar en surface des scintillateurs ou bien sur les feuilles sources. Ce dépôt contamine le détecteur en ^{214}Bi et NEMO 3 observe ainsi de nombreuses cascades BiPo sur la plupart de ses surfaces (Fig. 2.9).

L'installation de la tente anti-radon autour du détecteur NEMO 3 a permis de l'isoler de l'air du laboratoire naturellement contaminé en radon. En monitorant le taux de radon à l'intérieur de la tente, corrélé à l'activité en ^{214}Bi mesurée dans NEMO 3, la collaboration s'est rendue compte que les variations s'écartaient d'une loi linéaire (Fig. 2.10). Cette observation a prouvé qu'il existe une source d'émanation de radon au sein du détecteur. Parmi tous les composants de NEMO 3 contrôlés au préalable par spectrométrie γ , le verre des PMs et des joints RTV de la chambre pourraient expliquer une partie de l'émanation en radon observée à cause d'une contamination en ^{226}Ra repérée dans ces deux matériaux [73]. Mais l'origine entière n'est toujours pas élucidée et des tests sont prévus au démontage de NEMO 3 pour éclaircir cela (Sec. 7.2.3).



FIGURE 2.9 – Décroissance BiPo observée par NEMO 3 sur un fil d'une cellule Geiger (a) et sur/dans une des feuilles source de ^{100}Mo (b). La trace de l'électron est indiquée par les cercles rouges et celle de la particule α retardée avec les carrés verts.

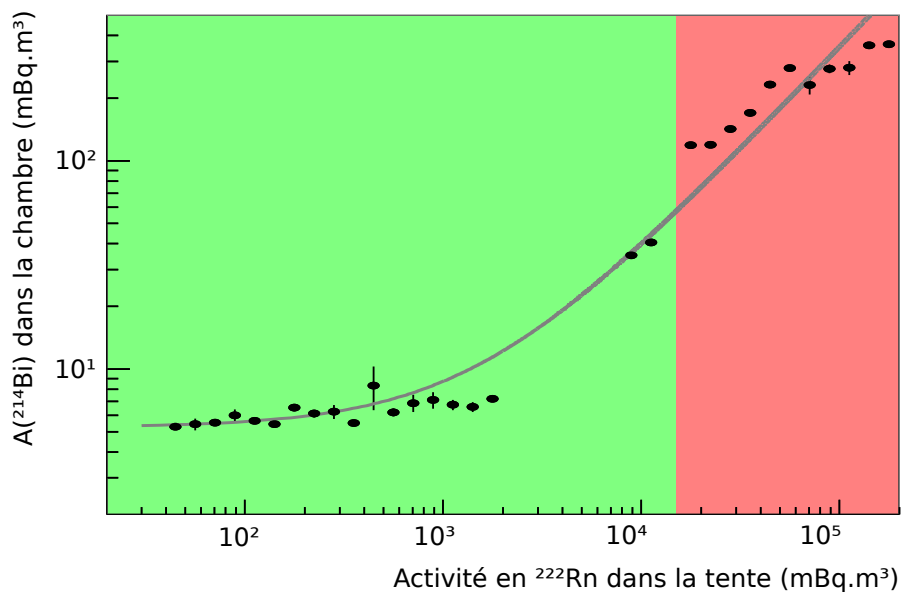


FIGURE 2.10 – Corrélation entre l'activité en ^{214}Bi dans la chambre de NEMO 3 et le taux de ^{222}Rn mesuré dans la tente. Les points de mesure dans la zone rouge ont été obtenus en juin 2005 suite à l'incendie dans le tunnel du Fréjus qui a provoqué l'arrêt du système de ventilation du laboratoire.

Rétro-corrrections de l'étalonnage relatif du calorimètre

Le calorimètre de NEMO 3 est étalonné d'une part en absolu avec des sources radioactives à une fréquence approximativement mensuelle, et d'autre part de façon relative par l'injection

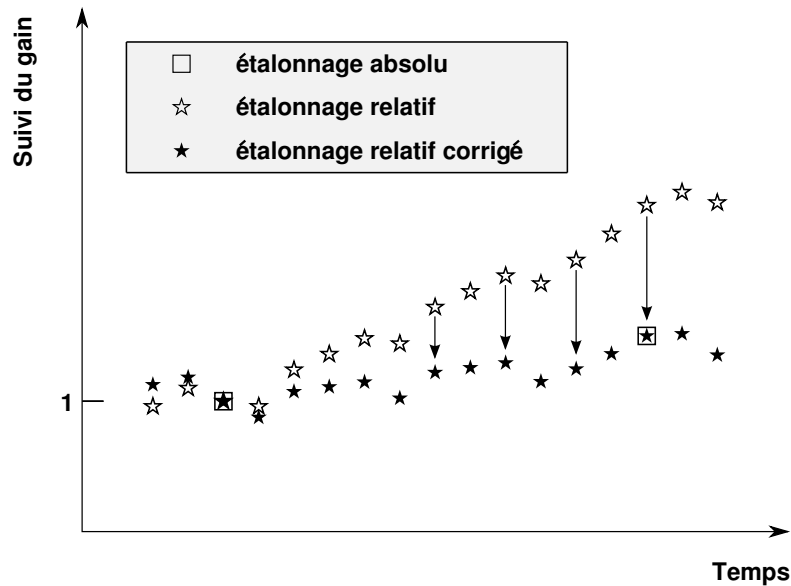


FIGURE 2.11 – Comparaison et divergence dans le suivi du gain des PMs de NEMO 3 par les deux types d'étalonnage (absolu et relatif) et principe de la rétro-correction du suivi relatif.

journalière d'une dose de lumière contrôlée dans les compteurs. Ces deux moyens sont complémentaires et permettent d'avoir un suivi quotidien et précis du gain des PMs. Toutefois, le suivi par étalonnage relatif utilisé dans NEMO 3 se dévie légèrement de l'étalonnage absolu et les variations de gains données par les deux méthodes ne convergent pas toujours entre deux étalonnages absolus successifs (Fig. 2.11). Le suivi laser a en effet tendance à surestimer la correction, ce qui donne une sous-estimation du gain par cette méthode [74].

La cause la plus vraisemblable serait la différence du spectre en longueur d'onde de la lumière produite dans le scintillateur par les deux méthodes car il est connu que le gain des PMs et ses variations dépendent de la longueur d'onde des photons (Fig. 6.10 page 190). Or, la lumière envoyée aux compteurs lors de l'étalonnage relatif est obtenue par une excitation laser intensive d'un scintillateur. Cela donne un spectre d'émission différent de celui créé par la scintillation d'un électron de quelques MeV. De plus, la propagation de la lumière dans la fibre optique déforme et atténue partiellement certaines composantes du spectre.

Une méthode de rétro-correction de l'étalonnage relatif a donc été mise en place pour NEMO 3 afin de compenser les écarts observés à l'étalonnage absolu (Fig. 2.11).

Enseignements de l'expérience NEMO 3

La sensibilité sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{100}Mo sera limitée à la fin de l'expérience NEMO 3 à 2.10^{24} ans pour une exposition de 35 kg.ans. Les différents facteurs qui ont été discutés précédemment contribuent au bruit de fond et réduisent les performances du détecteur. Ils concernent à plusieurs reprises le calorimètre de NEMO 3 : résolution en énergie des compteurs, radioactivité du verre, suivi du gain des PMs, ...

La contribution du calorimètre dans le bruit de fond de l'expérience est donc un

des enseignements majeurs de l'expérience NEMO 3. La collaboration NEMO qui prévoit actuellement la suite de NEMO 3 avec le projet SuperNEMO, mise fortement sur un renouveau du calorimètre.

2.2 Projet SuperNEMO

SuperNEMO est un détecteur proposé dès 2004 pour succéder à NEMO 3 [75]. Ce détecteur de nouvelle génération devrait être sensible à une masse effective du neutrino de 50 meV pour être compétitif face aux autres expériences et projets futurs. Pour cela, la collaboration NEMO s'est agrandie et une phase de R&D a démarré afin de prouver la faisabilité d'une telle expérience. La collaboration rassemble maintenant une centaine de physiciens de 9 pays⁵.

Les différentes tâches du programme de recherche pour SuperNEMO seront présentées dans cette section, en détaillant spécialement la R&D calorimétrie dans laquelle s'inscrit ce travail de thèse.

2.2.1 Objectif du projet SuperNEMO

La collaboration SuperNEMO désire améliorer et étendre la technique "tracko-calor" de NEMO 3. Ce projet ambitieux vise à atteindre une sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$ de 10^{26} ans en 5 ans. Il est important à ce stade de rappeler l'expression de la sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$ que peut atteindre une expérience en faisant l'hypothèse qu'aucun signal $\beta\beta 0\nu$ n'est observé et en présence d'un bruit de fond N_{bdf} :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{\ln 2 \mathcal{N}_A \epsilon}{k_{C.L.} A} \sqrt{\frac{mt}{N_{bdf} R [keV]}} \quad (2.3)$$

avec le nombre d'Avogadro \mathcal{N}_A , l'efficacité ϵ de détection des événements $\beta\beta 0\nu$ du détecteur, le facteur d'indice de confiance $k_{C.L.} = 1,64$ à 90 % C.L. ("Confidence Level"), la masse m d'émetteur $\beta\beta$ (en kg), le temps de mesure t (en ans), le nombre de masse A de l'isotope utilisé, N_{bdf} le taux d'événements de bruit de fond (en /keV/kg/an) et la résolution en énergie R en keV à l'énergie considérée ($Q_{\beta\beta}$). Les caractéristiques principales de SuperNEMO sont comparées à celle de NEMO 3 dans le tableau 2.4 et reprises en détails dans les paragraphes qui suivent.

Efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$

Parmi toutes les variables affectant la sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$, l'efficacité de détection intervient de façon directe et proportionnelle, les autres étant en racine carré. Or, les détecteurs à source passive sont justement ceux qui présentent une moins bonne efficacité de détection. Dans le cas de NEMO 3, les électrons doivent tout d'abord sortir de la feuille source, puis traverser la chambre à fils pour être détectés, ce qui conduit à une efficacité de 18 %. Le projet SuperNEMO vise à atteindre 30 % en diminuant d'une part l'épaisseur des feuilles d'isotope émetteur et en augmentant d'autre part la transparence du trajectographe avec moins de cellules et des fils plus fins (Sec. 7.2.5).

5. Espagne, États-Unis, Japon, France, Pologne, République Tchèque, Slovaquie, Royaume-Uni et Russie

	NEMO 3	SuperNEMO
Paramètres		
Efficacité ϵ	18 %	~ 30 %
Isotope $\beta\beta$	7 kg de ^{100}Mo	≥ 100 kg de ^{82}Se *
Exposition mt	35 kg.ans	≥ 500 kg.ans
Résolution en énergie	8 % à 3 MeV	4 % à 3 MeV
Contaminations		
^{208}Tl (source)	$\sim 100 \mu\text{Bq/kg}$	$\leq 2 \mu\text{Bq/kg}$
^{214}Bi (source)	$< 300 \mu\text{Bq/kg}$	$\leq 10 \mu\text{Bq/kg}$
^{222}Rn (air)	5 mBq/m^3	$\leq 0,15 \text{ mBq/m}^3$
Sensibilité		
$T_{1/2}^{0\nu}$	$> 2 \cdot 10^{24}$ ans	$> 10^{26}$ ans
$ m_\nu $	$< 0,3 - 1,3$ eV	$< 60 - 160$ meV

* : le ^{150}Nd et le ^{48}Ca sont également candidats.

TABLE 2.4 – Caractéristiques et performances attendues du projet SuperNEMO comparées à celle du détecteur NEMO 3.

Masse et temps d'exposition des isotopes

La quantité d'isotope émetteur utilisée et le temps de mesure sont deux paramètres qui affectent de façon équivalente la statistique et donc la sensibilité de l'expérience. Le temps d'exposition t est généralement limité de 5 à 10 ans. La masse d'isotope est donc le seul paramètre sur lequel on peut jouer fortement. Jusqu'à maintenant, les expériences utilisaient une dizaine de kg d'émetteur $\beta\beta$. Les détecteurs de génération future, comme SuperNEMO, devraient en contenir au moins une centaine de kg. Il est en effet difficile, voire impossible, de passer directement à une masse d'isotopes encore plus grande (tonne) sans avoir au préalable étudié les bruits de fond potentiels sur cette étape intermédiaire.

Résolution en énergie

La résolution en énergie est, avec l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$, le point faible de la technique utilisée dans NEMO 3. Elle provoque une dispersion de l'énergie mesurée et sommée des électrons, entraînant une superposition des spectres $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. La décroissance permise $\beta\beta 2\nu$ contribue ainsi au bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$. Cela est causé par la perte en énergie des électrons dans les feuilles sources puis lors de la traversée de la chambre à fils et par la résolution intrinsèque des compteurs à scintillation.

SuperNEMO pose le défi technologique d'améliorer d'un facteur 2 la résolution en énergie des compteurs à scintillation de NEMO 3. L'objectif est ainsi d'atteindre une résolution de 4 % FWHM à une énergie de 3 MeV, $Q_{\beta\beta}$ typique des isotopes candidats. En réduisant l'épaisseur

des feuilles à 40 mg/cm^2 et la distance entre source et calorimètre à 0,5 mètres, la résolution en énergie totale (perte en énergie + calorimètre) de SuperNEMO serait de 7 % FWHM à 3 MeV, ce qui correspondrait à une largeur à mi-hauteur de 210 keV pour un hypothétique signal $\beta\beta 0\nu$ [76]. Cette valeur permettrait de réduire le bruit de fond causé par la décroissance $\beta\beta 2\nu$ à 1 événement par an et pour 100 kg de ^{82}Se [77].

Radiopureté du détecteur

La radioactivité naturelle est la principale cause du bruit de fond dans la recherche d'événements aussi rares que les décroissances $\beta\beta 0\nu$. Nous verrons au cours du chapitre 4 comment la radioactivité environnante peut créer des événements qui imitent les décroissances $\beta\beta$, et notamment les contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi . Ce sont en effet les deux radioisotopes naturels ayant une énergie de transition suffisante pour affecter le signal $\beta\beta 0\nu$ ($Q_\beta=4,99 \text{ MeV}$ pour le ^{208}Tl et $Q_\beta=3,27 \text{ MeV}$ pour le ^{214}Bi).

Les niveaux de radiopuretés fixés pour les feuilles sources de SuperNEMO sont de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi (Sec. 7.2.6), soit approximativement un facteur 50 en dessous de la contamination des feuilles de NEMO 3. La difficulté est double car il faut non seulement atteindre un tel niveau de radiopureté, mais également être capable de le contrôler avec une sensibilité adéquate et par une mesure rapide (1 – 2 mois). La collaboration prévoit de construire un dispositif dédié à cette expertise, le détecteur BiPo (Sec. 7.2.2).

La teneur en radon ^{222}Rn à l'intérieur de SuperNEMO devra être réduite à $0,1 \text{ mBq/m}^3$ pour que sa contribution au bruit de fond soit négligeable comparée aux contaminations des feuilles en ^{208}Tl et ^{214}Bi . A nouveau, un détecteur spécifique est prévu pour surveiller le gaz de la chambre à fils de SuperNEMO avec une sensibilité au moins équivalente au niveau de radon attendu⁶.

2.2.2 Design préliminaire

Extrapoler la technique utilisée dans NEMO 3 vers le projet SuperNEMO pour une centaine de kilogrammes d'isotopes $\beta\beta$ va approximativement augmenter d'un facteur 10 la taille de l'expérience. L'idée de la collaboration est de décomposer le détecteur en modules autonomes que l'on pourra construire, atteindre et modifier indépendamment les uns des autres. Un module sera formé par l'assemblage de plusieurs cadres contenant source, trajectographe et calorimètre (Fig. 2.12), et contiendra une masse de l'ordre de 5 kg d'isotopes $\beta\beta$ sur des feuilles de 40 mg/cm^2 . SuperNEMO sera ainsi constitué d'une vingtaine de modules.

Dans un premier temps, il est prévu de placer du ^{82}Se pour plusieurs raisons : il peut être produit en grande quantité, il présente une période $T_{1/2}^{2\nu}$ particulièrement élevée et une valeur d'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ suffisamment grande (Sec. 7.2.1). Suivant l'avancée de la R&D sur l'enrichissement et la purification des autres candidats, tels que le ^{150}Nd et le ^{48}Ca , il sera possible de changer d'isotopes en permutant les feuilles. Cette fonctionnalité permettrait de plus, en cas d'un signal $\beta\beta 0\nu$ observé par une expérience concurrente, de confirmer rapidement la découverte en étudiant le même isotope sans devoir concevoir un nouveau détecteur.

6. Actuellement, les détecteurs de radon standard comme ceux utilisés avec NEMO 3 sont limités à 1 mBq/m^3 .

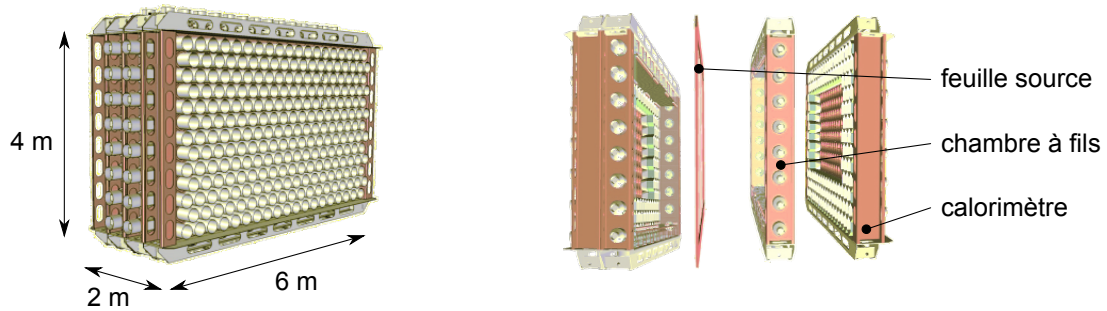


FIGURE 2.12 – Schéma et vue éclatée d'un module de SuperNEMO.

2.2.3 R&D Calorimétrie

Le calorimètre de SuperNEMO sera constitué de compteurs à scintillation pour mesurer le temps d'arrivée et l'énergie des deux électrons (E_1 et E_2) émis lors des décroissances $\beta\beta$. C'est un élément primordial du détecteur car il établit si l'émission est accompagnée de neutrinos ($E_1 + E_2 < Q_{\beta\beta}$) ou non ($E_1 + E_2 = Q_{\beta\beta}$). La précision de la mesure de l'énergie est donc un paramètre sérieux de l'expérience et atteindre une résolution de 4 % FWHM à une énergie $E_1 + E_2$ de 3 MeV figure parmi les grands desseins du projet SuperNEMO.

La R&D concernant le calorimètre prévoit également d'autres critères concernant les performances et la radiopureté des compteurs à scintillation. Les objectifs fixés sont présentés dans les paragraphes suivants, ainsi que les axes de recherche déployés.

Compteurs à scintillation

Le compteur à scintillation est un type de calorimètre très couramment utilisé dans les expériences en physique des particules. Il combine deux instruments, un scintillateur et un photodétecteur. Les particules traversant le scintillateur sont ralenties ou stoppées et l'énergie perdue est convertie en photons U.V./visibles par radioluminescence. Le photodétecteur, le plus souvent un photomultiplicateur (PM), convertit et amplifie le signal lumineux en courant électrique mesurable. Puisque la quantité de lumière produite, puis détectée, est proportionnelle à l'énergie déposée dans le scintillateur, l'intensité du signal en sortie des compteurs rend compte de l'énergie initiale des particules. Le fonctionnement et les caractéristiques des scintillateurs et des PMs utilisés dans SuperNEMO seront exposés en détails respectivement dans les chapitres 5 et 6.

Cahier des charges de la R&D calorimétrie

Les critères requis pour SuperNEMO relatifs au calorimètre sont liés à la fois aux caractéristiques des scintillateurs et des PMs. Les caractéristiques à atteindre sont les suivantes :

- une résolution en énergie de 4 % FWHM pour des électrons de 3 MeV,
- une résolution temporelle de 250 ps à 1 MeV⁷.

7. La mesure du temps de vol doit en effet être suffisamment résolue pour distinguer sans ambiguïté une décroissance $\beta\beta$ d'un électron traversant le détecteur.

- une réponse linéaire qui ne dévie pas plus de 1 % jusqu'à 3 MeV,
- un suivi du gain des compteurs à mieux que 1 %,
- un niveau de radiopureté des PMs de 100 mBq/kg pour le ^{40}K , 40 mBq/kg pour le ^{214}Bi et 3 mBq/kg pour le ^{208}Tl .

Résolution en énergie du calorimètre

Les compteurs à scintillation fonctionnent grâce à de nombreux phénomènes statistiques : scintillation, propagation/absorption de la lumière, photodétection, ... La fluctuation sur la mesure de l'énergie est fonction du taux de photons détectés N_{ph} et suit une loi normale. Lorsque N_{ph} est suffisamment élevé (≥ 100), les fluctuations deviennent gaussiennes avec un écart type σ proportionnel à la racine carrée de N_{ph} .

La résolution en énergie est définie comme le rapport entre la largeur des fluctuations du signal et l'énergie considérée E . On utilise fréquemment la largeur à mi-hauteur $\Delta E = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma$ car elle reflète l'écart en énergie minimal nécessaire pour que le calorimètre puisse séparer deux raies côte à côte. La résolution en énergie s'écrit alors :

$$R = \frac{\Delta E}{E} = 2\sqrt{2\ln 2} \frac{\sigma}{E} \approx \frac{2,35}{\sqrt{N_{ph}}} \quad (2.4)$$

La résolution en énergie varie en racine inverse du taux de photons détectés et donc de l'énergie considérée. Le critère de 4 % (FWHM) à 3 MeV pour SuperNEMO se traduira par la suite par un objectif d'une résolution en énergie meilleure que 8 % (FWHM) pour des électrons de 1 MeV sur les bancs de test. Il est en effet plus commode de disposer d'une source d'électrons de 1 MeV que de 3 MeV.

Pour diminuer d'un facteur 2 la résolution en énergie actuelle des compteurs à scintillation de NEMO 3, il faut accroître le taux de photons détectés par 4. Le travail consiste d'une part à maximiser la quantité de lumière en sortie du scintillateur, et d'autre part à améliorer l'efficacité de détection des photons du PM.

R&D Scintillateurs

Les développements visent à améliorer la production de la lumière et son efficacité de collection vers le PM. Cela passe par l'étude et l'optimisation complète du scintillateur : composition, géométrie, réflecteurs, polissage, ... Le développement d'un code de simulation optique est également nécessaire pour comprendre les résultats et rendre compte du transport des photons dans le scintillateur (Sec. 3.3).

En séparant le calorimètre des feuilles sources dans SuperNEMO, les électrons provenant des décroissances $\beta\beta$ sont détectés seulement s'ils entrent dans le scintillateur. Pour minimiser le taux de rétrodiffusion, le numéro atomique du matériau doit être faible. C'est pourquoi la collaboration reste sur les scintillateurs de type organique (Sec. 5.1.2). Plusieurs solutions ont été envisagées, toutes étudiées au cours de ce travail de thèse et présentées par la suite dans ce mémoire : scintillateurs liquides (Sec. 5.2) et scintillateurs plastiques en forme de blocs (Sec. 5.3) ou de barres (Sec. 7.1.1).

Concernant leur radioactivité, les scintillateurs organiques présentent des niveaux de radiopureté excellents (Sec. 4.2). Leur contribution dans le bruit de fond de l'expérience intervient donc uniquement via la résolution en énergie.

R&D Photomultiplicateurs

L'objectif de la R&D PMs pour SuperNEMO est double puisqu'il faut améliorer les performances de détection et diminuer le niveau de radioactivité. De nombreuses voies de recherche pour perfectionner le fonctionnement des PMs ont été explorées et seront détaillées dans ce manuscrit :

- usage d'un PM de taille 8", avec une surface de détection plus grande que ceux de NEMO 3, de dimensions 3" et 5",
- couplage optique du PM directement au scintillateur, sans l'utilisation d'un guide de lumière comme dans NEMO 3 (Sec. 5.3.1),
- amélioration de l'efficacité quantique de la photocathode et de l'efficacité de collection des photoélectrons dans l'optique d'entrée du PM (Sec. 6.2.5),
- caractérisation (Sec. 6.3) et optimisation (Sec. 6.2.2) du fonctionnement des nouveaux PMs sur les bancs de test,
- formulation d'un nouveau verre très basse radioactivité (Sec. 4.3.2) et contrôle par spectroscopie γ de l'ensemble des autres composants du PM (Sec. 4.3.3).

La plupart de ces développements ne peuvent être faits qu'en partenariat avec les producteurs de PMs. C'est pourquoi le groupe de chercheurs SuperNEMO du CENGB a entamé une collaboration dès 2005 avec l'équipe de R&D Photonis de Brives-la-Gaillarde, accompagné de plusieurs producteurs de verres. L'objectif étant d'élaborer un nouveau PM 8" de haute performance et très bas bruit de fond radioactif.

L'utilisation de photodiodes⁸ à la place des PMs a été envisagée et testée par la collaboration SuperNEMO. Ces photodétecteurs peuvent atteindre une efficacité de détection des photons proche de 100 %, mais la surface de lecture couverte et le bruit intrinsèque n'égalent pas encore les performances des tubes PMs. Il est probable que cette technologie en plein essor soit intéressante dans un avenir proche et pour une expérience de génération ultérieure.

8. Photodiode à avalanche (APD), hybride (HPD) ou PM silicium (SiPM).

Chapitre 3

Bancs de Tests et Outils d'Analyse

– *Si l'homme ne façonne pas ses outils, les outils le façonneront.*

Arthur Miller

Sommaire

3.1 Spectrométrie gamma “bas bruit de fond”	74
3.1.1 Les détecteurs germanium	74
3.1.2 Spécificités de la spectrométrie γ basse radioactivité	75
3.1.3 Analyse des spectres de spectrométrie γ	78
3.1.4 Parcs de détecteurs HPGe	79
3.2 Spectromètre à électrons	80
3.2.1 Description des spectromètres à électrons	80
3.2.2 Système d'acquisition	84
3.2.3 Protocole et programme d'analyse des acquisitions	87
3.3 Simulations GEANT4	96
3.3.1 Simulation de l'optique avec GEANT4	96
3.3.2 Simulation du scintillateur	97
3.3.3 Simulation du photomultiplicateur	101
3.3.4 Simulation du spectromètre à électrons	103
3.3.5 Résultats et limitations du modèle de simulation	104

Les développements pour le calorimètre de SuperNEMO sont variés et impliquent différents aspects de la physique : faible radioactivité, scintillation, photodétection, ... La caractérisation des compteurs à scintillation dans chacun de ces domaines requiert des bancs d'expérimentations et/ou des outils d'analyse spécifiques.

Ce chapitre décrit deux instruments employés dans le cadre de cette thèse : tout d'abord le détecteur germanium de haute pureté HPGe (High Purity Germanium) pour les mesures de faible radioactivité et ensuite le spectromètre à électrons pour caractériser les performances des scintillateurs et photomultiplicateurs (PMs). Pour terminer, une section est consacrée à l'outil de simulation optique GEANT4, conçu pour étudier et comprendre l'évolution des photons dans le scintillateur.

3.1 Spectrométrie gamma “bas bruit de fond”

La spectrométrie gamma (γ) dite “bas bruit de fond” est une technologie essentielle pour les expériences recherchant des événements rares. Les détecteurs à semi-conducteur combinent haute efficacité de détection aux rayons 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 , ...) ou artificiels (^{60}Co , ^{137}Cs , ...) dans les matériaux et de mesurer leur activité à des niveaux de l'ordre du mBq/kg. Dans le cadre de SuperNEMO, ces détecteurs sont indispensables pour contrôler et sélectionner tous les matériaux et composants de l'expérience.

3.1.1 Les détecteurs germanium

Principe de fonctionnement

Un détecteur germanium se présente sous la forme d'un cristal semi-conducteur de Ge polarisé en inverse. Ce mode de fonctionnement permet d'élargir la zone de déplétion, région du cristal sans porteurs de charges, qui est le volume sensible aux rayonnements γ .

Les rayonnements γ interagissent dans le détecteur en arrachant des électrons par effet photoélectrique, effet Compton ou création de paires électron/positron. Ces électrons provoquent à leur tour de nombreuses ionisations en cascade et laissent derrière eux un nuage de porteurs de charges libres électron/trou (e^-/t^+). Un rayonnement γ de 1 MeV crée ainsi en moyenne 3.10^5 paires e^-/t^+ dans un cristal de germanium. La haute tension de 3000 à 4000 V appliquée pour la polarisation du cristal, fait migrer ces paires vers les électrodes. Ce déplacement de charge génère un signal électrique directement mesurable, dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur.

Le germanium ($Z = 32$) est généralement préféré au silicium ($Z = 14$) du fait de son numéro atomique élevé, pour obtenir une meilleure efficacité de détection. La résolution en énergie de ces détecteurs est excellente car quelques eV suffisent à former une paire électron-trou, le médiateur de l'information, alors qu'il faut typiquement une centaine d'électron-volts pour produire un photon dans un scintillateur. Ce seuil en énergie est cependant suffisamment bas pour que l'agitation thermique produise spontanément des paires e^-/t^+ , provoquant un bruit continu à température ambiante. Pour obtenir d'excellentes performances, le détecteur doit donc être refroidi à de très basses températures, de l'ordre de -180°C .

Géométries des détecteurs

Il existe trois grands types de détecteurs germanium, avec une géométrie du cristal particulière : planaire, coaxial, ou puits (Fig. 3.1). Le tableau 3.1 présente les principales caractéristiques des trois types de détecteurs.

Le détecteur planaire, de forme cylindrique et de faible volume, présente une faible efficacité de détection au profit d'une excellente résolution en énergie. Grâce à une fenêtre d'entrée très mince, généralement en carbone ou en béryllium, ce type de détecteur est particulièrement bien adapté pour séparer les raies γ à basse énergie, jusqu'à quelques keV.

Les géométries coaxiale et de type puits ont un volume de détection plus important. Leur sensibilité est par conséquent meilleure pour des photons γ de plus haute énergie, de 100 keV à 3 MeV. Le détecteur de type puits permet d'obtenir une efficacité de détection très grande ($\sim 50\%$ à 238 keV) avec des échantillons de faibles volumes ($4 - 5\text{ cm}^2$).

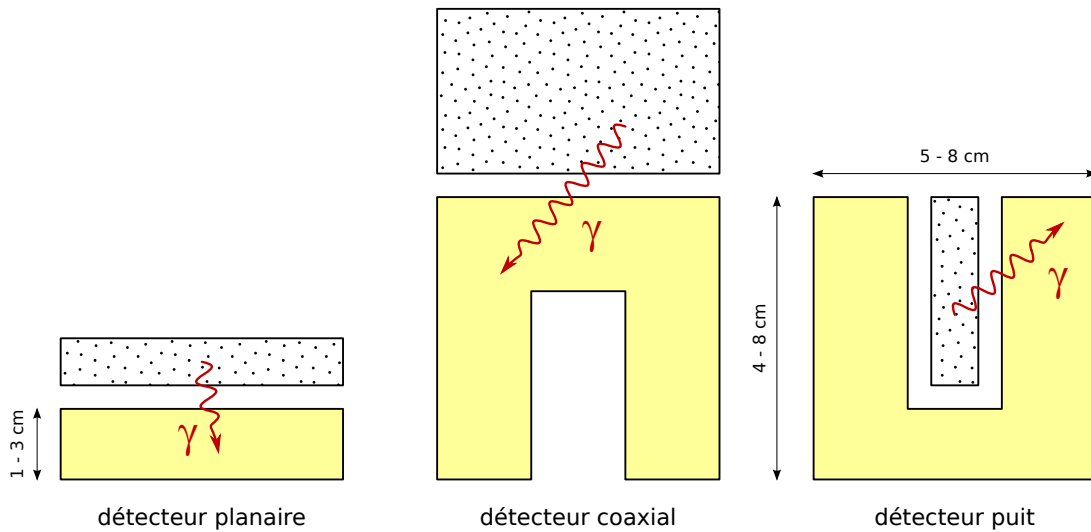


FIGURE 3.1 – Schémas des trois géométries de détecteurs germanium.

Type	Efficacité géométrique	Résolution en énergie	Gamme de sensibilité
planaire	12 % à 238 keV	1,9 keV à 1,33 MeV	5 keV – 1 MeV
coaxial	15 % à 238 keV	1,7 keV à 1,33 MeV	100 keV – 3 MeV
puits	50 % à 238 keV	2,5 keV à 1,33 MeV	30 keV – 3 MeV

TABLE 3.1 – Principales caractéristiques des différents types de détecteurs HPGe.

3.1.2 Spécificités de la spectrométrie γ basse radioactivité

Pour être capable de mesurer de très faibles niveaux de radioactivité, le détecteur doit être protégé au maximum des rayonnements dont l'origine est autre que l'échantillon étudié. Cela consiste à mettre en place un blindage efficace contre la radioactivité environnante et les rayonnements cosmiques. En dernier lieu, il faut que le détecteur lui-même soit conçu avec des matériaux d'une grande radiopureté.

Blindage des détecteurs

La radioactivité γ des matériaux aux alentours du détecteur est la principale composante du bruit de fond des détecteurs germanium. Elle est accompagnée d'un faible flux de photons d'origines diverses comme la capture neutronique radiative (n, γ) et ($n, n'\gamma$) autour ou dans le cristal ou le bremsstrahlung des muons cosmiques. Par conséquent, un blindage imposant doit être mis en place autour des détecteurs germanium (Fig. 3.2) :

- un premier blindage en plomb atténue la majorité des rayonnements γ incidents.
- un blindage en polyéthylène boré ralentit et capture les neutrons, produits par spallation des rayonnements cosmiques sur le plomb du premier blindage.

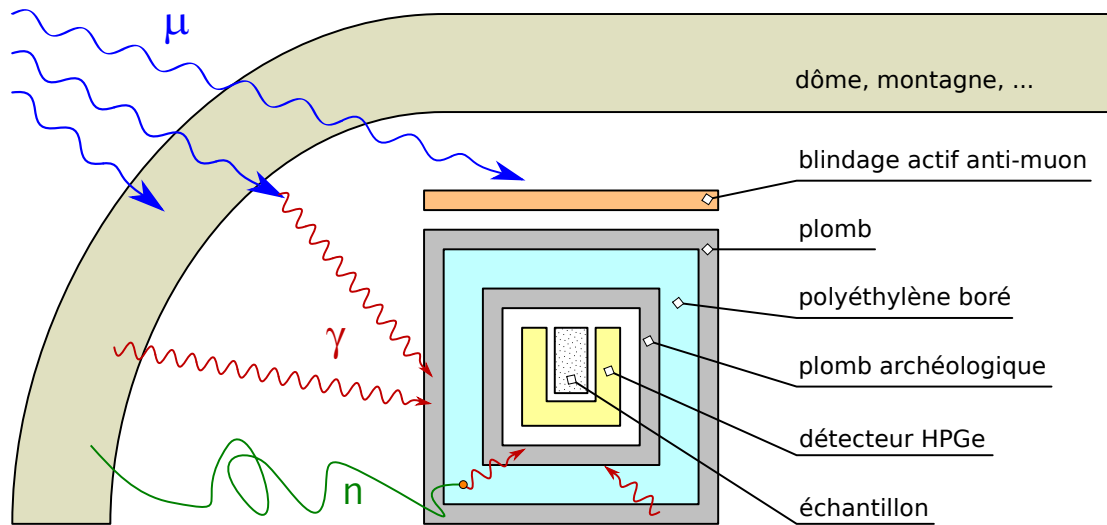


FIGURE 3.2 – Schéma des différents blindages installés autour des détecteurs germanium.

– un second blindage en plomb très peu radioactif, dit archéologique, est placé au plus près du cristal. Il atténue le flux de photons γ résultant de la capture des neutrons dans le polyéthylène.

La figure 3.3 montre l'effet du blindage sur le bruit de fond d'un détecteur germanium "au niveau de la mer". En l'absence de blindage, on retrouve les principaux émetteurs γ naturels ou artificiels présents sur terre. La contribution du ^{40}K avec sa raie à 1,46 MeV et son front Compton est clairement visible. La coupure brutale du spectre par le photopic du ^{208}Tl à 2,6 MeV marque la fin du domaine en énergie de la radioactivité γ naturelle.

Le taux de comptage d'un détecteur coaxial est de l'ordre de 100 – 200 coups par seconde. L'installation du blindage en plomb avec le polyéthylène boré autour des détecteurs supprime toutes les composantes de la radioactivité naturelle, réduisant le niveau de bruit de fond à environ 0,5 coup par seconde. Une seule raie reste présente à 511 keV, provoquée par la détection d'un des deux photons émis suite à l'annihilation de positrons près du cristal. Ces positrons proviennent de la création de paires e^+/e^- dans le blindage en plomb par l'interaction de rayonnements γ de plusieurs MeV et plus.

Protection aux rayonnements cosmiques

Les rayonnements cosmiques primaires de très haute énergie sont majoritairement des protons. Ils interagissent avec le noyau des atomes présents dans la haute atmosphère de la terre (azote, oxygène, ..) et produisent des gerbes de particules secondaires. Il s'agit de fragments nucléaires, de nucléons mais également de mésons (pions, kaons, ...) qui se désintègrent rapidement en photons γ pour les mésons neutres, et en muons et neutrinos pour les mésons chargés. Les rayonnements γ engendrent des cascades électromagnétiques caractérisées par un processus itératif entre créations de paires e^-/e^+ et rayonnements Bremsstrahlung des électrons. Les particules secondaires sont ainsi très abondantes, le flux au niveau de la mer vaut typiquement plusieurs centaines de particules par seconde et par mètres

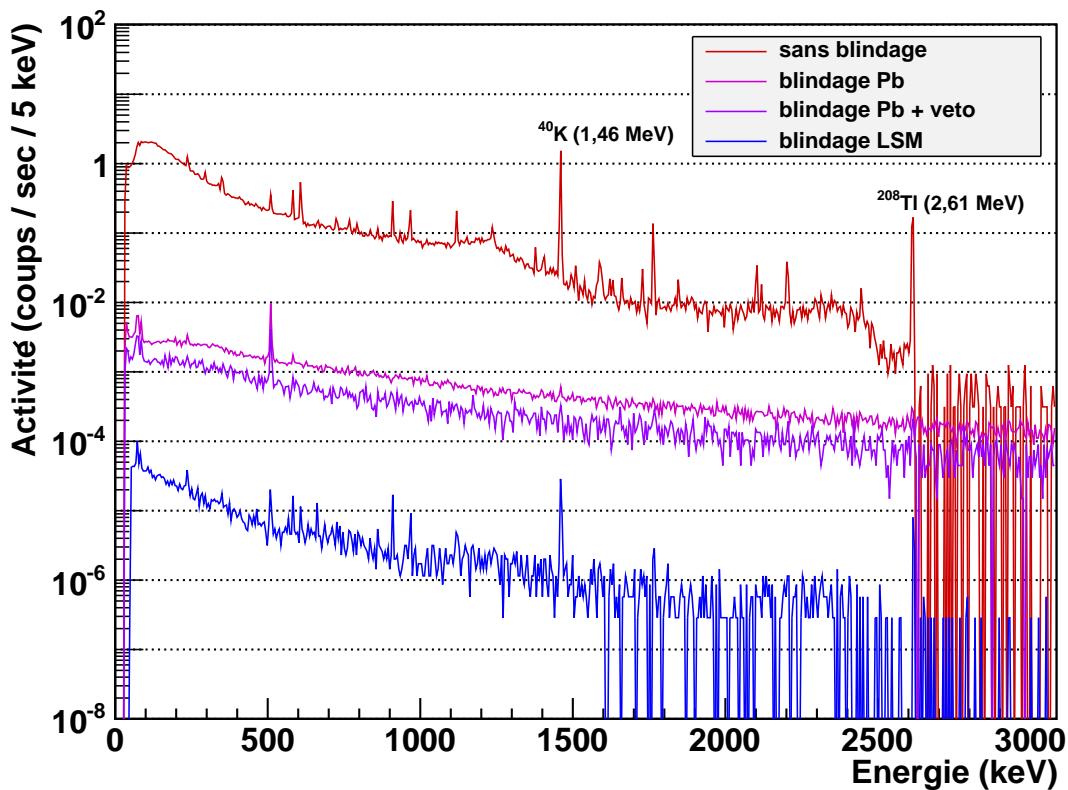


FIGURE 3.3 – Spectre de bruit de fond d’un détecteur germanium de type coaxial “au niveau de la mer” sans blindage (en rouge), avec les blindages en plomb et polyéthylène boré (en magenta) et avec ce même blindage plus un dispositif anti-cosmique (en violet). Le quatrième spectre de bruit de fond est enregistré au laboratoire Souterrain de Modane avec un blindage en plomb (en bleu).

carrés. Ce flux de rayonnements génère un bruit de fond dans les détecteurs germanium.

En plaçant le détecteur sous terre, on atténue facilement la composante hadronique des rayonnements cosmiques (proton, neutron) et en partie la composante électromagnétique (photons, électrons). Il subsiste cependant les muons car leur pouvoir de pénétration est plus élevé. Un moyen de protection supplémentaire est nécessaire pour diminuer leur contribution dans le bruit de fond. Le dispositif consiste à placer un compteur à scintillation au dessus des détecteurs et de rejeter les événements enregistrés dans les détecteurs germanium en coïncidence avec le scintillateur (Fig. 3.2). L’installation de ce veto anti-muons réduit le niveau de bruit de fond d’un facteur trois (Fig. 3.3). La solution la plus efficace consiste à placer le détecteur dans un laboratoire souterrain, sous la montagne ou dans une mine par exemple.

Radiopureté des détecteurs HPGe

La dernière source de bruit de fond est la radioactivité intrinsèque des différents matériaux du détecteur, comme les composants électroniques, le cryostat, ... Une collaboration entre le CENBG et la société Canberra-Eurisys a été initiée dans les années 1990 pour développer des

détecteurs HPGe ultra bas bruit de fond. Le travail a consisté à diminuer au maximum les sources de radioactivité proches du cristal avec l'installation d'une canne coudée de 35 cm pour placer l'imposant blindage entre le détecteur et le cryostat, le déplacement du préamplificateur à l'extérieur du blindage et l'utilisation d'un nouvel alliage à base d'aluminium ultra-pur pour le capot du cristal et les supports mécaniques [78]. Le contrôle et la sélection des matériaux de ces détecteurs HPGe de nouvelle génération ont été faits à l'aide de détecteurs germanium plus anciens. Par ce processus itératif, on diminue progressivement le bruit de fond des nouveaux détecteurs.

3.1.3 Analyse des spectres de spectrométrie γ

L'analyse consiste à identifier l'énergie des raies observées dans les spectres, à les associer à l'émission des isotopes radioactifs connus, puis à mesurer l'activité de chacun des émetteurs. En l'absence de pic à l'énergie de transition attendue pour un radionucléide, il sera possible de donner une valeur limite de l'activité correspondante.

Mesure d'activité

Pour une raie présente dans un spectre où N événements sont enregistrés, l'activité massique de l'émetteur correspondant est donnée par l'expression 3.1.

$$A = \frac{N - N_{BDF}}{\epsilon R m t} \quad (3.1)$$

avec N_{BDF} le taux d'événements de bruit de fond à l'énergie considérée, ϵ l'efficacité de détection du photon γ , R le rapport d'embranchement de la transition, m la masse de l'échantillon et t le temps de mesure.

L'efficacité de détection dépend de l'énergie du photons γ , du type de détecteur germanium utilisé mais également de la géométrie de l'échantillon. La composition atomique et la densité des matériaux provoquent en effet une auto-absorption aux rayonnements γ variant suivant la nature de l'échantillon. Toute mesure requiert donc une simulation pour déterminer exactement l'efficacité de détection, tenant compte de la configuration unique de chaque échantillon.

Limite sur l'activité

Si aucune raie n'est détectée à l'énergie de transition γ d'un radioisotope connu (1,46 MeV pour le ^{40}K , 2,61 MeV pour le ^{208}Tl , ...), une limite supérieure de son activité dans l'échantillon peut être déterminée. Le calcul consiste à évaluer le taux d'événements de bruit de fond exclus dans la région d'intérêt suivant le niveau de confiance souhaité et estimer l'activité correspondante. Nous utiliserons toujours des limites à un indice de confiance de 90 % en considérant un bruit de fond gaussien ($N_{EXCLUS} = 1,64 \sqrt{N_{BDF}}$) :

$$A < \frac{1,64 \sqrt{N_{BDF}}}{\epsilon R m t} \quad (\text{à } 90 \% \text{ C.L.}) \quad (3.2)$$

L'expression 3.2 caractérise le niveau d'activité minimum que les détecteurs HPGe sont capables de mesurer. Pour un échantillon et un temps de mesure identique, la sensibilité qui sera atteinte dépendra principalement du niveau de bruit de fond du détecteur utilisé.

3.1.4 Parcs de détecteurs HPGe

La collaboration SuperNEMO possède maintenant six détecteurs HPGe. Ils sont utilisés pour contrôler la radioactivité des composants de SuperNEMO. Trois sont installés au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), les trois autres sont hébergés au CENBG dans un bâtiment dédié aux mesures de faible radioactivité.

Détecteurs germanium au LSM

Le LSM est un lieu particulièrement bien adapté aux expériences bas bruit de fond. Il est situé au milieu du tunnel routier du Fréjus entre la France et l’Italie, sous 1780 m de roches montagneuses. Cette protection naturelle, correspondant à 4800 mètres équivalent eau, réduit le flux de muons cosmiques à seulement 4 particules par jours et par mètre carré. Parmi les détecteurs HPGe présents au LSM, deux ont été développés pour la sélection des matériaux en vue de la construction de NEMO 3. Il s’agit des deux cristaux de 400 cm³ avec une géométrie coaxiale. Ils sont capables de mesurer des niveaux de contamination de 0,1 à 1,0 mBq/kg pour un contrôle “standard” (échantillon de 100 g sur deux semaines de mesure).

Un détecteur de type planaire a également été développé et réceptionné en 2007 au LSM [79]. Il possède un très bon niveau de bruit de fond et sera utilisé partiellement dans le cadre de la sélection des matériaux pour SuperNEMO.

Enfin un nouveau détecteur coaxial de 600 cm³ est actuellement en phase de construction. Financé par nos collaborateurs tchèques de Prague et russes de Dubna, il sera bientôt installé à Modane et permettra d’améliorer la sensibilité des mesures du fait de son grand volume de détection.

Plate-forme PRISNA au CENBG

L’expertise sur les mesures de faible radioactivité acquise par le groupe Neutrino du CENBG est à l’origine de l’émergence de nombreuses applications innovantes en spectrométrie γ , comme une méthode non destructive de datation du vin ou une authentification de l’origine géographique de produits tels que le sel de mer.

En novembre 2009, le CENBG a inauguré, en collaboration avec le laboratoire EPOC¹, l’IRAMAT-CRP2A² et le SCL³ la plate-forme PRISNA (Plate-forme Régionale Interdisciplinaire de Spectrométrie Nucléaire en Aquitaine) pour partager les compétences scientifiques et techniques en spectrométrie γ des différents laboratoires.

Le bâtiment a été conçu pour atténuer une partie des rayonnements cosmiques (protons, neutrons, électrons et photons). 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, véto cosmique), les détecteurs germanium dans PRISNA atteignent des sensibilités de l’ordre de 10 à 100 mBq/kg pour une mesure standard.

1. Environnements et Paléoenvironnements Océaniques (CNRS - Univ. Bordeaux 1)

2. Institut de Recherche sur les ArchéoMATériaux - Centre de Recherche en Physique Appliquée à l’Archéologie (CNRS - Univ. Bordeaux 3, d’Orléans et de Belfort-Montbéliard)

3. Service Commun des Laboratoires (Ministère de l’Economie, de l’Industrie et de l’Emploi et ministère du Budget, des Comptes Publics et de la Fonction publique)

Actuellement, cinq détecteurs germanium sont installés dans le bâtiment dont trois 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.

3.2 Spectromètre à électrons

Le groupe Neutrino du CENBG a mis au point des bancs de test dédiés à la caractérisation de scintillateurs et de PMS pour l'expérience NEMO 3 et la R&D du projet SuperNEMO. Il s'agit de deux spectromètres à électrons pour les mesures de résolution en énergie et un banc LED pour mieux comprendre le suivi du gain des PMS. Chacun de ces bancs de test a été conçu puis construit grâce au soutien des services mécanique, électronique, informatique et instrumentation du laboratoire. Dans le cadre de ce travail de thèse, seuls les spectromètres à électrons ont été utilisés et seront donc présentés en détails ici. Une description plus succincte du banc LED et des résultats obtenus avec sera donnée dans le dernier chapitre de ce mémoire (Sec. 7.1.3).

3.2.1 Description des spectromètres à électrons

Le calorimètre de SuperNEMO doit mesurer l'énergie des électrons émis lors de la décroissance double bêta avec une résolution en énergie meilleure que 8 % (FWHM) à 1 MeV. Pour atteindre cet objectif, nous nous sommes fixés de mesurer une résolution de 7 % avec les prototypes caractérisés sur nos bancs de test. Afin de caractériser au mieux la réponse d'un compteur à scintillation pour SuperNEMO, il est nécessaire d'avoir un faisceau d'électrons collimaté et monoénergétique, ajustable en énergie, et si possible mobile afin de pouvoir balayer la surface d'entrée des scintillateurs. La solution choisie au CENBG a été de construire un spectromètre à électrons, basé sur celui développé à l'IPHC de Strasbourg.

Principe de fonctionnement

Un spectromètre à électrons est un dispositif dont le principe est d'utiliser une source radioactive β^- pour produire un faisceau d'électrons monoénergétiques (Fig. 3.4). Un faisceau primaire est extrait par collimation de la source et envoyé dans une cavité où règne un champ magnétique créé par une bobine. La trajectoire des électrons est courbée en fonction de leur énergie cinétique par la force de Lorentz. Un second collimateur, perpendiculaire au premier, permet ensuite d'extraire le faisceau monoénergétique.

Le champ magnétique est ajustable par variation du courant traversant la bobine, ce qui permet la sélection en énergie. Le faisceau arrive verticalement dans une boîte noire où sont placés les compteurs à scintillation afin d'isoler les PMS de la lumière ambiante. Une feuille de polycarbonate noire de 14,5 μm d'épaisseur sert de fenêtre d'entrée aux électrons dans la boîte noire tout en conservant l'étanchéité à la lumière du dispositif.

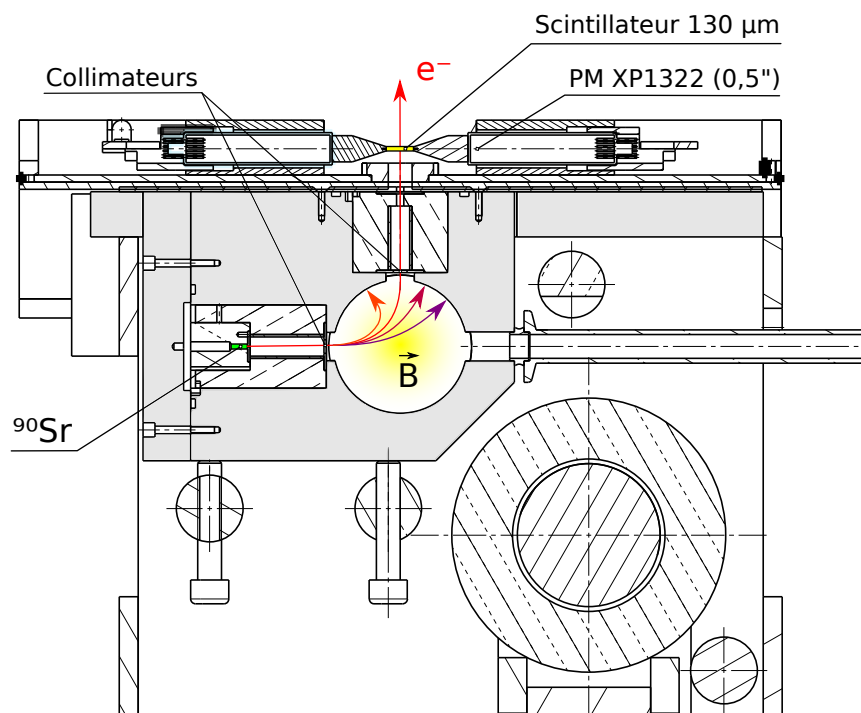


FIGURE 3.4 – Structure interne des spectromètres à électrons au CENBG.

Source β et radioprotection

La source émettrice β utilisée est le ^{90}Sr avec une énergie disponible Q_β de 0,546 MeV et une période de 29 ans. Il décroît vers le radioisotope ^{90}Y également émetteur β à 2,282 MeV avec une période de 64 heures. L'activité des sources de chaque spectromètre est de 470 MBq. La structure du spectromètre est essentiellement composée de tungstène, elle stoppe la totalité des rayonnements β excepté ceux du faisceau et atténue fortement les rayons X produits par rayonnement de freinage Bremsstrahlung. Deux dosimètres sont placés à environ 10 cm de chacun des spectromètres. Le débit de dose mensuel pour un travailleur présent à cet emplacement 7 heures par jour et 5 jours par semaine vaut $21 \mu\text{Sv}$ par mois [80]. La zone reste donc publique car le débit de dose est inférieur au seuil légal fixé à $80 \mu\text{Sv}/\text{mois}$.

Étalonnage du faisceau

L'étalonnage consiste à déterminer la relation entre le courant appliqué à la bobine et l'énergie du faisceau d'électrons. Cette opération se fait à l'aide d'un détecteur Si(Li) d'une surface active de 25 mm^2 et de 5 mm d'épaisseur. Une source de ^{207}Bi scellée permet tout d'abord d'étalonner la réponse du détecteur grâce à ses trois électrons de conversions les plus intenses émis à 482, 974 et 1048 keV. Les énergies correspondantes aux trois raies observées sur le spectre valent respectivement 478, 970 et 1044 keV (Fig. 3.5). Ces valeurs tiennent compte des pertes en énergie des électrons dans le Mylar qui scelle la source de bismuth, puis dans les 3 mm d'air qui la sépare du détecteur. Il est également possible de se servir du

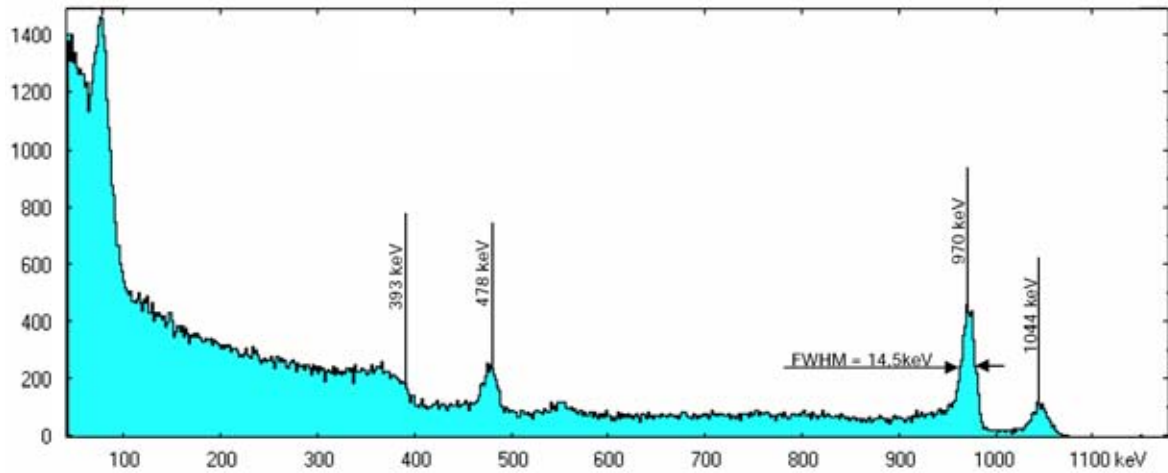


FIGURE 3.5 – Spectre d'une source de ^{207}Bi obtenu avec une diode silicium

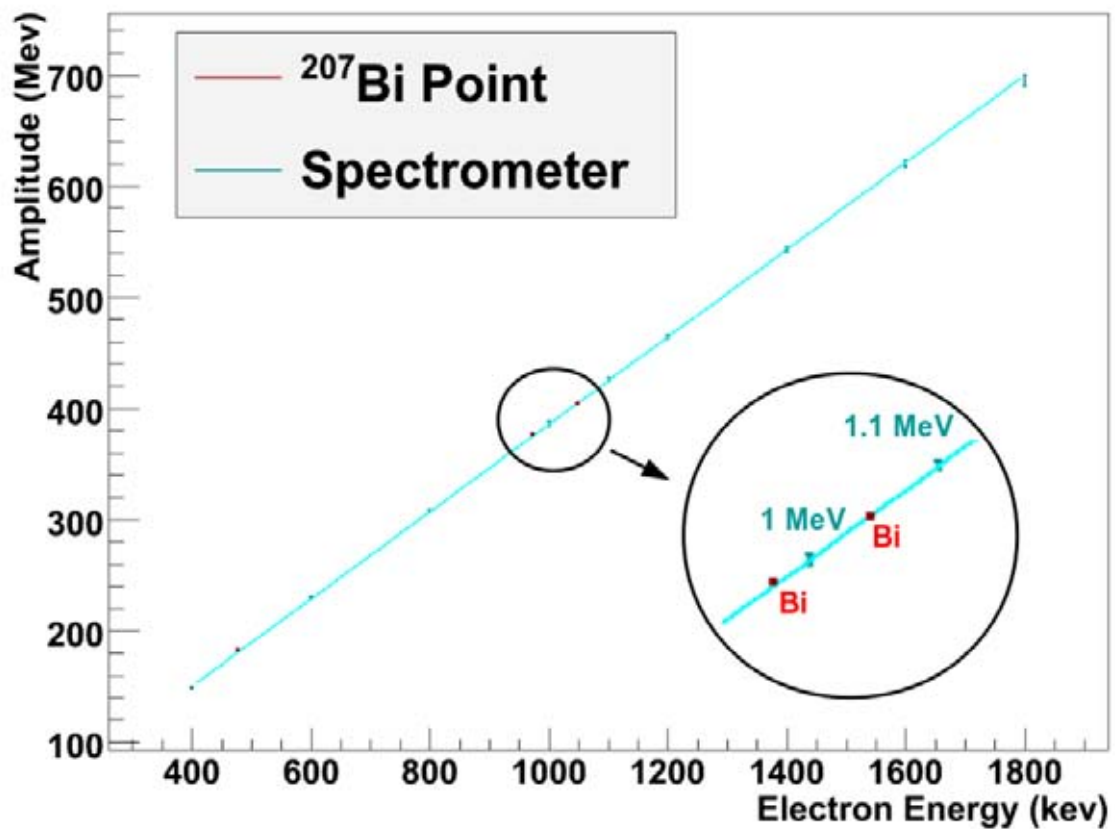


FIGURE 3.6 – Contrôle de l'étalonnage en énergie du spectromètre 1 : la réponse du signal délivrée par la détecteur silicium est représentée en fonction de l'énergie des électrons du spectromètre (points en bleu) et de ceux du ^{207}Bi (points en rouge).

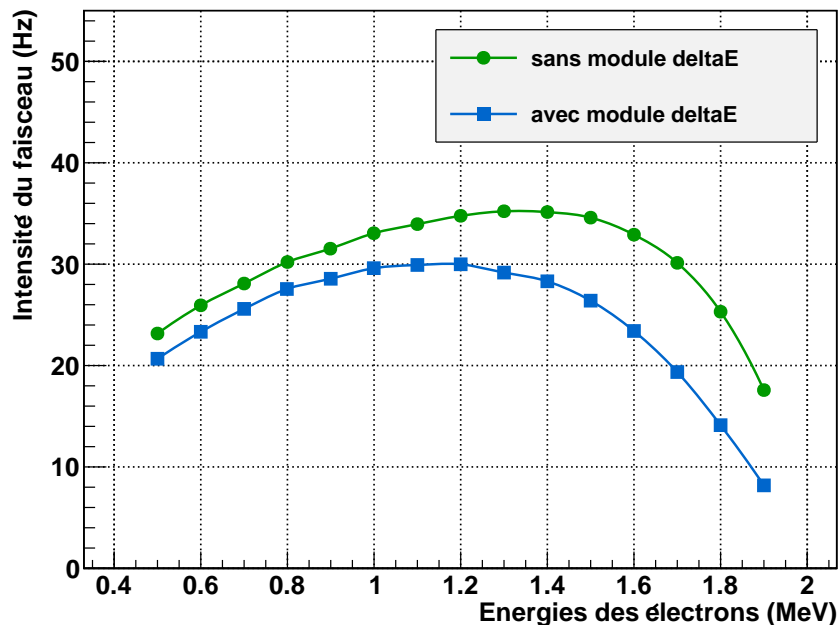


FIGURE 3.7 – Activité du faisceau d'électrons du spectromètre 1 en fonction de leur énergie, mesuré sans et avec utilisation d'un module δE dont le rôle est de détecter les électrons avant leur entrée dans les scintillateurs.

front Compton à 393 keV correspondant au γ de 570 keV pour avoir un point supplémentaire. La réponse de la diode silicium à 974 keV présente une largeur à mi-hauteur de 14,5 keV, correspondante à une résolution de 1,5 % (FWHM) à cette énergie. Il s'agira donc de la précision de l'étalonnage en énergie du faisceau d'électrons.

Le détecteur silicium est ensuite placé dans l'axe du faisceau d'électrons du spectromètre, exactement à l'emplacement de la face d'entrée des scintillateurs lors de leur qualification. Le courant de la bobine est réglé sur une valeur aléatoire et le spectre obtenu avec le détecteur silicium est analysé pour évaluer l'énergie correspondante. Un polynôme de degré 4 est ajusté sur l'ensemble des points (énergie, courant) pour déterminer la relation entre les deux.

En février 2009, nous avons réalisé un contrôle de l'étalonnage d'un des deux spectromètres effectué un an auparavant. L'étalonnage s'est avéré excellent puisque les points de référence du ^{207}Bi sont parfaitement alignés à ceux du spectromètre comme le montre la figure 3.6.

Propriétés du faisceau

La collimation et la sélection en énergie des électrons réduisent de façon drastique l'activité du faisceau. En sortie du spectromètre, le flux du faisceau ne vaut plus qu'une à quelques dizaines d'électrons par seconde suivant l'énergie sélectionnée (Fig. 3.7). La réponse du spectromètre fait que l'intensité est maximale à 1,4 MeV au lieu de $Q_\beta/3 \approx 0,8$ MeV.

Les spectromètres ont été montés sur des supports mobiles motorisés suivant les deux axes horizontaux, permettant de balayer la surface d'un scintillateur ou de déplacer le faisceau sous un autre. Les deux spectromètres offrent une course différente du faisceau. Le spectromètre 1

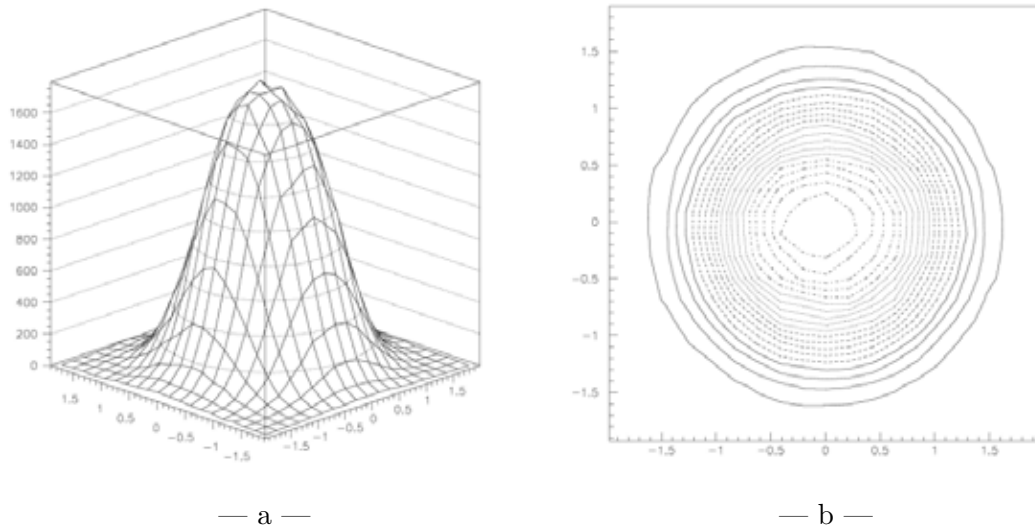


FIGURE 3.8 – Profil de l'intensité du faisceau (a) et projection en deux dimensions (b). Les unités sont en cm pour les axes x et y.

peut balayer une surface carrée de 14 cm de côté avec un pas de 0,5 mm, tandis que le spectromètre 2 possède une mobilité de 60 cm par 200 cm avec un pas de l'ordre du millimètre. Ce dernier permet de tester des scintillateurs longs en forme de barre (Sec. 7.1.1) ou bien de placer jusqu'à huit scintillateurs pour réaliser des séries de mesures.

Le profil du faisceau peut être sondé grâce à un scintillateur de petite taille, avec un rayon de 1 cm. Sur la figure 3.8 est représenté le taux de comptage des électrons dans le scintillateur relevé pour 20 x 20 positions du faisceau avec un pas de 2 mm. La répartition semble bien symétrique. La largeur à mi-hauteur du faisceau est évaluée par déconvolution de cette distribution avec la taille du scintillateur. Elle est définie par une ellipse de demi-axes $r_x = 3,5 \pm 0,2$ mm et $r_y = 3,8 \pm 0,2$ mm. En supposant une répartition gaussienne, cela signifie que 57 % des électrons du faisceau sont contenus dans cette ellipse.

3.2.2 Système d'acquisition

Les bancs de test au CENBG sont équipés de cartes électroniques de contrôle et de logiciels pour piloter les spectromètres et lancer les acquisitions. Nous avons choisi de mettre en place un échantillonnage des signaux pour caractériser au mieux la réponse des compteurs à scintillation. Un système de déclenchement en coïncidence dit *deltaE* a été développé afin de rejeter les signaux de bruit de fond causés par la radioactivité et d'acquérir des spectres purs.

Carte MATACQ32

L'acquisition des signaux provenant des PMs est réalisée via la carte d'acquisition MATACQ32 au format VME développée par le CEA/DAPNIA et l'IN2P3/LAL (Fig. 3.9). Elle fournit pour quatre entrées le codage analogique des signaux à une fréquence d'échantillonnage de 2 GHz durant une fenêtre en temps de 1,25 μ s (soit 2520 points) avec une



FIGURE 3.9 – Carte d’acquisition MATAcq32.

précision de $250 \mu\text{V}$ [81]. La fenêtre d’enregistrement peut également être prolongée jusqu’à $2,5 \mu\text{s}$ en diminuant la fréquence d’échantillonnage à 1 GHz.

Le déclenchement ou “trigger” de l’acquisition peut se faire soit par franchissement d’un seuil en amplitude ajustable des signaux (trigger interne), ou soit via un signal extérieur (trigger externe). Il existe également un mode de déclenchement automatique et aléatoire dans le temps.

L’échantillonnage des signaux s’avère indispensable pour caractériser de façon précise la réponse des compteurs à scintillation. Cela permet d’analyser les signaux un par un, en dehors des acquisitions, pour extraire un maximum d’informations :

- l’amplitude et les propriétés temporelles des impulsions,
- l’étude quantitative d’éventuelles pré et post-impulsions,
- le choix de la largeur d’intégration des impulsions et son optimisation.

Les programmes d’analyse pour réaliser ce genre d’études ont été construits progressivement. Il a été et il sera toujours possible d’analyser à nouveau toutes les acquisitions puisque les signaux sont enregistrés sous leur format brut. L’occupation en espace disque des fichiers de données est dans ce cas assez important. Une acquisition type à une énergie de faisceau nécessite au maximum 200 Mo et il faut compter jusqu’à 1 Go pour l’étude complète d’un compteur incluant un étalonnage en énergie. Les fichiers sont donc compressés avec le logiciel libre *gzip*, donnant une réduction de leur taille de l’ordre de 75 %, et stockés dans un parc de 4 disques durs de 1 To chacun.

Déclenchement par coïncidence

Avec un déclenchement de l’acquisition à seuil, tous les signaux sont enregistrés, sans distinguer les électrons du faisceau, du bruit de fond radioactif. Ce dernier provient majoritairement de la radioactivité environnante en rayons γ et muons cosmiques. Il y a également une composante X due au freinage des électrons dans le spectromètre, qui dépend de l’énergie du faisceau sélectionnée. Pour être en mesure d’évaluer et de retrancher correctement

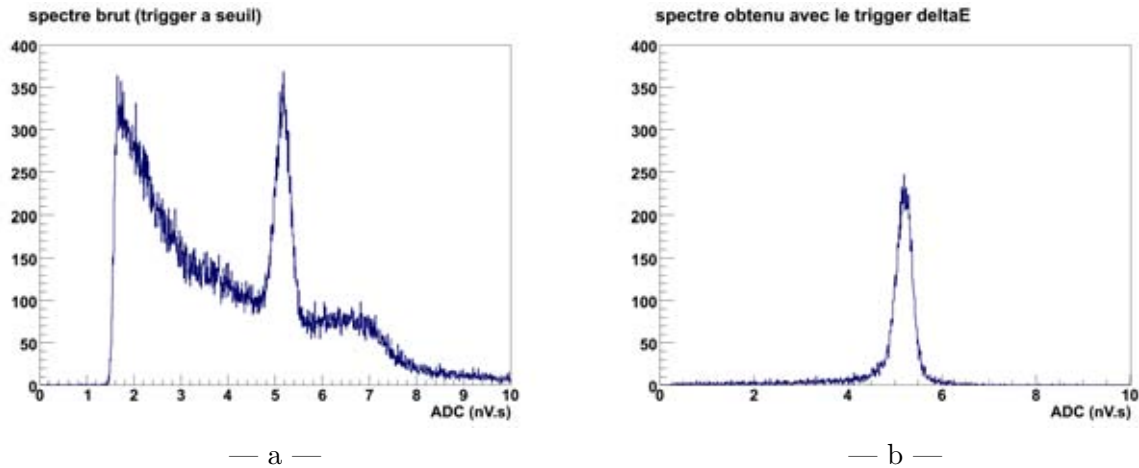


FIGURE 3.10 – Spectres en charge enregistrés par une déclenchement de l’acquisition à seuil (a) et avec le module *deltaE* (b), pour des électrons de 1 MeV envoyés dans un scintillateur de grande taille (hauteur de 10 cm).

le bruit de fond, un absorbeur en aluminium est installé entre le spectromètre et la boîte noire, il permet d’arrêter le faisceau sans éteindre le spectromètre.

Cependant, le bruit de fond radioactif augmente fortement avec le volume du scintillateur, il devient beaucoup plus intense que le signal “électrons” pour un compteur à scintillation aux dimensions proches de celles attendues dans SuperNEMO (Fig. 3.10-a). Dans ce cas, la soustraction du bruit de fond est mauvaise à cause des fluctuations statistiques cumulées et du temps mort très dépendant du taux de comptage.

Pour remédier à ce problème, un module de coïncidence appelé *deltaE* est installé en sortie du spectromètre. Le principe est de détecter les électrons du faisceau avant qu’ils n’entrent dans le scintillateur et d’utiliser cette information pour déclencher l’acquisition. Il s’agit d’un scintillateur rectangulaire fin de $130\ \mu\text{m}$ d’épaisseur, couplé à 2 PMs $1/2''$ XP1322 de chaque côté (Fig. 3.4). Il est isolé de la lumière ambiante de part et d’autre, par un film en polycarbonate noir de $14,5\ \mu\text{m}$. Placé dans l’axe du faisceau, ce module donne un signal en coïncidence sur les 2 PMs dès qu’un électron le traverse. Les spectres ainsi mesurés sont très propres car l’acquisition n’enregistre que les impulsions générées par les électrons provenant du spectromètre (Fig. 3.10-b).

Le module *deltaE* étant très fin, l’intensité du faisceau n’est que peut diminuée, de moins de 10 % avec des électrons de 1 MeV (Fig. 3.7). La perte en énergie des électrons lors de la traversée du module est de 30 à 26 keV pour les électrons entre 0,4 à 2,0 MeV. Un second étalonnage complet du spectromètre a été accompli avec le module *deltaE* en place pour compenser ces pertes. Par contre, l’utilisation du *deltaE* dégrade la résolution en énergie du faisceau à cause des fluctuations de pertes en énergie dans le module. Afin d’évaluer quantitativement cet effet, de nombreuses mesures ont été réalisées pour comparer la résolution à 1 MeV de différents scintillateurs et photomultiplicateurs sans, puis avec l’utilisation du *deltaE* (Fig. 3.11-a). La dégradation D provoquée par le *deltaE* est extraite des valeurs de résolution en énergie mesurées suivant la relation quadratique $D = \sqrt{R_{avec\ dE}^2 - R_{sans\ dE}^2}$. Toutes les configurations testées sont en accord avec une dégradation moyenne de $2,9 \pm 0,2\ \%$ (Fig. 3.11-b). Par la suite, les valeurs de résolutions obtenues avec

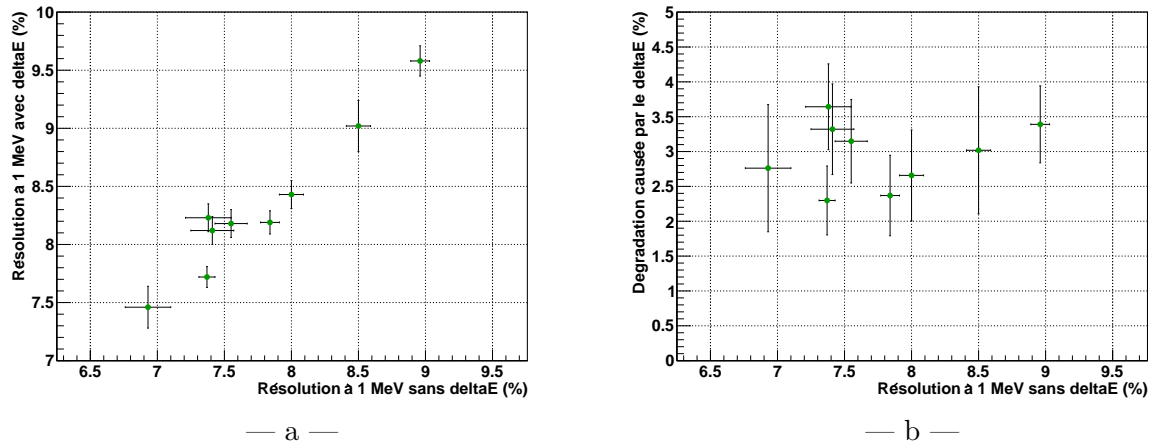


FIGURE 3.11 – Comparaison des résolutions en énergie mesurées avec et sans utilisation du δE pour différents compteurs à scintillation (a) et dégradation estimée dans chaque cas par l’utilisation du module (b).

usage du δE seront systématiquement corrigées.

Contrôle du banc de test

Un PC sous Scientific Linux assure le contrôle complet du spectromètre et de l’acquisition : déplacement XY et sélection de l’énergie du faisceau, mise en place ou retrait de l’absorbeur et du δE par des moteurs, réglage des hautes tensions appliquées aux PMs et démarrage des acquisitions. Le système est automatisé pour lancer ou planifier des séries de mesures, et il est synchronisé avec une base de données. Une interface graphique permet de lancer ou planifier des séries de mesures (Fig. 3.12).

3.2.3 Protocole et programme d’analyse des acquisitions

L’objectif principal de l’analyse d’une acquisition est d’évaluer la résolution en énergie. Pour cela, la charge contenue dans chaque impulsion est calculée par intégration, puis placée dans un histogramme. Le spectre est interpolée par une fonction gaussienne pour déterminer la valeur moyenne $\mu \pm \Delta\mu$ et son écart type $\sigma \pm \Delta\sigma$. La résolution en énergie R (FWHM) et son erreur statistique ΔR sont données par les expressions suivantes :

$$R = 2,355 \frac{\sigma}{\mu} \quad \Delta R = R \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} + \frac{\Delta\mu}{\mu} \right) \quad (3.3)$$

Cependant, une analyse aussi rapide introduit de fortes erreurs à cause du cumul des erreurs statistiques sur les paramètres μ et σ , auxquelles il faut rajouter un ensemble d’erreurs systématiques d’origines diverses : conditions/environnement des mesures, stabilité du PM, erreurs humaines, ... Or, dans le cadre de la R&D calorimétrie pour SuperNEMO, il est primordial d’avoir une mesure correcte, précise et reproductible de la résolution. Il faut en effet être capable d’identifier de faibles améliorations ou dégradations de la résolution en énergie des compteurs à scintillation afin d’optimiser au mieux leurs performances.

De nombreux points ont été identifiés pour garantir la stabilité des mesures et améliorer la précision du calcul de la résolution, et seront décrits. Un programme d'analyse complet a alors été mis en place, basé sur le kit de composants logiciels ROOT⁴ (version 5.18).

Stabilité du PM

Un thermomètre électronique et une sonde de pression sont installés dans la boîte noire de test. Au démarrage d'une acquisition, l'ordinateur de contrôle relève les valeurs instantanées de la température et de la pression, et les enregistre dans la base de données.

Le dispositif n'est pas conçu à l'origine pour étudier avec précision l'influence des conditions de pression et de température sur le gain du PM ou la résolution en énergie des compteurs à scintillation. Ces capteurs donnent juste une information plus qualitative que quantitative, qui peut éventuellement éclaircir des résultats incohérents.

Intégration des impulsions

La carte MATAcq32 est réglée de façon à ce que l'amplitude des signaux soit maximale vers 300 ns dans les échantillons, la fenêtre allant de 0 à 1250 ns. Les premières 250 ns sont utilisées pour déterminer le piédestal moyen. L'impulsion est ensuite intégrée puis le piédestal soustrait pour calculer la charge réelle.

L'intégration doit être faite sur un intervalle de temps le plus large possible pour récolter un maximum de charge, mais à la fois limité pour éviter d'intégrer d'éventuels bruits (signaux parasites, post-impulsions). Afin d'optimiser le choix de cette fenêtre d'intégration, la charge est estimée avec 15 intervalles de temps différents, de largeurs comprises entre 50 ns à 750 ns toutes les 50 ns. L'analyse des 15 spectres permet d'étudier l'influence de la fenêtre

4. <http://root.cern.ch/>

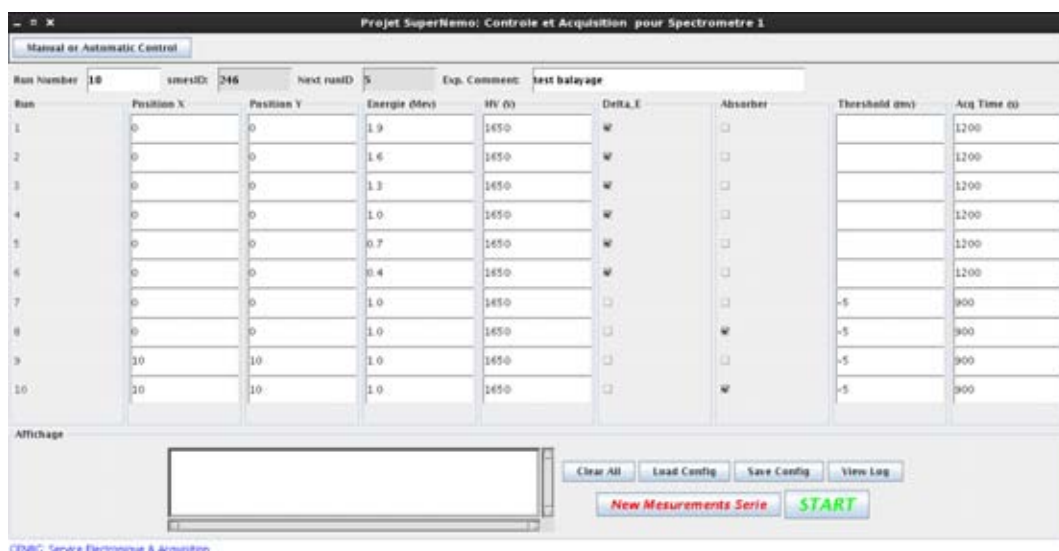


FIGURE 3.12 – Interface pour programmer une série de mesure en choisissant la position et l'énergie de faisceau, la haute tension d'alimentation du PM, l'utilisation ou non du ΔE et de l'absorbeur, le seuil de déclenchement de la carte et la durée de l'acquisition.

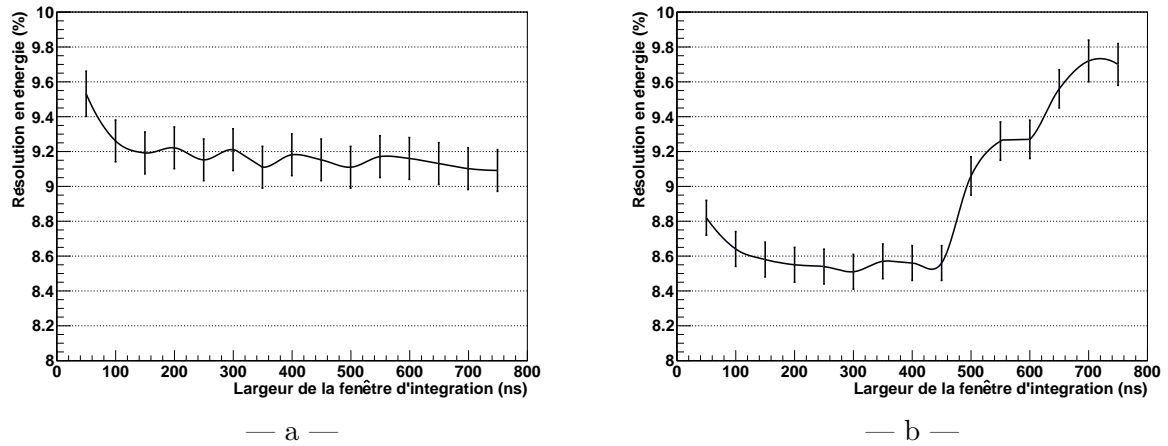


FIGURE 3.13 – Effet de la largeur d’intégration des impulsions sur la résolution de deux compteurs à scintillation, avec un PM normal (a) et un PM qui présente des post-impulsions (b) avec un délai d’environ 500 ns.

d’intégration sur la résolution et d’optimiser son choix. Les impulsions délivrées par un PM dont le comportement est stable peuvent être intégrées sur un large intervalle de temps pour améliorer légèrement la résolution en énergie du compteur à scintillation (Fig. 3.13-a). Par contre, l’intégration des signaux d’un PM qui présente des post-impulsions est plus délicate car, dès que les post-impulsions sont prises en compte dans l’intégration, la résolution se dégrade immédiatement (Fig. 3.13-b). Ce type d’étude mis en place dans le programme d’analyse a permis d’optimiser le fonctionnement des PMs XP1886 de Photonis avec une largeur d’intégration des impulsions de 400 ns (Sec. 6.2.2).

