Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO3. Simulation de la mesure de l'ultra-faible radioactivité en ^{208}Tl des sources de l'expérience NEMO3 candidates à la double désintegration BETA sans émission de neutrino

Karim Errahmane

▶ **To cite this version:**

Karim Errahmane. Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO3. Simulation de la mesure de l'ultra-faible radioactivité en ^{208}Tl des sources de l'expérience NEMO3 candidates à la double désintegration BETA sans émission de neutrino. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2001. Français. NNT : . tel-00006621

HAL Id: tel-00006621

https://theses.hal.science/tel-00006621

Submitted on 30 Jul 2004

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

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

LAL 01-20
Avril 2001

Université Paris VII
UFR sciences

THESE
présentée
pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'UNIVERSITE PARIS VII

par

Karim Errahmane

Spécialité : Champs, Particules, Matières

Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO3

Simulation de la mesure de l'ultra-faible radioactivité en ^{208}Tl des sources de l'expérience NEMO3 candidates à la double désintégration β sans émission de neutrino

Soutenue le **25 avril 2001**, devant la Commission d'examen

MM.	**François Richard**	président
	Jacques Dumarchez	rapporteur
	Hervé de Kerret	rapporteur
	Serge Jullian	
	Xavier Sarazin	
	François Vannucci	

LAL 01-20
Avril 2001

Université Paris VII
UFR sciences

THESE
présentée
pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'UNIVERSITE PARIS VII

par

Karim Errahmane

Spécialité : Champs, Particules, Matières

Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO3

Simulation de la mesure de l'ultra-faible radioactivité en ^{208}Tl des sources de l'expérience NEMO3 candidates à la double désintégration β sans émission de neutrino

Soutenue le **25 avril 2001**, devant la Commission d'examen

MM.	**François Richard**	président
	Jacques Dumarchez	rapporteur
	Hervé de Kerret	rapporteur
	Serge Jullian	
	Xavier Sarazin	
	François Vannucci	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier François Richard, directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, de m'avoir accueilli dans son laboratoire et d'avoir présidé le jury de ma thèse. Je remercie aussi Jacques Dumarchez et Hervé de Kerret d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse ainsi que François Vannucci d'avoir fait partie de mon jury.

Je voudrais remercier Serge Jullian, le directeur de cette thèse, pour m'avoir accueilli dans le groupe NEMO du LAL et d'avoir su me conseiller dans mon travail de recherche tout au long de ces 3 années de thèse.

Un très grand merci à Xavier Sarazin qui m'a guidé au quotidien dans mon travail. Il a toujours été disponible pour répondre à mes questions et m'aider à résoudre les problèmes que j'ai rencontrés durant ma thèse. Je garderai de très bons souvenirs de nos nuits de tests et de prises de données passées au LSM agrémentées de nos pauses "soupe". Je le remercie aussi de son soutien sans faille durant les mois difficiles de la rédaction de la thèse.

Merci également à Georges Sklarz le "Socrate" du groupe NEMO car il m'a toujours poussé "à m'asseoir et à réfléchir" aux questions que je lui posais pour que je trouve moi-même la réponse. Je le remercie aussi pour avoir subi la tâche ingrate de relire et corriger les quelques 300 pages de ma thèse.

Je suis très reconnaissant à Corinne Augier de sa gentillesse et de sa disponibilité à résoudre mes problèmes de tous ordres ou à corriger mes proses entachées de fautes d'orthographes.

Je n'oublie pas la dynamique et joviale Sophie Pécourt avec qui j'ai passé ma première année de thèse sur le prototype. Je la remercie de son initiation au dédale de la programmation des Kumac sous PAW.

Mes remerciements vont également aux physiciens du groupe NEMO au LAL et de la collaboration pour leur soutient et pour l'ambiance chaleureuse qu'ils ont su donner au cours de ces années. Merci aussi aux techniciens et aux ingénieurs du LAL et du LSM pour leur aide technique indispensable à la réalisation et à la maintenance du prototype.

Enfin, j'exprime ma profonde gratitude à mes parents pour leurs aides durant toutes ces années d'étude. Je termine par un merci tout particulier à Véro pour m'avoir soutenu durant ces années de thèse et d'avoir été si compréhensive durant ces longs mois de rédaction.

Table des matières

Introduction **15**

1 Le neutrino et la double désintégration β **19**
1.1 Introduction . . . 19
1.2 Le neutrino . . . 19
1.2.1 Propriétés générales du neutrino . . . 19
1.2.2 La nature du neutrino . . . 20
1.2.3 Neutrino de Dirac et Neutrino de Majorana . . . 20
1.2.4 Le mécanisme de la balançoire . . . 21
1.2.5 Relation entre états propres de masses et états de saveur . . . 22
1.3 Phénoménologie de la double désintégration β . . . 23
1.4 La double désintégration β permise : $\beta\beta 2\nu$ . . . 26
1.5 La double désintégration β interdite : $\beta\beta 0\nu$ . . . 28
1.5.1 Désintégration $\beta\beta 0\nu$ dans le cas de courants gauches du type V-A . . . 28
1.5.2 Désintégration $\beta\beta 0\nu$ avec courant droit . . . 29
1.6 L'observation de la double désintégration β . . . 30
1.6.1 Le choix du noyau . . . 30
1.6.2 Sensibilité d'une expérience $\beta\beta$ à la désintégration $\beta\beta 0\nu$. . . . 31
1.6.3 Les expériences $\beta\beta$ . . . 31
1.6.4 Conclusion . . . 33
1.7 L'oscillation des neutrinos et La double désintégration $\beta\beta 0\nu$ . . . 34

I L'EXPERIENCE NEMO3 **37**

2 Les bruits de fond radioactifs de l'expérience NEMO3 **45**
2.1 Les origines du bruit de fond . . . 45
2.1.1 La radioactivité naturelle . . . 45
2.1.2 Les neutrons et le rayonnement γ . . . 50
2.2 Les mécanismes simulant la $\beta\beta$ . . . 52
2.2.1 Le bruit de fond interne . . . 52
2.2.2 Le bruit de fond externe . . . 53
2.3 La radiopureté du détecteur . . . 54
2.3.1 Les spectromètres gamma germanium ultra-purs . . . 54
2.3.2 La radiopureté du détecteur NEMO3 . . . 55

3 Description du détecteur NEMO3 **57**
3.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane . . . 57
3.2 Les sources étudiées dans NEMO3 . . . 60
3.2.1 Les différentes sources présentes dans NEMO3 . . . 62

3.2.2 L'enrichissement . . . 62
3.2.3 La purification des sources . . . 63
3.2.4 Radiopureté des sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi . . . 64
3.2.5 Les cadres sources . . . 65
3.3 Le détecteur de traces de NEMO3 . . . 66
3.3.1 La géométrie de la chambre à fils . . . 66
3.3.2 Le principe de fonctionnement d'une cellule Geiger . . . 66
3.3.3 Distribution des lignes de champ dans les cellules Geiger . . . 68
3.3.4 Le signal anodique et le signal cathodique . . . 69
3.3.5 Le mélange gazeux de la chambre à fils de NEMO3 . . . 72
3.3.6 La construction de la chambre à fils . . . 75
3.4 Le calorimètre de NEMO3 . . . 80
3.4.1 Le scintillateur . . . 80
3.4.2 Les photomultiplicateurs PM . . . 82
3.4.3 Association scintillateur-PM . . . 84
3.4.4 L'étalonnage en énergie des compteurs: PM+scintillateur . . . 84
3.4.5 Etalonnage en temps du calorimètre . . . 85
3.4.6 La surveillance journalière . . . 86
3.5 La bobine de NEMO3 . . . 90
3.6 Le blindage de NEMO3 . . . 90
3.7 L'électronique du détecteur de traces . . . 92
3.7.1 La carte de répartition Geiger . . . 92
3.7.2 La carte d'acquisition Geiger . . . 94
3.8 L'électronique du calorimètre . . . 96
3.9 Le TRIGGER de NEMO3 et l'acquisition des données. . . . 97
3.9.1 Le pré-Trigger PM . . . 98
3.9.2 Le pré-Trigger Geiger . . . 98
3.9.3 Le trigger central . . . 99
3.9.4 L'acquisition des données . . . 99
3.10 Contrôle et surveillance de NEMO3 . . . 99

4 Reconstruction des traces et sensibilité de NEMO3 au processus $\beta\beta0\nu$ 101
4.1 Introduction . . . 101
4.2 La reconnaissance des traces . . . 101
4.2.1 Evénement $\beta\beta$ avec champ magnétique . . . 101
4.3 La sensibilité de NEMO3 . . . 104

II ETUDE DU DETECTEUR DE TRACE 107

5 Etude de la chambre à fils avec un prototype de 9 cellules de dérive 109
5.1 Introduction . . . 109
5.2 Description du dispositif expérimental . . . 109
5.2.1 Le prototype de 9 cellules Geiger . . . 109
5.2.2 Ionisation par un laser UV . . . 110
5.2.3 La mesure des temps cathodiques et du temps anodique. . . . 111
5.3 Etude des caractéristiques de fonctionnement de la chambre Geiger . . . 113
5.3.1 Etude du point de fonctionnement . . . 113
5.3.2 Etude du taux de comptage. . . . 113
5.3.3 Signaux et seuils d'acquisition . . . 114
5.4 Méthode d'analyse. . . . 117

5.4.1 coupure sur le temps anodique t_a . . . 118
5.4.2 Interprétation de la queue de distribution des temps cathodiques . . . 119
5.4.3 coupure sur le temps de propagation $t_1 + t_2$ . . . 122
5.5 Etude de la reconstruction longitudinale . . . 122
5.5.1 Méthode de reconstruction de la position longitudinale. . . . 123
5.5.2 Non linéarité de la position longitudinale reconstruite . . . 123
5.5.3 Résolution longitudinale . . . 131
5.5.4 Dérive longitudinale des électrons . . . 134
5.5.5 Etude de la reconstruction transversale . . . 138
5.6 Etude de la chambre à fils avec le prototype au LSM . . . 146
5.6.1 Point de fonctionnement de la chambre à fils au LSM. . . . 146
5.6.2 Taux de comptage . . . 148
5.6.3 La résolution longitudinale. . . . 148
5.7 Autres configurations d'utilisation du prototype . . . 149
5.7.1 Etude du prototype mis en position verticale . . . 149
5.7.2 Etude de la chambre à fils avec un autre mélange gazeux: Argon+éthanol . 149
5.8 Conclusion . . . 153

6 Caractérisation des trois premiers secteurs en fonctionnement au LSM 155
6.1 Introduction . . . 155
6.2 Conditions de fonctionnement . . . 155
6.2.1 Géométrie des 3 secteurs . . . 155
6.2.2 Le point de fonctionnement et le taux de comptage . . . 155
6.2.3 Spécificité du fonctionnement de quelques rangées et cellules de la chambre . 157
6.2.4 Les conditions de prises de données . . . 157
6.3 Etude du temps anodique et du temps α d'une cellule Geiger . . . 158
6.3.1 Les différentes catégories des enregistrements Geiger . . . 159
6.3.2 Reconnaissance des différents types d'enregistrements Geiger à partir des distributions brutes des TDC anode et TDC α . . . 161
6.4 Etude du temps de la propagation longitudinale du plasma Geiger. . . . 165
6.4.1 Distribution du temps de propagation . . . 165
6.4.2 Propagation longitudinale incomplète . . . 166
6.4.3 Etude de l'influence entre cellules Geiger . . . 167
6.5 Bilan du fonctionnement de la chambres à fils des 3 secteurs . . . 173

7 Mesure de la résolution transverse et longitudinale par cellule Geiger avec des traces traversantes de haute énergie 177
7.1 Introduction . . . 177
7.2 Mécanisme de génération des électrons de haute énergie . . . 177
7.3 Conditions des prises de données . . . 180
7.4 Définition du canal d'analyse électron traversant de haute énergie . . . 182
7.4.1 Coupures topologiques . . . 182
7.4.2 Coupure en énergie . . . 182
7.4.3 Sélection des traces . . . 183
7.4.4 Statistiques : nombre d'électrons traversant de haute énergie . . . 184
7.5 Reconstruction transversale . . . 185
7.5.1 La reconstruction de la position transversale r . . . 185
7.5.2 La résolution transverse $\sigma_\perp$ . . . 189
7.5.3 Effet de la diffusion multiple dans la chambre à fils sur la mesure de $\sigma_\perp$ . . . 190
7.5.4 La résolution transversale en fonction de l'angle zénithal θ de la trace. . . . 196
7.6 Reconstruction longitudinale . . . 196

7.7 Conclusion 198

8 Etude de la reconstruction du vertex avec des sources radioactives ^{207}Bi 201
8.1 Introduction 201
8.2 Description des sources de ^{207}Bi 201
8.2.1 La radioactivité du ^{207}Bi 201
8.2.2 La fabrication des sources ^{207}Bi 202
8.3 Description du protocole expérimental 202
8.4 Conditions des prises de données 206
8.4.1 Les sources de ^{207}Bi installées dans les 3 secteurs 206
8.4.2 Le taux de comptage brut par cellule Geiger avec et sans source de ^{207}Bi . . 207
8.4.3 Les conditions du Trigger 208
8.5 Etude du canal à 1 électron 208
8.5.1 Description du canal à 1 électron 208
8.5.2 Spectre en énergie dans le canal 1 électron 210
8.5.3 Méthodes de reconstruction du vertex d'émission 210
8.5.4 La carte des vertex d'émission sur la feuille source 211
8.5.5 Etude de la résolution du vertex d'émission reconstruit 211
8.5.6 Etude de la reconstruction de la position moyenne du vertex 220
8.6 Etude du canal à 2 électrons 222
8.6.1 Exemples d'événements à 2 électrons 222
8.6.2 Sélection des 2 électrons 222
8.6.3 Résolution du vertex à 2 électrons 229
8.7 Conclusion 230

III SIMULATION DE LA MESURE DE L'ULTRA FAIBLE RADIOACTIVITE EN ^{208}Tl DES SOURCES CANDIDATES A LA DESINTEGRATION $\beta\beta0\nu$ 233

9 Simulation de photons dans le détecteur NEMO3 237
9.1 Interaction du photon dans le détecteur 237
9.2 Description et résultats généraux des simulations de photon dans le détecteur NEMO3 237
9.2.1 Efficacité de détection 238
9.2.2 Nombre de scintillateurs touchés par un photon 238
9.2.3 Energie déposée dans le calorimètre 240
9.3 Etude du cas particulier où seulement deux scintillateurs sont touchés. 241
9.3.1 Chronologie entre les 2 scintillateurs touchés 242
9.3.2 Définition du photon dans l'analyse. 242
9.3.3 Energie déposée dans le cas de 2 scintillateurs accolés 243

10 Etude du canal (électron+n photons) pour la détermination de l'activité en ^{208}Tl des sources de NEMO3 245
10.1 Introduction 245
10.2 Présentation de l'analyse 245
10.2.1 Signal et bruit de fond de cette analyse 245
10.2.2 Simulation des données. 246
10.2.3 Définition du trigger. 246
10.2.4 Définition de l'électron et du photon dans l'analyse 247
10.2.5 Evolution de la statistique suivant les différents canaux d'études. 248
10.3 Etude du canal e γ 249

10.3.1 Spectres en énergie du ^{208}Tl et du ^{214}Bi généré dans la source. 249
10.3.2 Comparaison des spectres en énergie. 252
10.3.3 Topologies temporelles dans le canal $e\gamma$. 255
10.3.4 Définition des coupures pour le canal $e\gamma$ 259
10.3.5 Efficacités des coupures 260
10.3.6 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e γ 262
10.4 Etude du canal e $\gamma\gamma$ 264
10.4.1 Les spectres en énergie dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$. 264
10.4.2 Etudes des topologies temporelles du canal $e\,\gamma\,\gamma$. 267
10.4.3 Définition des coupures pour le canal e $\gamma\gamma$ 270
10.4.4 Efficacité des coupures de sélections 271
10.4.5 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e $\gamma\gamma$ 272
10.5 Etude du canal e $\gamma\gamma\gamma$ 273
10.5.1 Etude des spectres en énergie et définition des coupures 273
10.5.2 Efficacité des coupures pour le canal e $\gamma\gamma\gamma$ 275
10.5.3 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e $\gamma\gamma\gamma$ 276
10.6 Conclusion 277

Conclusion **279**

A Description de la méthode de reconstruction des traces **283**
A.1 La clusterisation 283
A.2 La reconstruction du chemin suivi par la particule 283
A.3 L'ajustement 284
A.4 La détermination du vertex et du point d'impact sur les scintillateurs 284
A.5 La reconstruction des traces des particules α. 285

B Interactions des électrons et des photons dans le détecteur NEMO3 **287**
B.1 Les électrons dans le détecteur 287
B.1.1 Minimum d'ionisation des électrons dans le détecteur 287
B.1.2 Perte d'énergie dans le gaz, les fils de la chambre et le mylar des scintillateurs.288
B.1.3 Perte d'énergie dans les scintillateurs 288
B.1.4 Perte d'énergie dans la source 290
B.2 Les photons dans le détecteur 291
B.2.1 Proportion des différents types d'interaction 291
B.2.2 Probabilité d'interaction dans la source et dans les scintillateurs 291

C Calcul de la probabilité du cas où 2 photons issus du même vertex touchent 2 scintillateurs voisins **293**

D Caractéristiques de la diffusion Compton **295**

Bibliographie **299**

Introduction

La nature du neutrino reste encore aujourd'hui pour la physique des particules une question ouverte. Le neutrino est en effet le seul fermion qui ne porte pas de charge électrique. Ce caractère particulier permet a priori 2 choix possible sur sa nature, soit le neutrino est représenté par un champ de Dirac et alors le neutrino et l'antineutrino sont 2 particules distinctes comme tous les autres fermions chargés, soit le neutrino est représenté par un champ de Majorana et alors le neutrino et l'antineutrino sont une même particule. La nature Majorana du neutrino se pose naturellement dans la mesure où seul un fermion neutre peut être de Majorana car ce type de particule ne porte aucun nombre quantique additif. Par ailleurs, le neutrino de Majorana intervient naturellement dans les modèles de grande unification (GUT). La double désintégration β sans émission de neutrino est un processus à basse énergie qui permettrait, s'il est observé de signer la nature Majorana et massive du neutrino. Cette désintégration, violant le nombre leptonique, a lieu lors de l'échange d'un neutrino virtuel massif de Majorana entre 2 neutrons dans certains noyaux particuliers comme le ^{100}Mo.

L'objectif de l'expérience NEMO (Neutrinoless Experiment with MOlybdenum), installée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), est de rechercher ce processus $\beta\beta0\nu$. La stratégie de NEMO est de séparer la source émettrice $\beta\beta$ du détecteur afin, d'une part, de signer et supprimer complètement le bruit de fond, mais aussi, pouvoir étudier différents noyaux candidats. Le détecteur NEMO3 peut accueillir 10 kg de sources sous forme de feuilles métalliques très fines. De part et d'autre une chambre à fils à dérive fonctionnant en régime Geiger dans un mélange gazeux Hélium et éthanol (volume total de 30 m3) permet de reconnaître la trace des deux β émis. La faible densité du gaz permet d'avoir une transparence maximale pour minimiser la diffusion multiple à basse énergie. Le détecteur de traces, constitué de 6180 cellules de dérive en régime Geiger de 270 cm de long, permet à partir de la dérive transverse d'une part et de la propagation longitudinale du plasma Geiger d'autre part, une reconstruction directe en 3 dimensions de la trace. Le volume est fermé par un calorimètre constitué de 1940 scintillateurs plastiques couplés à un photomultiplicateur de très faible niveau de radioactivité. En plus de la mesure en énergie, ce calorimètre permet une mesure du temps de vol nécessaire pour la réjection du bruit de fond externe. Ce détecteur est constitué de 20 secteurs distincts, il est entouré d'une bobine qui crée un champ magnétique de 30 G environ afin de séparer les particules β des paires électrons/positrons. L'ensemble est fermé par un blindage de fer et un blindage neutron.

Je suis arrivé au sein de la collaboration NEMO en septembre 1998 alors que le tissage de la chambre à fils des secteurs était en cours de réalisation à Orsay. Le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire avait en charge, entre autre, la réalisation du détecteur de traces. Mon travail de thèse s'est divisé en deux parties : d'une part, l'étude instrumentale du détecteur de traces et, d'autre part, l'étude à partir de simulations de la possibilité de mesurer avec le détecteur NEMO3 l'activité en ^{208}Tl dans les feuilles sources.

J'ai commencé mon travail de thèse par étudier le reconstruction de l'ionisation primaire à partir d'un prototype constitué de 9 cellules Geiger et d'un laser UV. Le but essentiel de cette étude fut

de mesurer la résolution longitudinale d'une cellule Geiger, paramètre méconnue pour des cellules Geiger aussi longues que celles de NEMO-3 (270 cm de long). La connaissance de ce paramètre était essentielle, en effet, toutes les cellules Geiger étant tissées verticalement, la mesure longitudinale devient pertinente pour une véritable mesure de la trace en 3 dimensions. Ce prototype a permis également d'étudier d'autres paramètres de la chambre, tels que des effets de bord, des décalages sur la valeur moyenne de la position longitudinale reconstruite, les seuils de déclenchements.