Lors de l’utilisation du δE , les impulsions dans les échantillons ne sont jamais localisées exactement à $t = 300$ ns. Les électrons du spectromètre ont des trajectoires variées dans le δE , puis dans l’air, avant leur entrée dans le scintillateur. Cela entraîne une fluctuation du temps qui sépare le signal δE et le signal provenant du compteur à scintillation, à laquelle il faut ajouter les dispersions TTS⁵ des deux PMs du δE et de celui testé. Au cours d’une acquisition, les impulsions enregistrées se retrouvent ainsi avec des positions d’arrivée différentes dans la fenêtre et la charge n’est pas intégrée de façon comparable sur un intervalle de temps fixe. Cet effet a tendance à élargir le spectre et dégrader la résolution.

Les temps d’arrivée des impulsions d’une acquisition sont relevés dans l’histogramme de la figure 3.14-c. La dispersion RMS est de l’ordre d’une dizaine de nanosecondes mais les fluctuations extrêmes s’étendent à plus de 100 ns, justifiant un ajustement de la fenêtre d’intégration à chaque impulsion. Pour cela, les impulsions sont localisées au temps où leur amplitude est maximale. La partie supérieure de chaque impulsion est ajustée par un polynôme de degré 2 afin d’avoir une précision au-delà de la résolution temporelle de la carte d’acquisition (0,5 ns). Le maximum de cette fonction est également utilisé pour mesurer précisément l’amplitude de l’impulsion.

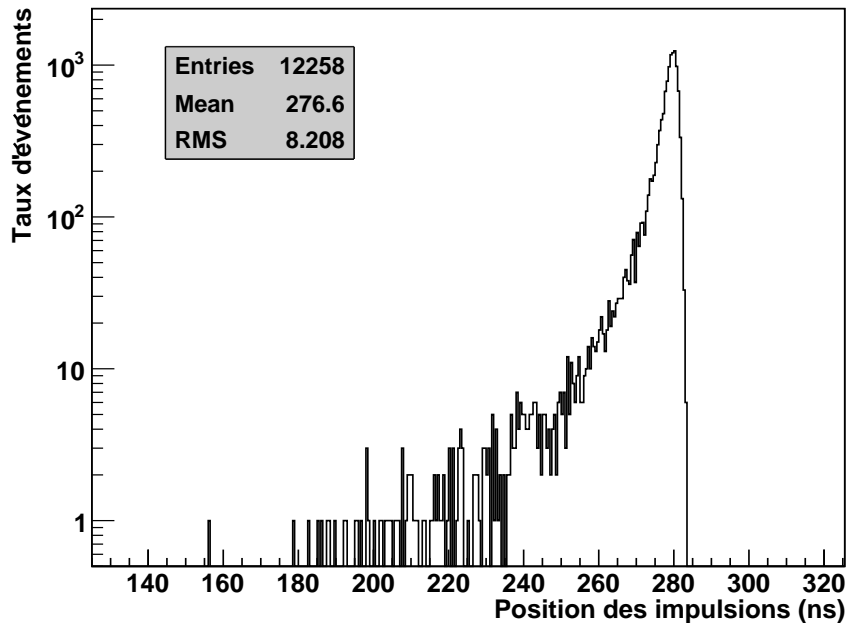


FIGURE 3.14 – Dispersion des temps d’arrivée des impulsions dans la fenêtre d’échantillonnage.

Analyse des spectres en charge

La fonction d’ajustement utilisée pour analyser les spectres en charge est une gaussienne avec deux paramètres, la valeur moyenne μ et la largeur σ . L’intervalle choisi pour l’interpolation se situe entre $\mu - 1,5\sigma$ et $\mu + 2,5\sigma$. Ce choix permet de contraindre l’ajustement davantage sur la partie droite du spectre, celle de gauche étant légèrement dégradée à cause des pertes en énergie des électrons entre le spectromètre et les compteurs (Fig. 3.10). Puisque cet intervalle est défini en fonction des résultats de l’interpolation, il est nécessaire d’itérer l’algorithme de convergence (5 fois) pour stabiliser la valeur des résultats.

Cependant, il s’avère que les valeurs de la résolution données par cette analyse dépendent du taux d’événements enregistrés et de la quantité de canaux utilisés dans l’histogramme ou “binning” (Fig 3.15). L’évolution caractéristique observée est une diminution de la résolution lorsque le nombre de canaux utilisé pour les histogrammes augmente. Dans une telle situation, le plus judicieux est de prendre une valeur moyenne comme résultat final, mais il est nécessaire de lui associer une erreur systématique, déterminée par l’écart type de la dispersion des valeurs autour de la moyenne. Cette démarche pour le calcul de la résolution est implémentée dans le programme d’analyse et toujours utilisée.

Limitation de l’analyse des spectres en charge

À ce stade, il est important de signaler que la résolution en énergie est donnée par l’analyse d’un spectre en charge et non en énergie. Cette mesure est incorrecte pour deux raisons :

1. Bien que le piédestal électronique soit systématiquement soustrait, il existe toujours un
5. Time Transit Spread, ou temps de transit des photoélectrons dans le PM.

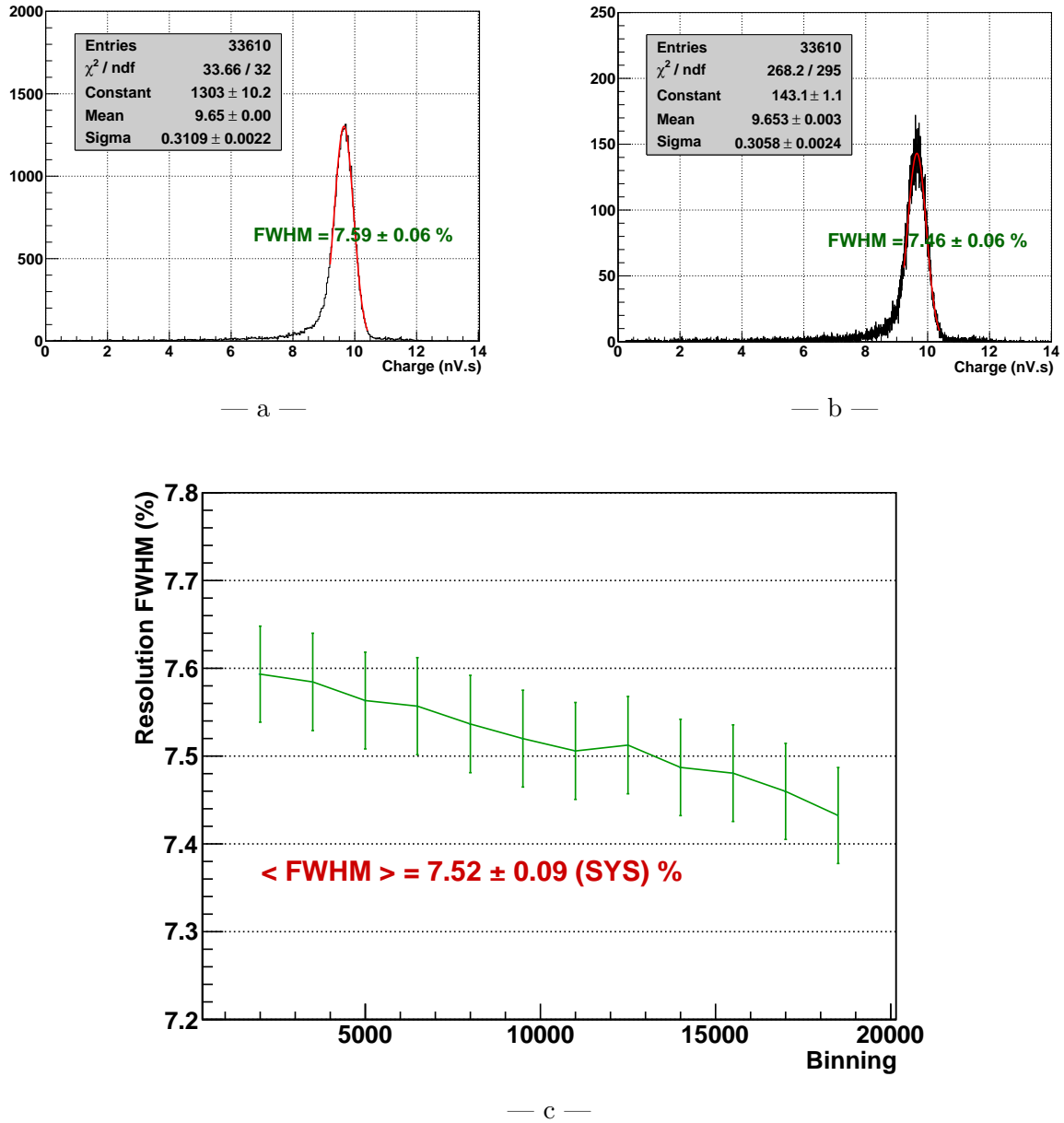


FIGURE 3.15 – Analyse de deux spectres en charge identiques avec un nombre de canaux faible (a) ou élevé (b) et influence du choix du “binning” sur la résolution en énergie (c).

intercept non nul dans la relation entre énergie déposée et charge mesurée (Sec. 6.3.2) :

$$Q = aE + b \quad \Leftrightarrow \quad E = \frac{1}{a}Q - \frac{b}{a} \quad (3.4)$$

avec a et b deux paramètres donnant l’intercept $I = -\frac{b}{a}$. La résolution du spectre en

charge est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur ΔQ et s'écrit :

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{a\Delta E}{aE + b} = \frac{\Delta E}{E + \frac{b}{a}} = \frac{\Delta E}{E - I} \neq \frac{\Delta E}{E} \quad (3.5)$$

L'intercept I doit donc être connu pour estimer la résolution en énergie.

2. En cas de réponse non linéaire du PM, le spectre en charge subit une distorsion comparé au spectre en énergie et son analyse n'a tout simplement plus aucun sens.

Pour évaluer correctement la résolution en énergie d'un compteur à scintillation, il faut donc procéder à son étalonnage en énergie.

Étalonnage et analyse des spectres en énergie

L'étalonnage consiste à déterminer la relation entre l'énergie E déposée dans le scintillateur et la charge Q en sortie du PM. Au lieu d'utiliser une fonction affine, le choix s'est porté sur une fonction plus souple, capable de s'ajuster à des détecteurs dont la réponse n'est pas linéaire [82] :

$$Q = A(1 - e^{-B \cdot E + C}) \quad (3.6)$$

A , B et C sont les paramètres d'ajustement. Le développement limité au premier ordre de cette fonction pour une énergie faible donne une fonction linéaire $Q = (AC) + (-AB) \cdot E$. Le terme exponentiel apporte une saturation qui augmente avec l'énergie, la fonction tend alors vers la valeur constante A . Cette fonction est facilement réversible et devient :

$$E = -\frac{1}{B} \left[\ln\left(1 - \frac{Q}{A}\right) - C \right] \quad (3.7)$$

La figure 3.16-a illustre l'étalonnage d'un compteur à scintillation dont la réponse est fortement non-linéaire. Avec seulement trois paramètres, la fonction reproduit à mieux que 0,5 % les points expérimentaux (Fig. 3.16-b).

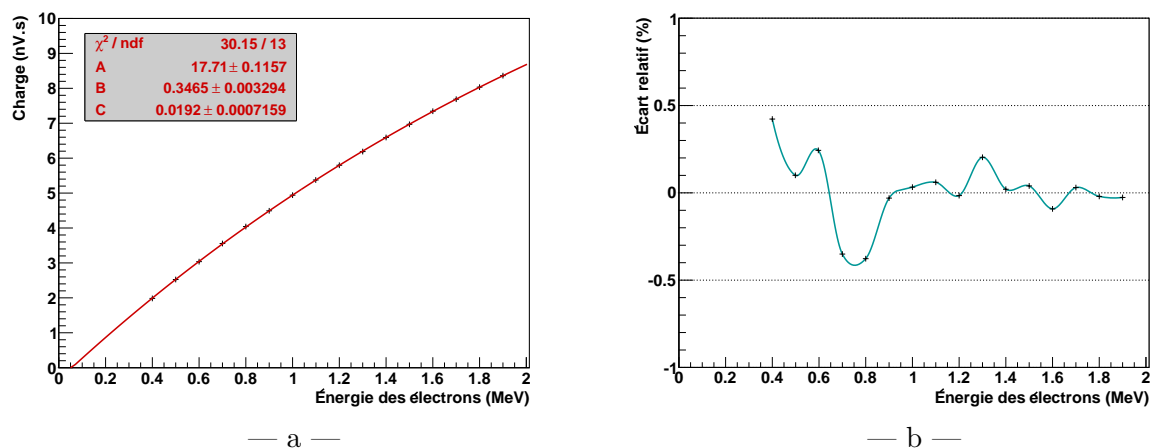


FIGURE 3.16 – Étalonnage en énergie d'un détecteur non-linéaire (a) et écart relatif entre la fonction d'ajustement et les points de mesure (b).

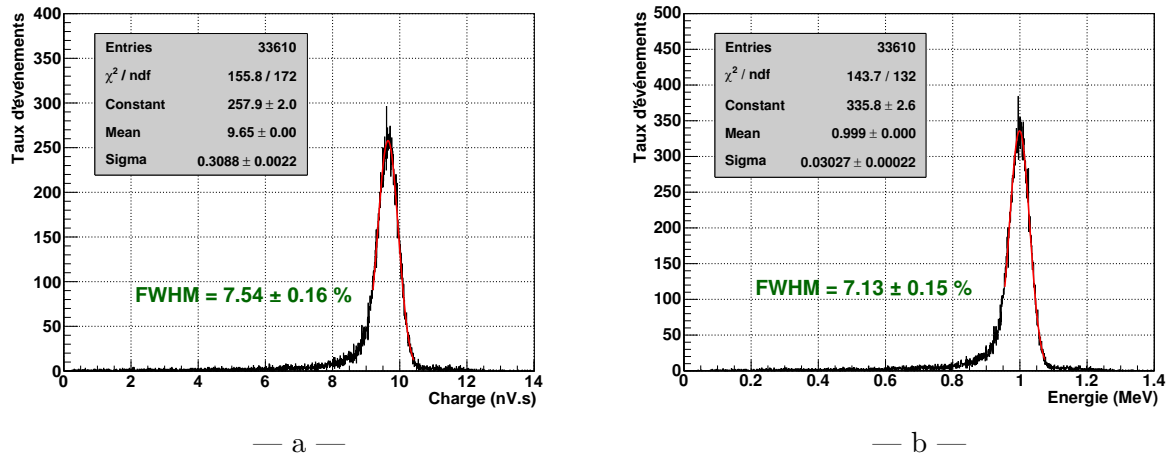


FIGURE 3.17 – Analyse comparée des spectres en charge (a) et en énergie (b) d'un compteur à scintillation pour des électrons de 1 MeV.

Suite à l'étalonnage, toutes les valeurs de charge d'une acquisition sont converties en énergie suivant l'expression 3.7 puis mises dans un histogramme pour former le spectre en énergie. L'analyse est faite suivant un algorithme identique à l'analyse des spectres en charge. Un comparatif de l'analyse des spectres en charge et en énergie est présenté sur la figure 3.17. La résolution obtenue avec le spectre en énergie est différente de celle du spectre en charge. Des écarts de plus de 1 % sont couramment observés, ce qui signifie que l'erreur commise en estimant la résolution avec une analyse en charge est loin d'être négligeable. On notera que la valeur moyenne donnée par l'analyse du spectre en énergie vaut exactement les 1 MeV attendus, prouvant que l'étalonnage est correct. Cela est observé uniquement si le PM présente un fonctionnement stable durant toute l'acquisition. Si ce n'est pas le cas, la mesure est rejetée et sera renouvelée, réduisant une source d'erreurs systématiques des résultats.

Afin d'étudier l'influence du choix de la fenêtre d'intégration sur la résolution en énergie, la vraie, un étalonnage doit forcément être fait pour chacune des 15 fenêtres d'intégration. Ainsi, les 15 fonctions obtenues permettront de transformer les 15 spectres charge en spectres énergie, puis de calculer les 15 résolutions en énergie correspondantes.

Autres caractéristiques de l'analyse

Nous avons vu que l'amplitude des signaux est déterminée lors de l'intégration des impulsions. Le programme évalue également les temps de montée, de descente et de largeur à mi-hauteur de chaque impulsion. Pour cela, sont déterminés les instants où le signal atteint 10 %, 50 % et 90 % de l'amplitude maximale de l'impulsion, à la fois sur les fronts montant et descendant.

Le programme d'analyse crée un fichier ROOT avec une structure de données (objet *TTree*) stockant toutes les informations relatives à un événement : le piédestal, la position de l'impulsion dans la fenêtre d'échantillonnage, les 15 valeurs de charge intégrées sur des intervalles de temps différents, l'amplitude maximale et les trois temps caractéristiques des impulsions. Ainsi, il est possible de remplir des histogrammes avec, par exemple, toutes les amplitudes des impulsions d'une acquisition, ou les temps de montée (Fig. 3.18), permettant

de mesurer avec une excellente précision les propriétés des impulsions.

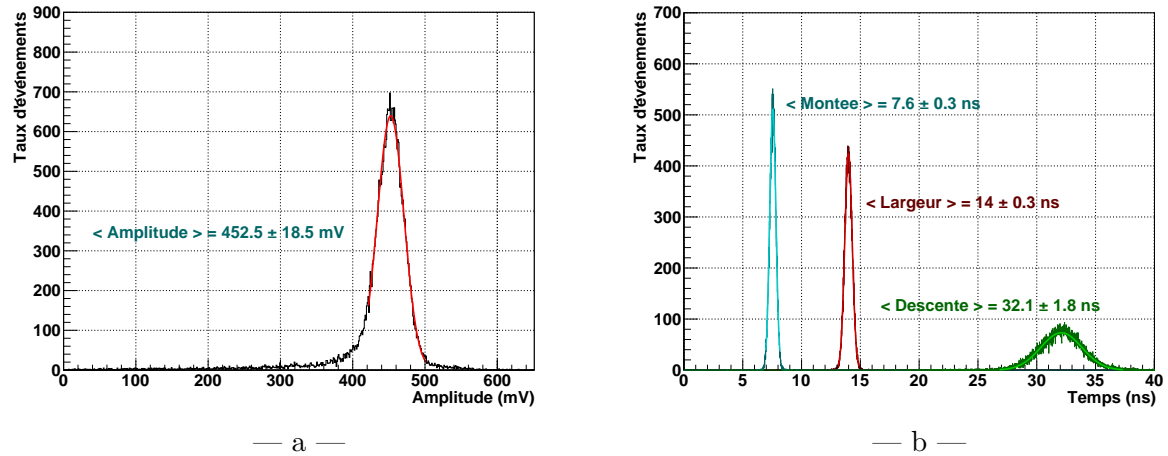


FIGURE 3.18 – Spectre en amplitude (a) et temps de montée, de largeurs à mi-hauteur et de descente (b) de toutes les impulsions d'une acquisition.

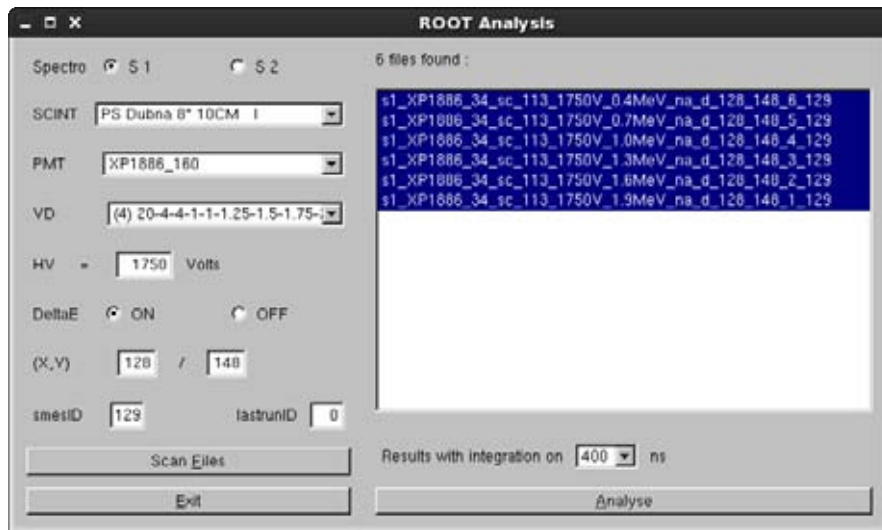
Interface pour l'analyse et fiche résultat

Dans le cadre de la R&D calorimétrie pour SuperNEMO, plusieurs milliers d'acquisitions ont déjà été faites sur les spectromètres à électron du CENBG. Afin de retrouver facilement une série de mesure, une interface graphique est mise en place pour effectuer des recherches dans la base de données (Fig. 3.19-a). Les critères de sélection des fichiers sont les références du scintillateur et du PM utilisés, la valeur de la haute tension appliquée au PM, la position du faisceau ou l'utilisation du δE .

Cette interface fait la liaison avec le programme d'analyse complet, tenant compte de l'ensemble des points décrits précédemment pour évaluer la résolution en énergie des compteurs à scintillation de façon correcte et précise. L'analyse dure entre 2 à 3 minutes et affiche ensuite sur une fiche standardisée l'intégralité des résultats (Fig. 3.19-b). Sont indiquées la configuration du compteur à scintillation (scintillateur, PM, haute tension, ...), une des 15 fonctions d'étalonnage⁶ et la résolution en fonction de l'énergie des électrons. On y trouve également un détail des résultats à 1 MeV : un spectre en énergie, la dépendance de la résolution suivant la largeur de l'intégration de la charge et un ensemble d'informations sur l'analyse des impulsions (piédestal, amplitude, propriétés temporelles, ...) avec bien sûr la résolution en énergie. Le programme d'analyse donne la résolution avec une précision en moyenne de 2 %, soit une erreur de $\pm 0,1 - 0,2 \%$ suivant sa valeur. Les erreurs statistiques et systématiques contribuent à part égale dans l'erreur finale.

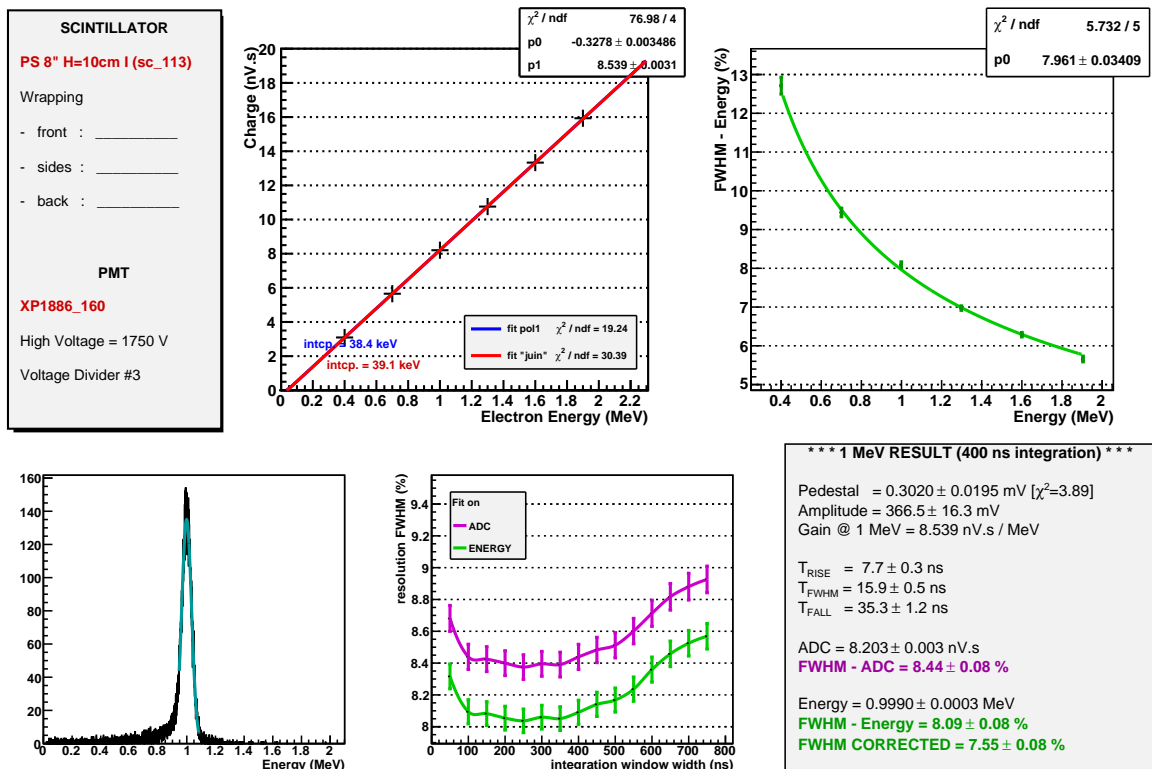
Ce papier finalise le protocole d'analyse et permet de standardiser la caractérisation en série des scintillateurs et PMs pour SuperNEMO.

6. Celle pour laquelle la résolution en énergie finale est donnée.



— a —

SMES ID = 129 Runs ID = 1 - 6 Date : _____ Operator : _____
 Comment : _____



Energy Spectrum
 Plot of counts vs Energy (MeV) showing a peak at approximately 1 MeV.

— b —

FIGURE 3.19 – Interface pour l’analyse complète de la qualification d’un compteur à scintillation (a) et fiche résultat finale suite à la mesure (b).

3.3 Simulations GEANT4

GEANT4, acronyme de GEometry ANd Tracking 4, est un kit de composants logiciels pour construire des simulations Monte-Carlo de la propagation et de l'interaction des rayonnements dans la matière [83]. Son code source écrit en C++ est libre et accessible gratuitement depuis le site internet du projet⁷. Le concept d'objets et de méthodes est utilisé pour construire, assembler et manipuler les volumes, les matériaux, les particules, la physique, la visualisation des événements et l'extraction des données.

GEANT4 rassemble toutes les connaissances acquises en physique de l'interaction rayonnement-matière depuis environ un siècle. Il est utilisé dans de nombreux domaines d'applications, notamment en physique des particules et physique nucléaire, en astrophysique, mais aussi en médecine, biologie ... et en optique.

Après avoir introduit le principe de fonctionnement du logiciel, le modèle de simulation optique des compteurs à scintillations sera progressivement décrit, tenant compte des caractéristiques du scintillateur, du photomultiplicateur, ainsi que du banc de test. Il a été développé avec la version 9.3 du logiciel.

3.3.1 Simulation de l'optique avec GEANT4

Fonctionnement de GEANT4

Le programme de simulation GEANT4 rend compte de l'interaction des rayonnements dans la matière. A partir des données et des théories de la physique, le logiciel calcule les sections efficaces associées aux différents processus connus et les applique aux particules durant leur propagation dans les matériaux. Un événement est généré par l'émission d'une particule, provenant d'un faisceau ou d'une décroissance radioactive d'un atome. L'interaction de la particule dans la matière peut conduire à la création d'une multitude de particules secondaires et ces dernières sont à leur tour soumises à l'algorithme Monte-Carlo.

Le code est structuré avec un minimum de trois classes, permettant de définir la géométrie et les matériaux (*DetectorConstruction*), les particules et la physique (*PhysicsList*), et le générateur des événements (*PrimaryGeneratorAction*). De nombreuses autres classes facultatives peuvent être implémentées pour ajouter des fonctionnalités. Certaines servent à intervenir durant la simulation afin d'extraire des informations ou modifier le cours des événements, d'autres classes dites "messagères" permettent de changer les paramètres de la simulation en temps réel, sans devoir recompiler le programme.

Définition des photons et de leur interaction

Dans GEANT4, la lumière est représentée sous son aspect corpusculaire et non ondulatoire⁸. Une classe de particules y est dédiée (*G4OpticalPhoton*) indépendamment du photon gamma (*G4Gamma*). Le photon peut être soumis à l'ensemble des processus suivants :

- la production de la lumière, par scintillation, par émission Čerenkov ou synchrotron,
- la diffusion Rayleigh,
- l'atténuation de la lumière lors sa propagation, avec ou sans réémission,
- les interactions au niveau des surfaces et interfaces (réflexion, absorption ou détection).

7. <http://geant4.web.cern.ch/geant4>

8. Les phénomènes d'interférences, négligeables pour la simulation des scintillateurs, sont donc proscrits.

Tous ces processus sont parfaitement connus : le principe de Fermat donne le chemin optique de la lumière, les lois de Snell-Descartes décrivent son comportement au niveau des interfaces, la loi de Beer-Lambert rend compte de l'atténuation dans les milieux optiques ... La construction du programme de simulation optique pourrait donc sembler simple. Or, toutes ces lois sont paramétrées et ne peuvent être utilisées sans l'apport d'informations.

Paramétrisation des modèles

GEANT4 propose d'introduire et de stocker les données concernant un matériau dans un objet (*G4MaterialPropertiesTable*) sous la forme d'entrées propriété/valeur. Une liste des principales propriétés reconnues est donnée dans le tableau 3.2. Il est possible de prendre en compte la dépendance de tous ces paramètres en fonction de la longueur d'onde des photons en donnant une tableau de valeurs au lieu d'une constante. Cette modélisation semi-empirique de l'optique avec GEANT4 est de ce fait très intéressante et d'autant plus complexe. Plus les informations seront importantes en quantité et en qualité, plus la simulation sera réaliste.

NOM	Propriété
RINDEX	Indice de réfraction
SLOWCOMPONENT	Spectre en longueur d'onde de l'émission par scintillation via une composante lente
SLOWTIMECONSTANT	Constante de temps de la scintillation lente
FASTCOMPONENT	Spectre en longueur d'onde de l'émission par scintillation via une composante rapide
FASTTIMECONSTANT	Constante de temps de la scintillation rapide
SCINTILLATIONYIELD	Rendement de scintillation (nombre de photons émis par quantité d'énergie déposée)
ABSLENGTH	Longueur d'atténuation de l'absorption sans réémission
WLSABSLENGTH	Longueur d'atténuation de l'absorption avec réémission
WLSCOMPONENT	Spectre en longueur d'onde de la réémission
WLSTIMECONSTANT	Constante de temps de la réémission

TABLE 3.2 – Principaux paramètres caractérisant les processus optiques dans GEANT4.

Le code de simulation présenté dans les paragraphes qui suivent, a été construit à la fois pour comprendre les résultats de NEMO 3 et pour développer les compteurs à scintillation du calorimètre de SuperNEMO. Il est essentiellement basé sur un ensemble de données qui ont été collectées ou mesurées.

3.3.2 Simulation du scintillateur

La modélisation est faite pour des scintillateurs plastiques de NEMO 3. Ce sont des blocs en polystyrène (PS) avec comme agent primaire le pTP⁹ à 1,5 % et 0,01 % de POPOP¹⁰ pour

9. p-Terphenyl

10. 1,4-di-(2-(5-phenyloxazolyl))-benzene

le secondaire (proportion massique). La simulation ne vise pas à étudier pour l'instant l'aspect temporel des flashes de scintillation. Par conséquent, une seule composante de scintillation est considérée, avec une constante de temps arbitraire.

L'émission du scintillateur

L'émission primaire d'un scintillateur est un mélange complexe de l'émission de tous ses composants. Cependant, les photons produits par scintillation sont immédiatement absorbés et réémis par les agents secondaires. Le spectre en longueur d'onde de la lumière ressemble ainsi très rapidement à celui de l'agent secondaire. Nous avons donc utilisé l'émission de l'agent secondaire comme émission primaire du scintillateur pour la simulation. Dans le cas des scintillateurs plastiques de NEMO 3, il s'agit du POPOP. Son spectre d'émission en longueur d'onde est représenté sur la figure 3.20-a [84].

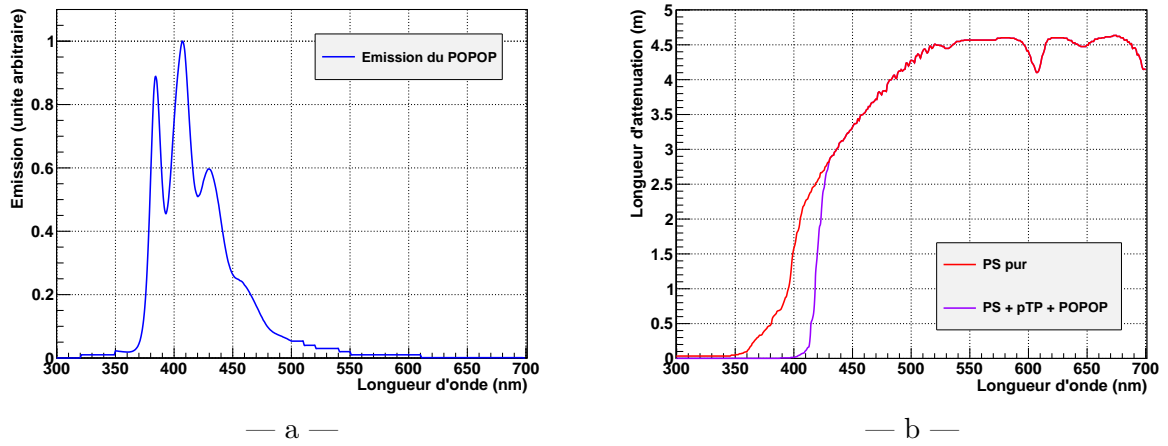


FIGURE 3.20 – Spectre en longueur d'onde de l'émission du POPOP (a), longueur d'atténuation du PS avec et sans agents (b).

Le rendement de scintillation

Le rendement de scintillation donne le nombre moyen de photons émis par quantité d'énergie déposée. Dans le cas des scintillateurs organiques, il est fonction de l'énergie des particules détectée à travers la loi de Birks (Sec. 5.1.2). Néanmoins, la finalité de nos simulations optiques est l'estimation de la résolution en énergie uniquement pour des électrons de 1 MeV. C'est pourquoi le rendement de scintillation η sera considéré comme constant.

Les scintillateurs plastiques de NEMO 3 sont équivalents aux scintillateurs commerciaux BC-400 et UPS923A dont le rendement vaut environ 8000 photons/MeV (54 % de celui de l'anthracène) [85]. Cette valeur n'est pas déterminée avec une grande précision et est susceptible de varier d'un bloc à l'autre, donnant une source d'erreur systématique sur les résultats de la simulation. Ce problème sera discuté à la fin de ce chapitre (Sec. 3.3.5).

Dans la simulation, la scintillation est un processus discret qui, pour un dépôt d'énergie δE , donne l'émission de $\delta N = \eta \cdot \delta E$ photons avec une fluctuation de largeur $\sqrt{\delta N}$. Les photons sont émis de façon isotrope, avec une polarisation quelconque. Le choix de leur longueur d'onde est soumis à la probabilité donnée par le spectre d'émission.

Absorption des photons dans le scintillateur

La lumière émise par scintillation est absorbée lors de sa propagation dans le scintillateur. La longueur d'atténuation donne la distance moyenne au bout de laquelle le flux de photons est diminué d'un facteur e . Elle a été mesurée en fonction de la longueur d'onde pour deux types de plastiques, un échantillon en PS pur et un scintillateur de type UPS932A [85] (Fig. 3.20-b). Le PS pur ne scintille pas ou très peu. La mesure réalisée avec ce matériau reflète donc l'absorption sans réémission des scintillateurs PS, tandis que la deuxième mesure rend compte de l'absorption conduisant à une réémission de photons, appelée déplacement de Stokes (Sec. 5.1.1). Ces données sont utilisées dans le programme de simulation pour rendre compte des deux types d'absorption dans le scintillateur, le spectre de réémission étant celui du POPOP.

Indices de réfraction des matériaux

Les indices de réfraction des matériaux sont indispensables pour modéliser les interfaces entre deux milieux optiques, comme par exemple le couplage entre le scintillateur et le PM. Ils permettent de calculer les coefficients de Fresnel qui donnent les probabilités de réflexion et de réfraction en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation des photons.

Les indices de réfraction utilisés dans notre simulation sont représentés sur la figure 3.21 en fonction de la longueur d'onde des photons. Il s'agit de ceux de l'air [86], du polystyrène [87], de l'isopropanol¹¹ [88] et du verre borosilicate des PMs [89].

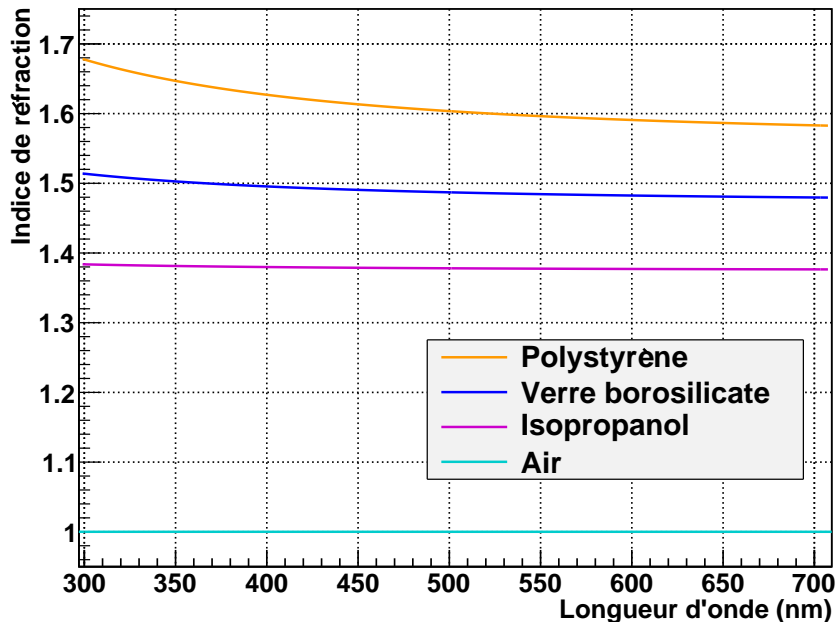


FIGURE 3.21 – Indices de réfraction des matériaux utilisés dans la simulation.

11. Lors des tests, l'isopropanol a fréquemment servi comme contact optique entre le scintillateur et le PM pour des raisons pratiques.

Simulation de l'état des surfaces du scintillateur

La simulation des surfaces et des interfaces entre deux milieux optiques est un point délicat de la simulation. Après réflexion ou réfraction, un photon a un angle de sortie qui dépend des indices optiques des deux milieux et de la normale de la surface au point d'impact. L'état local de la surface peut ainsi changer la direction des photons et par conséquent leur trajet dans le scintillateur (Fig. 3.22).

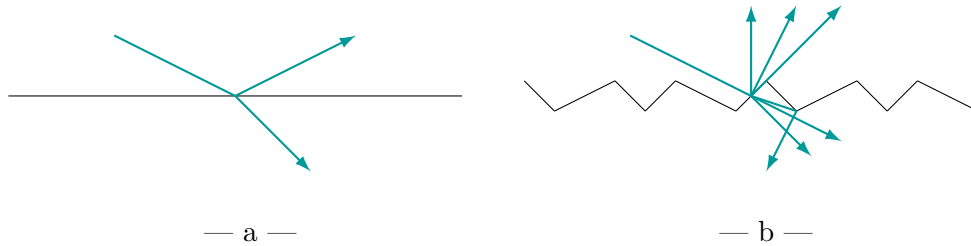


FIGURE 3.22 – Directions des photons après réflexion ou réfraction suivant l'état de la surface : parfaitement lisse (a) ou dépolie (b).

Avec GEANT4, les surfaces sont par défaut parfaitement planes, ce qui provoque des trajectoires trop idéales et parfois infinies. Les photons ainsi piégés dans le scintillateur finissent par être absorbés car la longueur de leur trajectoire atteindra toujours la longueur d'atténuation, aussi grande soit elle. Les calculs des grandes trajectoires ralentissent également la simulation. Pour toutes ces raisons, la simulation doit décrire des surfaces plus réalistes.

Il est bien entendu impossible de reproduire toutes les imperfections des surfaces d'un scintillateur. Il faut recourir à une loi statistique pour créer une dispersion des normales locales. La solution proposée dans GEANT4 est d'utiliser une loi gaussienne¹² pour générer l'angle α entre la normale locale et la normale moyenne ou effective (Fig. 3.23). La valeur moyenne de cette distribution vaut 0 et la largeur σ_α est le paramètre qui règle l'étendue des fluctuations de l'angle α . La surface est d'autant plus rugueuse que σ_α est élevée, tandis que $\sigma_\alpha = 0$ correspond à une surface absolument plane.

Simulation des réflecteurs

Les réflecteurs sont un cas de surface plus subtile. Tout d'abord, deux grands types de réflexion existent : la réflexion spéculaire et la réflexion diffuse (Fig. 3.24). La réflexion spéculaire est produite par une surface lisse, les photons sont réfléchis dans le même plan que ceux incidents et dans une seule direction. La réflexion diffuse est provoquée par une surface irrégulière, la direction des photons réfléchis est aléatoire. Elle peut être décrite par un modèle lambertien¹³. Au CENBG, nous utilisons du Mylar aluminisé comme réflecteur spéculaire et des rubans de Téflon pour un réflecteur diffus.

Ensuite, une partie des photons peut être absorbée ou transmise par les réflecteurs. La collaboration SuperNEMO a mesuré les réflectivités du Mylar aluminisé et du Téflon entre

12. Le choix du type de distribution (gaussienne, lorentzienne, ..) reste très arbitraire, l'important étant d'introduire une dispersion et de pouvoir l'ajuster avec un paramètre.

13. Une surface lambertienne est une surface qui apparaît de même brillance quel que soit la direction selon laquelle elle est vue.

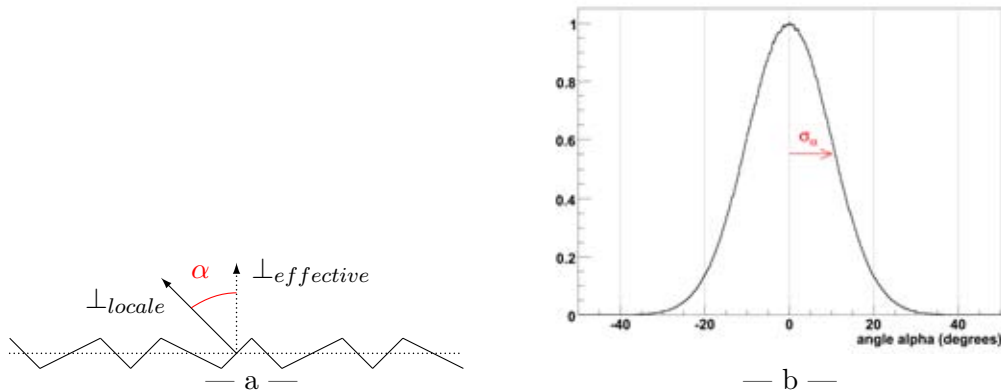


FIGURE 3.23 – Représentation de l’angle α entre la normale locale \perp_{locale} et la normale effective $\perp_{effective}$ (a). Les fluctuations sont générées par tirage aléatoire dans une distribution gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur σ_α (b) pour rendre compte de la dispersion des normales des surfaces dépolies.

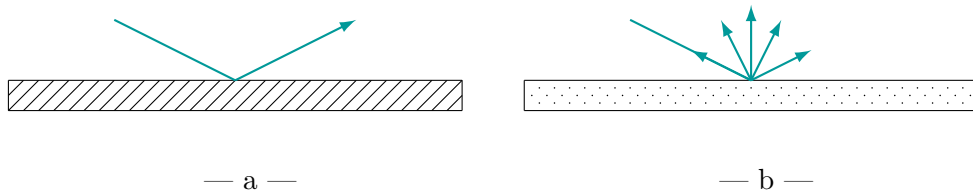


FIGURE 3.24 – Les deux types de réflecteur spéculaire (a) et diffus (b).

200 nm et 700 nm (Fig. 3.25). Pour ces deux réflecteurs, la réflectivité vaut en moyenne 93 % entre 400 à 500 nm, région où se situe la majorité des photons de scintillation.

Enfin, il y existe toujours un gap d’air entre le réflecteur et le scintillateur (Sec. 5.3.4) car les surfaces ne sont jamais parfaitement planes et l’habillage du scintillateur n’est pas réalisé sous vide. Or, le gap d’air complexifie la simulation : la différence d’indice élevée entre l’air (1,0) et le scintillateur (1,6) autorise des réflexions totales sur l’interface à l’intérieur du scintillateur que l’on n’aurait pas sans le gap d’air. Il y a alors moins de photons perdus par absorption en surface car les réflexions totales sont efficaces à 100 % contrairement à celles sur les réflecteurs. À l’inverse, les photons peuvent être piégés dans le gap d’air s’ils traversent l’interface scintillateur/air et comme le montre la figure 3.26, les multiples réflexions sur l’habillage augmentent la probabilité qu’ils soient absorbés.

La classe qui gère l’interaction des surfaces (*G4OpBoundaryProcess*) a été réécrite pour tenir compte correctement de ces effets. Le programme de simulation gère indépendamment de l’interface entre le scintillateur et l’air (avec un certain état de surface contrôlé par le paramètre σ_α) et la surface air/habillage (avec un type de réflecteur et sa réflectivité). L’absorption des photons dans la fine couche d’air est négligée.

3.3.3 Simulation du photomultiplicateur

La simulation du scintillateur détermine la proportion de photons collectés sur la photocathode du PM. Pour estimer une valeur de résolution en énergie, il faut calculer la

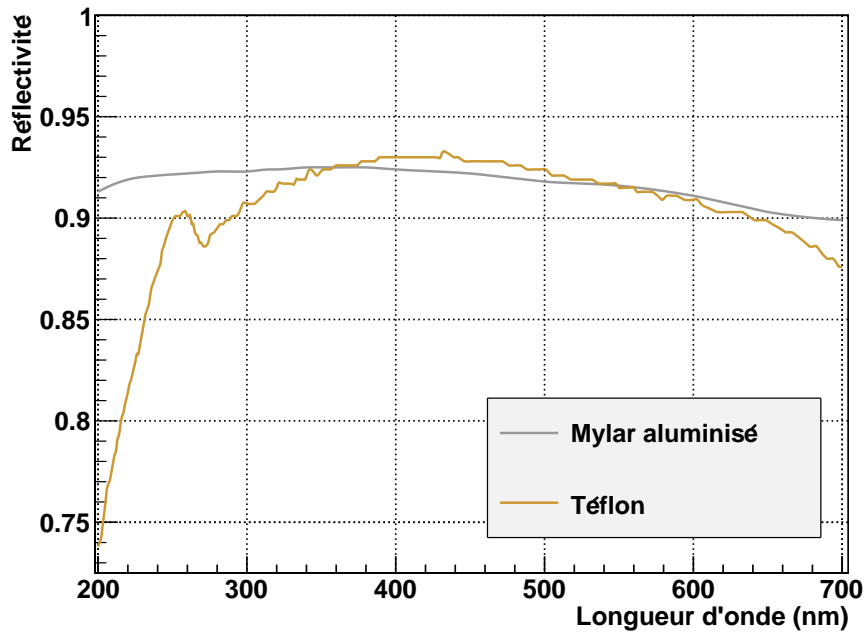


FIGURE 3.25 – Réflectivité mesurée en fonction de la longueur d'onde de la lumière pour le Mylar aluminisé et le Téflon.

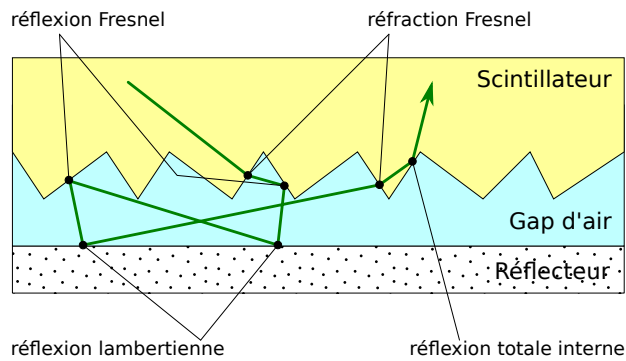


FIGURE 3.26 – Illustration de la complexité des trajectoires des photons dans le gap d'air entre le scintillateur et le réflecteur.

quantité de photons détectés, en croisant le spectre en longueur d'onde des photons collectés avec l'efficacité de détection des photons par le PM. L'efficacité quantique de notre PM 8^e de référence, le XP1886 SN100, a été mesurée par Photonis (Fig. 6.3 page 180). Cette donnée est implémentée dans la simulation pour rendre compte de l'efficacité de détection du PM et de sa dépendance avec la longueur d'onde des photons.

L'ampoule en verre du PM a été construite avec GEANT4 suivant un plan détaillé donné par le fabricant (Fig 3.27). La géométrie du tube dans les simulations est ainsi fidèle à la réalité, en tenant compte particulièrement de la forme de la face d'entrée aux photons. Nous verrons

au cours du chapitre 6 que ce plan a également servi de base pour étudier la propagation et le devenir des photons dans le PM lorsqu'ils n'ont pas interagit dans la photocathode (Sec. 6.2.4).

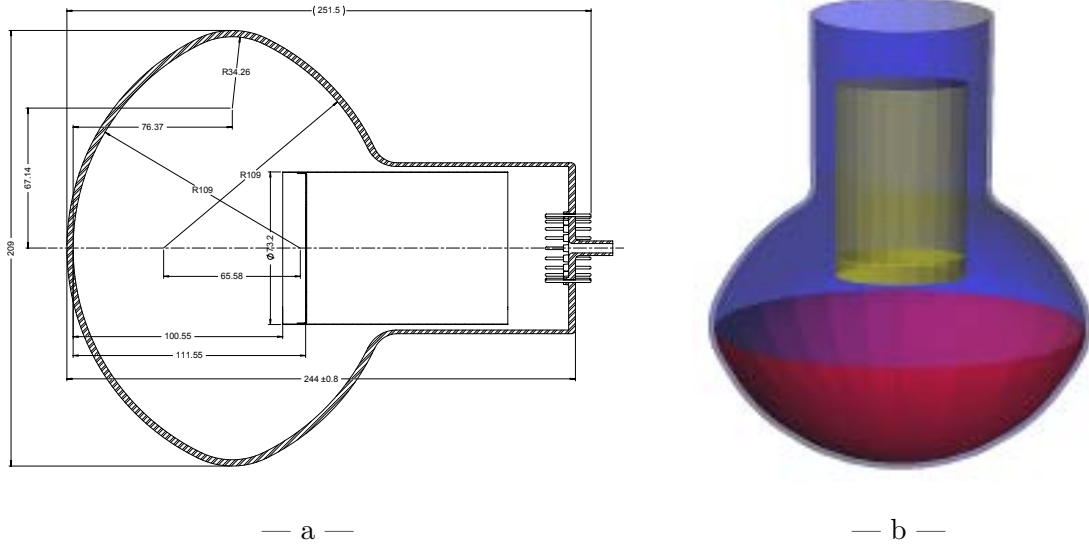


FIGURE 3.27 – Schéma de l'ampoule du PM XP1886 de Photonis (a) et aperçu du PM construit dans le programme de simulation GEANT4 (b).

3.3.4 Simulation du spectromètre à électrons

Pour que les résultats des simulations optiques avec GEANT4 soient réellement comparables aux mesures, le spectre en énergie des électrons générés par le programme doit être le plus proche de celui du faisceau de nos spectromètres. Certains éléments du banc de test ont donc été ajoutés pour rendre compte des pertes en énergie dans différents matériaux : Mylar, polycarbonate, air, module *deltaE*, ... Ainsi, le faisceau d'électrons traverse aussi ces matériaux dans la simulation, provoquant une dispersion en énergie réaliste des électrons entrant dans les scintillateurs, en forme de fonction Landau (Fig. 3.28-a). L'énergie initiale des électrons est réglée à 1,0446 MeV pour que la valeur la plus probable de la distribution Landau après traversée des matériaux, soit exactement 1 MeV.

La figure 3.28-b donne une superposition de deux spectres en énergie pour des électrons de 1 MeV, le premier est mesuré avec un compteur à scintillation dont la résolution vaut 10,7 %, et le second est obtenu avec le programme de simulation complet, la quantité d'événements dans les deux spectres étant identique. Cette comparaison montre que la simulation reproduit très bien la partie centrale des spectres expérimentaux. Les excès d'électrons observés avec les mesures à plus haute énergie et dans la queue du spectre proviennent des défauts du banc de test : les électrons ne suivent pas toujours les trajectoires prévues à l'intérieur de la cavité du spectromètre (Fig 3.4). Certains tapent contre les parois et arrivent à sortir avec une énergie différente de celle attendue. La proportion reste cependant suffisamment faible pour ne pas affecter les mesures de résolution en énergie.

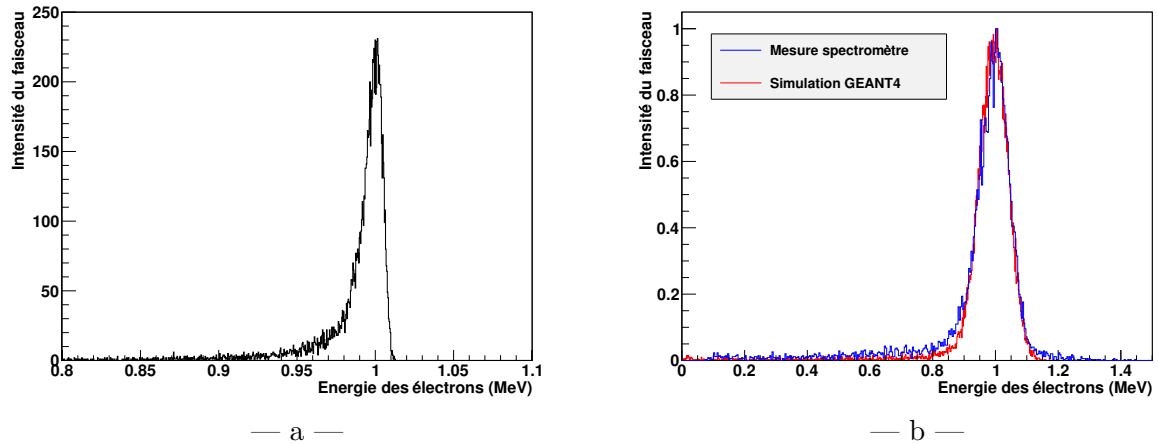


FIGURE 3.28 – Distribution de l'énergie du faisceau d'électrons dans la simulation après traversée des différents éléments du spectromètre (a) et comparaison entre simulation et expérience des spectres en énergie obtenus avec un compteur à scintillation de résolution en énergie 10,7 % à 1 MeV (b). Le module *deltaE* est utilisé dans les deux cas.

3.3.5 Résultats et limitations du modèle de simulation

Au cours de ce manuscrit, nous verrons comment le programme de simulation optique a accompagné les travaux de R&D pour le calorimètre de SuperNEMO, aussi bien pour les scintillateurs (Sec. 5.3) que les photomultiplicateurs (Sec. 6.2.4). Il est important de rappeler que le modèle de simulation a initialement été mis en place pour rendre compte de la propagation des photons dans les scintillateurs de NEMO 3, et les données fournies par ce détecteur ont permis de le valider. Ces résultats sont présentés et nous discuterons des limites que rencontre le modèle.

Résultats avec NEMO 3

Les 1940 compteurs à scintillation du calorimètre de NEMO 3 offrent un lot de données très intéressantes pour tester le programme de simulation optique. Les différentes formes de scintillateurs dans NEMO 3 ont une efficacité de collection de la lumière vers le PM propre à leur géométrie, conduisant à des résolutions en énergie différentes. De plus, l'intensité de la réponse varie suivant le point d'impact des électrons, ce qui peut introduire une erreur sur la mesure de l'énergie qui s'ajoute à la résolution en énergie. Le code de simulation optique a été utilisé pour évaluer l'inhomogénéité de la réponse de ces scintillateurs.

Lors des simulations, les électrons sont générés à 60 cm des blocs, comme dans NEMO 3, pour obtenir une distribution réaliste de leur position et angle d'incidence. La face d'entrée des blocs est divisée en 5×5 zones identiques et la réponse des scintillateurs est étudiée indépendamment pour chacune de ces régions. Le taux de photons détectés normalisé à la réponse moyenne est représenté sur la figure 3.29-a pour un scintillateur de type EE (Fig. 2.1 page 54). Les simulations prévoient ici un écart de 10 % entre le centre et les coins des blocs, ce qui signifie que pour des électrons de 1 MeV entrant dans les coins, l'énergie mesurée par les compteurs vaut en moyenne 0,9 MeV sans correction.

Les données des étalonnages absolus de NEMO 3 ont été analysées pour mesurer

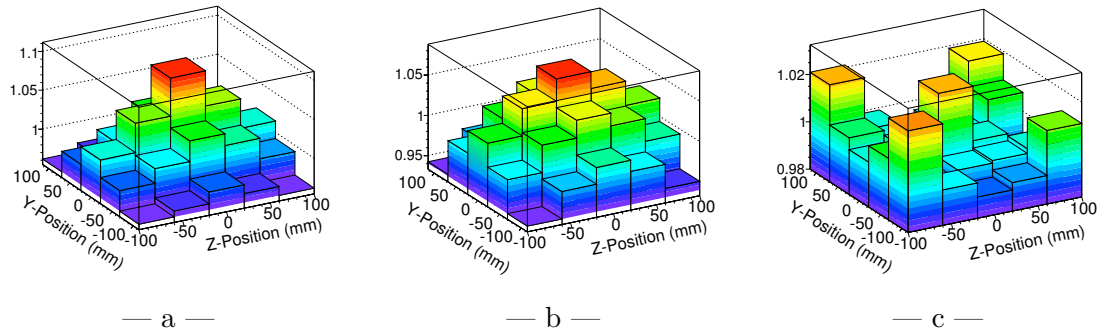


FIGURE 3.29 – Inhomogénéité de la réponse des blocs scintillateurs EE de NEMO 3 prévue par simulation optiques (a), mesurée avec les données des étalonnages en énergie (b), et rapport entre les deux (c) [90].

l'inhomogénéité géométrique des scintillateurs. Les sources de ^{207}Bi placés au niveau des feuilles émettrices donnent des électrons de conversion à 482 et 976 keV, les compteurs à scintillations mesurent leur énergie et la trace enregistrée par la chambre à fils permet de déterminer leur point d'impact sur la face d'entrée des scintillateurs. La figure 3.29-b montre les variations de la charge en fonction de la position des électrons. Les inhomogénéités observées sur la réponse des compteurs à scintillation de NEMO 3 sont tout-à-fait cohérentes avec celles prédites. Le rapport entre les deux (Fig. 3.29-c) montre que les simulations reproduisent à mieux que 2 % les données expérimentales.

Ces résultats ont permis de valider le modèle du transport de la lumière dans les scintillateurs, de comprendre l'origine des inhomogénéités de la réponse du calorimètre de NEMO 3 et de justifier la méthode pour corriger l'énergie des électrons mesurée en fonction de leur point d'impact sur les scintillateurs.

Dépendance du modèle aux paramètres optiques

Le programme de simulation rassemble une importante quantité d'informations relatives aux propriétés optiques des matériaux. Cette diversité fait qu'une mauvaise connaissance d'un seul paramètre peut suffire à changer significativement les résultats, ou bien que des jeux de paramètres initialement différents peuvent donner des résultats équivalents. Pour mieux appréhender leur influence, les données introduites dans la simulation (rendement lumineux, longueur d'atténuation, ...) ont arbitrairement été augmentées et diminuées jusqu'à 10 %. Les variations de la résolution en énergie provoquées sont évaluées par simulation d'un scintillateur dans une configuration proche de celle attendue pour SuperNEMO : un scintillateur hexagonal de 10 cm de hauteur couplé à un PM 8" (Fig. 3.30).

Les erreurs sur le rendement lumineux ou l'efficacité quantique se propagent de façon linéaire sur la résolution en énergie car les quantités moyennes de photons produits et détectés sont directement proportionnelles à ces deux paramètres. Une incertitude de 10 % sur leurs valeurs entraîne ainsi une erreur de 5 % sur la résolution. Nous observons le même type de corrélation avec la réflectivité de l'habillage.

La longueur d'atténuation est le paramètre dont l'incertitude est négligeable car elle est suffisamment longue pour ne pas influencer les résultats. L'efficacité quantique du PM XP1886 et la réflectivité des habillages mesurées au cours de la R&D SuperNEMO sont suffisamment

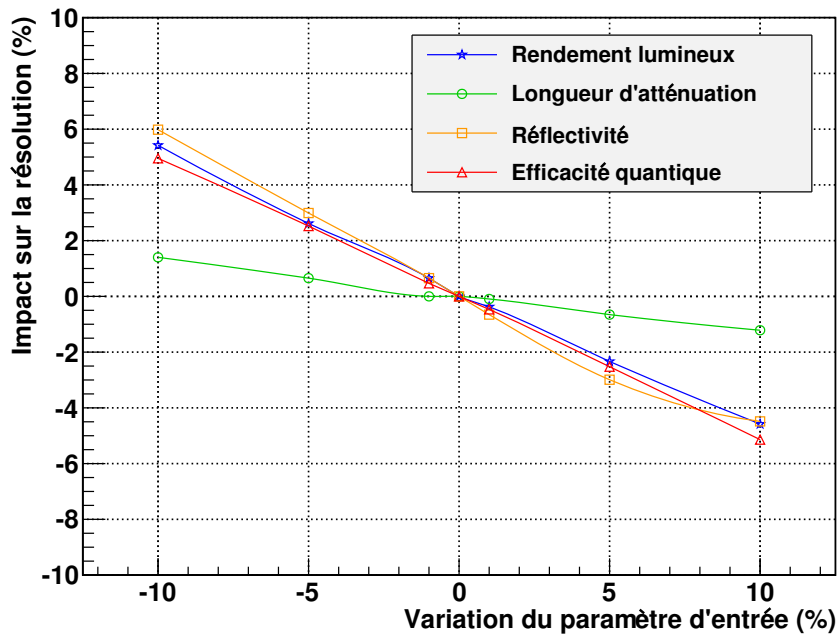


FIGURE 3.30 – Propagation de l'incertitude des paramètres d'entrée sur la résolution en énergie donnée par la simulation. La réciprocity des erreurs est estimée pour une configuration de compteur à scintillation SuperNEMO.

bien connus pour supposer leurs valeurs exactes. Nous supposons que le rendement lumineux est connu à 10 % près (valeur pessimiste), ce qui impliquera une erreur de 5 % sur la résolution en énergie données par la simulation.

Perspectives et limitations du modèle

La première tâche d'ores et déjà planifiée consistera à rassembler un nouveau set de données approprié à la simulation des compteurs à scintillation de SuperNEMO, pour tenir compte des propriétés optiques des scintillateurs et des PMs finaux qui seront utilisés.

De nombreux perfectionnements de la simulation sont envisagés avec l'ajout de nouvelles fonctionnalités : la diffusion élastique (Rayleigh) des photons durant leur propagation dans le scintillateur, une source d'émission supplémentaires par rayonnement Čerenkov, l'efficacité de collection de photoélectrons des PMs, en tenant compte de sa dépendance en fonction de point d'émission du photoélectron sur la photocathode et de la longueur d'onde du photon d'origine (Fig. 6.4) ... Les propriétés en temps du scintillateur (constante de décroissance) et du PM (durée et fluctuation du temps de transit des électrons dans le multiplicateur) pourront également être implémentées pour rendre compte de la forme des signaux.

Les limites ultimes de la modélisation sont les variations locales de la composition des matériaux (molécules scintillantes, impuretés, épaisseur de la photocathode, ...) et donc de leurs propriétés optiques. Ces défauts sont inhérents à la production des scintillateurs et des PMs. Ils peuvent induire des inhomogénéités très localisées dans la réponse des compteurs à scintillation suivant le point d'impact des électrons et une dispersion des performances

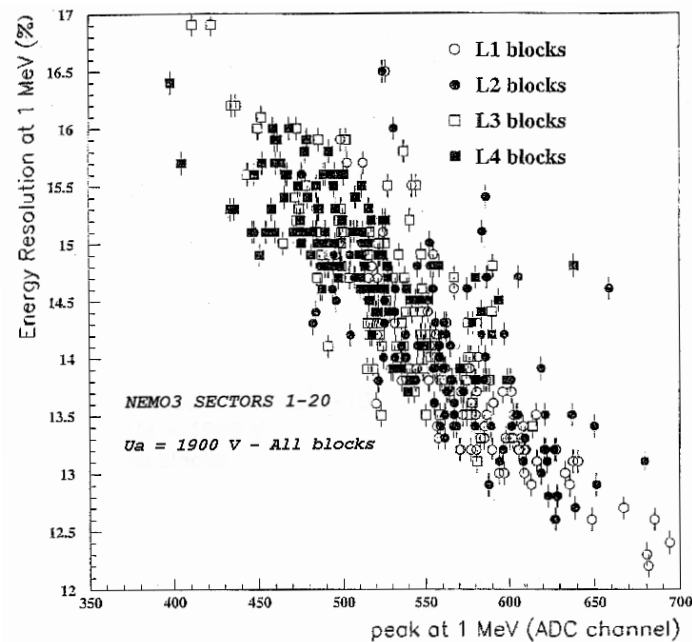


FIGURE 3.31 – Dispersion en charge et résolution en énergie des blocs PS de NEMO 3 couplés à un PM identique et mesurés pour des électrons de 1 MeV [66].

d'un compteur à l'autre. Cela a été observé durant la qualification des scintillateurs de NEMO 3 (Fig. 3.31) et des tests identiques sont prévus pour la construction du calorimètre de SuperNEMO.

Les outils et bancs de test décrits au cours de ce chapitre ont servi à réaliser l'ensemble des développements de ce travail de thèse, pour diminuer la radioactivité du calorimètre (Cha. 4) et améliorer les performances des scintillateurs (Cha. 5) et des PMs (Cha. 6).

Chapitre 4

R&D radiopureté pour le calorimètre

– *Ce qui ne fait pas de bruit n'intéresse personne.*

Pierre Karch

Sommaire

4.1 Le bruit de fond dans SuperNEMO	110
4.1.1 Bruit de fond interne	110
4.1.2 Bruit de fond externe	112
4.1.3 Cas particulier du radon	115
4.1.4 Bilan & Implications sur le calorimètre	116
4.2 Radiopureté des scintillateurs organiques	116
4.2.1 Scintillateurs plastiques de NEMO 3	116
4.2.2 Surface des scintillateurs plastiques	116
4.2.3 Radiopureté des scintillateurs liquides	119
4.3 R&D radiopureté pour les photomultiplicateurs	120
4.3.1 Nombre de voies de PMs	120
4.3.2 Développement d'un verre basse radioactivité	121
4.3.3 Radiopureté des autres composants du photomultiplicateur	125
4.3.4 Bilan & perspectives	126

La maîtrise du bruit de fond radioactif est le point clé dans la recherche d'événements aussi rares que la double décroissance bêta sans émission de neutrinos. La radioactivité ambiante – naturelle ou non – peut en effet interagir dans le détecteur et créer des événements ressemblant à ceux recherchés.

Ce chapitre apporte une revue détaillée des mécanismes qui seront à l'origine du bruit de fond dans l'expérience SuperNEMO, puis se focalise sur les travaux de R&D concernant la radiopureté des compteurs à scintillation, particulièrement sur les développements réalisés pour les photomultiplicateurs (PM).

4.1 Le bruit de fond dans SuperNEMO

La recherche directe de la double décroissance bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est une expérience calorimétrique de basse radioactivité. L'objectif est d'identifier un pic ou un excès d'événements à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ de la décroissance double bêta, de l'ordre de 3 – 4 MeV pour les émetteurs intéressants. Le bruit de fond correspond à tous les événements autres que la décroissance $\beta\beta 0\nu$ qui donnent un signal à la même énergie.

La spécificité du détecteur SuperNEMO est de dissocier l'émetteur $\beta\beta$ du calorimètre, en installant une chambre à fils entre les deux. Dans cette configuration, le détecteur est en mesure d'identifier la nature des particules sortant de la source émettrice $\beta\beta$, au détriment d'une résolution en énergie du calorimètre moindre. Le bruit de fond est alors réduit uniquement aux événements où deux électrons semblent sortir en coïncidence de la source avec une énergie somme dans la région $Q_{\beta\beta}$.

A l'image de NEMO 3, les sources de bruit de fond dans SuperNEMO seront classées dans deux catégories dites interne et externe : le bruit de fond interne provient de la contamination des feuilles sources par des éléments radioactifs, tandis que le bruit de fond externe regroupe toutes les sources de rayonnements situées en dehors des feuilles sources. Nous présenterons pour ces deux origines du bruit de fond les principaux mécanismes conduisant à l'émission simultanée des deux électrons, ou paraissant similaires compte tenu de la réponse du détecteur, et nous discuterons du bruit de fond singulier causé par le gaz radon.

4.1.1 Bruit de fond interne

Mécanisme à l'origine du bruit de fond interne

Le bruit de fond d'origine interne aux feuilles sources est essentiellement causé par la présence de radioisotopes émetteurs β dans la feuille. Les principaux mécanismes pouvant simuler un signal $\beta\beta 0\nu$ sont les suivants :

- décroissance bêta accompagnée de l'émission simultanée d'un second électron par conversion interne du noyau fils (Fig. 4.1-a),
- décroissance bêta puis diffusion Möller¹ de l'électron dans la feuille source (Fig. 4.1-b),
- cascade bêta/gamma et diffusion Compton du photon dans la feuille (Fig. 4.1-c),
- décroissance $\beta\beta 2\nu$ avec une énergie somme des deux électrons proches de $Q_{\beta\beta}$, dont la valeur peut être surestimée du fait de la résolution en énergie du calorimètre.

Contaminations de la source en émetteur β

Seuls, les isotopes émetteurs β dont l'énergie de transition Q_{β} est aux alentours ou supérieures à $Q_{\beta\beta}$ vont pouvoir contribuer au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Avec une source de ^{82}Se , la région d'intérêt se situe à 2,99 MeV, et deux isotopes provenant de la radioactivité naturelle vérifient ce critère, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl , descendants respectifs des chaînes ^{238}U et ^{232}Th (Fig. 4.2). Le ^{214}Bi a un énergie disponible de 3,27 MeV et une période de 19,9 minutes, le ^{208}Tl libère une énergie encore plus élevée de 5,00 MeV avec une période de 3,05 minutes. Leurs schémas de désintégration sont présentés sur la figure 4.3. Les éventuelles contaminations des feuilles sources par ces deux isotopes vont donc poser problème dans SuperNEMO. C'est pourquoi, le projet exige d'excellents niveaux de radiopuretés, de

1. Diffusion électron-électron dans le cadre de la théorie quantique des champs.

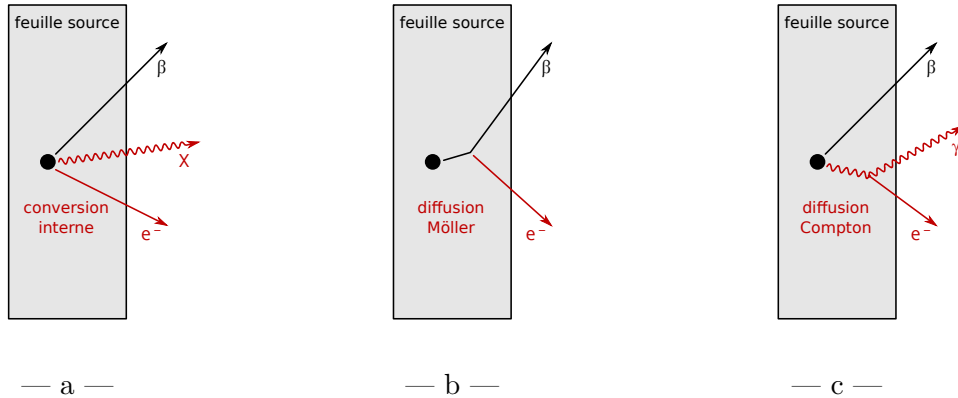


FIGURE 4.1 – Mécanismes de production d'événements à deux électrons à partir des contaminations internes en émetteurs β dans les feuilles sources : rayonnement β suivi de l'émission d'un second électron par conversion interne (a), par diffusion Möller de l'électron (b) ou désexcitation γ suivi d'un effet Compton proche du premier vertex (c).

10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et jusqu'à 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl (Sec. 7.2.6). Le contrôle de ces niveaux ultra-faibles dans les feuilles sources de SuperNEMO sera assuré par un dispositif de très haute sensibilité, le détecteur BiPo (Sec. 7.2.2).

Les émetteurs β avec une énergie de transition plus faible seront, dans une moindre mesure, moins gênants pour l'objectif principal de SuperNEMO qui est la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Ils devront tout de même être pris en considération car ils seront à l'origine du bruit de fond pour l'étude des décroissances $\beta\beta 2\nu$. Puisque les niveaux de contamination des feuilles sources en ^{214}Bi et ^{208}Tl seront ultra-faibles, il ne devrait y avoir que très peu de descendants des chaînes naturelles de ^{238}U et ^{232}Th . On s'attend également à une faible activité des deux autres chaînes car l'abondance naturelle de ^{235}U n'est que de 0,75 % et la chaîne du ^{237}Pu est artificielle. Par conséquent, les principales sources de bruit de fond du signal $\beta\beta 2\nu$ seront les radioisotopes isolés comme le ^{40}K ou le ^{60}Co . Ces émetteurs feront également l'objet d'un contrôle.

Bruit de fond causé par les décroissances $\beta\beta 2\nu$

La décroissance $\beta\beta 2\nu$ constitue le bruit de fond irréductible de toutes les expériences recherchant la décroissance $\beta\beta 0\nu$, provoquée par la résolution en énergie du calorimètre. Ce bruit de fond est plus important dans un détecteur de type "tracko-calor" comme SuperNEMO qu'avec les expériences de calorimétrie pure. Les deux moyens de réduire cette composante du bruit de fond interne sont de travailler avec un émetteur $\beta\beta$ de grande période $T_{1/2}^{2\nu}$ et d'améliorer la résolution en énergie du détecteur, via une épaisseur plus faible des feuilles sources, une réduction de la trajectoire des électrons dans le gaz entre les deux et une amélioration de la résolution en énergie du calorimètre.

Une très bonne connaissance de la période de décroissance $T_{1/2}^{2\nu}$ est requise afin d'évaluer le plus précisément possible la contribution des événements $\beta\beta 2\nu$ dans le bruit de fond. Le détecteur SuperNEMO étant capable d'étudier correctement la décroissance $\beta\beta 2\nu$ avec une grande statistique, il permettra de mesurer sa demi-vie avec précision.

		Uranium - 238					Thorium - 232						
U	^{238}U 4,49.10 ⁹ a		^{234}U 238 000 a										
Pa	↓ ^{234}Pa 1,2 m	↓				^AX demi-vie ↓ α							
Th	^{234}Th 24,1 j		^{230}Th 75 000 a				^{232}Th 13,9.10 ⁹ a		^{228}Th 1,9 a				
Ac		↓			GAZ	$Q_\beta \geq Q_{\beta\beta} (^{82}\text{Se})$	↓	^{228}Ac 6,13 h	↓				
Ra			^{226}Ra 1 622 a				^{228}Ra 6,7 a		^{224}Ra 3,64 a				
Fr		↓							↓				
Rn			^{222}Rn 3,83 j						^{220}Rn 54,5 s				
At		↓							↓				
Po			^{218}Po 3,05 m	^{214}Po 164 μs	^{210}Po 138 j			^{216}Po 158 ms	^{212}Po 298 ns				
Bi		↓	^{214}Bi 19,7 m	↓	^{210}Bi 5,01 j	↓		↓	^{212}Bi 60,5 m	↓			
Pb			^{214}Pb 26,8 m	↓	^{210}Pb 21,4 a	↓	^{206}Pb stable		^{212}Pb 13,9.10 ⁹ a	↓	^{208}Pb stable		
Tl				^{210}Tl 1,3 m		^{206}Tl 4,19 m					^{208}Tl 3,1 m		

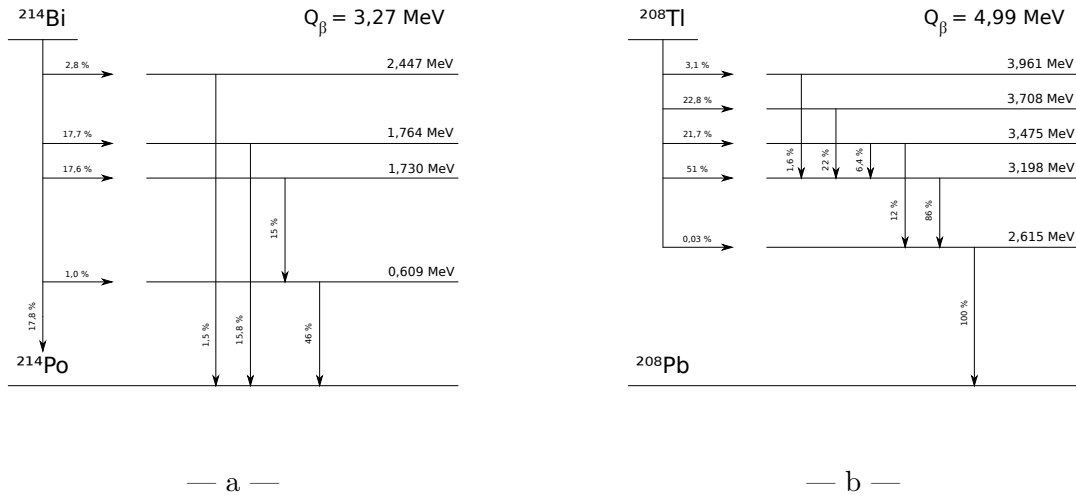
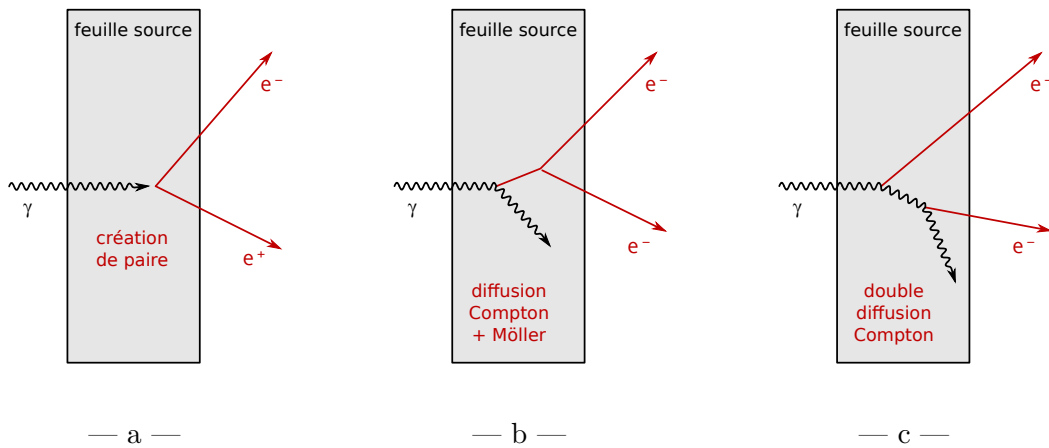
FIGURE 4.2 – Chaînes de désintégrations de la radioactivité naturelle de l' ^{238}U et du ^{232}Th .

4.1.2 Bruit de fond externe

Mécanismes à l'origine du bruit de fond externe

Le bruit de fond externe correspond aux événements semblables aux désintégrations $\beta\beta$ créés par la radioactivité externe à la source. Il s'agira surtout des rayons γ , traversant la chambre à fils sans laisser de traces puis interagissant dans les feuilles sources pour former deux électrons selon les scénarios suivants (Fig. 4.4) :

- production d'une paire e^-/e^+ , accompagnée d'une mauvaise reconstruction de la courbure pour la trajectoire du positron,
- interaction Compton ou effet photoélectrique, puis diffusion Möller de l'électron,
- double interaction Compton.

FIGURE 4.3 – Schémas simplifiés des décroissances du ^{214}Bi (a) et du ^{208}Tl (b).FIGURE 4.4 – Principaux mécanismes de production d'événements à deux électrons à partir de la radioactivité γ extérieure aux feuilles sources : création d'une paire e^-/e^+ (a), interaction Compton puis diffusion Möller (b) ou double interaction Compton (c).

La production de paires e^-/e^+ est le processus le plus probable pour des rayons γ d'énergie proche de $Q_{\beta\beta}$ dans les feuilles sources. L'étude de la trace des deux particules, courbée par le champ magnétique dans la chambre à fils de SuperNEMO, permettra de rejeter cette composante de bruit de fond². Par contre, les autres scénarios conduisent vraiment à l'émission de deux électrons et ne pourront pas être écartés par l'analyse. Compte tenu de l'épaisseur des feuilles source, le mécanisme créant les événements à deux électrons le plus probable est l'effet Compton suivi d'une diffusion Möller de l'électron.

2. Dans NEMO 3, les paires e^-/e^+ sont identifiés dans 95 % des cas grâce au champ magnétique de 25 G.

Électrons traversants ou rétrodiffusés par la source

Un électron externe peut créer des événements ressemblant à une décroissance $\beta\beta$, *ie.* où le détecteur enregistre deux traces associées chacune à un compteur à scintillation. L'électron provient soit de l'interaction d'un rayonnement γ dans un scintillateur, soit d'un émetteur bêta présent en surface des scintillateurs, dans l'habillage par exemple. Dans le premier cas, l'interaction du γ doit avoir lieu près de la surface du scintillateur afin que l'électron puisse sortir (Fig. 4.5-a). Dans le second cas, le premier compteur sera déclenché par l'électron ou par un rayonnement γ émis suite à la décroissance β (Fig. 4.5-b). Ces deux scénarios de bruit de fond sont particulièrement bien identifiés dans NEMO 3 par l'étude du temps de vol et de la courbure des trajectoires³. Il s'agit d'un canal d'analyse des données de NEMO 3 très utilisé pour mesurer les composantes de la radioactivité γ dans le détecteur.

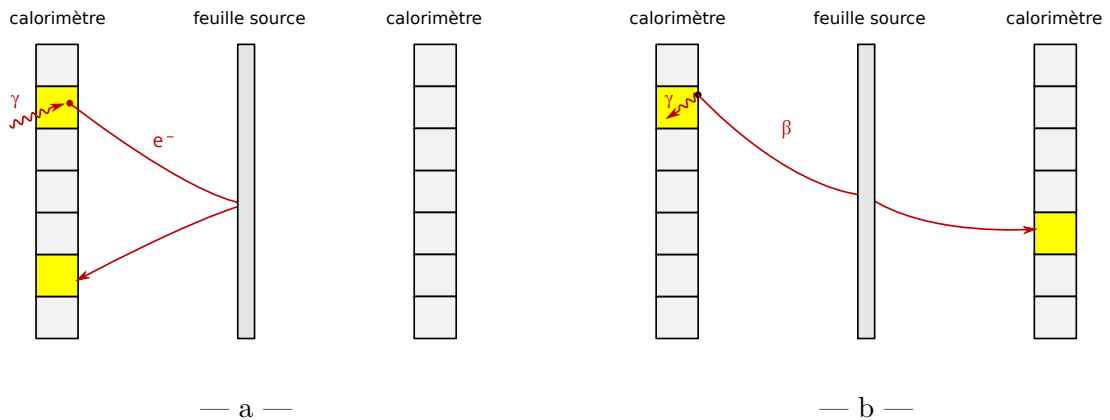


FIGURE 4.5 – Principaux mécanismes de production d'événements de type électron-traversant : interaction Compton ou effet photoélectrique d'un rayonnement γ dans un scintillateur (a) ou décroissance β/γ en surface d'un scintillateur (b).

Origine des rayonnements γ

Le flux de photons dans le détecteur provient de la radioactivité γ environnante, des matériaux du détecteur ou du laboratoire, et peut être produit suite à l'interaction de neutrons et de muons dans la matière.

L'énergie disponible dans les transitions γ de la radioactivité naturelle n'excède pas 2,615 MeV. Cette valeur correspond à l'énergie du photon γ émis suite à la décroissance β du ^{208}Tl vers le ^{208}Pb . Un des critères de sélection de l'émetteur $\beta\beta$ pour SuperNEMO est que son énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ soit au moins supérieure à cette valeur (Sec. 7.2.1). La radioactivité naturelle externe aux feuilles sources n'apporte ainsi aucun événement de bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$.

Par contre, la capture radiative des neutrons dans certains matériaux peut libérer des photons d'énergie très élevée, à plus de 7 MeV dans le cas du fer ou du cuivre par exemple. Ces photons ont une énergie suffisante pour créer de faux événements $\beta\beta 0\nu$. Les neutrons

3. La courbure de l'électron incident correspondrait à un positron sortant de la feuille source en supposant un décroissance $\beta\beta$.

proviennent de la fission spontanée de l'uranium, des réactions de type (α, n) ou de la spallation des muons cosmiques dans la matière. Il est donc indispensable de prévoir un blindage double contre, d'une part, les rayonnements γ produits dans les environs du détecteur et du laboratoire, et d'autre part, contre les neutrons, pour éviter d'avoir une source de photons de haute énergie à proximité de la source $\beta\beta$.

Le détecteur SuperNEMO sera installé dans un laboratoire souterrain, probablement au LSM comme son prédécesseur NEMO 3, pour le protéger des rayonnements cosmiques, et particulièrement des muons produits dans la haute atmosphère. Cependant, le ralentissement des muons dans la roche s'accompagne de l'émission Bremsstrahlung de photons de plus de 10 MeV. Le flux de rayons γ de très haute énergie a été mesuré au LSM à $1,1 \pm 0,3 \cdot 10^{-8}$, équivalent à environ un photon par cm^2 tous les 3 ans.

Le tableau 4.1 apporte un résumé des flux de particules (neutrons, muons et photons) mesurés dans le LSM. Un blindage efficace des modules de SuperNEMO permettra d'atténuer correctement ces différentes composantes, comme dans le cas de l'expérience NEMO 3, rendant négligeable la contribution du bruit de fond externe dans la région $\beta\beta 0\nu$.

Particules	Flux (/s/cm ²)	Fréquence moyenne (/cm ²)
neutrons thermiques	$1,6 \pm 0,1 \cdot 10^{-6}$	7,2 jours
neutrons rapides	$4,0 \pm 1,0 \cdot 10^{-6}$	2,9 jours
muons	$4,6 \cdot 10^{-7}$	25 jours
γ (E = 6 – 10 MeV)	$3,2 \pm 0,9 \cdot 10^{-6}$	3,6 jours
γ (E > 10 MeV)	$1,1 \pm 0,3 \cdot 10^{-8}$	2,9 ans

TABLE 4.1 – Flux des particules dans le LSM [91] [92].

4.1.3 Cas particulier du radon

Le radon (^{222}Rn), et le thoron (^{220}Rn) sont deux radioisotopes pouvant contribuer au bruit de fond du signal $\beta\beta 0\nu$, car ils sont des parents respectifs du ^{214}Bi et du ^{208}Tl (Fig. 4.2). La particularité de ces deux isotopes est d'être dans un état gazeux et d'avoir une demi-vie suffisante (3,8 jours et 54,5 secondes) pour permettre leur pénétration et diffusion dans le détecteur. La désintégration des isotopes de radon forme des ions de polonium chargés qui se fixent sur les fils du trajectographe ou sur les surfaces du détecteur comme les feuilles sources, et alimentent en continu leurs contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl .

Ce gaz radioactif est naturellement présent dans l'air et entretenu en permanence par l'émission de la roche du laboratoire. Une isolation est nécessaire pour stopper la migration, mais pas suffisante car la présence de radium dans les matériaux libère également un léger flux continu de radon s'accumulant dans le détecteur. Cela a clairement été mis en évidence suite à l'installation de la tente anti-radon autour de NEMO 3 (Sec. 2.1.3). La solution envisagée pour SuperNEMO est d'isoler le gaz de la chambre à fils de tout le reste du détecteur, y compris du calorimètre (Sec. 7.2.3). La seule source de radon restante serait l'émanation des fils du trajectographe en acier inoxydable. Ce matériau fait donc l'objet d'un contrôle sévère.

4.1.4 Bilan & Implications sur le calorimètre

SuperNEMO sera un détecteur à source passive pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Cette configuration apporte l'avantage de pouvoir rejeter en grande partie le bruit de fond par l'identification des particules et la mesure de leur temps de vol. Avec un blindage efficace, le bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$ est réduit aux contaminations de la source par deux isotopes β , le ^{208}Tl et le ^{214}Bi , et à la décroissance $\beta\beta 2\nu$.

La contribution du calorimètre au bruit de fond de l'expérience est multiple. Tout d'abord, la résolution en énergie des compteurs à scintillation est à l'origine de la composante ultime du bruit de fond en provoquant l'élargissement et la superposition des spectres $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. Ensuite, la présence de ^{226}Ra (^{224}Ra), principalement dans le verre des PMs, est potentiellement une source d'émanation de radon (thoron) qui, après diffusion dans le détecteur, pourra contaminer les feuilles sources en ^{214}Bi (^{208}Tl). Enfin, la radioactivité du calorimètre contribue d'une manière plus générale au bruit de fond à plus basse énergie, affectant le signal $\beta\beta 2\nu$. C'est pourquoi les travaux de R&D en calorimétrie pour le projet SuperNEMO visent d'une part à améliorer la résolution en énergie en augmentant le rendement lumineux des scintillateurs et l'efficacité de détection des PMs, et d'autre part à diminuer la radioactivité des compteurs à scintillation, et principalement des PMs.

4.2 Radiopureté des scintillateurs organiques

Les scintillateurs organiques sont des matériaux de synthèse, souvent des dérivés du pétrole dont on maîtrise la transformation et la purification. Leur origine fossile implique qu'ils ne contiennent que très peu d'isotopes radioactifs à demi-vie moyenne et courte comme par exemple le ^{14}C . Ces matériaux sont donc très radiopurs et aucun développement n'est requis dans ce domaine pour SuperNEMO. Ce qui suit est un état des lieux des connaissances de la radiopureté des scintillateurs organiques et des meilleurs résultats obtenus.

4.2.1 Scintillateurs plastiques de NEMO 3

La radioactivité des scintillateurs plastiques de NEMO 3 en polystyrène (PS) a été contrôlée par spectrométrie gamma avant le montage du détecteur [66]. Le tableau 4.2 montre les résultats des mesures pour les deux différents types de blocs utilisés dans le calorimètre. Sans aucun développement particulier, ces matériaux n'ont pas montré de contaminations radioactives excessives, donnant une limite acceptable sur toutes les activités mesurées avec les détecteurs germanium. L'activité totale en ^{214}Bi des scintillateurs et de leur habillage dans NEMO 3 est plus de 170 fois en dessous de celle des PMs, alors que la masse de matériau concerné est dix fois plus élevée. Cela justifie que la priorité des travaux de R&D en radiopureté pour SuperNEMO concerne les PMs, mais ne dispensera pas d'un contrôle des scintillateurs choisis.

4.2.2 Surface des scintillateurs plastiques

En plus de la radioactivité volumique des scintillateurs, des radioisotopes peuvent être présents sur les surfaces des scintillateurs. Ils proviennent de contaminations causées soit par les outils de découpe lors de l'usinage des blocs, soit par la radioactivité de l'habillage. Un état des lieux des connaissances acquises sur ce sujet est présentés.

Élément	A(^{40}K)	A(^{214}Bi)	A(^{208}Tl)
PS JINR (Dubna)	17 ± 2 mBq/kg	$< 0,1$ mBq/kg	$< 0,05$ mBq/kg
PS Karkov	< 10 mBq/kg	$< 0,7$ mBq/kg	$< 0,3$ mBq/kg
Total scintillateur (6,4 tonnes)	< 124 Bq *	$< 1,2$ Bq	$< 0,6$ Bq
Total PM (0,6 tonnes)	831 Bq	302 Bq	17,8 Bq

* : à 90 % de niveau de confiance.

TABLE 4.2 – Radioactivité des scintillateurs plastiques de NEMO 3 en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl , mesurées par spectrométrie γ , et comparaison à la radioactivité des PMs.

Radiopureté des surfaces du détecteur BiPo1

BiPo1 est un prototype de détecteur en cours de développement qui servira à contrôler la radiopureté en ^{214}Bi et ^{208}Tl des feuilles émettrices $\beta\beta$ avant leur installation dans les modules de SuperNEMO (Sec. 7.2.2). Le principe est de placer les feuilles entre deux scintillateurs et d'observer les cascades β/α caractéristiques des chaînes de désintégrations radioactives de ^{238}U et ^{232}Th . La radiopureté des surfaces est décisive sur la sensibilité du détecteur et pour être capable de contrôler les niveaux requis de quelques $\mu\text{Bq}/\text{kg}$ pour SuperNEMO, les contaminations surfacées ne doivent pas dépasser quelques $\mu\text{Bq}/\text{m}^2$.

Les scintillateurs de BiPo1 sont des pièces de PS taillées sur commande numérique avec un outil diamant monocristallin très pur. Durant la coupe, la surface est soufflée à l'azote pour empêcher un accrochage entre l'outil et les copeaux et donc éviter d'incruster des saletés dans les scintillateurs. Une fois nettoyées à l'acide acétique, à l'eau ultra-pure puis à l'isopropanol, les faces des scintillateurs sont immédiatement protégées par un film polyéthylène en attendant leur installation.

Un module de BiPo1 a été construit et dédié à la mesure de sa propre activité en surface. Suite à un an de prise de donnée, l'activité surfacique en ^{208}Tl est estimée à $1,5 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ [93]. Cela correspond à une activité totale de seulement 26 μBq par mur de calorimètre, cette valeur est de loin négligeable devant les contaminations en volume.

Radiopureté de l'habillage des scintillateurs de NEMO 3

La seconde origine de contamination des surfaces des scintillateurs est la radioactivité de leur habillage. Dans SuperNEMO, il s'agira vraisemblablement d'une feuille de Mylar aluminisé pour la fenêtre d'entrée du scintillateur aux électrons, et de plusieurs couches de Téflon sur les côtés (Sec. 5.3.4). Même si la quantité de matière que cela représente est faible (10 – 20 g par compteur), il est indispensable de chiffrer, par une valeur ou une limite, la contribution de ces matériaux dans la radioactivité totale du détecteur.

Le Téflon et le Mylar aluminisé sont utilisés dans l'habillage des blocs de NEMO 3 et ont été contrôlés par spectrométrie γ auparavant [66]. A partir des niveaux d'activité massique (en mBq/kg) du ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl mesurés tous en limite dans ces deux matériaux, nous avons extrapolé les limites correspondantes par unité de surface pour les scintillateurs de SuperNEMO (Tab. 4.2). Les calculs sont faits pour un scintillateur plastique en forme de pavé hexagonal d'apothème 136 mm et d'hauteur maximale de 120 mm, en considérant un habillage

composé d'une feuille de 12 μm de Mylar pour la face d'entrée et de 5 couches de Téflon de 70 μm sur les côtés, recouvertes également par une feuille de Mylar. Le tableau 4.2 montre les activités totales évaluées pour un module SuperNEMO en sommant la contribution de l'habillage des 482 scintillateurs. Les limites obtenues pour les trois principaux radioisotopes sont de l'ordre ou en au dessous du becquerel. La radioactivité de l'habillage sera ainsi négligeable devant la contribution des scintillateurs et surtout des PMs.

Élément	$A(^{40}\text{K})$	$A(^{214}\text{Bi})$	$A(^{208}\text{Tl})$
Téflon (5 couches)	$< 44 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$	$< 5,1 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$	$< 1,3 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$
Mylar Aluminisé (12 μm)	$< 16 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$	$< 0,78 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$	$< 0,45 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-2}$
Total par module SuperNEMO	$< 5,8 \text{ Bq}$	$< 0,58 \text{ Bq}$	$< 0,17 \text{ Bq}$

TABLE 4.3 – Radioactivité du Téflon et du Mylar par unité de surface pour les scintillateurs de SuperNEMO et activité totale de l'habillage de l'ensemble des blocs d'un module.

Plus récemment, un module du détecteur BiPo1 a mesuré précisément la radioactivité en ^{208}Tl dans le Mylar aluminisé de NEMO 3 à $1,6 \pm 0,4 \text{ mBq/kg}$ [94]. Cela représente une activité surfacique de $36 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ pour un feuille de 12 μm d'épaisseur et une activité totale d'environ 6,6 mBq par mur de calorimètre dans un module.

Radiopureté des scintillateurs pour SuperNEMO

Les tous derniers développements avec les scintillateurs sont réalisés avec des blocs en PS du fabricant tchèque Envinet, et en PVT produits par Eljen aux États-Unis. Ces deux types de scintillateurs seront utilisés dans SuperNEMO. Les blocs en PVT, plus performants, formeront les deux murs de chaque côté des feuilles sources. Ils serviront à détecter et mesurer l'énergie des électrons émis lors des décroissances $\beta\beta$. Les scintillateurs en PS seront installés autour du trajectographe et auront pour rôle le marquage des rayonnements γ , indispensable pour étudier la décroissance $\beta\beta$ vers un état excité ou pour mesurer le bruit de fond du détecteur.

Trois échantillons de scintillateurs ont été contrôlés par spectrométrie γ avec les détecteurs HPGe au LSM. Les activités des principaux radioisotopes naturels sont toutes en limite de sensibilité des détecteurs germanium (Fig. 4.4), confirmant à nouveau l'excellente radiopureté de ces matériaux. Le temps de mesure et la masse des échantillons de PS et de PVT EJ-204 étant assez élevés, les limites mesurées figurent parmi les meilleurs atteintes avec les détecteurs germanium au LSM.

Scintillateur	Poids	Temps	$A(^{40}\text{K})$	$A(^{214}\text{Bi})$	$A(^{208}\text{Tl})$
PS Envinet	1,55 kg	864 h	$< 2 \text{ mBq/kg}$	$< 0,3 \text{ mBq/kg}$	$< 0,03 \text{ mBq/kg}$
PVT EJ-200	0,33 kg	627 h	$< 11 \text{ mBq/kg}$	$< 2,2 \text{ mBq/kg}$	$< 0,2 \text{ mBq/kg}$
PVT EJ-204	3,3 kg	594 h	$< 0,9 \text{ mBq/kg}$	$< 0,1 \text{ mBq/kg}$	$< 0,05 \text{ mBq/kg}$

TABLE 4.4 – Radioactivité des scintillateurs plastiques pour SuperNEMO.

4.2.3 Radiopureté des scintillateurs liquides

Il a été envisagé d'utiliser un scintillateur sous forme liquide pour le calorimètre de SuperNEMO. Les travaux de R&D ont été réalisés avec des solutions à base d'alkylbenzène linéaire (Sec. 5.2). Ce scintillateur est de type organique et présente naturellement une très bonne radiopureté pour les raisons mentionnées précédemment.

L'état liquide rend le scintillateur vulnérable à des contaminations externes lors de son utilisation sans protection particulière. Toutefois, il peut être purifié si nécessaire, contrairement aux scintillateurs plastiques où le milieu est figé.

Radiopureté d'un scintillateur liquide élaboré au CENBG

L'activité en ^{208}Tl et ^{214}Bi des scintillateurs peut être mesurée en étudiant la cascade des décroissances β du bismuth, puis α du polonium, typique des chaînes de désintégration naturelle. Ces événements, dits BiPo, sont particulièrement bien détectés grâce à l'analyse de la forme des deux impulsions β et α . En effet, les rayonnements α , avec un pouvoir d'ionisation plus élevé que les électrons, excitent les molécules du scintillateur vers des niveaux en énergie de demi-vie plus élevée. Le scintillateur liquide étant un milieu homogène, les décroissances BiPo ont lieu dans tout le volume et sont identifiées avec une efficacité de l'ordre de 100 %.

Les deux signaux sont séparés par un temps moyen correspondant à la période de décroissance α du polonium, de 300 ns pour la chaîne de ^{232}Th (^{208}Tl) et 0,16 ms pour la chaîne du ^{238}U . Nous avons étudié dans un premier temps les événements BiPo associés à la présence de ^{208}Tl car ils peuvent être observés facilement⁴ en utilisant l'acquisition MATAQ32, fournissant un échantillonnage des signaux sur 2,5 μs (Sec. 3.2.2).

Durant une mesure de 70 heures, 1 seul événement BiPo a été observé dans un volume de scintillateur liquide de 0,23 dm^3 , de densité 0,86 $\text{kg}\cdot\text{dm}^{-3}$. L'activité en ^{208}Tl correspondante vaudrait donc environ 0,02 mBq/kg. Cette excellente radiopureté nous donne la possibilité de mesurer l'activité en radon dans le gaz de SuperNEMO avec ce dispositif. Le radon peut en effet être piégé dans le scintillateur par un bullage du gaz dans le liquide, son activité serait ensuite mesurée par l'identification des décroissances BiPo des descendants du radon. Un tel dispositif est en cours de développement au CENBG afin d'estimer l'efficacité du piégeage des atomes des radon dans le liquide qui déterminera la sensibilité de ce détecteur de radon.

Radiopureté du scintillateur liquide de l'expérience Borexino

Le détecteur Borexino installé au LNGS⁵ étudie les neutrinos solaires de basse énergie avec comme objectif principal de mesurer le flux de la composante à 862 keV provenant du ^7Be . Le calorimètre est une sphère de scintillateur liquide de pseudocumène ultrapur vue par 2200 PMs. Il est hermétiquement isolé de l'extérieur par un récipient en nylon et protégé des rayonnements cosmiques sous 3800 mètres-équivalent-eau. Le bruit de fond de l'expérience est essentiellement dû aux contaminations du scintillateur liquide.

Un système de purification performant est mis en place, basé sur une distillation sous vide et une purge des gaz résiduels. Les surfaces des canalisations sont étanches au vide pour une protection efficace contre le radon et polies avec soin pour empêcher les contaminations

4. Pour analyser les contaminations en ^{214}Bi , il faudrait être capable d'identifier des corrélations de signaux sur quelques centaines de millisecondes, nécessite de mettre en place un dispositif complexe pour un déclenchement retardé de l'acquisition.

5. Laboratori Nazionali del Gran Sasso

possibles par la rugosité des matériaux. La radiopureté du scintillateur liquide en ^{214}Bi et ^{208}Tl atteinte est de l'ordre de $0,01 \mu\text{Bq/kg}$ [95], ce qui est bien en dessous du critère de radiopureté des feuilles sources de SuperNEMO par exemple.

Les scintillateurs organiques présentent donc d'excellents niveaux de radiopureté, et les technologies actuelles permettent en plus de les diminuer d'avantage. Pour SuperNEMO, les développements concernant la radiopureté du calorimètre sont mis en priorité sur les photomultiplicateurs, qui sont, au contraire, beaucoup plus radioactifs.

4.3 R&D radiopureté pour les photomultiplicateurs

La radioactivité des photomultiplicateurs (PMs) provient en grande partie de l'ampoule en verre. Mais les composants internes comme les céramiques et les dynodes du multiplicateur, ainsi que les circuits électroniques externes tels que les ponts diviseurs de tension, peuvent participer de façon non négligeable dans la radioactivité totale du PM.

Les PMs apportent non seulement la contribution majoritaire dans la radioactivité des compteurs à scintillation, mais ils seront également la principale source de radioactivité externe du détecteur SuperNEMO. La collaboration entreprend de réduire le bruit de fond de l'expérience par la diminution, d'une part, du nombre de PMs dans les modules et donc de leur masse, et d'autre part, par le développement d'un PM de très basse radioactivité grâce à un travail en partenariat avec les constructeurs de PMs et les producteurs de verres.

4.3.1 Nombre de voies de PMs

Le passage de PMs de dimensions 3" et 5" dans NEMO 3 à 8" dans SuperNEMO est principalement justifié pour restreindre le nombre de voies tout en améliorant la résolution en énergie des compteurs à scintillation (Sec. 5.3.1). Afin de réduire d'avantage la quantité de PMs dans le calorimètre, il faut élargir la dimension des scintillateurs, ce qui a tendance à dégrader la résolution⁶. Nous verrons au chapitre 5 que les développements réalisés avec les scintillateurs en PS ont abouti à un bon compromis entre les deux avec un bloc de géométrie hexagonale de 236 mm (petite largeur). Des travaux de R&D accomplis récemment avec les scintillateurs à base de PVT donnent de meilleurs résultats que le PS, permettant de se diriger vers des scintillateurs hexagonaux de taille supérieure, probablement de 276 mm (Sec. 7.1.2). Une telle géométrie dispose d'une surface de détection de 1,5 à 4,4 fois plus grande que celle couverte par les scintillateurs de NEMO 3, réduisant d'autant le nombre de compteurs par unité de surface du calorimètre.

La collaboration SuperNEMO a également étudié une nouvelle configuration de calorimètre où les scintillateurs seraient en forme de barres avec un PM de petites dimensions – 3 ou 5" – à chaque extrémité (Sec. 7.1.1). La particularité mise en avant est la compacité de ce design puisqu'une barre peut servir à détecter les électrons sur ses deux faces opposées. De plus, une barre de 2 m de long et de 10 cm de largeur couvre de chaque côté une superficie 3 fois plus grande qu'un bloc hexagonal de 276 mm. Les murs de barres requièrent ainsi 6 fois moins de PMs que les murs de blocs, et les PMs sont en outre de plus petite taille. Cependant, cette géométrie de scintillateur favorise l'atténuation des photons et dégrade la résolution en

6. Augmenter la taille des blocs revient à allonger la trajectoire des photons de scintillation et, par là, à accentuer leur absorption dans le scintillateur.

énergie. Les simulations complètes du détecteur SuperNEMO pour les deux configurations de calorimètre ont finalement montré que la version initiale avec les blocs donne la meilleure sensibilité sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{82}Se (Fig. 7.6).

4.3.2 Développement d'un verre basse radioactivité

Le verre est naturellement radioactif et contribue majoritairement à la radioactivité des PMs car il représente approximativement 80 % de la masse du PM. La radioactivité du verre est non seulement gênante pour les expériences bas bruit de fond mais c'est de plus une des composantes majeures du courant d'obscurité des PMs à basse température (Sec. 6.1.4). L'intérêt d'un verre bas bruit de fond a commencé à partir des années 1990, au démarrage des premières grandes expériences de recherche d'événements rares, à des énergies de l'ordre du MeV, comme l'interaction de la matière noire, la double décroissance bêta ou l'oscillation des neutrinos. Ce sentiment est d'autant plus fort à l'heure où les nouveaux projets de grandes envergures comme SuperNEMO cherchent à accroître leur sensibilité.

Nous proposons de résumer les travaux de R&D conduits sur la formulation et la production d'un verre de très basse radioactivité dans le cadre du GIS⁷ Photonis/IN2P3.

Fabrication du verre et origine de sa radioactivité

Le verre est un solide amorphe, c'est-à-dire non cristallin. Il est principalement composé d'oxydes de silicium SiO_2 qui forment le squelette du verre et qui lui donnent sa rigidité. Cette silice, représentant un quart de la masse de la croûte terrestre, est introduite sous forme de sable et chauffée jusqu'à son point de fusion à 1730°C . Pour des raisons pratiques et économiques, des composés chimiques appelés fondants sont ajoutés pour diminuer le point de fusion vers 1400°C . Il s'agit d'oxydes de sodium Na_2O , de potassium K_2O ou de magnésium MgO , qui fragilisent la structure en brisant les liaisons Si-O. De plus, le verre est dans un état métastable qui, suivant les traitements imposés, peut s'altérer et se dévitrifier avec le temps. Des stabilisants comme la chaux vive CaO , l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 ou des sels de baryum entrent également dans la composition du verre pour le rendre plus résistant chimiquement.

La formulation d'un verre est par conséquent très complexe. Puisque l'ensemble de ses composants sont naturels, ils contribuent tous à de multiples contaminations radioactives. On retrouve ainsi dans le verre la plupart des radioisotopes abondants sur terre comme le ^{40}K et les descendants des chaînes radioactives de ^{238}U du ^{232}Th . L'utilisation du baryum pose particulièrement problème car il a la configuration électronique du radium (famille des alcalino-terreux) et contient naturellement les isotopes de radium, ^{224}Ra et ^{226}Ra , parents respectifs et directs du thoron et du radon. Leur similitude chimique rend difficile la purification du baryum.

Une seconde origine de la radioactivité du verre peut être l'apport de contaminations lors de la fabrication du verre, par exemple en surface des creusets où le verre est fondu puis coulé.

Contraintes et types de verres pour l'ampoule des PMs

L'ampoule des PMs constitue une enveloppe devant répondre aux exigences mécaniques et optiques pour ce type de photodétecteur. Elle doit être rigide, capable de maintenir le vide, et transparente à la lumière dans le domaine de sensibilité du tube. La photocathode doit

7. Groupement d'Intérêt Scientifique

pouvoir être déposée et maintenue en surface interne, et tenir avec le temps, ce qui ajoute des contraintes chimiques sur la composition de l'ampoule du PM. Le choix du verre s'impose la plupart du temps car il vérifie tous ces critères. Les principaux types de verres fabriqués que l'on trouve sur le marché sont les suivants [96] :

- les verres sodocalciques sont le type de verre les plus courants. Ils représentent 90 % de la production mondiale et sont employés davantage pour les vitres, les bouteilles, et autres contenants en verre.

- les verres borosilicates résistent mieux aux agents chimiques et aux chocs thermiques que les verres sodocalciques. Ils sont très utilisés pour former les outils de cuisine ou la verrerie de laboratoire. Leur transparence est limitée à des longueurs d'onde supérieures à 300 nm.

- les verres à base de silice synthétique transmettent la lumière UV dès 160 nm. Leur méthode de synthèse réduit la présence d'impuretés, permettant de produire un verre de bonne pureté.

- les verres de quartz sont formés par fusion d'une silice sans l'ajout de fondant. Ils sont par conséquent chimiquement et radioactivement très purs, mais difficiles à manier car leur point de fusion est très élevé.

- les cristaux d'alumine Al_2O_3 ou d'alcalin halide comme le fluorure de magnésium MgF_2 offrent une excellente transmission des photons UV, jusqu'à une centaine de nm, mais présentent une grande fragilité.

Ce sont les verres borosilicates qui sont généralement utilisés pour la fabrication de l'ampoule. Le culot du PM constituant une zone particulière de l'ampoule, où le verre doit être scellé avec les broches métalliques, on utilise souvent un alliage FeNiCo, le Kovar, coefficient de dilatation thermique très faible et proche des verres borosilicates.

Objectif et principe de la R&D sur la radiopureté du verre

La R&D SuperNEMO prévoit de diminuer globalement d'un ordre de grandeur la radioactivité contenue dans le verre des PMs comparée à NEMO 3⁸. Les objectifs fixés sur les activités en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl sont donnés dans le tableau 4.5. Ces niveaux de radioactivité sont approximativement mille fois plus faibles que ceux d'un verre standard.

	$A(^{40}\text{K})$	$A(^{214}\text{Bi})$	$A(^{208}\text{Tl})$
Verre sodocalcite (standard)	~ 100 Bq/kg	~ 10 Bq/kg	~ 1 Bq/kg
Verre PM NEMO 3	~ 1 Bq/kg	$\sim 0,5$ Bq/kg	$\sim 0,03$ Bq/kg
Verre pour SuperNEMO	$< 0,1$ Bq/kg	$< 0,04$ Bq/kg	$< 0,003$ Bq/kg

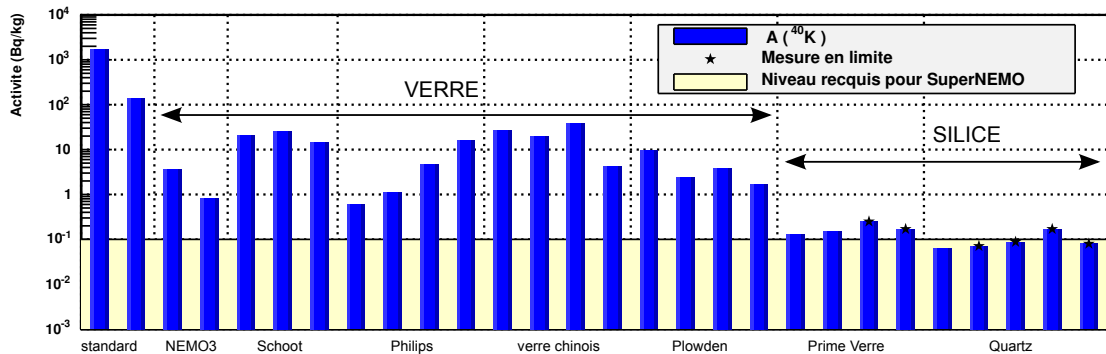
TABLE 4.5 – Critères de radioactivité des verres pour les PMs de SuperNEMO comparés aux niveaux de ceux de NEMO 3 et à l'activité d'un verre standard.

Nous avons vu que de nombreux composants entrent dans la formulation des verres. Il est donc indispensable dans un premier temps de mesurer par spectrométrie γ la radioactivité de ces différents ingrédients. Cette étape permet de comparer des matériaux d'origine différente et de sélectionner les plus radiopures. Les résultats des mesures peuvent également servir à restreindre la proportion de certains composants, voire d'en interdire l'utilisation. Une fois

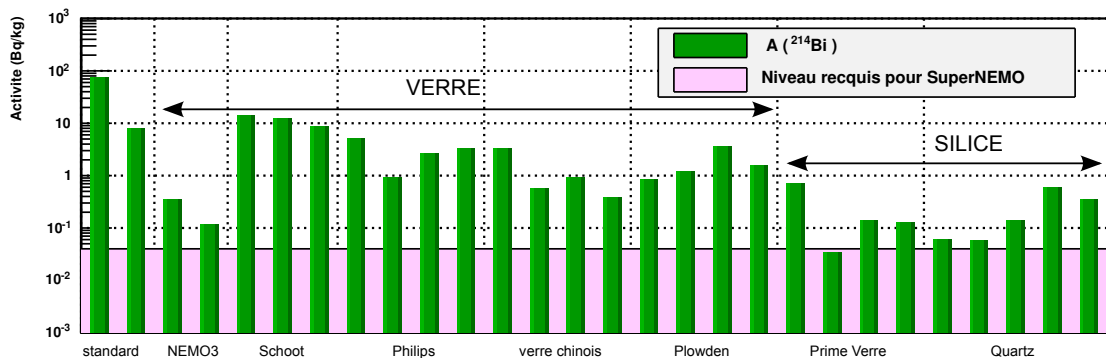
8. Le verre des PMs de NEMO 3 avait déjà fait l'objet des travaux de R&D.

la formulation établie, une mesure du verre final est indispensable pour vérifier s'il n'y a pas de contamination lors de la fabrication. Enfin, une dernière mesure après fabrication de l'ampoule permet de valider la procédure de fabrication du PM.

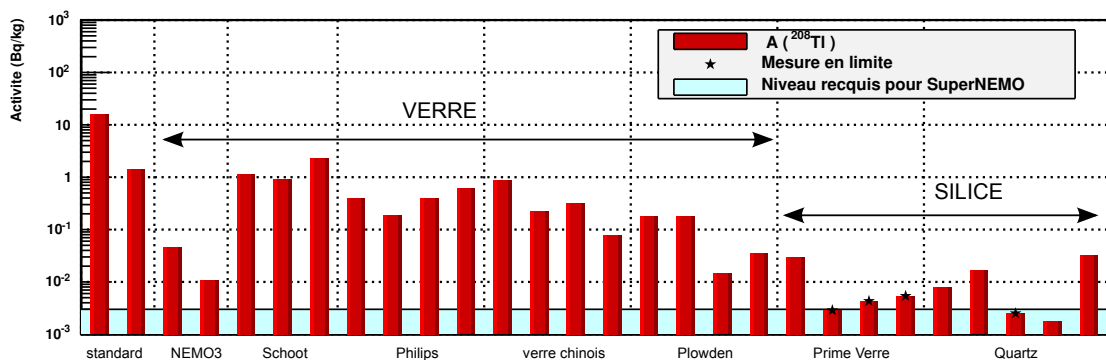
Au démarrage de la R&D SuperNEMO, de nombreux producteurs de verres ont été sollicités : Schott, Philips, Plowden, Prime Verre, Burle, ... Ils nous ont fourni des échantillons de leur verre ou de leur silice, pour les contrôler avec les détecteurs HPGe du CENBG et



— a —



— b —



— c —

FIGURE 4.6 – Activités en ^{40}K (a), ^{214}Bi (b) et ^{208}Tl (c) des différents échantillons de verres ou de silices, reçus et mesurés au CENBG.

établir un état des lieux de la radioactivité des verres (Fig. 4.6). Ces données montrent que la plupart des producteurs sont maintenant capables de fournir des verres dont la radioactivité est aussi basse que celle du verre des PMs de NEMO 3. Les échantillons de Prime Verre, un producteur de verre français installé à Montpellier, se démarquent particulièrement des autres. Les critères requis pour SuperNEMO sur les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl sont à plusieurs reprises atteints avec leur silice, avec des mesures parfois en limite et similaires au quartz. Ces premiers résultats très encourageants ont conduit à des travaux de R&D sur une nouvelle formulation de verre à partir de cette silice.

Développements d'un nouveau verre avec Prime Verre

Un accord a démarré en 2007 entre le CENBG, Photonis et Prime Verre, pour mettre au point un nouveau verre bas bruit de fond, puis réaliser des tests en vue de son utilisation comme ampoule des PMs (contraintes mécaniques, propriétés optiques et tenue de la photocathode).

Prime Verre a proposé de partir sur une formulation de verre à base de silice synthétique et non naturelle. Le procédé consiste à produire la silice par oxydation, hydrolyse ou précipitation de molécules contenant des atomes de silicium (SiCl_4 , Na_2SiO_3 , ...) [97]. Cette synthèse conduit à une silice de très haute pureté, avec des contaminations en éléments métalliques inférieures au ppm (10^{-6} g/g) [98]. Il s'agit du type de silice qui a donné des niveaux de radiopuretés comparables au quartz dans le tableau 4.6.

Prime Verre nous a fait parvenir des échantillons des différents ingrédients susceptibles d'entrer dans la composition du verre, pour contrôler leur radioactivité avec les détecteurs germanium (Tab. 4.6). La formulation étant tenue sous protection industrielle, le nom des composants est remplacé par des numéros de lots arbitraires. Les niveaux d'activité en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl ont tous été mesurés en limite, excepté pour un échantillon où des contaminations par les trois isotopes sont avérées. Prime Verre en a été informé.

La principale source de contamination lors de la fonte du verre est le creuset, récipient dans lequel est fondu puis coulé le verre. Les creusets en platine sont connus pour avoir une grande pureté, mais ils sont très chers, fragiles et doivent être renouvelés régulièrement, généralement après une dizaine de coulées. Prime Verre a proposé d'employer en plus du creuset platine, un creuset Zyarock. Il est à base de céramique, plus solide et plus rentable. Avant de réaliser une première coulée, Prime Verre nous a confié un creuset Zyarock pour un contrôle de sa radioactivité avec un détecteur germanium. Des contaminations en ^{40}K et ^{214}Bi ont été identifiées (Tab. 4.6) mais à des très faibles niveaux, équivalents à l'activité des verres bas bruit de NEMO 3. Les développements se sont alors poursuivis et deux premières coulées ont été réalisées avec les deux différents creusets. Suite à une mesure germanium d'une semaine, les deux échantillons de verre d'environ 100 g ont montré des limites d'activités pour le ^{214}Bi et ^{208}Tl en dessous des critères requis pour SuperNEMO.

Suite à ces résultats, Prime Verre a modifié sa formulation et a lancé la production de deux autres échantillons de verres (coulées 3 et 4 dans Tab. 4.6). A nouveau, les faibles niveaux de radioactivités ont été validés par spectrométrie γ . Le travail accompli par Prime Verre a donc montré la faisabilité d'un verre très radiopur.

Composants	A(⁴⁰ K)	A(²¹⁴ Bi)	A(²⁰⁸ Tl)
D19Q02	< 2000 mBq/kg	< 450 mBq/kg	< 33 mBq/kg
D04S027	< 1000 mBq/kg	< 100 mBq/kg	< 14mBq/kg
C16S023	630 ± 35 mBq/kg	610 ± 50 mBq/kg	70 ± 10 mBq/kg
K07R056	< 500 mBq/kg	< 90 mBq/kg	< 14 mBq/kg
Creuset Zyarock	1400 ± 400 mBq/kg	110 ± 30 mBq/kg	< 11 mBq/kg
Coulée 1 (Zyarock)	150 ± 50 mBq/kg	< 5 mBq/kg	< 1,4 mBq/kg
Coulée 2 (Platine)	280 ± 50 mBq/kg	< 9 mBq/kg	< 2,5 mBq/kg
Coulée 3	170 ± 40 mBq/kg	< 4 mBq/kg	< 2,2 mBq/kg
Coulée 4	80 ± 20 mBq/kg	< 4 mBq/kg	< 0,7 mBq/kg
Critère SuperNEMO	< 100 mBq/kg	< 40 mBq/kg	< 3 mBq/kg

TABLE 4.6 – Radiopureté mesurée par spectrométrie γ des différents ingrédients entrant dans la composition du verre, d'un creuset Zyarock et de plusieurs séries d'échantillons de verre produits par Prime Verre, comparées aux critères de radiopureté requis pour SuperNEMO.

Composants	A(⁴⁰ K)	A(²¹⁴ Bi)	A(²⁰⁸ Tl)
Colonette (dynode)	604 ± 7 Bq/kg	3,7 ± 0,2 Bq/kg	0,54 ± 0,22 Bq/kg
Céramique 1	2,9 ± 0,3 Bq/kg	3,2 ± 0,1 Bq/kg	0,26 ± 0,02 Bq/kg
Céramique 2	10,6 ± 0,5 Bq/kg	2,8 ± 0,1 Bq/kg	0,32 ± 0,02 Bq/kg
Peinture chrome	< 1,2 Bq/kg	< 0,11 Bq/kg	< 0,11 Bq/kg

TABLE 4.7 – Niveaux de radiopureté mesurés par spectrométrie γ des différents éléments internes des PMs XP1886.

4.3.3 Radiopureté des autres composants du photomultiplicateur

Composants internes au PM

Photonis nous a fournis des échantillons des matériaux présents à l'intérieur des PMs XP1886 pour effectuer des mesures de radiopureté (Tab. 4.7). Pour la plupart des composants, les niveaux de radioactivité sont assez importants, à peu près 100 fois plus élevés que la radioactivité du verre. Cependant, ces matériaux représentent moins $\sim 1\%$ de la masse du PM. Leur contribution dans la radioactivité totale du PM est au maximum comparable à celle du verre.

Composants externes

Basé sur l'expérience de NEMO 3, nous savons que certains composants électroniques utilisés dans le circuit diviseur de tension pour les PMs peuvent contribuer à la radioactivité du

Composants	A(⁴⁰ K)	A(²¹⁴ Bi)	A(²⁰⁸ Tl)	Poids/PM
Verre	300 mBq/kg	120 mBq/kg	22 mBq/kg	800 g
Métaux	< 7 mBq/kg	< 0,6 mBq/kg	0,25 ± 0,07 mBq/kg	120 g
Céramique	13,6 ± 1,2 Bq/kg	1,2 ± 0,3 Bq/kg	0,12 ± 0,01 Bq/kg	25 g
Isolants	2,3 ± 0,4 Bq/kg	0,70 ± 0,06 Bq/kg	0,61 ± 0,04 Bq/kg	1 g

TABLE 4.8 – Niveaux de radiopureté mesurés par spectrométrie γ du verre et des différents composants des tubes R5912MOD de Hamamatsu, et leur poids dans un PM [100].

détecteur. Les contrôles HPGe avaient révélé par exemple une activité de 1400 ± 500 mBq/kg en ²¹⁴Bi dans certaines résistances CMS ou un niveau de contamination de 48 ± 5 mBq/kg en ²⁰⁸Tl dans les capacités découplage [99]. Bien que le poids de chaque pièce soit de l'ordre de quelques grammes par PMs, l'activité sommée des composants de tous les circuits dans SuperNEMO, environ ~ 10000 , devient importante.

Dans NEMO 3, le pont diviseur de tension est soudé directement sur le culot du PM. La capacité de découplage a été donc extraite du circuit principal pour être placée à l'extérieur du détecteur afin de retirer sa contribution dans la radioactivité. Une autre solution envisageable pour SuperNEMO est un fonctionnement du PM en polarité négative où la capacité de découplage anodique n'est plus nécessaire (Fig. 6.6 page 185). Dans cette configuration, un potentiel positif très élevé est appliqué à la photocathode. Il faut alors veiller à ce qu'il n'y ait aucun métal à proximité de la fenêtre d'entrée des PMs pour éviter de bruyier les signaux ou dégrader la photocathode (Sec. 6.1.3).

Des études concernant l'optimisation de la répartition des tensions dans les ponts ont été faites pour les PMs XP1886 de Photonis (Sec. 6.2.3) et sont maintenant en cours avec les PMs R5912MOD de Hamamatsu (Sec. 7.1.2). Dès que la configuration finale sera fixée, le contrôle et la sélection des composants finaux pourront être lancés.

4.3.4 Bilan & perspectives

Suite à l'arrêt définitif de la construction des PMs par Photonis en 2009, le verre de très basse radioactivité mis au point durant la R&D SuperNEMO n'a pas pu être utilisé pour construire une première ampoule. A ce jour, aucun accord n'a été établi entre Hamamatsu et Prime Verre pour un transfert de leur formulation. Il est cependant important de souligner que ces développements auront montré la faisabilité d'un verre dont la radioactivité satisfait les critères requis pour SuperNEMO. La radiopureté atteinte inégale d'un ordre de grandeur les niveaux de celle des PMs dits actuellement de basse radioactivité.

La collaboration SuperNEMO se dirige maintenant vers un PM 8" de Hamamatsu, le R5912MOD. Les résultats des dernières mesures HPGe réalisées au CENBG avec les différents composants de ce PM sont présentés dans le tableau 4.8. Bien que les critères de radiopureté du verre ne sont pas encore atteints, les niveaux massiques mesurés sont déjà meilleurs que dans NEMO 3. On notera que parmi les éléments internes du R5912MOD, la céramique utilisée présente des contaminations équivalentes à celles mesurées du PM XP1886.

La radioactivité totale d'un tube R5912MOD peut être extrapolée à partir de ces données, en tenant compte de la masse de chaque matériau dans le PM (Tab. 4.9). Ce calcul montre que

	Poids	A(⁴⁰ K)	A(²¹⁴ Bi)	A(²⁰⁸ Tl)
1 × PM 3" NEMO 3	0,23 kg	340 mBq	80 mBq	5 mBq
1 × PM 5" NEMO 3	0,39 kg	530 mBq	240 mBq	14 mBq
1 × PM 8" SuperNEMO	0,96 kg	583 mBq	127 mBq	20 mBq
PMs NEMO 3 (322 × 3" + 1040 × 5")	590 kg	830 Bq	300 Bq	18 Bq
PMs / module SuperNEMO (482 × 8")	470 kg	286 Bq	62 Bq	9,8 Bq

TABLE 4.9 – Radioactivité des PMs de NEMO 3 et de SuperNEMO, et somme de leur contribution dans les deux détecteurs.

les activités des trois principaux contaminants du PM R5912MOD sont attendues comparables à celles d'un PM 5" de NEMO 3, alors que la masse du PM 8" est 2,5 fois plus élevée. Puisque le nombre de PMs dans un module SuperNEMO est inférieur à celui dans NEMO 3, leur contribution à la radioactivité du détecteur sera plus faible. L'objectif d'une diminution d'un ordre de grandeur de la radioactivité des PMs avec SuperNEMO n'est donc pas encore atteint, mais les progrès réalisés ont permis d'améliorer jusqu'à un facteur 5 la radioactivité en ²¹⁴Bi. Puisque cet isotope est un descendant du radon ²²²Rn, on peut probablement supposer que l'émanation de ce gaz par le PM est réduite de façon comparable.

Chapitre 5

R&D Scintillateurs

– Viewing the luminous screen surface with a magnifying glass gave the impression of as if one is looking through a telescope and sees the individual stars glittering and then quickly disappearing in the black background.

J. Elster and F. Giesel

Sommaire

5.1	Physique de la scintillation	130
5.1.1	Mécanismes de scintillation	130
5.1.2	Propriétés des scintillateurs organiques	133
5.2	R&D Scintillateurs liquides	137
5.2.1	Le LAB	138
5.2.2	Mécanique pour le conteneur	140
5.2.3	R&D sur la composition du scintillateur	144
5.2.4	Scintillateurs liquides en format 8"	150
5.3	R&D Scintillateurs Plastiques	152
5.3.1	Introduction à la R&D scintillateurs plastiques	152
5.3.2	R&D sur la géométrie des scintillateurs	154
5.3.3	R&D sur l'état des surfaces des scintillateurs	166
5.3.4	R&D sur l'habillage des scintillateurs	170
5.3.5	Bilan de la R&D scintillateur plastique	174

Les scintillateurs sont des matériaux émettant des flashes de lumière suite à l'absorption de rayonnements ionisants. Couplés à un photodétecteur, ils offrent un moyen remarquable de mesurer l'énergie des rayonnements car l'intensité du signal lumineux est proportionnelle à l'énergie déposée.

Les scintillateurs organiques sont des matériaux peu denses, de numéro atomique faible, et présentent des niveaux de radiopureté excellents (Sec. 4.2). Ce type de scintillateur est donc parfaitement adapté à la caractérisation des électrons émis lors des décroissances double bêta.

Plusieurs centaines de compteurs à scintillation seront mis en place dans chaque module de SuperNEMO. Ils seront formés par l'assemblage d'un volume de scintillateur organique d'environ 5 dm³ avec un photomultiplicateur (PM) hémisphérique de dimension 8". La collaboration SuperNEMO cherche à améliorer la résolution en énergie de ce type de

calorimètre en visant un objectif de 7 % FWHM pour des électrons de 1 MeV. Les travaux de R&D concernant les scintillateurs visent à augmenter la production de lumière, et comprendre le transport des photons dans le scintillateur pour améliorer leur collection vers le PM.

Suite à une revue des mécanismes à l'origine de la scintillation et des principales caractéristiques des scintillateurs organiques, les résultats des développements réalisés d'une part avec des scintillateurs liquides, et d'autre part avec des blocs plastiques, seront présentés.

5.1 Physique de la scintillation

La scintillation est une forme de luminescence, une émission de lumière d'origine non thermique, par opposition à l'incandescence. Elle est observée lors du passage de rayonnements ionisants dans la matière, on parle ainsi de radioluminescence. L'énergie perdue par les rayonnements lors de leurs interactions avec la matière est transférée aux atomes ou molécules du milieu sous forme d'énergie d'excitation qui est ensuite dissipée par émission de photons. Les rayonnements incidents peuvent également produire des rayonnements secondaires comme des électrons par ionisations ou des rayons X par Bremsstrahlung qui contribuent également aux excitations atomiques ou moléculaires du scintillateur.

La scintillation a été mise en évidence en 1903 par Friederich Oskar Giesel en observant la fluorescence d'une structure cristalline de sulfure de zinc (ZnS), la sphalérite, exposée à la radioactivité α . Il remarqua que l'émission lumineuse n'était pas continue et qu'il pouvait distinguer des vacillements [101]. Sir William Crookes proposa rapidement un dispositif associant une lentille à un écran de ZnS pour observer ce phénomène : le spinthariscopes, premier ancêtre des compteurs à scintillation où l'œil remplaçait le PM [102].

5.1.1 Mécanismes de scintillation

Les deux grandes familles de scintillateurs, inorganiques et organiques, se différencient par les mécanismes de radioluminescence mis en jeu, conséquence directe de leurs différentes compositions atomiques ou moléculaires.

Scintillateurs inorganiques

Les scintillateurs inorganiques sont des cristaux aux propriétés semi-conductrices. La structure cristalline confère aux électrons des niveaux d'énergie en bande, séparés par des intervalles de niveaux interdits. Lorsque le gap en énergie E_G qui sépare la bande de valence de la bande de conduction n'est pas trop important (≤ 5 eV), l'interaction des rayonnements ionisants dans le cristal provoquent des transitions entre les deux bandes, conduisant à la formation de paires électron-trou.

Les impuretés et les défauts ponctuels du cristal (déformation, dislocation, lacune, ...) amènent des niveaux d'énergie intermédiaire entre les deux bandes (Fig. 5.1). Les électrons se propagent dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence jusqu'à être capturés par les impuretés. L'émission radiative est produite par la désexcitation de l'impureté à une énergie $E < E_G$. Le scintillateur est par conséquent transparent à sa propre lumière. Le temps de migration des électrons et des trous vers les imperfections est très rapide ($< 10^{-10}$ s) si bien que la durée de vie des niveaux excités des impuretés, de l'ordre de 10^{-7} s, détermine le temps de décroissance du scintillateur. Différentes constantes de temps peuvent apparaître lorsqu'il y a plusieurs types de défauts.

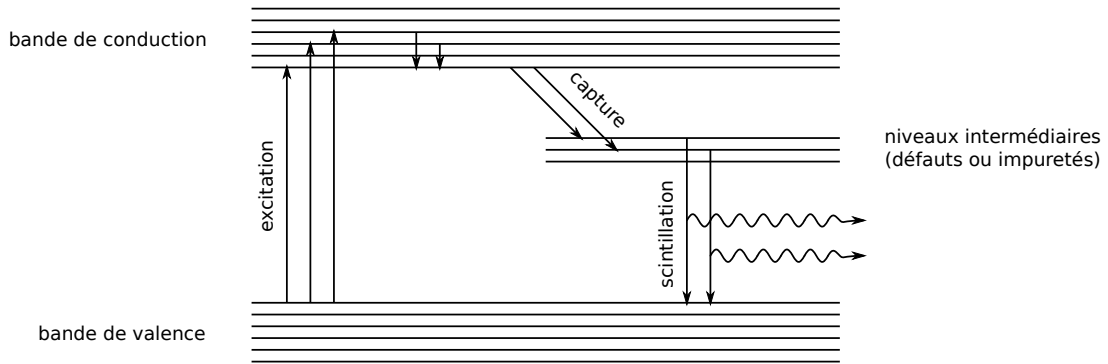


FIGURE 5.1 – Niveaux d'énergie d'un réseau cristallin inorganique et de ses impuretés. Les excitations du cristal migrent au niveau des impuretés où a lieu l'émission.

La plupart des scintillateurs inorganiques sont des cristaux alcalins halidés dopés, comme le NaI(Tl) très répandu, ou des cristaux composés de minéraux tel le germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO). Avec des densités typiquement proches ou plus grandes que $5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et des rendements de scintillation de l'ordre de 30000 à 40000 photons/MeV, ils sont appropriés à la spectrométrie γ car ils associent une haute efficacité de détection à ces rayonnements (Z élevée) et une excellente résolution en énergie.

Scintillateurs organiques

Dans le cas des scintillateurs organiques, la radioluminescence est provoquée par l'excitation puis désexcitation de molécules, et non d'atomes. Ce sont les électrons π délocalisés dans les liaisons carbone-carbone doubles ou triples qui sont sollicités. Chaque molécule peut être considérée comme individuelle, raison pour laquelle les propriétés optiques des scintillateurs organiques ne varient pas suivant leur état physique, *ie.* plastique, liquide ou cristallin.

Les transitions ont lieu entre les états singulets S_{ij} d'excitation électronique i ($\Delta E \sim 1 \text{ eV}$) et vibrationnelle¹ j ($\Delta E \sim 0,1 \text{ eV}$). Ces états sont schématisés sur la figure 5.2 par un diagramme de Jablonski. Les transitions des électrons π depuis leur état fondamental S_{00} vers des niveaux d'excitation électronique supérieurs comme S_{1j} peuplent majoritairement des niveaux vibrationnels excités $j \neq 0$ (principe de Franck-Condon). La désexcitation s'établit ensuite en trois étapes :

- les électrons subissent tout d'abord une relaxation très brève ($\sim \text{ps}$) vers l'état vibrationnel fondamental $S_{1j} \rightarrow S_{10}$,
- s'ensuit la désexcitation électronique par fluorescence rapide ($\sim \text{ns}$),
- le retour à l'état fondamental se fait également vers un état vibrationnel excité, il est donc accompagné d'une deuxième relaxation vibrationnelle.

A cause de pertes non radiatives lors des relaxations vibrationnelles, l'énergie rayonnée

1. Les états d'excitation rotationnelle se manifestent sur une échelle d'énergie négligeable ($\Delta E \sim 0,01 \text{ eV}$) comparée aux excitations électroniques et vibrationnelles

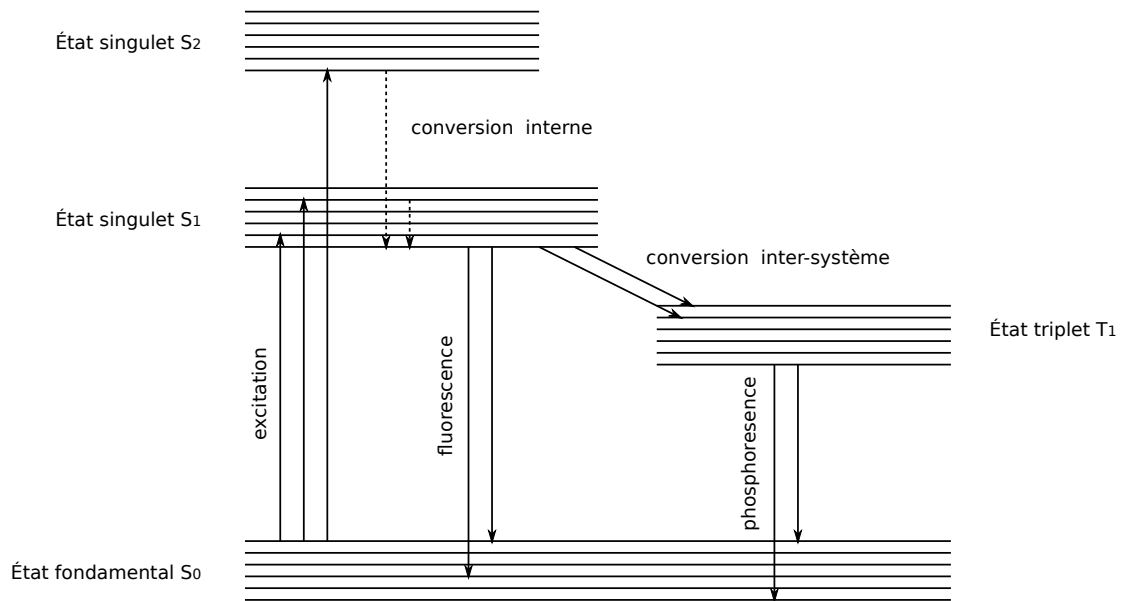


FIGURE 5.2 – Diagramme de Jablonski représentant les différents états d'excitation d'une molécule organique et les transitions possibles entre ces états.

est plus faible que l'énergie absorbée. Ce phénomène appelé décalage de Stokes est à l'origine de la transparence du scintillateur à la lumière émise par luminescence.

Un état singulet excité peut passer vers un état triplet (Fig. 5.2). Ce processus nommé conversion intersystème, implique un changement de spin et est favorisé en présence d'atomes lourds par couplage spin-orbite. Puisque les transitions $T_{10} \rightarrow S_{00}$ sont interdites par les règles de sélection de spin, la désexcitation des états triplets se fait par collision moléculaire du type $T_{10} + T_{10} \rightarrow S_{00} + S_{10}$. La composante de fluorescence est alors retardée de quelques microsecondes à quelques secondes, voire plus, on parle alors de phosphorescence.

L'énergie d'excitation d'un état singulet peut également être transférée par collision vers une molécule différente, puis dissipée sous forme non radiative (phonons) s'il s'agit d'une impureté. Cela entre en compétition avec la fluorescence et donc, contrairement aux scintillateurs inorganiques, les impuretés constituent une source de dégradation du rendement lumineux des scintillateurs organiques.

Les scintillateurs organiques purs émettent des photons ultraviolets avec un rendement limité. L'émission de photons est généralement amplifiée par l'ajout de soluté ayant une meilleure efficacité de fluorescence comme le PPO (2,5-biphenyloxazole) ou le pTP (paraterphenyl). L'énergie d'excitation est dans ce cas transférée du solvant au soluté par interaction dite de Fröster (interaction dipôle-dipôle) et la scintillation provient alors du soluté ce qui améliore le rendement. Un soluté secondaire est couramment utilisé pour décaler la longueur d'onde des photons par photoluminescence. En déplaçant le spectre de l'ultraviolet vers le visible, on l'ajuste mieux à la sensibilité de la plupart des photo-détecteurs. Il en existe différents types, chacun couvrant des domaines spécifiques d'absorption et d'émission en longueur d'onde. Le POPOP (1,4-di-(2-(5-phenyloxazolyl))-benzene) et l'OB

(2,5-thiophenediylbis(5-tert-butyl-1,3-benzoxazole)) ont été utilisés au cours des travaux de R&D au CENBG.

Les spectres de luminescence des différents agents nommés précédemment sont représentés sur la figure 5.3 [103]. Ils montrent tous des pics associés aux désexcitations des molécules vers les états d'excitation vibrationnelle variés de l'état fondamental électronique (S_{0j}). Les profils sont similaires car ces agents possèdent une structure moléculaire assez proche, avec des groupes organiques en commun comme le phényl ou l'oxazole. La longueur de leurs chaînes est cependant différente, ce qui affecte les fréquences de vibration et est à l'origine du déplacement en longueur d'onde observé des spectres d'émission.

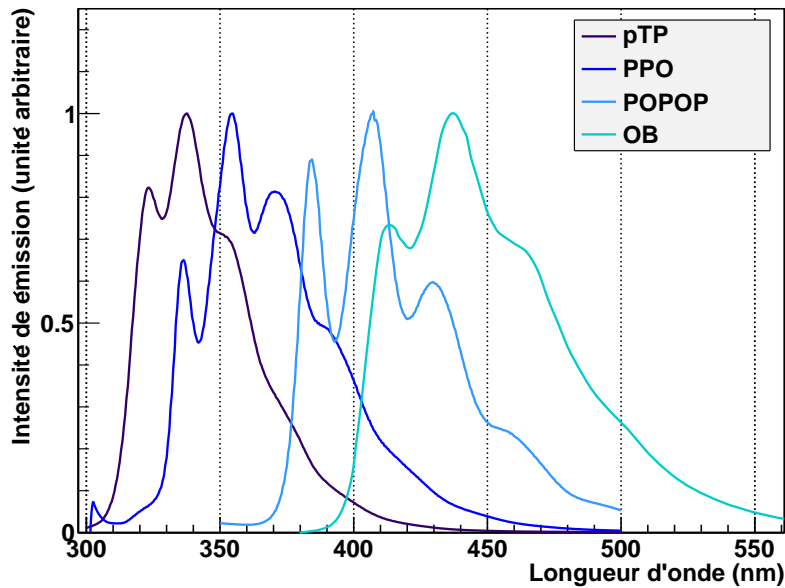


FIGURE 5.3 – Spectre en longueur d'onde de la fluorescence de divers solutés.

Avec une densité de l'ordre du g.cm^{-3} , les scintillateurs organiques ne sont pas aussi efficaces à la spectrométrie γ que les scintillateurs inorganiques. Mais grâce à leur faible numéro atomique Z , ils provoquent peu de rétrodiffusions des particules légères, et sont mieux adaptés à la détection d'électrons. Ils sont également très sensibles aux neutrons avec la présence de nombreux atomes d'hydrogène. Leur réponse très rapide permet des mesures de temps de vol ou d'événements en coïncidence. Ils ont beaucoup d'avantages d'un point de vue pratique : disponible en grand volume, facilement usinables et peu coûteux.

Pour toutes ces raisons, les scintillateurs de type organique sont pleinement appropriés pour le calorimètre de SuperNEMO. La section qui suit aborde plus en détails les caractéristiques de leur réponse aux rayonnements ionisants.

5.1.2 Propriétés des scintillateurs organiques

Interaction des électrons dans les scintillateurs organiques

Les électrons dans la matière interagissent avec le noyau des atomes ou leur cortège électrique. La répulsion coulombienne des noyaux provoquent plutôt des diffusions élastiques,

les électrons ne perdent pas ou très peu d'énergie. Les interactions avec le cortège électronique des atomes sont par contre de type inélastique, elles sont prépondérantes dans le cas des scintillateurs organiques.

Les collisions élastiques de particules chargées sur les noyaux ont été décrites par Rutherford en 1911 [104]. Par leur faible masse, les électrons sont relativistes dès qu'ils atteignent une énergie cinétique de quelques centaines de keV ($\beta = v/c = 0,1$ à 2,6 keV). De ce fait, la cinématique doit être traitée dans le cadre de la relativité restreinte. Cela aboutit à la formule de Darwin-Rutherford (Equ. 5.1) qui donne la section efficace de diffusion inélastique dans un angle θ . Les électrons sont d'autant plus déviés que le numéro atomique du noyau Z est élevé, ce qui peut conduire à des rétrodiffusions.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DR} = (1 - \beta^2) \left(\frac{Ze^2}{2\beta^2 m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (5.1)$$

avec e et $m_e c^2$ la charge électrique et la masse de l'électron. Les collisions sur le nuage électronique provoquent des excitations et ionisations et sont donc inélastiques. La traditionnelle formule de Bethe-Bloch fournissant la perte en énergie des particules chargées dans la matière n'est pas applicable aux électrons à cause de leur faible masse. De plus, l'interaction d'un électron projectile sur le cortège électronique des atomes doit tenir compte des effets quantiques qui rend les particules indiscernables lors des collisions électron-électron. En combinant les sections efficaces de diffusion inélastique Möller et élastique Mott [105], le pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons d'énergie cinétique T dans un milieu à N atomes par unité de volume de numéro atomique Z s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = -\frac{2\pi e^4 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{T(T + m_e c^2)}{2m_e c^2 I^2} + F^-(T) - \delta \right) \quad (5.2)$$

$$\text{où } F^-(T) = (1 - \beta^2) + \frac{1}{(T + 1)^2} \left(\frac{T^2}{8} - (2T + 1) \ln 2 \right) \quad (5.3)$$

avec δ un terme correctif pour les effets densité de charge et I est le potentiel d'excitation moyen dont la valeur dépend de la composition atomique ou moléculaire des matériaux. Il vaut environ 65 eV pour les scintillateurs plastiques à base de polystyrène (PS) ou de polyvinyltoluène (PVT).

Les électrons perdent également de l'énergie par rayonnement de freinage Bremsstrahlung. Ce rayonnement émis en X apparaît à chaque changement de vitesse des électrons, aussi bien en direction qu'en norme. Le pouvoir d'arrêt radiatif est donné par la relation suivante :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4ENZ^2 \alpha r_e^2 \left(\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{1}{18} \right) \quad (5.4)$$

avec la constante de structure fine $\alpha = \frac{1}{137}$ et $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,8$ fm le "rayon classique" de l'électron. Le relation entre la perte d'énergie des électrons par radiation et par ionisation peut s'écrire :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \approx \frac{EZ}{800} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \quad (5.5)$$

Le pouvoir d'arrêt total d'un matériau aux électrons est alors la somme des contributions des pertes collisionnelles et radiatives :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (5.6)$$

Les pouvoirs d'arrêt collisionnel, radiatif et total des électrons dans un scintillateur en PS sont représentés sur la figure 5.4-a (source ESTAR²). Dans le détecteur SuperNEMO, les électrons émis par les décroissances $\beta\beta$ seront détectés à des énergies cinétiques inférieures ou égales à 3 MeV avec le ^{82}Se , et jusqu'à 4,5 MeV dans le cas ^{48}Ca . Les pertes dans le scintillateur sont à ces énergies exclusivement de type collisionnelles.

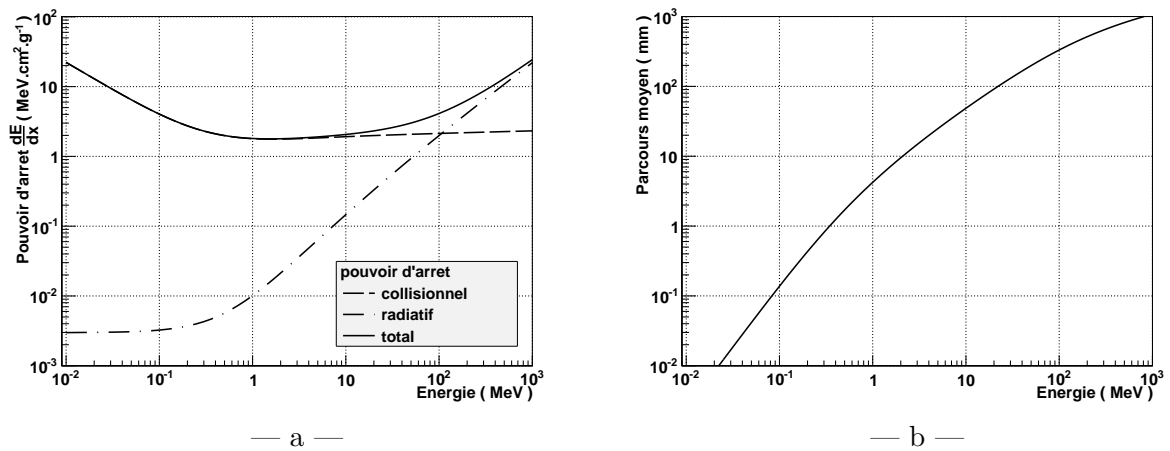


FIGURE 5.4 – Pouvoir d'arrêt (a) et parcours moyen (b) des électrons dans un scintillateur plastique en polystyrène.

Le parcours moyen des électrons dans le PS est donné sur la figure 5.4-b. Il a été estimé par intégration du pouvoir d'arrêt total en supposant que le ralentissement est continu, approximation dite CSDA (Continuous Slowing Down Approximation). Les électrons de 3 MeV parcourent en moyenne 1,5 cm dans le PS, par conséquent une épaisseur minimale de 2 cm de scintillateur plastique suffit pour arrêter les électrons jusqu'à cette énergie. Cette valeur est surestimée car la trajectoire des électrons étant erratique, la profondeur de pénétration est plus faible que le parcours moyen.

Interaction des rayonnements γ dans les scintillateurs organiques

Les rayonnements γ interagissent dans la matière par effet photoélectrique, effet Compton et production de paires e^+/e^- . La figure 5.5-a donne pour le polystyrène les coefficients d'atténuation correspondants. Le processus le plus probable pour des rayonnements γ de quelques MeV est la diffusion Compton, le milieu n'étant pas assez dense pour la création de paire. Ces rayonnements ne déposent ainsi qu'une partie de leur énergie.

Par ailleurs, les photons γ interagissent dans tout le volume du scintillateur, et non proche de la face d'entrée comme c'est le cas avec les électrons. La mesure en énergie est altérée puisque l'efficacité de collection des photons de scintillation vers le PM est différente suivant

2. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

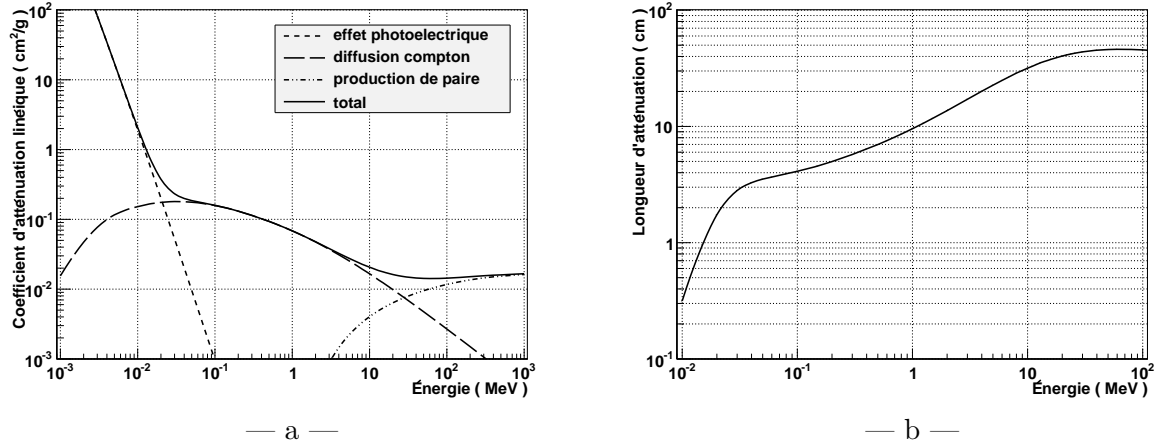


FIGURE 5.5 – Coefficients d’atténuation linéique (a) et longueur d’atténuation (b) des rayonnements γ dans le polystyrène.

le point d’interaction. Ainsi, pour un dépôt d’énergie fixe, un rayonnement γ interagissant près de la photocathode donnera un signal plus intense qu’à l’entrée du scintillateur et paraîtra plus énergétique.

Ces deux effets cumulés font que le scintillateur a plutôt un rôle de marqueur (“tagging”) que de calorimètre aux photons. La longueur d’atténuation³ du polystyrène est représentée figure 5.5-b, elle vaut 10 cm pour des γ de 1 MeV.

Rendement de scintillation des scintillateurs organiques

La réponse lumineuse L des scintillateurs est globalement proportionnelle à l’énergie perdue E par les rayonnements. Le rendement de scintillation L_0 est défini comme la quantité de photon produite par unité d’énergie déposée $L_0 = L/E$. Cette relation de proportionnalité n’est plus valable pour des particules chargées de basse énergie lorsque leur perte en énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ devient grande. En effet, le taux d’interaction avec la matière arrive à saturation, et la scintillation aussi. Cet effet est plus marqué avec les scintillateurs organiques du fait de leur faible densité. Pour corrélérer cette non-linéarité, Birks proposa la loi suivante entre luminescence spécifique $\frac{dL}{dx}$ et pouvoir d’arrêt $\frac{dE}{dx}$ [106] :

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} = \begin{cases} L_0 \frac{dE}{dx} & \text{pour } \frac{dE}{dx} \text{ faible (à haute énergie)} \\ \frac{L_0}{k_B} & \text{pour } \frac{dE}{dx} \text{ élevé (à basse énergie)} \end{cases} \quad (5.7)$$

La constante de Birks k_B déterminée expérimentalement rend compte de cette saturation, elle est de l’ordre de $0,01 \text{ g.MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ pour les scintillateurs plastiques [107]. Pour de grands dépôts d’énergie, l’expression précédente devient une constante $\frac{L_0}{k_B}$ indépendante de $\frac{dE}{dx}$.

Ce phénomène apparaît pour des électrons de basse énergie, d’une centaine de keV et moins [108], mais il est systématiquement présent avec les rayonnements α très ionisants.

3. Distance moyenne au bout de laquelle $\sim 63\%$ des rayonnements ont interagi.

Par conséquent, la réponse lumineuse du scintillateur organique est plus intense pour des électrons que pour des rayonnements α à même énergie, typiquement 8 à 10 fois plus avec les scintillateurs plastiques.

Les sources d'inhibition de la scintillation

L'inhibition ou "quenching" de la scintillation regroupe tous les phénomènes induisant une diminution de la luminescence. Ils sont provoqués, pour la plupart, par des dissipations d'énergie sous forme de phonons ou de chaleurs. L'origine est soit interne aux solvants et solutés, soit externe avec la présence d'impuretés.

Dans le cas interne, ce sont des dissipations de l'énergie d'excitation du solvant ou d'un soluté par relaxation vibrationnelle ou rotationnelle. Cela intervient avant l'émission de lumière et affecte donc le rendement de scintillation. Il peut également y avoir des pertes suite à l'émission car le scintillateur n'est jamais complètement transparent à sa scintillation. Les spectres d'absorption et d'émission des agents se recouvrent en réalité légèrement et les pertes sont dues au fait que le déplacement de Stokes n'est pas efficace à 100 %. L'énergie d'excitation peut être perdue par dissipation non radiative, cela arrive avec un probabilité de 7 % pour le POPOP [84]).

Contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'intensité de la fluorescence d'un dopant n'augmente pas avec sa concentration. Cela est dû à un phénomène d'atténuation entre les molécules dopantes appelé "concentration quenching". Les processus élémentaires ne sont pas très bien connus mais il semblerait qu'une molécule fluorescente activée aurait tendance à perdre son énergie d'excitation par voie non radiative en présence de molécules identiques.

Les impuretés présentes dans les scintillateurs sont responsables de l'inhibition d'origine externe, elles peuvent absorber la lumière puis se désexciter de façon non radiative. De tels agents sont dit colorés. Cet effet est amplifié par des transferts d'énergie directs entre les molécules du scintillateur et ces molécules nuisibles.

5.2 R&D Scintillateurs liquides

Les scintillateurs organiques liquides ont été un type de scintillateur candidat pour le calorimètre de SuperNEMO. La phase liquide garantit une composition moléculaire parfaitement homogène, une densité faible (moins de rétrodiffusion des électrons) et une grande transparence. Les scintillateurs liquides sont très faciles à fabriquer et moins chers que les scintillateurs plastiques. S'il existe des signes de vieillissement du scintillateur dans le temps, le renouvellement est moins onéreux et réalisable rapidement sans paralyser l'expérience, avec un système de canalisation par exemple.

L'utilisation de scintillateurs liquides dans SuperNEMO implique, en plus des critères requis au niveau des performances, des développements spécifiques sur la mécanique d'un tel calorimètre. Le conteneur qui dicte la taille et la géométrie du volume scintillant, doit être pourvu d'une fenêtre d'entrée aux électrons de quelques dizaines de keV. La face de sortie du conteneur doit être transparente aux photons de scintillation pour le PM. Dans les deux cas, l'étanchéité au liquide doit être préservée.

Cette section résume les développements réalisés au CENBG pour proposer une solution complète de calorimètre à scintillation liquide à base d'alkylbenzène linéaire. Ce solvant sera nommé par la suite sous son acronyme anglais LAB (Linear Alkyl Benzene).

5.2.1 Le LAB

Propriétés physico-chimiques du LAB

Le LAB a pour formule $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ ($n = 10 - 13$). La structure de sa molécule est reproduite sur la figure 5.6. Il s'agit d'un cycle de benzène sur lequel est fixé une chaîne alkyle.

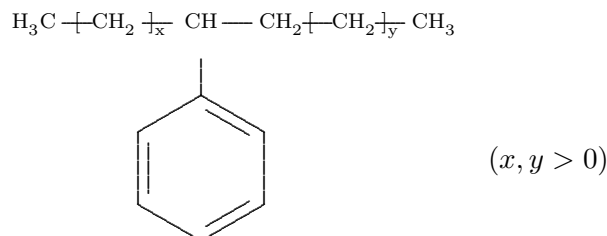


FIGURE 5.6 – Molécule de LAB.

Le LAB est à la base un intermédiaire dans la fabrication des détergents modernes biodégradables. Il est peu cher car produit en très grande quantité par les industries pétrochimiques. Ce solvant est inodore et beaucoup moins toxique que la plupart des autres solvants traditionnels de la scintillation liquide comme le toluène, le xylène, le phénylcyclohexane, ... Le point d'éclair⁴ du LAB est à 130 °C, donc suffisamment élevé pour ne pas s'exposer à des dangers.

Il s'avère que de nombreux matériaux en contact avec le LAB subissent des dégradations chimiques qui apparaissent sur des échelles de temps plus ou moins longues. Une série de tests de compatibilité a été menée en collaboration avec le LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Orsay) sur des matériaux polymères susceptibles d'être en contact avec le scintillateur liquide dans SuperNEMO : plastiques, colles et joints. Les expériences ont consisté à tremper les matériaux dans du LAB et noter les éventuelles altérations sur plusieurs semaines d'observation. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.1.

De nombreuses bases de polymères comme le polystyrène, le polyvinyle, le polypropylène et le polyéthylène ont montré des signes de dégradations très importants, ce qui écarte leur utilisation en contact direct avec le liquide dans SuperNEMO. Les colles testées et surtout le joint RTV615, un des éléments essentiels pour l'étanchéité, ont présenté une bonne stabilité.

Propriétés optiques du LAB

Le LAB est capable de scintiller grâce au cycle aromatique présent dans sa molécule. A l'état pur, le LAB scintille à faible intensité et son émission se situe dans l'ultraviolet autour de 350 nm. Des additifs fluorescents comme le PPO et le POPOP sont nécessaires pour augmenter son rendement et déplacer le spectre dans le visible.

L'indice de réfraction du LAB à 20 °C vaut 1,48 à 589,3 nm, il est très proche de celui du verre des PMs à 1,49 ce qui est parfait pour le couplage optique entre les deux.

Une propriété remarquable du LAB est sa transparence dans le visible. Sa longueur d'atténuation a été estimée à partir de la densité optique⁵ mesurée par la collaboration SuperNEMO à l'aide d'un spectrophotomètre (Fig. 5.7). Elle varie de quelques mètres entre

4. température minimale d'un corps à laquelle les vapeurs produites s'enflamment sous l'effet d'une source de chaleur (mais pas suffisamment pour entretenir la combustion)

5. La relation entre la longueur d'atténuation L et la densité optique D dans un matériau pour un chemin de longueur X est donnée par l'expression $L = \frac{X}{D} \log(e)$.

Matériau	Compatibilité avec le LAB
Plastiques	
polystyrène (PS)	fissurations immédiates
polyvinyle (PV)	dissolution lente
polypropylène (PP)	dégradation sur 4 μm
Téflon ou polytétrafluoroéthylène (PTFE)	OK
Delrin ou polyoxyméthylène (POM)	OK
polyméthacrylate de méthyle (PMMA)	OK pour 100 μm *
polyéthylène (PE)	fuite constatée
PE tétraphthalate (PET)	OK
polyimide (PI)	OK
alcool éthylène-vinyl (EVOH)	compatible dès 20 μm
polychlorure de vinyle (PVC)	OK à partir de 20 μm
Colles	
Araldite 2020	OK
Stycast 1264	OK
GE RTV615	OK
Joint	
GE RTV615	OK pas de durcissement

* : certifié par l'expérience SNO+.

TABLE 5.1 – Bilan des tests de compatibilité de matériaux avec le LAB.

400 et 500 nm à plusieurs dizaines de mètres au delà. Cela justifie l'utilisation du LAB dans des expériences qui nécessitent un grand volume de détection à scintillation comme Daya-Bay [109] ou SNO+ [110]. On observe une légère perte de transparence pour des photons dont la longueur d'onde est autour de 470 nm. Ce phénomène est probablement causé par la présence en trace dans le scintillateur d'un type d'impureté colorée atténuant la lumière dans cette région du spectre et dissipant l'énergie absorbée de façon non radiative.

Inhibition de la scintillation par le dioxygène

Les molécules de dioxygène O_2 sont capables de désactiver de façon très efficace les molécules aromatiques du scintillateur liquide [111]. Le dioxygène dissous dans le scintillateur se lie au cycle aromatique A pour former des complexes $A.O_2$ ou, par transfert de charge, $A^+.O_2^-$. Il se crée un équilibre entre les états liés et les molécules libres. L'énergie d'excitation du LAB est alors très facilement transférée au dioxygène qui a ses deux premiers états excités à seulement 0,98 eV et 1,63 eV.

Plusieurs techniques existent pour éliminer le dioxygène dissous : distillation sous vide [112] ou barbotage avec un gaz inerte [113]. Cette dernière méthode a été utilisée au CENBG et sera présentée au cours de ce chapitre.