En avril 2000, 3 secteurs montés au Laboratoire Souterrain de Modane ont été assemblés et mis en gaz afin de mettre en route (sans blindage ni champ magnétique) la chambre à fils et de vérifier ainsi le bon fonctionnement du détecteur de traces. Ce fut une étape très importante de la construction du détecteur, étape à laquelle j'ai participé. La mise en route s'étant déroulé sans problème, j'ai alors pu étudier les caractéristiques du détecteur de traces à partir des premières données enregistrées issues essentiellement du bruit de fond externe. Une campagne de prises de données avec une source neutron externe a permis de mesurer directement sur le détecteur NEMO-3, grâce aux électrons de haute énergie produits et traversant la chambre, la reconstruction de l'ionisation primaire et plus particulièrement la résolution transverse, paramètre inaccessible avec le prototype 9 cellules et le laser. Une autre campagne de prises de données, faite avec les sources de calibrage de ^{207}Bi émettant des électrons de conversion de 500 keV et 1 MeV, a permis de faire une première mesure de la résolution du vertex d'émission (sans champ magnétique) dans le cas d'une trace puis de deux traces émises.

La seconde partie de mon travail a consisté à montrer, sur simulation, qu'en utilisant le détecteur NEMO3, il était possible de mesurer l'ultra faible activité du ^{208}Tl présent à l'état de trace dans les feuilles sources mais pouvant jouer quand même un rôle dans le processus extrêmement rare $\beta\beta0\nu$. Le ^{208}Tl est, avec le ^{214}Bi, le bruit de fond principal à la décroissance $\beta\beta0\nu$ venant de la radioactivité naturelle; ces 2 noyaux peuvent contaminer les feuilles sources. On exige donc lors de la purification des sources que l'activité soit inférieure à 20μBq/kg en ^{208}Tl et 300μBq/kg en ^{214}Bi. Ces spécifications sont difficilement accessibles avec les spectromètres Germanium servant à qualifier les sources de NEMO3. Le but de mon travail était donc de montrer la capacité du détecteur NEMO3 lui-même à mesurer son propre bruit de fond jusqu'au niveau de 20μBq/kg pour l'activité éventuelle en ^{208}Tl dans les feuilles sources.

Je présente dans le premier chapitre de cette thèse la physique du neutrino et plus particulièrement la double désintégration β et la possibilité d'étudier la nature du neutrino grâce à la désintégration $\beta\beta0\nu$.

Ensuite, dans la première partie de la thèse, je décris l'expérience NEMO-3. Dans le second chapitre, j'explique les différents bruits de fond radioactifs dont le détecteur NEMO3 doit se protéger. Puis dans le troisième chapitre, je décris en détail le détecteur NEMO3 et plus particulièrement le détecteur de traces. Dans le quatrième chapitre, je montre comment on reconstruit les traces dans la chambre à fils et quelle est la sensibilité du détecteur NEMO3 au processus $\beta\beta0\nu$.

Puis dans la deuxième partie, je présente mon travail portant sur l'étude instrumentale du détecteur de traces. Le cinquième chapitre décrit l'étude que j'ai menée avec le prototype pour mesurer la reconstruction longitudinale et transversale de l'ionisation dans une cellule créée dans ce cas par un faisceau LASER. Le sixième chapitre traite de la caractérisation des 3 premiers secteurs en fonctionnement au Laboratoire Souterrain de Modane. Dans le chapitre 7, je décris la première campagne de mesure réalisée avec les 3 secteurs en fonctionnement où j'étudie la résolution transversale avec des électrons traversants de haute énergie produit par une source de neutrons. Puis dans le chapitre 8, je présente la deuxième campagne de mesure dans laquelle j'étudie la résolution du vertex d'émission sur la feuille source d'un électron puis de 2 électrons produits par des sources ^{207}Bi.

Enfin, la troisième partie traite de l'étude sur simulation que j'ai menée pour montrer la capacité du détecteur NEMO3 à mesurer la contamination ultra faible en ^{208}Tl présent dans les sources.

Le chapitre 9 décrit une étude sur le comportement du photon dans le détecteur et quelle est la définition du photon que nous utilisons par la suite dans l'analyse. Enfin dans le dernier chapitre, je montre comment en étudiant les canaux e γ (électron photon), e $\gamma\gamma$, et e $\gamma\gamma\gamma$ il est possible de faire la mesure de l'activité en ^{208}Tl des sources.

Chapitre 1

Le neutrino et la double désintégration β

1.1 Introduction

La double désintégration β avec émission de 2 antineutrinos $\beta\beta 2\nu$ [1], est une radioactivité très rare (demi-vie $\approx 10^{19}$ ans à 10^{24} ans) de certains noyaux pair-pair (nombre de neutrons-nombre de protons) qui transforme 2 neutrons en 2 protons avec l'émission de 2 électrons et de 2 antineutrinos. Ce processus a été observé sur une dizaine de noyaux comme par exemple le ^{76}Ge, le ^{100}Mo ou le ^{130}Te.

A la différence de la désintégration $\beta\beta 2\nu$, la double désintégration β sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) est interdite par le modèle Standard car cette radioactivité produit uniquement 2 électrons et viole donc la conservation du nombre leptonique. Cependant, ce processus peut être permis par une physique au-delà du modèle Standard. En effet la désintégration $\beta\beta 0\nu$ peut s'expliquer en considérant que la transformation des 2 neutrons du noyaux se fait grâce à l'échange d'un neutrino virtuel qui ne peut être qu'un neutrino de Majorana massif. Le neutrino de Majorana massif est une particule massive identique à son antiparticule alors que dans le modèle Standard le neutrino est un neutrino sans masse.

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ est jusqu'à maintenant restée inacessible expérimentalement. Cependant si ce processus était observé, cela apporterait notamment une réponse à la question fondamentale de la nature du neutrino et fournirait une échelle de masse au neutrino.

1.2 Le neutrino

1.2.1 Propriétés générales du neutrino

La particule neutrino fut introduit par Pauli en 1930, afin d'expliquer le spectre en énergie continu des électrons produit par radioactivité β. Un noyau se désintégrant par radioactivité β émet un électron et un neutrino[1] qui était inconnu à l'époque de Pauli. Donc le spectre en énergie de l'électron ne peut être une raie comme on le croyait à l'époque, mais un spectre continu car une partie de l'énergie de la réaction est emportée par une deuxième particule extrêmement difficile à détecter : *le neutrino* .

Aujourd'hui, nous savons que le neutrino est une particule élémentaire de spin 1/2 et de charge électrique nulle. Le neutrino ne peut interagir que par interaction faible. Il y a 3 espèces ou saveurs

[1] dans le modèle Standard en physique des particules on parle d'antineutrino.

de neutrinos : ν_e, ν_μ, ν_τ d'hélicité[2] gauche et leurs antiparticules associées $\bar{\nu_e}, \bar{\nu_\mu}, \bar{\nu_\tau}$ d'hélicité droite. Alors que l'on a mis en évidence l'interaction du neutrino électronique en 1953 [2] et l'interaction du neutrino ν_μ en 1962 [3], ce n'est qu'en 2000 que l'expérience DONUT [4] a observé pour la première fois 4 interactions du neutrino ν_τ.

La détermination des masses des neutrinos (ν_e, ν_μ et ν_τ) est l'une des recherches majeures de la physique du neutrino. Actuellement nous n'avons que des limites supérieures provenant d'études de la cinématique de réactions.

$$\begin{cases} m_{\nu_e} < 2,5\text{eV}(95\%CL)\ ({}^3H \longrightarrow {}^3He + e^- + \bar{\nu_e})\ [5] \\ m_{\nu_\mu} < 170\text{keV}(90\%CL)\ (\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu)\ [6] \\ m_{\nu_\tau} < 18,2\text{MeV}(95\%CL)(\tau^- \longrightarrow 5\pi + \nu_\tau)\ [7] \end{cases}$$

Si le neutrino est massif, alors sa masse est très petite devant la masse des autres particules élémentaires ce qui est un des principaux problèmes théoriques.

1.2.2 La nature du neutrino

Nous ne savons toujours pas aujourd'hui si le neutrino et l'antineutrino sont des particules distinctes ou identiques. Dans le premier cas on parle de **neutrino de Dirac** ($\nu \neq \bar{\nu}$) alors que dans le second cas le neutrino est un **neutrino de Majorana** ($\nu = \bar{\nu}$). Pour les neutrinos de Dirac, c'est l'état particule/antiparticule qui gouverne les interactions des neutrinos. Ainsi la réaction suivante est impossible :

$$\bar{\nu_e} + \text{neutron} \longrightarrow \text{proton} + \text{électron} \tag{1.1}$$

mais la réaction produisant un anti-électron, c'est-à-dire un positron, est possible :

$$\bar{\nu_e} + \text{proton} \longrightarrow \text{neutron} + \text{positron} \tag{1.2}$$

En affectant un nombre quantique leptonique +1 aux électrons et aux neutrinos et -1 aux antineutrinos et aux positrons, la réaction (1.1) est impossible car elle ne conserve pas le nombre leptonique. Cependant les neutrinos et les électrons intervenant dans les interactions faibles ont une hélicité gauche alors que les antineutrinos et les positrons ont une hélicité droite. Donc les 2 réactions précédentes peuvent s'interpréter en terme de polarisation du neutrino : un neutrino droit produit des positrons mais pas des électrons. Ainsi il est possible que le neutrino soit une particule de Majorana car ce n'est plus le critère particule/antiparticule qui entre en jeu.

1.2.3 Neutrino de Dirac et Neutrino de Majorana

Neutrino de Dirac

Le neutrino étant de spin 1/2 il peut être décrit par un bi-spineur Ψ vérifiant l'équation de Dirac :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\,\Psi = 0$$

avec m sa masse au repos et γ_μ définie par :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec } \sigma_i \text{ les matrices de Pauli.}$$

Il existe 2 solutions correspondant à 4 cas physiques.

[2] L'hélicité est la projection du spin sur la quantité de mouvement de la particule : l'hélicité sera gauche si le spin et la quantité de mouvement sont opposés et l'hélicité sera droite dans le cas contraire.

La première solution représente le neutrino et s'écrit :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_R \end{pmatrix}$$

Ψ_L et Ψ_R sont 2 composantes chirales gauche et droite qui sont image l'une de l'autre par Parité[3] (à une phase près). On note alors ν_L et ν_R les neutrinos de chiralité gauche et droite.

La deuxième solution représente l'antineutrino suivant 2 composantes de chiralité gauche et droite : $\bar{\nu_L}$ et $\bar{\nu_R}$.

Un champ de chiralité gauche (resp. droite) est la superposition de deux états d'hélicité gauche (resp. droit) et droit (resp. gauche). Mais la composante droite (resp. gauche) est atténué par un facteur m/E avec E l'énergie de la particule. Donc lorsque m/E tend vers 0, l'état de chiralité gauche (resp. droite) est assimilable à un état pur d'hélicité gauche (resp. droite).

Finalement (ν_L, ν_R, $\bar{\nu_L}$, $\bar{\nu_R}$) sont 4 solutions indépendantes représentant le neutrino de Dirac. Mais dans le modèle Standard on considère que le neutrino est de masse nulle et est d'hélicité gauche. Donc il ne peut rester que 2 neutrinos (dit alors *de Weyl*) : le neutrino ν_L et l'antineutrino $\bar{\nu_R}$.

Le neutrino de Majorana

Ettore Majorana en 1937 émis l'hypothèse que neutrino et antineutrino n'étaient qu'une seule et même particule [8]. Dans ce cas il ne reste que 2 états possibles pour le neutrino : ν_- et ν_+ correspondant respectivement à un état d'hélicité gauche et droite. Il faut que la particule de Majorana soit massive pour qu'il puisse exister une transformation de Lorentz permettant le passage d'un état d'hélicité à un autre. Par ailleurs on démontre de manière générale qu'elle n'a pas de nombre quantique additif comme la charge électrique ou le nombre leptonique. Donc seul un neutrino qui est de charge électrique nulle peut être une particule de Majorana.

Si le neutrino est massif il faut encore comprendre pourquoi sa masse est bien plus petite que les autres particules de leur famille comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Un mécanisme peut expliquer cet écart entre les masses des neutrinos et les masses des autres particules : le mécanisme de la balançoire (ou "see saw").

1.2.4 Le mécanisme de la balançoire

Pour construire le terme de masse L_m le plus générale du lagrangien on utilise 2 scalaires invariants de Lorentz : $\bar{\Psi}\Psi$ et $\bar{\Psi}\Psi^C$. Dans le modèle standard on n'utilise que le premier terme $\bar{\Psi}\Psi$ car le second terme $\bar{\Psi}\Psi^C$ n'est pas invariant sous U(1). En effet dans une symétrie U(1) :

$$\Psi \longrightarrow e^{i\theta}\Psi$$

$$\Psi^C \longrightarrow e^{-i\theta}\Psi^C$$

Les 2 champs ont donc des charges opposées. Pour conserver le nombre leptonique, il ne faut donc utiliser que le terme $\bar{\Psi}\Psi$ comme dans le lagrangien du modèle Standard. Dans le cas général on doit considérer 2 termes de masse :

- un terme de masse de Dirac : $m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)$
- un terme de masse de Majorana : $m\bar{\Psi}\Psi^C = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R^C + \bar{\Psi}_R\Psi_L^C)$

[3] Inversion du sens des axes du repère spatial : x $\longrightarrow$ -x.

Le lagrangien s'écrit alors :

$$-L_m = m_D \bar{\Psi}_L \Psi_R + \frac{1}{2} m_L \bar{\Psi}_L \Psi_R^C + \frac{1}{2} m_R \bar{\Psi}_R \Psi_L^C + hc$$

où hc est l'hermitien conjugué, m_D est la masse de Dirac, m_L est la masse de Majorana gauche et m_R est la masse de Majorana droite. Le lagrangien peut se mettre sous la forme :

$$-L_m = \frac{1}{2}(\bar{\chi}, \bar{\omega}) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix}$$

où $\chi = \Psi_L + \Psi_R^C$ et $\omega = \Psi_R + \Psi_L^C$. Nous voyons apparaître la matrice de masse M :

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

En diagonalisant la matrice M, on démontre que les vecteurs propres sont des champs de Majorana et que les 2 valeurs propres associées sont $m_{1,2} = \frac{1}{2}(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2})$. Aucune expérience n'a observé l'interaction d'un neutrino droit. Cela peut s'expliquer en considérant que la masse m_R est très grande devant les 2 autres masses m_L et m_D. Les 2 solutions deviennent ainsi :

$$m_1 = m_R$$

$$m_2 = \frac{m_D^2}{m_R} << m_D$$

Comme m_D est de l'ordre de grandeur de la masse des fermions, nous voyons que ce mécanisme donne une explication "naturelle" d'une masse très faible (ici la masse m_2) pour les neutrinos en comparaison des autres particules.

1.2.5 Relation entre états propres de masses et états de saveur

Les états de saveurs $|\nu_l\rangle$ (l=e,μ et τ) peuvent ne pas être les états propres de masse $|\nu_i\rangle$ (i=1, 2, 3, ...). La diagonalisation de la matrice de masse permet de relier $|\nu_l\rangle$ à $|\nu_i\rangle$ par la matrice unitaire U 3x3 par la relation :

$$|\nu_l\rangle = \sum_i \mathrm{U}_{li} |\nu_i\rangle \tag{1.3}$$

Les expériences recherchant la double désintégration β sans émission de neutrino sont sensible à une masse effective $\langle m_\nu \rangle$ du neutrino électronique (qui est supposé être de Majorana) dépendant des éléments de matrice de U par la relation :

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_i (\mathrm{U}_{ei})^2 m_i \right|$$

Les expériences à haute énergie ne peuvent trancher sur la nature du neutrino car à ces énergies la chiralité et l'hélicité du neutrino se confondent. La double désintégration β sans émission de neutrino est un processus à basse énergie susceptible de mettre en évidence la nature Majorana du neutrino et de fournir une échelle de masse au neutrino au travers de la masse effective.

1.3 Phénoménologie de la double désintégration β

La double désintégration β avec émission de neutrinos correspond à la transformation spontanée de 2 neutrons en 2 protons avec l'émission de 2 électrons et de 2 antineutrinos. Ainsi un noyau ${}^{A}_{Z}X$ émetteur $\beta\beta2\nu$ donne :

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

Ce processus au deuxième ordre fut la première fois évoqué par Goeppert-Mayer en 1935 [10] mais c'est en 1939 que W. H. Furry [11] proposa la double désintégration β sans émission de neutrino permettant de tester le caractère Majorana du neutrino. Dans ce processus il n'y a pas conservation du nombre leptonique :

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

Ces 2 processus sont extrêmement rares. L'observation de la désintégration $\beta\beta2\nu$ donne une demi-vie allant de 10^{19} année à 10^{24} années comme le montre le tableau 1.1. Pour la désintégration $\beta\beta0\nu$, aucun signal n'a encore été observé et la sensibilité actuelle des expériences donne une demi-vie au processus interdit supérieure à 10^{24} - 10^{25} années suivant le noyau étudié.

Transition $\beta\beta2\nu$	Référence	$T^{2\nu}_{1/2}$ années
${}^{48}Ca \rightarrow {}^{48}Ti$	[12]	$(4, 3^{2,4}_{-1,1} \pm 1, 4).10^{19}$
${}^{76}Ge \rightarrow {}^{76}Se$	[13]	$(1, 77 \pm 0, 01^{+0,13}_{-0,11}).10^{21}$
${}^{82}Se \rightarrow {}^{82}Kr$	[14]	$(0, 83 \pm 0, 1 \pm 0, 07).10^{20}$
${}^{96}Zr \rightarrow {}^{96}Mo$	[15]	$(3, 9 \pm 0, 9).10^{19}$
${}^{100}Mo \rightarrow {}^{100}Ru$	[16]	$(0, 95 \pm 0, 04 \pm 0, 09).10^{19}$
${}^{116}Cd \rightarrow {}^{116}Sn$	[17]	$(3, 75 \pm 0, 35 \pm 0, 21).10^{19}$
${}^{128}Te \rightarrow {}^{128}Xe$	[18]	$(7, 2 \pm 0, 4).10^{24}$
${}^{130}Te \rightarrow {}^{130}Xe$	[18]	$(2, 7 \pm 0, 1).10^{21}$
	[19]	$(7, 9 \pm 1.).10^{20}$
${}^{150}Nd \rightarrow {}^{150}Sm$	[20]	$(6, 75^{+0,37}_{-0,42} \pm 0, 68).10^{18}$
${}^{238}U \rightarrow {}^{238}Pu$	[21]	$(2, 0 \pm 0, 6).10^{21}$

Tableau 1.1: *Liste des noyaux pour lesquels un signal du processus $\beta\beta2\nu$ a été observé. $T^{2\nu}_{1/2}$ désigne la demi-vie.*

Le spectre en énergie de l'énergie cinétique des 2 électrons émis pour la désintégration $\beta\beta2\nu$ est continu car une partie de l'énergie disponible est emportée par les 2 neutrinos. En revanche, le spectre pour la $\beta\beta0\nu$ est théoriquement une raie (en négligeant l'énergie de recul du noyau) dont l'énergie est égale à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ de la réaction. La figure 1.1 montre pour les 2 processus la distribution de la somme de l'énergie cinétique E des électrons sur Eo l'énergie disponible dans la réaction. Comme les détecteurs ont une résolution en énergie non nulle, la raie de la désintégration $\beta\beta0\nu$ possède une certaine largeur. Par conséquent, la désintégration $\beta\beta2\nu$ est la source de bruit de fond ultime de l'étude du processus $\beta\beta$ interdit. Il est donc indispensable d'étudier la double désintégration β permise pour pouvoir observer la désintégration $\beta\beta0\nu$.

La double désintégration β n'est possible que si la masse du noyau père ${}^{A}_{Z}X$ est plus grande que la masse du noyau fils ${}^{A}_{Z-2}X$:

$$\mathrm{M(A,Z)} > \mathrm{M(A,Z\text{-}2)}$$

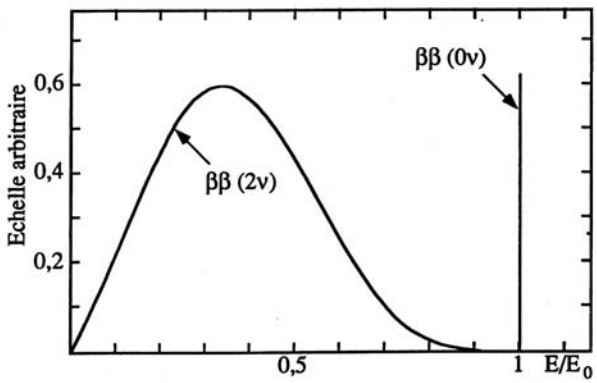


Figure 1.1: *Somme de l'énergie cinétique E des électrons sur Eo l'énergie disponible dans la réaction pour les 2 désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$.*

Il est nécessaire aussi que le noyau père (A,Z) ne puisse pas se désintégrer par β simple, c'est-à-dire que la masse du noyau fils doit être supérieure au noyau père :

$$\mathrm{M(A,Z+1)} > \mathrm{M(A,Z)}$$

Les processus β et $\beta\beta$ se font à masse atomique A constante. Or la masse d'un noyau M(A,Z) s'exprime en fonction de A et Z par une parabole, proche du minimum, de la forme **??**:

$$\mathrm{M(A,Z)} = cste + 2b_{sym}\frac{(\mathrm{A}/2 - \mathrm{Z})^2}{\mathrm{A}^2} + b_{coul}\frac{\mathrm{Z}^2}{\mathrm{A}^{1/3}} + \delta$$

avec $b_{sym} \approx 50MeV$ le coefficient d'énergie de symétrie, $b_{coul} \approx 0.7MeV$ le coefficient d'énergie Coulombienne et δ le terme décrivant l'interaction d'appariement entre nucléons :

$$\begin{cases} \delta \approx \frac{12}{\mathrm{A}^{1/2}} \text{ pour N=A-Z impair et Z impair} \\ \delta \approx 0 \text{ pour A impair} \\ \delta \approx -\frac{12}{\mathrm{A}^{1/2}} \text{ pour N pair et Z pair} \end{cases}$$

Pour les noyaux avec A impair, il n'y a qu'un seul noyau (A,Z) stable car les noyaux avec un Z plus petit se désintègrent par β simple. Pour les noyaux avec A pair, il existe 2 paraboles de masse l'une pour les noyaux pair-pair (nombre de neutron et de proton) qui est inférieure de 2δ à l'autre parabole correspondant aux noyaux impair-impair. Loin du minimum, la désintégration β simple domine, en revanche proche du minimum seul les noyaux pair-pair sont susceptibles de faire une désintégration 2β car le noyau intermédiaire impair-impair a une masse supérieure. La figure 1.2 montre l'exemple des niveaux fondamentaux des noyaux isobares A=100. Proche du minimum le $^{100}_{42}$Mo est un émetteur $\beta\beta$ ayant pour noyau fils le $^{100}_{44}Ru$. Le noyau impair-impair intermédiaire $^{100}_{43}$Tc a une masse plus importante que le $^{100}_{42}$Mo, une transition β simple est donc impossible entre ces 2 noyaux.