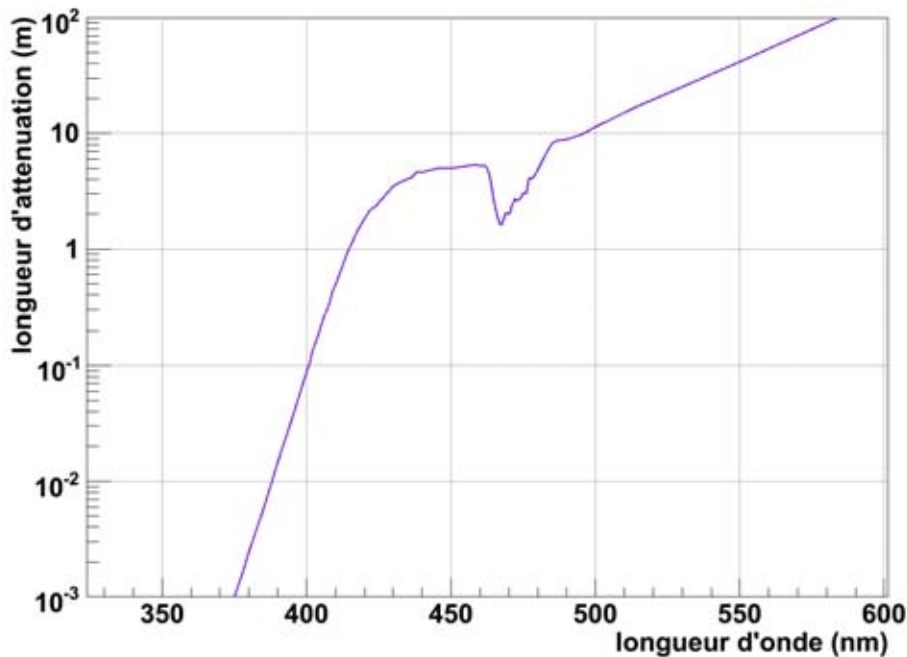


FIGURE 5.7 – Longueur d'atténuation du LAB.

5.2.2 Mécanique pour le conteneur

Fabrication des conteneurs

Le matériau choisi au CENBG pour construire les conteneurs est le Delrin car il est léger (densité de $1,42 \text{ g.cm}^3$), très facilement usinable et surtout compatible avec le LAB (Tab. 5.1). Les développements en scintillation liquide ont été faits dans un premier temps sur des petits volumes de scintillateur couplés à des PM 3". Des blocs en Delrin ont été usinés pour obtenir une fois remplis de scintillateur liquide, un volume actif de forme cylindrique avec un diamètre de 7 cm. Deux conteneurs ont été ainsi construits avec 5 et 10 cm de hauteur (Fig. 5.8-a) entre la face d'entrée et le PM. Ces conteneurs ont été utilisés pour étudier la composition des scintillateurs liquides sur des petits volumes et l'optimiser assez rapidement. Ils ont aussi servi de banc de test de référence pour l'étude des PMs 3" de Photonis lors des développements de nouvelles photocathodes (Sec. 6.2.5).

Un conteneur de plus grande taille a ensuite été conçu pour caractériser le scintillateur liquide dans une configuration plus proche de ce qu'il pourrait y avoir dans le détecteur SuperNEMO. Comme illustré sur la figure 5.8-b, le liquide est cette fois couplé à un PM 8" hémisphérique. Il forme un cylindre de 20 cm de diamètre avec une hauteur de 20 cm entre la face d'entrée et le bas du PM. Un système de bullage à l'intérieur du conteneur a été prévu pour éliminer le dioxygène du scintillateur. Il permet d'injecter un gaz neutre sous forme de bulles près de la face d'entrée et de l'extraire au niveau du PM après avoir traversé le liquide.

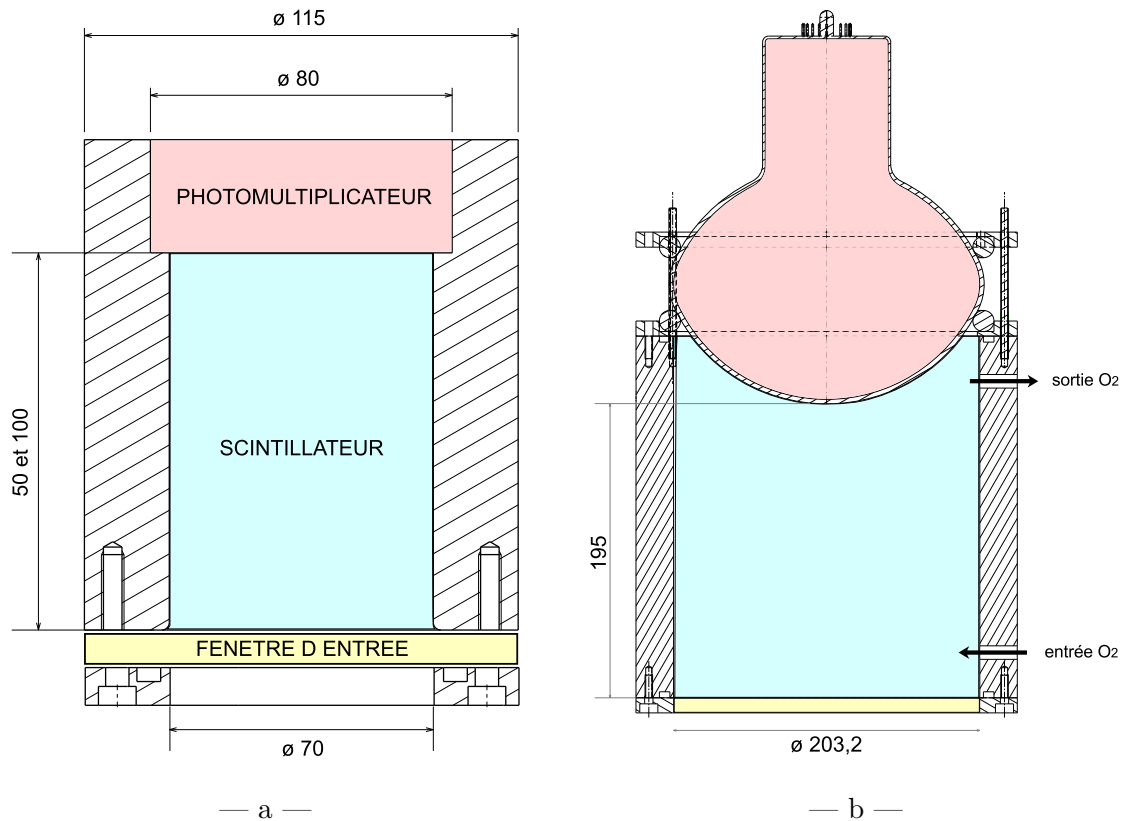


FIGURE 5.8 – Schéma des conteneurs 3" (a) et 8" (b).

La fenêtre d'entrée

Dans le cadre de SuperNEMO les problèmes mécaniques se posent surtout pour la fenêtre d'entrée des électrons dans le scintillateur liquide :

- Elle doit être solide et parfaitement étanche au LAB.
- Son épaisseur et sa densité doivent être les plus faibles possibles pour ne pas dégrader l'énergie des électrons, ainsi que l'efficacité de détection du calorimètre à cause des rétrodiffusions des électrons. Ce critère entre en conflit avec la rigidité.
- Elle doit aussi être opaque à la lumière et inclure un réflecteur pour renvoyer les photons de scintillation vers le PM.
- Enfin, les matériaux utilisés en contact avec le scintillateur doivent être compatibles à long terme avec le LAB.

La réalisation d'une telle fenêtre d'entrée est un point clé de la R&D pour un calorimètre à scintillation liquide dans SuperNEMO.

La fenêtre d'entrée à base de Kapton

Les premiers tests réalisés au CENBG ont été faits avec des films de Kapton de 25 μm d'épaisseur. Le Kapton est un matériau de type polyimide, compatible avec le LAB et très résistant à la fois chimiquement et mécaniquement, mais il est naturellement transparent (Fig. 5.9-a). Pour isoler optiquement le compteur et surtout éviter de perdre des photons de

scintillation, un réflecteur est mis sur la feuille de Kapton du côté du liquide. Il s'agit d'un dépôt de 200 nm d'aluminium formé par évaporation sous vide au CENBG (Fig. 5.9-b). La feuille de Kapton est fixée sur les conteneurs à l'aide d'une pièce en Delrin en forme d'anneau.

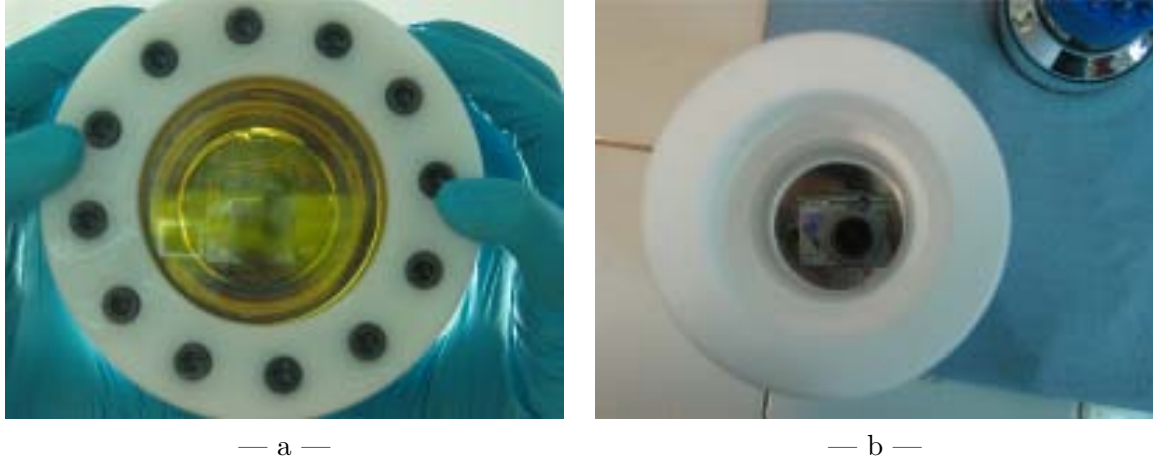


FIGURE 5.9 – La feuille de Kapton fixée sur le conteneur est jaune et transparente, le PM est visible au travers (a). Le dépôt d'aluminium sur la feuille côté liquide forme un excellent miroir (b).

Les pertes en énergie à travers la fenêtre en Kapton aluminisé ont été calculées pour des électrons de 1 MeV par simulation GEANT4. Les électrons sont envoyés à travers la fenêtre et perdent une partie de leur énergie, celle restante est représentée sur la figure 5.9 pour 10^6 électrons simulés. Elle vaut en moyenne 992 keV et dans un peu plus de 90 % des cas, la perte en énergie est inférieure à 1 %. Sur les 10^6 événements, la simulation a donné 556 cas de rétrodiffusion, soit une probabilité de 0,056 %. Ces résultats indiquent que le Kapton est parfaitement adapté pour former une fenêtre d'entrée aux électrons.

La tenue de la fenêtre sous le poids du scintillateur liquide a été étudiée par simulation mécanique, en particulier avec le conteneur 8". En effet, lorsque ce dernier est rempli de LAB, le film de Kapton est soumis à une pression de 2025 Pa. Le poids déforme la fenêtre et donne un déplacement qui atteint 9,9 mm au centre. La contrainte maximale atteinte au centre de la fenêtre vaut 25 MPa. Elle est bien inférieure à la valeur limite des contraintes élastiques du Kapton, 69 MPa, qui sépare les domaines de déformation réversible et irréversible (critère de Von Mises). Ce dispositif est par conséquent stable pour les tests des scintillateurs sur le spectromètre à électrons car les conteneurs sont utilisés à l'horizontal. Par contre, dans le détecteur SuperNEMO, les compteurs à scintillation seront placés à la verticale et les contraintes sur la fenêtre en Kapton sont dans ce cas plus complexes. Les études de tenues mécaniques réalisées au CENBG ont montré que la valeur maximale de la contrainte monte à 256 MPa, ce qui est au delà de la limite de rupture (231 MPa) [114]. La fenêtre en Kapton ne peut donc pas être retenue et une nouvelle solution a été envisagée : une fenêtre d'entrée active.

Fenêtre d'entrée active

Le concept est d'utiliser une pièce de scintillateur plastique comme face d'entrée. L'énergie perdue par les électrons en la traversant est convertie en photons de scintillation qui sont

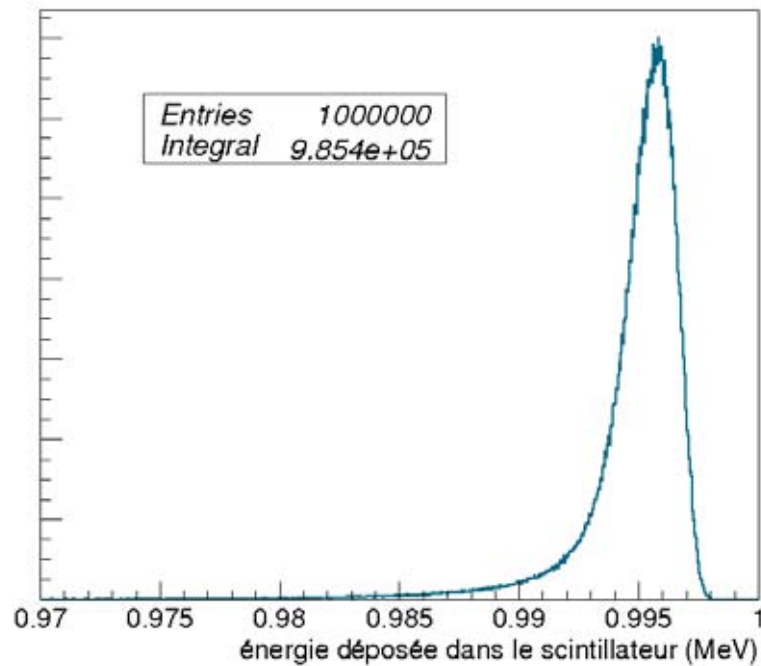


FIGURE 5.10 – Énergie déposée par des électrons de 1 MeV dans le scintillateur liquide après la traversée du film de Kapton aluminisé (simulation GEANT4).

ensuite détectés par le PM. Il est dans ce cas possible d’avoir une face d’entrée plus épaisse et donc plus solide.

En pratique, la réalisation est un peu plus complexe. Une feuille de Mylar aluminisé doit être placée sur le face extérieur du scintillateur plastique pour renvoyer les photons de scintillation produits dans le plastique vers le liquide. De plus, les bases de scintillateurs plastiques comme le PS ou PV sont fortement dégradables par le LAB (Tab. 5.1), il faut donc isoler le scintillateur de tout contact avec le liquide en préservant une bonne transparence aux photons. Un film souple et transparent en PVC est approprié, son indice optique (1,54) permet de faire une transition parfaite entre le plastique (1,58) et le LAB (1,48). L’agencement final est représenté sur la figure 5.11.

Comparaison des différentes fenêtres d’entrée

Les fenêtres ont été testées avec le conteneur 3" de 10 cm de hauteur. Le scintillateur liquide, le PM et sa haute tension restent inchangés entre les différentes mesures. Le tableau 5.2 donne la charge et la résolution en énergie du compteur à scintillation pour des électrons de 1 MeV envoyés au centre de la fenêtre d’entrée.

Le Kapton utilisé seul donne une très mauvaise résolution en énergie, 20 % FWHM, à cause de la perte des photons de scintillation à travers la fenêtre transparente. En recouvrant la surface de la feuille de Kapton avec un dépôt d’aluminium, la résolution en énergie est très bonne (7,8 %) car les photons sont mieux recyclés. La fenêtre d’entrée active, bien que dix fois plus épaisse que les autres fenêtres testées, donne des performances identiques à celles

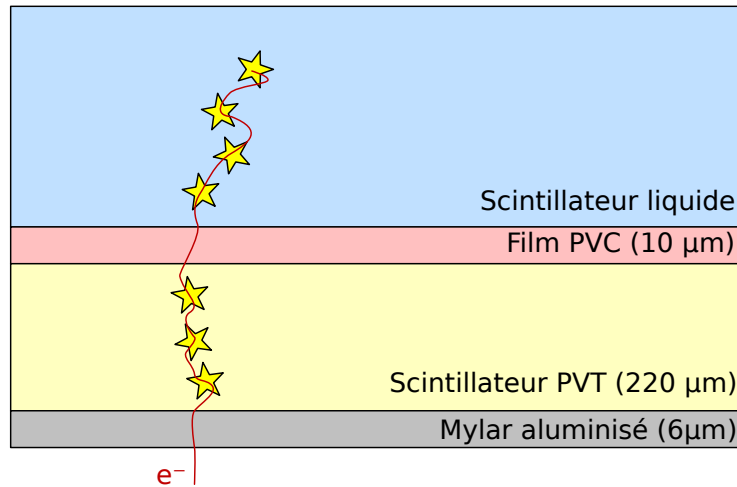


FIGURE 5.11 – Arrangement des matériaux pour la fenêtre d'entrée active.

Fenêtre	Charge	Résolution FWHM
Kapton seul ($\sim 25 \mu m$)	\times	$\sim 20 \%$
Kapton + dépôt Al ($\sim 25 \mu m$)	1,65 nV.s	$7,8 \pm 0,1 \%$
Fenêtre active ($\geq 200 \mu m$)	1,64 nV.s	$7,9 \pm 0,1 \%$

TABLE 5.2 – Comparaison des performances d'un scintillateur liquide pour des électrons de 1 MeV suivant le type de fenêtre d'entrée utilisé.

du Kapton aluminisé. Cela implique que la dégradation de la résolution en énergie provoquée par l'épaisseur du dispositif d'entrée est entièrement compensée grâce à la luminescence du scintillateur plastique. Cet agencement de matériaux solides et performants offre une issue au problème de la face d'entrée d'un scintillateur liquide à base de LAB.

5.2.3 R&D sur la composition du scintillateur

L'élaboration d'une solution de scintillateur liquide est en soi une simple tâche de dosage et de dilution des agents dans le soluté. Avec les balances modernes, l'erreur de pesée des quantités est négligeable⁶, si bien que les valeurs des concentrations seront considérées comme exactes. Le solvant est tiédi pour faciliter la dissolution des solutés et notamment des cristaux de POPOP un peu plus difficiles à mettre en solution que le PPO.

6. La préparation d'une solution de scintillateur liquide de 2,53 kg avec 0,5 % de PPO et 0,0025 % de POPOP a été fabriquée en diluant 12635,50 \pm 0,01 mg de PPO et 63,16 \pm 0,01 mg de POPOP)

Purification du LAB

La fabrication des scintillateurs liquides se fait sous hotte et les mesures en salle propre pour minimiser les contaminations par des poussières. Cependant, des particules en suspension dans les liquides ont quand même été observées avec le temps. Nous avons donc mis en place une colonne à filtre pour purifier les liquides. Deux types de filtres ont été testés, avec des pores de différentes tailles, 10 – 16 μm et 1,0 – 1,6 μm . Le tableau 5.3 montre l'effet sur la charge et la résolution en énergie mesurée avec un scintillateur liquide (LAB + PPO 0,4 %) pour des électrons de 1 MeV.

Filtration	Avant	10 – 16 μm	1,0 – 1,6 μm
Charge	1,63 nV.s	1,84 nV.s	1,89 nV.s
Résolution FWHM	7,9 \pm 0,1 %	7,7 \pm 0,1 %	7,6 \pm 0,1 %

TABLE 5.3 – Effet de la purification d'un scintillateur liquide avec deux types de filtre sur la charge et la résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV.

Après filtration, la charge contenue dans les signaux, proportionnelle à la quantité de photons de scintillation détectés, croît de plus de 10 %. Cela signifie que le scintillateur filtré donne un rendement lumineux plus élevé et/ou une meilleure transparence. Les deux catégories de filtres apportent des performances identiques. Sachant qu'il faut environ 5 minutes pour purifier 1 L de scintillateur liquide avec le filtre 10 – 16 μm et plus de 100 minutes avec le filtre 1,0 – 1,6 μm , nous avons choisi de continuer à utiliser uniquement le premier filtre, plus rapide. Tous les scintillateurs liquides testés par la suite ont systématiquement été purifiés avant les mesures.

Effet de la composition sur la résolution

La composition des scintillateurs liquides à base de LAB a déjà été étudiée auparavant dans la collaboration SuperNEMO par une équipe du JINR⁷. L'optimisation des concentrations avait abouti à un mélange comprenant 0,5 % de PPO et 0,0025% de POPOP. Il s'agit de la première composition réalisée au CENBG qui servira de référence.

Le tableau 5.4 résume les charges et résolutions mesurées pour des scintillateurs de différentes compositions. Les liquides sont testés dans le conteneur 3" de 5 cm de hauteur (Fig. 5.8-a) avec une fenêtre d'entrée en Kapton aluminisé. Le PM 3" utilisé est un prototype XP5312 de Photonis avec une photocathode améliorée (Sec. 6.2.5).

Les scintillateurs comprenant du PPO et POPOP montrent des performances assez similaires avec les trois différentes concentrations. Le second soluté testé, l'OB, possède une excellente solubilité dans de nombreux solvants, dont le LAB, d'où son intérêt. Malheureusement, le scintillateur à base de PPO + OB est moins performant, le signal est moins intense et la résolution est également dégradée. Cet effet s'explique par une mauvaise concordance du spectre d'émission du scintillateur et celui de sensibilité du PM. En effet, jusqu'à maintenant les photocathodes des PMs montraient un maximum de sensibilité entre 400 et 500 nm, correspondant parfaitement au maximum d'émission du POPOP à 415 nm ou de l'OB à 430 nm. Or les nouvelles photocathodes améliorées de Photonis se sont avérées

7. Joint Institute for Nuclear Research, Dubna (Russie)

Composition	Charge	Résolution FWHM
LAB + PPO 0,5 % + POPOP 0,0025 %	1,59 nV.s	$8,0 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 1,0 % + POPOP 0,02 %	1,65 nV.s	$7,7 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 2,0 % + POPOP 0,04 %	1,55 nV.s	$7,9 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 0,5 % + OB 0,005 %	1,38 nV.s	$8,4 \pm 0,1$ %

TABLE 5.4 – Charge et résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV mesurées avec des scintillateurs liquides de compositions et concentrations en soluté différentes.

meilleures à plus basses longueurs d’onde, avec un maximum centré autour de 400 nm et voir plus bas (Sec. 6.2.5).

Au vu de ces résultats, nous avons décidé de retirer l’agent secondaire et de n’utiliser que le soluté primaire, le PPO. En effet, la luminescence de ce dopant se situe entre 350 et 400 nm et coïncide mieux à la sensibilité des nouvelles photocathodes bialcalines (Sec. 6.2.5). Une seconde série de scintillateurs a donc été produite et testée avec différentes concentrations de PPO. Les résultats donnés dans le tableau 5.4 montrent qu’il existe une concentration optimale. La résolution mesurée à 1 MeV est identique avec 0,3 et 0,5 % de PPO puis se dégrade à concentration plus élevée. C’est une manifestation de l’inhibition de la scintillation de type “concentration quenching” (Sec. 5.1.2 page 137).

Composition	Charge	Résolution FWHM
LAB + PPO 0,3 %	1,93 nV.s	$7,5 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 0,5 %	1,91 nV.s	$7,5 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 1,0 %	1,84 nV.s	$7,7 \pm 0,1$ %
LAB + PPO 2,0 %	1,65 nV.s	$8,0 \pm 0,1$ %

TABLE 5.5 – Charge et résolution FWHM de scintillateur liquide avec PPO seul pour des électrons de 1 MeV.

Mesure des spectres d’émission et d’excitation

Pour approfondir l’interprétation des dernières mesures, les propriétés de fluorescence des différentes solutions ont été analysées à l’ICMCB⁸, un laboratoire de recherche en chimie de l’Université de Bordeaux 1. Une équipe de chercheurs y étudie les propriétés optiques des matériaux. Ils disposent d’un spectrophotomètre composé de deux réseaux de diffraction dédiés à la caractérisation de l’excitation et de l’émission de molécules fluorescentes (Fig. 5.12). Le premier réseau sélectionne un pinceau de lumière monochromatique dans le spectre d’une lampe à xénon. Ce faisceau lumineux est utilisé pour exciter les molécules étudiées. Le second réseau, couplé à un PM, permet d’analyser le spectre en longueur d’onde de la luminescence

8. Institut de la Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux

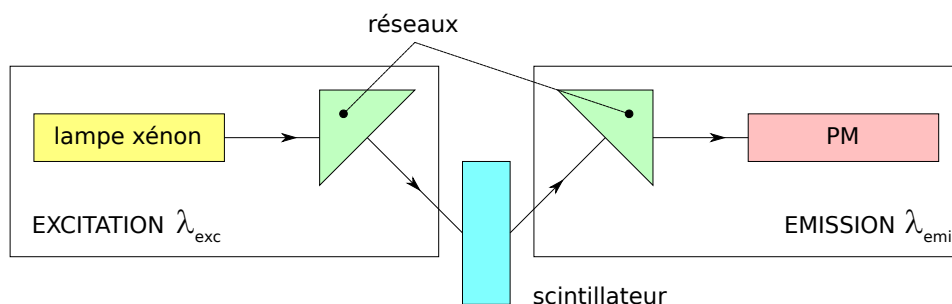


FIGURE 5.12 – Schéma du spectrophotomètre à fluorescence de l'ICMCB.

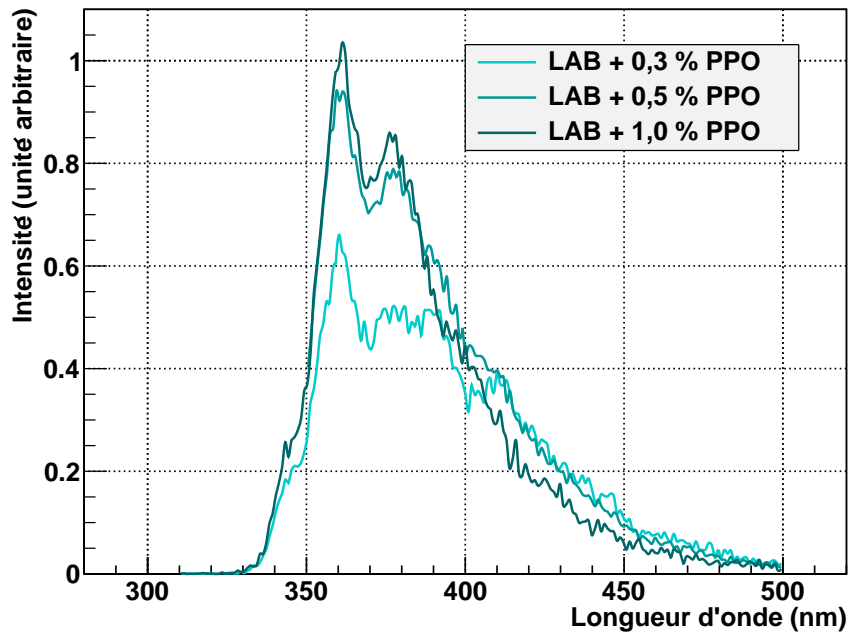
suite à l'excitation. Les deux réseaux peuvent sélectionner la longueur d'onde des photons entre 200 à 800 nm à ± 5 nm près.

Il y a deux modes de fonctionnement pour analyser soit l'émission, soit l'excitation des molécules. En mode émission, l'excitation est faite à une longueur d'onde λ_{exc} constante. Le spectre d'émission est mesuré par balayage à $\lambda > \lambda_{exc}$ avec le second réseau. Dans le mode excitation, l'émission de lumière par fluorescence est observée à une longueur d'onde λ_{emi} fixe. Elle est générée par excitation à différentes longueurs d'onde $\lambda < \lambda_{emi}$. L'émission est alors plus intense lorsque la longueur d'onde des photons d'excitation correspond à des niveaux d'excitation en énergie des molécules. Le spectre d'excitation obtenu reflète le déplacement de Stokes, c'est-à-dire l'absorption qui conduit à une réémission à plus grande longueur d'onde.

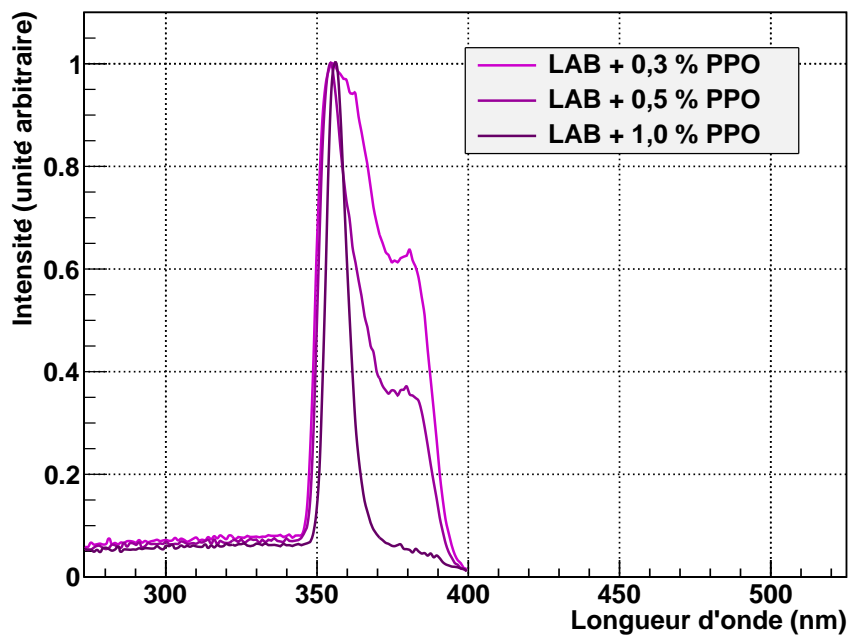
Les spectres d'excitation et d'émission de scintillateurs liquides à différentes concentrations de PPO sont représentés sur la figure 5.13. L'émission est générée par une excitation photonique à 275 nm sur un échantillon de faible volume ($10 \times 10 \times 50$ mm). Cette mesure n'est en fait pas représentative du spectre en sortie des scintillateurs car elle ne tient pas compte de l'absorption sans réémission des photons lors de leur propagation dans un grand volume de scintillateur. Or, la longueur d'atténuation du LAB varie de plusieurs ordres de grandeur autour de 400 nm, de quelques centimètres à plusieurs mètres (Fig. 5.7). Ce phénomène engendre une coupure dans le spectre en longueur d'onde de la lumière en sortie des scintillateurs vers 400 nm. Cette remarque est essentielle afin d'interpréter les spectres d'émission de la figure 5.13-a. Plus la concentration en PPO est élevée et plus l'émission est globalement intense. Cependant, en masquant la partie $\lambda < 400$ nm des spectres pour reproduire l'absorption, la situation est inversée : l'émission des scintillateurs à 0,3 % et 0,5 % de PPO sont identiques entre 400 et 500 nm et plus intenses que l'émission du scintillateur à 1,0 % de PPO. Cela est en parfait accord avec les mesures de résolution du tableau 5.5.

Les spectres d'excitation des trois solutions sur la figure 5.13-b sont un peu plus difficiles à interpréter. Le constat est qu'ils sont d'autant plus étroits que la concentration en PPO augmente. Pourtant, les niveaux d'excitation en énergie de la molécule de PPO sont bien constants et ne devraient pas changer d'une solution à l'autre. Il est donc fortement probable que le soluté absorbe bien les photons mais qu'il n'y ait pas de réémission. L'énergie d'excitation est perdue par dissipation non radiative et cet effet augmente avec la concentration du soluté.

Ces mesures ont été répétées avec le scintillateur liquide de référence et celui avec l'OB comme dopant secondaire (Fig. 5.14). L'allure de ces spectres reflète le déplacement de Stokes

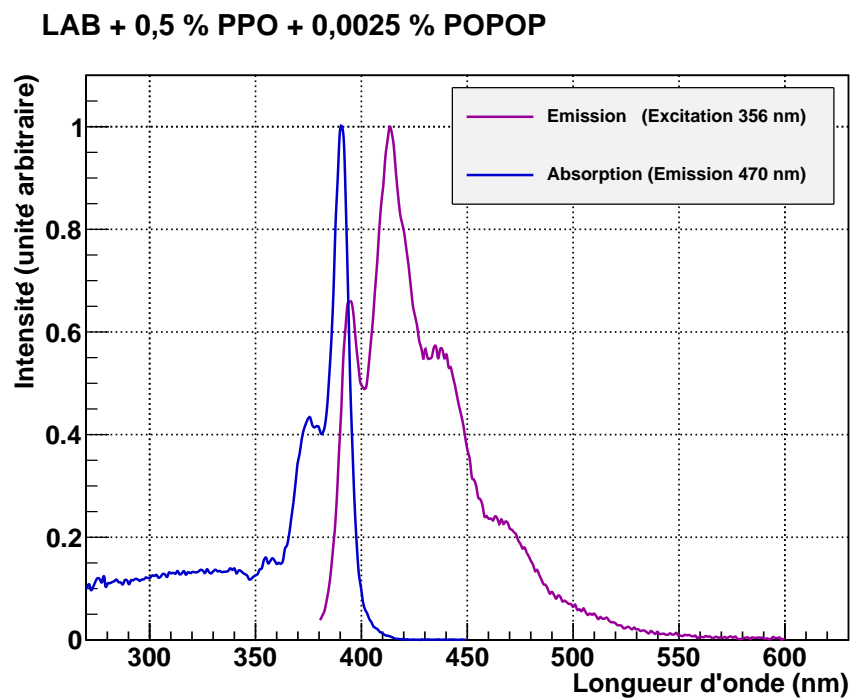
Spectre d'émission (excitation 275 nm)

— a —

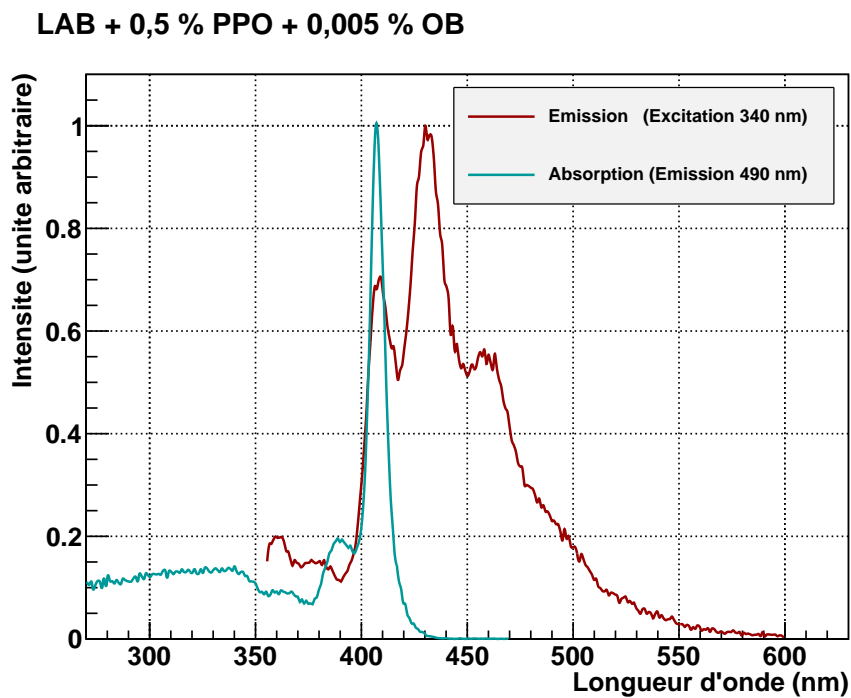
Spectre d'excitation (Emission 424 nm)

— b —

FIGURE 5.13 – Spectres d'émission (a) et d'excitation (b) de scintillateurs liquides avec trois concentrations différentes de PPO.



— a —



— b —

FIGURE 5.14 – Spectres d'excitation et d'émission a- du scintillateur liquide de référence, b- de celui avec l'OB comme agent secondaire.

du dopant secondaire. La forme du spectre de fluorescence du POPOP est reconnaissable sur le figure 5.14-a avec son maximum d'intensité à 414 nm. La molécule OB possède exactement le même profil de luminescence mais est intégralement déplacé en longueur d'onde de 16 nm. Il en est de même pour les spectres d'excitation piqués respectivement à 390 nm et 407 nm correspondant pour chaque molécule au gap d'énergie entre le niveau fondamental et le premier état excité électronique.

Dans tous les spectres qui ont été présentés, on observe systématiquement une superposition partielle des spectres d'absorption et de réémission. Les photons sont donc continuellement absorbés et réémis durant leur propagation dans le scintillateur. Ce phénomène engendre un déplacement progressif du spectre des photons vers des longueurs d'onde plus élevées.

5.2.4 Scintillateurs liquides en format 8"

Les résultats obtenus avec les scintillateurs liquides dans un conteneur 3" ont été très encourageants, à la fois sur l'aspect mécanique et sur les performances atteintes. La meilleure résolution en énergie obtenue est 7,5 % FWHM à 1 MeV avec les solutions contenant uniquement du PPO à 0,3 et 0,5 %. L'objectif fixé à mieux que 8 % dans le cadre du projet SuperNEMO est donc atteint. La R&D est arrivée au stade de l'extrapolation des tests sur un plus grand format, où le scintillateur liquide est couplé à un PM 8".

Fabrication des scintillateurs liquides

Le premier mélange qui a été testé est celui de référence (LAB + PPO 0,5 % + POPOP 0,0025 %). Pour des raisons pratiques, quatre solutions ont été fabriquées séparément puis rassemblées pour obtenir environ 12 L de scintillateur liquide. Avant de faire ce mélange final, un échantillon de chaque solution a été prélevé puis testé dans un conteneur 3". Le tableau 5.6 donne les résolutions en énergie des quatre mélanges mesurées avec des électrons de 1 MeV. Pour une raison inconnue, une des quatre solutions s'est avérée plus mauvaise que les autres, nous l'avons mise de côté pour ne pas qu'elle affecte les performances du scintillateur final. Un second scintillateur liquide a été fabriqué avec seulement du PPO à 0,3 %.

Série	Résolution FWHM
1	$8,0 \pm 0,1$ %
2	$8,0 \pm 0,1$ %
3	$8,4 \pm 0,1$ %
4	$8,0 \pm 0,1$ %

TABLE 5.6 – Résolution en énergie mesurée avec les quatre différentes solutions avant mélange pour des électrons de 1 MeV.

Comparaison des deux mélanges

Les deux scintillateurs liquides ont été testés dans le conteneur 8" avec une fenêtre d'entrée en Kapton aluminisé. Le tableau 5.7 donne un comparatif des résolutions en énergie mesurées

pour les deux scintillateurs liquides entre les deux formats 3" et 8".

Composition	Format 3"	Format 8"
LAB + PPO 0,5 % + POPOP 1,0 %	$8,0 \pm 0,1$ %	$11,7 \pm 0,2$ %
LAB + PPO 0,3 %	$7,5 \pm 0,1$ %	$10,9 \pm 0,2$ %

TABLE 5.7 – Comparaison des résolutions en énergie mesurées avec deux différentes solutions entre les format 3" et 8" pour des électrons de 1 MeV.

Pour les deux différentes compositions, le passage à 8" s'accompagne d'une forte dégradation de la résolution, d'un facteur 1,5. Ce qui signifie qu'avec le format 8", il y a 2,2 fois moins de photons détectés qu'avec le format 3". Le PM 8" utilisé pour les mesures n'est pas pourvu d'une photocathode aussi performante que les PMs 3", son efficacité quantique étant au maximum égale à 25 %, comparée à 32 % avec le XP5312. Cela n'est cependant pas suffisant pour expliquer l'écart observé. Une importante quantité de photons de scintillation disparaît donc dans le scintillateur liquide nonobstant la transparence du LAB. La cause la plus probable est la présence de dioxygène dissous dans le liquide qui diminue le rendement de scintillation, c'est pourquoi nous avons expérimenté le retrait du dioxygène sous bullage de diazote.

Élimination du dioxygène par barbotage

Le système de barbotage implémenté dans le conteneur 8" permet d'envoyer un gaz sous forme de bulle dans le scintillateur liquide (Fig. 5.8-b). Ce dispositif extrait le dioxygène dissous en saturant le liquide avec un gaz neutre, le diazote. Le bullage a été appliqué au scintillateur liquide de référence (LAB + PPO 0,5 % + POPOP 0,0025 %) durant 3 heures puis 3 jours. Les valeurs de la résolution en énergie mesurées avec le faisceau d'électrons à 1 MeV sont marquées dans le tableau 5.8. Nous avons constaté une amélioration de la résolution suite à un bullage de 3 heures et le scintillateur liquide semble être arrivé à saturation en diazote puisque la résolution en énergie est identique après 3 jours de bullage. L'opération a été répétée sur le scintillateur liquide à 0,3 % de PPO pour atteindre une résolution en énergie de $10,4 \pm 0,2$ % comparée à $10,9 \pm 0,2$ % mesurée précédemment sans le bullage. Ces résultats confirment bien l'effet inhibitif du dioxygène sur la scintillation.

Temps de barbotage	Résolution FWHM
sans	$11,7 \pm 0,2$ %
3 heures	$11,1 \pm 0,2$ %
3 jours	$11,2 \pm 0,2$ %

TABLE 5.8 – Évolution de la résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV lors de l'élimination du dioxygène par barbotage.

Conclusions

La R&D en scintillation liquide pour SuperNEMO a abouti à d'excellentes performances en format 3", à la fois sur l'aspect mécanique et sur la résolution en énergie. Cependant, le passage à un scintillateur de plus grande taille couplé à un PM 8" n'a jamais abouti à une résolution en énergie meilleure que 10 % pour des électrons de 1 MeV, malgré les améliorations par des études sur la composition, la filtration et le retrait de l'oxygène.

Des développements sur les scintillateurs plastiques ont été menés en parallèle à ces travaux. Les résultats obtenus qui seront présentés dans la partie suivante, sont apparus plus prometteurs dans le temps imparti pour la R&D. La collaboration SuperNEMO a pour cette raison fait le choix de mettre en suspens les activités de recherche en scintillation liquide pour mieux se focaliser sur la R&D avec les scintillateurs plastiques.

5.3 R&D Scintillateurs Plastiques

Les scintillateurs organiques plastiques sont, comme leurs homologues liquides, des milieux appropriés à la détection d'électrons car peu denses et de faible numéro atomique. Mais contrairement aux scintillateurs liquides, ils ne nécessitent pas de développements spécifiques en mécanique (étanchéité, fenêtre d'entrée, ...). Il s'agit d'une technologie familière de la collaboration car le détecteur NEMO 3 a nécessité le déploiement d'un calorimètre de grande envergure, composé de 1940 compteurs à scintillation, impliquant la qualification, l'assemblage et suivi sur plusieurs années d'autant de scintillateurs plastiques et de PMs.

La section qui suit résume les développements réalisés au CENBG avec des scintillateurs plastiques en polystyrène (PS). La démarche vise à identifier et comprendre les améliorations possibles par un travail complémentaire entre tests expérimentaux et simulations optiques.

5.3.1 Introduction à la R&D scintillateurs plastiques

Origine et production des scintillateurs plastiques

Les scintillateurs plastiques sont fabriqués par polymérisation des monomères (styrène, toluène) en polymères (polystyrène, polyvinyltoluène). Cette étape peut s'étendre sur plusieurs jours à une semaine et elle requiert un appareillage sophistiqué pour contenir et tempérer les produits durant la polymérisation. Il est donc plus difficile de confectionner des scintillateurs plastiques que des scintillateurs liquides. C'est pourquoi, nous ne pouvons pas étudier et optimiser la concentration des composants au CENBG. Les producteurs de scintillateurs plastiques (Saint-Gobain Bicon, Eljen, ...) accomplissent néanmoins ce travail et proposent différentes catégories de scintillateurs dont les propriétés sont adaptées à des applications précises : transparence pour des grands volumes, réponse ultra-rapide pour les mesures de temps de vol, milieu activé pour la détection de neutrons, ...

Nos collaborateurs russes à Dubna ont cependant les moyens techniques de produire des scintillateurs plastiques en polystyrène. Ils ont fabriqué une grande partie des scintillateurs plastiques du détecteur NEMO 3 et ils nous ont fourni de nombreux blocs pour la R&D calorimétrie au CENBG, dont les premiers scintillateurs de dimension format 8".

Premiers tests de scintillateurs plastiques avec un PM 8"

Il s'agit de scintillateurs de géométrie cylindrique, avec un diamètre de 20,3 cm (8") et une hauteur de 10 cm. Une cuvette est creusée directement dans le scintillateur pour accueillir le PM hémisphérique. L'objectif des premiers tests était de donner un aperçu de la résolution en énergie avec des blocs plastiques de dimension proche de ce qui est envisagé pour SuperNEMO.

Les mesures ont été faites avec un bloc polystyrène de composition identique aux scintillateurs de NEMO 3 (PS + PTP 1,5 % + POPOP 0,02 %) et avec deux autres blocs de composition différente, améliorée par nos collaborateurs russes du JINR (PS + PTP 2,0 % + POPOP 0,04 %). Les résultats sont présentés dans le tableau 5.9.

Scintillateur	Résolution FWHM
PTP 1,5 % + POPOP 0,02 % (type NEMO 3)	$9,5 \pm 0,1$ %
PTP 2,0 % + POPOP 0,04 % (Série 1)	$8,1 \pm 0,1$ %
PTP 2,0 % + POPOP 0,04 % (Série 2)	$8,5 \pm 0,1$ %

TABLE 5.9 – Résolution en énergie mesurée sur les premiers compteurs à scintillation plastique cylindrique de diamètre 8" pour des électrons de 1 MeV.

Dans NEMO 3, les scintillateurs plastiques couplés par un guide de lumière aux PMs 5" donnent une résolution en énergie de 14 % FWHM aux électrons de 1 MeV. En couplant un scintillateur de type NEMO 3 directement à un PM 8", on atteint 9,5 %. Sans guide de lumière, la collection de la lumière vers le PM est meilleure, et le taux de photons détectés est plus élevé avec une surface de détection plus grande. Les deux autres blocs avec une composition différente sont encore meilleurs, ce qui montre qu'il est encore possible d'améliorer la composition des agents luminescents. Ces deux scintillateurs fabriqués lors de deux polymérisations différentes, donnent des résolutions en énergie semblables. Cela confirme l'amélioration observée par rapport au scintillateur de type NEMO 3 et montre un signe préliminaire de bonne reproductibilité des performances productions.

La conclusion qui ressort de ces premières mesures est que la résolution en énergie fixée à 7 % pour le calorimètre de SuperNEMO est à portée de main avec les scintillateurs plastiques, ce qui n'était pas le cas avec les scintillateurs liquides étudiés précédemment.

Voies de R&D avec les scintillateurs plastiques

Le principal obstacle aux développements est l'atténuation des photons lors de leur propagation dans le scintillateur qui limite fortement la quantité de photons collectés sur le PM. Une façon de surmonter ce problème consiste à minimiser la trajectoire des photons en jouant sur la forme du scintillateur et les réflexions en surface.

Les travaux de recherche réalisés avec les scintillateurs plastiques, que ce soit par des mesures ou des simulations, ont consisté à comprendre ces effets et identifier les améliorations possibles sur différents aspects :

- la géométrie du scintillateur,
- l'état des surfaces, *ie.* polie, dépolie, ou un état intermédiaire,
- les types de réflecteurs enveloppant le scintillateur,
- le couplage optique entre le scintillateur et le PM.

A priori, il n’y a pas une solution miracle qui permettrait d’atteindre directement une résolution en énergie de 7 % FWHM à 1 MeV. C’est uniquement en perfectionnant chacun des points listés précédemment, puis en cumulant les améliorations que l’on va être capable de voir un impact significatif sur la résolution en énergie.

Remarques sur les mesures et les résultats

Pour être capable d’identifier de faibles améliorations de la résolution en énergie sur les bancs de test, la mesure doit être précise et stable. Le protocole d’analyse contribue en grande partie à la précision sur l’estimation des résolutions et de leurs erreurs (Sec. 3.2.3). De plus, pour comparer correctement les différentes configurations de scintillateurs et assurer une forte reproductibilité des mesures, les scintillateurs plastiques sont testés dans des conditions identiques qui sont, sauf mentions contraires, les suivantes :

- Les scintillateurs sont des blocs en polystyrène avec une composition chimique en agents luminescents identique à ceux de NEMO 3,
- La face d’entrée est recouverte par une feuille de Mylar aluminisé donnant un excellent réflecteur de très faible épaisseur (6 μm) pour ne pas dégrader l’énergie des électrons.
- Les surfaces latérales sont enveloppées de 4 à 5 couches de Téflon, un réflecteur de type diffus qui donne sur les côtés du scintillateur une meilleure efficacité de collection de la lumière vers le PM comparé à un réflecteur de type spéculaire comme le Mylar (Sec. 5.3.4).
- Les scintillateurs sont couplés à un PM 8" de référence dans un état de fonctionnement constant (pont diviseur de tension, haute tension, ...). Il s’agit d’un PM de type XP1886 de Photonis qui porte le numéro de série SN100, il sera présenté en détail dans le chapitre 6. Le PM est toujours mis en marche plusieurs heures avant la prise de donnée, pour s’assurer d’être dans un régime de fonctionnement stable (Sec. 6.2.2).
- Le couplage optique entre les deux est fait avec de l’isopropanol. Son indice de réfraction vaut 1,38 et n’est pas le plus optimal pour le passage entre les indices 1,59 du PS et 1,49 du verre. Cependant, l’état liquide permet d’avoir un couplage beaucoup plus reproductible qu’une graisse optique en prévenant de la présence de bulle. Le montage et le démontage du PM hémisphérique est également plus facile avec un liquide qu’avec de la graisse.
- Les mesures sont toujours accomplies sur le même spectromètre à électrons et les valeurs des résolutions en énergie sont corrigées lors de l’utilisation du module de déclenchement deltaE.

Toutes ces remarques s’appliquent également aux simulations optiques. Elles tiennent toujours compte du type d’habillage utilisé, de sa réflectivité, du gap d’air qui existe systématiquement entre le scintillateur et l’habillage (Sec. 5.3.4) et de l’état de polissage des surfaces. Le couplage optique du scintillateur au PM ainsi que de l’efficacité quantique du XP1886 SN100 mesurée et fournie par Photonis (Sec. 3.3) sont également ajoutés afin d’estimer au mieux la quantité de photons collectée et détectée par le PM.

5.3.2 R&D sur la géométrie des scintillateurs

Contraintes sur les dimensions des blocs

Il existe une infinité de combinaisons de forme et de dimension pour les scintillateurs et il est difficile d’en faire le tour. Cependant, la géométrie des scintillateurs plastiques pour le calorimètre de SuperNEMO doit satisfaire certains critères :

– Pour détecter convenablement les électrons jusqu'à 3 MeV, il faut une profondeur minimale de 2 cm (Fig. 5.4 page 135) quelque soit le point d'impact sur la face d'entrée. Cela implique que le profil du scintillateur soit vertical sur une hauteur de 2 cm (Fig. 5.15).

– La largeur du scintillateur doit ensuite être réduite, non seulement pour adapter la sortie du scintillateur au PM 8", mais également pour pouvoir insérer le blindage en mu-métal protégeant les PMs du champ magnétique de la chambre à fils. Des études réalisées au LAL ont montré que le blindage devait dépasser de 10 cm⁹ devant la photocathode pour qu'il n'y ait aucune détériorations des performances du PM dans un champ de 30 Gauss [115].

– La distance entre les PMs de deux compteurs voisins dans le calorimètre de SuperNEMO doit être au minimum de 2 cm pour que la structure mécanique maintenant les compteurs soit suffisamment robuste [116]. Compte tenu de la dimension des PMs, cela limite la largeur des scintillateurs à au moins 22 cm.

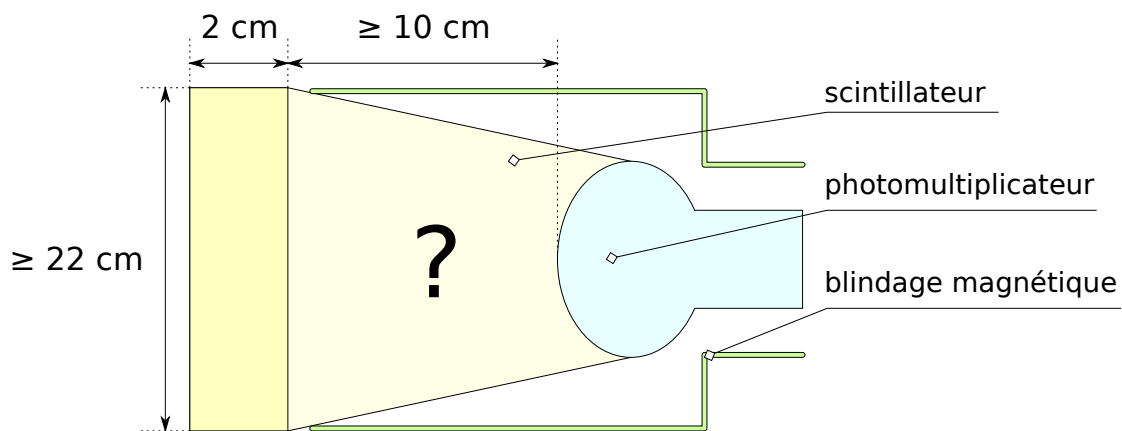


FIGURE 5.15 – Contraintes sur la géométrie et les dimensions des scintillateurs plastiques dans le calorimètre de SuperNEMO.

Formes de la face d'entrée du scintillateur

Dans le calorimètre de SuperNEMO, les compteurs à scintillation seront placés les uns à côté des autres pour former des murs de part et d'autre des feuilles sources $\beta\beta$. La géométrie la plus simple pour la face d'entrée des scintillateurs est le carré (Fig. 5.16-a) mais ce n'est probablement pas la plus performante : on peut s'attendre à ce que la résolution en énergie soit moins bonne pour des électrons entrant dans les coins car la distance entre le point d'émission des photons et le PM est plus grande. La forme circulaire serait dans ce cas la plus optimale, mais elle ne permet pas de couvrir entièrement la surface d'un mur (Fig. 5.16-b). Une solution intermédiaire et intéressante est le profil hexagonal, les blocs s'assemblant en nid d'abeille (Fig. 5.16-c). Comparé à la forme carrée, cette géométrie permet de diminuer de 7 % la zone morte entre les compteurs (Tab. 5.10).

Ces trois types de scintillateurs ont été créés avec l'outil de simulation GEANT4 (Fig. 5.16), les dimensions indiquées dans le tableau 5.10 sont choisies pour que la face

9. Une hauteur minimale de 10 cm entre la face d'entrée et le PM est également requise pour que le scintillateur soit suffisamment sensible aux rayonnements γ (Fig. 5.5 page 136).

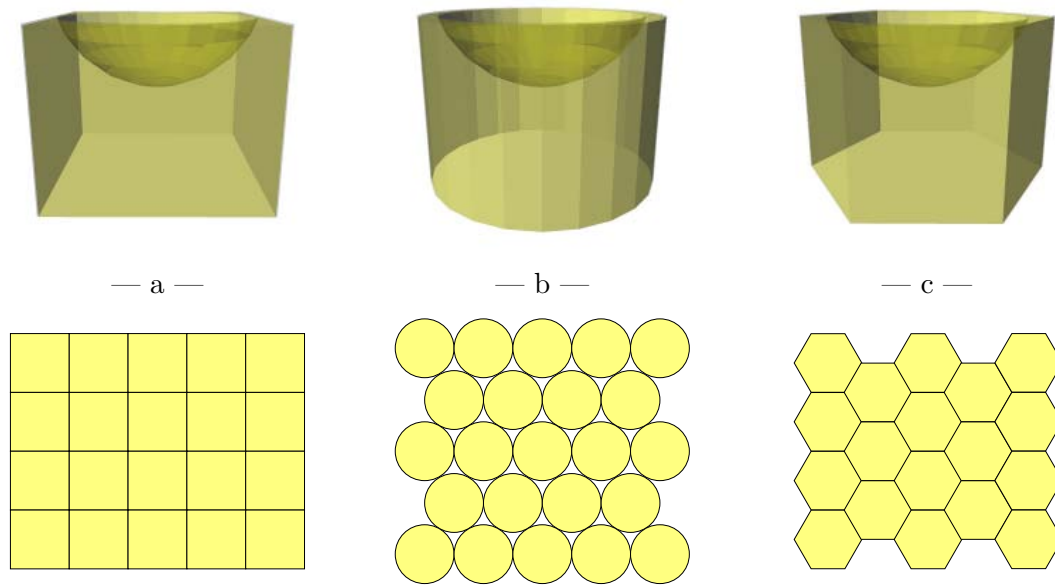


FIGURE 5.16 – Différents profils de scintillateur et leur assemblage.

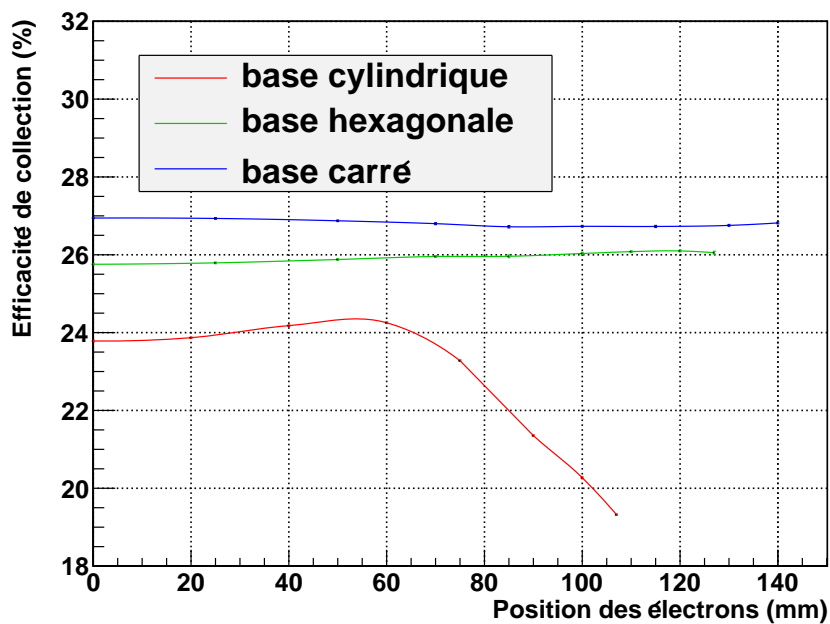
d'entrée de chaque bloc ait la même superficie. Lors des simulations, les électrons sont envoyés à différentes positions entre le centre et un des coins pour observer l'évolution de la résolution en s'éloignant du centre. Les courbes de la figure 5.17 donnent l'efficacité de collection des photons vers le PM des trois profils ainsi que la résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV.

Profil	Dimension	Périmètre	Zone morte *
Cylindre	rayon = 123,9 mm	778,5 mm	10,04 %
Hexagone	apothème = 118 mm	817,5 mm	0,842 %
Carré	côté = 219,6 mm	878,5 mm	0,905 %

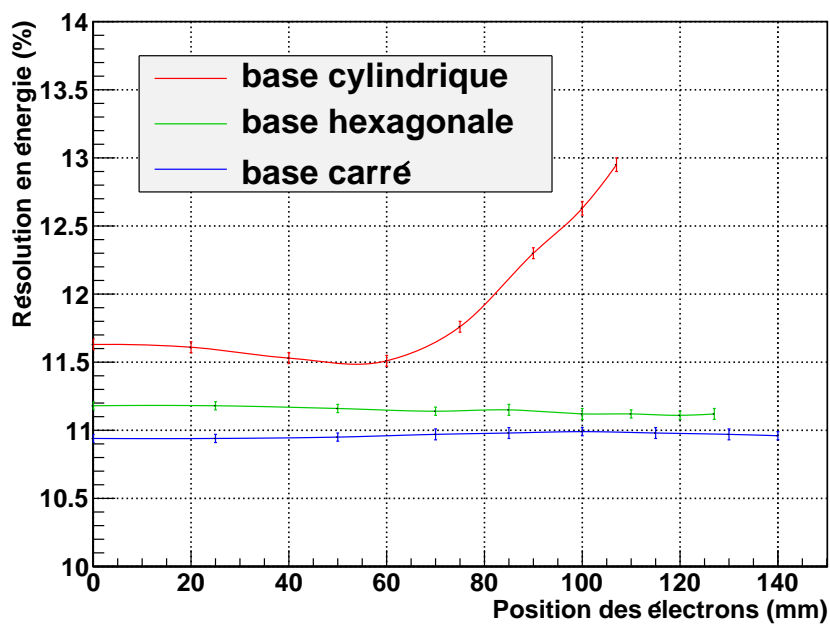
* : pour un gap de 1 mm entre deux blocs côte à côte.

TABLE 5.10 – Dimensions de la face d'entrée des trois formes de scintillateur étudiées par simulation couvrant tous une superficie identique de 48234 mm².

Le scintillateur de forme cylindrique, minimisant le rapport entre le périmètre et la superficie de la face d'entrée, est le moins bon de tous. La collection de la lumière diminue de 20 % lorsque les électrons entrent près des bords du cylindre ce qui dégrade la valeur de la résolution de 1,5. Les formes carrés et hexagonales donnent quant à elles une collection de la lumière plus élevée et très stable en fonction de la position des électrons, même au plus près des coins. Ces résultats sont plutôt surprenants car les blocs de NEMO 3 qui sont de forme carrée, présentent une inhomogénéité de la collection de la lumière de l'ordre de 10 % entre le centre et les coins du scintillateur (Fig. 3.29 page 105). Cela est manifestement dû à l'utilisation d'un guide de lumière dans les compteurs à scintillation de NEMO 3. Les PMs, isolés par



— a —



— b —

FIGURE 5.17 – Comparaison de trois profils de scintillateur : l'efficacité de collection des photons vers le PM (a) et la résolution en énergie (b) sont estimées par simulation optiques en envoyant des électrons de 1 MeV à diverses positions entre le centre de la face d'entrée et les bords.

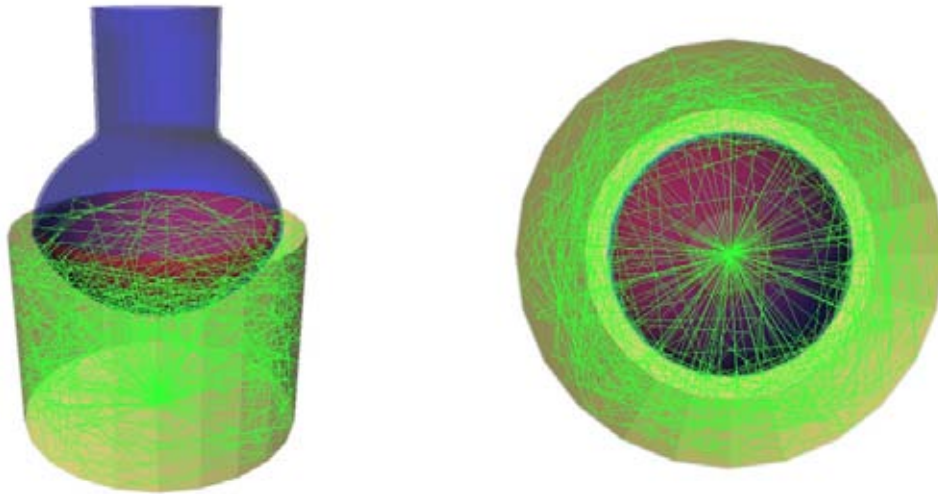


FIGURE 5.18 – Illustration du piégeage des photons de scintillation par la géométrie cylindrique, causé par les réflexions totales sur les parois latérales. La production de la lumière a été arbitrairement réduite pour mieux distinguer les trajectoires des photons.

un cylindre de PMMA, reçoivent une proportion de photons directs plus élevée lorsque la scintillation a lieu au centre de la face d'entrée qu'aux bords et aux coins. Dans SuperNEMO, les PMs hémisphériques seront placés dans un bol creusé directement dans le scintillateur. Ils voient ainsi de façon beaucoup plus uniforme toute la surface d'entrée du scintillateur, ce qui donne une très bonne homogénéité de la réponse des formes carrées et hexagonales. Ce n'est cependant pas le cas avec le profil cylindrique et un aperçu de la simulation est nécessaire pour interpréter les résultats (Fig. 5.18). Les photons arrivant sur les parois latérales avec un angle d'incidence supérieur à 38 degrés¹⁰ sont piégés par la symétrie cylindrique : les réflexions totales sur les surfaces latérales les font tourner jusqu'à leur absorption par le scintillateur. Le taux de photons ainsi piégés augmente fortement quand les électrons s'approchent des bords, ce qui explique la dégradation importante de la collection et de la résolution en énergie observée (Fig. 5.17). Ce phénomène n'apparaît pas avec les géométries hexagonale et carrée car elles brisent toutes les deux la symétrie cylindrique. Ces deux formes sont toutes les deux intéressantes car elles donnent des performances similaires en couvrant une surface de détection identique.

Simulations de différents profils géométriques

Dans le calorimètre de SuperNEMO, le scintillateur aura le rôle de guide de lumière puisqu'il sera directement couplé au PM. Un simple pavé carré ou hexagonal n'est probablement pas la forme la plus appropriée. La géométrie doit être étudiée avec soin pour adapter progressivement la forme de la face d'entrée vers la sortie circulaire en maximisant la collection de la lumière. La construction d'une telle forme fait appel à une intersection logique entre un cône et un polyèdre, pour donner les profils présentés sur les figures 5.19-b (intersection cône + pyramide à base hexagonale) et 5.19-c (intersection cône + prisme hexagonal). La courbure des faces latérales peut être travaillée pour donner un profil

10. Angle limite de la réfraction entre le polystyrène ($n = 1,62$) et l'air ($n = 1$) pour des photons de 420 nm.

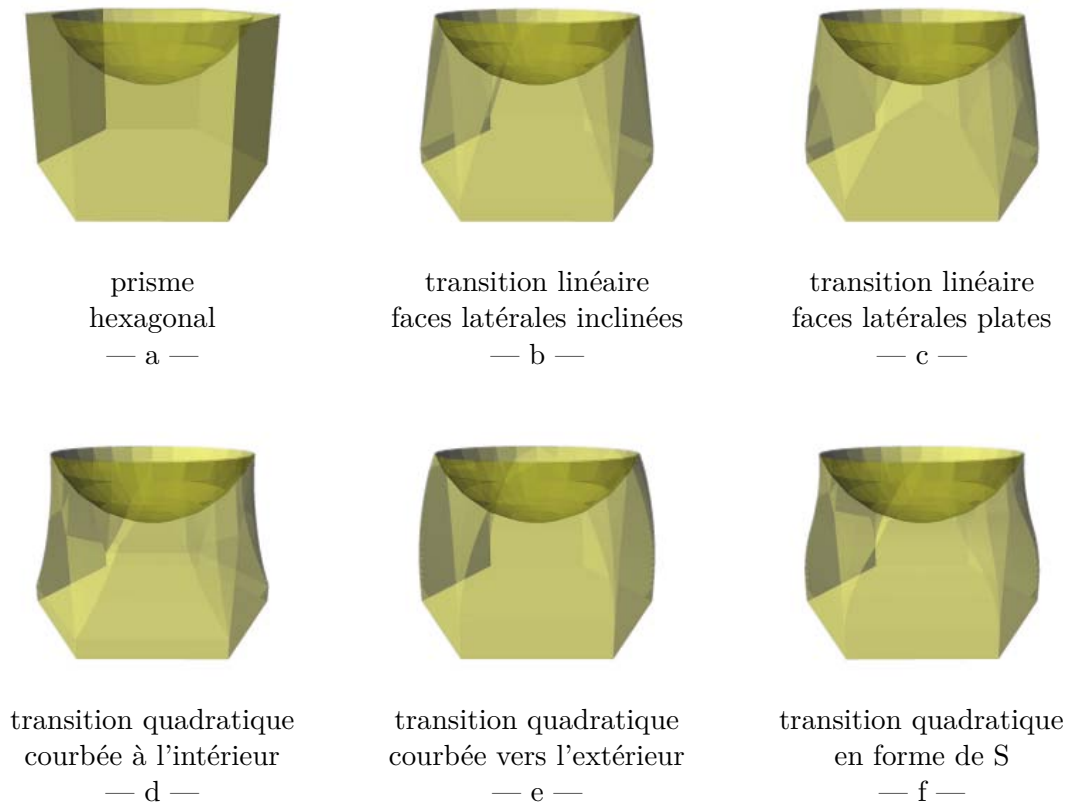
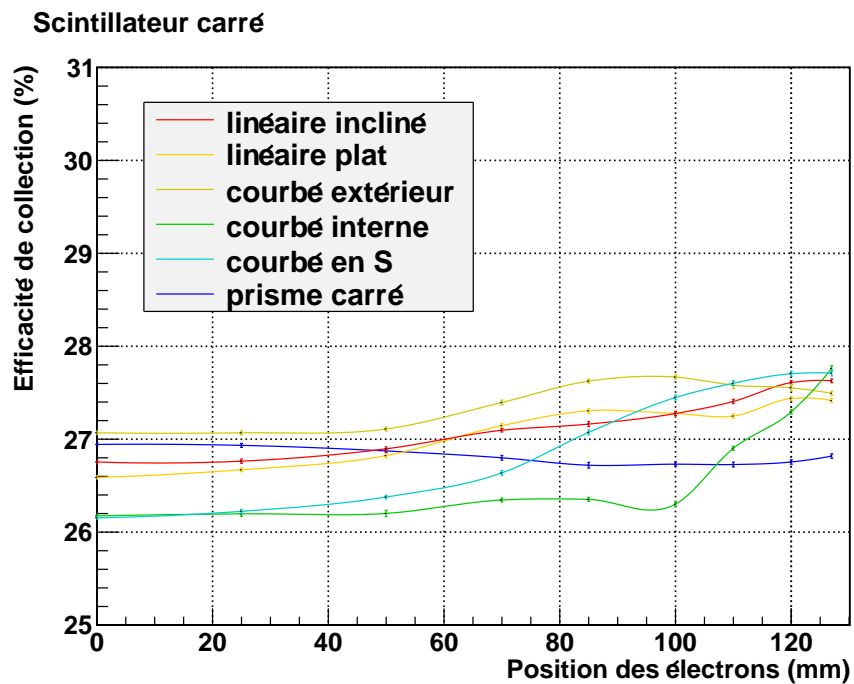


FIGURE 5.19 – Aperçu des diverses formes de scintillateur étudiées avec le programme de simulation optique, toutes à base hexagonale.

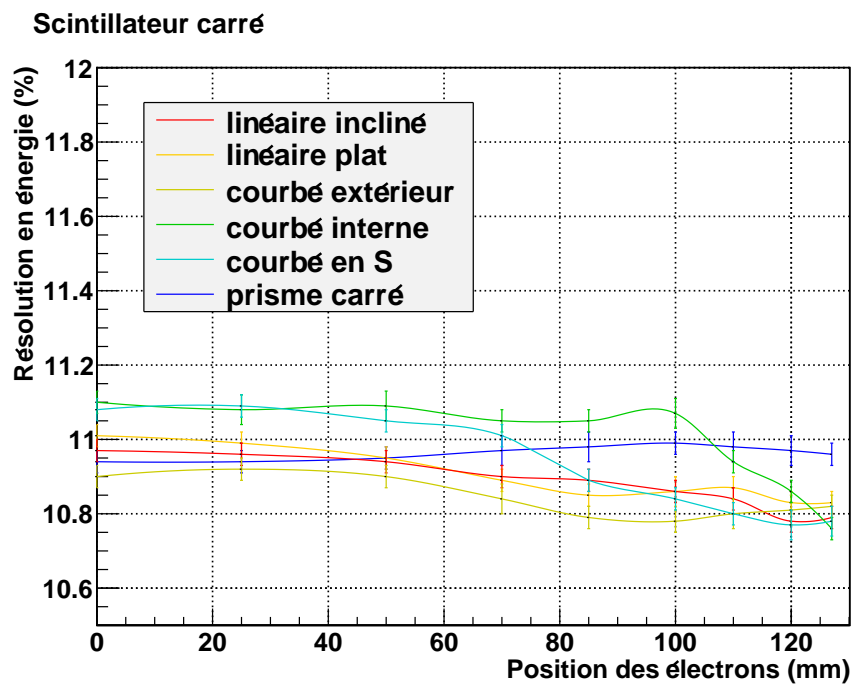
quadratique courbé soit vers l'intérieur (Fig. 5.19-d), soit vers l'extérieur (Fig. 5.19-e). Enfin, il est possible de combiner ces deux effets pour former la géométrie en "S" (Fig. 5.19-f). Ces formes ont été construites et étudiées avec l'outil de simulation pour des scintillateurs de base carrée (Fig. 5.20) puis hexagonale (Fig. 5.21). Comme précédemment, l'efficacité de collection et la résolution en énergie sont estimées pour des électrons de 1 MeV en fonction de la position de leur point d'impact sur la face d'entrée.

La plupart des nouvelles formes proposées donnent une réponse qui varie légèrement suivant le point d'impact des électrons, ce qui n'était pas vraiment le cas avec les simples géométries prismoïdales. Le profil des surfaces semble parfois favoriser ou bien défavoriser la collection de lumière pour une origine bien localisée des photons, comme par exemple avec la forme courbée vers l'intérieur pour une position d'entrée des électrons à 90 mm du centre. Ces effets sont cependant très fins : les inhomogénéités sur la collection de la lumière sont inférieures à 5 % et la résolution en énergie reste toujours comprise entre 10,8 % et 11,1 % avec les scintillateurs carrés, et entre 11,0 % et 11,3 % pour ceux hexagonaux, quelque soit le profil considéré.

Ces études par simulations optiques permettent d'apporter des premiers indices sur le choix de la géométrie des scintillateurs pour SuperNEMO et son effet sur les performances du compteur à scintillation. Tout d'abord les formes carrées et hexagonales collectent la lumière



— a —



— b —

FIGURE 5.20 – Étude par simulations optiques de différents profils de scintillateurs à base carrée : l'efficacité de collection de la lumière vers le PM (a) et la résolution en énergie (b) sont évalués pour des électrons de 1 MeV en fonction de leur point d'impact.

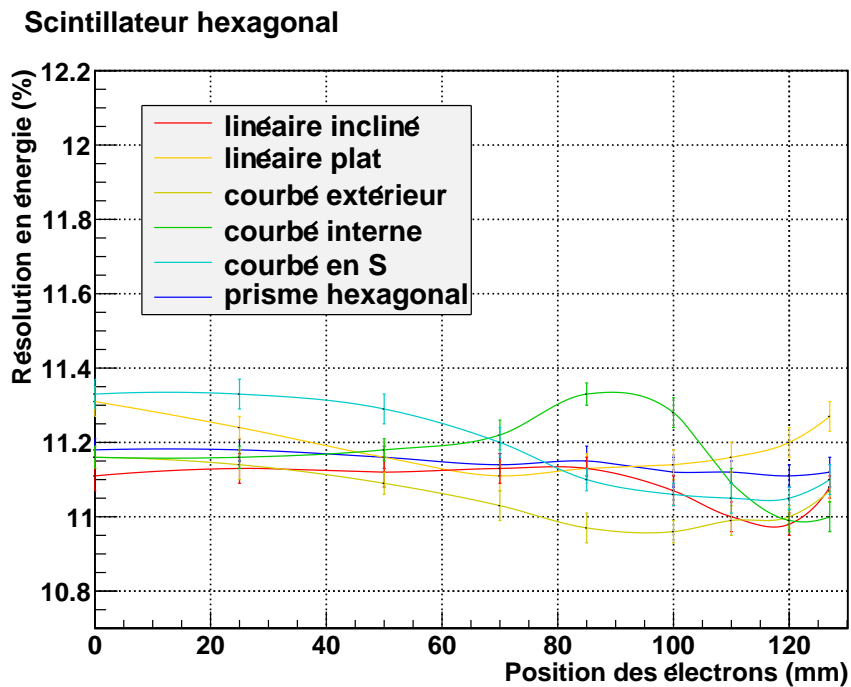
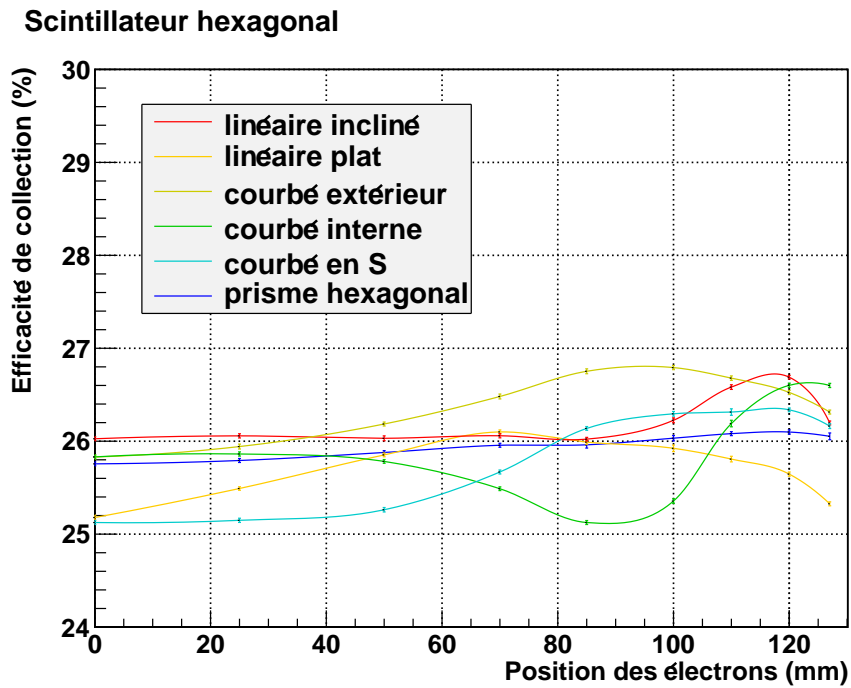


FIGURE 5.21 – Étude par simulations optiques de différents profils de scintillateurs à base hexagonale : l'efficacité de collection de la lumière vers le PM (a) et résolution en énergie (b) sont évalués pour des électrons de 1 MeV en fonction de leur point d'impact.

de façon équivalente vers le PM. Il semble ensuite qu'on ne puisse pas améliorer la résolution en énergie en jouant sur la silhouette du scintillateur. Enfin, les simulations prévoient une réponse uniforme des scintillateurs dans la configuration de SuperNEMO, où le PM est directement couplé au scintillateur.

Étude expérimentale de différentes géométries du scintillateur

L'influence de la géométrie d'un scintillateur sur la collection de la lumière a été approfondie par une étude expérimentale. Les six formes dessinées sur la figure 5.22 ont été construites les unes après les autres à partir d'un même bloc en PS. Elles ont été calculées pour qu'il soit possible de tailler chaque forme à partir de la précédente (*ie.* la forme 2 est obtenue en usinant la forme 1, la forme 3 en usinant la forme 2, *etc.*). Cette méthode permet de s'affranchir des possibles inhomogénéités de production des scintillateurs plastiques d'un bloc à l'autre et donc de comparer les performances entre les différentes géométries de façon absolue. Le tableau 5.11 donne la charge, la résolution en énergie et les propriétés temporelles des impulsions mesurées avec les différentes formes de scintillateurs pour des électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face d'entrée.

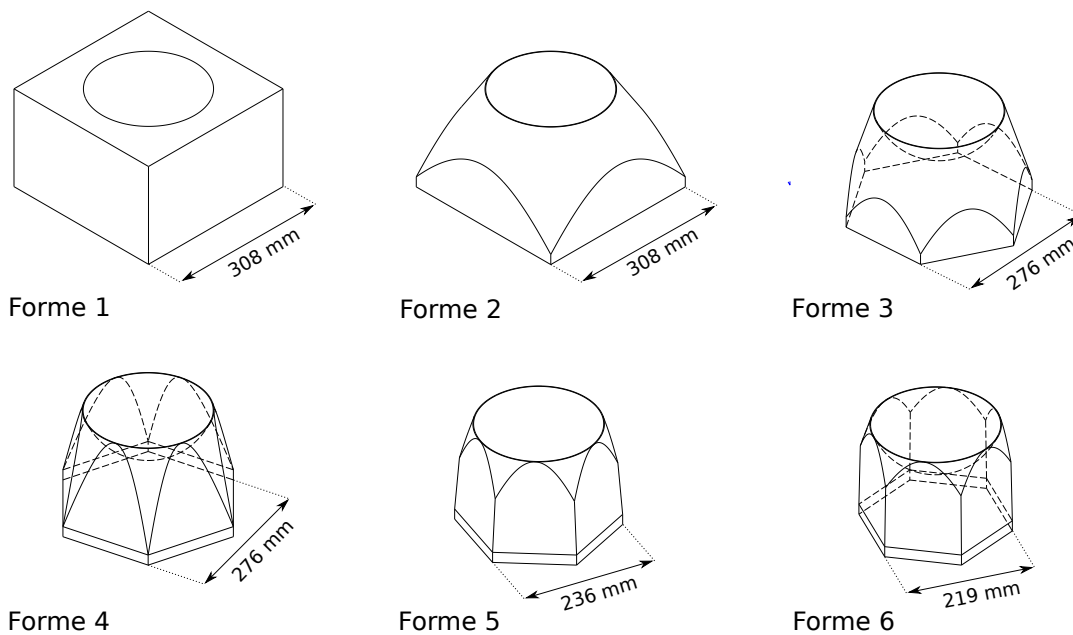


FIGURE 5.22 – Les six formes de scintillateurs qui ont été usinées.

Chaque étape apporte une amélioration par rapport à la précédente : la collection des photons de scintillation vers le PM augmente, donnant toujours une meilleure résolution en énergie. Les résultats sont cohérents car, comme illustré sur la figure 5.23, la résolution en énergie évolue bien en racine inverse de la charge mesurée (proportionnelle au taux de photons détectés). Cet effet progressif était attendu puisque le volume total du scintillateur diminue à chaque usinage, limitant ainsi la trajectoire des photons et leur atténuation. Les photons arrivent plus rapidement vers le PM et les signaux sont plus étroits et intenses. Cette

Forme	Amplitude	Charge	FWHM	Temps $\pm 0,1$ ns		
	± 1 mV	$\pm 0,01$ nV.s	$\pm 0,1$ %	montée	largeur	descente
1	171 mV	3,73 nV.s	10,0 %	5,9 ns	16,6 ns	31,8 ns
2	207 mV	4,06 nV.s	9,6 %	5,5 ns	15,1 ns	26,2 ns
3	243 mV	4,23 nV.s	9,5 %	5,4 ns	13,2 ns	22,2 ns
4	264 mV	4,79 nV.s	9,3 %	5,4 ns	14,0 ns	21,1 ns
5	322 mV	5,39 nV.s	8,9 %	5,3 ns	12,5 ns	19,0 ns
6	355 mV	5,71 nV.s	8,8 %	5,2 ns	12,1 ns	18,3 ns

TABLE 5.11 – Comparatif des six scintillateurs plastiques de géométries différentes où sont indiquées la charge et la résolution en énergie mesurées pour des électrons de 1 MeV ainsi que l'amplitude, le temps de montée, la largeur et le temps de descente des impulsions.