Le tableau 1.2 présente les 35 noyaux pair-pair susceptibles de produire une double désintégration β. En gras au bas du tableau est indiqué la liste des noyaux ayant un $Q_{\beta\beta}$ supérieure à 2,615MeV correspondant à la raie le plus énergétique (parmi les plus intenses) de la radioactivité naturelle. Nous verrons plus loin quels avantages une expérience $\beta\beta$, comme l'expérience NEMO3, peut tirer de ces noyaux.

Étant donné que les noyaux produisant une radioactivité $\beta\beta$ sont pair-pair, le spin et la parité de leur niveau fondamental est 0^+. Lors d'une désintégration $\beta\beta$, on attend majoritairement une transition entre les 2 niveaux fondamentaux $0^+ \longrightarrow 0^+$. Mais il est aussi énergétiquement possible d'observer une transition connectant le niveau 0^+ du noyau père, à des niveaux excités 0^+ ou 2^+ du noyau fils comme le montre la figure 1.3.

Transition	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)
^{146}Nd $\rightarrow$ ^{146}Sm	56 ± 5	17
^{98}Mo $\rightarrow$ ^{98}Ru	112 ± 7	24
^{80}Se $\rightarrow$ ^{80}Kr	130 ± 9	50
^{122}Sn $\rightarrow$ ^{122}Te	364 ± 4	4.6
^{204}Hg $\rightarrow$ ^{204}Pb	416 ± 2	7
^{192}Os $\rightarrow$ ^{192}Pt	417 ± 4	41
^{186}W $\rightarrow$ ^{186}Os	490 ± 2	29
^{114}Cd $\rightarrow$ ^{114}Sn	534 ± 4	29
^{170}Er $\rightarrow$ ^{170}Yd	654 ± 2	15
^{134}Xe $\rightarrow$ ^{134}Ba	847 ± 10	10
^{232}Th $\rightarrow$ ^{232}U	858 ± 6	100
^{128}Te $\rightarrow$ ^{128}Xe	868 ± 4	32
^{46}Ca $\rightarrow$ ^{46}Ti	987 ± 4	$3{,}5.10^{-3}$
^{70}Zn $\rightarrow$ ^{70}Ge	1001 ± 3	0.6
^{198}Pt $\rightarrow$ ^{198}Hg	1048 ± 4	7
^{176}Yb $\rightarrow$ ^{176}Hf	1079 ± 3	13
^{238}U $\rightarrow$ ^{238}Pu	1145 ± 2	99
^{94}Zr $\rightarrow$ ^{94}Mo	1145 ± 2	17
^{154}Sm $\rightarrow$ ^{154}Gd	1252 ± 2	23
^{86}Kr $\rightarrow$ ^{86}Sr	1256 ± 5	17
^{104}Ru $\rightarrow$ ^{104}Pd	1299 ± 4	19
^{142}Ce $\rightarrow$ ^{142}Nd	1418 ± 3	11
^{160}Gd $\rightarrow$ ^{160}Dy	1729 ± 1	22
^{148}Nd $\rightarrow$ ^{148}Sm	1928 ± 2	6
^{110}Pd $\rightarrow$ ^{110}Cd	2013 ± 19	12
^{76}Ge $\rightarrow$ ^{76}Se	2040 ± 1	8
^{124}Sn $\rightarrow$ ^{124}Te	2288 ± 2	6
^{136}Xe $\rightarrow$ ^{136}Ba	2479 ± 8	9
^{130}Te $\rightarrow$ ^{130}Xe	2533 ± 4	34
^{116}**Cd** $\rightarrow$ ^{116}**Sn**	2802 ± 4	7
^{82}**Se** $\rightarrow$ ^{82}**Kr**	2995 ± 6	9
^{100}**Mo** $\rightarrow$ ^{100}**Ru**	3034 ± 6	10
^{96}**Zr** $\rightarrow$ ^{96}**Mo**	3350 ± 3	3
^{150}**Nd** $\rightarrow$ ^{150}**Sm**	3667 ± 2	6
^{48}**Ca** $\rightarrow$ ^{48}**Ti**	4271 ± 4	0.2

Tableau 1.2: *Noyaux candidats à la désintégration $\beta^-\beta^-$. La double ligne horizontale indique la séparation entre les valeurs de $Q_{\beta\beta}$ supérieur ou non à la raie gamma intense de la radioactivité naturelle de* 2614 *keV du* ^{208}*Tl.*

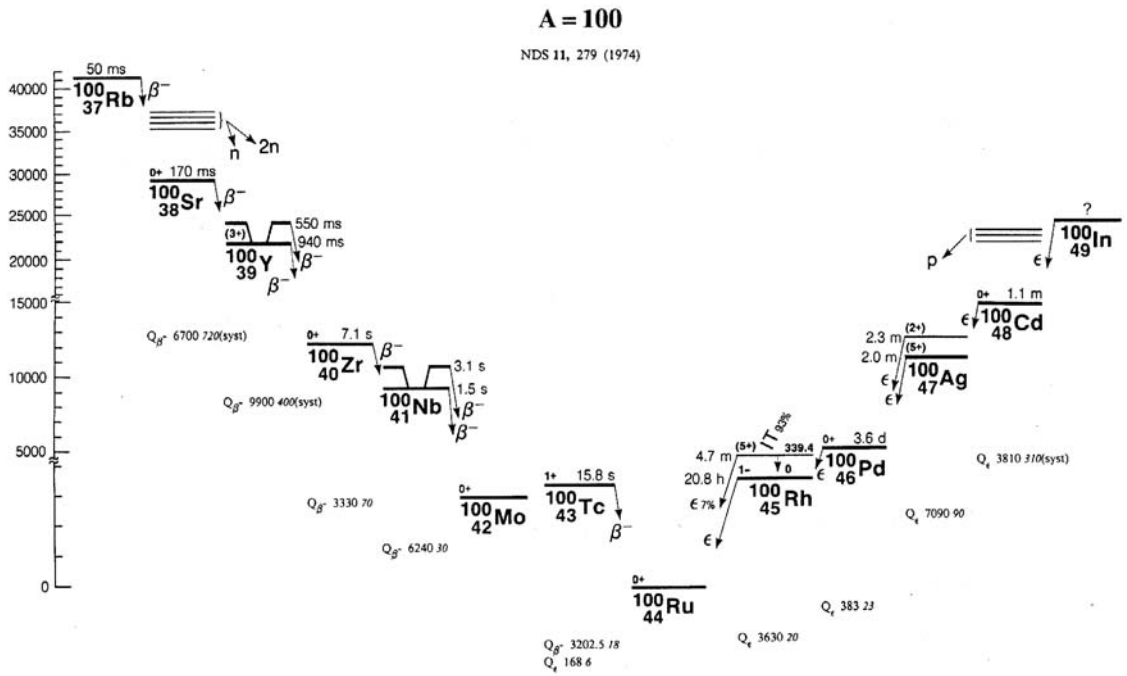


Figure 1.2: *Configuration des niveaux fondamentaux des noyaux d'isobare 100*

1.4 La double désintégration β permise : $\beta\beta 2\nu$

La figure 1.4 montre le diagramme du processus $\beta\beta 2\nu$ où 2 neutrons (n1 et n2) du noyau(A, Z) produisent chacun par radioactivité β un électron et un antineutrino. En sortie le noyau dispose de 2 protons (p1 et p2) supplémentaires. Durant la transition, le noyau initial (A, Z), avant d'atteindre l'état final (A, Z+2), passe par un état virtuel intermédiaire correspondant à un état excité du noyau impair-impair (A, Z+1). La transition la plus probable connecte le niveau fondamental 0^+ du noyau père et le niveau fondamental 0^+ du noyau fils. Dans la suite nous ne considèrerons que cette transition. Par ailleurs, lors d'une désintégration β simple, il existe 2 transitions possibles connectant l'état de spin des particules en sortie de réaction : la transition de Fermi et la transition de Gamow-Teller.

- Dans la transition de Fermi on vérifie : ΔJ=0 (spin), $\Delta\pi$=0 (parité) et ΔT=0 (isospin) L'électron et l'antineutrino ont un spin total nul (état singlet)

- Dans la transition de Gamow-Teller on vérifie : ΔJ=0,1 $\Delta\pi$=0 et ΔT=0,1 L'électron et l'antineutrino ont un spin total 1 (état triplet)

La double désintégration β permise correspond donc à 2 transitions de Fermi (F) ou à 2 transitions de Gamow-Teller (GT).

Dans le cas d'une double désintégration β avec émission de neutrinos, la demi-vie $T^{2\nu}_{1/2}$ du processus s'écrit :

$$\left(T^{2\nu}_{1/2}\right)^{-1} = C_{2\nu} \left| M^{2\nu}_{GT} - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 M^{2\nu}_F \right|^2$$

avec :

- $C_{2\nu}$ est le terme d'espace de phase tenant compte des effets Coulombiens, $\mathbf{C_{2\nu}}$ **dépend de** $\mathbf{Q_{\beta\beta}}$ **et varie selon** $\mathbf{Q^{11}_{\beta\beta}}$,

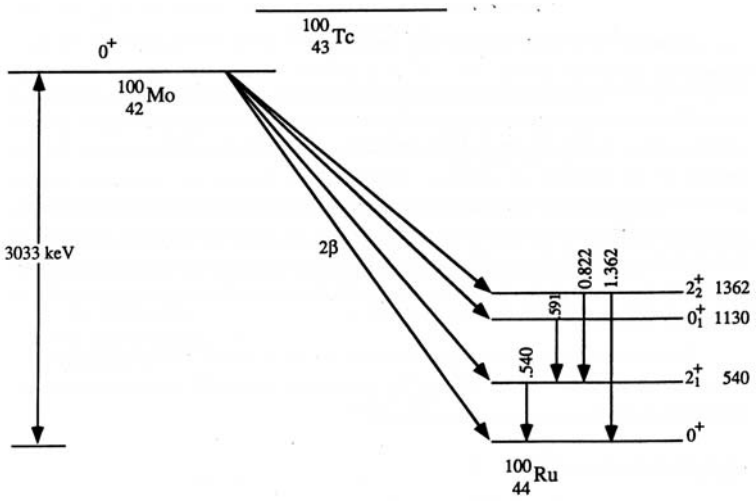


Figure 1.3: *Schéma de désintégration du ^{100}Mo.*

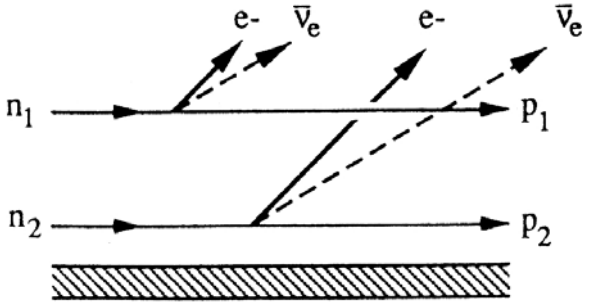


Figure 1.4: *Diagramme du processus de double désintégration β avec émission de 2 antineutrinos.*

- $M^{2\nu}_{GT}$ et $M^{2\nu}_{F}$ sont les éléments de matrice nucléaire de Gamow-Teller et de Fermi (g_V et g_A sont les constantes de couplages vectorielle et axiale) :

$$M^{2\nu}_{GT} = \sum_m \frac{\left\langle 0^+_f \left| \sum_k \vec{\sigma}_k \tau^+_k \right| m \right\rangle . \left\langle m \left| \sum_l \vec{\sigma}_l \tau^+_l \right| 0^+_i \right\rangle}{E_m - \frac{M_i + M_f}{2}}$$

$$M^{2\nu}_{F} = \sum_m \frac{\left\langle 0^+_f \left| \sum_k \tau^+_k \right| m \right\rangle . \left\langle m \left| \sum_l \tau^+_l \right| 0^+_i \right\rangle}{E_m - \frac{M_i + M_f}{2}}$$

avec :

- $|0^+_i\rangle$ et $|0^+_f\rangle$ les états initiaux et finaux de masse respective M_i et M_f,

- $|m\rangle$ l'état intermédiaire correspondant au noyau virtuel impair-impair (A, Z+1) d'énergie E_m (qui n'est pas forcément dans son état fondamental),

- $\sum_n \vec{\sigma}_n \tau^+_n$ (resp. $\sum_n \tau^+_n$) est l'opérateur de Gamow-Teller (resp. de Fermi) décrivant la décroissance β simple, composé des opérateurs de spin et d'isospin agissant sur le $n^{ième}$ neutron du noyau.

La demi-vie $T^{2\nu}_{1/2}$ est très difficile à estimer à cause de l'élément de matrice nucléaire qui reste un problème difficile pour les théoriciens. Généralement deux formalismes sont utilisés pour calculer l'élément de matrice nucléaire : le modèle en couche[9][23] et le formalisme QRPA (Quasi-Random

Particule Approximation)[9]. La complexité de ce calcul implique que pour un même noyau la valeur de $M^{2\nu}_{GT}$ peut varier suivant les auteurs jusqu'à environ un facteur 3.

Le mesure de $T^{2\nu}_{1/2}$ permet de contraindre les calculs théoriques des éléments de matrice nucléaire. Ce calcul permet alors de valider la méthode de calcul employée pour le calcul des éléments de matrice du processus $\beta\beta0\nu$.

1.5 La double désintégration β interdite : $\beta\beta0\nu$

La signature de la double désintégration β sans émission de neutrino est facilement reconnaissable expérimentalement car elle correspond à une raie mono énergétique $Q_{\beta\beta}$ dans le spectre de la somme en énergie des 2 électrons produit (voir figure 1.1). Il est intéressant de remarquer que la découverte du neutrino s'est faite en observant un spectre en énergie continu du rayonnement β alors que l'on attendait à l'époque une raie, tandis qu'aujourd'hui les expériences $\beta\beta$ cherchent à observer une raie pour mettre en évidence le neutrino de Majorana.

Le processus $\beta\beta0\nu$ permet non seulement de mettre en évidence la nature Majorana du neutrino mais aussi de tester s'il existe des interactions faibles par courants droits de type (V+A) alors que jusqu'à maintenant on a observé que seules les courants gauches de type (V-A) intervenaient dans l'interaction faible.

1.5.1 Désintégration $\beta\beta0\nu$ dans le cas de courants gauches du type V-A

En ne considérant que des couplages de type V-A, la figure 1.5(a) décrit le processus $\beta\beta0\nu$. Au premier vertex, un neutron produit un électron et un antineutrino (hélicité droite). L'antineutrino est alors absorbé en tant que neutrino (hélicité gauche) au niveau du second vertex. Donc la désintégration $\beta\beta0\nu$ se comprend comme l'échange entre 2 neutrons d'un neutrino de Majorana massif. Le neutrino est de Majorana car neutrino et antineutrino ne sont qu'une seule et même particule dans l'échange. Le neutrino doit être massif pour que le renversement d'hélicité puisse se faire.

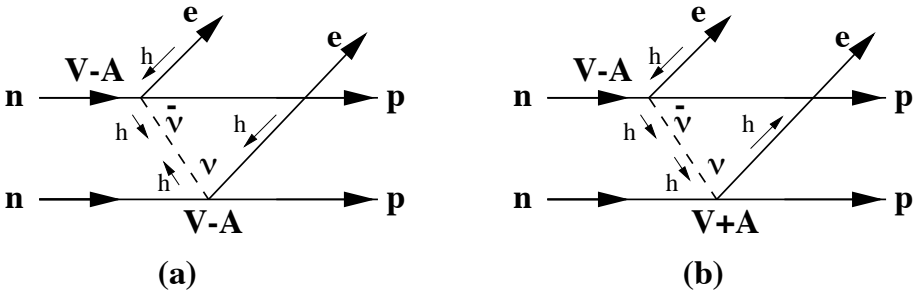


Figure 1.5: *Diagramme du processus $\beta\beta0\nu$ dans le cas de courants gauches (a) ou dans le cas de deux vertex de chiralités distinctes.*

La demi-vie $T^{0\nu}_{1/2}$ du processus $\beta\beta0\nu$ s'écrit :

$$\left(T^{0\nu}_{1/2}\right)^{-1} = \left| M^{0\nu}_{GT} - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 M^{0\nu}_F \right|^2 C_{0\nu} \langle m_\nu \rangle^2$$

avec :

- $C_{0\nu}$ est le terme d'espace de phase tenant compte des effets Coulombiens, $\mathbf{C_{0\nu}}$ **dépend de** $\mathbf{Q_{\beta\beta}}$ **et varie selon** $\mathbf{Q^5_{\beta\beta}}$.

- $M_{GT}^{0\nu}$ et $M_F^{0\nu}$ sont les éléments de matrice nucléaire des transitions de Gamow-Teller et de Fermi. Ces éléments de matrice sont très différents des éléments de matrice de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ car le propagateur du neutrino intervient dans le calcul. Cependant la méthode de calcul (modèle en couche ou QRPA) est identique. Une expression simplifiée de ces 2 éléments de matrice est donnée dans [9] dans le cas où le neutrino échangé a une faible masse ($m_\nu <$ 10 MeV):

$$0\nu_{GT} \approx \left\langle \text{état final} \left| R \sum_{lk} \frac{\vec{\sigma}_k \tau_k^+ \vec{\sigma}_l \tau_l^+}{r_l k} \right| \text{état initial} \right\rangle$$

$$0\nu_F \approx \left\langle \text{état final} \left| R \sum_{lk} \frac{\tau_k^+ \tau_l^+}{r_l k} \right| \text{état initial} \right\rangle$$

avec $r_l k$ la distance entre 2 neutrons l et k du noyau et $R = 1.2A^{1/3}$ le rayon du noyau.

- $\langle m_\nu \rangle$ est la masse effective du neutrino. $\langle m_\nu \rangle$ est obtenu à partir du propagateur du neutrino et s'exprime en fonction des états propres de masse par la relation :

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_i (\mathrm{U}_{ei})^2 m_i \right|$$

Etant donné que U_{ei} peut être complexe, il est possible d'avoir une masse effective nulle alors que $m_i \neq 0$. Cependant dans le cas où les couplages entre familles de neutrinos seraient faibles (U≈I) alors la masse effective peut être directement interprété en terme de masse du neutrino électronique.

D'après la relation précédente il est possible en observant un signal $\beta\beta 0\nu$ de déterminer la valeur de la masse effective en déterminant les éléments de matrice nucléaire. Des progrès doivent être fait dans la détermination de ces éléments de matrice pour réduire l'incertitude sur la masse effective.

1.5.2 Désintégration $\beta\beta 0\nu$ avec courant droit

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ permet de tester l'existence de courant droit comme le montre la figure 1.5 b). Dans ce processus, l'antineutrino émis au premier vertex (V-A) et absorbé en tant que neutrino au second vertex (V+A) mais avec une hélicité droite. Ici le renversement d'hélicité n'est plus nécessaire mais le neutrino doit toujours être massif pour que le processus soit possible (cf [24]). Étant donné que l'on introduit des courants droits, il faut tenir compte de nouveaux bosons droits : $\mathrm{W}_R^\pm$ et Z_R^0. Par ailleurs il faut tenir compte aussi de la relation entre les états propres faibles droits aux états propres de masse en introduisant la matrice unitaire V telle que :

$$|(\nu_l)_R\rangle = \sum_i \mathrm{V}_{li} |\nu_i\rangle \quad \text{i=1,2,3 et l=}e, \mu, \tau$$

Dans ces conditions la demi-vie $\mathrm{T}_{1/2}^{0\nu}$ s'écrit de manière générale [9]:

$$\left(\mathrm{T}_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = C_1 \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right)^2 + C_2 \langle \lambda \rangle \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right) + C_3 \langle \eta \rangle \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right) + C_4 \langle \lambda \rangle^2 + C_5 \langle \eta \rangle^2 + C_6 \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle$$

C_1 désigne la composante du processus avec courants gauches uniquement alors que les autres termes se rapportent au cas avec courant droit. Les C_i (i=1,6) contiennent les facteurs d'espace de phase et les éléments de matrice nucléaire. Les facteurs η et λ sont les facteurs de normalisations des processus faisant intervenir des courants droits par rapport au processus faisant intervenir les courants gauches. Ainsi on interprète ces 2 coefficients par les relations :

- $\lambda \approx \frac{M_{W_L}}{M_{W_R}}$ et $\langle\lambda\rangle = \lambda \sum_i \mathrm{U}_{ei}\mathrm{V}_{ei}$ avec M_{W_L} et M_{W_R} la masse du boson W gauche et du boson W droit,
- $\langle\eta\rangle \approx -tan\xi$ et $\langle\eta\rangle = \eta \sum_i \mathrm{U}_{ei}\mathrm{V}_{ei}$ avec ξ l'angle de mélange entre les bosons W droit et gauche.

Expérimentalement, il est possible de tester l'existence des courants droits en recherchant les corrélations angulaires entre les 2 électrons. Dans le processus par courant gauche uniquement, on attend une corrélation angulaire du type (1-cos(θ))(θ étant l'angle entre les 2 électrons). En revanche, dans le processus avec un vertex de type V+A, la corrélation est du type (1+cos(θ)) car les 2 électrons, à la différence du cas précédent, ont des hélicités opposées (cf [26]). Par ailleurs, une autre signature peut être apportée par la transition $0^+ \longrightarrow 2^+$ qui est favorisée pour les courants droits [1].

Mis à part les 2 mécanismes précédents, il en existe un autre qui peut être facilement testé dans les expériences $\beta\beta$. Dans certaines théories le neutrino de Majorana échangé entre les 2 neutrons dans le processus $\beta\beta0\nu$ peut se coupler à une particule neutre hypothétique appelé le Majoron χ qui correspond à la brisure spontanée de la symétrie globale (B-L) (nombre de baryons - nombre de leptons). Il y a donc émission de 2 électrons et du majoron :

$$(\mathrm{A,Z}) \longrightarrow (\mathrm{A,Z+2}) + 2e^- + \chi$$

Comme l'état final de cette réaction est à 3 corps, le spectre en énergie des 2 électrons en sortie est continu mais diffère par sa forme du spectre $\beta\beta2\nu$.

Enfin, nous citerons aussi les mécanismes où la désintégration $\beta\beta0\nu$ s'explique par l'échange d'une particule supersymétrique comme le gluino. Mais la signature expérimentale d'un tel processus est à clarifier.

1.6 L'observation de la double désintégration β

1.6.1 Le choix du noyau

Il y a, a priori, 35 noyaux possibles candidats à la désintégration $\beta\beta0\nu$ (voir tableau 1.2). Mais l'énergie disponible dans la réaction $\mathrm{Q}_{\beta\beta}$ permet de sélectionner un premier lot de noyaux. En effet nous avons vu que le terme d'espace de phase pour la désintégration $\beta\beta0\nu$ dépendait de $\mathrm{Q}^5_{\beta\beta}$. Plus un noyau aura un $\mathrm{Q}_{\beta\beta}$ élevé plus la double β sera favorisée. Donc en sélectionnant des noyaux avec un $\mathrm{Q}\beta\beta$ le plus élevé possible, et notamment au-dessus de 2,615 MeV vient du ^{208}Tl de la chaîne radioactive du Thorium-232, on limite le nombre d'évènements de bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle. Le tableau 1.2 donne en gras la liste des noyaux ayant un $\mathrm{Q}_{\beta\beta} > 2,6$ MeV. Remarquons que ces noyaux sont utilisés dans l'expérience NEMO3.

Un aspect intervient dans le choix du noyau à étudier. Il faut en effet avoir à disposition une quantité d'isotope suffisante. Cela n'est possible que si l'abondance naturelle atteint au moins quelques pourcents. Sur le tableau 1.2, nous voyons que ce sont les noyaux (^{76}Ge, ^{136}Xe, ^{130}Te, ^{116}Cd, ^{82}Se, ^{100}Mo, ^{150}Nd) que l'on trouve en quantité raisonnable dans la nature et pour lesquels le $\mathrm{Q}_{\beta\beta}$ n'est pas trop faible, qui sont utilisés dans les expériences actuelles. En revanche le ^{48}Ca est un noyau très intéressant du point de vue de la valeur du $\mathrm{Q}_{\beta\beta}$ mais qui a une abondance faible de seulement 0,2%.

1.6.2 Sensibilité d'une expérience $\beta\beta$ à la désintégration $\beta\beta0\nu$.

Si une expérience dispose d'une masse M d'isotope, et qu'elle observe N_s événements de signal $\beta\beta0\nu$ pendant une durée Δt avec une efficacité ϵ alors la demi-vie s'écrit :

$$\mathrm{T}^{0\nu}_{1/2} = \frac{ln2N_A}{A}\left[\frac{\mathrm{M}\,\epsilon\,\Delta\mathrm{t}}{N_s}\right]$$

avec A la masse atomique de l'isotope et N_A le nombre d'Avogadro. La sensibilité d'une expérience $\beta\beta$ à la désintégration $\beta\beta0\nu$ est obtenu dans le cas où il n'y aurait pas de signal c'est-à-dire que le nombre d'événements observés est compatible au nombre d'événements de bruit de fond. Dans ce cas on peut mettre une limite inférieure à 90% de niveau de confiance :

$$\mathrm{T}^{0\nu}_{1/2} > (\mathrm{T}^{0\nu}_{1/2})_{lim} = \frac{ln2N_A}{A}\left[\frac{\mathrm{M}\,\epsilon\,\Delta\mathrm{t}}{N_{ex}}\right]$$

avec N_{ex} est ici le nombre d'événements $\beta\beta0\nu$ exclus. A partir de $(\mathrm{T}^{0\nu}_{1/2})_{lim}$, on obtient une limite supérieure sur la masse effective qui s'écrit :

$$\langle m_\nu\rangle < \langle m_\nu\rangle_{lim} = \sqrt{\frac{A}{ln2N_A}}\,\frac{1}{\sqrt{C_{0\nu}}|M^{0\nu}|}\,\sqrt{\frac{N_{ex}}{\mathrm{M}\,\epsilon\,\Delta\mathrm{t}}}$$

avec $C_{0\nu}$ le terme d'espace de phase et $|M^{0\nu}|$ l'élément de matrice nucléaire. Une expérience cherchera donc pour un noyau donné et une durée Δt donnée à atteindre une masse effective limite la plus basse possible c'est-à-dire qu'il faut que le détecteur ait une efficacité au processus $\beta\beta0\nu$, et une masse M de source la plus grande possible. Par ailleurs comme N_{ex} est fonction croissante du nombre d'événements de bruit de fond, alors la sensibilité d'une expérience en terme de masse effective est d'autant plus grande que le bruit de fond est élevé. Dans le cas idéal où le bruit de fond est nul, alors $N_{ex} = 2{,}3$ à un niveau de confiance de 90%. On a donc :

$$\langle m_\nu\rangle < \langle m_\nu\rangle_{lim} = \sqrt{\frac{2{,}3\,A}{ln2N_A}}\,\frac{1}{\sqrt{C_{0\nu}}|M^{0\nu}|}\,\sqrt{\frac{1}{\mathrm{M}\Delta\mathrm{t}\epsilon}}\ (90\%\ \mathrm{CL})$$

1.6.3 Les expériences $\beta\beta$

Historiquement, la première mesure de la double désintégration β s'est faite par une méthode géochimique en 1968 par T.Kirsten pour le ^{130}Te [25]. Cette méthode consiste à mesurer dans un minerai contenant des émetteurs $\beta\beta$ l'abondance isotopique des noyaux fils (^{130}Xe dans le cas du ^{130}Te) par analyse chimique ou par spectroscopie de masse. Avec cette méthode on ne peut distinguer la désintégration $\beta\beta2\nu$ de la désintégration $\beta\beta0\nu$.

Les expériences pouvant distinguer $\beta\beta2\nu$ et $\beta\beta0\nu$ sont de 2 types :

- **source = détecteur** : ce type d'expérience utilise la source comme détecteur et présente l'avantage d'avoir une grande efficacité (proche de 100%). De plus il n'y a, a priori, pas de limitation sur l'épaisseur de la source $\beta\beta$ puisque les rayonnements β émis par la désintégration $\beta\beta$ y sont directement détecté. Mais ces expériences ne sont sensibles qu'au spectre en énergie des 2 électrons ce qui limite la reconnaissance des différents bruit de fond.

- **source $\neq$ détecteur** : La source et le système de détection sont différents. L'avantage principal de ces expériences, comme l'expérience NEMO3, est que l'on peut étudier facilement plusieurs noyaux. De plus ce type d'expérience est conçut pour reconstruire la trajectoire des 2 électrons depuis le point d'émission dans la source. Cela permet donc de signer efficacement

le bruit de fond pour pouvoir le rejeter. La source est cependant passive et l'épaisseur de source doit être suffisamment mince pour que les électrons de la désintégration $\beta\beta$ puissent être détecté sans perte d'énergie trop grande. Cela est donc un facteur limitant sur la quantité d'isotope que l'on peut mettre dans ce type d'expérience.

Les expériences où source et détecteur sont identiques

Dans ce type d'expérience, on mesure uniquement la somme en énergie des 2 électrons provenant de la désintégration $\beta\beta$. On distingue alors la raie $\beta\beta0\nu$ du spectre continu $\beta\beta2\nu$. Il est donc difficile de reconnaître le bruit de fond. Ces expériences ont cependant une très bonne résolution en énergie qui permet d'avoir une fenêtre énergétique pour la raie $\beta\beta0\nu$ très petite.

- **Les détecteurs semiconducteurs Germanium** étudient une source ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta} \approx 2039$keV) sous la forme de cristaux ultra-purs. Actuellement, 2 expériences utilisent cette technique : l'expérience Heidelberg-Moscow et l'expérience IGEX[4]. L'expérience Heidelberg-Moscow[27] est installée au laboratoire souterrain du Gran Sasso et dispose de 5 cristaux de germanium enrichis à 86% en ^{76}Ge représentant une masse de 11,5kg. L'expérience IGEX[29] est répartie sur 2 sites l'un au laboratoire souterrain de Canfranc et l'autre au laboratoire de Baksan. Cette expérience utilise 8 kg de sources (3x2kg à Canfranc et 3x0,7kg à Baksan) enrichies à 86% en ^{76}Ge. La résolution[5] de ces expériences au niveau du pic $\beta\beta0\nu$ est d'environ 0,1%. En analysant le signal, il est possible de rejeter une partie du bruit de fond : c'est la méthode Pulse Shape Discrimination (PSD). Avec cette méthode on peut reconnaître si l'excitation du cristal est ponctuelle comme dans le cas d'une désintégration $\beta\beta$ ou si l'excitation s'est développée sur plusieurs site comme un photon faisant plusieurs diffusion Compton dans le cristal.

  Ces 2 expériences donnent actuellement les meilleures limites sur la masse effective du neutrino. Le tableau 1.3 donne la valeur limite de la demi-vie du processus interdit et de la masse effective.

expérience	masse x temps kg.année	$\left(T^{0\nu}_{1/2}\right)_{lim}$ (90% CL) années	$\langle m_\nu \rangle_{lim}$ (90% CL) eV
IGEX [29]	8,9	$1{,}57.10^{25}$	0,33 - 1,35 (*)
Heidelberg-Moscow[28]	24	$1{,}6.10^{25}$	0,39 (*)

Tableau 1.3: *Résultats des expériences IGEX et Heidelberg-Moscow utilisant des détecteurs Germanium. (*) Alors que l'expérience IGEX présente ces résultats en utilisant plusieurs calculs des éléments de matrice nucléaire, l'expérience Heidelberg-Moscow n'utilise qu'un seul calcul d'éléments de matrice pour présenter sa sensibilité.*

- **Les détecteurs bolométriques** utilisent le réchauffement de la source étudiée lors de la traversée de la particule β. Le cristal diélectrique est maintenu à une température d'une dizaine de mK afin d'obtenir une capacité calorifique la plus faible possible pour que l'élévation de température due au dépôt d'énergie de la particule β soit la grande possible.

  L'expérience MI-BETA[30] situé au Gran Sasso, utilise 20 cristaux d'oxyde de tellure naturel de 340 g chacun. Chaque cristal est maintenu à une température de 11-13 mK. Cette expérience étudie la double désintégration β du ^{130}Te ($Q_{\beta\beta}$=2530keV). La résolution du

[4] International Germanium Experiment

[5] résolution = $\frac{\Delta E}{E}$ avec ΔE la largeur à mi-hauteur du pic.

détecteur est très bonne. Pour la raie de 2,615 MeV du ^{208}Tl, on a une résolution d'environ 0,3%. MI-BETA est un prototype d'une expérience plus importante CUORICINO de 56 cristaux représentant une masse de 42kg qui est en cours de construction. Une première limite sur la demi-vie du processus $\beta\beta$ interdit du ^{130}Te a été obtenue [31] :

$$(T^{0\nu}_{1/2})_{lim} = 1,44.10^{23} \text{ années (90\% CL)}$$

- L'expérience Gotthard Xe [32] est particulière car la source de la double désintégration β, le ^{136}Xe ($Q_{\beta\beta}$=2480keV), est le gaz de la TPC qui détecte les 2 électrons. Le détecteur dispose de 180l de ^{136}Xe à 5 bars équivalent à 3,3 kg d'isotope. Il est situé dans le laboratoire souterrain du Gotthard. L'énergie des 2 électrons est obtenue en mesurant la longueur des traces issues d'un même vertex. Cette technique permet de réduire le bruit de fond car on reconnaît les électrons mais la résolution en énergie est plus mauvaise que les détecteurs Germanium ou les bolomètres. A 2,5MeV, la résolution est en effet d'environ 4%. La limite obtenu sur 6013 heures est pour le processus $\beta\beta0\nu$:

$$T^{0\nu}_{1/2} > 4,4.10^{23} \text{ années}$$

Les expériences où source et détecteur sont distincts

Dans ce type d'expériences, on mesure non seulement l'énergie des électrons, mais on reconstruit la trajectoire des électrons et leur temps de vol ce qui est un critère puissant pour rejeter le bruit de fond. C'est avec un détecteur gazeux qu'en 1987 le groupe d'**Irvine** [33] a mesuré de façon directe la désintégration $\beta\beta$ permise. Cette expérience utilisait une TPC avec au centre une feuille d'environ 10μ d'épaisseur de ^{82}Se de 14g. Actuellement, l'expérience NEMO3[34] et l'expérience ELEGANT V [35] utilise aussi une source de faible épaisseur avec un détecteur de traces autour pour identifier les 2 électrons β. Nous détaillerons dans les prochains chapitres le détecteur NEMO3. ELEGANT V est un détecteur situé dans le laboratoire souterrain Otto Cosmo Observatory (1200m equiv. eau). Le détecteur consiste en 2 feuilles sources de ^{100}Mo(171 g), 3 chambres à dérive pour mesurer la trajectoire des 2 β, des scintillateurs plastiques pour mesurer l'énergie des β et obtenir leur temps d'arrivée, et des scintillateurs NaI pour détecter les γ et les X. La limite sur la demi-vie (à 90% CL) que l'expérience obtient pour le processus $\beta\beta0\nu$ est de $0,43.10^{23}$ années ce qui représente une limite sur la masse effective de 2,3 eV (cf [36]).

1.6.4 Conclusion

La génération actuelle d'expériences a une sensibilité de l'ordre de 0,5-1eV, l'incertitude venant du calcul des éléments de matrices. Dans un proche avenir, les expériences comme NEMO3 peuvent espérer atteindre une limite sur la masse effective de l'ordre de 0,1 eV. Les futures expériences $\beta\beta$ auront donc pour but d'atteindre une masse effective un ordre de grandeur en dessous c'est-à-dire 0,01 eV. Il faut donc augmenter la masse d'isotope et réduire le bruit de fond des expériences $\beta\beta$. Nous citerons 2 expériences "futuristes" particulièrement ambitieuses :

- Le projet GENIUS[6] proposé par la collaboration Heidelberg-Moscow, consiste en 400 diodes Germanium enrichi en ^{76}Ge représentant une masse de 1 tonne ! Le refroidissement des cristaux se fera par un réservoir d'azote liquide qui fera aussi office de blindage.
- Le projet CUORE[7] sur le même principe que MI-BETA consiste en 1020 cristaux de tellure naturel ce qui représente une masse de 775 kg. C'est une extension du prototype actuel CUORICINO.

[6] Germanium in the liquid Nitrogen Setup

[7] Cryogenic Underground Observatory for Rare Events

1.7 L'oscillation des neutrinos et La double désintégration $\beta\beta0\nu$

J'ajouterai pour terminer ce chapitre un commentaire sur une estimation possible de la masse effective à partir des expériences sur les oscillations de neutrino. Les expériences d'oscillations des neutrinos sont sensibles, comme la masse effective, à la matrice de mélange U et aux états propres de masse. A partir de l'analyse des données de ces expériences, il est donc possible de mettre des contraintes sur la masse effective suivant les divers scénarios d'organisation des états propres de masse. Il est alors intéressant d'étudier les sensibilités actuelles et futures des expériences $\beta\beta$ vis à vis de ces contraintes.

Comme l'état propre de propagation ne correspond pas à l'état de saveur dans le cas général, il est alors possible que le neutrino puisse osciller d'un état de saveur à un autre. Ainsi après une propagation sur une distance L, un neutrino ν_α de saveur α et d'énergie E peut osciller vers un neutrino ν_β de saveur β avec une probabilité (cf [37]) :

$$P_{\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\alpha} = \left| \delta_\alpha \beta + \sum_{k=2}^{n} U_{\beta k} U^*_{\alpha k} \left[exp\left(-i \frac{\Delta m^2_{k1}}{2\mathrm{E}} \right) - 1 \right] \right|^2$$

avec $\Delta m^2_{kj} = m^2_k - m^2_j$. Les expériences sur les oscillations de neutrinos, grâce à cette probabilité, sont sensibles à la matrice de mélange U et aux valeurs propres de masse. Elles peuvent donc apporter des contraintes sur la masse effective.

De l'analyse des données de toutes les expériences d'oscillations, il se dégage 3 valeurs de Δm^2 différentes (cf [38]):

- neutrinos atmosphériques : L'expérience SuperKamiokande donne de forte indication en faveur d'une oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ avec un $\Delta m^2_{atm} \approx 10^{-3}$ eV^2
- neutrinos solaires : Les expériences sont en faveur d'une oscillation du ν_e vers une autre saveur ou un neutrino stérile. Il y a 2 Δm^2 possible suivant le modèle d'oscillation utilisé : $\Delta m^2_{sol} \approx 10^{-5}(MSW)$ eV^2 ou 10^{-10} eV$^2(oscillationdanslevide)$
- L'expérience LSND sur accélérateur semble avoir observé une oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \longrightarrow \bar{\nu}_e$ avec un $\Delta m^2_{LSND} \approx 1$ eV^2

Si on considère que l'expérience LSND a bien observé une oscillation entre ν_μ et ν_e alors il faut qu'il y ait 4 états de masses avec un neutrino stérile. En revanche, si l'on ne croit pas aux résultats de LSND qui doivent être confirmés ou infirmés par d'autres expériences alors 3 états de masses suffisent. D'après [38] et [39], il y a 3 gammes de valeurs possibles pour la masse effective suivant les scénarios d'organisation des états de masses :

1. $\langle m_{\nu_e} \rangle \approx 1eV$ si :

   $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ (dégénérescence)

   ou

   $m_1 < m_2 << m_3 < m_4$ avec $\Delta m^2_{12} = \Delta m^2_{atm}$ et $\Delta m^2_{34} = \Delta m^2_{sol}$

2. $\langle m_{\nu_e} \rangle \approx 0,1eV$ si $m_1 << m_2 \approx m_3$ (dégénérescence partielle)

3. $\langle m_{\nu_e} \rangle \approx 0,01eV$ si :

   $m_1 << m_2 << m_3$ (hiérarchie)

   ou

   $m_1 < m_2 << m_3 < m_4$ avec $\Delta m^2_{12} = \Delta m^2_{sol}$ et $\Delta m^2_{34} = \Delta m^2_{atm}$

Dans le cas de 3 états de masse, les expériences $\beta\beta$ actuelles ou de l'avenir proche sont sensibles aux scénarios de dégénérescence ou de dégénérescence partielle. Mais seules les expériences du futur (GENIUS) seront sensibles à l'hypothèse de la hiérarchie des masses.

Finalement, la désintégration $\beta\beta0\nu$, si elle est observée, nous apportera non seulement des indications sur la nature du neutrino mais aussi permettra de rejeter certains spectres de masses. En effet si l'on découvre un signal $\beta\beta0\nu$ avec une masse effective de l'ordre de 0,1 eV, cela voudra dire que la hiérarchie de masse n'est pas un scénario valable.

Partie I

L'EXPERIENCE NEMO3

NEMO3 [34] est une expérience de recherche de double désintégration $\beta\beta$, de très faible radioactivité, dont le détecteur est distinct de la source. Ainsi il est possible d'étudier plusieurs isotopes candidats à la double désintégration β sans émission de neutrino $\beta\beta0\nu$ (^{100}Mo, ^{116}Cd, ^{82}Se, ^{130}Te, ^{150}Nd, ^{96}Zr, ^{48}Ca) sous forme de feuille mince d'environ 50μm d'épaisseur. Le détecteur peut reconnaître les particules β provenant des sources grâce à une chambre à dérive fonctionnant en régime Geiger, et mesurer leur énergie avec un calorimètre composé de scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs (PM) de très faible radioactivité. Afin de pouvoir distinguer les paires électrons-positrons, une bobine entourant le détecteur crée un champ magnétique de 30 Gauss. Pour se protéger du rayonnement extérieur, NEMO3 est recouvert par un blindage aux γ de 18 cm de fer et par un blindage aux neutrons. Il est installé au *Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)* dans le tunnel routier du Fréjus, protégé du rayonnement cosmique par 1780 mètres de roche (4850 m équivalent eau).

Le détecteur NEMO3 a été dimensionné afin d'être suffisamment sensible pour mesurer une demie-vie jusqu'à 10^{25} années pour la $\beta\beta0\nu$, jusqu'à 10^{22} années pour la double désintégration β permise $\beta\beta2\nu$ et jusqu'à 10^{23} années pour la double désintégration β avec émission d'un Majoron $\beta\beta\chi$. Le détecteur est sensible à une masse effective du neutrino de Majorana de 0,1 à 0,3 eV. Ce détecteur peut accueillir 10 kg d'isotopes enrichis et toutes les parties du détecteur ont du vérifier de sévères spécifications en radiopureté. Avec une période de 10^{25} ans pour la $\beta\beta0\nu$ du ^{100}Mo, on s'attend à observer environ 0,5 événements par kg et par an. Soit typiquement 5 événements de signal pour 10 kg de source.