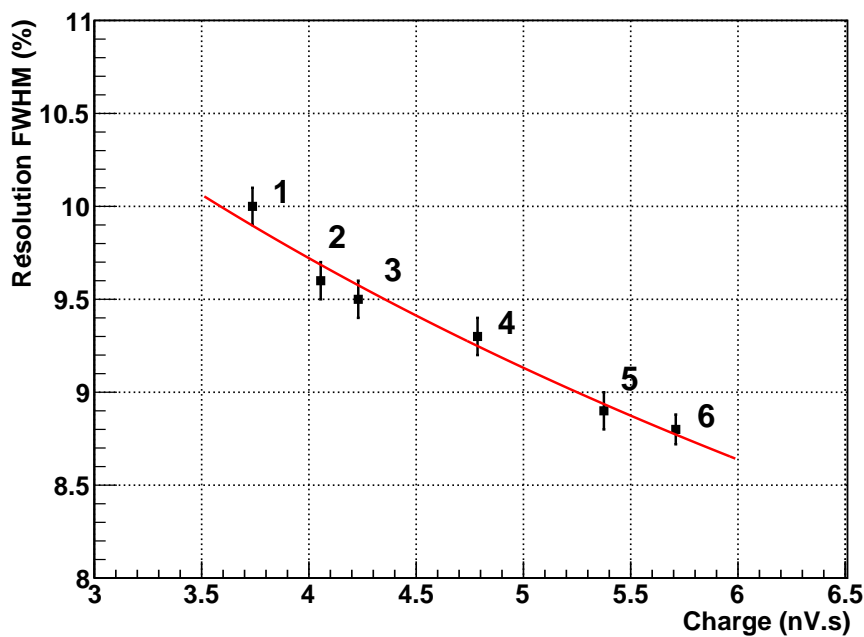


FIGURE 5.23 – Test de cohérence des résultats sur la géométrie : la résolution en énergie estimée à chaque étape est représentée en fonction de la charge. Les points de mesure sont comparés à une loi en racine inverse tracée en rouge.

remarque est particulièrement vraie lorsqu'on compare les deux premières géométries. Avec la forme 1, beaucoup de photons sont retardés dans les coins supérieurs du bloc, provoquant un élargissement des impulsions dans le temps. Ces zones du scintillateurs sont découpées en passant vers la forme 2, cela conduit à une diminution importante des différents temps caractéristiques des impulsions. Un constat important de cette étude est que le gain en

performance semble se ralentir entre les deux dernières géométries. L'avantage du bloc à base hexagonale de 236 mm (forme 5) comparé à sa réplique à 216 mm (forme 6) est de couvrir, avec des performances similaires, une surface de détection 20 % plus grande, permettant de diminuer d'autant le nombre de voies du calorimètre. Cette géométrie semble donc optimale pour un scintillateur en polystyrène de type NEMO 3.

Les six formes de scintillateur ont été construites avec le programme de simulation GEANT4 et configurées à l'identique des mesures. Le tableau 5.12 donne la comparaison des résolutions en énergie entre les mesures et les simulations pour chacune des géométries.

Forme	Résolution FWHM		
	Mesure	Simulation	Simulation ajustée *
1	$10,0 \pm 0,1 \%$	$14,2 \pm 0,7 \%$	$10,1 \pm 0,5 \%$
2	$9,6 \pm 0,1 \%$	$13,7 \pm 0,7 \%$	$9,9 \pm 0,5 \%$
3	$9,5 \pm 0,1 \%$	$12,9 \pm 0,7 \%$	$9,5 \pm 0,5 \%$
4	$9,3 \pm 0,1 \%$	$12,5 \pm 0,6 \%$	$9,3 \pm 0,5 \%$
5	$8,9 \pm 0,1 \%$	$11,6 \pm 0,6 \%$	$8,8 \pm 0,4 \%$
6	$8,8 \pm 0,1 \%$	$11,3 \pm 0,6 \%$	$8,6 \pm 0,4 \%$

* : longueur d'atténuation rendue 7,5 fois plus élevée.

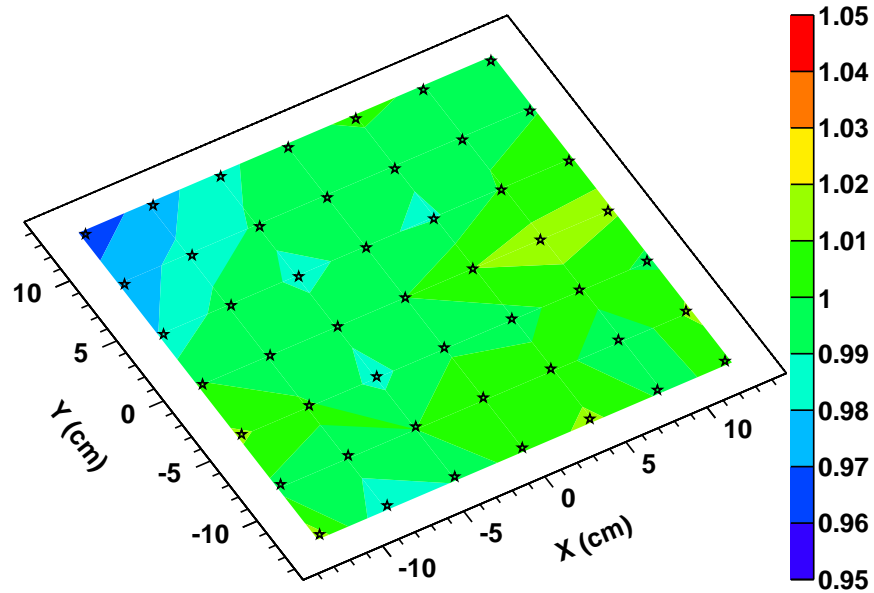
TABLE 5.12 – Comparaison des résolutions en énergie mesurées et simulées avec les six scintillateurs plastiques de géométrie différente pour des électrons de 1 MeV.

Le scintillateur qui a été utilisé pour cette étude donne clairement une résolution en énergie meilleure que ce que prévoit le code simulation, bien qu'il s'agisse dans les deux cas d'un scintillateur identique (type NEMO 3). Nous avons eu probablement un bloc de très bonne qualité, avec une transparence élevée. Les simulations donnent cependant des écarts relatifs entre les valeurs de résolutions pour chaque géométrie assez cohérents avec ceux des mesures. En augmentant arbitrairement d'un facteur 7,5 la longueur d'atténuation, paramètre introduit pour rendre compte des pertes par absorption dans le scintillateur, la simulation s'ajuste parfaitement aux mesures.

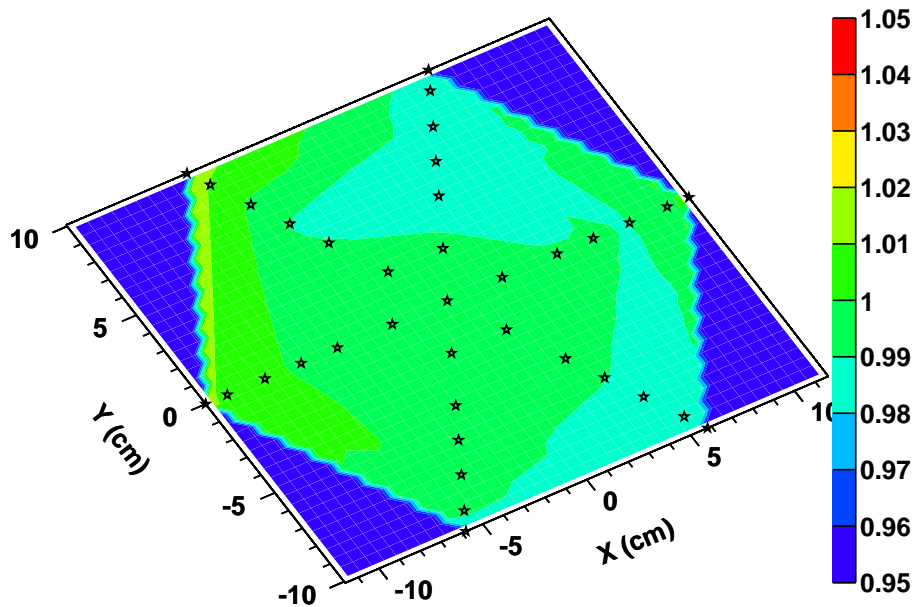
Homogénéité de la réponse de différentes géométries

À chaque stade de cette étude sur la géométrie, la réponse du scintillateur a été étudiée en fonction de la position du point d'impact des électrons sur la surface d'entrée. Le faisceau d'électrons réglé à une énergie de 1 MeV est envoyé à diverses positions (x,y) où sont évaluées la charge $Q(x,y)$ donnée par le PM et son rapport sur la charge mesurée à la position centrale $Q(0,0)$. Pour des raisons de clarté, nous présenterons uniquement les résultats pour une géométrie carrée, la forme 2, et une hexagonale, la forme 5 (Fig. 5.24).

La réponse de la forme 2 est analysée pour 49 positions du faisceau d'électrons sur la face d'entrée, régulièrement espacées d'environ 50 mm et réparties sur une matrice 7×7 . La charge mesurée est uniforme à mieux que 2 % sur toute la surface d'entrée, exceptée dans un des coins où elle diminue de 4 %. Avec la forme 5, le balayage du faisceau d'électrons est

Forme 2 : $Q(x,y)/Q(0,0)$ 

— a —

Forme 5 : $Q(x,y)/Q(0,0)$ 

— b —

FIGURE 5.24 – Variation relative de la charge en fonction de la position du faisceau d'électrons de 1 MeV avec les formes 2 (a) et 5 (b). Chaque étoile représente un point de mesure.

réalisé le long de six segments en partant du centre et en allant vers chacun des six coins de la face d'entrée hexagonale. La charge donnée par le PM est à nouveau très stable en fonction du point d'impact des électrons, les variations observées n'excédant pas de 2 %.

Ces mesures confirment que la collection de la lumière est bien homogène pour des scintillateurs couplés directement à un PM 8", comme le laissaient présager les simulations optiques faites au préalable. La variation la plus forte observée dans un coin est probablement causée par une fluctuation locale de la composition du scintillateur, affectant le rendement lumineux et/ou la transparence dans cette région. Ce genre d'inhomogénéité ne peut être identifié que par un balayage du faisceau sur la surface. Un tel contrôle sera donc nécessaire pour tous les scintillateurs de SuperNEMO avant leur installation dans le détecteur.

5.3.3 R&D sur l'état des surfaces des scintillateurs

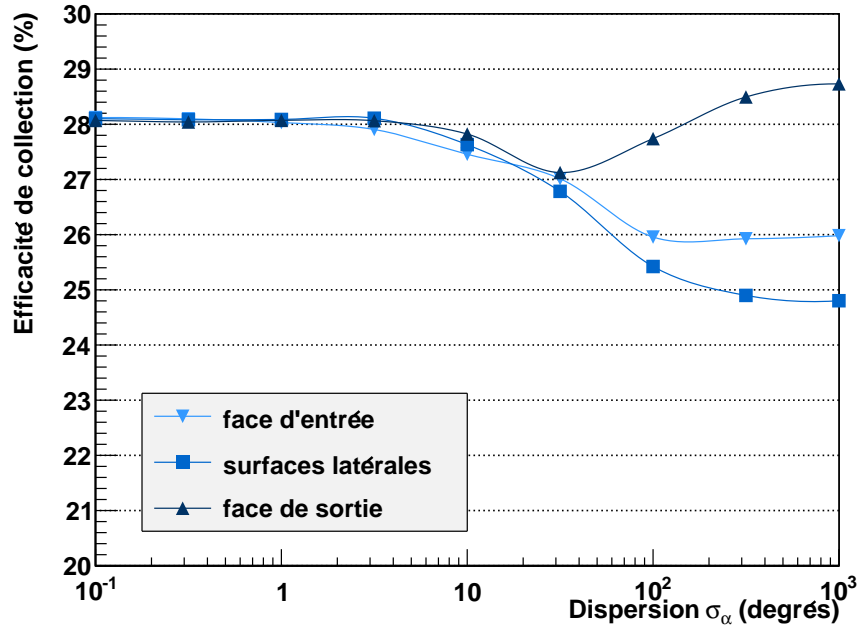
Un photon qui atteint la surface d'un scintillateur est réfracté ou réfléchi suivant les lois de Snell-Descartes. La direction du photon après réflexion ou réfraction dépend de sa direction initiale, de sa polarisation, des indices optiques des deux milieux de chaque côté de l'interface, et également de l'orientation de la normale de la surface. En changeant l'état de polissage des surfaces, on modifie ainsi la trajectoire des photons, ce qui peut affecter leur absorption dans le scintillateur. Nous allons chercher quels sont les états de surface qui minimisent l'absorption pour conduire à la meilleure résolution en énergie possible.

Les résultats des simulations et des mesures présentés par la suite, sont obtenus avec un scintillateur plastique type NEMO 3 en forme de prisme hexagonal de 22 cm de côté avec une hauteur minimale de 10 cm. Ils sont valables pour cette configuration et ne sont *a priori* pas extrapolables pour une géométrie ou un matériau différent. Les tendances devraient probablement être comparables (*ie.* amélioration ou dégradation des performances) mais les simulations doivent être lancées dans chaque cas pour obtenir une estimation quantitative rigoureuse des effets.

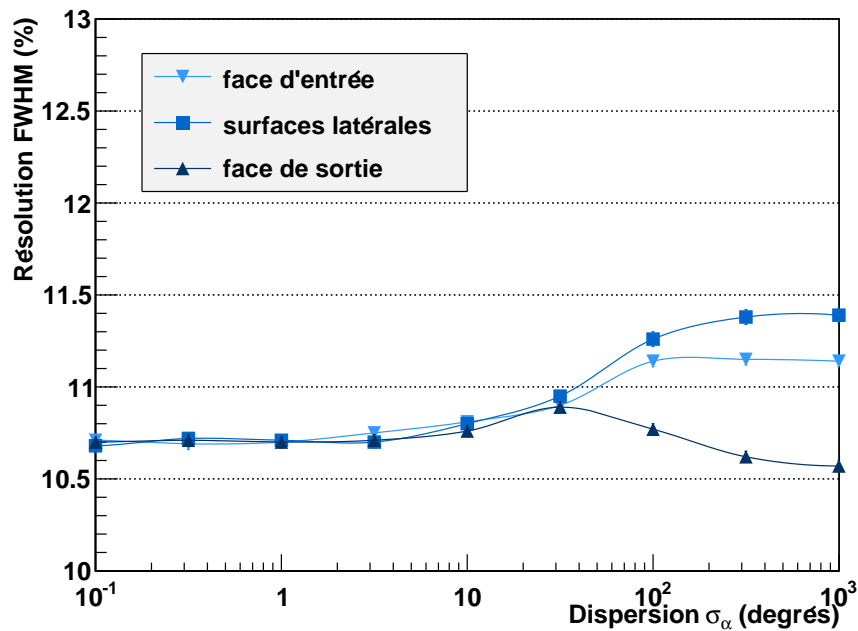
Simulation du polissage du scintillateur

Les simulations optiques avec GEANT4 permettent de choisir l'état de polissage de chaque face du scintillateur. Le réglage est fait par l'intermédiaire d'un paramètre σ_α qui décrit la dispersion des normales locales des surfaces (Sec. 3.3). Plus sa valeur est élevée et plus la surface est dépolie, tandis que lorsqu'elle tend vers zéro, la surface s'approche d'un état de polissage parfait. Avec les scintillateurs plastiques de SuperNEMO, on distingue trois catégories de surfaces, à savoir la face d'entrée, les parois latérales et la surface de sortie en contact avec le PM. Dans le programme de simulation, une valeur de σ_α est associée à chaque groupe de surface, ce qui permet de régler leur état de polissage indépendamment les unes des autres.

Les trois valeurs de σ_α ont été initialement fixées à zéro (état de surface poli), puis chaque surface est séparément dépolie en augmentant sa valeur de σ_α , les autres surfaces restant à $\sigma_\alpha = 0$. L'évolution de l'efficacité de collection et de la résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV sont représentées sur la figure 5.25 en fonction de ce paramètre. Afin de tester toutes les combinaisons possibles, la simulation a été lancée une deuxième fois en partant avec un σ_α très élevé pour toutes les surfaces (1000 degrés) puis en diminuant la valeur de σ_α des surfaces. Cela correspond au polissage progressif des surfaces en partant d'un scintillateur dans un état entièrement dépoli (Fig. 5.26).

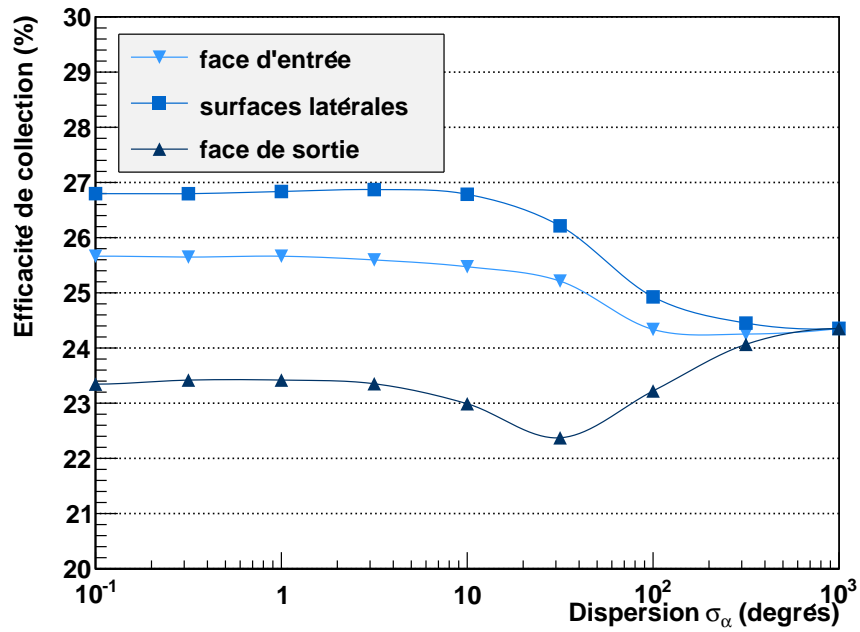


— a —

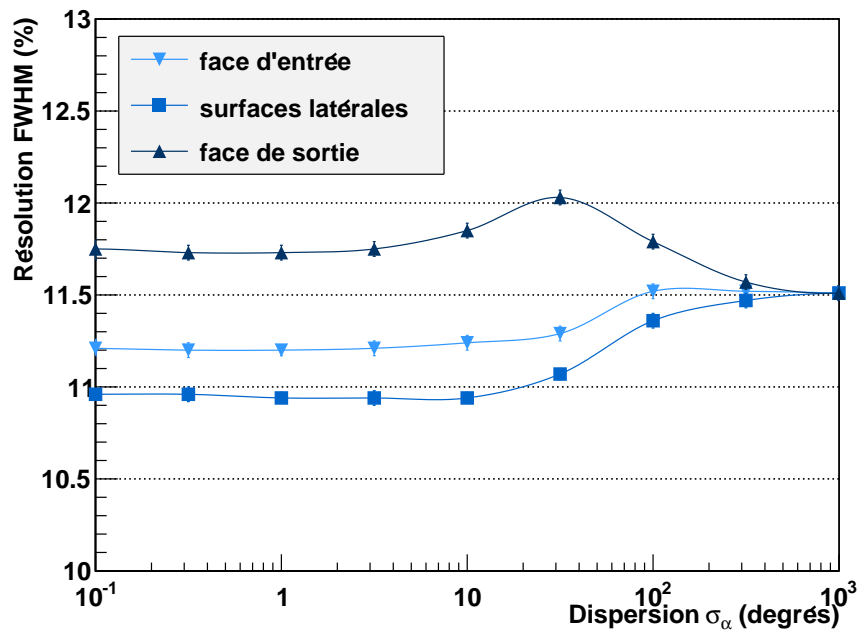


— b —

FIGURE 5.25 – Influence de l'état des surfaces d'un scintillateur sur l'efficacité de collection (a) et la résolution en énergie (b) pour des électrons de 1 MeV estimée par simulation optique GEANT4. En partant d'un scintillateur parfaitement poli, les surfaces d'entrée, latérales et de sortie sont dépolies indépendamment en augmentant leur valeur de σ_α .



— a —



— b —

FIGURE 5.26 – Influence de l'état des surfaces d'un scintillateur sur l'efficacité de collection (a) et la résolution en énergie (b) pour des électrons de 1 MeV estimée par simulation optique GEANT4. Les surfaces d'entrée, latérales et de sortie sont cette fois polies séparément en partant d'un scintillateur complètement dépoli et en diminuant leur paramètre σ_α .



FIGURE 5.27 – Photos du scintillateur hexagonal en polystyrène utilisé pour l'étude du polissage dans son état initial (a) et au stade entièrement poli (b).

On remarque que quelque soit l'état initial du scintillateur, le polissage de la face d'entrée et celui des surfaces latérales améliorent la collection des photons respectivement de 7 % et 12 %. La tendance est par contre inversée pour la surface de sortie, son dépolissage donne légèrement plus de photons collectés vers le PM. L'état rugueux autorise plus de réflexion Fresnel que de réflexion totale interne, les photons s'échappent alors plus facilement du scintillateur. En ce qui concerne les surfaces d'entrée et les côtés, ils sont recouverts par un habillage dont la réflectivité, bien que proche, ne vaut pas 1 (Fig. 3.25). En les polissant, on privilégie les réflexions totales sur l'interface entre le scintillateur et les gaps d'air. Ce type de réflexion étant efficace à 100 %, le taux de photons normalement absorbé en surface des réflecteurs est réduit.

La différence d'indice élevée entre le scintillateur et l'air fait que l'effet du polissage est bien marqué pour la surface d'entrée et les côtés. Au contraire, l'effet est moindre pour la surface de sortie car le couplage optique est optimisé pour avoir des sauts faibles de l'indice optique.

Étude expérimentale du polissage d'un scintillateur

Pour confirmer ces résultats, une expérience de polissage sur un scintillateur a été menée. L'idée est de polir ou dépolir les surfaces d'un scintillateur étape par étape pour observer à chaque fois l'effet sur la résolution en énergie. Un bloc en polystyrène peu performant a été choisi pour ce test, cela permet d'être plus sensible sur des faibles améliorations de l'efficacité de collection ¹¹.

Le bloc a tout d'abord été testé dans son état initial. Toutes ses faces paraissaient dépolies à l'oeil nu, excepté le bol de sortie poli et brillant (Fig. 5.27-a). Cette configuration donne une résolution en énergie de 11,1 % avec des électrons de 1 MeV. La première opération a consisté à polir la face d'entrée et les surfaces latérales du scintillateur. Ce polissage a entraîné une amélioration nette de la résolution en énergie, passant à 10,7 % comme prévu par la simulation. Nous avons ensuite dépoli le bol et mesuré une résolution de 10,5 %, traduisant une légère

11. Augmenter de 10 % la quantité de photons collectée donnerait une résolution de 13,3 % pour un compteur initialement à 14 % et 6,6 % pour une résolution de 7 %.

Étape	État des surfaces			Résolution	
	Entrée	Côtés	Sortie	Mesure	GEANT4
1	dépoli	dépoli	poli	$11,1 \pm 0,2 \%$	$11,7 \pm 0,6 \%$
2	poli	poli	poli	$10,7 \pm 0,2 \%$	$10,7 \pm 0,5 \%$
3	poli	poli	dépoli	$10,5 \pm 0,2 \%$	$10,6 \pm 0,5 \%$

TABLE 5.13 – Résultat de l'étude de polissage d'un scintillateur plastique étape par étape. La résolution en énergie est mesurée pour des électrons de 1 MeV et comparée avec les valeurs données par la simulation GEANT4.

amélioration, également attendue d'après les simulations.

On notera un petit désaccord entre mesure et simulation à l'étape 1. L'état initial des surfaces en entrée et sur les côtés n'était en réalité ni poli, ni dépoli, mais plutôt dans une situation intermédiaire (état brut de sortie d'usinage). La simulation donne en effet une résolution en énergie identique à la mesure avec σ_α de l'ordre de 30 degrés pour la face d'entrée et les côtés.

Cette étude a ainsi permis de comprendre et de quantifier l'effet de l'état des surfaces d'un scintillateur sur la collection de la lumière vers le PM, et de montrer que la résolution en énergie est optimisée uniquement par le polissage des faces d'entrée et latérales. Les résultats valident également la simulation optique des surfaces avec la classe *G4OpBoundaryProcess* spécialement réécrites dans le cadre de ces travaux de R&D en calorimétrie (Fig. 3.3.2).

5.3.4 R&D sur l'habillage des scintillateurs

Le rôle de l'habillage d'un scintillateur est de confiner les photons et de les guider vers le PM tout en isolant le scintillateur de l'extérieur. Il doit donc être opaque à la lumière et avoir un coefficient de réflectivité le plus proche de 1 pour minimiser les pertes. Il existe deux catégories de réflecteurs, se distinguant suivant la nature des réflexions sur leur surface (Fig. 3.24 page 101) :

- La réflexion spéculaire conserve l'incidence des photons par rapport à la normale de la surface et donne un effet miroir.
- La réflexion diffuse, provoquée par des surfaces rugueuses, renvoie les photons dans des directions aléatoires.

Le Mylar aluminisé est un réflecteur spéculaire fréquemment utilisé pour les scintillateurs plastiques car il offre une réflectivité supérieure à 90 % (Fig. 3.25) pour une fine épaisseur ($\sim 6 \mu\text{m}$). Il est particulièrement bien adapté pour la fenêtre d'entrée aux électrons des scintillateurs pour SuperNEMO. Les habillages de type diffusif sont généralement des peintures blanches ou des matériaux comme le Téflon sous forme de ruban.

Les mesures et simulations qui suivent ont pour objectif de comprendre l'influence de l'habillage sur la collection de la lumière et de l'optimiser en vue d'améliorer l'efficacité de collection des photons vers le PM.

Habillage progressif du scintillateur

Pour bien saisir l'importance des réflecteurs sur la collection de la lumière, un scintillateur plastique est testé à chaque étape de son habillage, en commençant par une mesure du bloc nu, pour terminer par un scintillateur complètement habillé. Les mesures sont réalisées avec le bloc hexagonal qui a servi pour l'étude du polissage dans son état final, c'est-à-dire avec toutes ses surfaces parfaitement polies. Cela permet de conserver au maximum l'influence du réflecteur sur les trajectoires des photons dans le scintillateur. En effet, les surfaces dépolies détruiraient l'information sur la direction des photons avant et après réflexion sur l'habillage. À chaque étape, le bloc est habillé normalement, sans comprimer les réflecteurs ni laisser de jeu apparent entre l'habillage et les surfaces du scintillateur.

Habillage		Résolution FWHM		
		Mesure	Simulation GEANT4	
Entrée	Côtés	Spectromètre	Sans gap d'air	Avec gap d'air
sans	sans	$16,4 \pm 0,3 \%$	$38,7 \pm 1,9 \%$	$17,6 \pm 0,9 \%$
Mylar Al.	sans	$14,4 \pm 0,3 \%$	$28,4 \pm 1,4 \%$	$15,6 \pm 0,8 \%$
sans	Téflon	$11,5 \pm 0,2 \%$	$21,3 \pm 1,1 \%$	$11,9 \pm 0,6 \%$
Mylar Al.	Téflon	$10,7 \pm 0,2 \%$	$12,3 \pm 0,6 \%$	$10,7 \pm 0,5 \%$

TABLE 5.14 – Mesure et simulation de la résolution en énergie d'un scintillateur pour des électrons de 1 MeV à chaque étape de son habillage.

Le tableau 5.14 présente les résultats des mesures et donne une comparaison avec les valeurs des simulations optiques. Les surfaces dans les simulations sont configurées sans, puis avec un gap d'air entre le scintillateur et les réflecteurs. Sans le gap d'air, les photons qui arrivent sur les surfaces sont directement réfléchis ou diffusés par le réflecteur. Avec le gap d'air, on autorise des réflexions totales internes sur l'interface scintillateur/air, le réflecteur n'agit alors que sur les photons réfractés. Il y a moins de réflexions sur l'habillage au profit des réflexions totales et donc moins de pertes de photons en surface. C'est pour cela que dans la simulation, la résolution en énergie est meilleure avec les gaps d'air.

En comparant les mesures et les simulations du tableau 5.14, on voit immédiatement que la simulation tenant compte des gaps d'air est en excellent accord avec les mesures. Ce test prouve clairement qu'il existe réellement une fine couche d'air entre le scintillateur et l'habillage, même si les faces du scintillateur sont parfaitement planes (polies). C'est pourquoi, la présence de ces gaps d'air a toujours été prise en compte lors des simulations présentées dans ce manuscrit.

L'ajout/suppression du réflecteur sur les côtés donne un effet plus fort sur la résolution en énergie qu'avec celui de la face d'entrée. Le réflecteur latéral du scintillateur semble donc plus sollicité par les photons. Il a donc été privilégié pour l'approfondissement des développements.

Optimisation du réflecteur latéral

En combinant des réflecteurs diffus et spéculaires, on peut envisager d'améliorer la collection de la lumière vers le PM. L'action des deux types de réflecteurs est en effet très différente suivant leur emplacement sur les surfaces du scintillateur (Fig. 5.28). En bas des surfaces latérales, un réflecteur spéculaire conserve la faible incidence des photons et conduit à de longues trajectoires dans le scintillateur. Par contre, ce type de réflecteur guide plus rapidement les photons vers le PM en haut du scintillateur. Un diffuseur comme le Téflon procure un effet complètement opposé. En bas des parois, il dirige une partie de la lumière directement vers le PM alors qu'il donne en hauteur un effet de rétrodiffusion des photons.

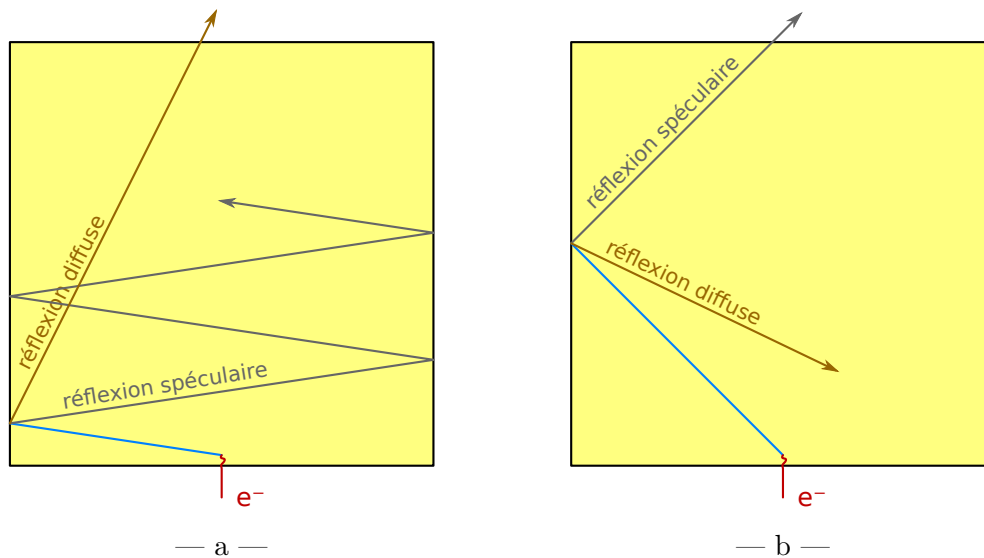
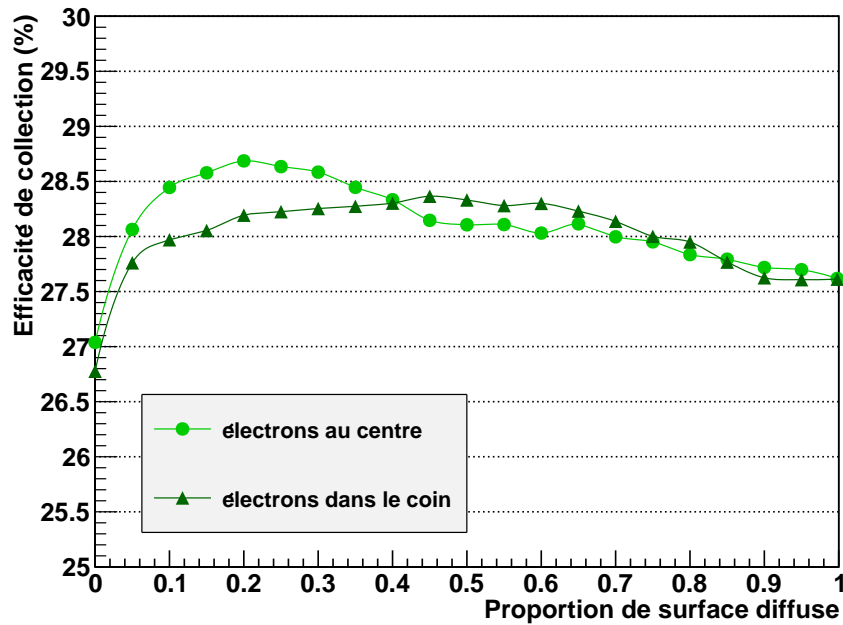


FIGURE 5.28 – Influence de la nature de l'habillage sur la trajectoire des photons suivant la zone du réflecteur sollicitée : en bas (a) et en haut du scintillateur (b).

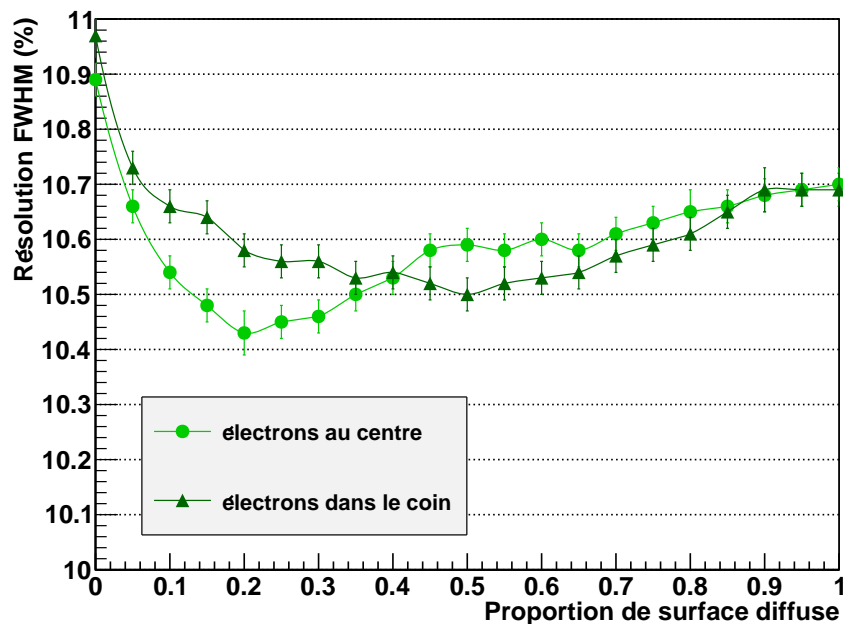
L'idée est donc de partir sur un habillage mixte pour les surfaces latérales, composé de Téflon en bas du scintillateur et de Mylar aluminisé en haut. Des simulations optiques ont été lancées avec différents proportions des deux types de réflecteurs pour déterminer le rapport idéal. L'efficacité de collection des photons vers le PM et la résolution en énergie obtenue par simulation sont représentées sur la figure 5.29 en fonction de la proportion de Téflon.

En partant avec un réflecteur entièrement spéculaire, l'ajout du Téflon en bas des surfaces du scintillateur provoque immédiatement une amélioration de la collection des photons. Une proportion de Téflon correspondant à 20 % de la hauteur du scintillateur (3,5 cm) maximise le taux de photons collectés sur le PM. Dans cette configuration optimisée, la résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV envoyés au centre du scintillateur passe à 10,5 %, comparé à 10,9 % pour un habillage intégralement en Mylar et 10,7 % avec uniquement du Téflon. Les simulations réitérées avec des électrons incidents près d'un coin, confirment un gain en performance similaire avec une proportion de 50 % de Téflon cette fois.

La présence du gap d'air entre le scintillateur et les réflecteurs fait qu'il y a toujours des réflexions totales en hauteur à cause de l'incidence élevée des photons. Ces dernières donnant donc un effet comparable à un réflecteur spéculaire, quelque soit le réflecteur placé derrière la surface. C'est pourquoi, l'effet de rétrodiffusion de la lumière mentionné auparavant n'est peu



— a —



— b —

FIGURE 5.29 – Optimisation de la proportion de surface spéculaire vs. diffuse d'un habillage mixte. La collection des photons de scintillation (a) et la résolution en énergie (b) sont tracées pour différentes proportions du réflecteur diffus (Téflon). Seules les erreurs statistiques sont représentées.

ou pas présent avec un réflecteur diffusif comme le Téflon. Ce dernier donne un comportement très proche du cas idéal : diffusion en bas et réflexion spéculaire en haut (par réflexion totale). C'est la raison pour laquelle un habillage latéral du scintillateur en Téflon collectera mieux la lumière que le Mylar aluminisé, et ce, bien que ces deux réflecteurs aient une réflectivité similaire entre 400 et 600 nm (Fig. 3.25), domaine de la longueur d'onde des photons du scintillateur.

Nous avons tenté de vérifier ces résultats avec le scintillateur hexagonal poli en mesurant la résolution en énergie en utilisant un habillage uniforme en Téflon et en Mylar puis avec la configuration mixte optimisée (Tab. 5.15). Nous n'avons malheureusement pas observé d'amélioration significative de la résolution en énergie avec le cas idéal car l'amélioration attendue est assez faible. Toutefois, la charge mesurée avec l'habillage mixte est légèrement plus élevée qu'avec l'habillage entièrement en Téflon.

Réflecteur latéral	Charge	Résolution FWHM	
		Mesure	Simulation
100 % Téflon	4,45 nV.s	$10,7 \pm 0,2$ %	$10,7 \pm 0,5$ %
100 % Mylar	4,32 nV.s	$11,0 \pm 0,2$ %	$10,9 \pm 0,5$ %
25 % Téflon + 75 % Mylar	4,50 nV.s	$10,7 \pm 0,2$ %	$10,5 \pm 0,5$ %

TABLE 5.15 – Tests comparatifs des habillages en Téflon, Mylar et “mixte” (Téflon + Mylar) sur les surfaces latérales d'un scintillateur. Les mesures et simulations sont faites pour des électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face d'entrée.

Ces résultats, obtenus pour un scintillateur en forme de prisme hexagonal de 22 cm de côté et 10 cm de hauteur, sont valables uniquement pour cette géométrie. Cette perspective de développement est à garder en mémoire en attendant le choix décisif des scintillateurs de SuperNEMO et devra être étudiée à nouveau avec la géométrie finale.

5.3.5 Bilan de la R&D scintillateur plastique

Les développements réalisés avec les scintillateurs en PS sont nombreux et ont permis d'améliorer les performances des compteurs à scintillation par une compréhension de l'évolution des photons dans les scintillateurs.

Parmi les résultats les plus importants, nous pouvons rappeler que la réponse des scintillateurs de SuperNEMO aux électrons sera beaucoup plus uniforme que dans NEMO 3. Ce constat, établi par les simulations optiques, continue d'être confirmé par les mesures. Les perfectionnements apportés sur la simulation des surfaces du scintillateur ont permis de comprendre l'influence du polissage et du choix des réflecteurs sur la collection de la lumière, ouvrant les portes à de nouveaux développements. Le programme de simulation est maintenant très avancé et rend compte avec précision des résultats expérimentaux.

Les valeurs de résolution en énergie mesurées avec les scintillateurs en PS et présentées dans ce chapitre n'ont jamais descendues en dessous de 8 % à 1 MeV. Les performances sont en effet limitées par le rendement lumineux modéré et d'atténuation importante des photons dans ce type de scintillateur. Les travaux de R&D se poursuivent donc avec des scintillateurs en PVT car ils produisent plus de lumière et améliorent les valeurs de résolution, typiquement

avec un gap de 1 %. Nous verrons que les performances de ces scintillateurs, cumulées aux développements réalisés avec les PMs, permettent d'atteindre une résolution en énergie de 7 % pour les compteurs à scintillation de SuperNEMO (Sec. 7.1.2).

Chapitre 6

R&D Photomultiplicateurs

Your partner for detection solutions.

Photonis

Photon is our business.

Hamamatsu

Sommaire

6.1 Fonctionnement et caractéristiques des PMs	178
6.1.1 Description générale d'un tube PM	178
6.1.2 Photocathode	179
6.1.3 Collection et amplification des photoélectrons	182
6.1.4 Caractéristiques et imperfections des signaux	186
6.2 Développement d'un nouveau PM haute performance	191
6.2.1 Le PM 8" XP1886 de Photonis	191
6.2.2 Optimisation des conditions d'utilisation du PM XP1886	194
6.2.3 Amélioration de la répartition des tensions entre les dynodes	199
6.2.4 Amélioration du profil de l'ampoule des PMs	200
6.2.5 Efficacité de détection des photons	205
6.3 Étude détaillée de la réponse des PMs XP1886	209
6.3.1 Influence de la haute tension sur les performances des PMs	209
6.3.2 Linéarité de la réponse des PMs	210
6.3.3 Analyse des impulsions	214
6.3.4 Caractérisation des post-impulsions	217

Les photomultiplicateurs (PMs) sont des photodétecteurs de très grande sensibilité, capables de détecter et mesurer des flux de lumière au photon près. Ils combinent deux grandes découvertes de la physique quantique, l'effet photoélectrique observé en 1887 par Heinrich Hertz [117] et interprété en 1905 par Einstein [118], et l'émission secondaire d'électrons, mise en évidence par Austin et Starke en 1902 [119].

Des PMs hémisphériques de diamètre 8" seront utilisés dans SuperNEMO. Ils serviront à convertir en signal électrique mesurable les flashes lumineux des scintillateurs de un à plusieurs milliers de photons. Ce type d'application étant inhabituel pour un PM de cette taille, il est nécessaire de concevoir un nouveau PM, adapté au calorimètre de SuperNEMO. Les

développements ont pour objectif d'assurer une réponse linéaire des compteurs à scintillation à mieux que 1 % jusqu'à 3 MeV, une résolution en temps de 250 ps et en énergie de 7 % (FWHM) pour des électrons de 1 MeV. Ce dernier point requiert d'augmenter le taux de photons détectés en améliorant l'efficacité quantique de la photocathode et l'efficacité de collection des photoélectrons dans l'optique d'entrée des PMs. Ces travaux sont complémentaires à la R&D sur les scintillateurs (Cha. 5). Une collaboration a ainsi démarré avec Photonis pour créer un nouveau PM haute performance de dimension 8", le XP1886.

Ce chapitre sera introduit par une description des tubes PMs, de leur fonctionnement et des propriétés des signaux qu'ils délivrent. Un bilan des travaux de R&D sur le XP1886 sera ensuite présenté, montrant les points étudiés avec Photonis pour améliorer leurs performances et optimiser leur fonctionnement. Nous terminerons par une caractérisation comparative et détaillée de plusieurs PMs XP1886.

6.1 Fonctionnement et caractéristiques des PMs

6.1.1 Description générale d'un tube PM

Un tube photomultiplicateur est un dispositif de détection des signaux lumineux de faible amplitude. La figure 6.1 montre les différents éléments qui composent un tube PM :

- Une fenêtre d'entrée transparente à la lumière, généralement en verre.
- La photocathode est la zone photosensible du PM, convertissant par effet photoélectrique les photons en électrons appelés photoélectrons.
- Les photoélectrons sont ensuite accélérés par un champ électrostatique dans l'optique d'entrée et focalisés vers la première dynode (D1) du multiplicateur.
- Le multiplicateur, composé d'une succession de dynodes, amplifie le signal électronique grâce à la multiplication de la quantité d'électrons par émission secondaire.

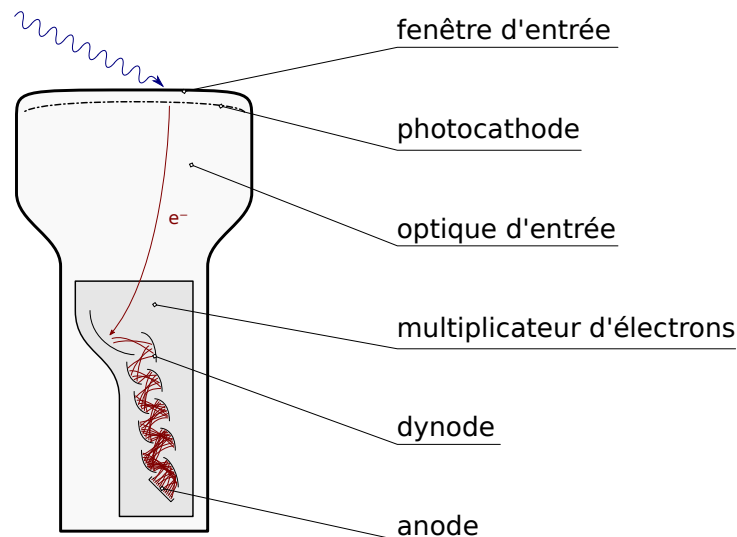


FIGURE 6.1 – Schéma d'un tube PM et de l'agencement des différentes parties.

– L’anode récolte les électrons provenant de la dernière dynode pour fournir un signal électrique proportionnel à la quantité de photons incidents.

Le fonctionnement du PM réclame d’appliquer une tension de plusieurs dizaines à quelques centaines de volts entre chaque paire d’électrodes (photocathode, dynodes ou anode). Cumulée sur tous les étages, la différence de potentiel totale requise entre la photocathode et l’anode peut atteindre rapidement un à deux milliers de volts, d’où l’utilisation d’une alimentation à haute tension. L’intérieur du tube est placé sous un vide de 10^{-4} à 10^{-6} Pa pour garantir le déplacement des électrons. La spécificité des tubes PMs, par rapport à la plupart des photodétecteurs, est d’avoir une grande surface de détection et de donner des signaux ultra-rapides avec un gain relativement élevé (10^5 - 10^7).

6.1.2 Photocathode

La photocathode est la partie photosensible d’un photodétecteur. Dans le cas d’un PM, il s’agit d’une fine couche de matériaux photoémisifs, déposée par évaporation sous le vide du tube. Suivant la position et le fonctionnement de la photocathode, on distingue deux catégories de PMs appelés “side-on” et “head-on”. La photocathode des PMs “side-on” reçoit la lumière par le côté du tube et les photoélectrons détectés sont émis en réflexion par rapport aux photons incidents (Fig. 6.2-a). Avec les PMs “head-on”, la photocathode est déposée sur une extrémité de l’ampoule. Les photoélectrons doivent, pour être détectés, traverser la photocathode et partir du côté opposé de l’arrivée des photons (Fig. 6.2-b). Contrairement aux PMs “side-on” très compacts, les PMs “head-on” peuvent couvrir de grandes surfaces de détection¹ et possèdent une réponse très uniforme. C’est le type de PM qui sera utilisé pour SuperNEMO.

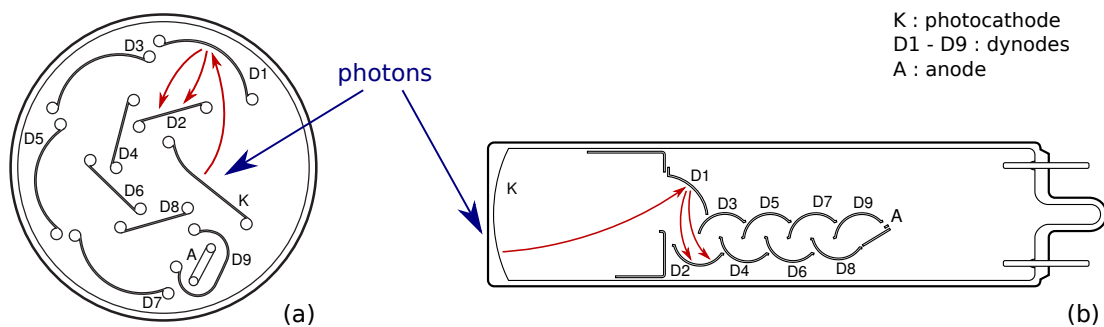


FIGURE 6.2 – Comparaison du fonctionnement des PMs “side-on” (a) et “head-on” (b).

Sensibilité cathodique et efficacité quantique

La sensibilité spectrale S_K d’une photocathode permet de caractériser l’efficacité de conversion d’un photon en photoélectron. Il s’agit du rapport entre le courant cathodique I_K mesuré en sortie de la photocathode au flux de lumière incident Φ : $S_K = \frac{I_K}{\Phi}$. Elle s’exprime sous différentes unités suivant l’application considérée, généralement en mA/W ou

1. Comme par exemple le PM R3600 de Hamamatsu avec un diamètre de 51 cm (20").

en A/lm pour la vision de nuit. La mesure de la sensibilité cathodique des photocathodes est couramment réalisée avec de la lumière bleue, en appliquant un filtre particulier, le Corning C.S. No. 5-58, à la lumière d'une lampe tungstène à 2856 K. Cette mesure spécifique appelée Corning Blue (C.B.) caractérise la sensibilité de la photocathode à la longueur d'onde typique de l'émission des scintillateurs.

La sensibilité d'une photocathode peut également être donnée par le rapport entre la quantité de photoélectrons émis N_e sur le nombre de photons incidents N_p . Il s'agit de l'efficacité quantique ρ , elle donne la probabilité pour qu'un photon traversant la photocathode crée un photoélectron. La relation entre efficacité quantique et sensibilité cathodique est établie suivant l'expression 6.1 pour une longueur d'onde λ donnée.

$$\rho(\lambda) = \frac{N_e}{N_p} = \frac{hc}{\lambda e} S_K(\lambda) = \frac{124}{\lambda[\text{nm}]} S_K(\lambda) [\text{mA/W}] \quad (6.1)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et e la charge de l'électron. La sensibilité cathodique est mesurée dans une configuration très particulière, où toutes les parties métalliques du PMs sont reliées à un potentiel unique pour collecter l'intégralité des photoélectrons produits. La figure 6.3 montre les courbes de la sensibilité cathodique et de l'efficacité quantique de la photocathode d'un PM XP1886 mesurées par le producteur Photonis.

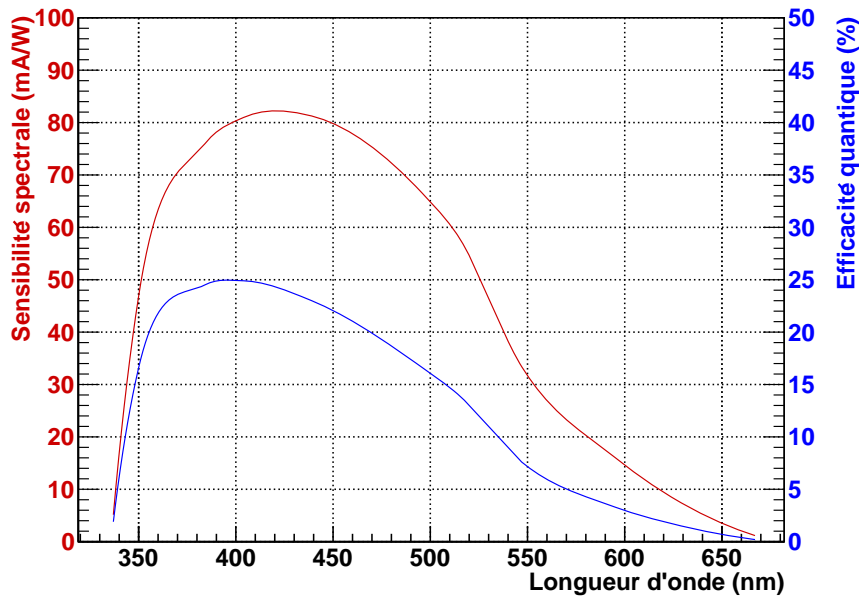


FIGURE 6.3 – Sensibilité cathodique et efficacité quantique suivant la longueur d'onde des photons de la photocathode d'un PM XP1886 de Photonis (SN100).

La photodétection est limitée pour des photons de grande longueur d'onde, *ie.* de basse énergie, car l'effet photoélectrique est un processus à seuil. D'autre part, la photocathode devient rapidement transparente aux photons de faible longueur d'onde, *ie.* de haute énergie. Le domaine de sensibilité est par conséquent borné et présente généralement un maximum de sensibilité propre à chaque type de photocathode (Fig. 6.3).

Composition des photocathodes

Les photocathodes sont formées d'un alliage de métaux alcalins (Na, K, Rb et/ou Cs) et de semi-conducteurs (Sb, Te, ...). Les potentiels d'ionisation des alcalins sont parmi les plus bas de toute la classification périodique car ces atomes ne possèdent qu'un seul électron dans la dernière couche remplie (configuration électronique en ns^1). Cet électron est facilement perdu pour obtenir la stabilité électronique des gaz nobles. Dans un alliage métallique, les électrons sont davantage ionisables car le niveau de Fermi² se trouve dans la bande de conduction. On parle alors de travail de sortie dont l'énergie vaut approximativement la moitié du potentiel d'ionisation. Pour exemple, l'atome de césium seul, a un potentiel d'ionisation de 3,9 eV mais il donne sous forme métallique un travail de sortie de seulement 1,9 eV. Quelques eV suffisent ainsi à provoquer l'émission d'un électron, raison pour laquelle les photocathodes sont sensibles par effet photoélectrique à la lumière visible.

La première photocathode date de 1929, de composition Ag-O-Cs mais plus connue sous le nom standardisé S1. Cette classification en "S" (de S1 à S23) a été une norme introduite par le comité JEDEC³ pour désigner non pas un type de photocathode, mais une combinaison particulière d'une fenêtre d'entrée et d'une photocathode [120]. La réponse d'une photocathode dépend en effet des propriétés optiques de la fenêtre sur laquelle elle est déposée, comme l'indice optique ou l'atténuation des photons dans le verre. Ce standard tend de nos jours à disparaître avec la trop grande variété des combinaisons possibles, au profit de l'utilisation du nom des matériaux directement.

Composition	Domaine de sensibilité	Sensibilité maximale
CsTe	115 – 320 nm	230 nm
SbKCs	300 – 650 nm	400 nm
SbNaKCs (S20)	300 – 850 nm	420 nm
AgOCs (S1)	320 – 1200 nm	800 nm

TABLE 6.1 – Domaine de sensibilité de quelques photocathodes.

Chaque type de photocathode est caractérisé par un domaine de sensibilité spectrale unique (Tab. 6.1). Les matériaux composés d'un seul alcalin (CsI, CsTe, CsSb) sont sensibles à la lumière ultraviolette, tandis que les semi-conducteurs à base d'arséniure de gallium (GaAs, GaInAs, ...) permettent de détecter des photons dans l'infrarouge. Les alliages bialcalins (SbKCs, SbKNa) ou trialcalins (SbNaKCs) sont adaptés pour la lumière visible, avec une sensibilité maximale autour de 400 – 450 nm, ce qui correspond à l'émission de la plupart des scintillateurs organiques et inorganiques. Ce sont les photocathodes utilisées pour les PMS des compteurs à scintillation.

Formation des photocathodes

La photocathode est déposée au stade final de la construction d'un PM, lorsque le tube est fermé et sous vide. Elle est en effet très fragile et s'oxyde dès que le vide est perdu. Les alliages formant les photocathodes se présentent sous forme de billes réparties au sommet de la structure amplificatrice. Elles sont connectées de part et d'autre par deux tiges métalliques,

2. Le niveau de Fermi est l'énergie du dernier état occupé d'un système fermionique à 0 K et donc celui de plus haute énergie.

3. Joint Electron Device Engineering Council

reliées chacune vers un connecteur au niveau du culot du PM qui leur est dédié. Quand le tube est sous vide, un courant est appliqué aux bornes de ces connecteurs pour évaporer l'alliage.

Le processus de formation d'une photocathode consiste à l'évaporation puis le dépôt sur un substrat du matériau photoémissif. Il est propre à une sorte de photocathode et un type de substrat donné (taille et composition chimique). De nombreux paramètres doivent être parfaitement maîtrisés et optimisés, comme la pureté des matériaux photosensibles, la qualité du vide, l'uniformité du dépôt, ... et en particulier l'épaisseur de la photocathode. Le choix résulte en effet d'un équilibre précis entre absorption des photons et extraction des photoélectrons : la photocathode ne doit pas être trop fine pour absorber correctement les photons, ni trop épaisse car les photoélectrons en sortiraient difficilement. L'ordre de grandeur typique de l'épaisseur est la centaine de nanomètres.

6.1.3 Collection et amplification des photoélectrons

Les photoélectrons émis depuis la surface de la photocathode doivent être regroupés puis amplifiés pour former un signal électrique mesurable, c'est le rôle respectif de l'optique d'entrée et du multiplicateur. Le déplacement des électrons est assuré par un champ électrostatique qui guide et accélère les électrons dans le PM entre chaque étage de l'amplification, de la photocathode à l'anode.

Collection de l'optique d'entrée

Tous les photoélectrons n'atteignent pas toujours le multiplicateur. L'efficacité de collection η donne la proportion moyenne de ceux arrivant sur la première dynode (D1). Elle dépend du point de création du photoélectron sur la photocathode et de la cartographie du champ électrique entre la photocathode et la dynode D1 : les photoélectrons venant du bord de la photocathode sont généralement moins bien collectés que ceux émis au centre. C'est pourquoi, une grille est habituellement installée à l'entrée du multiplicateur, entre la photocathode et la dynode D1, et elle est portée à un potentiel intermédiaire. Elle permet d'ajuster finement les lignes de champ pour améliorer la collection.

La collection des photoélectrons dépend également de la longueur d'onde des photons à l'origine de l'effet photoélectrique (Fig. 6.4), elle est d'autant meilleure que la longueur d'onde des photons est élevée. La perte en efficacité de collection pour des photons de basse longueur d'onde serait causée par la création de photoélectrons avec une énergie cinétique suffisamment grande pour qu'il arrivent à s'échapper des lignes du champ électrique. L'interprétation de cet effet n'est cependant pas entièrement démontrée.

Sous les meilleures conditions d'utilisation du PM, la collection des photoélectrons moyennée sur toute la surface de la photocathode peut atteindre plus de 80 %. Mais les courbes d'efficacité quantique données par les constructeurs de PMs n'en tiennent pas compte. Elles ne reflètent donc pas l'intégralité des performances de photodétection du tube. L'efficacité de détection ϵ réelle d'un PM est le produit des efficacités quantique ρ et de collection η :

$$\epsilon(\lambda, r) = \rho(\lambda) \times \eta(\lambda, r) .$$

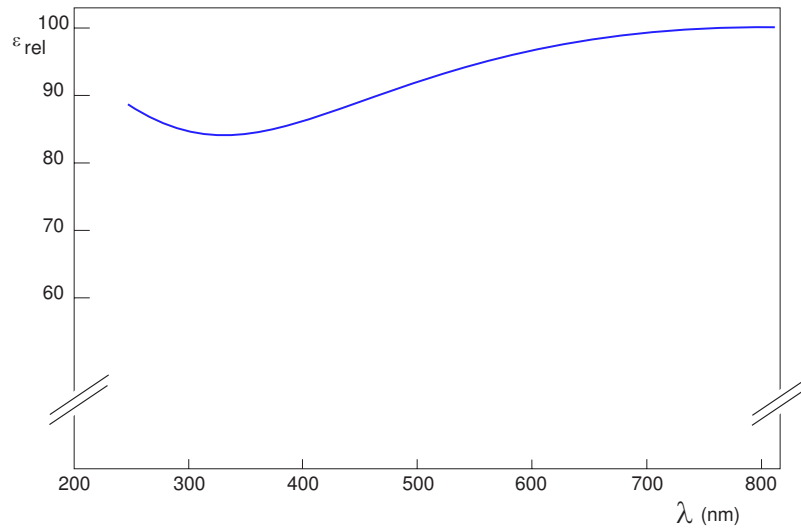


FIGURE 6.4 – Variation typique de l'efficacité de collection des photoélectrons en fonction de la longueur d'onde du photon incident [121].

Dynodes et émission secondaire

Les dynodes sont les éléments du PM qui, par émission secondaire, permettent d'amplifier le signal cathodique. Elles sont composées d'éléments à affinité électronique négative⁴ (Be, Mg, Al) sous forme d'oxydes (BeO, MgO, Al₂O₃). Ces matériaux sont formés ou déposés en surface d'un substrat conducteur (AgMg, CuBe, NiAl, ...) qui joue le rôle d'électrode.

L'émission secondaire électronique est provoquée par l'impact sur les dynodes des électrons accélérés entre les étages. De nombreux électrons sont arrachés, ils diffusent puis s'échappent des dynodes s'ils ont une énergie cinétique suffisamment élevée. La quantité d'électrons secondaires émis, notée δ , est fonction du type de matériau recouvrant les dynodes, de l'angle d'incidence de l'électron initial et de son énergie. Le gain du multiplicateur dépend donc fortement de la haute tension appliquée pour accélérer les électrons. Avec une différence de potentiel inter-dynode d'une centaine de volts, un électron acquiert une énergie cinétique de quelques centaines d'électron-volts et peut provoquer l'émission d'une dizaine d'électrons secondaires.

Il existe différents types d'arrangement et de géométrie pour les dynodes (Fig. 6.5), adaptés à une application précise et pour une taille de photocathode donnée : persienne, en boîte, en cage circulaire, à maille, ... La configuration la mieux adaptée aux compteurs à scintillation est la structure linéaire focalisante, dite de Rajchman (Fig. 6.5-d). Elle concentre le flux d'électrons tout en l'amplifiant, réduisant ainsi la dispersion du temps de transit des électrons dans le PM et améliorant la linéarité de sa réponse.

4. L'affinité électronique est la quantité d'énergie libérée suite à la capture d'un électron par un atome.

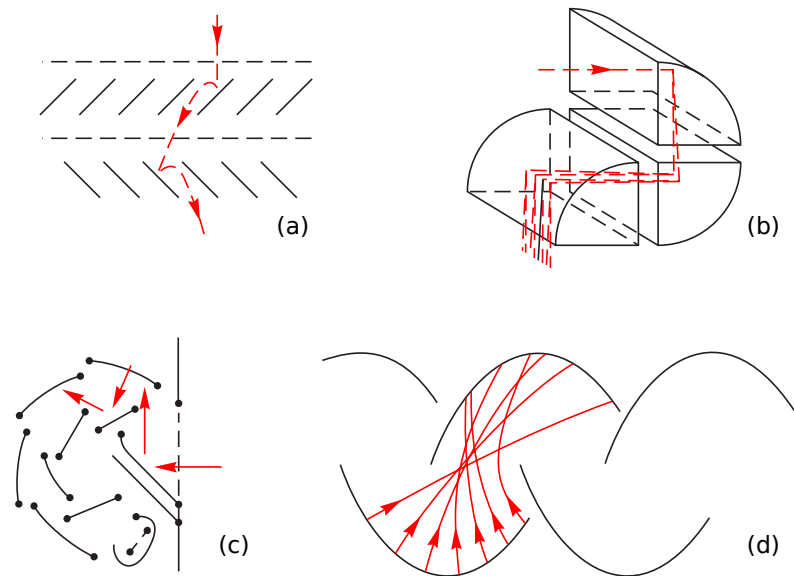


FIGURE 6.5 – Schéma de l'arrangement des dynodes en store vénétien (a), en boîte (b), en cage circulaire (c) et en structure linéaire focalisante (d).

Anode et sensibilité anodique

Le multiplicateur se termine par une dernière électrode, l'anode, qui collecte les électrons provenant de la dernière dynode. Dans cette région, le signal électronique qui se propage a atteint un gain maximal. La charge d'espace créée par le nuage d'électrons peut entraver son déplacement et sa collection sur l'anode. Ce phénomène entraîne la saturation de la réponse des PMs qui se traduit par une non-linéarité lors de la détection de signaux lumineux intenses. Pour réduire cet effet, on utilise une anode filaire ou en grille, positionnée au plus près de la dernière dynode pour atteindre un champ électrique élevé entre les deux.

Par analogie à la sensibilité cathodique S_K , la sensibilité anodique est définie comme le rapport entre le courant anodique I_A mesuré à l'anode sur le flux de lumière incident Φ : $S_A = \frac{I_A}{\Phi}$. La sensibilité anodique est mesurée lors du fonctionnement normal du PM et reflète l'ensemble des caractéristiques du PM, à savoir la sensibilité cathodique, l'efficacité de collection des photoélectrons et le gain.

Alimentation des PMs

Pour accélérer les électrons entre chaque paire de dynodes, le champ électrique doit être orienté d'une dynode D_i vers la dynode précédente D_{i-1} . L'alimentation du PM consiste à créer une différence de potentiel entre chaque étage en appliquant une tension croissante sur les électrodes, de la photocathode à l'anode. Les potentiels sont extraits d'une haute tension à l'aide d'un circuit diviseur de tension. Il s'agit d'un montage simple de résistances en série où la tension V_i aux bornes d'une résistance R_i vaut :

$$V_i = \frac{R_i}{R_{TOT}} V \quad \text{avec} \quad R_{TOT} = \sum_{i=1}^N R_i \quad (6.2)$$

avec V la haute tension appliquée au circuit et N le nombre total d'étages. Les potentiels étant définis à une constante près, il y a une multitude de polarisations possibles. Pour des raisons de simplicité, on utilise toujours deux cas particuliers de polarité positive et négative :

- En polarité négative, l'anode est reliée à la masse (potentiel nul) et la photocathode est portée à un potentiel négatif (Fig. 6.6-a). A cause de la tension élevée appliquée sur la photocathode, toutes pièces métalliques neutres et proches de la fenêtre d'entrée du PM génèrent une grande différence de potentiel à travers l'ampoule. La conductivité du verre, bien que faible, laisse passer un léger courant, source de bruit et de détérioration de la photocathode. Des précautions doivent donc être prises avec une telle polarisation.

- En polarité positive, c'est la photocathode qui est raccordée à la masse et une haute tension positive est appliquée aux dynodes et à l'anode (Fig. 6.6-b). Il est alors indispensable de placer une capacité de découplage à la fin du circuit pour extraire le signal anodique sans détruire l'électronique d'acquisition.

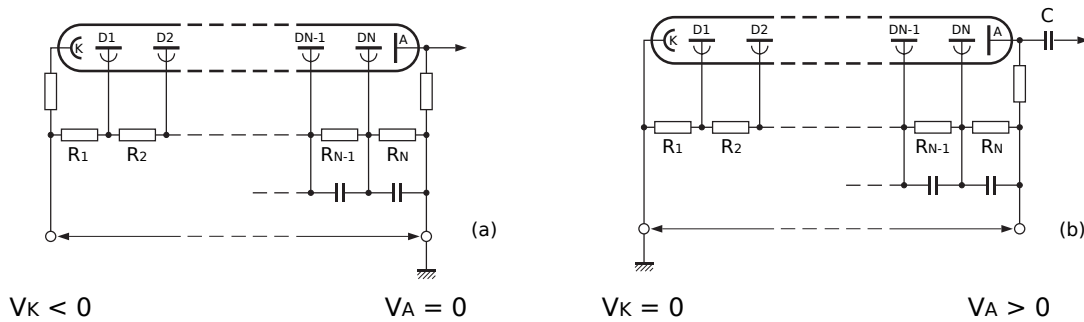


FIGURE 6.6 – Schéma du circuit diviseur de tension pour l'alimentation des PMS en polarisation négative (a) et positive (b).

Le choix de la répartition des tensions entre chaque étage permet d'adapter le comportement du PM à l'application envisagée. La répartition linéaire qui consiste à égaliser la tension entre chaque étage maximise le gain. Une répartition qui augmente progressivement sur les premiers étages, donnera un gain plus faible mais des signaux plus rapides car les photoélectrons parcourent de grandes distances dans l'optique d'entrée. Une répartition progressive sur la fin du multiplicateur diminuera l'effet de charge d'espace entre les dernières dynodes et améliorera la linéarité de la réponse.

Gain du PM

Le rapport entre le courant anodique I_a et le courant cathodique I_k donne le gain du multiplicateur $G = I_a/I_k$. Il peut s'écrire en fonction de l'efficacité de collection de l'optique d'entrée η , du coefficient d'émission secondaire δ_i de la dynode D_i et de son efficacité de collection des électrons de la dynode précédente η_i :

$$G = \eta \prod_{i=1}^N \delta_i \eta_i = \eta \prod_{i=1}^N g_i \quad (6.3)$$

où g_i est le gain de la dynode i et N le nombre d'étages du PM. Le coefficient δ_i dépend de l'énergie cinétique des électrons incidents sur la dynode et donc de la valeur du champ électrique dans l'étage précédent. Il s'exprime en fonction de la différence de potentiel V_i de l'étage i : $\delta_i = k_i V_i^\alpha$ avec k_i une constante et α un exposant de l'ordre de 0,6 à 0,8. Puisque chaque potentiel V_i est une fraction de la tension d'alimentation V (suivant la relation 6.2), l'expression du gain devient :

$$G = \eta \prod_{i=1}^N k_i V_i^\alpha = \eta \prod_{i=1}^N k_i \frac{R_i}{R_{tot}} V^{N\alpha} \propto V^{N\alpha} \quad (6.4)$$

Le gain croît donc suivant une puissance bien particulière de la haute tension, qui dépend du nombre d'étages, du type de dynode et de la configuration du pont diviseur de tension. Avec le PM XP1886 de Photonis à 8 étages développé pour les compteurs à scintillation de SuperNEMO, le facteur $N\alpha$ vaut 5,8 pour une répartition linéaire des tensions entre les dynodes.

6.1.4 Caractéristiques et imperfections des signaux

Les impulsions délivrées par un PM ne sont jamais idéales : les nombreux processus intervenant au cours de la formation du signal (effet photoélectrique, propagation et collection des électrons, émission secondaire) entraînent des fluctuations de leur forme et de leur amplitude. Ces défauts limitent les performances des tubes dans leurs applications, en affectant par exemple les résolutions en énergie et en temps des signaux.

Les principales caractéristiques des signaux des PMs ainsi que leurs imperfections sont présentées dans les paragraphes suivants.

Propriétés temporelles

La trajectoire des électrons dans le multiplicateur, de la photocathode à l'anode, n'est pas fixe. La forme des impulsions délivrées par un PM en réponse à des flashes lumineux instantanés est élargie à cause des temps d'arrivée variés des électrons sur l'anode. On distingue trois temps caractéristiques pour décrire la forme des impulsions (Fig. 6.7) :

- le temps de montée t_M , qui est par définition le temps durant lequel l'amplitude croît de 10 à 90 % de l'amplitude crête sur le front montant de l'impulsion,
- la largeur à mi-hauteur de l'impulsion t_L ,
- le temps de descente t_D , qui correspond à la durée mise par le signal pour passer de 90 % à 10 % de l'amplitude maximale.

Le temps de montée est la caractéristique la plus rapide des trois, de l'ordre de la nanoseconde pour les meilleurs PMs. Cette variation brutale de l'amplitude permet de dater les événements. Plus le temps de montée est court, meilleure sera la précision de la datation.

Avec un compteur à scintillation, la réponse en temps du scintillateur contribue également à la forme des signaux au travers de la ou les constantes de temps de l'émission par scintillation et de la propagation des photons jusqu'au PM. La forme des impulsions est donc une convolution de la réponse temporelle du scintillateur avec celle du PM.

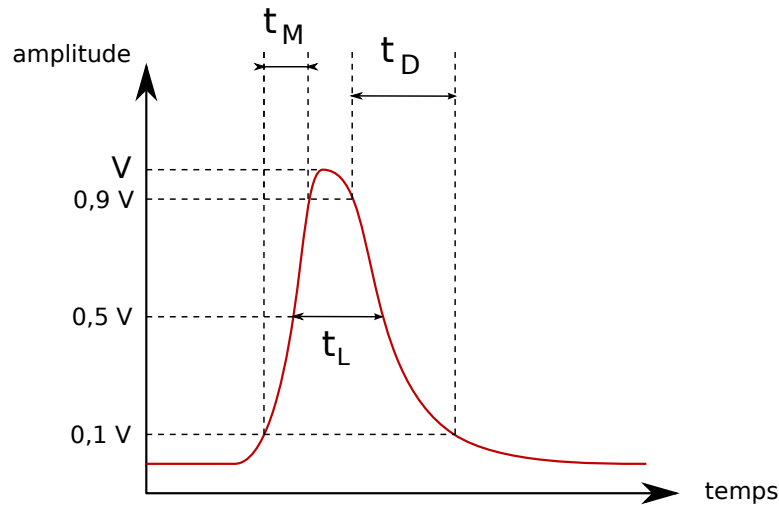


FIGURE 6.7 – Définition du temps de montée, de la largeur et du temps de descente caractérisant la forme d'une impulsion.

Différence et fluctuation du temps de transit

Le temps de transit est l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée du signal lumineux sur la photocathode et la réponse impulsionnelle à l'anode. Il varie comme l'inverse de la racine de la haute tension et vaut typiquement plusieurs dizaines de nanosecondes. Il dépend de la zone sollicitée de la photocathode et augmente généralement en s'éloignant du centre.

La fluctuation de la trajectoire des électrons dans le PM entraîne une dispersion de leur temps de transit, nommée TTS pour Time Transit Spread. C'est la principale cause de dégradation de la résolution temporelle des compteurs à scintillation. Ces fluctuations sont minimisées en équilibrant les trajectoires des photoélectrons dans l'optique d'entrée (fenêtre d'entrée hémisphérique) et en travaillant sur la forme des dynodes (structure linéaire focalisante de Rajchman).

Pré et post-impulsions

En régime impulsionnel, les signaux délivrés par un PM peuvent être précédés et suivis d'une ou plusieurs impulsions de faible amplitude, appelées pré-impulsions dans le premier cas et post-impulsions dans le second. Ces signaux parasites corrélés en temps avec l'impulsion principale sont gênants, ils augmentent artificiellement le taux de comptage et dégradent l'information contenue dans les signaux.

Une pré-impulsion apparaît suite à un effet photoélectrique sur une dynode par un photon n'ayant pas interagit dans la photocathode (Fig. 6.8-a). Le photoélectron part avec un étage en moins, il donnera une impulsion avec une avance correspondante au temps de transit des électrons entre la photocathode et la dynode D1. Leurs amplitudes sont faibles car la multiplication du signal ne débute qu'à partir de la seconde dynode.

Les post-impulsions ont, quant à elles, une amplitude plus élevée et des délais très variés, de plusieurs nanosecondes à quelques microsecondes suivant le phénomène d'origine. Les post-

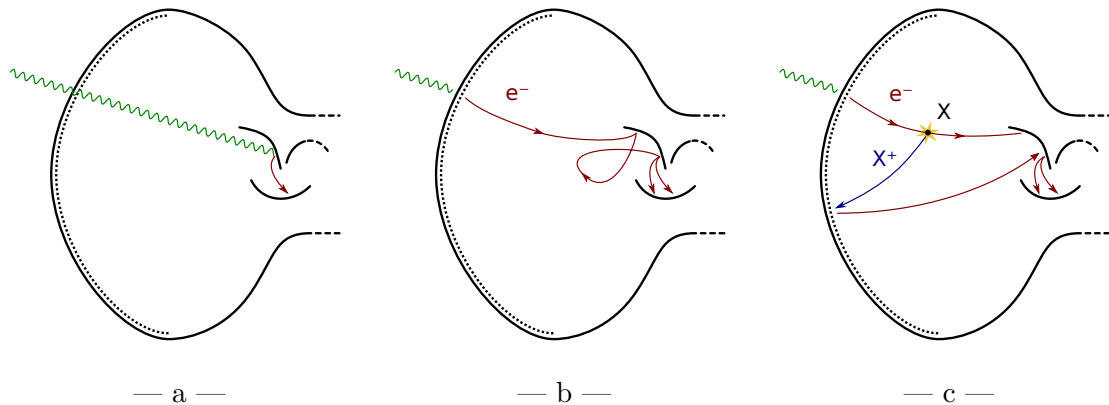


FIGURE 6.8 – Principaux mécanismes conduisant à des impulsions parasites avancées (a) et retardées par diffusion sur une dynode (b) ou par ionisation du gaz résiduel (c).

impulsions à délai court (~ 10 ns) correspondent à la diffusion élastique d'électrons sur la première dynode sans émission secondaire [122]. Les électrons rétrodiffusés sont rapidement ralentis par le champ électrique, puis à nouveau accélérés vers la dynode (Fig. 6.8-b). Cela se manifeste sous la forme d'un rebond de l'amplitude du signal apparaissant dans la traînée de l'impulsion principale.

Les post-impulsions plus tardives, avec des délais de 100 ns à quelques μ s, sont causées par un défaut de vide dans le PM. Les gaz résiduels ionisés par les photoélectrons, sont accélérés et projetés sur la photocathode ou sur les dynodes (Fig. 6.8-c). L'impact libère à nouveau des photoélectrons et peut dégrader localement la photocathode. Il s'agit le plus souvent des ions de dihydrogène H_2^+ , d'hélium He^+ , de diazote N_2^+ , de méthane CH_4^+ , ... [123] [124] L'intensité des post-impulsions est fonction du rapport masse sur charge de l'ion et le délai correspond au temps de vol de l'ion depuis sa position d'origine.

Les post-impulsions apparaissent suite à des impulsions brèves et intenses de lumière tels que les flashes de scintillation. Ils entraînent des déclenchements intempestifs du PM avec un seuil de plusieurs photoélectrons. Avec un compteur à scintillation, les variations de l'amplitude et du délai des post-impulsions introduisent une fluctuation supplémentaire sur la charge intégrée des signaux et dégradent, par là, la résolution en énergie.

Courant d'obscurité

Lorsque le PM est alimenté et plongé dans l'obscurité, un courant anodique de faible intensité est systématiquement présent. C'est un bruit irréductible et continu sur lequel se superpose des impulsions très brèves d'origines diverses : émission thermoélectronique, par effet de champ, radioactivité ambiante, ...

La composante continue provient des fuites ohmiques à travers l'ampoule en verre ou le support des dynodes car ces matériaux ne sont jamais parfaitement isolants. Son intensité varie approximativement de façon linéaire avec la haute tension d'alimentation du PM.

L'émission thermoélectronique de la photocathode apporte une contribution impulsionnelle au bruit. C'est une émission aléatoire d'électrons qui croît avec la température, de l'ordre de 10 à 1000 électrons par cm^2 et par seconde pour les photocathodes bialcalines à température ambiante. Plus la sensibilité de la photocathode est étendue aux grandes longueurs d'onde et

plus l'émission thermoélectronique est importante car le travail de sortie est moindre.

Le champ électrique induit une émission froide d'électrons par effet de champ. Cela se produit au niveau des irrégularités des surfaces de la photocathode et des dynodes. Le courant augmente plus rapidement que le gain avec la haute tension, limitant inévitablement le gain du multiplicateur. Les fuites ohmiques et l'émission par effet de champ sont les deux phénomènes qui restreignent le fonctionnement du PM sur un intervalle de haute tension précis (Fig. 6.9).

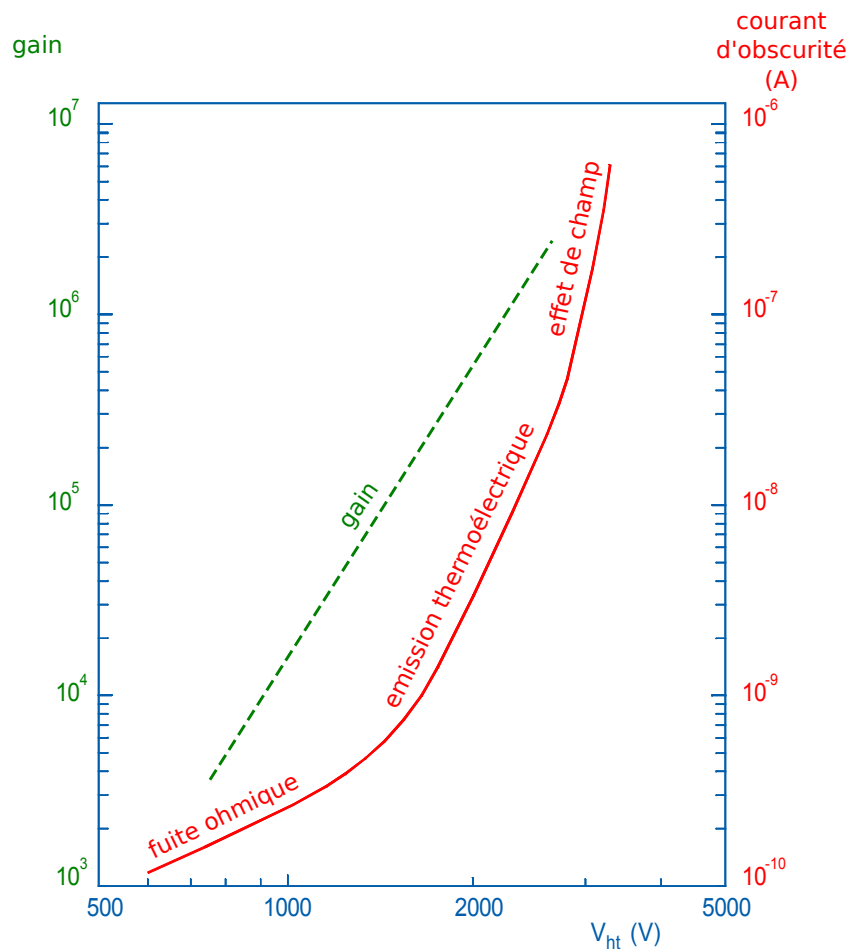


FIGURE 6.9 – Domaine de variation du courant d'obscurité des PMs avec la haute tension.

La radioactivité environnante au PM, comme les rayonnements cosmiques ou la radioactivité des composants du tube, est une autre source importante de bruit impulsionnel. Les particules chargées produisent des photons par effet Čerenkov dans l'ampoule en verre. Ces derniers peuvent atteindre la photocathode et donner des photoélectrons car leur longueur d'onde correspond très souvent à la sensibilité du PM (lumière bleue).

Influence de l'environnement

Les caractéristiques de la réponse d'un PM, comme la sensibilité, la collection des photoélectrons ou le gain, sont affectées de manière temporaire, et parfois définitive, par des changements de température, les champs magnétiques, l'atmosphère, ... Connaître l'historique de l'utilisation d'un PM et maîtriser son environnement est essentiel pour comprendre leur réponse et garantir leur fonctionnement à long terme.

Les variations de température modifient la courbe de réponse spectrale des photocathodes, ce qui conduit à des changements de la sensibilité cathodique complexes en fonction de la longueur d'onde (Fig. 6.10). La température agit également sur le gain (coefficient d'émission secondaire) et le courant d'obscurité (composante thermoélectrique). Un changement de la température modéré, d'une à quelques dizaines de degrés, et de courte durée a généralement un impact réversible sur le fonctionnement du PM. Mais une exposition prolongée en dehors du domaine précisé par le constructeur (de $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $+50\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour le PM XP1886 de Photonis) peut conduire à des contraintes importantes sur l'ampoule en verre ou à une altération de la composition chimique de la photocathode [125].

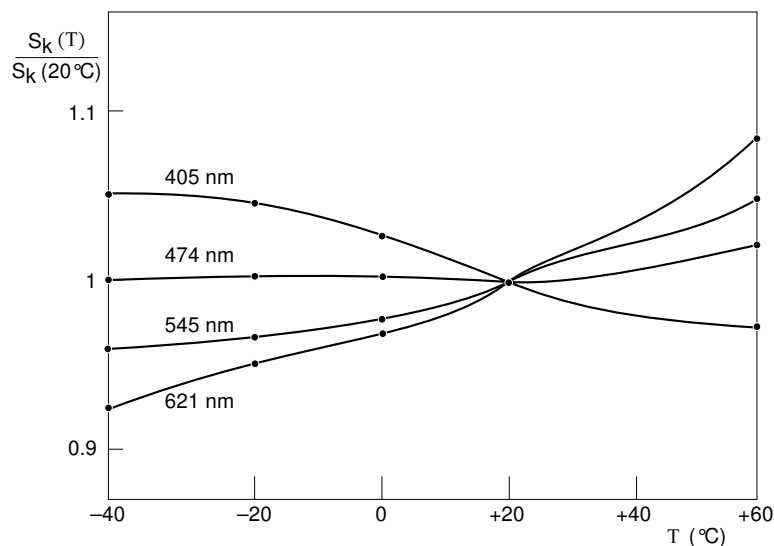


FIGURE 6.10 – Variation de la sensibilité spectrale d'une photocathode bialcaline SbKCs en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde [121].

La présence d'un champ magnétique, aussi faible que le champ terrestre, peut dévier les électrons dans le PM, particulièrement dans l'optique d'entrée où la trajectoire parcourue par les photoélectrons est la plus longue. L'effet dépend fortement de l'orientation du champ par rapport au positionnement des dynodes, il est au plus fort lorsque les lignes de champ sont parallèles aux dynodes. Un blindage magnétique est nécessaire dans les expériences employant un champ magnétique pour éviter d'affaiblir l'efficacité de collection des photoélectrons de l'optique d'entrée.

On sait que le verre est perméable à l'hélium et que le taux de pénétration augmente avec

la pression partielle de l'hélium dans l'air [126]. La présence d'hélium détériore le vide dans le tube et cause l'apparition de post-impulsions. La durée de vie moyenne d'un PM peut être réduite à quelques jours dans un environnement où la pression partielle en hélium atteint 100 kPa, comparée à une dizaine d'année dans l'air (0,7 Pa) [121].

6.2 Développement d'un nouveau PM haute performance

Le PM XP1886 de Photonis est un nouveau type de PM 8" conçu exclusivement pour le projet SuperNEMO. L'objectif est d'aboutir à un PM dont la conception et les performances lui permettront de mesurer correctement les flashes lumineux intenses des scintillateurs et d'atteindre une résolution en énergie de 7 % (FWHM) pour des électrons de 1 MeV. A cela s'ajoute le développement d'un verre de très basse radioactivité pour l'ampoule des tubes, et une sélection de l'ensemble des autres matériaux suivant leur radiopureté, afin de réduire la contribution dominante des PMs dans la radioactivité de SuperNEMO (Sec. 4.3).

Suite à une introduction sur le nouveau PM XP1886 et ses principales caractéristiques, les résultats des travaux de R&D réalisés en collaboration avec Photonis de ce PM seront présentés. L'objectif est d'améliorer au maximum l'efficacité de photodétection du tube.

6.2.1 Le PM 8" XP1886 de Photonis

Justification d'un nouveau PM

À ce jour, les PMs de dimensions supérieures ou égales à 8" étaient destinés principalement pour des applications de détection de lumière Čerenkov, comme les expériences Antares, Super-Kamiokande, ... Ce sont donc des PMs ultra-rapides dédiés à la détection de quelques photons avec un gain très élevé, de 10^7 à 10^9 .

Dans le cas de SuperNEMO, le mode de fonctionnement change complètement, les flashes lumineux de scintillation sont de quelques centaines à un millier de fois plus intenses que par émission Čerenkov. Les PMs mentionnés précédemment ne peuvent être employés pour SuperNEMO car la détection d'une grande quantité de photons induit fatalement des phénomènes de non-linéarité de leur réponse. De plus, pour atteindre une résolution en énergie de 7 % (FWHM) à 1 MeV, il est primordial d'améliorer l'efficacité de détection des PMs existants. Une collaboration entre le CENBG et Photonis a ainsi démarrée en 2005 pour mettre au point un nouveau PM 8" adapté à SuperNEMO, le XP1886.

Caractéristiques du XP1886

L'idée est de partir sur un modèle de PM 8" déjà construit par Photonis, le XP1806, en y apportant deux changements majeurs : le système d'amplification de 11 étages du XP1806 est réduit à 8 étages et la photocathode standard est remplacée par une photocathode à haute efficacité quantique. Le passage de 11 à 8 étages est fait en conservant la structure linéaire focalisante de Rajchman. Cela réduit le gain approximativement d'un facteur 100, permettant d'assurer une réponse linéaire du PM et adaptant le gain aux besoins de SuperNEMO. La modification de la photocathode nécessite un travail préliminaire de R&D sur des PMs de plus petites tailles (Sec. 6.2.5). C'est pourquoi les premiers PMs XP1886 possèdent une

Caractéristiques / Valeur	Minimale	Typique	Maximale
fenêtre d'entrée	verre borosilicate		
- épaisseur		3 mm	
- indice de réfraction		1,48	
photocathode	bialcaline		
- gamme spectrale	270 nm	420 nm	650 nm
- sensibilité cathodique		80 mA/W	
- efficacité quantique		24 %	
type de multiplicateur	linéaire focalisant		
- haute tension	1100 V	1400 V	1700 V
- gain *	$2 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
signaux *			
- temps de montée		5 ns	
- temps de transit		80 ns	
- dispersion FWHM		2,4 ns	

* : pour une répartition linéaire des tensions entre les dynodes.

TABLE 6.2 – Principales caractéristiques du PM XP1886.

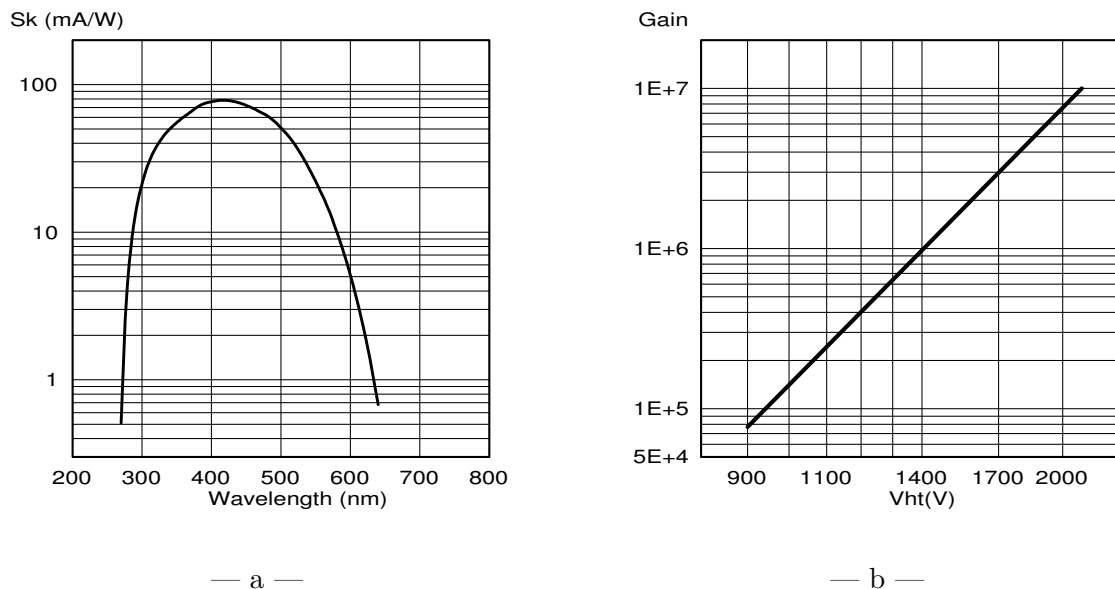


FIGURE 6.11 – Courbe de sensibilité du PM XP1886 avec une photocathode standard (a) et variation de son gain en fonction de la haute tension d'alimentation avec une répartition linéaire des tensions entre les dynodes (b).

photocathode standard, avec une efficacité quantique maximale de 24 % à 420 nm. Leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 6.2, et leurs courbes de sensibilité et de gain sont représentées sur la figure 6.11. Deux PMs de ce type ont été reçus et testés au CENGB, portant les numéros de série SN100 et SN101. Le SN100 est le premier à avoir été reçu. Il est rapidement devenu notre PM de référence sur les bancs de test, aussi bien pour les comparaisons des performances entre PMs que pour le développement avec les scintillateurs.

Étude d'un scintillateur test pour Photonis

Dès le début de la R&D et en vue de la production en chaîne des PMs pour SuperNEMO, Photonis a souhaité mettre en place un banc de test spécifique aux tubes XP1886. Le contrôle consiste à coupler les PMs à un scintillateur de référence pour mesurer la résolution en énergie en fin de fabrication et dans des conditions comparables aux compteurs à scintillation de SuperNEMO. Il a été envisagé, dans un premier temps, d'utiliser un scintillateur NaI de taille 3" disponible chez Photonis à Brives, en attendant la progression de la R&D sur les scintillateurs au CENBG. Ce petit cristal aurait été par la suite remplacé par un scintillateur de type et de géométrie identique à celui attendu dans SuperNEMO.

Les photons produits par scintillation dans le cristal NaI doivent être acheminés par une guide de lumière adaptant la sortie du petit scintillateur 3" au PM 8". Pour que la mesure soit bien représentative des conditions de fonctionnement des PMs dans SuperNEMO, la photocathode doit être illuminée sur toute sa superficie, si possible de façon identique qu'avec les scintillateurs de plus grande géométrie de SuperNEMO. Photonis a, de ce fait, proposé d'étudier par simulations optiques différentes formes de guide de lumière pour déterminer la géométrie la plus adéquate.

Il est logique de partir sur un guide dont la hauteur est au moins égale à celle des scintillateurs de SuperNEMO, soit 10 cm. Les photons ont ainsi le temps de se disperser dans le guide par propagation et réflexion. Les surfaces latérales doivent être polies et habillées par un matériau diffusif, comme le Téflon, pour les rendre identiques à celles des scintillateurs de SuperNEMO. Ces conditions fixées, il ne reste plus qu'à définir le profil. Diverses formes de guide ont été étudiées par simulation pour choisir la géométrie la plus appropriée. L'objectif

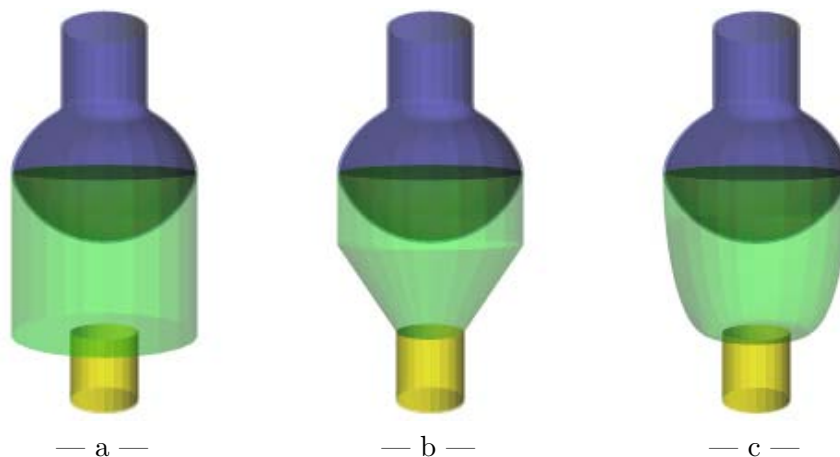


FIGURE 6.12 – Aperçus de quelques géométries de guide étudiées pour coupler un scintillateur NaI 3" à un PM XP1886 8" : guide cylindrique (a), conique (b) ou courbé (c).

de ces simulations étant d'étudier la répartition des photons sur la photocathode, et non la quantité détectée, le modèle de simulation du scintillateur plastique est utilisé pour générer les photons. Le guide est considéré optiquement transparent à la lumière, quelle que soit la longueur d'onde des photons. La figure 6.12 présente les trois principales géométries de base pour le guide, à savoir une simple cylindre (a), un entonnoir conique (b) ou de forme plus complexe (c). La simulation consiste à envoyer quelques dizaines d'électrons dans le scintillateur, ce qui permet d'obtenir un centaine de millier de photons collecté au niveau de la photocathode. Dès qu'un photon arrive sur le PM, on enregistre sa position et son angle d'incidence par rapport à la normale. Les spectres en position et en angle obtenus sont présentés sur la figure 6.13 et comparés à ceux obtenus également par simulation lorsque le PM est couplé directement à un scintillateur 8" cylindrique.

Les distributions sont globalement très similaires, que ce soit pour la position ou l'angle. En regardant plus finement la répartition en position, le guide cylindrique est rigoureusement le plus proche de la distribution recherchée, les deux autres formes montrant une légère tendance à illuminer un peu plus le centre de la photocathode que les bords. Cette géométrie a donc été retenue. Nous pouvons également mentionner que cette forme est la plus simple à usiner.

6.2.2 Optimisation des conditions d'utilisation du PM XP1886

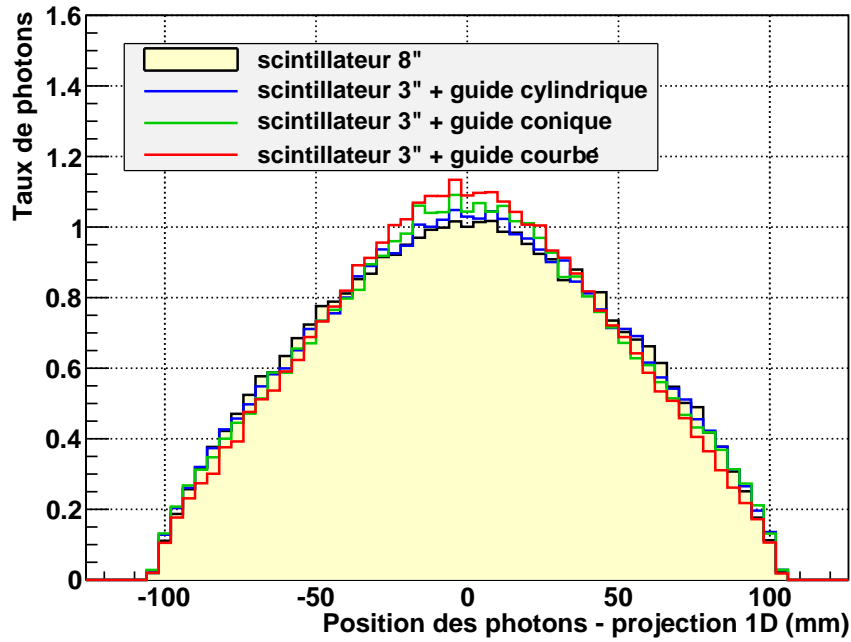
Les tests réalisés avec les premiers PMs XP1886 ont consisté à caractériser leur réponse aux flashes lumineux des scintillateurs et optimiser leur fonctionnement dans ce type d'application. Nous présenterons les points identifiés permettant d'améliorer les performances du XP1886. Les caractéristiques complètes des PMs reçus au CENBG seront détaillés plus tard (Sec. 6.3).

Stabilisation

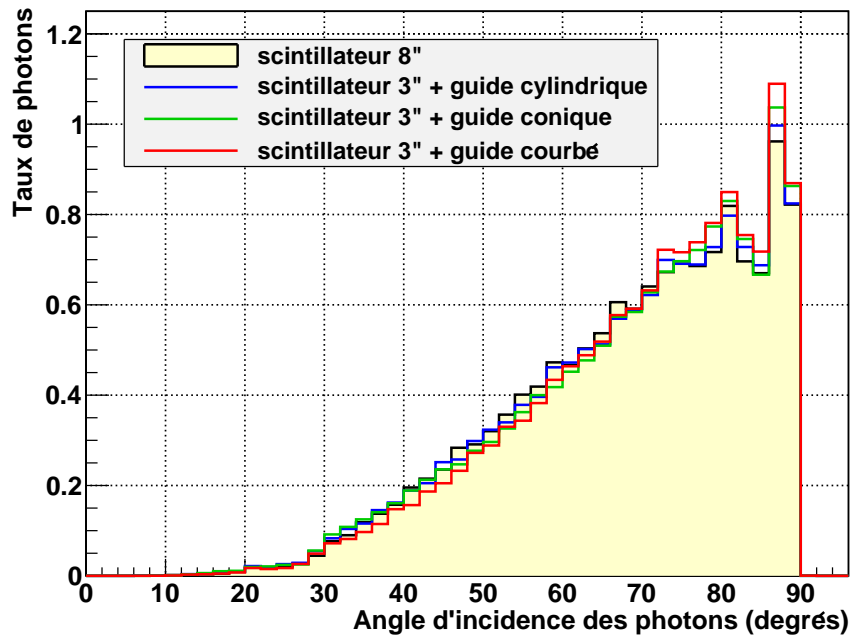
Lors de la mise sous sa tension, un PM entre dans un mode de fonctionnement transitoire au cours duquel le gain et le courant d'obscurité peuvent varier avant d'atteindre des valeurs stables. La durée et l'ampleur de ce régime dépend de "l'historique" du PM, particulièrement lorsqu'il n'a pas fonctionné depuis longtemps, ou bien s'il a été manipulé sous la lumière du jour.

Parmi les prototypes de PMs testés au CENBG, certains ont manifesté de tels comportements instables. La figure 6.14 montre l'évolution de la réponse d'un PM XP1886 en fonction du temps durant la première heure qui suit sa mise sous tension. Le PM est couplé à un scintillateur et les signaux sont générés par scintillation avec des électrons de 1 MeV. La variation de la charge est nette et tend progressivement vers une stabilisation de type "un moins exponentiel". Durant le temps de la mesure, d'un peu plus d'une heure, la valeur du gain a presque doublé !

Afin d'écartier ce type de comportement lors des mesures, la salle d'expérience où se trouvent les spectromètres à électrons est passée en salle noire courant 2008. Les PMs non utilisés sont systématiquement stockés dans leur carton d'origine. De plus, le test d'un compteur à scintillation est toujours lancé environ 12 heures après la mise sous tension du PM pour garantir sa stabilisation. La qualification durant environ deux heures, il ne peut pas y avoir de phénomènes suffisamment brutaux pour impliquer des dérives du gain : changement important du taux de comptage, variation forte de la température, ... Cependant, s'il s'avère quand même que le PM testé montre une instabilité durant la mesure, cela sera immédiatement mis en évidence par l'analyse des données grâce à l'étalonnage en énergie du



— a —



— b —

FIGURE 6.13 – Répartition normalisée de la position (a) et de l'angle d'incidence (b) des photons arrivant sur le PM par simulation des différents guides de lumière adaptant un scintillateur 3" au PM 8".

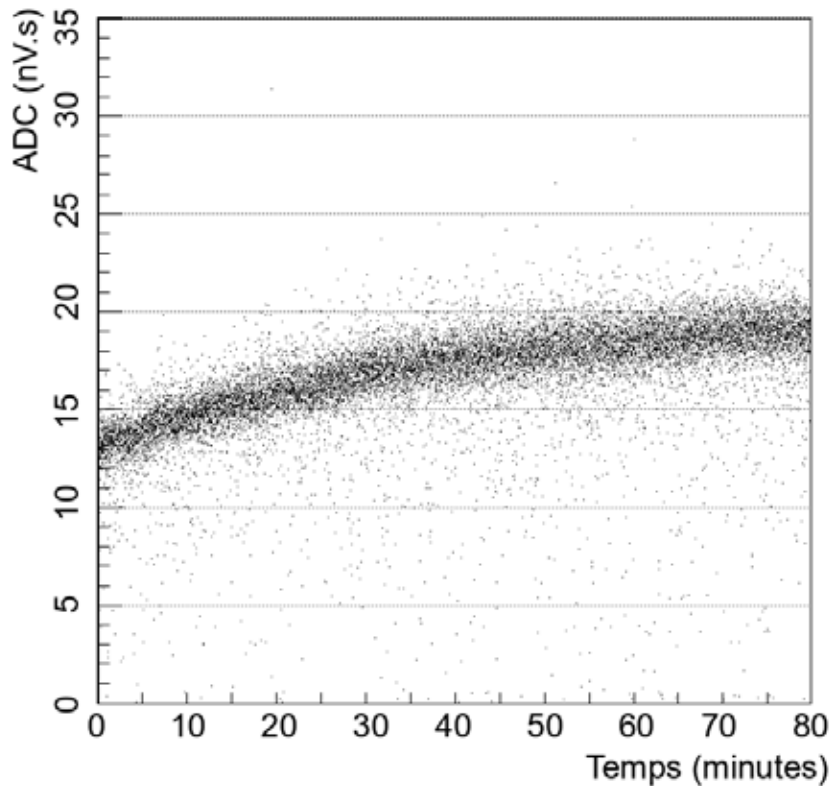


FIGURE 6.14 – Évolution de la réponse en charge d’un prototype de PM XP1886 juste après sa mise sous tension. Les signaux lumineux proviennent de la scintillation d’électrons de 1 MeV dans un bloc plastique et correspondent à la détection d’environ 1000 photoélectrons.

compteur à scintillation (Sec. 3.2.3).

Choix de la valeur de la haute tension d’alimentation

Une alimentation haute tension est utilisée pour le fonctionnement des PMs. Les champs électriques créés par les différences de potentiels entre chaque étage accélèrent les électrons et les projettent sur les dynodes, provoquant l’amplification du signal par émission secondaire. La valeur de la haute tension affecte l’énergie acquise par les électrons entre les dynodes, le taux d’électrons secondaires émis et permet par là de contrôler le gain (Sec. 6.1.3). La collection des photoélectrons dans l’optique d’entrée et la rapidité des impulsions peuvent également être modifiées. C’est pourquoi, nous avons analysé la réponse d’un PM XP1886 en fonction de la haute tension pour étudier son domaine de fonctionnement et vérifier s’il existe éventuellement un régime idéal.

Le PM de référence est utilisé, il est couplé à un scintillateur cylindrique en PS (type NEMO 3) de 8" de diamètre et 2 cm de hauteur. Ce compteur à scintillation est placé sur un des spectromètres à électrons et centré sur le faisceau d’électrons.

La figure 6.15-a montre la charge moyenne mesurée pour des électrons de 1 MeV en fonction de la valeur de la haute tension appliquée. La représentation en échelle logarithmique permet

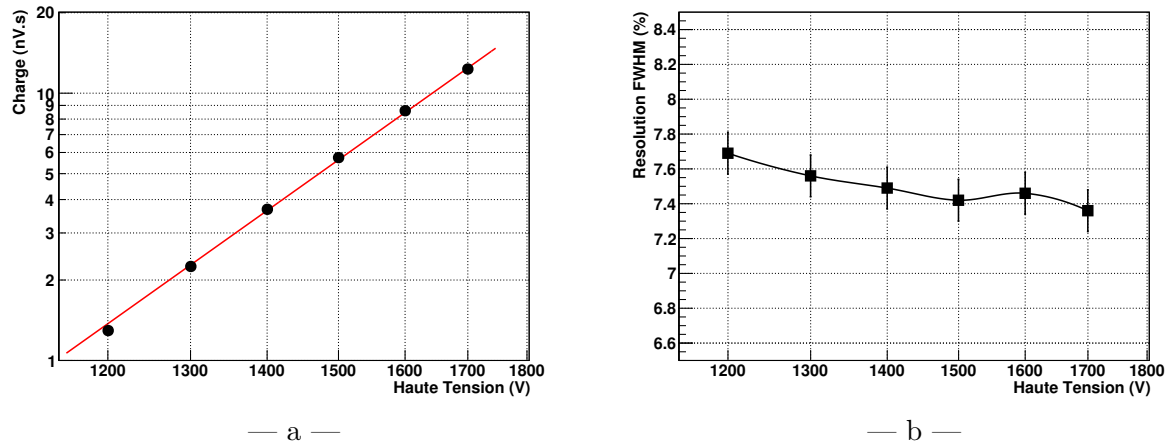


FIGURE 6.15 – Réponse d'un PM XP1886 (SN100) aux flashes de scintillation en fonction de la haute tension : charge moyenne (a) et résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV.

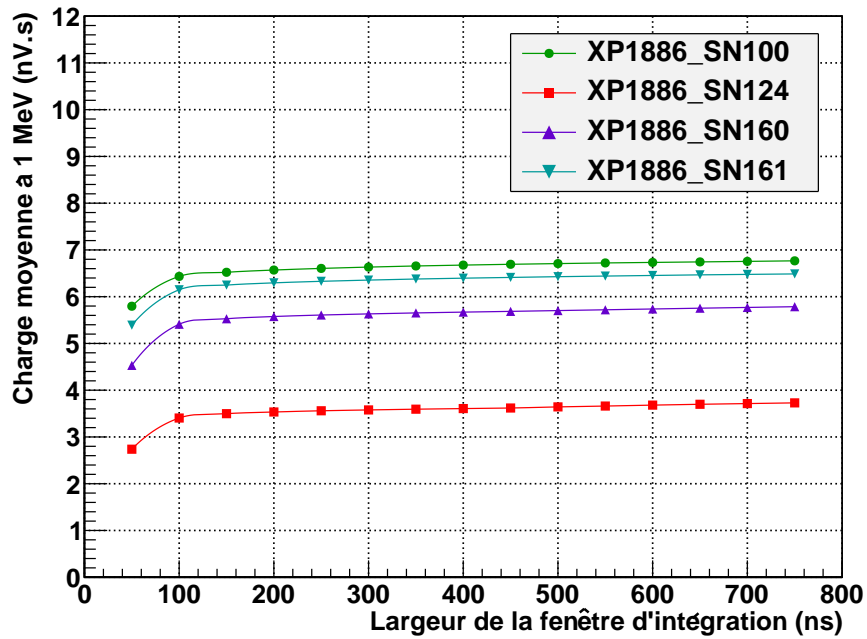
de confirmer que la charge (et donc le gain) varie en puissance de la tension appliquée, avec un coefficient mesuré à 5,4 par interpolation des points expérimentaux. Cette valeur est différente de celle annoncée par le constructeur pour le PM XP1886 (exposant de 5,8) car nous utilisons un pont diviseur de tension optimisé et différent du pont standard (Sec. 6.2.3).

Intéressons-nous maintenant à la résolution en énergie, donnée toujours en réponse à des électrons de 1 MeV (Fig. 6.15-b). Elle est légèrement améliorée par une augmentation de la haute tension de 1200 à 1400 V, puis semble stable au-delà. Il existe donc une tension minimale à appliquer au PM d'environ 1400 V pour collecter un maximum de photoélectrons dans l'optique d'entrée, et à partir de laquelle l'efficacité de collection devient constante. Le choix de la haute tension est ainsi libre au dessus de cette valeur, permettant d'ajuster le gain du PM à l'acquisition sans affecter la résolution en énergie.

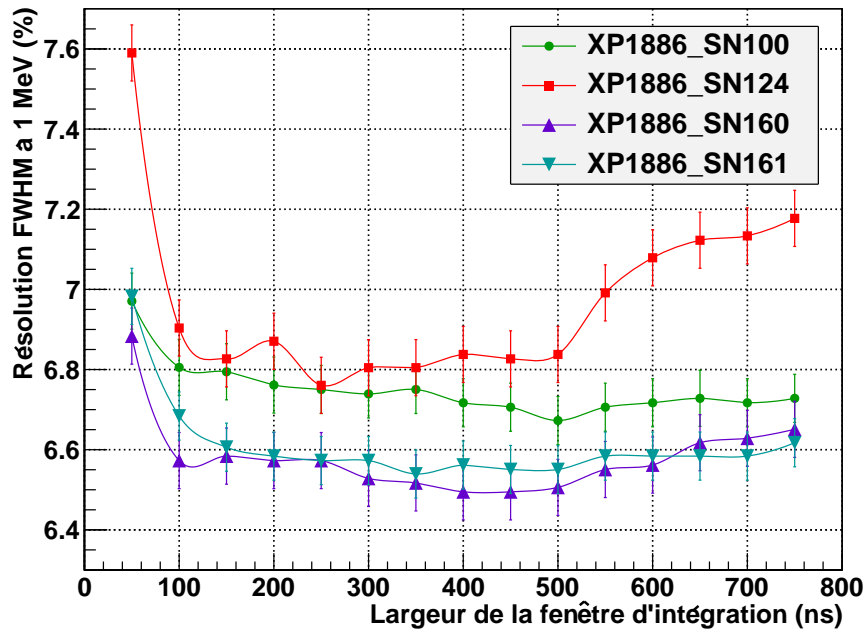
Intégration des impulsions

La charge contenue dans les impulsions est l'information pertinente donnée par les compteurs à scintillation. Elle est proportionnelle à la quantité de photons de scintillation détectée et donc à l'énergie déposée dans le scintillateur par les rayonnements ionisants. Elle est évaluée en intégrant la surface des impulsions dans le temps. Une intégration sur une fenêtre trop courte ne tient compte que partiellement de la charge collectée à l'anode et la perte d'information occasionnée a un impact sur la résolution en énergie. Une intégration de l'impulsion sur une fenêtre plus large augmente la probabilité de présence de signaux parasites dans la fenêtre (bruit, post-impulsions) ce qui conduit également à une dégradation de la résolution en énergie. Pour profiter au maximum des performances du PM, il est donc important de trouver le bon équilibre. C'est la raison pour laquelle, lors de tous tests de compteurs à scintillation au CENBG, les signaux délivrés par le PM sont échantillonnés afin de choisir librement et d'optimiser la fenêtre d'intégration (Sec. 3.2.2).

L'étude présentée ici est faite pour plusieurs PMs XP1886 couplés tour à tour au même scintillateur, un bloc hexagonal en PVT de 236 mm de côté et 2 cm de hauteur. Les variations de la charge en fonction de la largeur d'intégration sont évaluées pour des signaux générés par



— a —



— b —

FIGURE 6.16 – Influence de la largeur d'intégration des impulsions sur la charge (a) et la résolution en énergie (b) mesurées avec différents PMs XP1886 de Photonis.

la scintillation d'électrons de 1 MeV (Fig. 6.16-a). Les évolutions des valeurs de charge sont très similaires d'un PM à l'autre : une fenêtre d'au moins 100 ns est nécessaire pour intégrer la partie principale des impulsions, et, quel que soit le PM, la charge continue à augmenter doucement au-delà. Cette hausse correspond à la détection des photons retardés dans le scintillateur soit par une longue trajectoire, soit par une émission suivant une composante de luminescence de longue durée. La prise en compte de ces photons supplémentaires apporte un cumul d'informations qui se traduit par une amélioration légère de la résolution en énergie pour une intégration de la charge sur une grande fenêtre (Fig. 6.16-b). Les effets provoqués par les impulsions parasites commencent à se faire sentir à partir d'une largeur d'intégration de l'ordre de 500 ns, particulièrement avec le PM SN124. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, il s'agit d'un prototype qui a subi une dégradation de son vide lors de la formation de la photocathode. Cette altération provoque la présence de nombreuses post-impulsions et est à l'origine de la dégradation de la résolution en énergie observée. Photonis a corrigé ce problème sur les PMs SN160 et SN161, les derniers prototypes de XP1886 reçus au CENBG. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point, mais signalons d'ores et déjà les excellentes résolutions en énergie mesurées avec ces PMs, jusqu'à 6,5 % FWHM à 1 MeV avec le scintillateur PVT de 2 cm de hauteur.

Les courbes de résolution en énergie présentent toutes un minimum pour une intégration des impulsions sur une largeur de 400 ns. C'est pourquoi, cette valeur est retenue comme fenêtre de référence pour évaluer toutes les résolutions en énergie des mesures réalisées avec les PMs XP1886.

6.2.3 Amélioration de la répartition des tensions entre les dynodes

Le pont diviseur de tension initialement fourni avec les PMs XP1886 a une répartition linéaire des tensions, ce qui permet de maximiser le gain. Ce type de circuit est utilisé pour détecter de faibles flux de photons et n'est pas le plus approprié pour nos compteurs à scintillation. Nous avons donc décidé d'adapter le pont en partant sur une répartition progressive des tensions à la fois dans les premiers étages, pour essayer d'augmenter les performances (collection des photoélectrons, rapidité des impulsions), et sur les derniers étages pour prévenir la non-linéarité.

Le rapport des résistances dans les ponts testés est indiqué dans le tableau 6.17, ainsi que la répartition des tensions pour une alimentation de 1650 V. Le pont noté VD1 est celui qui possède la répartition linéaire. Les autres ont tous une répartition progressive sur les derniers étages qui démarrent à partir de la D4. Les ponts VD3 et VD4 ont un rapport de résistance plus élevé respectivement sur le premier et le second étage. Les ponts sont branchés tour à tour sur le PM d'un compteur à scintillation fixe et on procède à la qualification du détecteur sous le faisceau d'électrons du spectromètre 1. Les résultats reportés sont la résolution en énergie (Fig. 6.18-a) et le temps de montée des impulsions (Fig. 6.18-b), pour des électrons de 1 MeV dans les deux cas.

Puisque la modification du pont affecte le gain des PMs, plusieurs mesures ont été faites avec différentes valeurs de la haute tension afin de couvrir une gamme en gain comparable. En appliquant une haute tension de 1500 V avec le VD1, la charge mesurée vaut environ 5 nV.s. Pour atteindre cette valeur avec les ponts VD3 et VD4, il faut monter l'alimentation à 1800 V car la moitié de la haute tension se retrouve sur le premier étage avec ces deux ponts.

Le pont VD3 se détache étonnamment des autres avec une résolution moyenne de 8,2 % comparée à plus ou moins 8,6 % avec les autres. Sa configuration des tensions au début du

	K	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A	TOT
VD1	10	4	4	1	1	1	1	1	1	1	24
VD2	10	4	4	1	1,25	1,5	1,75	2	2	2	27,7
VD3	20	4	4	1	1,25	1,5	1,75	2	2	2	37,5
VD4	20	6	4	1	1,25	1,5	1,75	2	2	2	39,5

— a —

	K	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A
VD1	686	275	275	69	69	69	69	69	69	69
VD2	596	238	238	60	74	89	104	119	119	119
VD3	880	176	176	44	55	66	77	88	88	88
VD4	835	251	167	42	52	63	73	84	84	84

— b —

FIGURE 6.17 – Rapport des valeurs résistances dans les différents ponts diviseur de tension étudiés (a) et répartition des tensions en volts pour une haute tension de 1650 V (b). Le rapport des résistances est en fait normalisée à la valeur de la plus petite résistance. et la différence de potentiel de l'étage i avec un rapport r_i vaut $\frac{r_i}{r_{tot}}$ avec $r_{tot} = \sum_i r_i$.

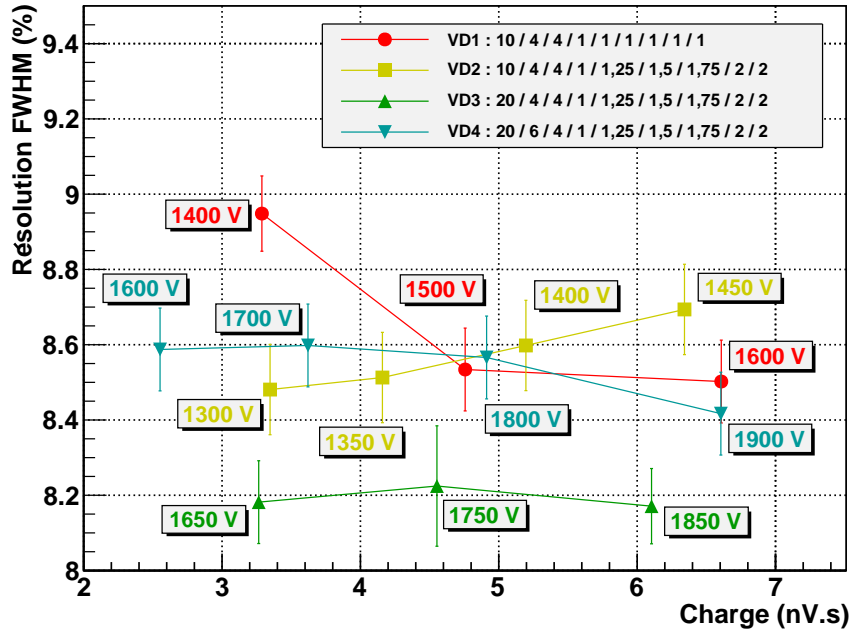
multiplicateur semblerait donc améliorer l'efficacité de collection des photoélectrons. La mise en place d'une répartition progressive sur les derniers étages n'a, par contre, aucun impact sur la résolution en énergie (comparaison entre les ponts VD1 et VD2).

A gain identique, le pont VD3 donne également les signaux les plus rapides (Fig. 6.18-b). C'est en effet celui qui donne la tension la plus élevée entre la photocathode et la première dynode. Il s'agit donc du meilleur pont parmi ceux testés car il améliore la collection et donne des signaux plus rapides tout en ayant la répartition progressive sur les derniers étages.

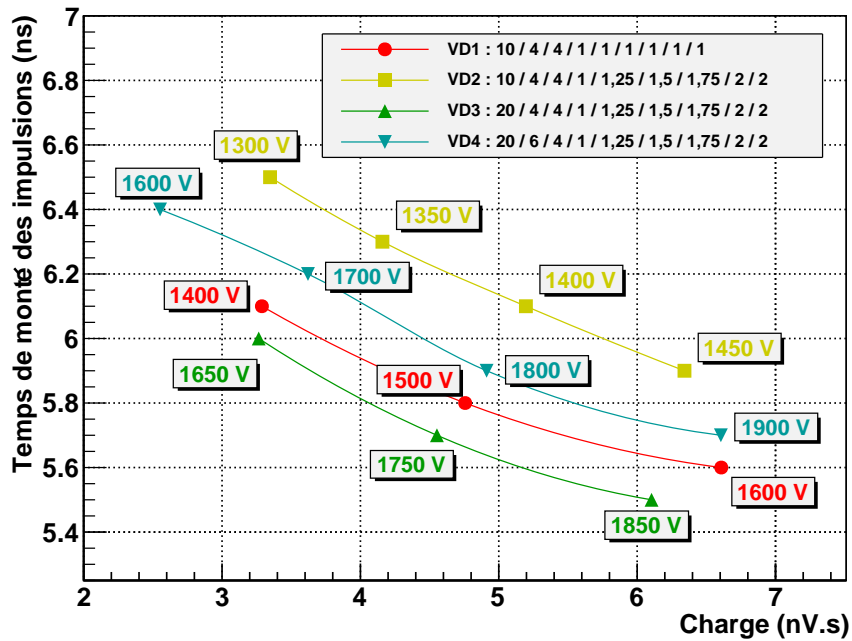
6.2.4 Amélioration du profil de l'ampoule des PMs

À la demande de Photonis, le programme de simulation optique des scintillateurs développé avec GEANT4 a été étendu pour autoriser la propagation des photons dans le PM. L'objectif est d'étudier les photons n'interagissant pas dans la photocathode, et de travailler sur leur "seconde chance" d'interaction. A l'origine, l'algorithme du programme stoppe tous les photons arrivant sur la photocathode. Le code est donc modifié pour laisser les photons traverser la photocathode ($n \approx 2,8$) et entrer dans le vide du PM ($n = 1$). Les parois de l'ampoule en verre à l'opposé de la photocathode sont configurées pour rendre compte du réflecteur formé par un dépôt d'aluminium à l'intérieur des tubes XP1886. La structure métallique entourant la partie supérieur du multiplicateur est ajoutée dans la simulation et considérée également comme un réflecteur spéculaire.

Dans la simulation, le PM est couplé à un scintillateur de dimension et configuration semblable à ceux de SuperNEMO. Les photons générés par la scintillation d'électrons de 1 MeV se propagent en tenant compte de l'atténuation dans le scintillateur, l'absorption



— a —



— b —

FIGURE 6.18 – Comparaison des ponts diviseur de tension : résolution en énergie (a) et temps de montée des impulsions (b) créées par la scintillation d'électrons de 1 MeV pour différentes valeurs de la haute tension.

en surface, ... Cette configuration permet d'avoir une répartition réaliste de la position et de l'angle d'incidence des photons arrivant au PM. Ceci est très important car le devenir des photons dans le PM dépend totalement de leurs positions et directions en sortie de la photocathode.

Pour rendre compte de la transmission de la photocathode, il faut introduire, comme toutes les propriétés optiques dans GEANT4, un jeu de paramètre telle qu'une longueur d'atténuation (Sec. 3.3.1). Or, il est en pratique très difficile d'estimer la transmission d'une photocathode. L'efficacité quantique ϵ nous donne la probabilité qu'un photon produise un effet photoélectrique dans la photocathode ET que le photoélectron s'en échappe. Parmi la proportion restante $(1 - \epsilon)$, on ne connaît ni le nombre de photons transmis et ni ceux interagissant sans que le photoélectron soit détecté. Nous avons donc fait le choix de considérer la photocathode totalement transparente aux photons provenant du scintillateur. Ensuite, les règles suivantes sont appliquées aux photons qui se propagent dans le PM :

- Si un photon remonte le tube en se faufilant entre la structure amplificatrice et la paroi du verre, il sera arrêté et considéré comme perdu.
- Un photon se dirigeant à l'intérieur du multiplicateur sera également arrêté.
- Dès qu'un photon est de retour sur la photocathode, il est stoppé pour empêcher son retour dans le scintillateur. Cela permet d'éviter les comptabilisations multiples et d'épargner les longues trajectoires de photons qui prolongent le temps d'exécution de la simulation.

Un plan détaillé de l'ampoule en verre des PMs XP1886 a été fourni par le producteur (Fig. 3.27-a). Le programme de simulation a ainsi pu estimer le devenir des photons avec ce type de PMs, dans la configuration précise des compteurs à scintillation de SuperNEMO (Fig. 6.19). La structure initiale de l'ampoule des PMs permet de recycler 77 % des photons. Cette valeur est probablement sous-estimée car parmi les photons entrant dans

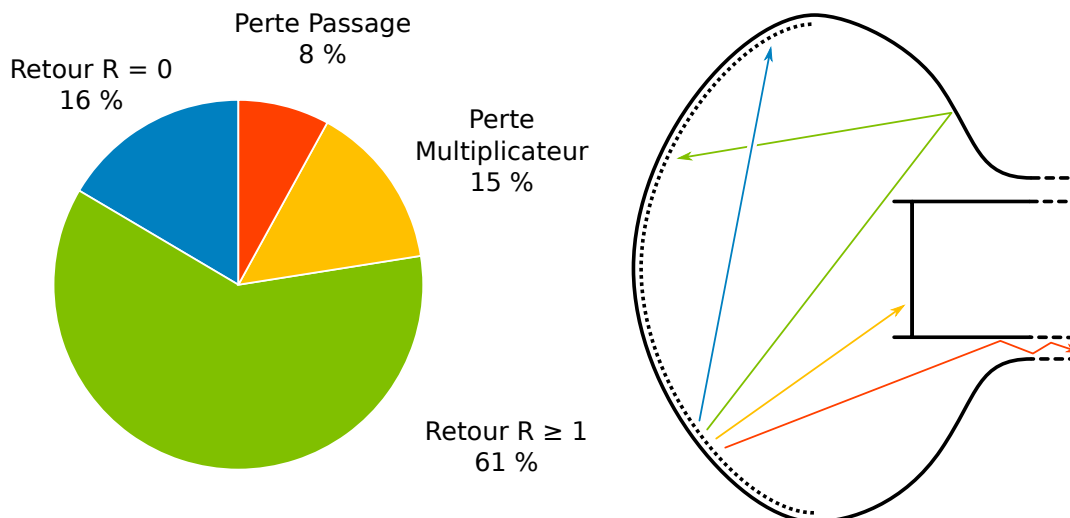
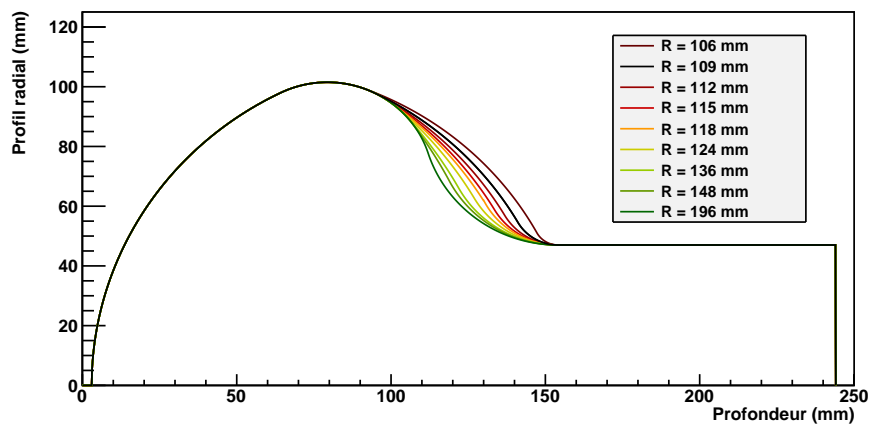
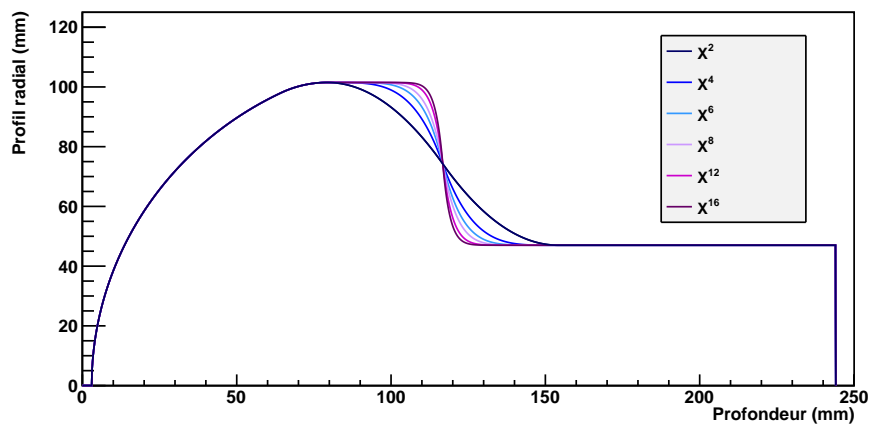


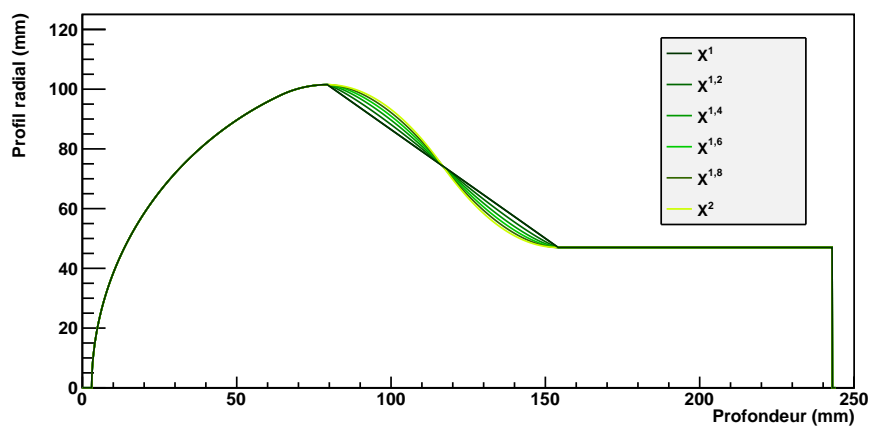
FIGURE 6.19 – Trajectoires possibles des photons ayant traversé la photocathode sans interagir et répartition de leur devenir estimée par simulation optique.



— a —



— b —



— c —

FIGURE 6.20 – Différents profils d'ampoule obtenus après modification du rayon interne arrière (a) ou après déformation vers une forme carrée (b) ou conique (c).

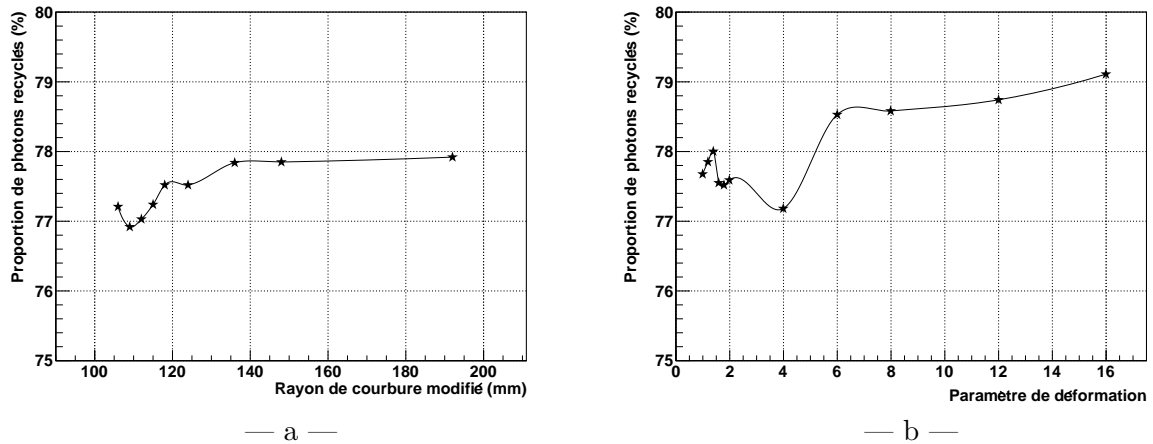


FIGURE 6.21 – Impact des déformations de l’ampoule du PM XP1886 sur le taux de photons de seconde chance sauvés, dans le cas de la modification du rayon interne (a) ou de la courbure du tube (b).

le multiplicateur, certains peuvent revenir après réflexion sur une dynode par exemple⁵. On remarque que le réflecteur arrière est fortement sollicité car il permet de sauver 61 % des photons.

Au vu de ces résultats, Photonis a proposé d’étudier des déformations de l’ampoule dans la perspective de mieux recycler les photons qui n’ont pas interagis dans la photocathode. En augmentant le nombre de photons revenant sur la photocathode, l’efficacité de détection serait améliorée indirectement. Afin de comprendre l’influence des déformations, elles sont suggérées libres dans un premier temps. Les formes pourront être modifiées ensuite si nécessaire pour des raisons mécaniques.

Dans les PMs XP1886, la géométrie de la partie arrière, à l’opposé de la photocathode, est entièrement définie par un rayon de courbure de 109 mm. Les premières modifications étudiées ont consisté à changer la valeur de ce rayon sans toucher aux autres dimensions, ce qui restreint le domaine de variation du rayon entre 106 mm et 196 mm (Fig. 6.20-a). D’autres modifications plus “mathématiques” ont été envisagées pour tendre soit vers un réflecteur plat (Fig. 6.20-b) ou incliné (Fig. 6.20-c). Toutes ces modifications ont été implémentées dans le programme de simulation pour soumettre chaque PM ainsi déformé au flux de photons provenant d’un scintillateur. La fraction de photons redirigée vers la photocathode est relevée en respectant les règles présentées précédemment.

La modification du rayon de courbure permet d’augmenter à 78 % la proportion de photons sauvés pour une valeur du rayon au moins égale à 124 mm (Fig. 6.21-a). Avec les autres déformations, on atteint 79 % lorsque l’ampoule s’approche d’un profil carré. Dans les deux cas, c’est l’aplatissement du réflecteur arrière qui semble à l’origine de l’amélioration. Puisque nous ne connaissons pas suffisamment bien le taux de photons réellement transmis par une photocathode, il est difficile d’évaluer correctement le gain en performance que peut apporter ce développement.

Suite à ces résultats, des membres de Photonis ont étudiés la répartition des lignes du champ électrique dans l’optique d’entrée engendrée avec ces nouvelles formes. Des simulations

5. Tandis que d’autres provoquent par effet photoélectrique la formation d’une pré-impulsion.

préliminaires ont montré qu'en augmentant le rayon de courbure à l'arrière, la collection des photoélectrons vers le multiplicateur est améliorée de façon significative. Cette voie de recherche s'est donc confirmée prometteuse, et il a alors été envisagé de déformer également l'entrée du tube. Ces développements très intéressants n'ont malheureusement pas pu se poursuivre avec l'arrêt des activités PMs annoncé en 2009 par Photonis.

6.2.5 Efficacité de détection des photons

En parallèle des études présentées précédemment, l'équipe de R&D de Photonis a travaillé sur les performances de photodétection des photocathodes bialcalines. Les objectifs visent à améliorer la composition et la qualité des différents composants, puis à mettre en place et optimiser le processus de formation de la photocathode sur l'ampoule. Ces développements doivent préserver un bon recouvrement de la sensibilité spectrale de la photocathode avec le spectre en longueur d'émission des scintillateurs. Les avancements réalisés progressivement par Photonis sur les PMs de dimension 3" puis 8" seront présentés.

Développements sur les PMs 3"

Les travaux de R&D ont démarré avec des PMs 3" au lieu de 8" pour progresser de façon plus efficace en temps et en coût. Au départ de la R&D, Photonis produisait déjà plusieurs types de photocathodes, chacune adaptée sur une gamme spectrale de lumière et baptisée officiellement par la couleur de leur domaine de sensibilité : "bleu", "bleu blanc", "vert", ... Depuis, de nombreux progrès ont été faits avec les photocathodes bialcalines [127] et Photonis a notamment mis au point un procédé de photocathode appelé "super-super" (super²) qui conduit à une efficacité quantique maximale de plus de 40 %. Le producteur nous a expédié plusieurs tubes de type XP5312, un PM 3" à 9 étages, avec différents types de photocathodes, dont la nouvelle "super²". La figure 6.22 montre les courbes d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde de ces PMs, comparées à celle d'une photocathode standard (S20).

Ces PMs sont testés avec un petit scintillateur plastique, de type NEMO 3 et de géométrie cylindrique de 2 cm de diamètre avec une hauteur de 2 cm. Son spectre d'émission, mesuré sous excitation laser par un spectrophotomètre, est superposé aux courbes d'efficacité quantique (Fig. 6.22). Les résultats des mesures avec des électrons de 1 MeV sont reportés dans le tableau 6.3.

La nouvelle photocathode améliore bien la résolution en énergie mais le gain en performance constaté est en dessous de ce qui est attendu. En effet, compte tenu du croisement entre le spectre d'émission du scintillateur et l'efficacité quantique des PMs, la résolution en énergie aurait dû être améliorée à $\sqrt{\frac{28,0}{37,3}}$ 7,9 % = 6,8 %. Ce phénomène a également été confirmé avec des mesures sur les scintillateurs liquides.

Les développements ont donc été ralentis le temps de comprendre l'origine du problème. Photonis a finalement découvert que le processus de formation de la nouvelle photocathode détruisait partiellement le vide dans les tubes, entraînant une dégradation de la collection des photoélectrons dans l'optique d'entrée. Suite à de nombreux essais, le problème a été fixé à l'automne 2008 et Photonis nous a envoyé un nouveau PM 3". Nous l'avons immédiatement testé sur un scintillateur plastique disponible au CENBG, différent de celui utilisé pour les mesures antérieures. La résolution en énergie, mesurée à $7,89 \pm 0,13$ % avec le PM "super²", vaut $7,03 \pm 0,16$ avec le tout dernier PM [128]. Un saut en performance de -1 % est donc

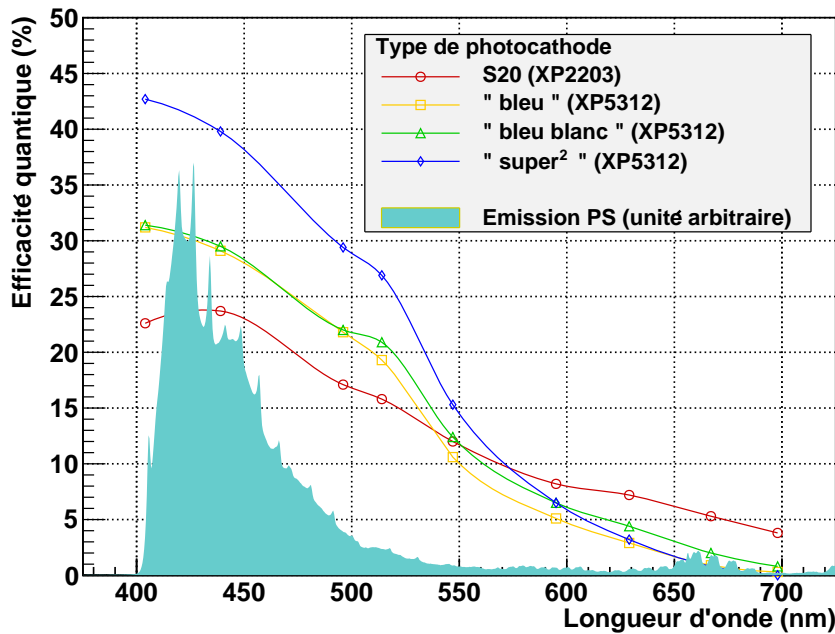


FIGURE 6.22 – Courbes d’efficacité quantique de plusieurs photocathodes mesurées par Photonis comparées au spectre d’émission d’un scintillateur PS de type NEMO 3.

Type de photocathode	“bleu”	“bleu blanc”	“super ² ”
Efficacité quantique maximale	32 %	32 %	44 %
Efficacité quantique moyenne *	27,5 %	28,0 %	37,3 %
Résolution FWHM à 1 MeV	$7,7 \pm 0,2$ %	$7,9 \pm 0,2$ %	$7,5 \pm 0,2$ %

* : convoluée au spectre d’émission du scintillateur plastique.

TABLE 6.3 – Comparaison des performances des PMs XP5312 de Photonis.

bien observé, il correspond à une amélioration de l’efficacité de détection de $+ 26 \pm 9$ %. Ce résultat marque un progrès saisissant dans la technologie des PMs, et nous avons été très impatients de reproduire cela avec les PMs 8".

Développements sur les PMs 8"

Nous avons reçu et testé au CENBG un total de sept prototypes de PM XP1886. Ils seront nommés par leur numéro de série. Le tableau 6.4 présente les caractéristiques de leur photocathode et la résolution en énergie mesurée avec un scintillateur en PS de géométrie cylindrique avec une hauteur de 10 cm.

Les deux premiers PM 8" reçus au CENBG (SN100 et SN101) sont des tubes standards avec une efficacité quantique maximale de 24 – 25 %. Le SN101 a été commandé par nos collaborateurs de l’institut de recherche nucléaire de Kiev en Ukraine. Nous avons fait quelques

XP1886	Photocathode		Bloc PS 8" × 10 cm
	Type	ρ (420 nm)	Résolution FWHM ($\pm 0,1\%$)
SN100	standard	24 %	8,1 %
SN101		24 %	8,2 %
SN109	"super ² " non améliorée	31 %	7,7 %
SN124		35 %	7,9 %
SN159	"super ² " améliorée	27 %	11,8 %
SN160		28 %	7,5 %
SN161		27 %	7,6 %

TABLE 6.4 – Comparaison des résolutions en énergie données par les 7 PMs XP1886 couplés tour à tour au même scintillateur. L'efficacité quantique ρ à 420 nm mesurée par le constructeur est indiquée pour chaque tube.

tests avec, avant de le leur expédier, pour vérifier la similarité des résultats avec le SN100.

Le premier prototype haute performance reçu est le SN109. Sa nouvelle photocathode améliore le taux de photons détectés et donne une résolution en énergie de 7,7 % comparée à 8,1 % avec le SN100. Ce PM avait cependant un gain très faible et un mauvais vide signalé par la présence de post-impulsions. Les signaux délivrés se sont rapidement dégradés et le tube n'a plus fonctionné suite à quelques semaines d'utilisation. Il a été retourné chez Photonis pour une ouverture.

Photonis nous a fait parvenir un nouveau tube fin 2008, le SN124. L'efficacité quantique de sa photocathode a été mesurée en fin de production à 35 % à 420 nm. Toutefois, Photonis nous a indiqué que le vide à l'intérieur du tube a été, à nouveau, fortement détérioré lors du processus "super²". Ses impulsions sont de mauvaises qualités (Sec. 6.3.3) et suivies de post-impulsions avec une probabilité de $\sim 100\%$ (Sec. 6.3.4). Les performances du PM SN124 sont, en conséquence, comparables à celles du PM standard SN100, bien que l'efficacité quantique de sa photocathode soit excellente.

Les trois derniers PMs (SN159, SN160 et SN161) nous ont été donnés suite à l'annonce de l'arrêt des activités PMs de Photonis. Il s'agit des trois meilleurs tubes construits par Photonis, après avoir fixé le problème des post-impulsions par une modification mécanique du tube : une languette métallique est implémentée entre les deux premières dynodes pour éviter la remontée des ions produits dans le multiplicateur. Les PMs SN160 et SN161 se sont avérés tous les deux excellents avec une résolution en énergie mesurée à 7,5 % sur le bloc PS. Ce résultat est surprenant car l'efficacité quantique de leur photocathode vaut seulement 27 – 28 %. Le PM SN159 donne par contre, une résolution en énergie très modeste alors que son fonctionnement semblait normal. Une fissure de l'ampoule en verre a été identifiée au niveau du culot. Elle s'est agrandie très récemment, provoquant la destruction du vide et l'oxydation de la photocathode.

Comparatif avec Hamamatsu

Les principaux développements en calorimétrie pour le projet SuperNEMO ont été faits au CENBG et à l'UCL à Londres. A Bordeaux, nous avons principalement travaillé sur des scintillateurs de type PS avec des PMs Photonis XP1886, tandis qu'à Londres, nos collaborateurs ont étudié des scintillateurs en PVT couplés à des PMs Hamamatsu. Ils disposaient notamment d'un PM 8" R5912MOD, avec une photocathode super-bialcaline améliorée donnant une efficacité quantique maximale de 33 %. Une fois les développements suffisamment avancés, nous avons organisé une campagne des mesures au CENBG en rassemblant pour la première fois nos meilleurs scintillateurs et PMs sur un même banc de test. Parmi les nombreuses combinaisons de scintillateurs et de PMs expérimentées, nous retiendrons surtout les résultats obtenus avec deux scintillateurs de grande taille, comparable aux dimensions finales des compteurs dans SuperNEMO : notre bloc PS cylindrique de 8" de diamètre et 10 cm de hauteur, et un bloc PVT hexagonal de 236 mm de côté et également 10 cm de hauteur. Le tableau 6.5 synthétise les résolutions en énergie mesurées pour les différents couples possibles de scintillateurs et de PMs.

Producteur / PM	Résolution FWHM ($\pm 0,1\%$)	
	Bloc PS	Bloc PVT
Photonis XP1886 SN100	8,1 %	7,3 %
Photonis XP1886 SN160	7,5 %	6,7 %
Hamamatsu R5912 ZQ0029	8,8 %	7,8 %

TABLE 6.5 – Comparaison des résolutions en énergie à 1 MeV mesurées avec les PMs Photonis et Hamamatsu couplés aux deux meilleurs scintillateurs en PS et en PVT.

Ces mesures nous ont permis de constater que les scintillateurs en PVT donnent de meilleurs résultats que ceux en PS. Une résolution meilleure que 7 % a ainsi pu être mesurée avec un bloc PVT couplé au derniers PMs produits par Photonis (XP1886 SN160). Enfin, les résolutions en énergie mesurées avec le PM Hamamatsu sont moins bonnes que celles obtenues avec les PMs XP1886 de Photonis. Le plus surprenant est que le PM R5912MOD de Hamamatsu possède une efficacité quantique maximale supérieure (33 %) à celle du PM XP1886 SN100 (24 %). La première explication immédiatement envisagée était une mauvaise adaptation de la sensibilité spectrale du PM Hamamatsu au spectre d'émission en longueur d'onde des scintillateurs. Il était en effet connu que l'amélioration de l'efficacité quantique chez Hamamatsu s'accompagne d'un déplacement de leur maximum de sensibilité à plus basse longueur d'onde (Fig. 6.23-a). Afin d'approfondir cette interprétation, nous avons demandé aux deux fabricants de nous fournir les courbes de l'efficacité quantique de ces PMs mesurés en fin de production (Fig. 6.23-b). La courbe du PM Hamamatsu a effectivement un maximum de sensibilité centré à 375 nm, au lieu de 400 nm avec les XP1886. Cependant, quelle que soit la longueur d'onde considérée, l'efficacité quantique du PM R5912MOD est toujours strictement supérieure ou égale à celle du PM XP1886 SN100, alors la résolution en énergie qu'il donne est moins bonne. Une explication possible est une mauvaise efficacité de collection dans l'optique d'entrée du R5912MOD. Cette hypothèse a été confirmée par la suite par Hamamatsu.

Les récents progrès réalisés chez Photonis sur leurs derniers tubes permettent donc de

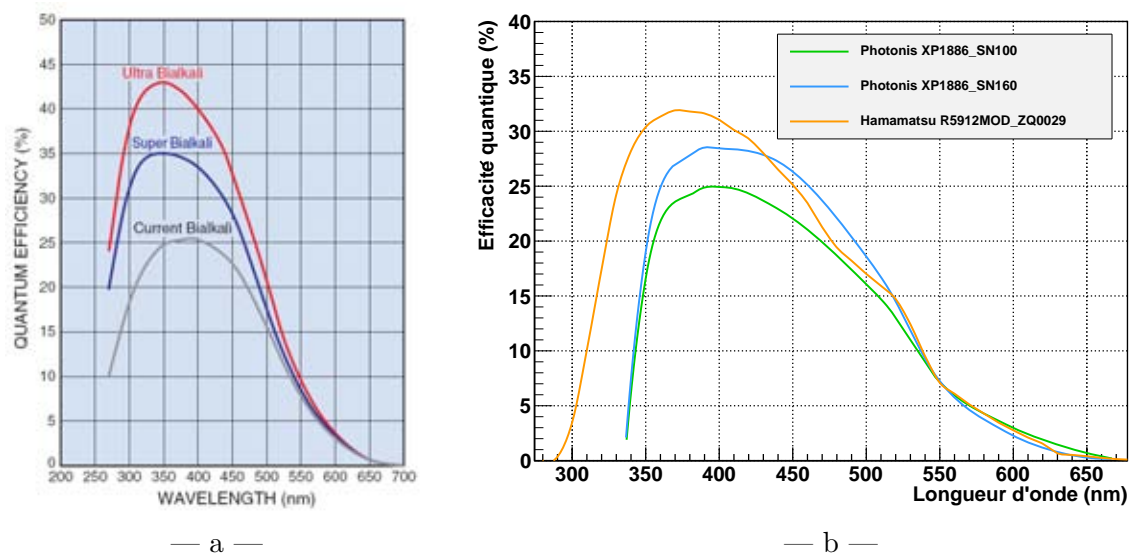


FIGURE 6.23 – Courbe théorique de l’efficacité quantique des photocathodes des PMS Hamamatsu (a) et courbes mesurées des PMS 8" XP1886 et R5912MOD testés au laboratoire.

franchir le gap d’une résolution en énergie de 7 % FWHM pour des électrons de 1 MeV avec un compteur à scintillation. Ce résultat est une première pour ce type de technologie compte tenu de la taille du scintillateur. Sachant que les développements des performances du XP1886 ont été interrompus inachevés, cela laisse présager qu’il est vraisemblablement possible de faire encore mieux.

6.3 Étude détaillée de la réponse des PMS XP1886

Les PMS XP1886 sont des tubes 8" hémisphériques spécialement développés pour le projet SuperNEMO. L’objectif était d’améliorer les performances en photodétection et d’adapter leur comportement en vue d’une application à la scintillation, où la photocathode est illuminée par des flashes de plusieurs milliers de photons. Ce mode de fonctionnement est nouveau pour un PM 8" et il est important de caractériser son comportement dans de telles conditions, comme par exemple vérifier la linéarité de la réponse, étudier la forme des impulsions, identifier la présence de post-impulsions, ...

Nous avons jusqu’à maintenant présenté un résumé des travaux de R&D avec Photonis aboutissant à des performances remarquables. Les caractéristiques plus détaillées des PMS XP1886 seront revues pour clore ce chapitre. Nous nous intéresserons par la suite seulement aux quatre PMS XP1886 restant au CENBG et en état de marche, à savoir les PMS SN100, SN124, SN160 et SN161.

6.3.1 Influence de la haute tension sur les performances des PMS

Pour ces mesures comparatives, les PMS sont couplés à un scintillateur PVT de géométrie hexagonale avec une hauteur de 2 cm. Ce bloc de petite dimension est le meilleur scintillateur que l’on ait eu à ce jour sur nos bancs de test. C’est rigoureusement celui qui permet d’avoir

un maximum de photons en sortie et de tester au mieux la saturation des PMs. Le faisceau d'électron, toujours à 1 MeV, est systématiquement envoyé au centre du scintillateur pour obtenir un éclairage homogène et symétrique de la photocathode. Le pont diviseur de tension installé pour l'alimentation du PM est celui dont la répartition est optimisée à la fois pour la résolution en énergie et la rapidité des impulsions (Sec. 6.2.3).

La résolution en énergie (Fig. 6.24-a) et le temps de montée moyen des impulsions (Fig. 6.24-b) sont évalués pour différentes valeurs de la haute tension (HT) d'alimentation, et représentés en fonction de la charge pour comparer les performances des PMs à gain identique. Cette représentation met en évidence la très bonne stabilité de la résolution en fonction de la HT, confirmant avec plusieurs PMs la tendance observée avec le PM SN100 au début de ce chapitre (Sec. 6.2.2). Cela montre que le gain de ces PMs est assez flexible, il peut être ajusté via la HT pour adapter les signaux à l'électronique de lecture sans affecter la résolution en énergie.

Le PM SN124 a le gain le plus faible de tous puisqu'il faut augmenter sa HT de plus d'une centaine de volts pour égaliser sa réponse en charge avec celle des autres PMs. Les temps de montée des impulsions de ce PM sont également les plus grands. Ces deux phénomènes sont causés par le défaut du vide engendré lors de la formation de la photocathode. Ses performances semblent avoir été dégradées depuis son arrivée au CENBG car la résolution en énergie mesurée est ici moins bonne qu'avec le PM SN100, alors que la situation était inversée auparavant (Tab. 6.4 page 207).

Les résolutions en énergie mesurées avec les PMs SN160 et SN161 sont toujours aussi surprenantes, en atteignant maintenant 6,5 % (FWHM) avec des électrons de 1 MeV. La figure 6.25 fournit la fiche résultat complète de la mesure avec le PM SN160 à 1400 V. On notera une amélioration importante des temps de montée avec ces derniers PMs comparés à ceux du SN124. Cet effet est plus fort avec le PM SN161, nous verrons par la suite qu'il a effectivement des impulsions de forme comparable au PM de référence (Sec. 6.3.3).

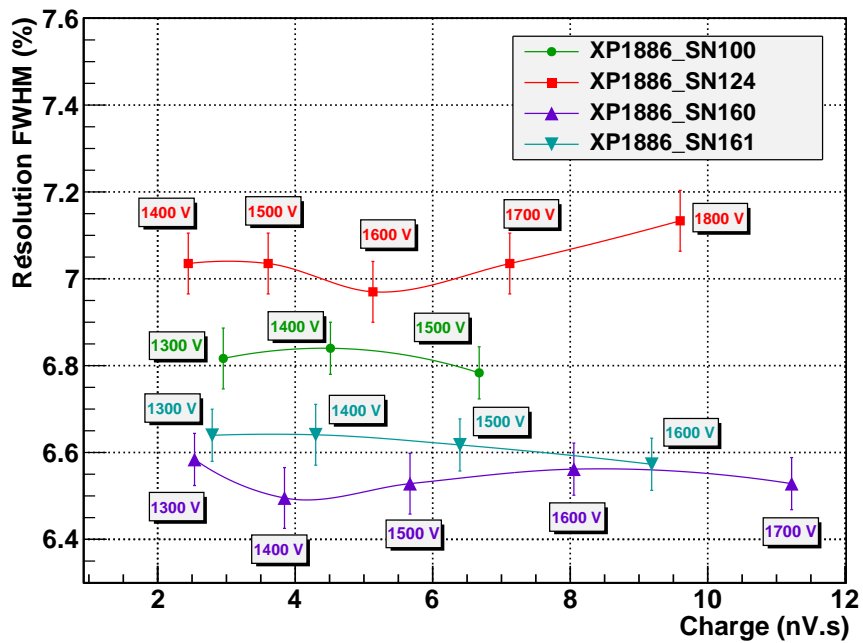
6.3.2 Linéarité de la réponse des PMs

Lors de la qualification des compteurs à scintillation au CENBG, un étalonnage en énergie est systématiquement effectué (Sec. 3.2.3). Cela consiste à mesurer la réponse du compteur à différentes énergies d'électrons pour déterminer la relation entre l'énergie déposée dans le scintillateur et la charge du signal en sortie du PM. La courbe d'étalonnage permet de contrôler la linéarité de la réponse du compteur, elle est obtenue en traçant la charge en fonction de l'énergie.

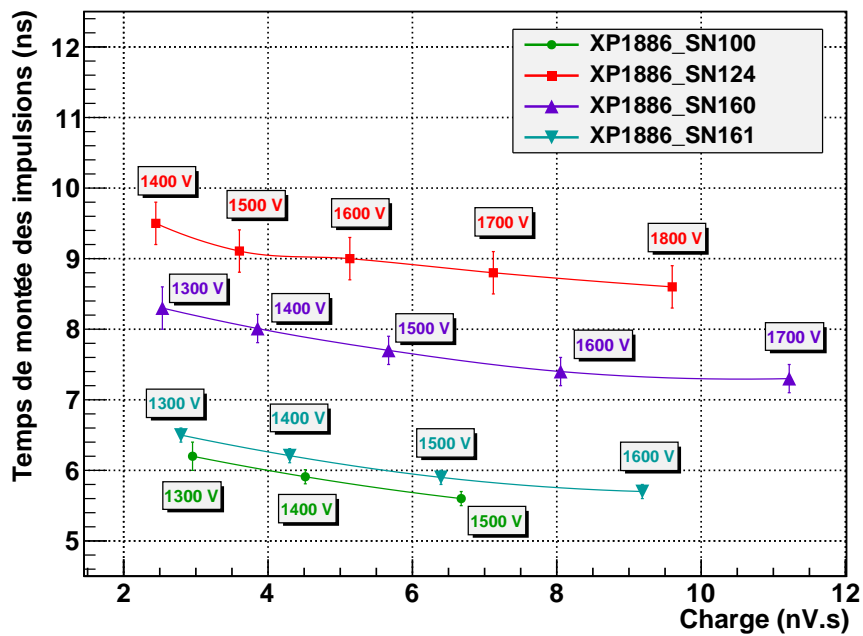
Les causes de non-linéarité des compteurs à scintillation

Il existe principalement deux phénomènes de saturation à l'origine de la non-linéarité de la réponse des compteurs à scintillation. Il y a, d'une part, la saturation de la scintillation décrite par la loi de Borts (Sec. 5.1.2). Elle apparaît quand le pouvoir d'arrêt du scintillateur pour des particules chargées devient élevé, comme par exemple pour des électrons de basses énergies (≤ 100 keV) ou des rayonnements α . D'autre part, la réponse des PMs arrive à saturation quand la charge qui se propage entre les dynodes est trop importante, particulièrement entre les derniers étages d'amplification lorsque le gain maximum du PM est atteint.

Sur les bancs de test au CENBG, nous ne sommes sensibles qu'aux effets non-linéaires causés par la saturation des PMs. En effet, l'énergie des faisceaux d'électrons en sortie des



— a —



— b —

FIGURE 6.24 – Influence de la haute tension d'alimentation du PM sur la résolution en énergie (a) et les temps de montée des impulsions (b) représentés en fonction de la charge.

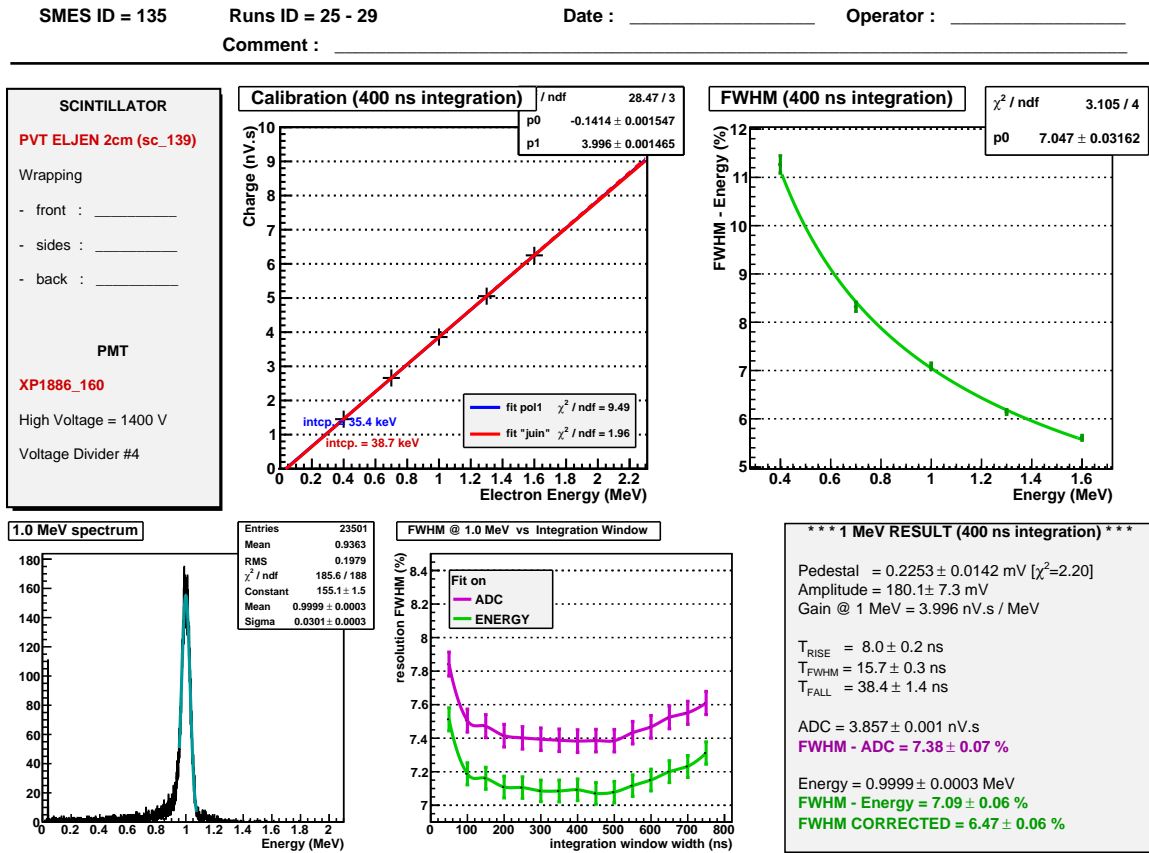


FIGURE 6.25 – Fiche résultat du test du PM XP1886 SN160 alimenté à 1400 V avec le scintillateur PVT hexagonal de 2 cm de hauteur. Les valeurs de résolution ne sont pas corrigées de la dégradation causée par l'utilisation du δE .

deux spectromètres est limitée à 0,4 MeV. L'intensité devient trop faible ou nulle au-delà.

Courbes de linéarité des PMs XP1886

Les courbes d'étalonnages des PMs XP1886 de Photonis sont mesurées pour différentes valeurs de haute tension (Fig. 6.26). Les écarts relatifs des points de mesure à l'ajustement linéaire sont présentés sur la figure 6.27.