Ce détecteur est issu de 10 années de recherche et développement. Deux prototypes NEMO1[40] et NEMO2[34] ont permis de caractériser non seulement le fonctionnement et le design des différentes parties de NEMO3, mais aussi de comprendre les origines du bruit de fond de l'expérience et de mesurer avec NEMO2 la durée de vie de la $\beta\beta$ permise du ^{100}Mo[16], du ^{116}Cd[17], du ^{82}Se[14] et du ^{96}Zr[22]. La construction du détecteur est terminée, et son installation au LSM sera achevée en août 2001.

Le détecteur NEMO3 mesurera le spectre de la somme en énergie des deux électrons venant d'un même point d'émission (vertex) dans la source. Il pourra donc :

1. détecter la trace des électrons afin de déterminer leur vertex d'émission, grâce à une chambre à fils à dérive,

2. mesurer leur énergie grâce à un calorimètre.

Le défi de cette expérience est de mesurer une ultra-faible radioactivité provenant des sources $\beta\beta0\nu$. Elle doit donc s'affranchir des bruits de fonds radioactifs des sources elles-mêmes, du détecteur et de son environnement extérieur. Le détecteur doit donc répondre à un certains nombre de critères :

1. il devra être placé dans un laboratoire souterrain;

2. tous ses constituants devront être qualifiés par des mesures en radiopureté pour vérifier leur très faible radioactivité;

3. il devra pouvoir identifier et rejeter les particules émises à l'extérieur des sources en mesurant leur temps de vol dans le détecteur;

4. il sera capable de mesurer son propre niveau de radiopureté en mesurant l'activité des isotopes du bruit de fond, grâce à une bonne efficacité aux photons et à sa capacité à détecter les particules α;

5. il devra pouvoir faire la différence entre électron et positron pour rejeter les créations de paires dans les sources simulant la $\beta\beta0\nu$;

6. enfin, il devra être blindé aux photons et aux neutrons provenant du laboratoire.

Nous verrons dans cette partie comment NEMO3 répond à ces exigences et quelle est sa sensibilité à la mesure de la $\beta\beta0\nu$.

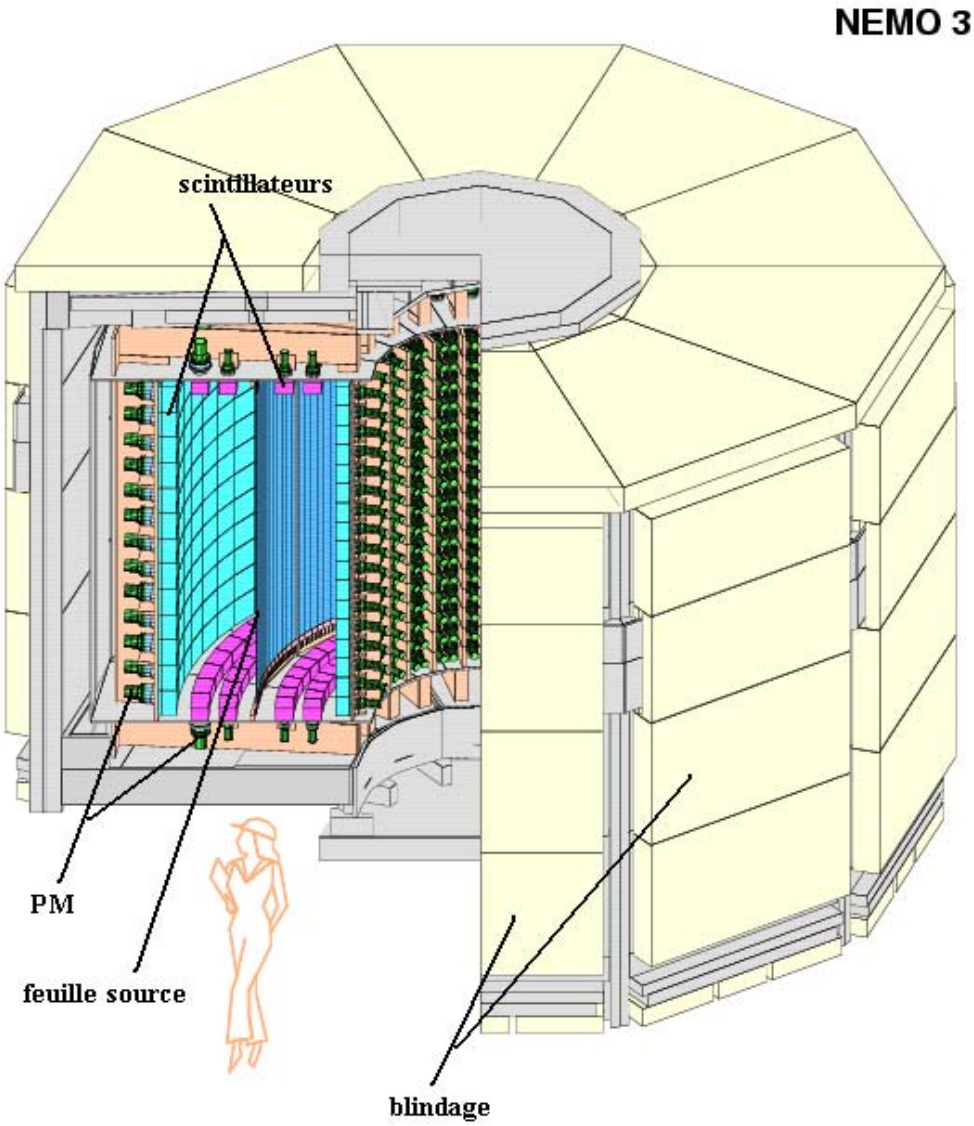


Figure 1.6: *Schéma du détecteur NEMO3. Les différentes parties du détecteur sont: la feuille source (zone bleu foncé), les scintillateurs du mur interne et externe (zone bleue claire), en violet: les scintillateurs du pétale du haut et du bas, les photomultiplicateurs PM (zone verte), le blindage (zone jaune). Invisible sur l'image, entre la source et les murs interne et externe se trouve la chambre à fils.*

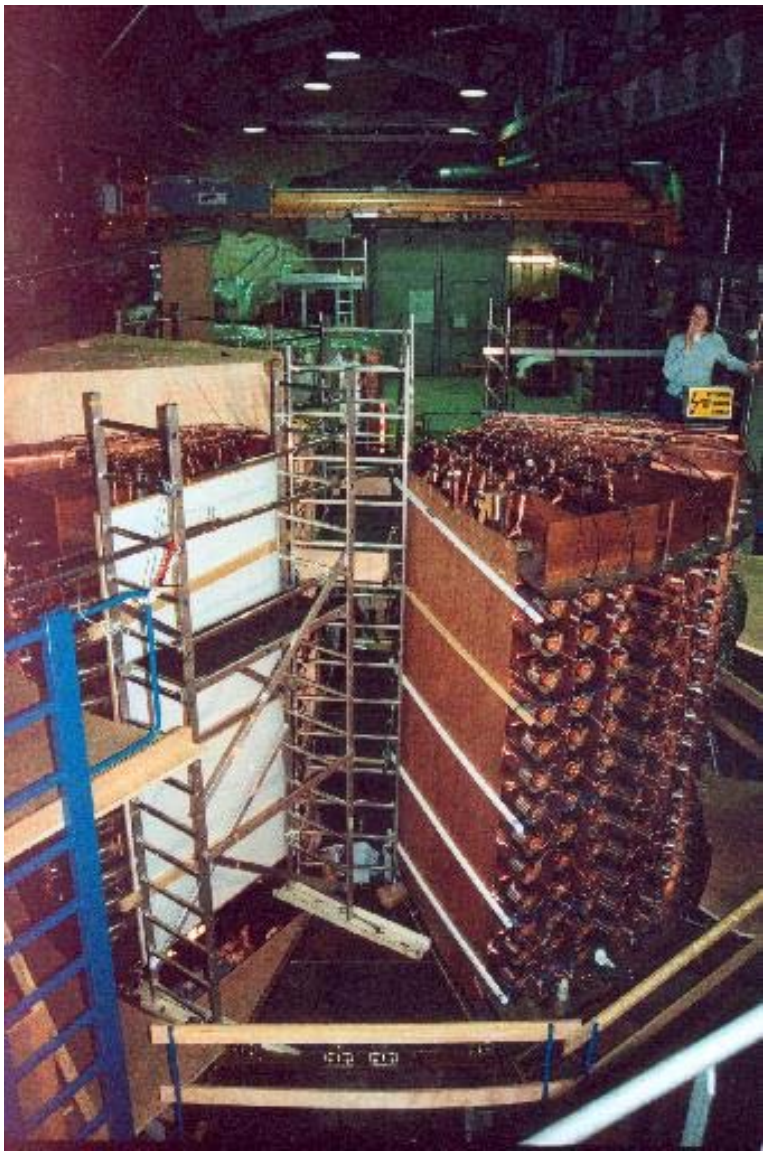


Figure 1.7: *Cette photo représente l'état d'avancement en janvier 2001 de l'installation des secteurs de NEMO3 dans le grand hall du LSM. L'Italie est du côté gauche et la France du côté droit de l'image. Il y a 9 secteurs sur la charpente dont 6 sont en cours de test et d'interconnexion.*

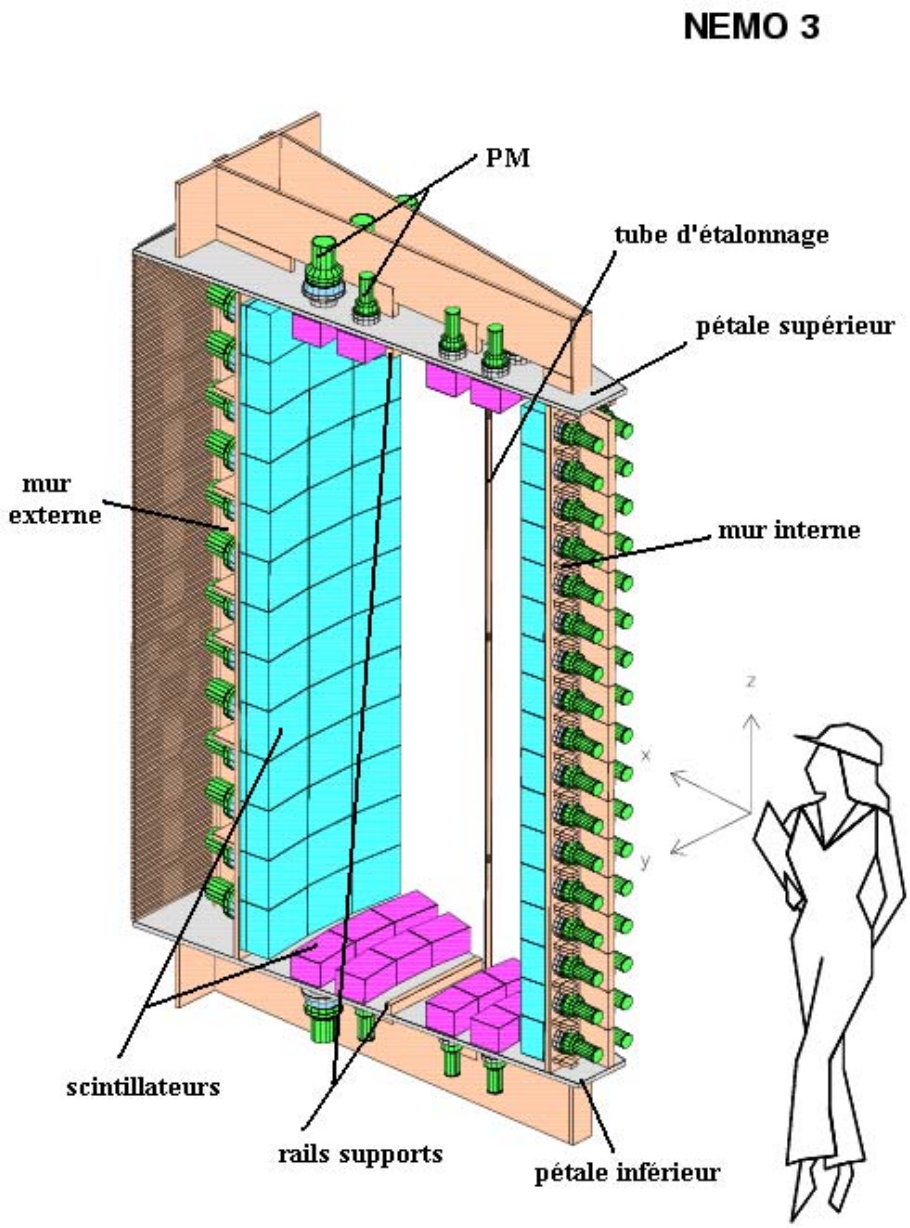


Figure 1.8: *Schéma d'un des 20 secteurs de NEMO3. Chaque secteur dispose de 97 PM+scintillateur, de 309 cellules de dérives, de 2 rails supports, en haut et en bas, pour guider la feuille source, et d'un mince (largeur 7cm) tube d'étalonnage (à l'image sur l'extrémité droite du secteur). Le pétale du haut et du bas sont en fer pour refermer les lignes de champ magnétique, le mur interne et le mur externe sont en cuivre.*

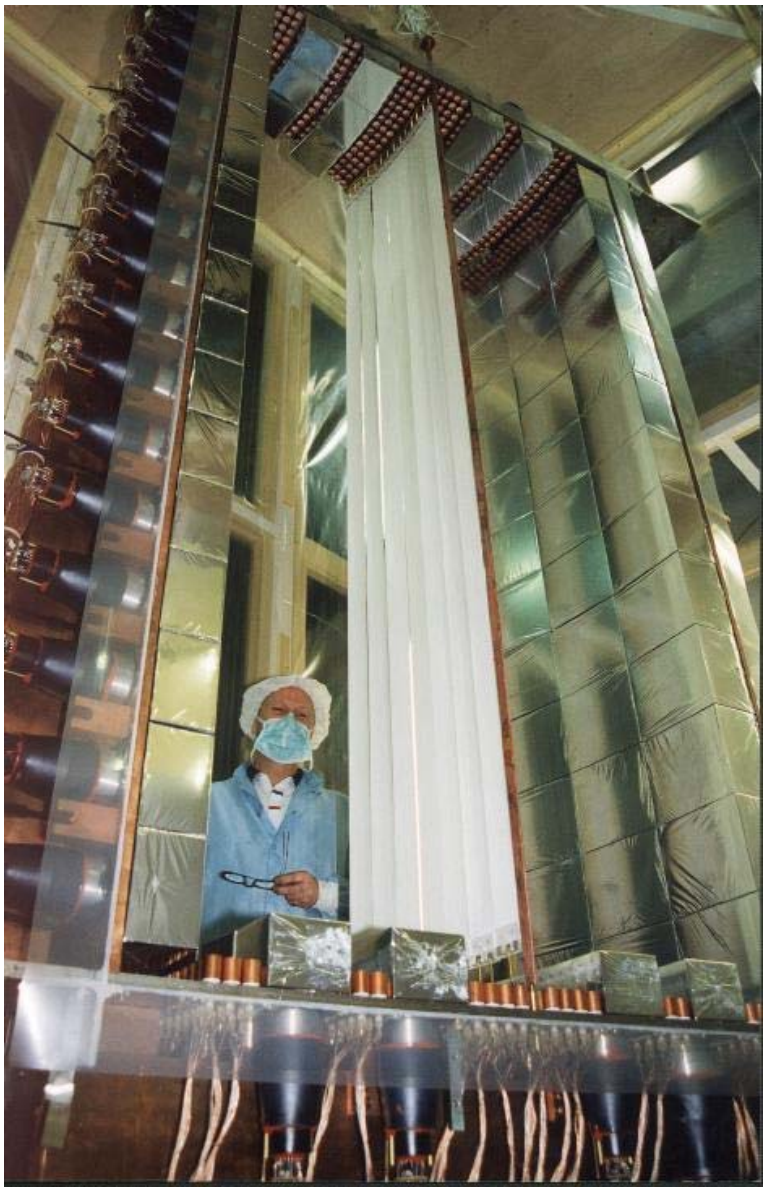


Figure 1.9: *Photo du secteur 19 lors de l'introduction, en tente propre, de la source de Tellure naturel. La source se situe au milieu du secteur, entourée de chaque côté par la chambre à fils dont nous pouvons distinguer, sur les pétales du haut et du bas, les anneaux cathodiques en cuivre des cellules de dérives. Sur les murs interne et externe, et sur les pétales, les blocs de scintillateurs plastiques sont enveloppés par une feuille de mylar aluminisé. En prolongement des scintillateurs, une enveloppe de couleur noire protège les photomultiplicateurs de la lumière ambiante. Au niveau de la source sur la droite, on peut voir le tube d'étalonnage en cuivre équipé de 3 fenêtres en kapton très mince.*

Chapitre 2

Les bruits de fond radioactifs de l'expérience NEMO3

L'expérience NEMO3 est avant tout une expérience de bas bruit de fond radioactif. Tout au long de la description du détecteur (chapitre suivant), nous verrons que la réduction du bruit de fond impose sans cesse des contraintes dans la conception du détecteur. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de décrire les origines du bruit de fond avant de présenter en détail le détecteur.

Les origines du bruit de fond sont multiples :

- les radio-isotopes de la radioactivité naturelle présents même à l'état de trace dans les feuilles sources (bruit de fond interne), et présents aussi dans le blindage et les constituants du détecteur;
- l'infiltration éventuelle de radon présent dans l'air du laboratoire;
- les neutrons de fission spontanée ou de réactions (α,n) des roches ainsi que les γ de haute énergie du laboratoire.

L'étude de la double désintégration bêta sans émission de neutrino de la plus grande partie des noyaux que nous étudions (^{100}Mo et ^{82}Se) impose cependant une fenêtre de mesure autour de 3 MeV. Les deux seuls radioéléments naturels produisant une radioactivité avec une énergie de l'ordre de 3 MeV, sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi descendant du thorium et de l'uranium. Ils font donc naturellement partie des radio-isotopes de notre environnement.

2.1 Les origines du bruit de fond

2.1.1 La radioactivité naturelle

Le potassium K, l'uranium U, et le thorium Th, sont les trois principales sources de la radioactivité naturelle. Ces survivants de la formation du système solaire, ont une demi-vie très grande de l'ordre de grandeur de l'âge de la Terre. Elles sont présentées dans le tableau 2.1.

Le Potassium donne du Calcium 40 par radioactivité β, ou de l'Argon 40 par capture électronique. Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte du potassium car son rayonnement a une énergie inférieure à 1,5 MeV, ce qui est trop faible pour entrer dans la fenêtre en énergie associée à la $2\beta0\nu$ du ^{100}Mo.Quant à l'Uranium et au Thorium, ils sont les parents de longues chaînes radioactives (voir figure 2.1).

Pour l'Uranium, il existe en fait deux chaînes, l'une pour l'isotope ^{235}U et l'autre pour l'isotope ^{238}U. Cependant dans la chaîne de l'^{235}U, il n'y a aucun radioélément produisant un rayonnement

	demi-vie (années)	noyau fils
^{40}K	$1,25.10^{9}$	^{40}Ca
^{235}U	$7,13.10^{8}$	chaîne radioactive
^{238}U	$4,49.10^{9}$	chaîne radioactive
^{232}Th	$13,9.10^{9}$	chaîne radioactive

Tableau 2.1: *Liste des radioéléments source de la radioactivité naturelle.*

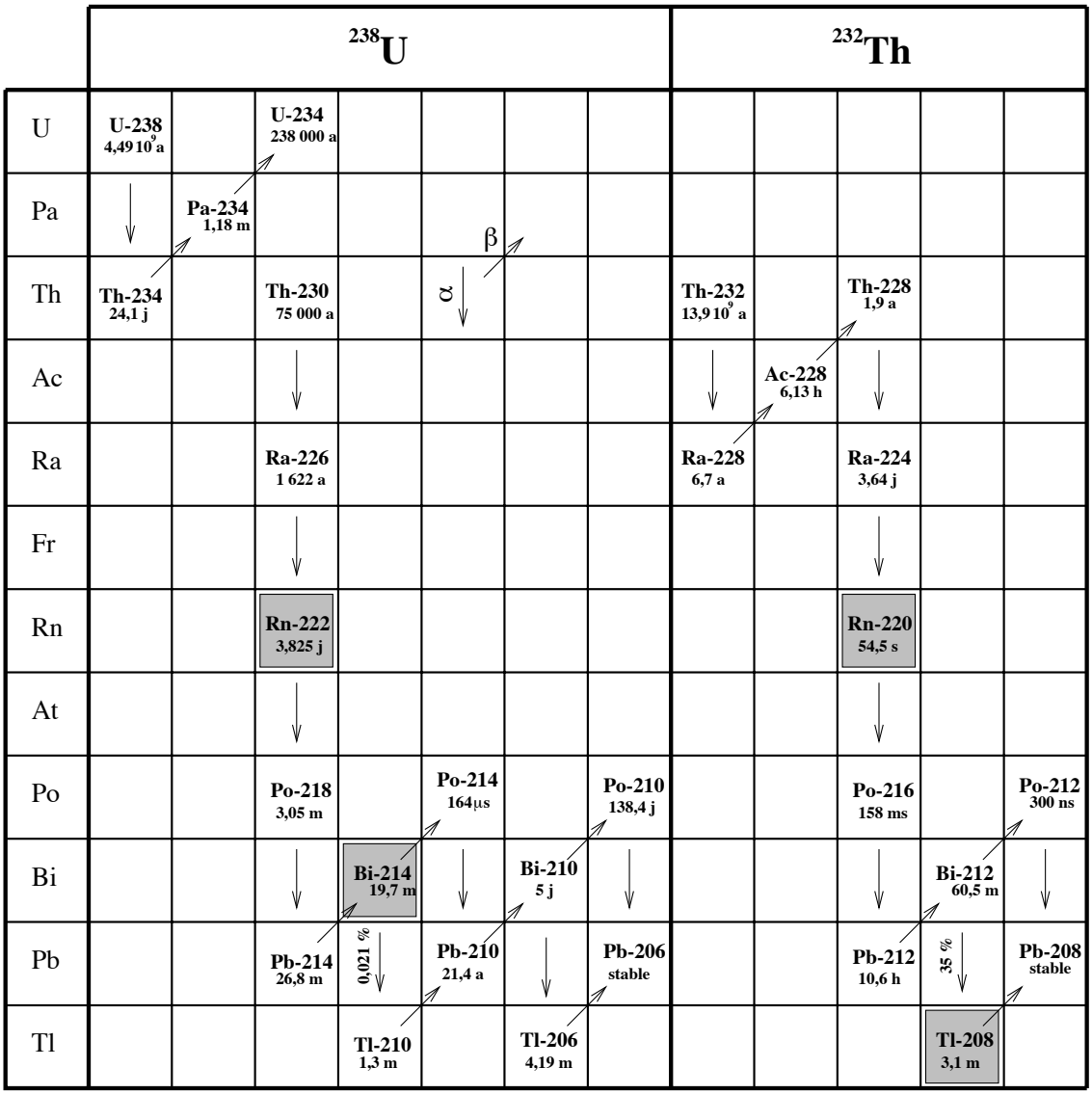


Figure 2.1: *Les deux principales chaînes de la radioactivité naturelle. En grisée, les isotopes les plus gênant pour NEMO3 : le radon ^{222}Rn, le thoron ^{220}Rn,* le ^{214}Bi et le ^{208}Tl.

suffisamment énergétique pour simuler un événement $\beta\beta0\nu$ autour de 3 MeV. De plus l'abondance isotopique de l'^{235}U n'est que de 0,7 %, sa contribution à l'activité de l'uranium est donc faible. C'est la raison pour laquelle nous ne tiendrons pas compte de cette chaîne radioactive.