Les quatre PMs XP1886 présentent un comportement très linéaire avec l'énergie des électrons. Les faibles déviations observées sont négatives et ont toujours tendance à s'amplifier lorsque l'énergie du signal augmente, révélant une légère saturation de la réponse des PMs. Les écart mesurés ne dépasse jamais 1 % jusqu'à 1,6 MeV. En alimentant les PMs avec une tension modérée, de l'ordre ou inférieure à 1500 V, les effets non-linéaires sont moindres et n'excèdent pas 0,3 %. On peut ainsi vraiment s'attendre à ce que l'objectif pour le calorimètre de SuperNEMO d'une linéarité meilleure que 1 % jusqu'à 3 MeV soit atteinte. Mais puisque les spectromètres à électrons ne permettent de tester les compteurs à cette énergie, il est prévu d'utiliser des diodes électroluminescentes pour injecter des flashes de lumière étalonnés sur les PMs. Ce dispositif permettra de tester la réponse des PMs pour un nombre plus élevé

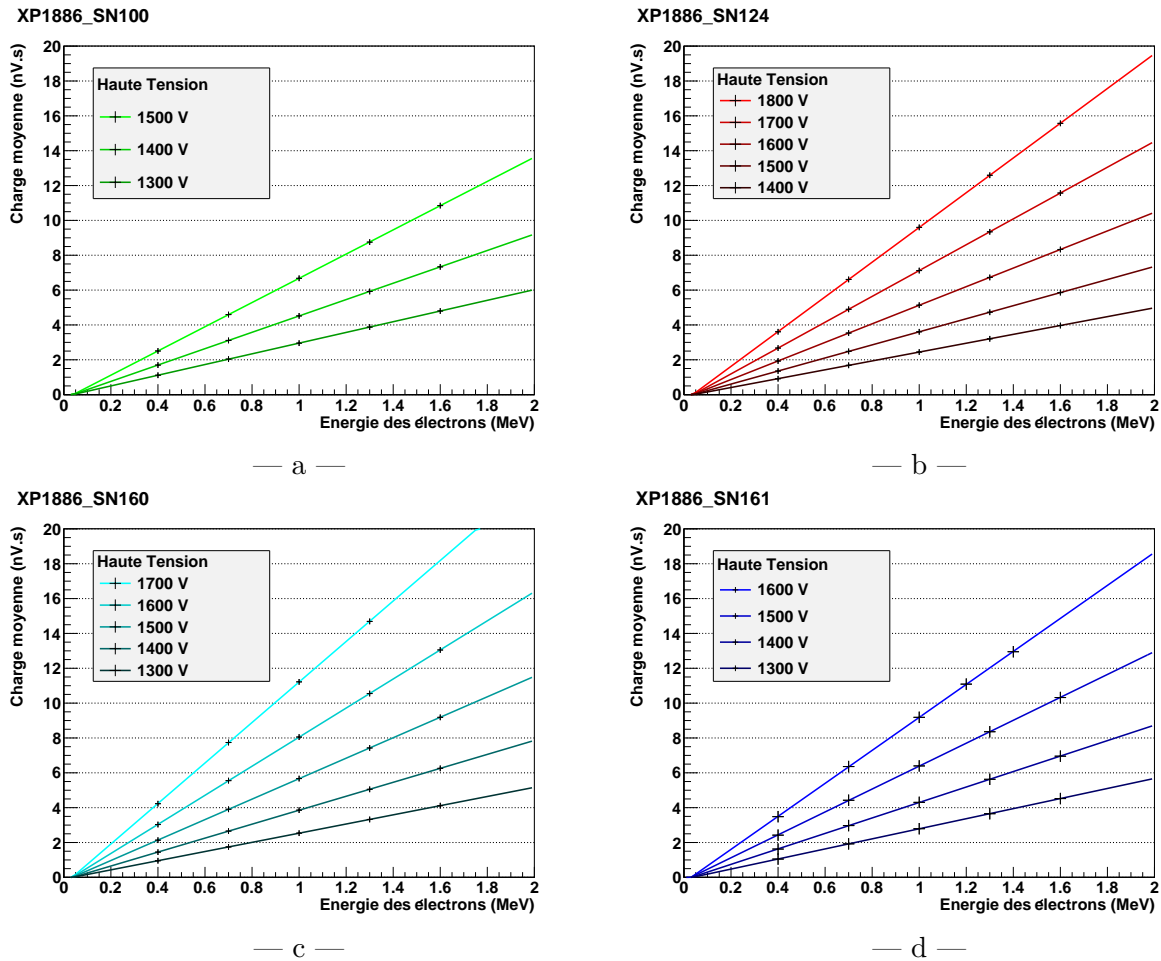


FIGURE 6.26 – Courbes de linéarité des PMs XP1886 SN100 (a), SN124 (b), SN160 (c) et SN161 (d) en fonction de la haute tension appliquée.

de photons incidents.

Ces résultats montrent que la linéarité des PMs 8" hémisphériques semble quelque chose d'acquis chez Photonis, validant la nouvelle structure du multiplicateur et la répartition optimisée des tensions dans le pont d'alimentation.

Remarques sur les zéros des fonctions d'étalonnage

Les courbes d'étalonnage de la figure 6.26 ont toutes un point en commun intéressant : l'intersection des droites d'ajustement linéaire avec l'axe des abscisses se fait toujours à une énergie non nulle, et de plus à la même valeur (Fig. 6.28). Le piédestal des impulsions est pourtant bien soustrait lors de l'analyse avant l'intégration de la charge (Sec. 3.2.3). Ces intercepts ont tous une valeur comprise entre 30 et 40 keV et ne dépendent très peu du PM utilisé, ni de la haute tension d'alimentation. Ils proviennent par déduction du scintillateur.

Il faut chercher une explication à travers la loi de Birks, décrivant le comportement non linéaire de la réponse du scintillateur à basse énergie, en dessous du keV dans le cas des électrons. L'intercept non nul apparaît à cause de l'extrapolation inexacte à basse énergie de

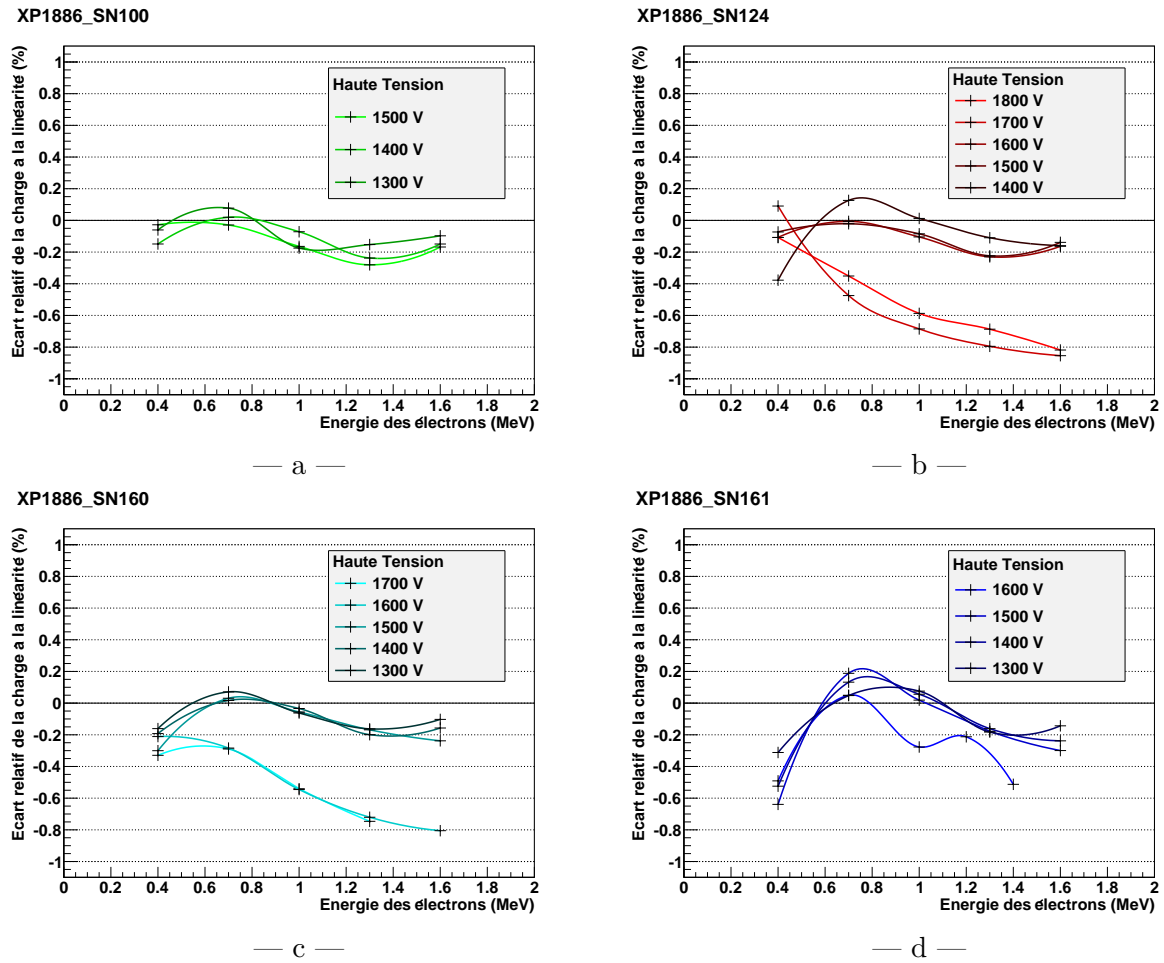


FIGURE 6.27 – Écart relatif à la linéarité des PMs XP1886 SN100 (a), SN124 (b), SN160 (c) et SN161 (d) en fonction de la haute tension appliquée.

l'étalonnage déterminé à haute énergie (Fig. 6.29). L'intersection de la droite d'étalonnage avec l'axe des abscisses conduit ainsi à un intercept non nul et toujours positif. Cet effet est uniquement causé par le scintillateur et dépend uniquement du matériau et de la nature des particules.

L'intercept doit être pris en compte dans la relation d'étalonnage du calorimètre pour mesurer correctement l'énergie des particules. C'est le cas dans l'expérience NEMO 3 où ce phénomène est également observé sur l'ensemble des compteurs à scintillation.

6.3.3 Analyse des impulsions

La forme des signaux des quatre PMs XP1886 est représentée sur la figure 6.30. Il s'agit pour chacun des PMs d'une impulsion moyenne estimée avec environ 25000 signaux générés par la scintillation d'électrons de 1 MeV dans le scintillateur.

Par comparaison au PM de référence (SN100), on remarque que le PM SN124 donne des impulsions très étalées dans le temps et d'amplitude plus faible. Les impulsions sont suivies d'un trio de post-impulsions très distinctes dans leur sillage. Ces défauts sont tous

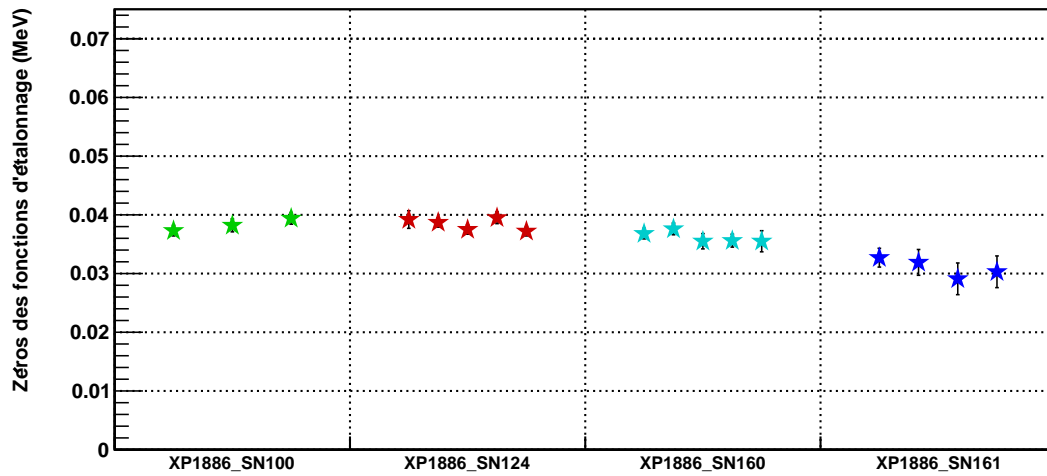


FIGURE 6.28 – Zéros (intercepts) des droites d'étalonnage de la figure 6.26.

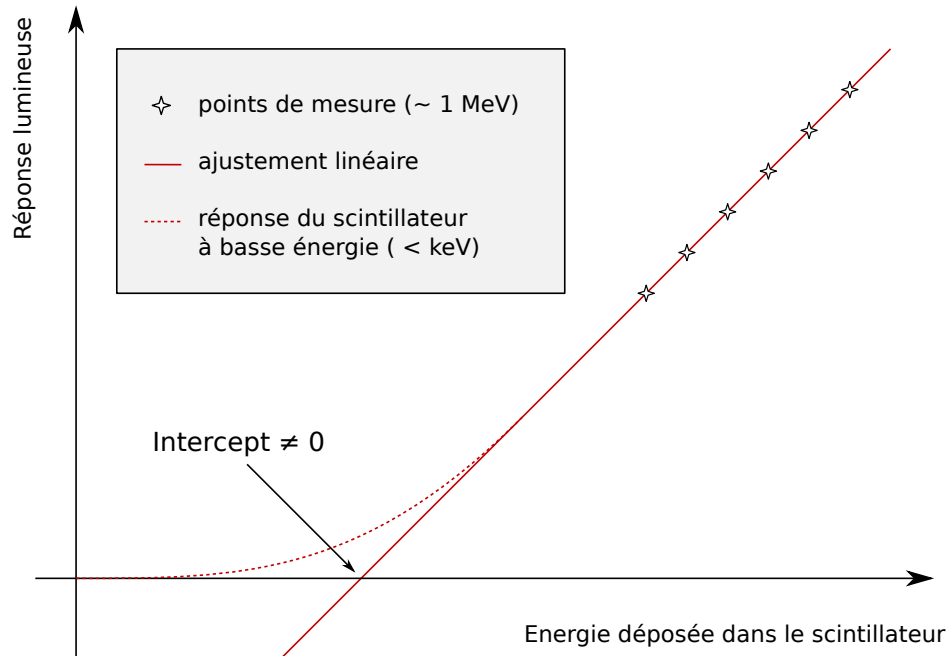


FIGURE 6.29 – Comportement de la réponse des compteurs à scintillation à basse énergie à l'origine de l'intercept non nul des droites d'étalonnages.

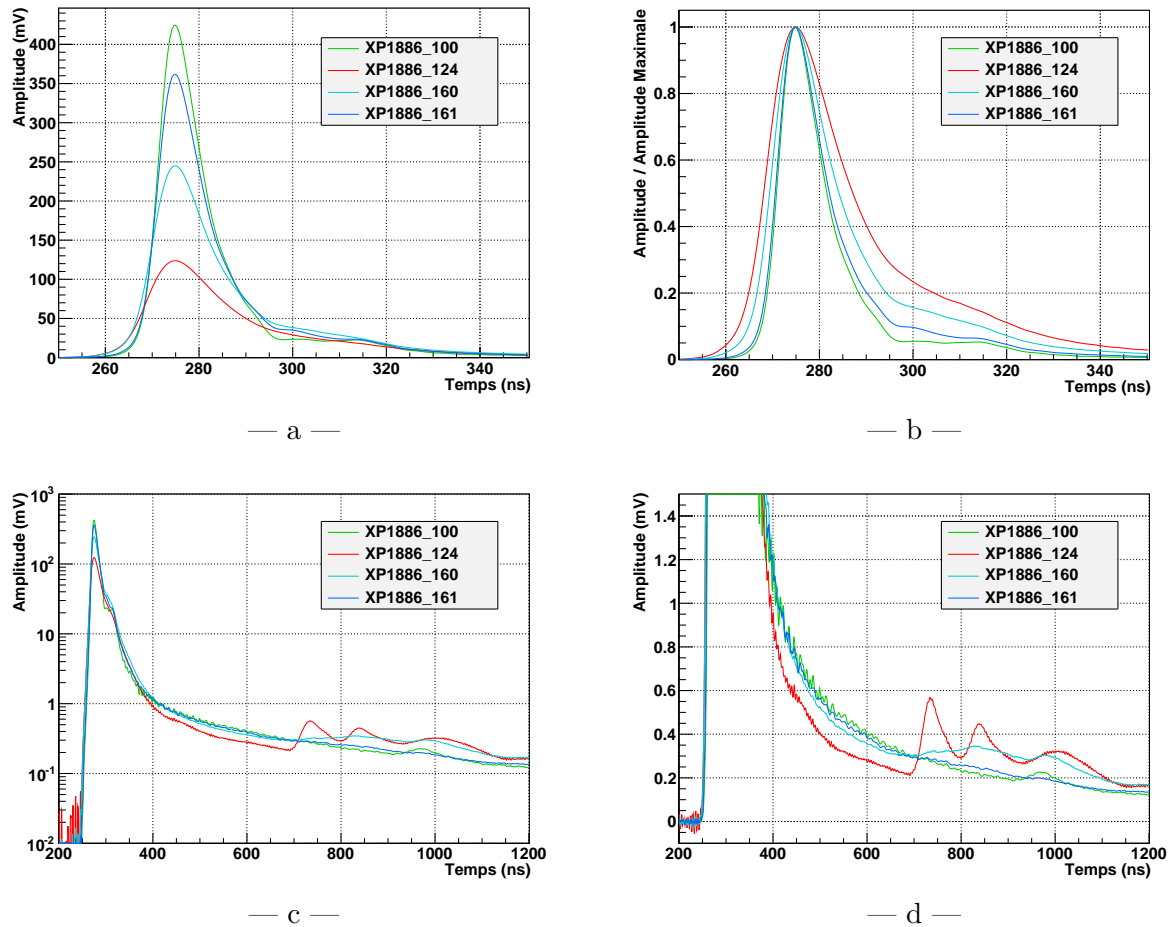


FIGURE 6.30 – Comparaison des impulsions moyennes données par les PMs XP1886 sous différentes échelles ou représentations : impulsion brute (a), normalisée en amplitude (b), en échelle logarithmique (c) et zoom dans leur traînée (d).

liés au fait que ce PM a subi une dégradation de son vide lors du processus de formation de la photocathode. Les photoélectrons ionisent les atomes résiduels du vide et sont ralentis ou déviés de la trajectoire souhaitée dans le tube, tandis que les ions migrent vers la photocathode et provoquent l'émission de photoélectrons retardés à l'origine des post-impulsions. Avec le PM SN160, Photonis a corrigé en partie ces problèmes, les impulsions sont plus étroites et intenses. Il reste des post-impulsions qui se traduisent sur l'impulsion moyenne par une bosse entre 700 ns et 1100 ns dans la fenêtre d'échantillonnage. Ces post-impulsions sont cependant beaucoup moins marquées qu'avec le PM SN124. Le dernier tube de Photonis (SN161) donne des impulsions dont le profil est comparable à celles du PM SN100.

La partie principale des impulsions des PMs est immédiatement suivie d'une zone de quelques dizaines de nanosecondes où l'amplitude ne décroît plus ou très peu (Fig. 6.30-b). Ce plateau correspond à des diffusions élastiques des photoélectrons sur les dynodes : au lieu de générer des électrons secondaires, ils rebondissent sur les dynodes, repartent en arrière puis reviennent rapidement à cause des champs électriques (Fig. 6.8-b page 188). Ce phénomène retarde certains électrons et provoque un rebond du signal 20 à 30 ns après le maximum de

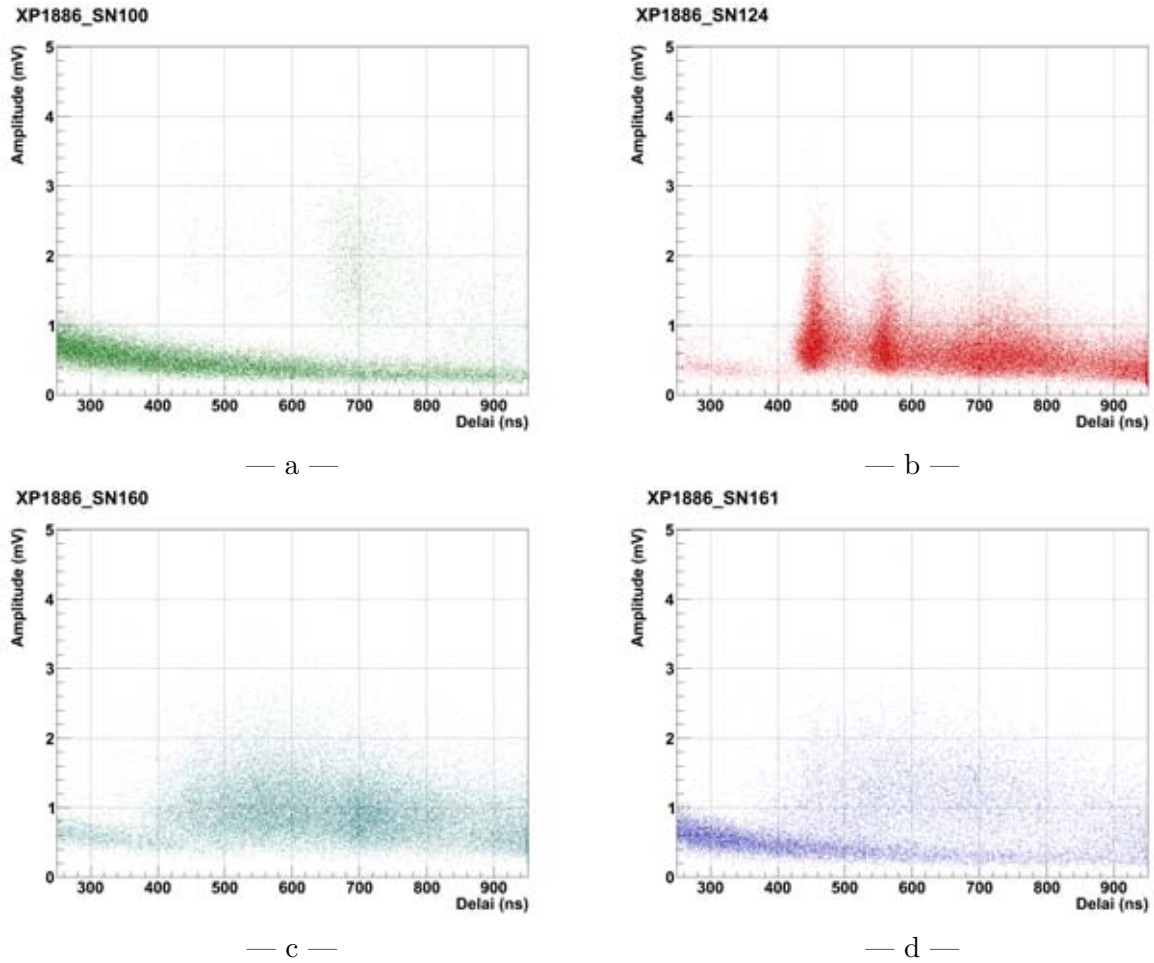


FIGURE 6.31 – Distribution en amplitude et en délai des post-impulsions des PMs XP1886 SN100 (a), SN124 (b), SN160 (c) et SN161 (d) fonctionnant à 1500 V.

l'impulsion.

6.3.4 Caractérisation des post-impulsions

L'analyse précédente des impulsions moyennes révèle la présence de post-impulsions (PI) apparaissant avec des délais bien précis, particulièrement avec le PM SN124. Afin d'étudier de façon plus quantitative ces PI, un algorithme est mis au point pour les localiser, mesurer leur amplitude et évaluer le délai qui les sépare de l'impulsion principale. Les signaux échantillonnés sont analysés un par un et toutes les PI identifiées sont relevées dans un histogramme à deux dimensions avec le délai en abscisse et l'amplitude en ordonnée (Fig. 6.31). Cette représentation permet de mettre en valeur les différents groupes de PI et de les séparer facilement du bruit électronique.

Avec le PM SN124, on retrouve les trois ensembles de PI mentionnés précédemment, avec des délais moyens de 455, 560 et 720 ns pour une HT de 1500 V. Le PM SN100 présente un groupe de PI retardé d'environ 700 ns. L'ion responsable est sûrement le même que celui donnant les PI à 720 ns avec le SN124, car lors des deux mesures, la HT et le pont diviseur de

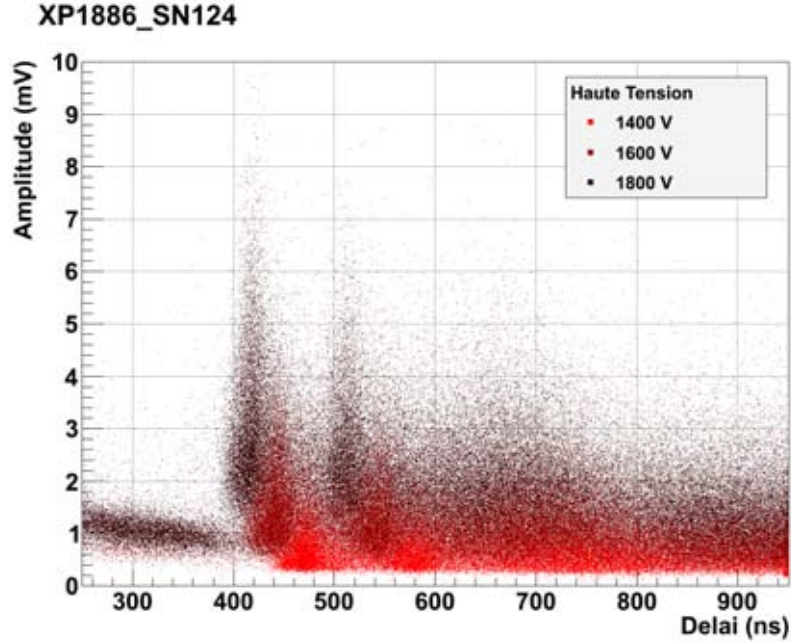


FIGURE 6.32 – Distribution en deux dimensions des amplitudes et délais des post-impulsions du PM XP1886 SN124 pour différentes valeurs de haute tension.

tension sont identiques. Les deux derniers PMs montrent beaucoup moins de PI que le PM SN124, mais leur délais sont assez étalés. Ces PI sont provoqués par des ions qui réussissent à remonter le multiplicateur sans être stoppés par la languette de protection qui a été ajoutée. Leur trajectoire étant modifiée de façon complexe, on ne retrouve plus les délais fixes.

Le PM SN124 donne suffisamment de PI pour faire une étude plus détaillée sur leurs origines. La figure 6.32 montre une superposition de ses PI pour différentes valeurs de la HT d'alimentation, à nouveau en représentation {délai, amplitude}. Avec une HT plus élevée, le délai des PI diminue puisque leur temps de vol est plus court. On observe également une hausse de leur amplitude car les ions acquièrent une énergie cinétique plus grande et leur impact sur la photocathode provoque l'émission de plus d'électrons.

La différence de potentiel V entre deux électrodes séparées d'une distance d forme un champ électrostatique $E = V/d$ qui accélère les ions. A partir de l'équation de mouvement, le temps de vol τ peut être déterminé par l'expression :

$$\tau = \sqrt{\frac{2m}{qV}} d \quad (6.5)$$

où m et q sont la masse et la charge de l'ion. Cette relation est inversée pour évaluer le rapport entre masse sur charge des ions à partir de la différence de potentiel, de la distance parcourue et du temps de vol mesuré :

$$\frac{m}{q} = \frac{1}{2} V \left(\frac{\tau}{d} \right)^2 \approx 4,82 \cdot 10^{-11} V [V] \left(\frac{\tau [ns]}{d [m]} \right)^2 \left[\frac{u.a.}{e} \right] \quad (6.6)$$

Les PI du troisième groupe présentent une dispersion de leurs délais plus large que ceux des deux autres groupes (Fig. 6.32). Les ions correspondants sont vraisemblablement formés dans

le premier étage, entre les dynodes D1 et D2, et remontent vers la photocathode ($V = 53,3\%$ de la HT et $d \sim 10$ cm). Les ions des deux premiers groupes proviennent quand à eux du second étage, entre les dynodes D2 et D3, et sont projetés sur la dynode D1 ($V = 16,6\%$ de la HT et $d \sim 2,5$ cm). Les délais sont mesurés en fonction de la HT (Fig. 6.33-a) et utilisés pour déterminer la nature des ions à partir de l'expression 6.6 (Fig. 6.33-b). Les trois groupes de PI donnent des valeurs entières du rapport masse sur charge de 2, 4 et 6, pouvant être associées respectivement aux cations H_2^+ ou He^{2+} , He^+ , Be^+ ou C^{2+} . Cette étude reste limitée aux ions légers car leurs temps de vol sont suffisamment courts pour que les PI soient observées dans la fenêtre d'échantillonnage de l'acquisition ($1,25 \mu s$ de largeur).

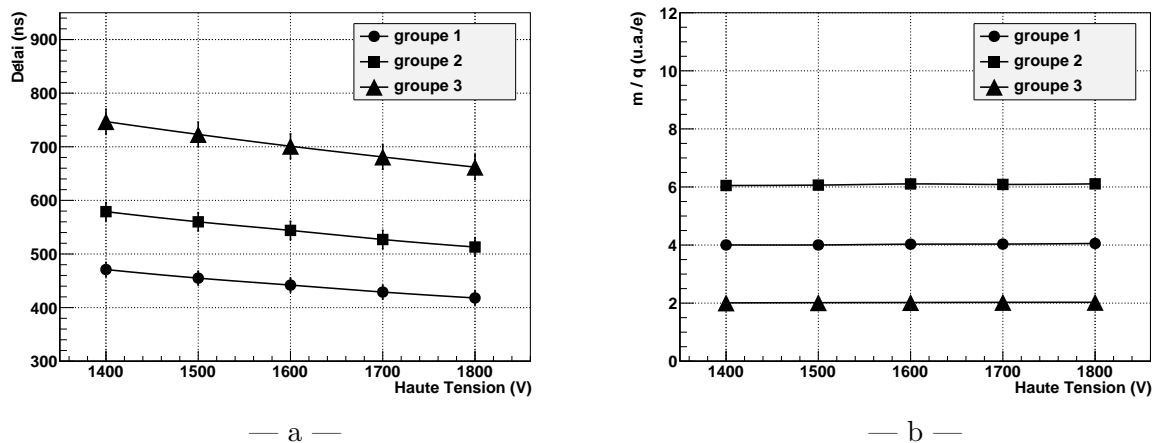


FIGURE 6.33 – Délais moyens des trois groupes de post-impulsions du PM XP1886 SN124 (a) et estimation du rapport m/q des trois ions concernés (b) en fonction de la haute tension d'alimentation du PM.

Les travaux de recherche en partenariat avec Photonis ont abouti à la fabrication du XP1886, un nouveau PM 8" approprié au calorimètre de SuperNEMO. Couplés à un scintillateur en PVT, les derniers prototypes de PMs XP1886 testés au CENBG ont permis pour la première fois de mesurer des résolutions en énergie en dessous de 7 % (FWHM) avec des électrons de 1 MeV, parvenant à l'objectif principal de la R&D calorimétrie pour SuperNEMO.

Ce résultat est le fruit des nombreux développements réalisés avec Photonis visant toujours à améliorer l'efficacité de détection du XP1886 : mise en place d'une nouvelle photocathode haute performance, amélioration de la répartition des tensions entre les étages, optimisation du fonctionnement des PMs, .. ou autres améliorations à travers des idées nouvelles comme la déformation de l'ampoule.

L'annonce de l'arrêt des activités PMs chez Photonis en 2009 a stoppé tous les développements, qui ont immédiatement été repris avec Hamamatsu. Les tests comparatifs réalisés avec les PMs XP1886 de Photonis et R5912MOD de Hamamatsu nous ont permis de comprendre l'origine des moins bonnes performances du PM R5912MOD. Depuis, des améliorations ont déjà été identifiées et nous verrons que l'objectif pour SuperNEMO est à nouveau accessible (Sec. 7.1.2).

Chapitre 7

États des Lieux du Projet SuperNEMO

– *The road to success is always under construction.*

Lily Tomlin

Sommaire

7.1 Bilan de la R&D Calorimétrie	221
7.1.1 Étude d’un calorimètre “barre”	221
7.1.2 Performance actuelle du calorimètre bloc	228
7.1.3 Étalonnage du calorimètre de SuperNEMO	233
7.2 Bilan des autres tâches de R&D	237
7.2.1 Source $\beta\beta$	237
7.2.2 Le détecteur BiPo	240
7.2.3 R&D radon	242
7.2.4 Radiopureté et blindage du détecteur	243
7.2.5 Détecteur de trace de SuperNEMO	245
7.2.6 Simulations	247
7.3 SuperNEMO	248
7.3.1 Démonstrateur	250
7.3.2 Détecteur SuperNEMO	250

La phase de Recherche et Développement (R&D) du projet SuperNEMO arrive à terme suite à 4 ans d’efforts. Nous avons vu les avancés réalisées concernant la résolution en énergie des compteurs à scintillation et la radiopureté des photomultiplicateurs (PMs). Ce chapitre apporte un complément des travaux accomplis en calorimétrie et donne un bilan des autres progrès obtenus parmi les différentes activités de la R&D.

7.1 Bilan de la R&D Calorimétrie

7.1.1 Étude d’un calorimètre “barre”

Une version alternative de calorimètre a été proposée et étudiée par la collaboration SuperNEMO. Il serait non pas constitué d’un assemblage de blocs couplés chacun à un PM 8",

mais de scintillateurs en forme de barre de 2 m de long avec un PM 3" à chaque extrémité. Avec un tel calorimètre, le détecteur devient beaucoup plus compact car les faces avant et arrière des barres peuvent servir à détecter les électrons de deux feuilles émettrices $\beta\beta$ consécutives. Un module prendrait alors la forme d'un sandwich où l'on juxtapose calorimètre et feuilles sources (Fig. 7.1) et contiendrait jusqu'à 15 kg d'isotopes.

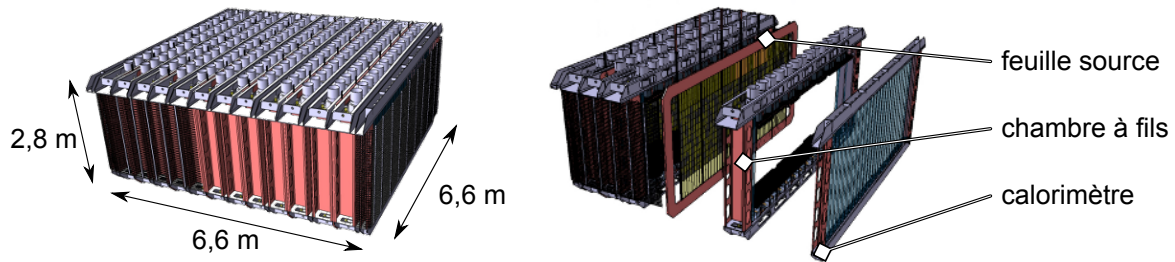


FIGURE 7.1 – Schéma d'un module barre de SuperNEMO.

Cette configuration donne un détecteur environ 15 % plus compact qu'avec les blocs, permettant d'augmenter d'autant la masse totale d'isotopes $\beta\beta$ de l'expérience. De plus, la taille et la quantité des PMs par murs sont diminuées, ce qui réduit fortement la masse de verre, une des principales sources de radioactivité du détecteur. On s'attend naturellement à ce que la résolution en énergie soit moins bonne avec des barres qu'avec les blocs à cause de l'atténuation des photons. Une tâche de la R&D SuperNEMO a donc consisté à déterminer quelle est la meilleure résolution en énergie que l'on peut atteindre avec cette nouvelle géométrie pour ensuite savoir si les avantages concernant la réduction du bruit de fond compenseront ou non la mauvaise résolution en énergie.

Les premiers tests ont été faits par les membres de la collaboration de l'UCL à Londres avec des barres en polyvinyl-toluène (PVT). Puisqu'ils ne disposent pas de spectromètres à électrons, nous avons décidé d'acheminer plusieurs barres au CENBG afin de normaliser les résultats de nos bancs de test respectifs.

Configuration des mesures et de l'analyse

Les barres testées sont des scintillateurs de type Eljen EJ-200 (Tab. 7.2) qui couvrent une surface de 2 m de longueur par 10 cm de hauteur, avec une profondeur de 2,54 cm (1"). Elles sont couplées à deux PMs 3" R6233-100, produits et sélectionnés suivant leur efficacité quantique par Hamamatsu ("SBA selected"). Les surfaces des scintillateurs sont polies pour collecter au mieux les photons vers les PMs par réflexion totale. L'habillage est en Mylar aluminisé pour deux raisons : il est suffisamment fin pour ne pas trop dégrader l'énergie des électrons et c'est un réflecteur spéculaire qui conserve la direction de propagation des photons vers les extrémités de la barre.

Les mesures ont été réalisées sur le spectrométrie à électrons qui dispose de la plus grande mobilité, pour être en mesure de balayer le faisceau d'électrons sur toute la longueur des barres. Une seconde voie de la carte d'acquisition MATAcq est activée pour échantillonner les signaux des deux PMs (Sec. 3.2.2). Le programme d'analyse mis en place pour la qualification des blocs (Sec. 3.2.3) a été étendu pour analyser les impulsions des PMs indépendamment

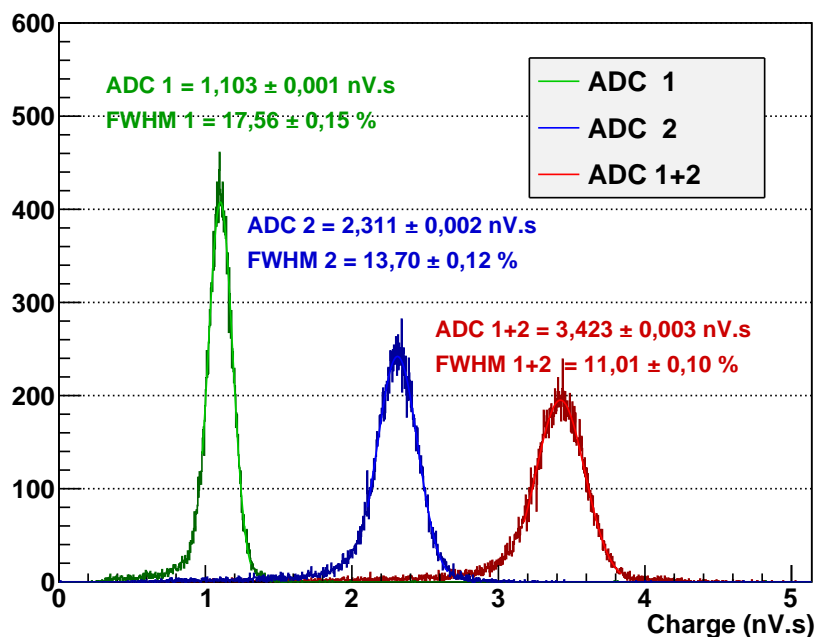


FIGURE 7.2 – Spectres en charge individuels et spectre sommé de la charge des PMs couplés à un scintillateur barre pour des électrons de 1 MeV.

(PM1, PM2) puis collectivement (PM1 + PM2). Un point de mesure pour une position et une énergie du faisceau donne par conséquent trois spectres (Fig. 7.2).

L'algorithme du programme reste identique avec, dans l'ordre, l'intégration des impulsions, l'analyse des spectres en charge, l'étalonnage en énergie puis l'analyse des spectres en énergie. La résolution en énergie est toujours étudiée pour différentes largeurs d'intégration de la charge et les résultats tiennent compte de l'erreur systématique provoquée par le choix du binning des histogrammes (Sec. 3.2.3).

Lors des tests, les hautes tensions d'alimentation des PMs sont ajustées pour obtenir un gain identique. Ainsi, lorsque des électrons interagissent au centre de la barre, les PMs mesurent en moyenne la même charge de chaque côté du scintillateur.

Réponse des PMs suivant la position des électrons

La quantité de lumière détectée par un PM varie de façon exponentielle lorsqu'on déplace le point d'impact des électrons (Fig. 7.3-a). Cette observation confirme que les photons sont atténués suivant la loi de Beer-Lambert. Les charges individuelles Q_1 et Q_2 mesurées par les deux PMs peuvent alors s'écrire :

$$Q_1(x) = Q_1(0) e^{-\frac{x}{L}} \quad \text{et} \quad Q_2(x) = Q_2(0) e^{\frac{x}{L}} \quad (7.1)$$

avec x la position des électrons, $x = 0$ correspondant au centre de la barre, et L la longueur d'atténuation moyenne du scintillateur. Cette longueur est estimée à 1,52 m et 1,78 m par interpolation des courbes de réponse en charge des deux PMs pour l'exemple présenté figure 7.3-a. Il ne s'agit pas de la longueur d'atténuation proprement dite du scintillateur

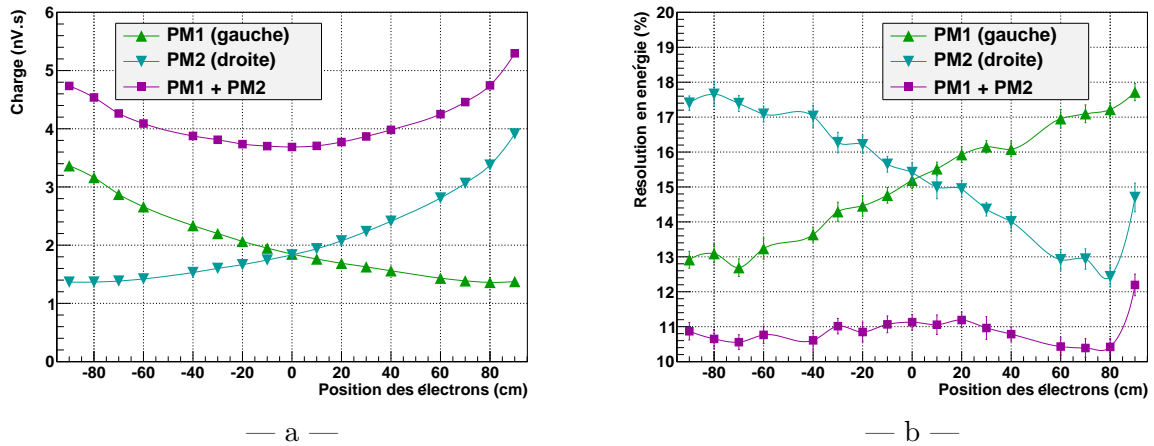


FIGURE 7.3 – Évolution de la charge (a) et de la résolution en énergie (b) mesurées avec les PMs 3" pour des électrons de 1 MeV en fonction de la position de leur point d'impact le long de la barre, la position zéro correspondant au centre. Les signaux des deux PMs sont considérés individuellement (PM1, PM2) et collectivement (PM1 + PM2).

car elle reflète aussi l'absorption des photons sur les surfaces. Pour cette raison, les valeurs obtenues sont inférieures à la longueur fournie par le constructeur de 3,8 m.

En tenant compte de la réponse d'un seul PM, la résolution en énergie à 1 MeV vaut environ 13 % lorsque les électrons sont détectés près du PM (Fig. 7.3-b). Elle se dégrade progressivement au fur et à mesure qu'on éloigne le faisceau et atteint plus de 17 % pour des électrons envoyés à l'opposé. Les courbes de charge et de résolution en énergie sont parfaitement symétriques, mis à part le point de mesure à + 95 cm avec le PM2 dont on discutera par la suite. Cela signifie que la réponse de la barre est bien homogène et que les deux PMs ont des performances identiques.

En cumulant les signaux des deux PMs, la résolution en énergie est beaucoup plus stable vis à vis de la position des électrons, et vaut en moyenne 10,8 %. La courbe de la charge des deux PMs sommée montre qu'il y a plus de photons détectés aux extrémités de la barre qu'au centre (forme en U). C'est pourquoi la résolution en énergie s'améliore doucement quand les électrons entrent près d'un des deux PMs. La dégradation de la résolution en énergie observée à la position + 95 cm avec le PM2 se répercute sur la résolution en énergie totale. S'il s'agissait d'une inhomogénéité du scintillateur, le même phénomène aurait été observé avec le PM1, ce qui n'est pas le cas. Nous avons quand même retourné la barre pour écarter explicitement cette origine : les courbes de résolution en énergie obtenues avant et après inversion présentées sur la figure 7.4-a sont bien les mêmes. Nous avons également interchangé les deux PMs, la résolution en énergie s'est avérée à nouveau identique avant et après l'inversion (Fig. 7.4-b). Puisque les PMs n'avaient pas de blindage magnétique, la cause la plus probable serait une perturbation du PM2 causée par le champ magnétique du spectromètre lorsqu'il est situé à la position +95 cm, proche du PM2.

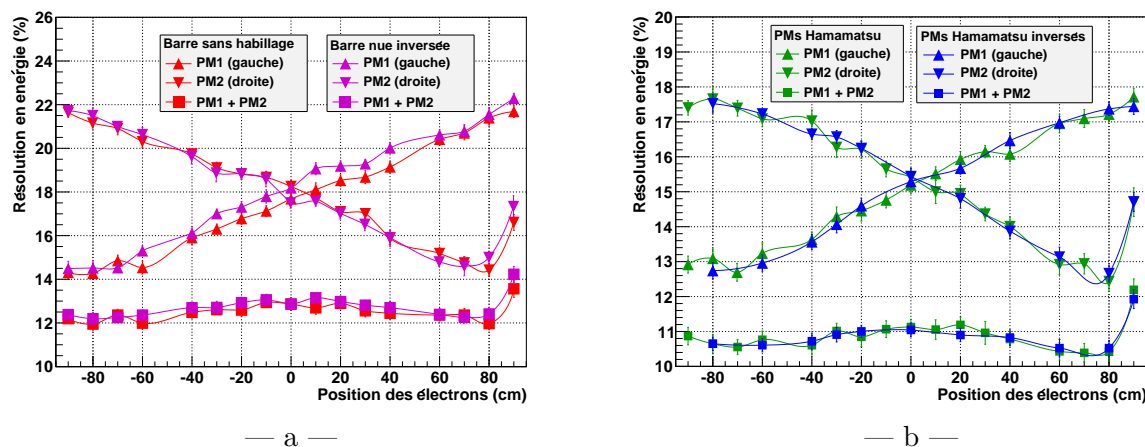


FIGURE 7.4 – Résolution en énergie avant puis après inversion de la barre (a), et avant puis après inversion des PMs (b). Dans le premier cas, le scintillateur est testé sans habillage.

Résultat des tests

La tableau 7.1 donne un résumé de la plupart des mesures qui ont été faites, la résolution est moyennée sur tous les points de mesure le long des barres. Une première barre a tout d'abord été testée sans habillage, avec du Téflon, puis avec du Mylar aluminisé. Ce dernier donne une résolution en énergie (10,8 %) meilleure qu'avec un habillage en Téflon (11,3 %). Le Mylar est en effet un réflecteur spéculaire qui ne change pas la direction des photons, contrairement au Téflon qui provoque un effet rétrodiffusif. De plus, le Téflon est plus épais que le Mylar et il dégrade l'énergie des électrons avant leur entrée dans le scintillateur. Il est intéressant de remarquer que le retrait de l'habillage d'un scintillateur en forme de barre ne dégrade pas autant la résolution en énergie qu'avec une géométrie en bloc (Tab. 5.14). Cela montre que, dans le cas des barres, la majorité des photons se propagent par réflexion totale et que les réflecteurs ont un rôle moindre.

Une seconde barre, identique en taille et en composition à la première, a donné une résolution en énergie moyenne de 9,8 %. Cette barre est bien meilleure que la première, ceci est un exemple représentatif des inhomogénéités que l'on peut observer dans la production

Barre	Habillage	Résolution moyenne
Barre 1 (10 × 2,54 × 200 cm)	×	12,5 %
Barre 1 (10 × 2,54 × 200 cm)	Téflon	11,3 %
Barre 1 (10 × 2,54 × 200 cm)	Mylar Al.	10,8 %
Barre 2 (10 × 2,54 × 200 cm)	Mylar Al.	9,8 %
Barre 3 (6,5 × 2,54 × 200 cm)	Mylar Al.	9,0 %

TABLE 7.1 – Résolution en énergie de plusieurs scintillateurs en forme de barre pour des électrons de 1 MeV, moyennée sur toute leur longueur.

des scintillateurs. La troisième et dernière barre a une largeur de 6,5 cm comparée à 10 cm avec les deux premières et donne une résolution de 9,0 %. Cette géométrie de barre ne peut cependant pas être utilisée dans SuperNEMO car elle multiplie par 1,5 le nombre de voies du calorimètre, faisant perdre par là un des principaux avantages de la configuration en barre. La meilleure résolution en énergie du calorimètre barre vaut donc $\sim 10\%$.

Reconstruction du point d'impact avec les signaux en charge

Les scintillateurs en forme de barre de $2 \times 0,1 \text{ m}^2$ font perdre une partie de la granularité du calorimètre que l'on a avec les blocs d'environ $0,2 \times 0,2 \text{ m}^2$. Il est cependant envisageable de localiser la position de l'impact d'un rayonnement le long de la barre par l'analyse des signaux enregistrés avec les deux PMs. La position peut être reconstruite à partir du rapport entre la différence et la somme des deux charges mesurées Q_1 et Q_2 :

$$F(Q_1, Q_2) = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_1 + Q_2} = \frac{Q_2(0)e^{\frac{x}{L}} - Q_1(0)e^{-\frac{x}{L}}}{Q_1(0)e^{\frac{x}{L}} + Q_2(0)e^{-\frac{x}{L}}} \quad (7.2)$$

Puisque les PMs fonctionnent à gain égal lors des mesures, l'expression précédente se simplifie en tangente hyperbolique :

$$F(Q_1, Q_2) = \frac{e^{\frac{x}{L}} - e^{-\frac{x}{L}}}{e^{\frac{x}{L}} + e^{-\frac{x}{L}}} = \tanh\left(\frac{x}{L}\right) \approx \frac{x}{L} \quad \text{pour } x < L \quad (7.3)$$

L'expression $F(Q_1, Q_2)$ donne donc une relation très simple entre la position de l'interaction d'un électron dans le scintillateur et les charges mesurées avec les deux PMs. Il faut, dans un premier temps, étalonner la fonction. Cela consiste à mesurer la réponse de chaque PM avec différentes positions du faisceau d'électrons et tracer la courbe de $F(Q_1, Q_2)$ en fonction du déplacement du faisceau (Fig. 7.5-a). En utilisant cette courbe, on peut ensuite associer une position pour chaque événement enregistré et tracer un histogramme.

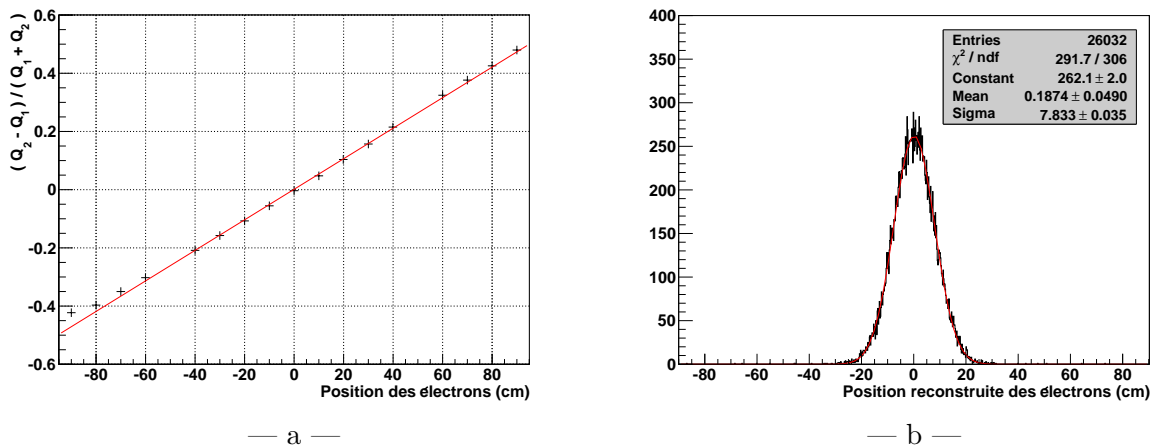


FIGURE 7.5 – Exemple de courbe d'étalonnage pour le calcul de la position des électrons en fonction des charges données par les PMs aux extrémités de la barre (a) et spectre des positions reconstruites lors d'une mesure avec le faisceau positionné au centre de la barre (b).

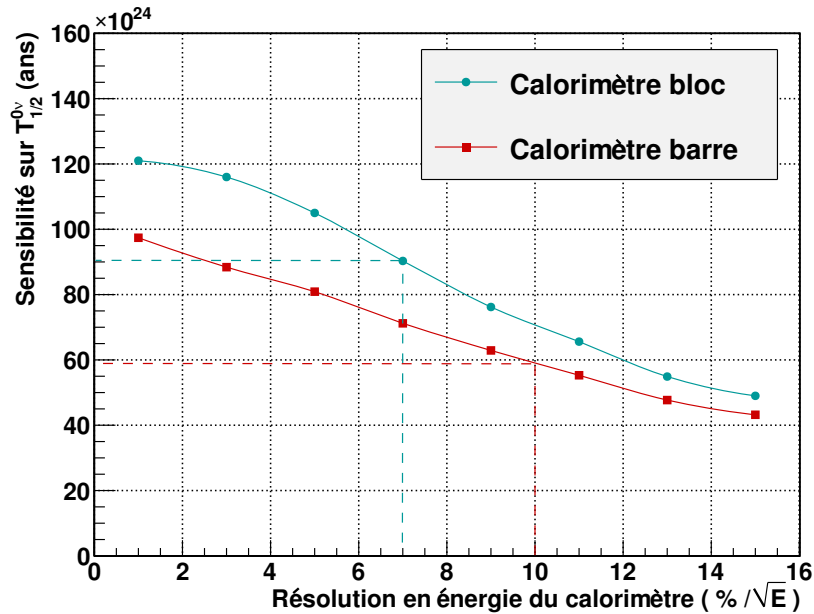


FIGURE 7.6 – Sensibilité attendue du détecteur SuperNEMO suite à une exposition de 500 kg.ans de ^{82}Se [130].

La figure 7.5-b montre un exemple de spectre des positions obtenues avec le faisceau d'électrons placé au centre de la barre (0 cm). La distribution est gaussienne avec une valeur moyenne de $1,9 \pm 0,5$ mm, cohérente à la position attendue¹. La largeur à mi-hauteur vaut 18,4 cm, ce qui signifie que la reconstruction de la position du point d'impact des électrons avec les barres est faite à une précision comparable aux dimensions des scintillateurs dans le design bloc. Il n'y a donc pas de perte de granularité du calorimètre.

En réalité, la résolution spatiale donnée par les barres est encore meilleure par l'analyse des temps d'arrivée des signaux au lieu des charges. Nos collaborateurs anglais ont montré que la position peut être déterminée avec une largeur à mi-hauteur de 8,7 cm [129], soit à une précision qui s'approche de celle de la chambre à fils de 3,1 cm FWHM (Sec. 7.2.5).

Conclusions de la R&D calorimètre barre

Les performances des deux designs de SuperNEMO ont été estimées à l'aide d'un programme de simulation complet du détecteur écrit au cours de la R&D (Sec. 7.2.6). La figure 7.6 donne les courbes de la sensibilité attendue sur $T_{1/2}^{0\nu}$. A résolution en énergie identique, le calorimètre bloc donne toujours un détecteur plus compétitif qu'avec le calorimètre barre. Puisque la résolution en énergie est meilleure avec les blocs, l'écart se creuse encore plus et les simulations montrent que la configuration barre n'atteindrait que les 2/3 des performances de son rival.

En janvier 2010, la collaboration SuperNEMO a donc décidé de laisser de côté le calorimètre barre. Ce choix tient compte des simulations de sensibilité et du fait que la topologie des événements n'est certainement pas assez maîtrisée avec cette nouvelle

1. Compte tenu de la précision sur le positionnement du faisceau de l'ordre de 1 mm avec le spectromètre 2.

configuration contrairement au calorimètre bloc qui a fait ses preuves avec NEMO 3. Depuis, les travaux en calorimétrie se sont concentrés à finaliser la géométrie des scintillateurs en bloc.

7.1.2 Performance actuelle du calorimètre bloc

Les nombreux travaux de recherche présentés au cours du chapitre 5 ont été réalisés avec des scintillateurs plastiques à base polystyrène (PS). Ils ont permis de comprendre l'influence de nombreux paramètres sur la collection de la lumière et la résolution en énergie, comme la géométrie, l'état des surfaces ou l'habillage. Comme nous allons le voir, ces résultats ont été en partie extrapolés avec des blocs en polyvinyl-toluène (PVT).

Avec l'arrêt des activités PMs par Photonis, le PM XP1886 ne pourra être produit pour SuperNEMO. Les développements accomplis ne sont pas pour autant perdus, car la collaboration a repris le travail avec Hamamatsu. Les performances obtenues à ce jour sont satisfaisantes.

Présentation des scintillateurs plastiques PVT

Le PVT est, avec le PS, le type de solvant le plus courant pour produire les scintillateurs plastiques. De nombreux échantillons de PS et PVT ont été reçus et testés au début de la R&D SuperNEMO et les scintillateurs en PVT ont généralement montré de meilleures performances que ceux en PS. Nous avons cependant fait le choix de travailler avec des blocs en PS pour plusieurs raisons : disponibilité immédiate parmi les "restes" de NEMO 3 (gain en coût et en temps), connaissance du scintillateur (programme de simulation optique développé pour NEMO 3) et facilité d'usinage comparé au PVT. Maintenant que de nombreuses améliorations ont été identifiées avec les blocs en PS, les développements sont appliqués au PVT. Nous utilisons deux types de scintillateurs PVT produits par la compagnie Eljen au Texas : EJ-200 et EJ-204. Les caractéristiques de ces deux types de scintillateurs sont indiquées dans le tableau 7.2 et comparées au scintillateur en PS de NEMO 3.

Matériau	PS NEMO 3	PVT EJ-200	PVT EJ-204
η	8000 ph./MeV	10000 ph./MeV	10400 ph./MeV
λ_{max}	415 nm	425 nm	408 nm
τ	4,2 ns	2,1 ns	1,8 ns
L_A	~ 3 m	3,8 m	1,6 m

TABLE 7.2 – Comparaison des principales propriétés des scintillateurs organiques plastiques à base de PS et PVT : rendement lumineux η , longueur d'onde de l'émission maximale λ_{max} , constante de décroissance τ et longueur d'atténuation moyenne L_A .

Le scintillateur EJ-200 est un équivalent du BC-408 de Saint-Gobain Bicron. Il présente un équilibre optimal des caractéristiques, notamment entre rendement de scintillation et longueur d'atténuation. Il est conseillé par le producteur pour les applications nécessitant un grand volume de détection. Le scintillateur de type EJ-204 nous a également semblé intéressant : bien que sa longueur d'atténuation soit plus courte que le EJ-200, l'émission est à plus basse

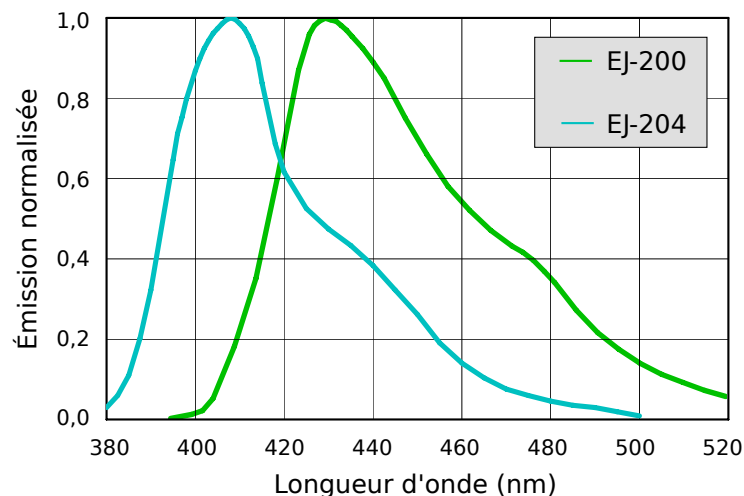


FIGURE 7.7 – Spectre en longueur d’onde de l’émission des scintillateurs PVT EJ-200 et EJ-204 du producteur Eljen.

longueur d’onde (Fig. 7.7) et devrait ainsi mieux correspondre à la sensibilité des PMs². De plus, son rendement lumineux est 4 % plus élevé que celui de EJ-200.

Tests et usinage des blocs PVT

Les deux types de scintillateurs PVT EJ-200 et EJ-204 ont été commandés avec une forme carrée et de dimensions $308 \times 308 \times 194$ mm. Il s’agit d’une géométrie identique à la forme 1 étudiée au chapitre 5 (Sec. 5.3.2). Le tableau 7.3 présente les résolutions en énergie de ces blocs testés avec un PM XP1886 de Photonis et un PM R5912MOD de Hamamatsu. Les mesures avec le PM Photonis confirment bien que les blocs en PVT ont des performances supérieures au bloc PS grâce à leur rendement de scintillation plus élevé. On observe ainsi un saut de plus de 1 % sur la valeur de la résolution entre le bloc PS NEMO 3 et celui en PVT EJ-204 donnant une résolution de 7,8 %. Ce résultat est impressionnant compte tenu de la dimension du bloc, il est dû à une parfaite concordance entre les spectres d’émission du scintillateur et de sensibilité du PM.

La différence de performance entre le XP1886 et le R5912MOD est à nouveau confirmée, avec un écart sur les valeurs de résolution en énergie d’environ 1 % entre les deux tubes. Les résultats obtenus avec le PM Hamamatsu restent cependant très bons pour cette géométrie, notamment avec le bloc EJ-204 où la mesure donne 8,5 %. Nous pouvons nous attendre à améliorer rapidement la résolution en énergie par un usinage des blocs vers une géométrie de plus petites dimensions.

Bien que les études menées avec les scintillateurs en PS ont abouti à une optimisation vers une géométrie hexagonale de 236 mm (Sec. 5.3.2), nous avons décidé de partir vers une base hexagonale de 276 mm afin de chercher un bon compromis entre la résolution en énergie et le nombre de voie, et donc la radioactivité du calorimètre (Sec. 4.3). Le bloc EJ-204 a ainsi été usiné, tandis que le EJ-200 est taillé vers une forme de scintillateur carré de 256 mm de côté,

2. Notamment avec les nouvelles photocathodes des PMs Hamamatsu dont la sensibilité est déplacée à basse longueur d’onde (Fig. 6.23 page 209).

Scintillateur	Géométrie	XP1886 (SN160)	R5912MOD (ZQ0069)
PS	Carrée 308 mm	$8,9 \pm 0,1 \%$	×
PVT EJ-200	Carrée 308 mm	$8,3 \pm 0,1 \%$	$9,0 \pm 0,1 \%$
	Carrée 256 mm	×	$8,5 \pm 0,1 \%$
PVT EJ-204	Carrée 308 mm	$7,8 \pm 0,1 \%$	$8,5 \pm 0,1 \%$
	Hexagonale 276 mm	×	$8,1 \pm 0,1 \%$

TABLE 7.3 – Résolution en énergie mesurée avec différents types de blocs de dimensions identiques pour des électrons de 1 MeV [131] [132].

couvrant une surface identique à celle de l'hexagone de 276 mm (Fig. 7.8). Les deux formes présentent dans leur profil latéral une marche de 2 mm qui permettra de laisser dépasser le blindage mu-métal devant la photocathode du PM en garantissant une zone de contact entre les blocs en face avant. Ces deux scintillateurs ont donc une géométrie comparable à la configuration finale des scintillateurs et sont potentiellement des candidats pour le calorimètre SuperNEMO.

Le changement de géométrie améliore les valeurs de résolutions en énergie avec un gap de 0,4 – 0,5 % (Tab. 7.3). Puisque le même gain en performance est observé entre le bloc initial et les deux formes après usinage, les géométries carré et hexagonale dont la superficie de la face d'entrée est identique, collectent de façon comparable la lumière vers le PM. Il s'agit d'un résultat prévu par les simulations optiques (Sec. 5.3.2). La géométrie carré de 256 mm de côté

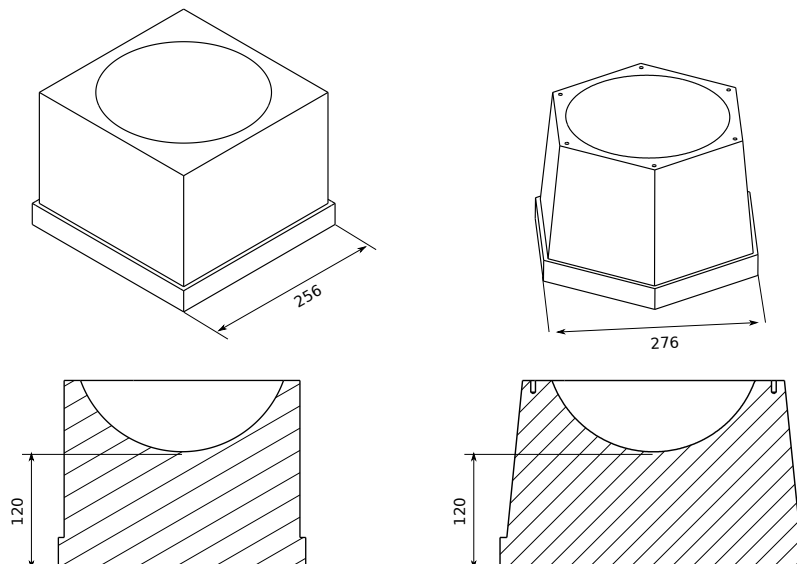


FIGURE 7.8 – Géométries candidates pour les scintillateurs de SuperNEMO.

étant plus simple à produire, il est fort probable qu'elle soit retenue pour SuperNEMO.

Reprise de la R&D avec Hamamatsu

L'annonce de Photonis en mars 2009 concernant l'interruption de la production des PMs a stoppé tous les développements sur le PM XP1886. Le groupe de chercheurs au CENBG a immédiatement pris contact avec Hamamatsu pour poursuivre les travaux de R&D. Des membres de la collaboration SuperNEMO travaillaient déjà en partenariat avec Hamamatsu et nous avons pu comparer auparavant les performances des PMs XP1886 de Photonis avec les PMs R5912MOD de Hamamatsu (Sec. 6.2.5). Les tests avaient montré que les PMs Hamamatsu donnaient une résolution en énergie moins bonne que les PMs Photonis et nous avons établi que cette différence était due à une efficacité de collection des photoélectrons modeste dans l'optique d'entrée des PMs R5912MOD. Ces résultats ont été discutés avec le producteur qui nous a rapidement confirmé cette hypothèse.

Hamamatsu maîtrise les nouvelles photocathodes et construit couramment des PMs avec une efficacité quantique supérieure à 35 %. Les travaux de R&D se sont donc focalisés sur le point particulier de la collection des photoélectrons. Au CENBG, nous avons récemment entrepris des tests sur les ponts diviseur de tension, similaires à ceux réalisés avec Photonis (Sec. 6.2.3). La répartition des tensions du circuit initial a été modifiée, pour augmenter la différence de potentiel entre la photocathode et la première dynode (V_{K-D1}), et celle appliquée sur le premier étage d'amplification (V_{D1-D2}). La première configuration a consisté à augmenter V_{K-D1} d'un facteur 1,5 afin de monter la tension dans l'optique d'entrée de 400 V à 600 V pour une alimentation nominale de 1450 V. Ce pont modifié est testé sur un PM couplé successivement aux deux scintillateurs en PVT candidats pour SuperNEMO (Tab. 7.4). Il permet de gagner 0,5 % sur la résolution en énergie à 1 MeV dans les deux cas. Nous avons continué à augmenter le rapport de résistances associé à V_{K-D1} pour atteindre une différence de potentiel de 800 V, correspondant à celle que l'on a avec le pont optimisé des PMs XP1886. Mais cette configuration provoque un retour aux performances initiales.

V_{K-D1} / V	V_{D1-D2} / V	EJ-200 carré 256 mm	EJ-204 hexagonal 276 mm
28 %	9,9 %	$8,5 \pm 0,1$ %	$8,1 \pm 0,1$ %
42 %	11,2 %	$8,1 \pm 0,1$ %	$7,5 \pm 0,1$ %
56 %	10,8 %	$8,4 \pm 0,1$ %	×

TABLE 7.4 – Résolution en énergie mesurée avec les deux blocs PVT usinés suite aux modifications apportées à la répartition des tensions du PM R5912MOD [133].

Ces développements préliminaires montrent que la collection des photoélectrons dans l'optique d'entrée des PMs varie de façon complexe et n'augmente pas toujours avec la tension V_{K-D1} . Les résultats obtenus permettent déjà de réduire de moitié l'écart de résolution en énergie constaté jusqu'à maintenant entre les PMs Photonis et Hamamatsu. Sachant que Hamamatsu est actuellement en train de travailler sur l'uniformité de leur photocathode et sur la collection des photoélectrons, il est fort probable d'atteindre prochainement avec les PMs R5912MOD des performances équivalentes à celles obtenues avec les PMs XP1886. La meilleure résolution en énergie mesurée à 7,5 % FWHM suite à ces premières améliorations

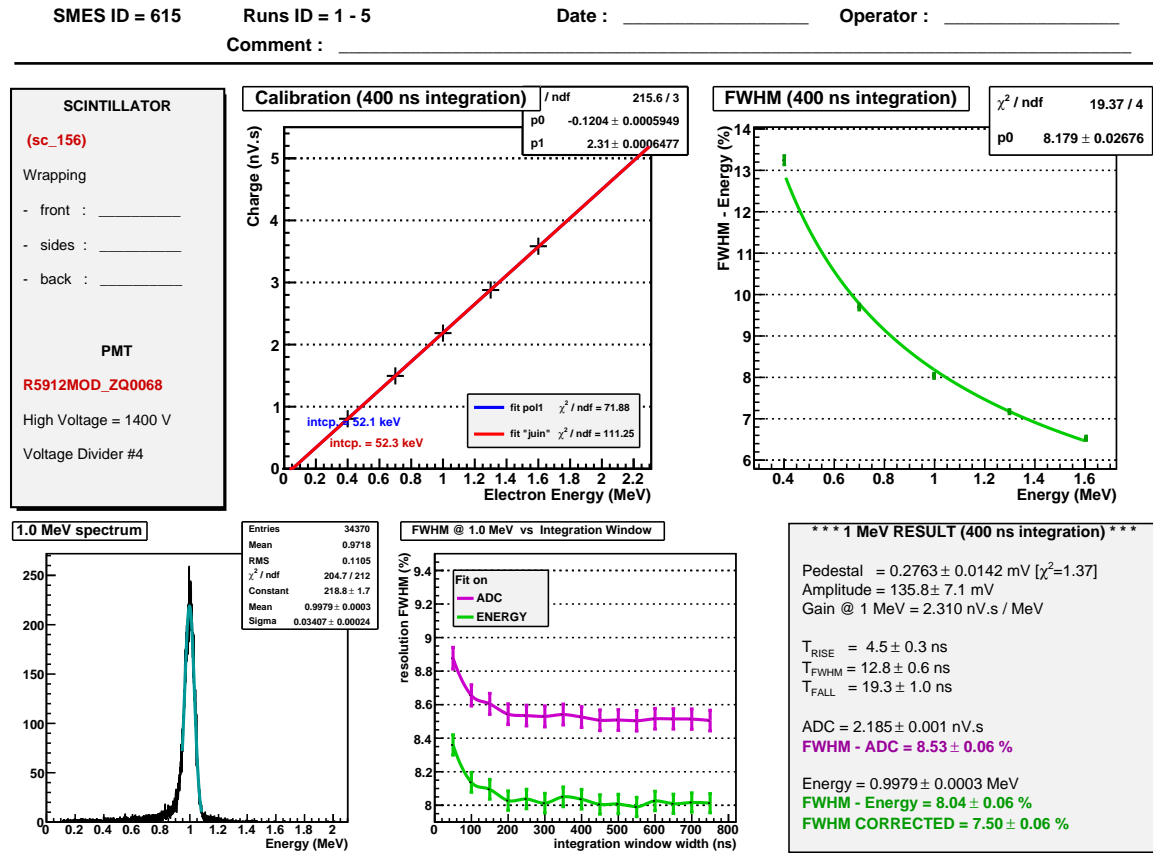


FIGURE 7.9 – Fiche résultat du test d'un compteur à scintillation candidat pour SuperNEMO : un scintillateur PVT EJ-204 hexagonal de 276 mm de largeur, couplé à un PM R5912MOD. Les valeurs de résolution ne sont pas corrigées de la dégradation causée par l'utilisation du ΔE (Sec. 3.2.2).

(voir fiche résultat Fig. 7.9), entre d'ores et déjà dans les objectifs de la R&D SuperNEMO. Ce résultat a été confirmé avec un second tube R5912MOD.

Bilan de la R&D calorimétrie

La R&D calorimétrie est parvenue à un des objectifs principaux et ambitieux du projet SuperNEMO, une résolution en énergie meilleure que 8 % FWHM avec des compteurs à scintillation pour des électrons de 1 MeV. Le diagramme présenté sur la figure 7.10 résume la contribution des différents développements dans ce résultat.

Les gains sur la résolution en énergie apportés par les travaux de recherche sur la géométrie et les surfaces des scintillateurs sont estimés à partir des résultats du chapitre 5. L'amélioration de la résolution en énergie occasionnée par le passage à un scintillateur de type PVT tient compte de l'écart mesuré entre le PS et le PVT EJ-204 (Tab. 7.3). Concernant les développements avec les PMs, l'amélioration de l'efficacité quantique indiquée est celle observée entre les PMs 5" R6594 dans NEMO 3 (20 % à 420 nm) et les PMs 8" R5912MOD (30 % à 420 nm). L'optimisation du fonctionnement inclut l'intégration adéquate des signaux,

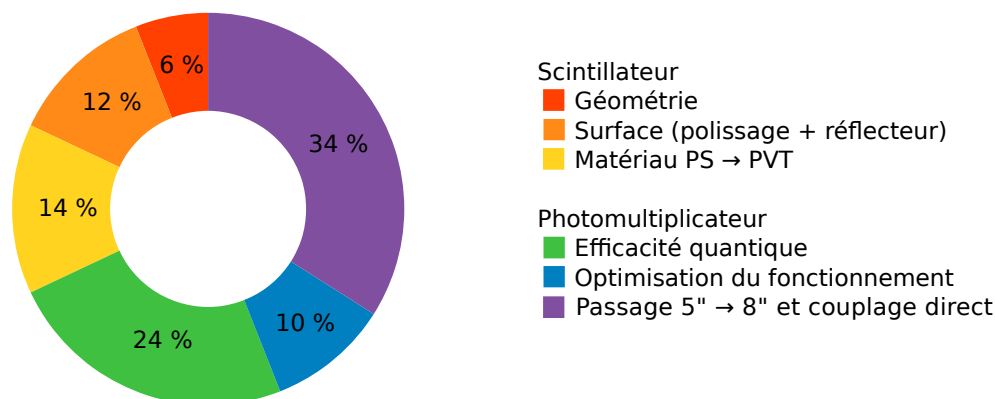


FIGURE 7.10 – Contribution des développements dans les performances obtenues pour les compteurs à scintillation de SuperNEMO en partant de ceux de NEMO 3.

ainsi que les derniers tests avec le pont diviseur de tension. Les effets sur la résolution en énergie provoqués par le passage d'un PM 5" à un PM 8" et par le couplage du PM au scintillateur sans guide de lumière, n'ont pas pu être évalués directement sur les bancs de test (à géométrie de scintillateur fixe). Cependant, leur contribution dans le gain en performance des compteurs à scintillation peut être calculée par déduction des autres améliorations pour reproduire la résolution de 7,5 % atteinte pour SuperNEMO à partir des 14 % du calorimètre de NEMO 3.

Le couplage direct et le passage à un PM de dimension 8" apportent la plus forte contribution car ce sont les deux grands changements dans la configuration des compteurs à scintillation entre NEMO 3 et SuperNEMO. L'amélioration de l'efficacité quantique des photocathodes marque également une évolution considérable dans la technologie des PMs et contribue à 25 % dans les progrès sur la résolution en énergie. Enfin, bien que les travaux réalisés sur les scintillateurs apportent des améliorations moindres, le cumul de tous les développements est responsable de 1/3 des performances finales.

Les avancements concernant la radiopureté des PMs est également remarquable. A plusieurs reprises et en collaboration avec un producteur de verres, nous avons réussi à montrer que les niveaux de radiopureté requis pour les ampoules des PMs de SuperNEMO sont accessibles. Le taux de contaminants tels le ^{214}Bi ou le ^{208}Tl a ainsi été réduit d'un facteur mille comparé à un verre standard.

7.1.3 Étalonnage du calorimètre de SuperNEMO

La troisième grande tâche de R&D pour le calorimètre de SuperNEMO, avec la résolution en énergie et la radiopureté, est de prévoir un suivi précis de la réponse des compteurs à scintillation et principalement du gain des PMs. L'objectif est de mettre en place une technique pour estimer les variations à mieux que 1 %.

L'étalonnage absolu du détecteur sera fait en plaçant, comme dans NEMO 3, des sources d'électrons au niveau de l'émetteur $\beta\beta$. Ce procédé est essentiel pour l'expérience car il fournit un étalonnage du calorimètre et du trajectographe dans une configuration similaire au signal

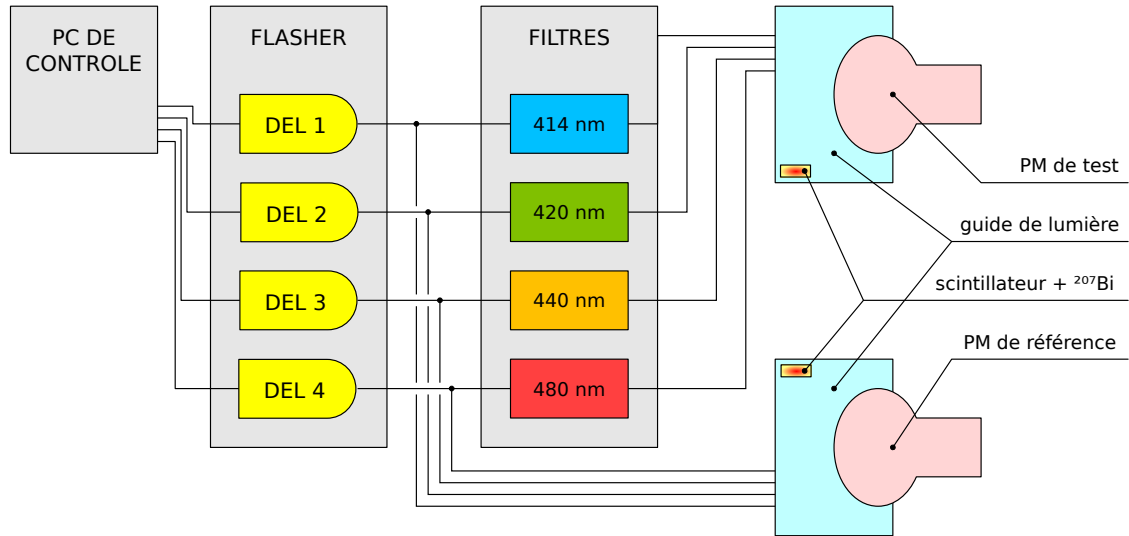


FIGURE 7.11 – Schéma du banc DEL mis en place au CENBG.

recherché, *ie.* des électrons provenant des feuilles source. L'activité des sources radioactives introduites sera faible, de quelques dizaines de becquerel, pour ne pas saturer la réponse de la chambre à fils. Néanmoins, l'étalonnage absolu immobilisera le détecteur durant un à deux jours et ne pourra être réitéré fréquemment. Par conséquent, il faut prévoir un second étalonnage, plus léger et plus régulier, à l'échelle des variations en temps du gain des PMs, c'est-à-dire journalier.

Étalonnage par diode électroluminescente

Parmi les solutions proposées d'étalonnage relatif, la première serait d'injecter des flashes de lumière quantifiés dans les compteurs. Ce système mis en place dans NEMO 3 a révélé que le suivi offert ne reproduisait pas exactement les variations de gain entre deux étalonnages absolus (Fig. 2.11 page 65). La cause suspectée est que le spectre en longueur d'onde de la lumière produite par scintillation au cours de l'étalonnage absolu diffère de celui des flashes injectés lors de l'étalonnage relatif. Le suivi du gain serait alors distinct dans les deux cas à cause de la dépendance complexe des caractéristiques du PM avec la longueur d'onde de la lumière, comme l'efficacité quantique et l'efficacité de collection des photoélectrons.

Un banc de test a spécialement été mis en place au CENBG pour comprendre et explorer cet explication (Fig. 7.11). Deux PMs identiques à ceux de NEMO 3 sont placés dans une boîte noire et leur gain est contrôlé de deux manières :

- L'étalonnage absolu est fait en continu grâce à une source radioactive de ^{207}Bi .
- L'étalonnage relatif est réalisé toutes les heures avec de la lumière monochromatique à quatre longueurs d'onde différentes, 414 nm, 420 nm, 440 nm et 460 nm, avec une résolution de 2 nm. La lumière est générée par un jeu de diodes électroluminescentes (DEL) et de filtres, puis acheminée vers les PMs avec un réseau de fibres optiques.

Suite à une prise de données de plusieurs mois, le banc de test semble confirmer l'hypothèse que le suivi du gain de l'étalonnage relatif dépend de la longueur d'onde utilisée (Fig. 7.12).

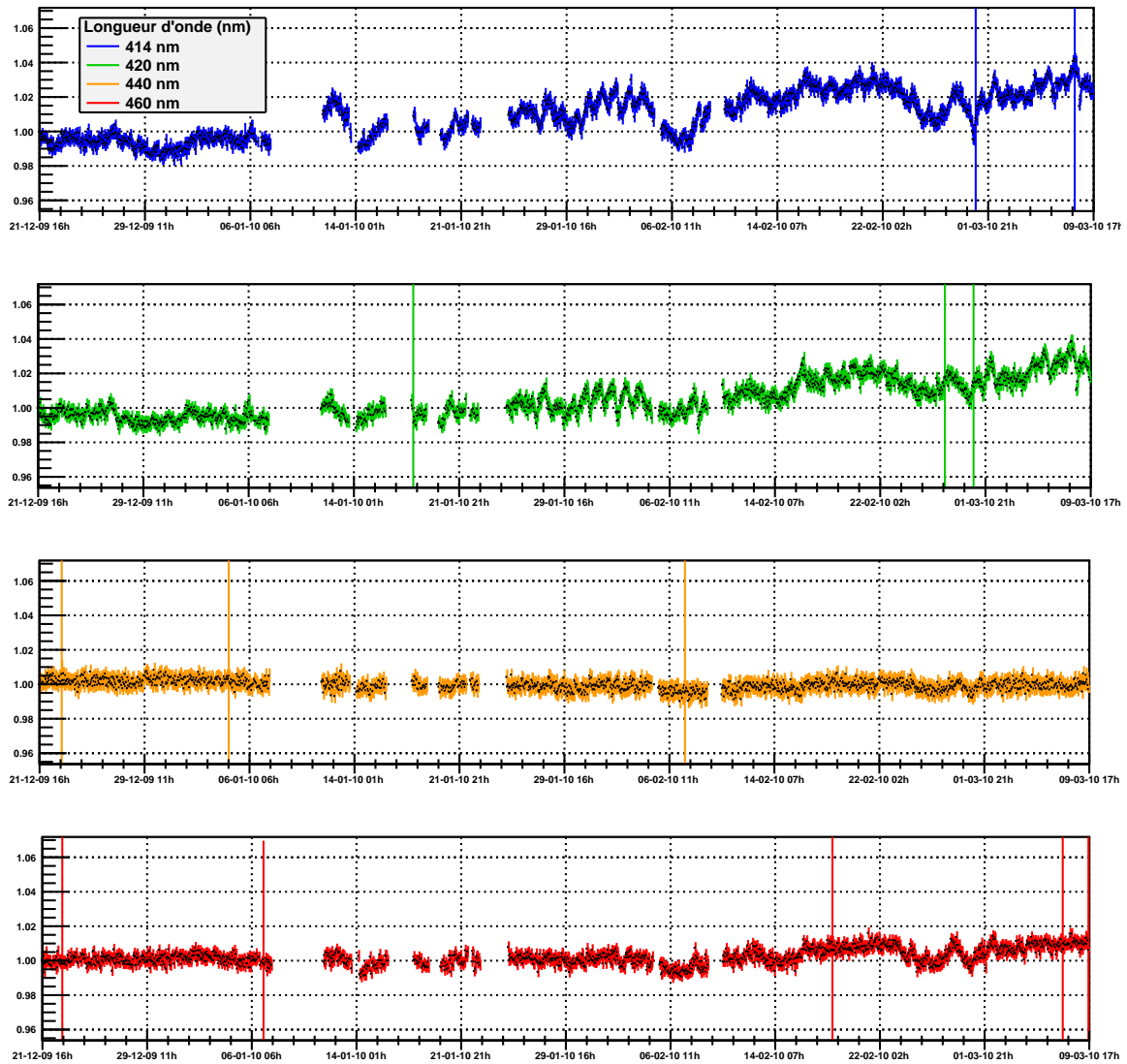


FIGURE 7.12 – Résultats préliminaires concernant le suivi du gain des PMs par l’injection de dose de lumière monochromatique. Les variations du gain sont normalisées aux variations données par l’étalonnage absolu [134].