Ces chaînes radioactives fournissent les trois types de rayonnement α, β et γ. Le tableau 2.2 [41] présente l'intensité des raies gamma des radio-isotopes des deux chaînes principales venant de l'^{238}U et du ^{232}Th. Nous pouvons remarquer ,d'une part, que les raies les plus intenses et les plus énergétiques proviennent du ^{208}Tl et du ^{214}Bi, et d'autre part que le thallium émet le gamma le plus énergétique (2,615MeV) de la radioactivité naturelle, avec une intensité de 36 % par rapport aux autres noyaux de la chaîne.

noyau	énergie en keV	intensité (en %) par désintégration d'un atome ^{238}U	noyau	énergie en keV	intensité (en %) par désintégration d'un atome ^{232}Th
^{238}U			^{232}Th		
^{232}Th	63,0	4,5	^{228}Ac	129,1	2,2
	92,4	2,6		209,3	3,8
	92,8	2,6		270,2	11,2
^{226}Ra	186,2	3,5		463,0	4,5
^{214}Pb	242,0	7,1		794,7	4,3
	295,2	18,1		911,1	26,6
	351,9	35,1		964,6	5,1
^{214}Bi	609,3	44,6		969,1	16,2
	768,4	4,8		1588,0	3,3
	934,6	3,1	^{224}Ra	241,0	4,1
	1120,3	14,7	^{212}Pb	238,6	43,5
	1238,1	5,8		300,1	3,3
	1377,6	3,9	^{212}Bi	727	7,3
	1408,0	2,4	**^{208}Tl**	278	2,3
	1509,2	2,1		511	7,9
	1729,6	2,9		583	30,7
	1764,5	15,1		860,4	4,6
	1847,4	2,0		**2614,7**	**35,6**
	2204,2	5,0			

Tableau 2.2: *Raies gamma des chaînes radioactives de l'^{238}U et du ^{232}Th dont l'intensité est supérieure à 2 % [41]. Les deux éléments fournissant le rayonnement gamma le plus énergétique et le plus intense, sont le ^{214}Bi et le ^{208}Tl. En outre, le ^{208}Tl émet un gamma de 2,615 MeV, le plus énergétique, avec une forte intensité de près de 36 % par rapport aux autres éléments de la chaîne.*

En fait, dans les chaînes radioactives de l'^{238}U et du ^{232}Th, seuls le ^{208}Tl et le ^{214}Bi peuvent produire un rayonnement dont l'énergie est suffisante pour simuler, autour de 3 MeV, un événement $2\beta0\nu$ venant d'un noyau de ^{100}Mo.

Le ^{208}Tl et le ^{214}Bi

Ces deux noyaux se désintègrent par radioactivité β avec une énergie disponible Q supérieure à 3 MeV (voir le tableau 2.3).

Après une émission β vers un des états excités des noyaux fils, ceux-ci émettent un rayonnement gamma de désexcitation caractéristique dont les transitions principales sont représentées sur les

	demi-vie (minutes)	Q (MeV)	noyau fils
^{208}Tl	3,053	4,99	^{208}Pb stable
^{214}Bi	19,7	3,27	^{214}Po émetteur α

Tableau 2.3: *Ces deux noyaux constituent la principale source de bruit de fond pour l'étude de la* $2\beta0\nu$.

figures 2.2 et 2.3 obtenu à partir de [42].

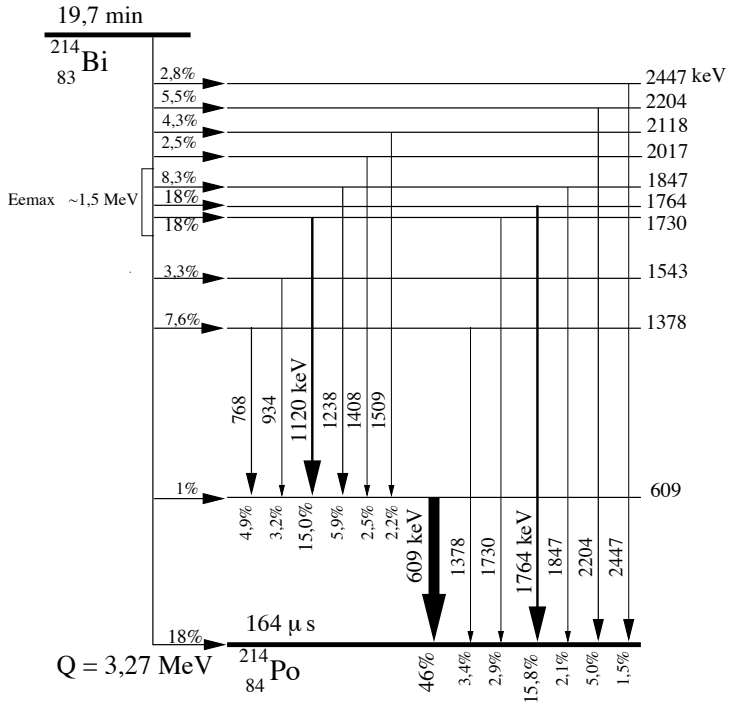


Figure 2.2: *Schéma partiel de désintégration du* ^{214}*Bi vers le* ^{214}*Po, où ne figurent que les transitions dont le rapport d'embranchement est supérieur à 2% (sauf pour la raie à 2447 keV). Le polonium se désintègre ensuite au bout de 164* μ*s en émettant un alpha.*

Le ^{214}Bi émet un rayonnement β les 5 transitions β principales (>5%) sont indiquées dans le tableau 2.4 obtenu à partir de [43]. L'énergie cinétique maximum est très élevée à 3270keV. Nous distinguons trois raies γ principales de désexcitation du noyau fils ^{214}Po : 609 keV, 1120 keV et 1764 keV. Enfin parmi les raies non négligeables (supérieure à 1%), le photon le plus énergétique est à 2447 keV.

Le ^{214}Po se désintègre en émettant un α d'énergie de 7,687MeV avec une demi-vie de 164μs. NEMO3 est capable de détecter les particules α car le gaz de la chambre à fils (He+alcool) est très transparent. La désintégration du ^{214}Bi suivi du ^{214}Po, est appelée le *mécanisme BiPo*. La détection du $\beta\gamma$ venant du ^{214}Bi, suivi de la détection de l'α du ^{214}Po, permettra de caractériser la contamination des feuilles sources en ^{214}Bi.

Le ^{208}Tl se désintègre par radioactivité β principalement dans 3 transitions (voir tableau 2.4). L'énergie cinétique moyenne dans ces transitions est de 568 keV. Au niveau du rayonnement γ, nous retrouvons la raie intense et très énergétique à 2,615 MeV; puis après un long "gap énergétique", nous avons deux autres raies intenses à 511 et 583 keV. Dans 0,2% des transitions donnant le γ de 2,615 MeV, il y a émission d'un électron de conversion interne dont l'énergie est suffisamment élevée pour intervenir directement dans le bruit de fond de la $\beta\beta0\nu$. Aussi la présence de ^{208}Tl est

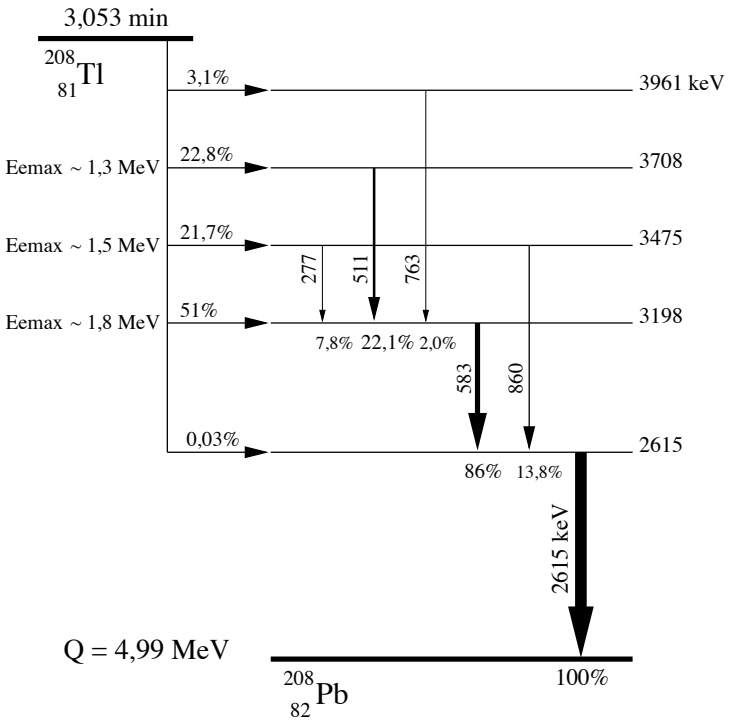


Figure 2.3: *Schéma partiel de désintégration du ^{208}Tl vers le ^{208}Pb, où ne figure que les transitions dont le rapport d'embranchement est supérieur à 2%. Nous remarquons que la raie à 2,615 MeV (proche de 3 MeV) est toujours présente. Elle contribue donc fortement au bruit de fond.*

^{214}**Bi**		
Intensité (%)	Ec$_\beta$max (keV)	$<$Ec$_\beta>$ (keV)
8,4	1423	492
17,7	1505	525
17,6	1540	539
7,7	1893	684
17,8	3270	1269
^{208}**Tl**		
24,0	1285	440
22,2	1519	533
49,3	1796	647

Tableau 2.4: *Intensité, énergie cinétique maximum ($Ec_\beta max$) et énergie cinétique moyenne ($<Ec_\beta>$) de l'électron de la radioactivité β du noyau ^{214}Bi et du noyau ^{208}Tl.*

très dangereuse dans les sources.

Le radon et le thoron

Le radon ^{222}Rn et le thoron ^{220}Rn sont respectivement des gaz rares des chaînes radioactives de l'uranium ^{238}U et du thorium ^{232}Th (voir figure 2.1), qui proviennent des roches. Le radon a une demi-vie de 3,8 jours alors que le thoron a une demi-vie de 54,5 secondes. Ils sont volatils et ont un grand pouvoir de diffusion car ils n'interagissent pas chimiquement. Ils peuvent donc s'infiltrer dans le détecteur et leurs descendants peuvent produire un bruit de fond radioactif, notamment le ^{214}Bi pour le radon et le ^{208}Tl pour le thoron. Lorsque le radon et le thoron se désintègrent par radioactivité α, ils émettent respectivement un ion $^{218}Po^{+}$ et un ion $^{216}Po^{+}$. Ces ions peuvent se coller aux surfaces et les contaminer.

Dans NEMO3, le radon a deux origines possibles :

1. l'air du laboratoire qui va nous gêner surtout dans l'espace libre au milieu du détecteur (la tour centrale);
2. à l'intérieure des bouteilles d'hélium qui alimentent la chambre à fils.

Un système de ventilation d'azote est prévu pour évacuer le radon de la tour centrale. Nous verrons au paragraphe 3.3.5 comment nous comptons contrôler le taux de radon dans le mélange gazeux de la chambre à fils.

2.1.2 Les neutrons et le rayonnement γ

Dans le L.S.M. la radioactivité naturelle de la roche produit un rayonnement γ et des neutrons. Les neutrons après leur capture radiative dans le détecteur ou dans le laboratoire produisent des photons γ de haute énergie (>4MeV). La composante haute énergies des photons est une source de bruit de fond pour l'expérience lorsque par exemple le photon crée une paire e^{+}-e^{-} dans la source simulant ainsi un événement $\beta\beta$ qui pourra être rejeté dans NEMO3 grâce à un champ magnétique.

Les neutrons

Les roches du laboratoire souterrain produisent des neutrons provenant des réactions (α,n) ou de fission spontanée dans les chaînes de l'Uranium et du Thorium. Ils peuvent aussi être créés par l'interaction des muons cosmiques dans la roche. Au LSM, la contribution des processus (α,n) est équivalente à celle des réactions de fissions [44]. En revanche, vu que le flux de muons à la profondeur du laboratoire est très faible 5.10^{-9} $s^{-1}.cm^{-2}$ [45], la production des neutrons par les muons est négligeable. Le flux des neutrons thermiques (E $\approx$ 0,025 eV) et des neutrons rapides (E > 1 MeV) ont été mesurés au LSM [46] et valent respectivement : $1,6 \pm 0,1.10^{-6} cm^{-2}.s^{-1}$ et $4,0 \pm 1,0.10^{-6} cm^{-2}.s^{-1}$. Pour les énergies intermédiaires, aucune mesure du flux des neutrons épithermiques n'a été encore effectuée au LSM. En revanche, dans d'autres laboratoires souterrains (Gran Sasso et Broken Hill), ce flux a été estimé dans le même ordre de grandeur que les flux de neutrons des deux précédentes composantes [47]. Nous supposons que la situation est similaire au LSM.

Le neutron peut subir différentes réactions de captures : (n,γ), (n,α), et (n,p). Les captures (n,α), et (n,p) ne peuvent donner que un rayonnement γ inférieure à 3MeV [47]. En revanche, la capture radiative (n,γ) peut produire un rayonnement γ énergétique $> 4MeV$. La capture radiative

ne peut se faire que lorsque le neutron a été thermalisé. La thermalisation est efficace avec des matériaux à faible Z comme les scintillateurs de NEM03 ou de la paraffine.

Dans NEMO2 des études complètes ont été faites sur les neutrons [47] [48]. Les neutrons dans le détecteur NEMO3 peuvent parcourir de très grande distance comme le montre la figure 2.4 tiré de [47] où le trajet du neutron est marqué par la ligne en tirets. Nous voyons que le neutron diffuse surtout sur les blocs scintillateurs. Il faut environ 90 diffusions élastiques pour thermaliser un neutron de 1MeV. La figure 2.5 [47] montre une simulation des lieux de captures de neutrons générés près de deux secteurs. Dans NEMO3, les neutrons vont être particulièrement capturés dans les scintillateurs (47%), dans la structure en cuivre (28%), au niveau du fer des pétales (12%) et enfin sur les faces internes du blindage en fer (13%).

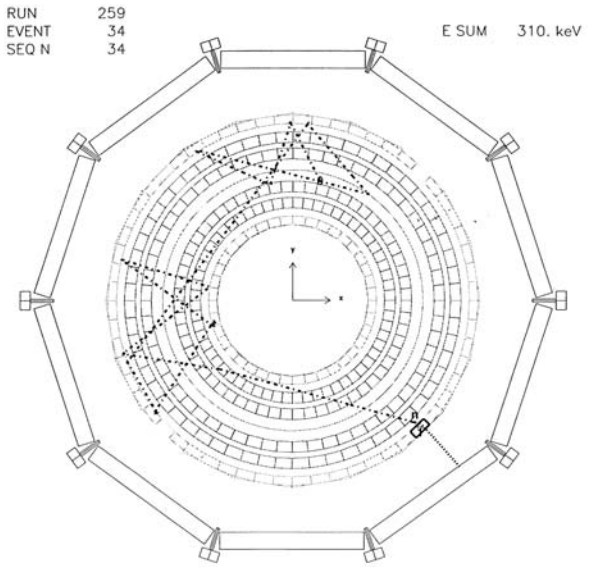


Figure 2.4: *Simulation d'un neutron rapide dans NEMO3. Le trajet du neutron est matérialisé par une ligne en tirets. Le détecteur est vu dans le plan transversal XY. Les couronnes de blocs représentent les scintillateurs des murs et des pétales.*

Le rayonnement γ

Les photons γ dont l'énergie est inférieure à la raie de 2,6 MeV du ^{208}Tl proviennent de la radioactivité naturelle du milieu ambiant. Entre 4 et 10 MeV, ce rayonnement vient principalement de l'interaction des neutrons. Au-delà de 10 MeV, les contributions connues est le rayonnement de freinage des muons et l'interaction des muons sur les noyaux créant des neutrons de spallation.

Une mesure du rayonnement γ a été réalisé au LSM avec un scintillateur NaI dans différentes configurations de blindages [49]. On distingue 4 zones dans le spectre mesuré.

1. En dessous de 4MeV, le NaI détecte la radioactivité naturelle ambiante des chaînes de l'uranium et du thorium.

2. Entre 4 et 6MeV, la contribution au spectre vient essentiellement de la contamination en uranium et thorium du cristal NaI lui-même.

3. Entre 6 et 10MeV, afin d'éviter l'interaction des neutrons dans le cristal, un blindage neutron de 8 cm de polyéthylène boré a été installé autour du détecteur. Le résultat de la mesure donne un flux de γ de $3,2.10^{-6}$s^{-1}.cm^{-2}, ce qui est du même ordre de grandeur que le flux de neutrons.

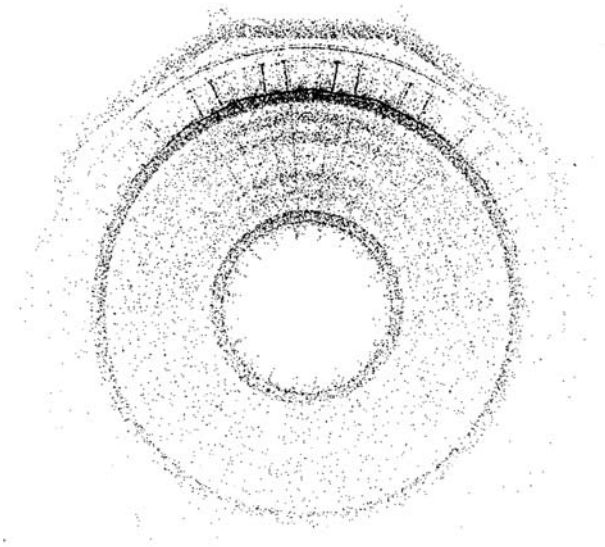


Figure 2.5: *Simulation des lieux de capture radiative d'un neutron dans NEMO3. Le détecteur est vu dans le plan transversal XY. Les deux couronnes foncées représentent les scintillateurs du mur externe et interne, alors que les rayons représentent les armatures de soutient en cuivre des secteurs.*

4. Entre 10 MeV et 32 MeV, le nombre de coups enregistré chute drastiquement. Il correspond à l'interaction des muons dans la roche ou les matériaux environnants. Le flux mesuré estimé est de $1,1 \pm 0,3.10^{-8} s^{-1}.cm^{-2}$ [49].

Nous verrons au paragraphe 3.6 comment NEMO3 se protège de ce bruit de fond externe avec un blindage adapté.

2.2 Les mécanismes simulant la $\beta\beta$

Le rayonnement radioactif naturel présent dans tous les matériaux peut interagir dans le détecteur et créer des événements ressemblant au phénomène $\beta\beta$. Nous avons classé les bruits de fonds en deux catégories. Le bruit de fond interne et externe aux sources. Examinons le premier type de bruit de fond.

2.2.1 Le bruit de fond interne

Malgré le soin apporté par la collaboration NEMO pour purifier les sources des radio-isotopes naturelles, il en reste toujours des traces infimes. Les radio-isotopes qui vont nous gêner seront les émetteurs β et γ. En effet, ce rayonnement peut interagir dans la source et générer deux électrons ou un électron et un positron qui signe une désintégration $\beta\beta$. La figure 2.6 montre les différents processus pouvant créer ces événements.

- Le processus (a) est le processus dominant. Lorsqu'un noyau vient d'émettre un β, son fils est dans un état excité. L'énergie d'excitation peut être transférer aux électrons du cortège électronique le plus souvent à la couche K. Un électron de conversion interne est alors expulsé du nuage électronique. L'électron est alors suivi par l'émission d'un photon X ($\approx$ 80 keV) provenant de la transition électronique correspondante.

- Le second processus (b) est une diffusion Möler qui se produit lorsque le β du radio-isotope diffuse élastiquement sur un électron du milieu. L'électron cible peut être éjecté avec une grande énergie, car sa masse est égale à celle du projectile.

- Dans le troisième processus (c), le premier électron est créer par radioactivité β et le second électron est produit par la diffusion Compton du γ de désexcitation du noyau fils.

- Les deux derniers processus (d) interviennent lorsque le noyau se désexcite directement en une paire électron-positron ou lorsque le photon de désexcitation interagit par création de paire sur un noyau.

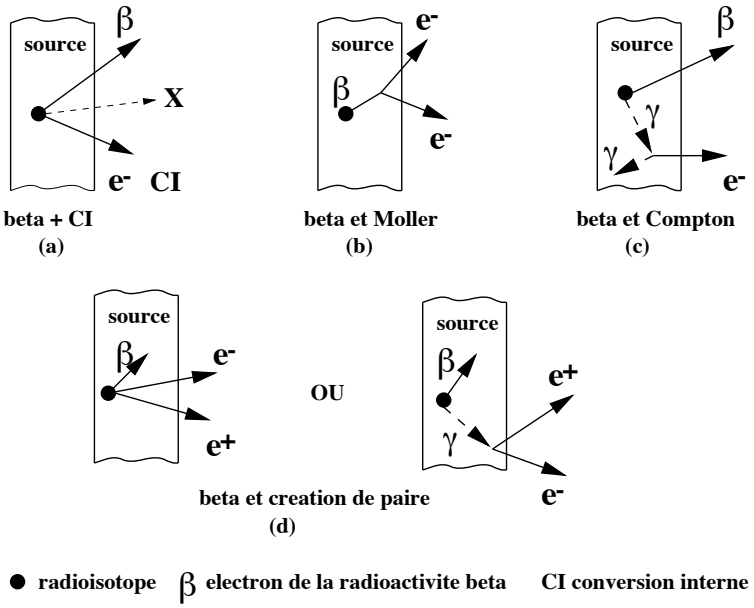


Figure 2.6: *Schéma des différents processus simulant un événement $\beta\beta$ causé par le rayonnement de radio-isotopes contaminant les sources.*

2.2.2 Le bruit de fond externe

Les événements créés par le bruit de fond externe et simulant une désintégration $\beta\beta$, viennent soit de l'interaction d'un photon dans un scintillateur qui génère un électron dans le détecteur, soit de l'interaction d'un photon dans la feuille source elle-même.

L'interaction γ-scintillateur

La figure 2.7 montre comment est créé un électron généré depuis les scintillateurs. Un photon, venant de l'extérieure au détecteur, des PM ou de la capture radiative d'un neutron, produit un électron Compton très proche de la surface (<1cm) d'un scintillateur. L'électron est peu absorbé par ce dernier et a suffisamment d'énergie pour traverser le détecteur complètement ou "rebondir" sur la source. Ce type d'événement est facilement étiquetable à partir de la mesure du temps de vol de l'électron entre les 2 scintillateurs.

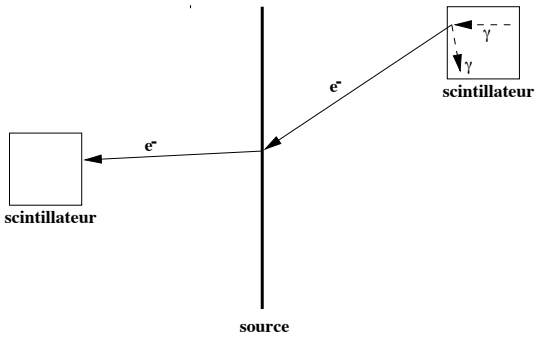


Figure 2.7: *Schéma d'un électron traversant le détecteur et simulant un événement $\beta\beta$. Il est créer près de la surface d'un scintillateur par un photon.*

L'interaction γ-source

Un autre bruit de fond plus "sournois" que le précédent est l'interaction d'un γ avec la feuille source, car aucune coupure sur le temps de vol n'est possible comme dans la situation précédente. La liste des mécanismes est présentée sur la figure 2.8. La probabilité de chaque configuration dépend fortement de l'énergie du photon.

- Le cas (a) est produit par création de paire électron-positron dans la source. Le champ magnétique permettra d'étiqueter le positron à partir de la courbure de sa trajectoire qui sera opposée à celle de l'électron. Ce processus est d'autant plus probable que l'énergie du photon est grande.
- Le cas (b) est la succession d'un Compton puis d'une diffusion Möller.
- Le cas (c) est produit par un double effet Compton.
- Le cas (d) est créé par effet photoélectrique puis par diffusion Möller. L'effet photoélectrique intervient surtout pour les photons de moindre énergie. Ce processus est peu probable à haute énergie.
- Le cas (e) est produit par effet Compton puis par effet photoélectrique.

2.3 La radiopureté du détecteur

Pour pouvoir faire une mesure de la double désintégration bêta avec et sans émission de neutrino, il faut que chaque élément du détecteur ait une activité en ^{208}Tl, ^{214}Bi et ^{40}K la plus basse possible. C'est pourquoi une mesure de l'activité de tous les matériaux du détecteur a été réalisée au Laboratoire Souterrain de Modane ou au Centre d'études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, à l'aide de spectromètres semiconducteurs Germanium ultra-purs. Chaque composant du détecteur a été mesuré en radiopureté : blindage, photomultiplicateurs, scintillateurs,... mais aussi des petits éléments comme les colles, les composants électroniques, les fils, les soudures, etc... , qui peuvent, par leur grand nombre, contribuer de manière non négligeable au bruit de fond de l'expérience.

2.3.1 Les spectromètres gamma germanium ultra-purs

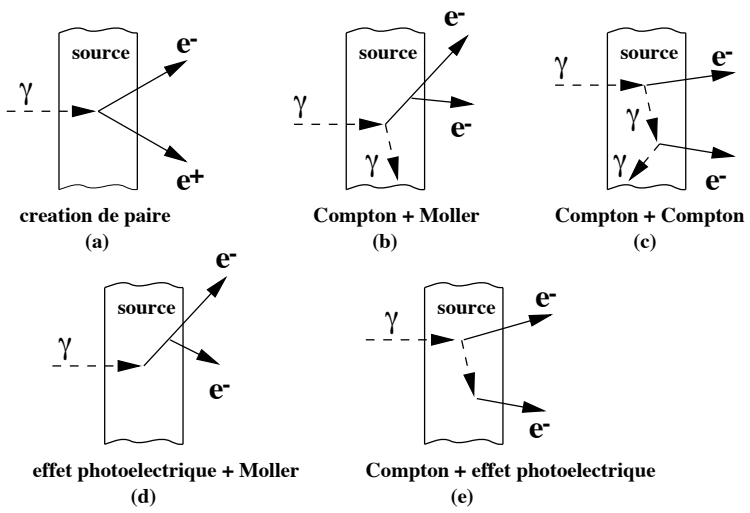


Figure 2.8: *Schéma des processus d'un photon extérieur sur la source produisant des événements simulant une désintégration $\beta\beta$ venant de la source.*

Au LSM, l'expérience NEMO3 dispose de deux spectromètres gamma semiconducteurs Ge de 400cm^3 maintenu à une très basse température par un cryostat à l'azote liquide (77 K). Le cristal est protégé du rayonnement ambiant par 15cm de plomb et 18cm de cuivre OHFC. Un balayage en azote diminue la concentration de radon. La résolution du spectromètre est très bonne [51]: typiquement 1,8keV pour la raie de 1332 keV du ^{60}Co. Les mesures ne peuvent être effectuées qu'au bout d'une semaine après l'introduction de l'échantillon à mesurés. Il faut en effet attendre la décroissance du radon qui a été piégé dans le détecteur. L'activité des isotopes présents dans l'échantillon est obtenu grâce à l'amplitude des différentes raies gamma très bien résolus dans ce type de détecteur. Il faut soustraire à ce spectre le bruit de fond propre du détecteur qui est de l'ordre de 1coups/keV en 30 jours. La sensibilité que peut atteindre ce type de détecteur est de 200μBq/kg en un mois de prise de données pour le ^{214}Bi.

2.3.2 La radiopureté du détecteur NEMO3

Grâce au spectromètre Ge, il a été possible de sélectionner l'ensemble des matériaux de NEMO3 pour obtenir le bruit de fond le plus faible possible. Le tableau 2.5 [52] présente les activités des principaux composants de NEMO3. Pour certains échantillons, aucun signal n'a été enregistré dans le détecteur germanium pour un type de radio-isotope (thallium par exemple). Nous déduisons alors juste une limite supérieure sur la contamination associée en extrapolant à la masse totale du composant dans NEMO3.

Nous remarquons que le bruit de fond externe à la source de la désintégration $\beta\beta$ vient des photomultiplicateurs (PM), la contribution des autres éléments étant négligeable. Plus précisément, c'est dans le verre de la fenêtre et du bulbe du PM que l'activité radioactive reste la plus significative même après les efforts de la société Hamamatsu. Ainsi un développement très important a été effectué pour réaliser des PM bas bruit de fond. Nous avons en moyenne, pour un PM, une activité de 9 mBq en ^{208}Tl et de 155 mBq en ^{214}Bi. Ces niveaux d'activité sont de trois ordres de grandeur inférieurs à ceux d'un PM standard. A titre d'exemple, le tableau 2.6 [50] montre l'effort qui a été fait pour vérifier que chaque élément de la construction du détecteur était conforme en radiopureté. Ici nous avons la liste des éléments entourant un PM.

Composants principaux de NEMO3	Poids kg	Activité totale en Bq			
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co
Photomultiplicateurs	600	830	300	18	pas de mesure
Scintillateurs	5000	< 100	$< 0,7$	$< 0,3$	$1,8 \pm 0,4$
Cuivre	25000	< 125	< 25	< 10	< 6
Fer des pétales	10000	< 50	< 6	< 8	17 ± 4
μ métal	2000	< 17	< 2	$2,0 \pm 0,7$	$4,3 \pm 0,7$
Fils	1,7	$< 8.10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 6.10^{-4}$	10^{-2}
Blindage en fer	180000	< 3000	< 300	< 300	300 ± 100

Tableau 2.5: *Activité radioactive des principaux éléments du détecteur NEMO3.*

Echantillon	Poids (g)	^{40}K (mBq/kg)	^{214}Bi (mBq/kg)	^{208}Tl (mBq/kg)
Blindage magnétique	1385	< 40	< 5	< 3
Guide de lumière	1500	< 50	< 5	< 3
Virole (fer pur)	555	< 35	< 3	< 3
Manchon étanchéité lumière	191	< 80	< 17	< 12
Colle RTV 615	72	400 ± 100	33 ± 17	< 12
RTV 106	25	250 ± 70	< 17	< 12
Ruban Téflon	23	< 170	< 20	< 5
Colle Epotek 310	17	< 150	< 30	< 17
Circuit FR2	10,5	320 ± 100	57 ± 8	10 ± 3
RTV 116	6	< 800	< 50	< 20
Colle BC 600	4	< 200	< 33	< 18
Mylar aluminisé (10μm)	4	< 700	< 35	< 20
RTV 160	3	270 ± 150	< 40	< 10
Condensateur 3,3nF	3	< 230	< 17	48 ± 15
Condensateur découplage 22nF	2	< 1300	< 80	< 55
Soudure Radiel	2	< 400	< 50	< 33
Résistances CMS	0,21	< 9200	1400 ± 500	< 600
Activité totale masse*activité/kg		<0,22Bq	<0,025Bq	<0,015Bq

Tableau 2.6: Exemple de mesure de radiopureté des éléments entourant un photomultiplicateur.

Chapitre 3

Description du détecteur NEMO3

Le détecteur NEMO3 est un détecteur de symétrie cylindrique et de forme toroïdale (voir figure 1.6) d'environ 3 mètres de hauteur, ayant un rayon interne de 50 cm et un rayon externe de 250 cm. Nous appellerons la surface située vers l'intérieur du détecteur (r=50 cm) le *mur interne*, celle se trouvant vers l'extérieur (r=250cm) le *mur externe* . Cette forme particulière permet d'occuper un volume d'espace minimum pour une quantité donnée d'isotopes. La surface externe en haut (resp. en bas) du détecteur est appelée *pétale du haut* (resp.*pétale du bas*) . L'ensemble est réparti en 20 secteurs (figure 1.8) positionnés sur une charpente pouvant accueillir un blindage aux rayonnements extérieurs. La photo figure 1.9 présente un secteur de NEMO3.

3.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

Afin de réduire le flux du rayonnement cosmique, le détecteur NEMO3 a été installé dans le *Laboratoire Souterrain de Modane* (LSM) sous le mont Fréjus (2934m) (voir figure 3.1).

Le laboratoire est situé sous 1780mètres de roche, soit l'équivalent de 4850 mètres d'eau. A cette profondeur le flux de muons cosmiques (4,2 muons/m^2/jour [45]) est réduit d'un facteur 3.10^6 par rapport au niveau de la mer. Le LSM est ainsi un des laboratoires souterrains les mieux protégés du rayonnement cosmique (voir figure 3.2). Le flux de neutrons, issus principalement de la roche, est de l'ordre de 10^{-6} n/s/cm^2 [46]. Il est 10^5 fois plus faible que le flux au niveau du sol. Toutefois dans un site souterrain la présence de radon et de thoron peut être gênante. Sans circulation de l'air dans le laboratoire, le taux de radon peut s'élever jusqu'à des valeurs de l'ordre de 100Bq/m^3. Le LSM est donc équipé d'un système de ventilation très performant, relié à celui du tunnel du Fréjus, qui maintient un taux de radon autour de 10Bq/m^3 (le thoron est plus difficile à mesurer car il décroît très vite en moins d'une minute). Le taux de radon et de thoron est constamment mesuré avec des détecteurs sensibles aux descendants ionisés.

La disposition du laboratoire est présenté sur la figure 3.3. Le détecteur NEMO3 se situe dans le grand hall (30mx10mx11m) du LSM. La photo figure 1.7 montre l'état d'avancement de l'installation de NEMO3 en janvier 2001. L'expérience bénéficie aussi d'une salle propre servant à la préparation des feuilles sources (voir photo 3.6). Nous disposons aussi d'une tente propre qui est utilisée pour introduire les cadres sources dans les secteurs. Elle n'est pas représentée sur la fig. 3.3, mais elle se situe près de la salle propre afin que nous puissions transporter les feuilles sources, de la salle propre à la tente propre, sans qu'elles ne transitent à l'air libre "pollué" du laboratoire.

Le LSM accueille d'autres expériences nécessitant un environnement de basse radioactivité. La deuxième grande expérience est l'expérience EDELWEISS[1] qui recherche la matière cachée dans

[1] Expérience pour Détecter Les WIMPs en Site Souterrain

l'Univers sous forme de WIMPs[2], par une méthode bolométrique. L'expérience TGV[3] recherche la $\beta\beta 2\nu$ du ^{48}Ca en utilisant un spectromètre Germanium ultra-pur. Enfin le LSM dispose de 14 spectromètres Germanium bas bruit de fond qui servent à mesurer la faible radioactivité d'échantillons pour des domaines variés : archéologie, sciences de la Terre, environnement, biologie,...

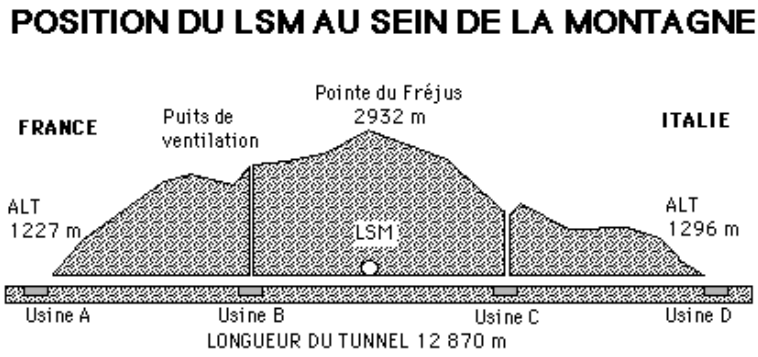


Figure 3.1: *Sous le mont Fréjus, le LSM se situe au centre du tunnel du Fréjus à la frontière Italie-France.*

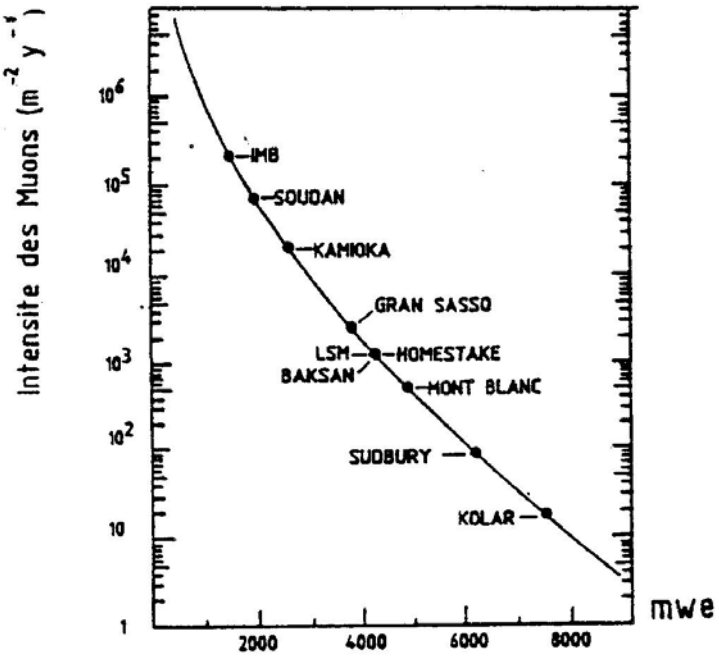


Figure 3.2: *Intensité du flux de muons cosmiques dans les principaux laboratoires souterrains.*

[2]Weakly Interactive Massive Particules
[3]Telescope Germanium Vertical

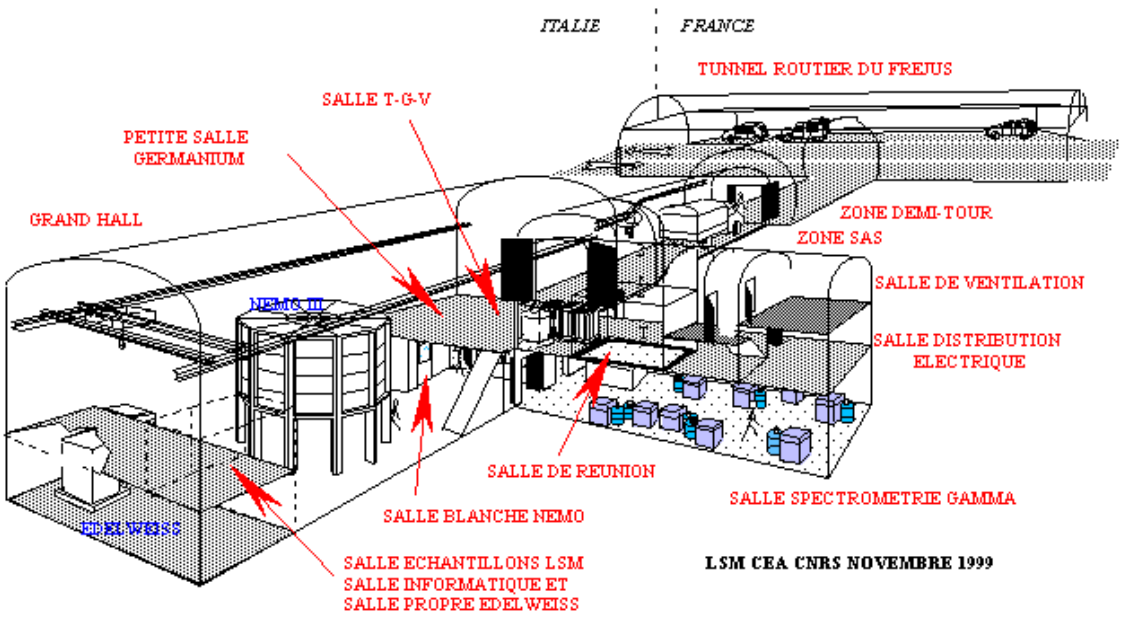


Figure 3.3: *Les différentes salles du LSM. L'expérience NEMO3 se situe dans le grand Hall. Elle dispose d'une salle propre (salle blanche) pour la préparation des feuilles sources et d'une tente propre près de la salle blanche (non représentée sur le schéma) servant à l'introduction des cadres sources dans les secteurs. Dans la salle de spectrométrie gamma, le groupe NEMO possède un spectromètre Germanium ultra-pur de 400cm^3 utilisé pour les mesures de faibles radioactivités des constituants de NEMO3.*