Avec de la lumière à 414 et 420 nm, les variations du gain sont surestimées de 3 à 4 %, alors que pour une longueur d’onde de 440 nm, on reproduit à mieux que 1 % le suivi absolu du signal ^{207}Bi . Ces premiers résultats marquent une étape importante dans la compréhension des écarts observés jusqu’à maintenant dans NEMO 3 entre les étalonnages absolu et relatif. L’étalonnage DEL pourra satisfaire les conditions requises pour SuperNEMO si la longueur d’onde de la lumière est judicieusement choisie.

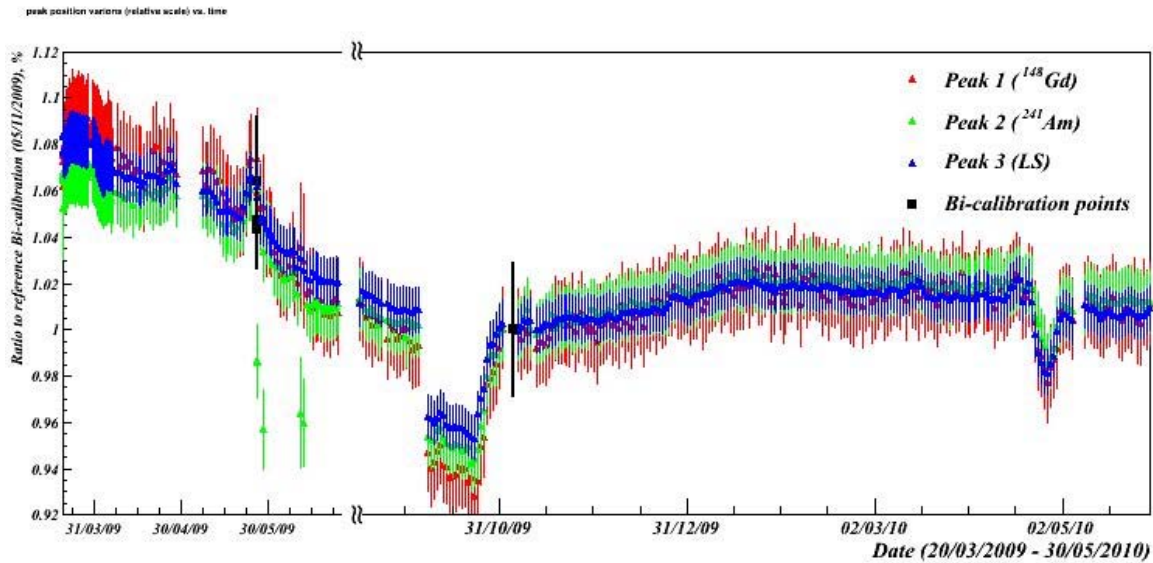


FIGURE 7.13 – Suivi de la réponse en gain d'un compteur à scintillation sur une année avec trois types de source α : ^{148}Gd , ^{241}Am ou ($\text{YAlO}_3 + ^{238}\text{Pu}$).

Étalonnage avec une source α

Une seconde solution envisagée d'étalonnage relatif serait de déposer un source radioactive α de très faible activité en surface des scintillateurs. Cette méthode est très simple à mettre en place, elle ne requiert pas d'électronique supplémentaire et permet d'avoir un suivi en continu du gain des PMS, même durant la prise de données du détecteur. Le plus grand avantage comparé à un étalonnage DEL est d'offrir un signal lumineux stable avec un spectre en longueur d'onde identique à celui qui serait produit par des électrons entrant dans le scintillateur.

Les émetteurs α intéressants sont ceux à moyenne durée vie avec un noyau fils stable, comme les isotopes de ^{148}Gd ($E_\alpha = 3,18$ MeV, $T_{1/2} = 98$ ans), ^{238}Pu (5,50 et 5,46 MeV, 88 ans) ou ^{241}Am (5,49 et 5,44 MeV, 430 ans). Deux techniques de dépôt des isotopes ont été testées, une implantation dans une feuille de titane par accélération électromagnétique, et une mise en solution puis sorption en surface d'une pièce de scintillateur plastique. Dans les deux cas, l'émetteur est en contact direct avec le scintillateur plastique. Il est alors possible que les rayonnements α provoquent à long terme des dégâts localisés sur la surface de contact, ce qui risquent de diminuer progressivement le rendement lumineux. Une troisième configuration est donc testée en déposant l'émetteur sur un scintillateur plus résistant, le YAlO_3 , pouvant supporter des doses supérieures à 10^4 Gy [135].

Ces trois méthodes ont été mises en place sur un compteur à scintillation de type NEMO 3. Ce dernier est installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) pour être dans des conditions de basse radioactivité et moins solliciter le PM. La figure 7.13 montre que les variations de gain mesurées pour chaque méthode sont parfaitement équivalentes. Les trois techniques rendent notamment compte à mieux que 0,5 % de l'écart sur la gain observé entre les deux étalonnages absolus séparés par une période de 5 mois (carré noir).

Bilan

Les travaux de R&D ont permis d’approfondir deux techniques d’étalonnage relatif pour le calorimètre de SuperNEMO. Dans les deux cas, le gain des compteurs est suivi avec une erreur inférieure ou égale à 1 % comparée à un étalonnage absolu. Il est probable que les deux méthodes soient déployées dans le premier module de SuperNEMO (Sec. 7.3.1). Cela donnera une comparaison concrète de leur efficacité sur le suivi de plusieurs centaines de compteurs à scintillation durant une longue période.

7.2 Bilan des autres tâches de R&D

7.2.1 Source $\beta\beta$

Choix de l’isotope

SuperNEMO est le seul projet de recherche en décroissance double bêta où l’émetteur $\beta\beta$ peut être choisi librement. Il est donc particulièrement judicieux de sélectionner l’isotope le plus approprié.

L’énergie $Q_{\beta\beta}$ doit être maximale pour séparer au mieux le signal $\beta\beta0\nu$ de la radioactivité environnante. Le critère toujours imposé par la collaboration NEMO est que la décroissance $\beta\beta$ libère une énergie $Q_{\beta\beta}$ au moins supérieure à 2,614 MeV correspondant à l’énergie maximale de la radioactivité naturelle γ (^{208}Tl). En vérifiant cette condition, le bruit de fond radioactif de l’expérience est réduit aux éventuelles contaminations des feuilles sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi , et à la décroissance $\beta\beta2\nu$. Cette dernière composante est le bruit de fond ultime, il sera atténué en sélectionnant un isotope avec une grande période de décroissance $T_{1/2}^{2\nu}$. L’émetteur $\beta\beta$ idéal est alors celui qui optimise le couple de valeurs $(T_{1/2}^{2\nu}, Q_{\beta\beta})$ (Fig. 7.14-a).

L’abondance naturelle isotopique et les procédés d’enrichissement sont des facteurs de plus en plus importants au fur et à mesure que l’on accroît la masse de la source dans les nouveaux détecteurs. Exceptés le ^{48}Ca et le ^{96}Zr , la plupart des isotopes ont une abondance isotopique naturelle supérieure à 5 % (Fig. 7.14-b). Mais l’enrichissement n’est actuellement maîtrisé que pour le ^{76}Ge , le ^{82}Se , le ^{100}Mo et le ^{130}Te .

Le ^{82}Se apparaît immédiatement comme l’émetteur le plus favorable, raison pour laquelle la collaboration compte démarrer l’expérience avec cet isotope. La seconde possibilité envisagée est le ^{150}Nd , le signal $\beta\beta0\nu$ serait alors attendu à 3,37 MeV. Dans ce cas, la composante de bruit de fond causée par le ^{214}Bi serait tout simplement supprimée et la contrainte sur la radiopureté des feuilles en ^{208}Tl devrait être moins sévère. Le ^{48}Ca est encore plus intéressant car il s’agit de l’émetteur qui possède le $Q_{\beta\beta}$ le plus élevé (4,27 MeV), mais son abondance naturelle est modeste et le place au troisième rang. Dans les deux cas, l’enrichissement n’est pas encore possible et reste à être démontré.

Les caractéristiques des trois isotopes retenus pour SuperNEMO sont indiquées dans le tableau 7.5. Comme nous le verrons par la suite, la collaboration compte construire un premier module contenant des feuilles de ^{82}Se . Ce détecteur servira à démontrer la faisabilité de l’expérience SuperNEMO (Sec. 7.3.1). Si les travaux de R&D se poursuivent en parallèle aboutissent à un procédé d’enrichissement du ^{48}Ca et/ou du ^{150}Nd , il est fort probable que l’un de ces deux isotopes remplace le ^{82}Se .

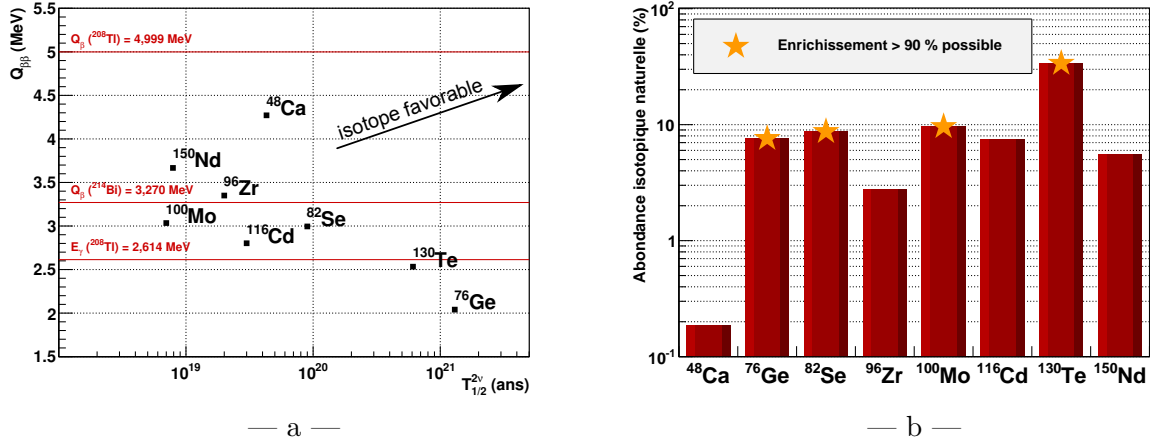


FIGURE 7.14 – Représentations $(T_{1/2}^{2\nu}, Q_{\beta\beta})$ (a) et abondances naturelles des principaux isotopes émetteurs $\beta\beta$ (b).

Isotope	$T_{1/2}^{2\nu}$	$Q_{\beta\beta}$	Abondance
^{48}Ca	$4,3 \cdot 10^{19}$ ans	4,27 MeV	0,19 %
^{82}Se	$9,2 \cdot 10^{19}$ ans	2,99 MeV	9,2 %
^{150}Nd	$0,9 \cdot 10^{19}$ ans	3,37 MeV	5,6 %

TABLE 7.5 – Caractéristiques des émetteurs $\beta\beta$ candidats pour SuperNEMO.

Enrichissement du ^{82}Se par centrifugation

L'usage du ^{82}Se dans NEMO 3 a permis à la collaboration de mettre au point une technique d'enrichissement de l'isotope. Le sélénium naturel est tout d'abord extrait de sa forme minérale et transformé en fluorure de sélénium (SeF_6). Ce gaz est ensuite passé en centrifugeuse pour séparer les isotopes suivant leur masse, le ^{82}Se étant le plus lourd. La poudre de sélénium enrichie est enfin récupérée en atomisant le gaz par décharge électrique. Ce procédé a abouti à un enrichissement à 97 % en ^{82}Se d'une masse de 0,932 kg de sélénium pour le détecteur NEMO 3.

Depuis, 3,5 kg de ^{82}Se supplémentaires ont été produits en Russie (Institut Kurchatov, ITEP et Tomsk) dans la cadre du programme européen ILIAS³. Les installations de Tomsk seront capables de produire plus de 100 kg dans les délais de la construction des modules de SuperNEMO (2 – 3 ans).

Purification du ^{82}Se

Les feuilles sources de ^{82}Se placées dans NEMO 3 n'ont pas été purifiées, les activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl ont été mesurées respectivement à $1200 \pm 500 \mu\text{Bq/kg}$ et $400 \pm 100 \mu\text{Bq/kg}$ par spectrométrie γ [66]. Ces niveaux de contaminations, corrects pour NEMO 3, sont 100 fois supérieurs aux critères de radiopureté fixés pour SuperNEMO. La collaboration a donc exploré

3. Integrated Large Infrastructures for Astroparticle Science

des pistes de purification et deux méthodes ont été testées, une purification chimique et une distillation sous vide.

La purification chimique consiste à mettre en solution le ^{82}Se , puis précipiter et extraire les contaminations en radium dont les isotopes ^{224}Ra et ^{226}Ra sont respectivement les parents du ^{208}Tl et du ^{214}Bi . Cette méthode mise au point à l'INL (Idaho National Laboratory, USA) a été appliquée à 0,5 kg de sélénium naturel. Le contrôle final par spectrométrie γ aboutit à des activités en dessous de la sensibilité des détecteurs HPGe du LSM ($< \sim 1 \text{ mBq/kg}$) ce qui est très bon signe. La distillation sous vide a été testée sur 1,25 kg puis 1,0 kg de ^{82}Se enrichi dans deux instituts en Russie (Kurchatov, IchHps). A nouveau, les mesures avec les détecteurs HPGe sont arrivées en limite. Ces deux échantillons de ^{82}Se sont stockés chacun dans une bouteille cylindrique en quartz en attendant la production des feuilles sources pour la construction du premier module. Les feuilles seront ensuite contrôlées par le détecteur BiPo qui validera définitivement leur radiopureté (Sec. 7.2.2)

Le tableau 7.6 résume le statut des différents échantillons de sélénium de la collaboration, dont la masse totale est de 4,5 kg. Un supplément de 2,5 kg est en cours d'achat par l'institut JINR de Dubna afin d'obtenir les 7 kg nécessaires pour remplir le premier module SuperNEMO.

	Masse	Propriétaire / Origine	Etat
^{82}Se	0,932 kg	ITEP / Krasnoïarsk	non purifié, en feuille composite
^{nat}Se	0,525 kg	NEMO France / ILIAS	purifié par méthode chimique
^{82}Se	~ 1 kg	NEMO France / ILIAS	purifié par distillation
^{82}Se	$\sim 1,5$ kg	NEMO France / ILIAS	non purifié, en limite HPGe
^{82}Se	$\sim 0,5$ kg	ITEP / Krasnoïarsk	non purifié, en limite HPGe

TABLE 7.6 – Masse et statut des échantillons de ^{82}Se de SuperNEMO.

Production des feuilles et des modules sources

Pour des raisons pratiques, les feuilles seront fabriquées sous forme de bandelettes d'environ 20 cm de long et assemblées suivant une matrice 13×7 pour former des grandes bandes de 0,7 m de largeur par 2,6 m de hauteur. Les 7 kg de sources seront répartis en 6 bandes suspendues par un cadre pour former le sous-module source (Fig. 7.15). Certaines zones du cadre régulièrement espacées sont réservées pour installer les tubes de calibration. Ils serviront à introduire des sources radioactives pour effectuer les étalonnages absolus du détecteur.

La fabrication des feuilles sera faite en salle propre pour ne pas contaminer la source. Le protocole doit veiller à uniformiser au mieux la densité à 40 mg.cm^{-2} , correspondant à une épaisseur de $80 \mu\text{m}$ pour le ^{82}Se . Un nouveau procédé a été proposé pour remplacer la méthode traditionnelle des feuilles composites (Sec. 2.1.1). Il s'agit de créer des feuilles suffisamment rigides pour supporter leur propre poids, contrairement à NEMO 3 où elles sont maintenues par et entre deux feuilles de Mylar. Ces feuilles auto-supportrices sont obtenues en mélangeant le sélénium en poudre fine avec une résine époxyde (Stycast 1264). Cette technique a été testée

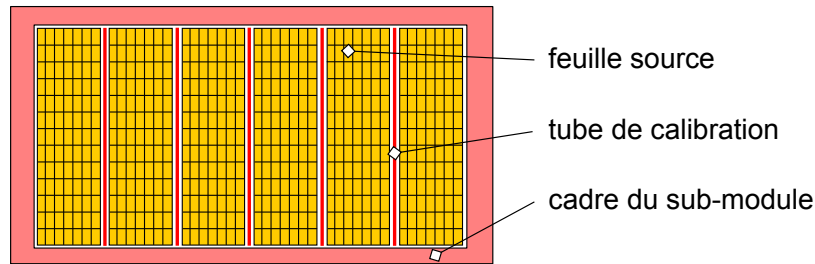


FIGURE 7.15 – Schéma du cadre source pour un module SuperNEMO.

au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) à Orsay et une feuille de 44 mg.cm^{-2} a ainsi été formée avec un échantillon de sélénium naturel.

Le point crucial lors de la fabrication est de ne pas contaminer la source. Les précautions doivent être prises concernant la radiopureté des ingrédients ajoutés, ainsi que les outils et les matériaux entrant en contact avec les feuilles. La méthode ne pourra être définitivement validée que lorsque la collaboration sera capable de mesurer les niveaux de radiopureté requis grâce au détecteur BiPo.

7.2.2 Le détecteur BiPo

La radiopureté des feuilles sources a été fixée pour SuperNEMO à $10 \text{ } \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et $2 \text{ } \mu\text{Bq/kg}$ pour le ^{208}Tl , équivalent à des contaminations de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-14} g/g pour ces isotopes. Aucun détecteur n'est actuellement capable de mesurer ces niveaux en un temps raisonnable, de l'ordre de 1 à 2 mois⁴. C'est pourquoi, la collaboration SuperNEMO a conçu et construit un dispositif de contrôle pour étudier les décroissances successives β du bismuth puis α du polonium qui apparaissent dans les chaînes de désintégration du ^{232}Th (^{208}Tl) et de ^{238}U (^{214}Bi). Ces cascades très caractéristiques, appelées BiPo, donnent en effet un moyen de mesurer avec une grande sensibilité l'activité de ces deux chaînes (Fig. 7.16-a,b).

Principe de détection

L'idée est de placer les feuilles sources entre deux compteurs à scintillation. Un événement BiPo est identifié par l'enregistrement de deux signaux successifs, séparés par un délai cohérent avec le période de décroissance α des isotopes de polonium : $164 \text{ } \mu\text{s}$ pour le ^{214}Po (^{214}Bi) et 300 ns avec le ^{212}Po (^{208}Tl) (Fig. 7.16-c). En analysant la forme des signaux, il est possible de discriminer les particules détectées⁵ pour écarter les coïncidences fortuites dans les scintillateurs. La sensibilité du dispositif dépend alors principalement des contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi en surface des scintillateurs du détecteur BiPo.

4. A ce jour, la meilleure limite est $19 \text{ } \mu\text{Bq/kg}$ pour l'activité en ^{208}Tl d'un échantillon de 125 kg de cuivre après 101 jours de mesure [136]

5. Les particules α ont un pouvoir d'ionisation plus élevé que les électrons et excitent les molécules du scintillateur vers des niveaux en énergie différents (énergie potentielle, temps de décroissance).

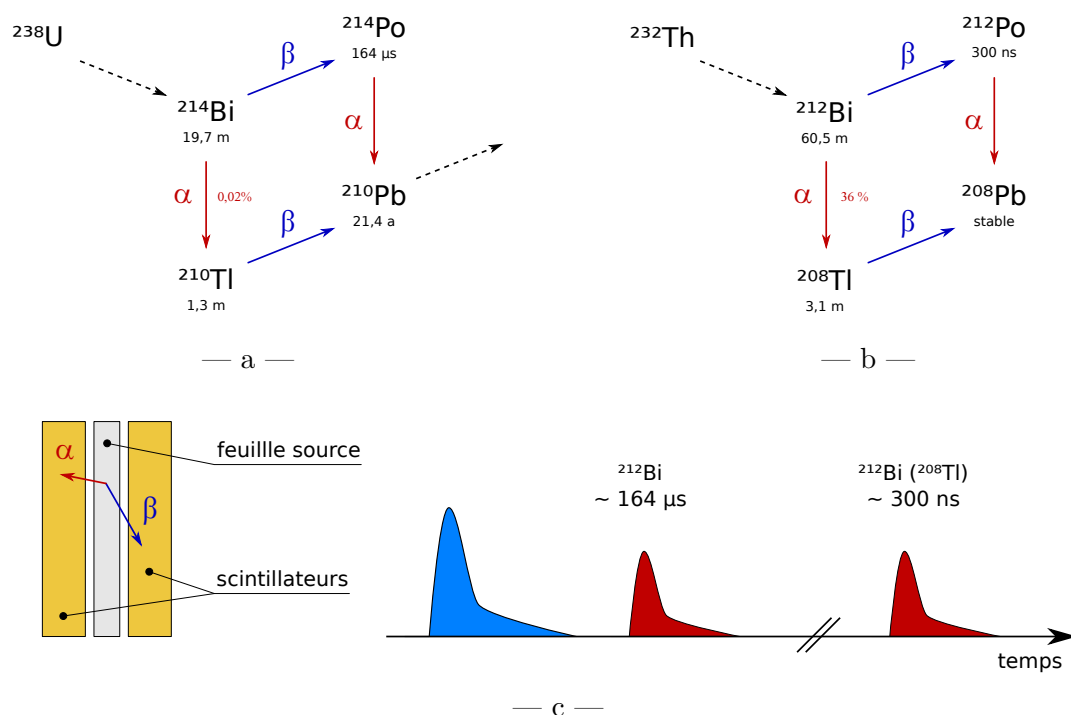


FIGURE 7.16 – Cascades de décroissance β/α dite BiPo pour l'identification du ^{214}Bi (a) et du ^{208}Tl (b) et principe de détection du dispositif (c).

Détecteur BiPo1

BiPo1 est le premier prototype de détecteur BiPo construit par la collaboration SuperNEMO. Il est composé de 20 capsules couvrant une surface totale de $0,8 \text{ m}^2$. Chaque capsule contient deux scintillateurs plastiques carré de 20 cm de côté couplé à des PMs $5''$ par un guide de lumière en PMMA. La plupart des composants comme les PMs, leurs embases ou les câbles, sont de basse radioactivité, ils proviennent des productions spécialement dédiées à NEMO 3. Le détecteur est placé au LSM dans un château de plomb pour minimiser au maximum le bruit de fond causé par la radioactivité environnante.

L'objectif de ce premier prototype a été d'estimer la sensibilité que peut atteindre ce dispositif. Il a également servi à comprendre et à mettre en place de nombreux détails techniques concernant la fabrication, l'électronique de lecture et les outils d'analyse du détecteur :

- découpe des scintillateurs sans contamination en surface (Sec. 4.2.2),
- le système de déclenchement de l'acquisition, relativement complexe pour identifier les événements BiPo du ^{214}Bi dont le délai de $164 \mu\text{s}$ est élevé pour un circuit électronique,
- échantillonnage et analyse des signaux pour la discrimination des particules, 85 % des coïncidences fortuites sont ainsi rejetées en conservant 90 % des vrais événements BiPo [94].

Après plus d'un an de mesure, l'activité en ^{208}Tl des surfaces des scintillateurs est évaluée à $1,5 \mu\text{Bq}/\text{m}^2$. En extrapolant ce résultat sur le détecteur final de 12 m^2 , la sensibilité attendue sur les contaminations en ^{208}Tl des feuilles sources de ^{82}Se sera de $3,5 \mu\text{Bq}/\text{kg}$ après 2 mois de mesure [93]. Même si l'objectif à $2 \mu\text{Bq}/\text{kg}$ n'est pas rigoureusement atteint, la sensibilité est satisfaisante pour contrôler une activité en limite et pour être améliorée si nécessaire par

un temps de mesure plus long que 2 mois. Cette technique apporte une grande avancée pour les mesures en très basse radioactivité par rapport à la spectroscopie γ .

7.2.3 R&D radon

Les isotopes du radon ^{222}Rn et ^{220}Rn sont un danger pour l'expérience car ils peuvent contaminer le détecteur en ^{214}Bi et ^{208}Tl , leurs descendants respectifs (Sec. 2.1.3). Les études par simulation imposent que le niveau de radon dans le gaz du détecteur SuperNEMO ne doit pas excéder $0,15 \text{ mBq/m}^3$ contre 5 mBq/m^3 avec NEMO 3. Les travaux de R&D consistent donc à trouver des moyens de réduire le taux de radon dans l'enceinte, mais également à mettre en place un détecteur capable de mesurer un tel niveau.

Protection au radon

L'origine du radon dans le détecteur peut être variée comme l'a montré NEMO 3 : pureté du gaz, émanation des matériaux internes ou pénétration du radon par diffusion de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur. Une proposition en cours d'étude pour protéger le gaz de SuperNEMO serait de l'isoler non pas depuis l'extérieur des modules, comme avec la tente de NEMO 3 (Sec. 2.1.1), mais à l'intérieur. Un film serait placé devant les murs du calorimètre pour empêcher l'entrée d'air le long des scintillateurs, et notamment la diffusion du radon dégazé par le verre des PMs. Le film doit présenter un faible coefficient de diffusion du radon, une excellente radiopureté en ^{214}Bi et ^{208}Tl et si possible l'épaisseur la plus faible possible pour ne pas dégrader l'énergie des électrons.

Des premiers tests ont été faits avec de l'éthylène-alcool vinylique (EVOH), un polymère possédant une très basse perméabilité au radon [137]. Plusieurs films de différentes épaisseurs ont été placés devant un compteur à scintillation et nous avons mesuré la charge et la résolution en énergie avec des électrons de 1 MeV (Tab. 7.7). On observe une diminution de la charge qui reste inférieure à 10 % jusqu'à une épaisseur de EVOH de $20 \mu\text{m}$ et la résolution est peu dégradée. Les mesures des coefficients de diffusion du radon à travers les feuilles de EVOH sont en cours. Elles devront permettre d'évaluer l'épaisseur minimale nécessaire pour stopper efficacement la diffusion du radon dans SuperNEMO.

Épaisseur en EVOH	$0 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$	$20 \mu\text{m}$
Charge	11,5 nV.s	10,9 nV.s	10,7 nV.s
Résolution FWHM	$8,5 \pm 0,1 \%$	$8,7 \pm 0,1 \%$	$8,8 \pm 0,1 \%$

TABLE 7.7 – Effet de l'installation d'un film en EVOH de différentes épaisseurs devant un compteur à scintillation sur des électrons de 1 MeV.

Mesure de l'émanation en radon de matériaux

La collaboration SuperNEMO a mis en place un dispositif pour quantifier l'émanation en radon des matériaux (Fig. 7.17). Le principe est de placer l'objet à étudier dans une chambre balayée par un gaz neutre (argon) déradonné par une première colonne à charbon actif. Le radon émané est ensuite piégé par une seconde colonne en sortie de la chambre, extrait en

chauffant le charbon à 500 °C et mesuré avec un détecteur de radon. Le taux d'émanation mesurable peut descendre jusqu'à 5.10^{-9} Bq.s⁻¹.

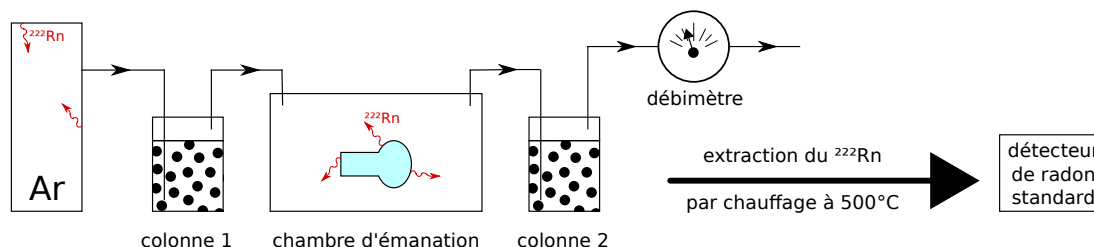


FIGURE 7.17 – Schéma du dispositif de mesure de l'émanation de radon.

Ce dispositif est prêt à mesurer l'émanation des futurs matériaux pour SuperNEMO. Il aidera également à identifier la source de radon observée dans NEMO 3 par un contrôle des composants du détecteur après son démontage.

Détecteur de radon pour SuperNEMO

Les détecteurs de radon sont généralement constitués d'une enceinte balayée en continu par le gaz à contrôler. Un champ électrostatique de plusieurs milliers de volts permet de collecter, sur une diode silicium, les descendants chargés des atomes de radon qui décroissent dans le détecteur. La diode identifie ensuite les décroissances α des isotopes de polonium.

Ce type de détecteur ne peut mesurer que des activités supérieures ou égales au mBq/m³ et ne disposent pas d'une sensibilité suffisante pour contrôler le niveau de radon requis dans le gaz de SuperNEMO à 0,1 mBq/m³. La collaboration SuperNEMO étudie plusieurs pistes pour améliorer leur efficacité de détection et leur sensibilité : augmenter le volume actif et la valeur du champ électrique, optimiser la géométrie de l'enceinte et la taille du détecteur silicium, maîtriser l'influence des paramètres comme le débit du gaz ou la température, réduire le bruit de fond causé par la radioactivité des composants ... Un détecteur hémisphérique de plus de 200 L est actuellement en construction et sera bientôt testé avec une source de radon étalonnée.

Une autre option envisagée est de mettre en place une ligne de concentration du radon. Le principe est de capturer le radon dans un piège à charbon actif, puis de l'extraire et de le concentrer avant une mesure dans un détecteur standard. Cette technique utilisée pour l'expérience Borexino a permis de mesurer des niveaux de quelques dizaines de $\mu\text{Bq.m}^{-3}$ [138]. En tenant compte d'un bruit de fond de 20 coups par jour (hypothèse pessimiste) et d'une efficacité de détection de 10 % (idem), la sensibilité attendue sur le taux de radon serait de 0,23 mBq/m³ après concentration d'un volume de 4 m³ [139].

7.2.4 Radiopureté et blindage du détecteur

Pour que SuperNEMO soit un détecteur de très basse radioactivité, tous ses composants devront être sélectionnés suivant leur niveau de radioactivité par spectrométrie γ . Un blindage sera également nécessaire pour protéger efficacement le détecteur de la radioactivité environnante et des rayonnements cosmiques.

Contrôle et sélection des matériaux

La radioactivité des différents éléments qui formeront les modules de SuperNEMO est mesurée à l'aide des détecteurs germanium de haute pureté (HPGe). Il n'y a pas vraiment de critères généraux sur les niveaux de radiopureté à atteindre. Tout dépend en fait de la masse, de la géométrie et de la position des matériaux concernés dans le détecteur.

Les fils du trajectographe représentent par exemple une masse très faible de matériau, pourtant une faible présence de ^{226}Rn pourra conduire à une émanation de radon très efficace avec le rapport surface sur volume élevé des fils. Ces derniers feront donc l'objet d'un contrôle rigoureux des éventuelles contaminations par des radioisotopes de la chaîne de ^{238}U .

Les PMs contribuent fortement à la radioactivité à cause de la mauvaise radiopureté du verre. Dans NEMO 3, la radioactivité totale des PMs est 100 fois plus élevée que celle des scintillateurs pour une masse dix fois plus faible. Les développements réalisés pour SuperNEMO ont permis de diminuer d'un facteur cinq leur activité (Sec. 4.3).

Certains matériaux présentant de faibles contaminations radioactives pourront être acceptés si aucune alternative n'est disponible, en imposant une sélection plus stricte sur d'autres matériaux pour conserver un faible taux de déclenchement des modules SuperNEMO.

Organisation des mesures

Depuis le début de la R&D, de nombreux échantillons sont contrôlés avec les détecteurs germanium présents au CENBG et au LSM. Ils proviennent des divers groupes de chercheurs de la collaboration travaillant sur les différents tâches de l'expérience : source, trajectographe, calorimètre, ... Ils sont tout d'abord réceptionnés au CENBG pour des mesures avec les trois détecteurs du parc PRISNA consacré à SuperNEMO (Sec. 3.1.4), donnant un contrôle rapide de la radioactivité des matériaux et une présélection des échantillons critiques. Suivant les résultats, ces derniers sont envoyés au LSM, où les détecteurs ont une meilleure sensibilité, si une mesure plus précise est requise.

Au total, plusieurs centaines d'échantillons de matériaux devront être contrôlés et sélectionnés pour la construction de SuperNEMO. Afin de coordonner les détecteurs, organiser les mesures et classer les résultats, la collaboration a mis en place une base de données accessible en ligne. Elle permet de planifier une mesure, de connaître l'état en temps réel des détecteurs et de consulter les résultats. Les mesures sont également partagées avec la base de données ILIAS⁶.

Blindage

A la radioactivité du détecteur, s'ajoute des sources variées de rayonnements, d'origine cosmique ou provenant de la radioactivité environnante. Un premier blindage consistera à placer le détecteur dans un laboratoire souterrain pour obtenir une protection efficace contre le flux intense de rayonnements cosmiques produits dans la haute atmosphère de la terre. Cela est indispensable pour atténuer les muons, particules abondantes et fortement pénétrantes dans la matière, pouvant créer à proximité du détecteur des photons γ de haute énergie, de 1 à plus de 10 MeV (Sec. 4.1.2). Un second blindage sera mis en place au plus près du détecteur pour arrêter les rayonnements venant de la radioactivité du laboratoire ou produits par interaction

6. <http://radiopurity.in2p3.fr/>

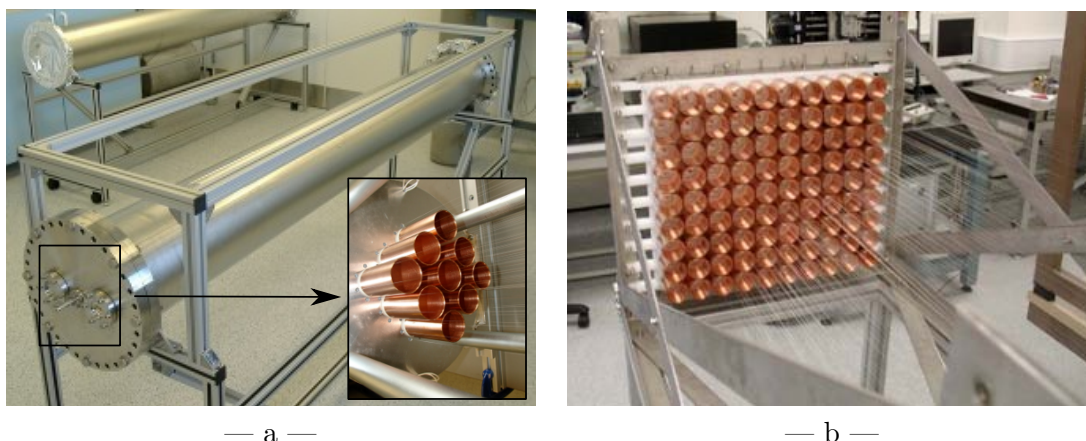


FIGURE 7.18 – Prototype de chambre à fils à 9 (a) et 90 cellules Geiger (b).

des rayonnements cosmiques résiduels aux alentours. Il sera formé par des cuves d'eau borée pour capturer les neutrons, puis de fer pour absorber les photons γ entrants dans les modules.

7.2.5 Détecteur de trace de SuperNEMO

Le détecteur de trace de SuperNEMO sera une chambre à fils composée de cellules Geiger alignées verticalement. Ce type de trajectographe a été développé et mis en place pour l'expérience NEMO 3. La R&D vise à adapter la technique à la nouvelle géométrie modulaire, à optimiser son fonctionnement, et prévoir la fabrication en série des 50000 cellules pour l'ensemble des modules.

Développement et étude de prototypes

Pour améliorer l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$ dans SuperNEMO, la collaboration mise en partie sur une meilleure transparence aux électrons du trajectographe. De nombreuses idées ont été suggérées, comme augmenter la taille des cellules, diminuer le diamètre des fils, réduire la distance source - calorimètre, *etc* ... mais elles conduisent pour la plupart à un effet inverse sur l'efficacité de collection des avalanches et de détection des plasmas.

Deux prototypes de 3×3 cellules ont été construits en 2007 (Fig. 7.18-a). Ils ont permis de mettre au point les terminaisons des cellules, d'étudier l'influence de la composition du gaz sur le fonctionnement, et de démontrer pour la première fois que la propagation du plasma est possible sur une distance de 4 m avec une efficacité proche de 100 % [140].

Cette configuration a été extrapolée postérieurement vers un prototype de 10×9 cellules (Fig. 7.18-b), suffisamment grand pour commencer à reconstruire des trajectoires. L'analyse des traces laissées par les rayonnements cosmiques a donné une première estimation de la résolution des positions données par le trajectographe : 13 mm sur la position longitudinale et 0,7 mm pour la distance radiale. Les développements ont donc abouti à une chambre à fils aussi performante que NEMO 3, mais plus haute, avec des cellules plus larges et des fils plus fins (Tab. 7.8).

Robot

Parallèlement à la construction et la qualification des premiers prototypes de trajectographe à 9 cellules, la collaboration a conçu les premiers plans d'un automate qui servira à la fabrication en masse de cellules Geiger. La construction des modules SuperNEMO va en effet requérir le câblage d'environ 50000 cellules.

Une version semi-automatique du robot a été assemblée avec les principaux mécanismes : dérouleur, tendeur et outils de fixation et de découpe des fils anodiques et cathodiques (Fig. 7.19). Il a servi à construire le prototype de chambre à fils de 90 cellules mentionné auparavant, et cela a permis d'identifier des points à améliorer comme la tension des fils et la disposition des différents mécanismes.

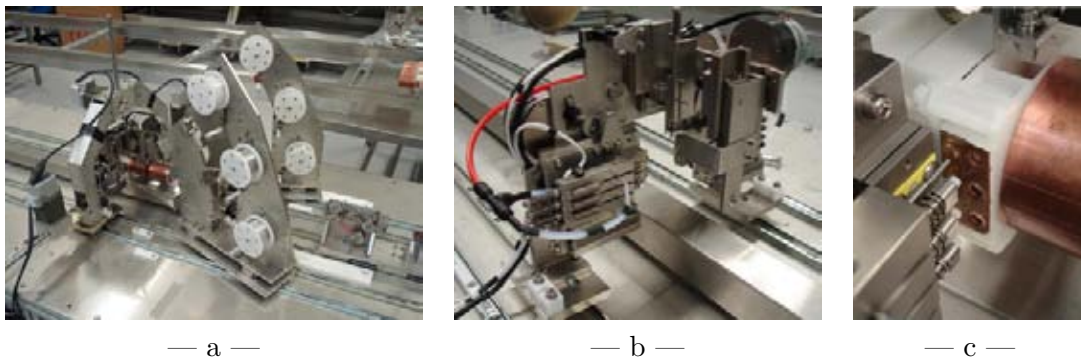


FIGURE 7.19 – Robot semi-automatique pour le tissage des cellules (a), mécanisme de fixation et de découpe des fils (b) et zoom sur la terminaison d'une cellule en cours de montage (c).

Configuration du sous-module trajectographe

Tout comme les feuilles source ou le calorimètre, il est prévu de placer le trajectographe dans un sous-module. Les cellules seront assemblées par ligne de 9 et installées dans le sous-module en les glissant le long d'un rail (Fig. 7.20). Des compteurs à scintillation seront placés tout autour du cadre, ils couvriront ainsi les zones latérales du trajectographe pour une

	NEMO 3	SuperNEMO
Hauteur de la chambre	2,7 m	3,75 m
Profondeur de la chambre	0,5 m	0,4 m
Diamètre des cellules	30 mm	44 mm
Diamètre des fils	50 μm	40 μm
Résolution longitudinale	8 mm	13 mm
Résolution radiale	0,5 mm	0,7 mm

TABLE 7.8 – Caractéristiques du trajectographe de NEMO 3 comparées à celui prévu dans les modules de SuperNEMO.

meilleure efficacité de détection des particules. Les scintillateurs positionnés sous les rails ne pourront servir qu'à détecter les rayonnements γ .

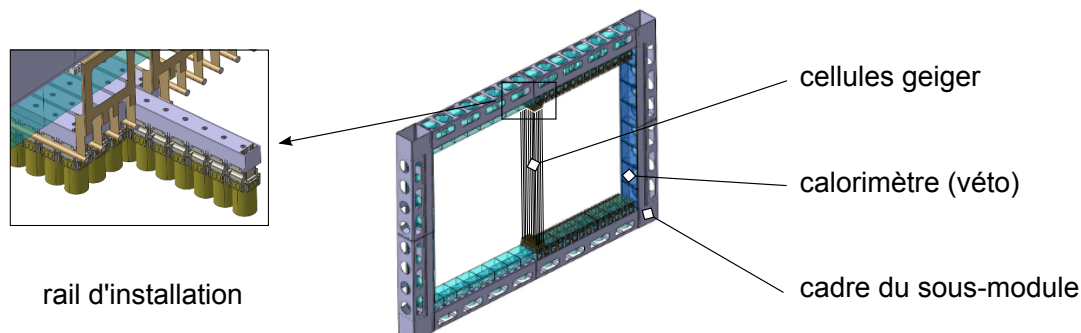


FIGURE 7.20 – Cadre contenant le trajectographe d'un module SuperNEMO et principe d'installation des cellules via des rails.

7.2.6 Simulations

La sensibilité qu'aura SuperNEMO dépend de nombreux paramètres comme le type d'émetteur, l'épaisseur et la radiopureté des feuilles sources, la dimension de la chambre à fils ou la résolution en énergie du calorimètre. Pour appréhender l'influence de ces nombreux paramètres, il est primordial d'écrire un programme de simulation du détecteur complet, de la génération des décroissances $\beta\beta$ à la numérisation des événements puis à l'analyse des données.

La collaboration a développé de nombreux outils de simulation et d'analyse pour NEMO 3 en cours de modernisation pour SuperNEMO avec un passage complet en C++ (GEANT4, ROOT) et une nouvelle gestion de la géométrie, des événements et de l'analyse via la gestion de processus multi-tâches (multi-threading).

Paramètres et sensibilité de SuperNEMO

L'objectif de SuperNEMO est d'atteindre une sensibilité au moins égale à 10^{26} ans sur la période $T_{1/2}^{2\nu}$ du ^{82}Se suite à une exposition de 500 kg.ans. Les simulations ont permis de fixer l'ensemble des paramètres de l'expérience. La densité des feuilles sources doit être de 40 mg.cm^{-2} pour atteindre une efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$ de 30 %. La résolution en énergie du calorimètre est imposée meilleure que 8 % FWHM à 1 MeV afin que la décroissance $\beta\beta 2\nu$ de 100 kg de ^{82}Se ne contribue pas au bruit de fond à plus de 1 événement par an (Sec. 2.2.1). Pour que le bruit de fond causé par le radon présent dans le gaz de SuperNEMO soit négligeable, son activité doit être inférieure à $0,15 \text{ mBq/m}^3$. En fixant tous ces paramètres, la sensibilité du détecteur dépend uniquement des contaminations de l'émetteur $\beta\beta$ en ^{214}Bi et ^{208}Tl . Les simulations ont ainsi estimé les niveaux de radiopuretés requis des feuilles sources pour que le projet aboutisse à son objectif (Fig. 7.21) :

$$A(^{214}\text{Bi}) \leq 10 \text{ } \mu\text{Bq/kg} \quad A(^{208}\text{Tl}) \leq 2 \text{ } \mu\text{Bq/kg} \quad (7.4)$$

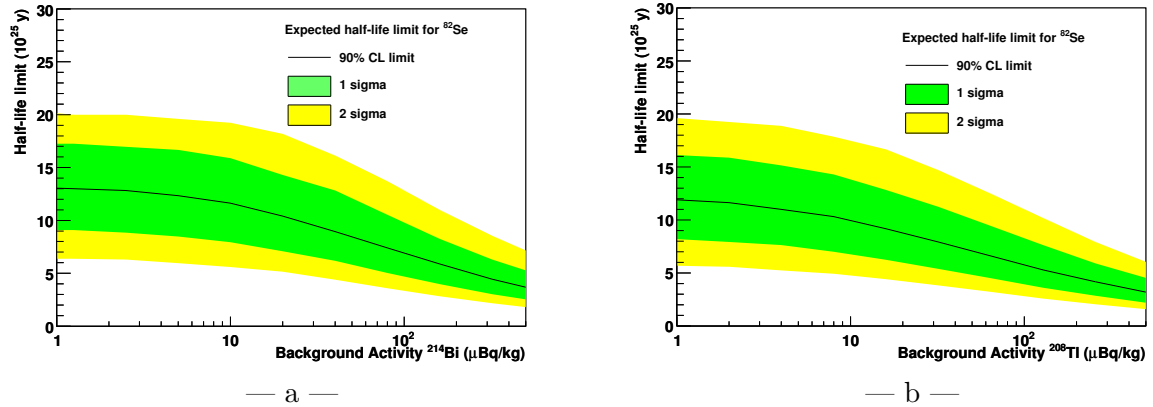


FIGURE 7.21 – Sensibilité attendue du détecteur SuperNEMO en fonction du niveau de radiopureté des feuilles sources en ^{214}Bi (a) et ^{208}Tl (b). On suppose une activité de 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl dans le premier cas et de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi dans le second.

Découverte de nouvelle physique

En cas de découverte d'un signal $\beta\beta 0\nu$, SuperNEMO sera capable d'apporter des indices de la physique au-delà du Modèle Standard. C'est en effet une des rares expériences qui mesure l'énergie individuelle des électrons ainsi que leur angle d'émission. Ces informations donnent un moyen unique de tester les différents modèles [53]. Les deux principaux candidats, le mécanisme de masse (MM) et celui par courant chargé droit (RHC pour Right Handed Courant), prévoient effectivement des répartitions très opposées de ces deux observables (Fig. 7.22). Le mécanisme de masse donne deux électrons émis préférentiellement dans une direction opposée ($\cos \theta \sim -1$) avec une répartition équitable de l'énergie ($\Delta E \sim 0$) alors que le modèle à courant chargé droit prédit une émission des électrons dans une direction similaire ($\cos \theta \sim +1$) avec une grande différence en énergie ($\Delta E \sim 2 - 3$ MeV).

Ces distributions théoriques seront en réalité déformées compte tenu de la réponse et de l'efficacité de détection de SuperNEMO. Les programmes de simulation ont ainsi servi à déterminer les distributions telles qu'elles seraient vues par le détecteur (Fig. 7.22). Quel que soit le mécanisme considéré, l'efficacité de détection devient très faible lorsque les électrons sont émis dans la même direction ($\cos \theta \sim 1$), car le détecteur n'est plus en mesure de séparer les deux trajectoires trop proches. Les distorsions observées sur la distribution angulaire sont provoquées par l'interaction des électrons dans les feuilles sources. Cet effet est particulièrement marqué avec le mécanisme à courant chargé puisque un des deux électrons a généralement une faible énergie. Ses multiples diffusions Compton dans la source ont tendance à homogénéiser la distribution angulaire.

Pour ces deux raisons l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$ est affaiblie dans le cas d'un mécanisme RHC et ne vaut plus que 17,0 % comparé à 28,2 % pour le mécanisme MM.

7.3 SuperNEMO

Durant ces quatre dernières années, la collaboration SuperNEMO a rénové la technique "tracko-calorimétrie" pour la recherche de la décroissance double bêta, aboutissant à des progrès

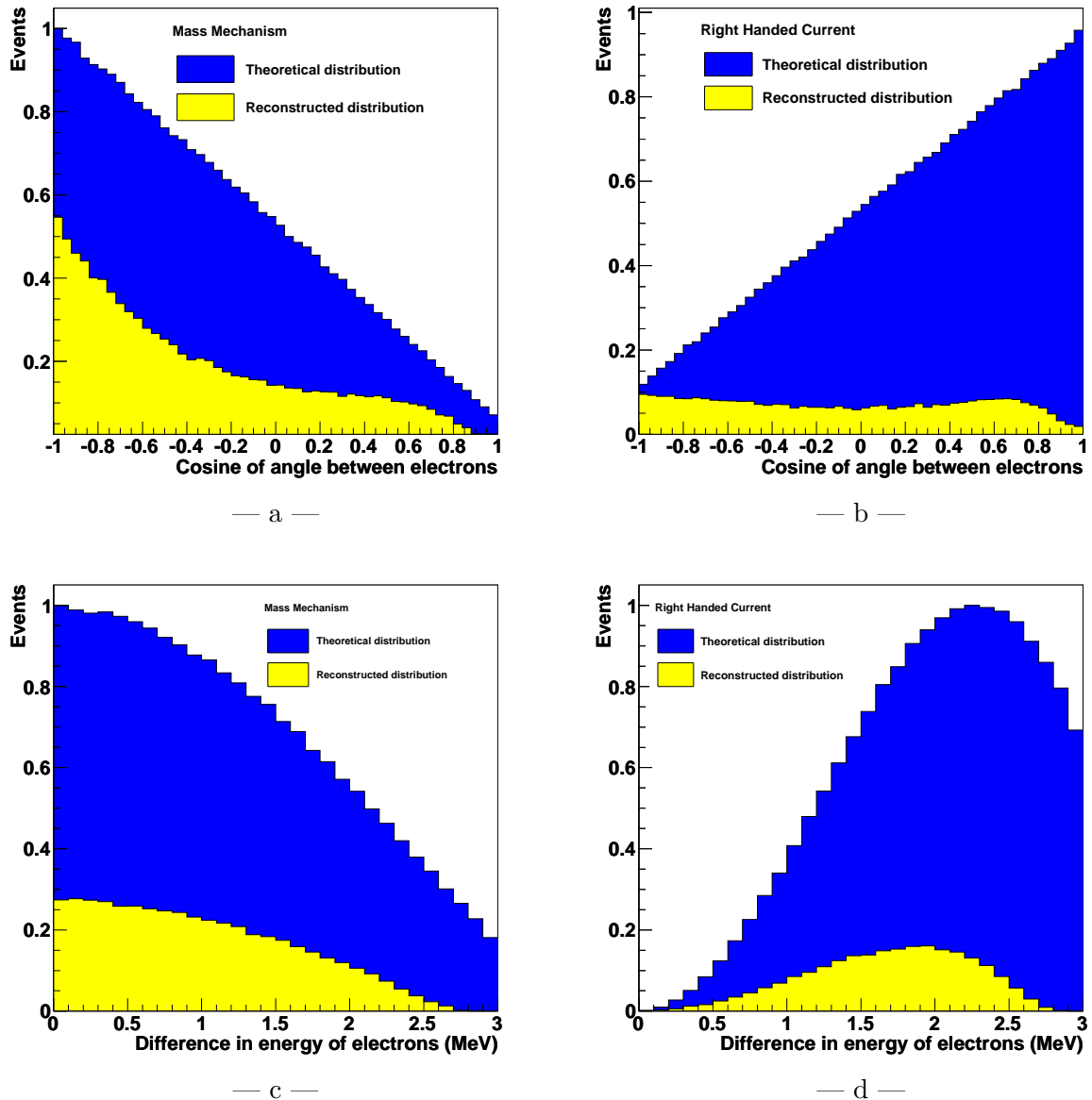


FIGURE 7.22 – Simulation de la distribution angulaire des deux électrons émis lors des décroissances $\beta\beta 0\nu$ pour les modèles MM (a) et RHC (b) et répartition de la différence en énergie des deux électrons pour les modèles MM (c) et RHC (d). Les distributions attendues expérimentalement sont indiquées en jaune et normalisées par rapport aux distributions théoriques, en bleu [53].

nombreux et parfois technologiquement inégalés. Les points décisifs de l'expérience ont été certifiés, à savoir la possibilité de produire une centaine de kg d'isotopes émetteurs $\beta\beta$, de contrôler l'ultra-radiopureté des feuilles sources, et de construire un calorimètre avec une résolution en énergie meilleure que 8 % FWHM pour des électrons de 1 MeV.

La collaboration s'apprête dorénavant à construire un premier module, le démonstrateur, qui permettra de tester les performances atteintes avec un détecteur de taille réelle. Cette

étape est primordiale afin de prouver la faisabilité de l'expérience SuperNEMO.

7.3.1 Démonstrateur

L'objectif premier du démonstrateur sera de montrer que les progrès obtenus sur les bancs de test peuvent être renouvelés sur une production à grande échelle, avec 7 kg de feuilles source, un trajectographe de 2034 cellules impliquant le tissage d'environ 15000 fils, et un calorimètre de 482 compteurs à scintillation. L'analyse des premières données du démonstrateur permettra de quantifier le bruit de fond du détecteur, et en particulier le niveau de radon dans la chambre à fils. Il s'agit d'un point déterminant de l'expérience SuperNEMO que seul le démonstrateur sera capable de valider. Le fonctionnement à long terme du détecteur donnera également un test comparatif des deux méthodes d'étalonnage relatif candidates pour SuperNEMO (Sec. 7.1.3).

Pour que le démonstrateur soit compétitif aux autres expériences, la collaboration SuperNEMO prévoit de placer 7 kg de ^{82}Se dans le démonstrateur au lieu des 5 kg prévus dans les autres modules. Avec un bruit de fond de 0,15 coups par an dans la fenêtre 2,8 – 3,2 MeV, la sensibilité attendue sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{82}Se serait de $6,5 \cdot 10^{24}$ ans en 2015, équivalent à une limite $3,0 \cdot 10^{25}$ ans pour le ^{76}Ge . Ainsi, le démonstrateur devrait observer à peu près 4 événements $\beta\beta 0\nu$ si l'annonce de Klapdor-Kleingrothaus s'avère correcte [141].

D'un point de vue mécanique, le démonstrateur permettra de finaliser le design, d'identifier des améliorations possibles concernant les dimensions des différents éléments, les méthodes d'assemblage et de transport des sous modules, ...

La construction du démonstrateur devrait démarrer en 2011 durant le démontage du détecteur NEMO 3. Il sera installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) à la place de son prédécesseur courant 2012 et prendra des données dès 2013.

7.3.2 Détecteur SuperNEMO

Dès 2014, les données acquises par le démonstrateur seront en mesure de montrer la faisabilité de l'expérience. Si tel est le cas, la collaboration lancera la construction des 22 autres modules. Les cadres contenant la source, le trajectographe et le calorimètre seront acheminés au LSM, assemblés dans une salle propre sur place, puis installés dans la nouvelle extension prévue de 60000 m² (Fig. 7.23). Les modules seront tous isolés les uns des autres par le blindage d'eau et de fer.

Le détecteur sera complet en 2015, et atteindra en 2020 une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ suite à une exposition de 500 kg.ans dans le cas du ^{82}Se .

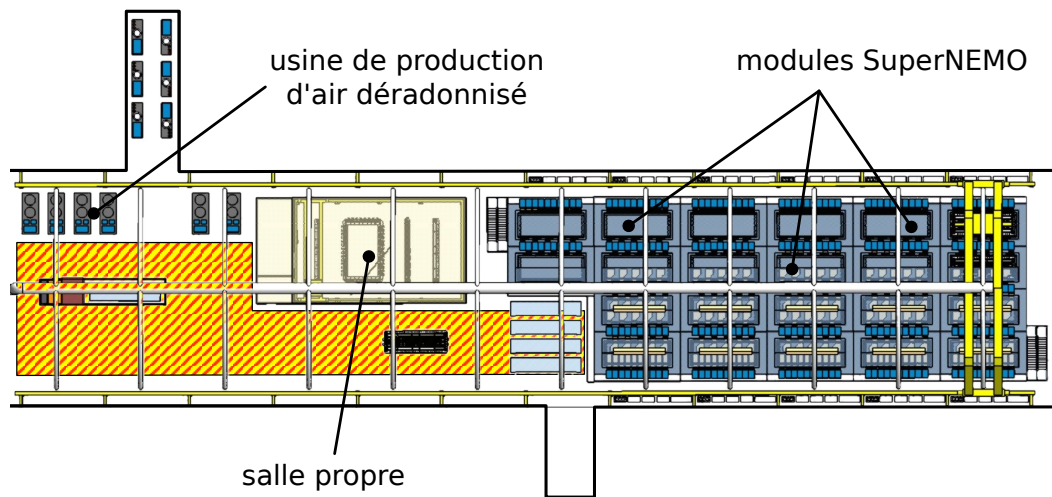


FIGURE 7.23 – Arrangement prévu des modules SuperNEMO dans l'extension du LSM.

Conclusion

La recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) apporte un moyen unique pour déterminer la nature et la masse effective du neutrino, deux propriétés fondamentales qui échappent encore à la connaissance de cette particule. Le signal attendu est très rare et caractérisé par l'émission simultanée de deux électrons emportant à eux deux, toute l'énergie libérée par la transition. Il ne peut être mis en évidence que par une expérience de très basse radioactivité, mesurant avec précision l'énergie des deux électrons.

La collaboration NEMO a mis en place l'expérience NEMO 3 pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Ce détecteur utilise un trajectographe et un calorimètre pour l'identification des électrons émis lors des décroissances $\beta\beta$, la source étant en forme de feuilles fines. Cette technique présente l'avantage de réduire considérablement le bruit de fond et offre, en cas de découverte d'un signal $\beta\beta 0\nu$, un moyen unique de discriminer les modèles de mécanismes à l'origine de la transition interdite par le Modèle Standard.

Avec le projet SuperNEMO, la collaboration cherche à améliorer son savoir-faire et à l'extrapoler vers la nouvelle génération de détecteurs contenant une centaine de kilogrammes d'isotopes émetteurs $\beta\beta$. L'objectif visé pour SuperNEMO est une sensibilité de 10^{26} ans sur la période de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ contre 10^{24} ans actuellement avec NEMO 3.

Le calorimètre contribue doublement au bruit de fond du signal $\beta\beta 0\nu$, d'une part, à travers la résolution en énergie des compteurs à scintillation, et d'autre part, par la radioactivité des photomultiplicateurs (PMs). Les travaux de R&D en calorimétrie pour SuperNEMO ont donc consisté à améliorer la résolution en énergie en travaillant de façon complémentaire sur le rendement lumineux des scintillateurs et les performances de photodétection des PMs. A cela, s'est ajouté le développement d'un verre de très basse radioactivité pour l'ampoule des PMs, accompagné d'un contrôle des autres matériaux formant le tube pour sélectionner les plus radiopures.

Les études menées sur les scintillateurs liquides de petits volumes ont été dans un premier temps très encourageantes grâce à une amélioration de la composition des agents luminescents et en résolvant la difficulté d'une fenêtre d'entrée à la fois étanche au liquide et transparente aux électrons de quelques MeV. Les développements n'ont cependant pas pu être reproduits avec les mêmes performances sur de grands volumes de scintillateurs. Cette option a par conséquent été mise de côté pour se concentrer sur les scintillateurs plastiques.

Les travaux de recherche avec les scintillateurs plastiques ont permis de comprendre et d'améliorer la collection des photons vers le PM. Les bancs de test construits au CENGB, deux

spectromètres à électrons, sont maintenant accompagnés d'un programme d'analyse complet des mesures et d'un logiciel de simulation optique de la propagation des photons dans le scintillateur. L'ensemble de ces outils ont servi à identifier les améliorations concernant la géométrie, le polissage ou bien l'habillage des blocs. La configuration des scintillateurs a ainsi été optimisée vers une géométrie hexagonale de 276 mm (petite largeur) ou carrée de 256 mm de côté, couplée directement au PM, avec une face d'entrée polie et recouverte de Mylar aluminisé et des surfaces latérales également polies avec un habillage mixte, composé de 25 % de Téflon et 75 % de Mylar aluminisé. Le passage récent vers des scintillateurs à base de polyvinyltoluène produisant davantage de lumière permet de gagner encore 1 à 2 % sur les valeurs de résolution en énergie. Le programme de simulation est désormais capable d'anticiper les résultats, comme l'uniformité de la réponse des scintillateurs ou l'influence de l'état des surfaces et de l'habillage sur la collection des photons. Il est aujourd'hui utilisé pour finaliser la configuration des scintillateurs de SuperNEMO.

Les développements réalisés avec Photonis sur le tube XP1886 ont conduit à la construction d'un PM adapté au calorimètre de SuperNEMO, offrant des performances inégalées en terme de résolution en énergie et délivrant une réponse linéaire lors de la détection de plusieurs milliers de photoélectrons. Les derniers PMs fournis par Photonis ont permis de mesurer, pour la première fois, des résolutions en énergie en dessous de 7 % (FWHM) à 1 MeV avec des scintillateurs plastiques dont le volume est supérieur à 5 L. La R&D aura également montré la possibilité de produire un verre de très basse radioactivité, avec une activité réduite d'un ordre de grandeur en dessous de celle du verre des PMs de NEMO 3, pourtant déjà bas bruit de fond.

Suite à l'arrêt des activités PMs chez Photonis en 2009, le PM XP1886 ne sera pas fabriqué et la production de ce nouveau verre a été suspendue. Les développements ont immédiatement été repris avec Hamamatsu sur le PM R5912MOD et ont abouti à des performances à présent proches de celles des PMs XP1886. Ces PMs R5912MOD couplés à des scintillateurs en PVT donnent une résolution en énergie de 7,5 % (FWHM) à 1 MeV. L'objectif d'une résolution meilleure que 8 % pour le calorimètre de SuperNEMO est donc atteint. Concernant la radioactivité des PMs, les mesures récentes faites par spectrométrie gamma avec les différents éléments des tubes R5912MOD montrent que l'activité en ^{214}Bi , isotope présent dans la chaîne radioactive naturelle du radon, sera réduite d'un facteur 5 dans le calorimètre des modules de SuperNEMO, comparé au détecteur NEMO 3.

Les travaux de R&D auront aussi marqué des progrès saisissants dans les autres domaines de recherche autour du projet SuperNEMO. On peut citer par exemple la nouvelle configuration du trajectographe apportant une résolution spatiale comparable à celle de la chambre à fils de NEMO 3, mais avec des cellules de plus grandes tailles et des fils plus fins. Le prototype de détecteur BiPo, également développé pendant cette phase de R&D, a prouvé que le détecteur BiPo sera capable de contrôler la radiopureté des feuilles sources en ^{214}Bi et ^{208}Tl à des niveaux de quelques $\mu\text{Bq}/\text{kg}$ seulement. L'ensemble de ces développements sera prochainement réuni dans un premier module SuperNEMO afin de prouver la faisabilité du projet final, avec une sensibilité de 50 meV sur la masse effective du neutrino.

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 tubingen. *Physics Today*, 9, 1930.
- [3] C.L. Cowan and F. Reines. The neutrino. *Nature*, 178 :446, 1956.
- [4] E Fermi. Versuch einer theorie der β -strahlen i. *Zeit. Phys.*, 88 :161, 1934.
- [5] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4) :579 – 588, 1961.
- [6] A. Salam. Renormalizability of gauge theories. *Phys. Rev.*, 127(1) :331 – 334, 1962.
- [7] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21) :1264 – 1266, 1967.
- [8] 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.
- [9] S. Sakata and T. Inouë. On the correlations between mesons and Yukawa particles. *Progress of Theoretical Physics*, 1(4) :143 – 150, 1946.
- [10] 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.
- [11] M.L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35(22) :1489–1492, 1975.
- [12] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504(3) :218 – 224, 2001.
- [13] K. Nakamura and Particle Data Group. Review of particle physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 37(7A) :075021, 2010.
- [14] G. Arnison et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the cern sps collider. *Physics Letters B*, 126(5) :398 – 410, 1983.
- [15] G. Arnison et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540\text{gev}$. *Physics Letters B*, 122(1) :103 – 116, 1983.
- [16] C.S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105(4) :1413 – 1415, 1957.
- [17] Richard L. Garwin et al. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : the magnetic moment of the free muon. *Phys. Rev.*, 105(4) :1415 – 1417, 1957.
- [18] E. Majorana. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento*, 1 :171 –184, 1937.

- [19] T. Yanagida. Horizontal symmetry and masses of neutrinos. *Prog. Theo. Phys.*, 64 :1103, 1980.
- [20] M. Fukugita and T. Yanagida. Barygenesis without grand unification. *Phys. Lett. B*, 174(1) :45 – 47, 1986.
- [21] S.M. Barr et I. Dorsner. A general classification of three-neutrino models and u_{e3} . *Nucl. Phys.*, B(585) :79 – 104, 2000.
- [22] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev.*, D17 :2369, 1978.
- [23] S.P. Mikheev and A. Y. Smirnov. Resonance amplification of oscillations in matter and spectroscopy of solar neutrinos. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42 :913, 1985.
- [24] P. Langacker J.P. Leveille and J. Sheiman. On the detection of cosmological neutrinos by coherent scattering. *Phys. Rev. D*, 27(6) :1228 – 1242, 1983.
- [25] 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) :011302, 2002.
- [26] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8) :1562 – 1567, 1998.
- [27] S. Abe et al. Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND. *Phys. Rev. Lett.*, 100(22) :221803, 2008.
- [28] P. Astier et al. Search for $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment. *Physics Letters B*, 570(1-2) :19 – 31, 2003.
- [29] E. Eskut et al. Final results on ν_{μ} to ν_{τ} oscillation from the CHORUS experiment. *Nucl. Phys.*, B793 :326 – 343, 2008.
- [30] B. Armbruster et al. Upper limits for neutrino oscillations muon-antineutrino to electron-antineutrino from muon decay at rest. *Phys. Rev.*, D65 :112001, 2002.
- [31] C. Athanassopoulos et al. Evidence for $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ neutrino oscillations from LSND. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1774. 10 p, Sep 1997.
- [32] A.A. Aguilar-Arevalo et al. Event excess in the miniboone search for $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 105(18) :181801, 2010.
- [33] P. Vahle. New results from MINOS. In *Neutrinos 2010*.
- [34] N. Agafonova et al. Observation of a first ν_{τ} candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam. *Phys. Lett.*, B691 :138 – 145, 2010.
- [35] M. Apollonio et al. Oscillation physics with a neutrino factory. 2002.
- [36] T.J. Loredo and D.Q. Lamb. Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN 1987A. *Phys. Rev. D*, 65(6) :063002, 2002.
- [37] D. Larson et al. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Power spectra and wmap-derived parameters. 2010.
- [38] Steen Hannestad, Alessandro Mirizzi, Georg G. Raffelt, and Yvonne Y.Y. Wong. Neutrino and axion hot dark matter bounds after wmap-7. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(08) :001, 2010.
- [39] 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.
- [40] K. Eitel et al. Direct neutrino mass experiments. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 143 :197 – 204, 2005.

- [41] P. Thümmler. Introduction to direct neutrino mass measurements and katrin. In *Neutrinos 2010*.
- [42] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev.*, D53 :6065 – 6077, 1996.
- [43] R. Barate et al. An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J.*, C2 :395–406, 1998.
- [44] W. Maneschg, A. Merle, and W. Rodejohann. Statistical analysis of future neutrino mass experiments including neutrino-less double beta decay. *EPL (Europhysics Letters)*, 85(5) :51002, 2009.
- [45] B. Pritychenko. On double-beta decay half-life time systematics. Technical Report arXiv :1004.3280. Brookhaven National Laboratory Report BNL-91299-2010, 2010.
- [46] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, 48(6) :512 – 516, 1935.
- [47] T. Kirsten et al. Experimental evidence for the double-beta decay of Te-130. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1300–1303, 1968.
- [48] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Institut of Physics, 2004.
- [49] W.H. Furry. On transition probabilities in double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, 56(12) :1184 – 1193, 1939.
- [50] A. Halprin P. Minkowski H. Primakoff and S. P. Rosen. *Phys. Rev.*, D(13) :2569, 1976.
- [51] Masaru Doi, Tsuneyuki Kotani, and Eiichi Takasugi. Double beta decay and majorana neutrino. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 83 :1 –175, 1985.
- [52] H. Primakoff and S. P. S. P. Rosen. Nuclear double-beta decay and a new limit on lepton nonconservation. *Phys. Rev.*, 184(5) :1925 – 1933, 1969.
- [53] R. Arnold et al. Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO. Technical Report arXiv :1005.1241. MAN-HEP-2010-2, 2010.
- [54] J. Schechter and J.W.F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phys. Rev. D*, 25(3) :774 – 783, 1982.
- [55] J. Schechter and J.W.F. Valle. Neutrinoless double-beta decay in $su(2) \times u(1)$ theories. *Phys. Rev. D*, 25 :2951, 1982.
- [56] W.C. Haxton and G.J. Stephenson. Double beta decay. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 12 :409 – 479, 1984.
- [57] F. Simkovic et al. $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements with self-consistent short-range correlations. *Phys. Rev. C*, 79(5) :055501, 2009.
- [58] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et I.V. Krivosheina. The evidence for the observation of $\beta\beta 0\nu$ decay : the identification of $\beta\beta 0\nu$ events from the full spectra. *Mod. Phys. Lett.*, A21 :1547 – 1566, 2006.
- [59] C.E. Aalseth et al. IGEX ^{76}ge neutrinoless double-beta decay experiment : Prospects for next generation experiments. *Phys. Rev. D*, 65(9) :092007, 2002.
- [60] C.E. Aalseth et al. The igex experiment revisited : a response to the critique of klapdor-kleingrothaus,dietz, and krivosheina. *Phys. Rev. D*, 70(9) :078302, 2004.
- [61] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Critical view to "the igex neutrinoless double beta decay experiment...". *Phys. Rev. D*, 70(9) :078301, 2004.

- [62] J.V. Dawson et al. Experimental study of double beta decay modes using a CdZnTe detector array. *Phys. Rev. C*, C80 :025502, 2009.
- [63] M. Green et al. Observation of single collisionally cooled trapped ions in a buffer gas. *Phys. Rev. A*, 76(2) :023404, 2007.
- [64] V. I. Tretyak. Mo-100 half-life measurements. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (London)*, juin 2010.
- [65] X. Sarazin. Search for neutrinoless double beta decay with the NEMO 3 detector : first results. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 143 :221 – 224, 2005.
- [66] R. Arnold et al. Technical design and performance of the NEMO 3 detector. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, 536(1-2) :79 – 122, 2005.
- [67] V. Kovalenko. The study of radon in the tracking chamber. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Paris)*, mars 2007.
- [68] R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of Mo-100 to excited states in the NEMO 3 experiment. *Nuclear Physics A*, 781 :209 – 226, 2007.
- [69] M. Bongrand. Mesure des processus de double désintégration bêta du Te-130 dans l'expérience NEMO 3. Master's thesis, Université Paris-Sud 11, 2008.
- [70] 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(3), 2009.
- [71] J. Argyriades et al. Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO 3 detector. *Nuclear Physics A*, In Press, Corrected Proof, 2010.
- [72] J. Argyriades et al. Measurement of the background in the NEMO 3 double beta decay experiment. *Nucl. Inst. and Meth.*, A606 :449 – 465, 2009.
- [73] L. Simard. Etude du bruit de fond provenant du Bi-214 et analyse du signal de double désintégration bêta avec une méthode de maximum de vraisemblance dans l'expérience NEMO 3, 2000.
- [74] G. Lutter. Etude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO 3 et recherche des périodes de décroissances $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo . Master's thesis, Université Bordeaux 1, 2006.
- [75] P. Adamson et al. Expression of interest in the SuperNEMO double beta decay experiment, juin 2004.
- [76] C. Augier et al. Proposal for a R&D program for a double beta decay experiment sensitive to a 50 meV neutrino effective mass, septembre 2005.
- [77] F. Mauger. Le programme de R&D SuperNEMO. In *GDR neutrinos*, février 2006.
- [78] R. Gurriaran. Développement de la spectrométrie γ ultra bas bruit de fond au Laboratoire Souterrain de Modane. Master's thesis, Université Bordeaux 1, 1996.
- [79] P. Loaiza. Low background germanium planar detector for gamma-spectrometry, 2010.
- [80] S. Roudeau. Discussion interne, 2010.
- [81] D. Breton E. Delagnes. Fast analog sampler with great memory depth. US Patent 7352741, 2010.
- [82] M. Vivic L. G. Sobotka J. F. Williamson R. J. Charity and J. M. Elson. Fast pulsed UV light source and calibration of non-linear photomultiplier response. *Nucl. Inst. Meth.*, A507 :636 – 642, 2003.

- [83] S. Agostinelli et al. GEANT4 - a simulation toolkit. *Nucl. Inst. Meth.*, A506 :250 – 303, 2003.
- [84] I. B. Berlman. *Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules*. Academy Press, 1971.
- [85] V. Senchyshyn et al. Accounting for self-absorption in calculation of light collection in plastic scintillators. *Nucl. Inst. Meth.*, A566 :286 – 293, 2006.
- [86] David R. Lide. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press Inc., 1994.
- [87] S. N. Kasarova et al. Analysis of the dispersion of optical plastic materials. *Optical Materials*, 29 :1481 – 1490, 2007.
- [88] Arash Sabatyan and Mohammad Taghi Tavassoly. Determination of refractive indices of liquids by fresnel diffraction. *Optics and Laser Technology*, 41(7) :892 – 896, 2009.
- [89] D. Motta S. Schonert. Optical properties of bialkali photocathodes. *Nucl. Inst. Meth.*, A539 :217 – 235, 2005.
- [90] J. Argyriades et al. Spectral modeling of scintillator for the NEMO3 and SuperNEMO detectors". Technical Report arXiv :1004.3779, 2010.
- [91] V. Chazal et al. Neutron background measurements in the underground laboratory of Modane. *Astroparticle Physics*, 9 :163 – 172, 1998.
- [92] H. Ohsumi et al. Gamma-ray flux in the Fréjus underground laboratory measured with NaI detector. *Nucl. Inst. Meth.*, A482 :832, 2002.
- [93] J. Argyriades et al. Results of the BiPo-1 prototype for radiopurity measurements for the SuperNEMO double beta decay source foils, 2010.
- [94] M. Bongrand. R&D du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo. Master's thesis, Université Paris-Sud 11, 2008.
- [95] G. Alimonti et al. TheBorexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A600(3) :568 – 593, 2009.
- [96] Hamamatsu Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes : Basics and Applications (Second Edition)*. Hamamatsu Photonics, 1999.
- [97] Silice synthétique. http://sili.cium.free.fr/si_gener.htm.
- [98] Chemical purity of fused quartz / fused silica. <http://www.heraeus-quarzglas.com>.
- [99] C. Augier. *Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations. Prospective pour la physique double bêta*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2005.
- [100] A. Nachab. Low radioactivity measurement for the calorimeter. In *SuperNEMO Calorimeter Review (Bordeaux)*, septembre 2010.
- [101] J. Elster and H. Geitel. Über die durch radioactive emanation erregte scintillierende phosphoreszenz der sidot-blende. *Phys. Z.*, 4 :439 – 440, 1903.
- [102] W. Crookes. Certain properties of the emanations of radium. *Chem. News*, 87 :241, 1903.
- [103] H. Du R. A. Fuh J. Li A. Corkan J. S. Lindsey. PhotochemCAD : A computer-aided design and research tool in photochemistry. *Photochemistry and Photobiology*, 68 :141 – 142, 1998.
- [104] E. Rutherford. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atome. *Philosophical Magazine*, 21, 1911.

- [105] F. Rohrlich and B. C. Carlson. Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering. *Phys. Rev.*, 93(1) :38 – 44, 1954.
- [106] J. B. Birks. *The theory and practice of scintillation counting*. Pergamon Press, New York, 1964.
- [107] Syed Naeem Ahmed. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. Academic Press, 2007.
- [108] J. F. Williamson et al. Plastic scintillator response to low-energy photons. *Physics in Medicine and Biology*, 44(4) :857, 1999.
- [109] The Daya Bay experiment to measure θ_{13} . *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 64(2) :342 – 345, 2010.
- [110] A.L. Hallin. Neutrino physics from SNO. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, In Press, Corrected Proof :199 – 201, 2010.
- [111] J. B. Birks. *Photophysics of aromatic molecules*. Wiley-Interscience, London, 1970.
- [112] D. J. Chleck C. A. Ziegler. Ultrasonic degassing of liquid scintillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 28 :775 – 776, 1957.
- [113] H.-L. Xiao. Oxygen quenching in LAB based liquid scintillator and nitrogen bubbling, 2009.
- [114] A. Fopurnier. Rapport de synthèse : Etude mécanique de feuilles en kapton, 2010.
- [115] X. Garrido. Test of magnetic shields for 8" pmt. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Londres)*, juin 2010.
- [116] C. Marquet. Required geometry for the blocs. In *SuperNEMO Calorimeter Review*, 2009.
- [117] H. Hertz. Über einen einfluß des ultravioletten liches auf die elektrische entladung. *Ann. der Physik*, 31 :983, 1887.
- [118] A. Einstein. On a heuristic viewpoint concerning the production and transformation of light. *Ann. der Physik*, 17 :132–148, 1905.
- [119] H. Bruining. *Physics and applications of secondary electron emission*. McGraw-Hill Book Co., 1954.
- [120] JEDEC. Relative spectral response data for photosensitive devices ("S" curves). *Publication No. 50*, 1964.
- [121] S.O. Flyckt C. Marmonier. *Photomultipliers tubes : Principles and Applications*. Philips Photonics, Brive, France, 2002.
- [122] B. K. Lubsandorzhev R. V. Vasiliev Y. E. Vyatchin B. A. J. Shaibonov. Photoelectron backscattering in vacuum phototubes. *Nucl. Instrum. Meth. A567*, pages 12–16, 2006.
- [123] P. B. Coates. The origins of afterpulses in photomultipliers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 6(10) :1159–1166, 1973.
- [124] P. B. Coates. A theory of afterpulse formation in photomultipliers and the prepulse height distribution. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 6(10) :1862–1869, 1973.
- [125] R. W. Engstrom. *Photomultiplier Handbook*. RCA, 1980.
- [126] V. O. Altemose. Helium diffusion through glass. *J. Appl. Phys.*, 32(7) :1309–1316, 1961.

- [127] M. Kapusta P. Lavoute F. Lherbet E. Rossignol C. Moussant et al. Breakthrough in quantum efficiency of bi-alkali photocathodes PMTs. *Proceedings of the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, pages 73 – 77, 2007.
- [128] E. Chauveau. PMT R&D status. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Prague)*, janvier 2009.
- [129] A. Freshville. Scintillator bar measurements. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Bordeaux)*, juin 2009.
- [130] Y. Shitov. Basic vs. bar sensitivity studies. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Paris)*, octobre 2009.
- [131] G. Lutter. PVT Eljen vs PS Envinet. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Londres)*, juin 2010.
- [132] G. Lutter. Scintillator geometry effect on energy resolution. In *SuperNEMO Calorimeter Review (Bordeaux)*, septembre 2010.
- [133] G. Lutter. Hamamatsu high voltage divider R&D. In *SuperNEMO Calorimeter Review (Bordeaux)*, septembre 2010.
- [134] C. Hugon. LED bench : PM gain evolution with wavelength. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Prague)*, février 2010.
- [135] O. Kochetov et al. Calorimeter stability control by alpha sources. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Londres)*, juin 2010.
- [136] G. Heusser et al. Low level germanium gamma-ray spectrometry at the $\mu\text{Bq/kg}$ level and future developments toward higher sensitivity. *Radioactivity in the Environment*, 8 :495 – 510, 1996.
- [137] Ludwig De Braeckeleer. Neutrino physics with the kamland detector. *Nucl. Phys. B - Proceedings Supplements*, 87 :312 – 314, 2000.
- [138] G. Heusser et al. ^{222}Rn detection at the $\mu\text{Bq/m}^3$ range in nitrogen gas and a new Rn purification technique for liquid nitrogen. *Applied Radiation and Isotopes*, 52 :691 – 695, 2000.
- [139] F. Perrot. Low background techniques in SuperNEMO for the radon. In *Low Radioactivity Techniques*, août 2010.
- [140] I. Nasteva. 90-cell prototype performance : efficiency and resolution. In *SuperNEMO Collaboration Meeting (Bordeaux)*, juin 2009.
- [141] H.V. Klapdor-Kleingrothaus. First evidence for neutrinoless double beta decay, with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 143 :229 – 232, 2005.

Résumé

SuperNEMO est un projet de détecteur de nouvelle génération pour la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos. La technique expérimental déployée est dans la lignée du son prédécesseur NEMO3, combinant un trajectographe et un calorimètre, afin d'identifier non seulement les électrons des décroissances double bêta, mais également pour mesurer l'ensemble des composantes de bruit de fond du détecteur. Le projet vise ainsi une sensibilité de 10^{26} ans sur la période du ^{82}Se , ce qui permettrait de sonder une masse effective du neutrino de 50 meV. Pour atteindre cette sensibilité, le projet prévoit notamment de mettre en place un calorimètre composé d'un millier de compteur à scintillation de basse radioactivité, dont la résolution en énergie serait meilleure que 8 % FWHM pour des électrons de 1 MeV.

Ce travail de thèse apporte une contribution importante dans les travaux de Recherche et Développement pour améliorer les performances des scintillateurs et photomultiplicateurs, et pour réduire leur radioactivité, avec notamment la conception d'un nouveau photomultiplicateur en collaboration avec Photonis.

Mots-clés :

neutrino, double décroissance bêta, calorimétrie, scintillateur, photomultiplicateur

Abstract

SuperNEMO is a next generation double beta decay experiment which will extend the successful "tracko-calo" technique employed in NEMO 3. The main characteristic of this type of detector is to identify not only double beta decays, but also to measure its own background components. The projet aims to reach a sensitivity up to 10^{26} years on the half-life of ^{82}Se . One of the main challenge of the Research and Development is to achieve an unprecedented energy resolution for the electron calorimeter, better than 8 % FWHM at 1 MeV.

This thesis contributes to improve scintillators and photomultipliers performances and reduce their radioactivity, including in particular the development of a new photomultiplier in collaboration with Photonis.

Keywords :

neutrino, double beta decay, calorimeter, scintillator, photomultiplier