3.2 Les sources étudiées dans NEMO3

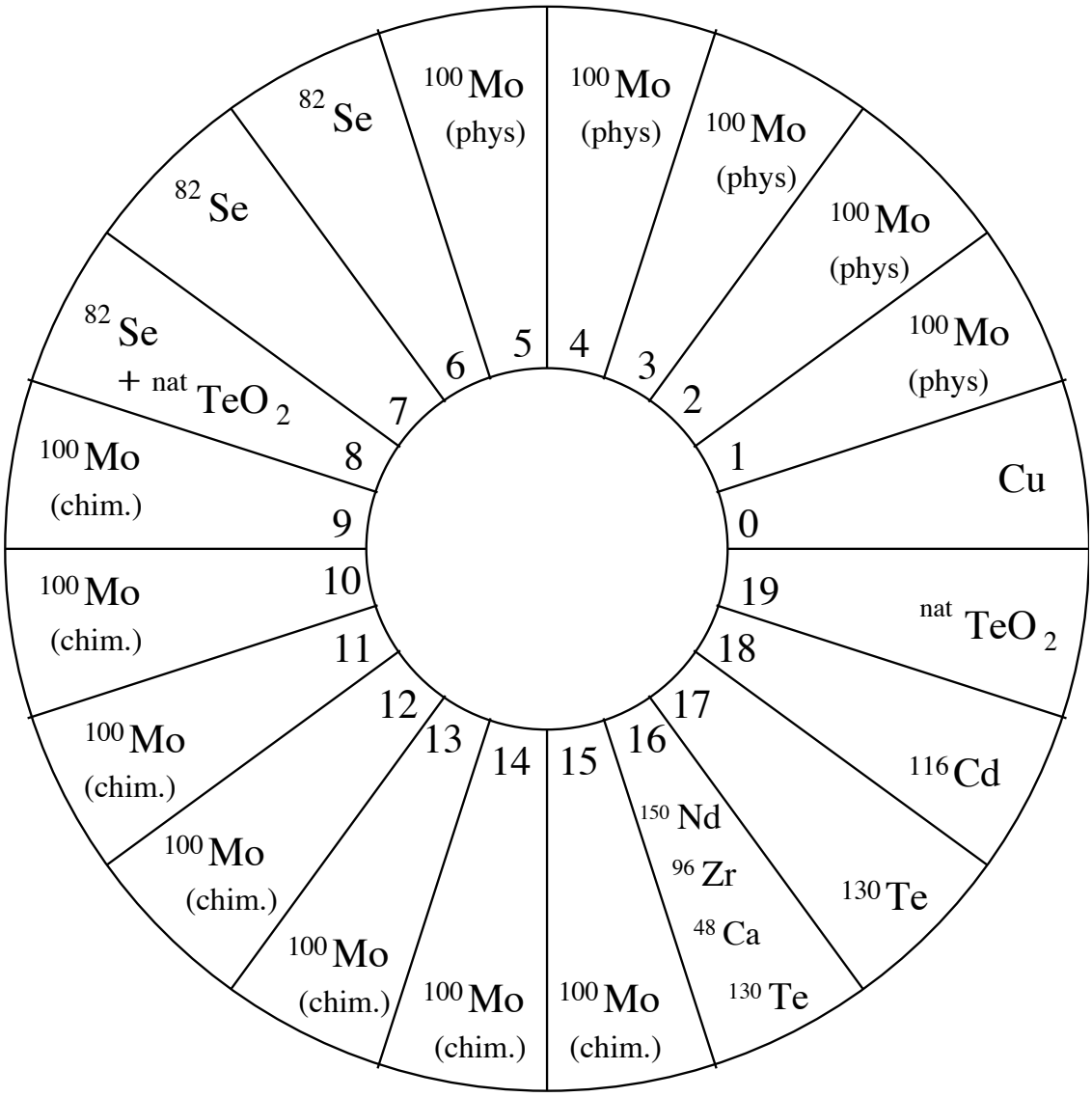


Figure 3.4: *Le "camembert" de NEMO3. Suivant le numéro de secteur, nous avons la répartition des sources dans le détecteur, en précisant si elles ont été purifiées par une méthode physique (phys.) ou chimique (chim.).*

Figure 3.5: *Photo montrant le cadre source d'un secteur et le tube d'étalonnage (une fenêtre est visible).*

Figure 3.6: *Préparation, dans la salle propre de NEMO au LSM, des feuilles sources métalliques de* ^{116}*Cd qui sont installées dans le secteur 18.*

3.2.1 Les différentes sources présentes dans NEMO3

NEMO3 est une expérience dont le détecteur est distinct de la source. Ce détecteur permet donc de mesurer la radioactivité provenant de plusieurs sources. La répartition des différentes sources est présentée dans le "camembert de NEMO3" figure 3.4. La plus grande partie du détecteur est occupé par 7kg de ^{100}Mo. NEMO3 contient aussi 1 kg de ^{82}Se présent dans 2,3 secteurs, 600g de ^{116}Cd sous forme de feuille métallique, de 10g de ^{48}Ca, de 16g de ^{96}Zr et 50g de ^{150}Nd. Le tableau 3.1 résume les caractéristiques des différentes sources.

noyau	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	processus	type de bande	masse	occupation (*)	e(**) (μm)
^{100}Mo	3034	$\beta\beta$	métallique composite	7 kg	12	60
^{82}Se	2995	$\beta\beta$	composite	1 kg	2,3	60
^{116}Cd	2802	$\beta\beta$	métallique	0,6 kg	1	60
^{150}Nd	3667	$\beta\beta$	composite	50 g	1 bande	60
^{96}Zr	3350	$\beta\beta$	composite	16 g	(***)	60
^{48}Ca	4271	$\beta\beta$	composite	10 g	(***)	30
Cu	-	bdf externe	métallique	0,7 kg	1	50
^{130}Te	2533	$\beta\beta$ bdf externe	composite	0,7	1,8	60
$^{nat}TeO_2$	-	bdf externe	composite	0.9 kg	1,7	60

Tableau 3.1: *Liste des différentes sources utilisées dans NEMO3. (*) en nombre de secteurs (**) épaisseur (***) portion de bande*

Le ^{48}Ca possède le $Q_{\beta\beta}$ le plus élevé avec une valeur de 4,27 MeV. Cependant son abondance naturelle est extrèmement faible 0,2% c'est la raison pour laquelle nous ne disposons que d'une très faible masse. Il est donc exclu d'étudier la désintégration $\beta\beta0\nu$ même si le bruit de fond radioactif autour de 4 MeV est négligeable. Nous utiliserons cette source pour étudier la désintégration $\beta\beta2\nu$ et vérifier les méthodes de calcul des éléments de matrice nucléaire. Le calcul est en effet facilité vu le petit nombre de nucléons que contient le noyau de calcium.

Par ailleurs nous allons utiliser du tellure sous deux formes : de l'oxyde de tellure naturel $^{nat}TeO_2$ (900g) et du ^{130}Te(700 g). Le $^{nat}TeO_2$ permettra une mesure du bruit de fond externe aux sources de ^{100}Mo. Le Z effectif de cet isotope est très proche de celui du ^{100}Mo. Or nous savons que la section efficace de l'interaction d'un photon γ par création de paire, double effet Compton, ou par Compton-Möller, est proportionnel au Z^2. Donc le nombre d'événements de bruit de fond externe dans les feuilles de ^{100}Mo et de $^{nat}TeO_2$ devrait être comparable. Nous avons partagé la masse de $^{nat}TeO_2$ en deux secteurs : secteur 19 et secteur 08. Comme nous le voyons sur la figure 3.4, ces deux secteurs sont situés à l'opposé l'un de l'autre. Nous pourrons ainsi mesurer une éventuelle dissymétrie du bruit de fond d'un côté ou de l'autre du détecteur. Bien qu'il soit un candidat à la $\beta\beta0\nu$ et comme il possède un faible $Q_{\beta\beta}$ de 2,5MeV, le ^{130}Te pourra aussi servir à étudier le bruit de fond externe. Enfin un autre secteur a été consacré à l'étude du bruit de fond externe. Le secteur 00 abrite du cuivre dont le Z est cette fois plus faible.

3.2.2 L'enrichissement

L'abondance naturelle du ^{100}Mo est de 9%. L'enrichissement des sources que nous avons dans NEMO3 est de 95% à 98%. Le principe est de mettre le Molybdène naturel sous forme gazeuse

(MoF_6). Ce gaz passe ensuite dans une série de centrifugeuses qui au fur et à mesure isole l'isotope le plus lourd du molybdène c'est-à-dire le ^{100}Mo. La mise sous forme gazeuse du Mo naturelle sous l'action du fluor permet d'extraire le ^{232}Th car le fluor réagit très fortement avec le thorium. Après oxydation et réduction du gaz enrichi $^{100}MoF_6$, nous obtenons une poudre métallique de ^{100}Mo enrichi.

3.2.3 La purification des sources

Il est indispensable de disposer de sources vérifiant de sévères contraintes en radiopureté. Il faut donc les purifier des radio-isotopes à longue vie (plusieurs années) des chaînes de l'uranium et du thorium. Les isotopes de la radioactivité naturelle, qui vont nous gêner dans la recherche de la $\beta\beta0\nu$, sont le ^{214}Bi et le ^{208}Tl. Comme le montre le schéma des chaînes radioactives (figure 2.1), le ^{214}Bi est alimenté par la désintégration non seulement de l'uranium $^{238}U(T_{1/2} = 4,5.10^9 ans)$, $^{234}U(T_{1/2} = 4,5.10^9 ans)$ et du thorium $^{234}Th(T_{1/2} = 7,5.10^4 ans)$, mais aussi le ^{226}Ra qui a une durée de vie de plus de 1600 ans. Quant au ^{208}Tl, il faut éliminer les têtes de la chaîne du ^{232}Th, c'est-à-dire le $^{232}Th(T_{1/2} = 1,39.10^{10} ans)$, le $^{238}Th(T_{1/2} = 1,9 ans)$ et le $^{228}Ra(T_{1/2} = 6,7 ans)$.

Deux méthodes sont utilisées pour réaliser la purification l'une physique par croissance d'un cristal et l'autre chimique. Le choix de diversifier la méthode de purification permet de limiter les risques d'une pollution accidentelle par un des processus et qui ne serait pas mesurable par les spectromètres Ge dans le temps imparti à la mesure des sources. Nous allons prendre le molybdène comme exemple pour nous guider dans ces explications.

Purification par la méthode physique

La purification du ^{100}Mo, pour la méthode physique, est obtenue en transformant la poudre initiale de molybdène en un monocristal. On utilise un faisceau d'électron sous vide qui vient faire fondre localement le molybdène et balaye progressivement l'échantillon. Les impuretés sont plus solubles dans la zone en fusion. Elles vont donc migrer vers les extrémités du cristal. Ce processus est répété plusieurs fois jusqu'à l'obtention d'un échantillon très pur à partir duquel on peut faire croître lentement le monocristal de ^{100}Mo.

La fabrication des feuilles sources de quelques dizaines de microns d'épaisseur, est ensuite réalisée par des séries successives de chauffage et de laminage sous vide du monocristal. Les "chutes" sont récupérées et peuvent être repurifiées par la méthode physique ou la méthode chimique.

Purification par la méthode chimique

La purification chimique est réalisée par le groupe de la collaboration à INEEL dans l'Idaho aux Etats-Unis. Le procédé [55] consiste à dissoudre tout d'abord la poudre de molybdène dans de l'acide nitrique (HNO_3) dilué avec de l'eau ultra-pure (résistance$\geq$18MΩ). L'uranium, le thorium et le radium vont aussi se dissoudre. Du sel de baryum ($Ba(NO_3)_2$) est ajouté à la solution. Une fois que le molybdène est dissout, la solution est chauffée et le molybdène précipite pour former du MoO_3. Comme le baryum est très réactif sur le radium, le baryum en solution va bloquer la fixation du radium sur le molybdène lorsque ce dernier précipite. Le précipité est ensuite extrait puis filtré et enfin lavé avec de l'eau ultra-pure. Les impuretés que nous voulions éliminer restent dans la solution. Le MoO_3 est ensuite placé dans des récipients en quartz qui vont transiter dans un four afin d'être séché puis réduit. La première étape consiste à sécher ce produit à 200^o dans une atmosphère d'hélium. Puis le MoO_3 sous hydrogène est réduit pour donner la poudre métallique. Il doit passer plusieurs fois au travers d'une atmosphère de dihydrogène dont la température augmente

progressivement jusque vers 750^o afin que la réduction puisse être complète. Schématiquement nous avons : MoO_3 –>MoO_2 –>Mo. Après plusieurs heures de chauffage, on produit ainsi de la poudre métallique de ^{100}Mo purifiée.

Le tableau 3.2 [55] montre la mesure de l'activité en ^{40}K, ^{208}Tl et ^{214}Bi avant et après la purification chimique d'un échantillon de molybdène naturel et d'un échantillon de molybdène enrichi. L'activité en ^{214}Bi et ^{208}Tl du molybdène purifié est réduit d'un facteur 10 à 100 par rapport au produit avant purification. Ce facteur est appelé le *facteur d'extraction chimique* . Le facteur d'extraction pour la méthode physique est du même ordre de grandeur. Nous remarquons que l'activité pour l'échantillon de molybdène enrichi est globalement moindre que pour le molybdène naturel. Cela indique que lors de l'enrichissement, il y a aussi une purification de la source.

Activité (mBq/kg)	^{nat}Mo non purifié	^{nat}Mo purifié	facteur extraction chimique	^{100}Mo non purifié	^{100}Mo purifié	facteur extraction chimique
^{40}K	310 ± 50	$< 3,9$	> 80	140 ± 10	$< 6,6$	> 21
^{214}Bi descendant du ^{226}Ra	35 ± 5	$< 0,9$	> 39	$4,0 \pm 0,7$	$< 0,3$	> 13
^{208}Tl descendant du ^{228}Ra	28 ± 2	$< 0,3$	> 93	$1,3 \pm 0,3$	$< 0,17$	$> 7,6$

Tableau 3.2: *Résultats des mesures en radiopureté (mBq/kg) d'un échantillon de molybdène naturel et enrichi avant et après la purification chimique [55]. La quatrième et la dernière colonne indique le facteur d'extraction chimique respectivement du molybdène naturel et du molybdène enrichi.*

3.2.4 Radiopureté des sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi

Une fois purifiée, la radioactivité des sources doivent être impérativement vérifiée grâce aux spectromètres germanium du LSM. Les spécifications demandées de l'activité en ^{208}Tl et ^{214}Bi pour 10 kg de ^{100}Mo et de ^{82}Se sont donnée sur le tableau 3.3.

Isotope	μBq/kg	
	^{214}Bi	^{208}Tl
^{100}Mo	300	20
^{82}Se	70	5

Tableau 3.3: *Activité maximale permise en ^{214}Bi et ^{208}Tl.*

Le tableau 3.4 présente les valeurs des *activités mesurées* pour les bandes sources installées à l'heure actuelle (janvier 2001) dans NEMO3. Typiquement il faut 1 mois de prise de données pour qualifier 500g à 1kg d'isotope.

L'activité du ^{82}Se dépasse les spécifications autorisées. Par conséquent nous avons une limite de sensibilité au processus $\beta\beta0\nu$ plus petite. Lorsqu'un kilogramme de ^{82}Se vérifie les spécifications de radiopureté du tableau 3.3, on attend, en 5 ans de prise de données, 0,1 événement de bruit de fond au processus $\beta\beta0\nu$ dans la fenêtre en énergie de la raie $\beta\beta0\nu$ [2,8MeV; 3,2]MeV, soit une sensibilité d'environ 10^{24} ans sur la demi-vie. En revanche avec 20 fois plus de bruit de fond on

noyau	durée de la mesure	masse	^{214}Bi (μBq/kg)	^{208}Tl (μBq/kg)
^{100}Mo métallique	35 jours	733 g	<340	<104
^{100}Mo composite	30 jours	1250 g	<170	<510
^{82}Se	35 jours	800 g	1200 ± 50	400 ± 10
^{116}Cd	-	556 g	<1500	<500
Cu	-	1656 g	<117	<33
^{130}Te	28 jours	633 g	<680	<510
$^{nat}TeO_2$	29 jours	620 g	<167	<333

Tableau 3.4: *Activités mesurées avec un spectromètre germanium des diverses sources déjà installées dans NEMO3.*

attend 2 événements de bruit de fond sur 5 ans avec 1 kg de ^{82}Se. La sensibilité sur la demi-vie de la désintégration $\beta\beta0\nu$ est alors de 8.10^{23} ans.

Une forte activité a déjà été mesurée dans les feuilles de sélénium utilisée dans le prototype NEMO2. Il s'est avéré que cette contamination était concentrée en de petits points chauds. L'analyse a pu éliminer ces événements en coupant sur la position de leur vertex reconstruit. Nous espérons que cette contamination est du même type dans les feuilles de ^{82}Se que nous utiliserons dans NEMO3. En reconstruisant le vertex des événements, il sera possible de rejeter cette contamination.

Pour le molybdène nous obtenons uniquement des valeurs supérieures pour les activités car nous atteignons les limites de sensibilités du spectromètre. Mais nous voyons que dores et déjà les limites en activité du ^{214}Bi sont inférieures aux spécifications initiales. Les limites pour le ^{208}Tl sont un peu plus élevées que ce qui est demandé. Cependant, attendu que le facteur d'extraction du ^{208}Tl est de l'ordre de 10 à 100 (voir tableau 3.2, l'activité réelle, et non plus la limite, doit être inférieure à la spécification en radiopureté.

Avec la spécification en radiopureté demandé pour le ^{100}Mo (300μBq/kg en ^{214}Bi et 20μBq/kg en ^{208}Tl), les simulations de ces radio-isotopes dans les sources de NEMO3 fournissent une estimation du bruit de fond interne aux sources de ^{100}Mo dans la fenêtre en énergie de la raie $\beta\beta0\nu$ [2,8MeV; 3,2MeV]. On s'attend à avoir environ 0,5 événement $\beta\beta$, provenant du bruit de fond ^{214}Bi et ^{208}Tl, pour une année et 7kg de source.

3.2.5 Les cadres sources

Chaque secteur comporte un cadre source composé de 7 bandes de 7cm de largeur et 260cm de longueur. Les bandes sources sont soit sous forme d'une feuille métallique, soit sous forme de poudre collée à deux fines feuilles de mylar (typiquement de 15 à 20μm d'épaisseur). Nous parlons alors de *bande métallique* ou de *bande composite* .

Les bandes composites sont fabriquées à l'ITEP à partir de poudre de l'isotope que l'on veut agglomérer. Cette poudre est moulue puis tamisée afin d'obtenir des grains suffisamment fins ($< 45\mu$m) pour réaliser le collage. La colle est du PVA (polyvinyle alcohol). Fluidifié par de l'eau, la colle est répartie uniformément sur le mylar. L'eau est extraite ensuite de l'agglomérat par évaporation. Le support est une bande de mylar dont la surface doit être travaillée pour assurer un bon collage. Ainsi, afin de créer sur la surface des trous de diamètre de 0,3 μm, le mylar est irradié par un faisceau d'ions ^{84}Kr de 3 Mev et d'intensité de l'ordre de 5.10^{11}ions/sec. Nous obtenons ainsi un mylar ayant environ 30% de sa surface sensibilisé par les traces des ions. Après une attaque chimique dans des bains de soude et d'acide éthanoïque, le mylar est prêt à accueillir la poudre et

la colle. Afin d'assurer une bonne tenue mécanique (pas de torsion de la bande), il est nécessaire de mettre la poudre en sandwich entre deux feuilles de mylar.

La fabrication des cadres sources se fait au LSM dans une salle propre (voir photo figure 3.6). Cette salle est attenante à une tente propre facilement démontable qui permet ainsi d'accueillir un secteur vide de source. La salle propre et la tente propre communiquent entre elles par une boîte à gants qui évite à la source d'être polluée par l'air du laboratoire. Dans la tente, le secteur peut être ouvert sans danger de pollution. Il est alors possible d'introduire le cadre source dans les rails des pétales (voir photo 3.5). Avant de ressortir le secteur est fermé par deux feuilles de mylar qui pourront être retirées facilement lors de la jonction finale de tous les secteurs de NEMO3.

3.3 Le détecteur de traces de NEMO3

La chambre à fils de NEMO3 est composée de cellules de dérives verticales fonctionnant en régime Geiger que nous appelons *cellules Geiger* . Elle a deux spécificités importantes :

1. **Elle fonctionne en régime Geiger**. Cela veut dire que nous pouvons mesurer non seulement *la position transverse r* de la trajectoire d'une particule chargée au niveau de chaque cellule grâce au temps de dérive des électrons d'ionisation, mais aussi *la position longitudinale Z* grâce à la mesure du temps de propagation, jusqu'au deux extrêmités du fil, du *plasma Geiger* créé le long du fil anodique par la succession des décharges Geiger. **Ainsi nous pouvons reconstruire la trajectoire d'une particule chargée en 3 dimensions**.

2. **Le gaz de la chambre à fils (He(96%)+éthanol(4%)) est très transparent** et permet donc d'être sensible aux particules α et aux électrons de basse énergie (>100keV).

3.3.1 La géométrie de la chambre à fils

La chambre à fils de NEMO3 possède 6180 cellules Geiger soit 309 cellules par secteur. Chaque secteur (figure 3.7) comporte 9 rangées de cellules Geiger dans chaque demi-secteur (interne ou externe). La configuration des rangées consiste en 4 rangées proche de la source, 2 rangées au milieu de la chambre, et 3 rangées proches des scintillateurs internes ou externes. La disposition des rangées dans l'ordre 4-2-3, optimise la reconstruction de la trajectoire avec une bonne détermination du vertex (point d'émission) de la particule chargée sur la source et de son point d'impact sur les scintillateurs. L'espace libre entre les groupes de rangées permet de disposer des scintillateurs sur les pétales pour fermer le calorimètre.

Une cellule Geiger mesure 2,7 mètres de long et a un diamètre de 3 cm (voir figure 3.8). Elle se compose d'un fil anodique et de 9 ou 10 fils de champs à la masse suivant la position de la cellule. Les fils sont en acier inoxydable et ont un diamètre de 50μm. La cellule Geiger fonctionne dans une atmosphère He(96%)+éthanol(4%) et sous une haute tension de l'ordre de 1850V qui est appliquée au fil anodique. Deux anneaux en cuivre de 3 cm de long à la masse, que nous appelons anneaux cathodiques, se trouvent à chaque extrêmité de la cellule sur le pétale du bas et du haut. Leur diamètre vaut 2,3 cm, il est plus petit que le diamètre de la cellule. Ils servent à détecter l'arrivée du plasma Geiger comme nous allons le voir un peu plus loin. Sur la photo 3.19 nous voyons distinctement les rangées de cellules Geiger avec leur anneau cathodique en cuivre, sur le pétale du bas d'un secteur.

3.3.2 Le principe de fonctionnement d'une cellule Geiger

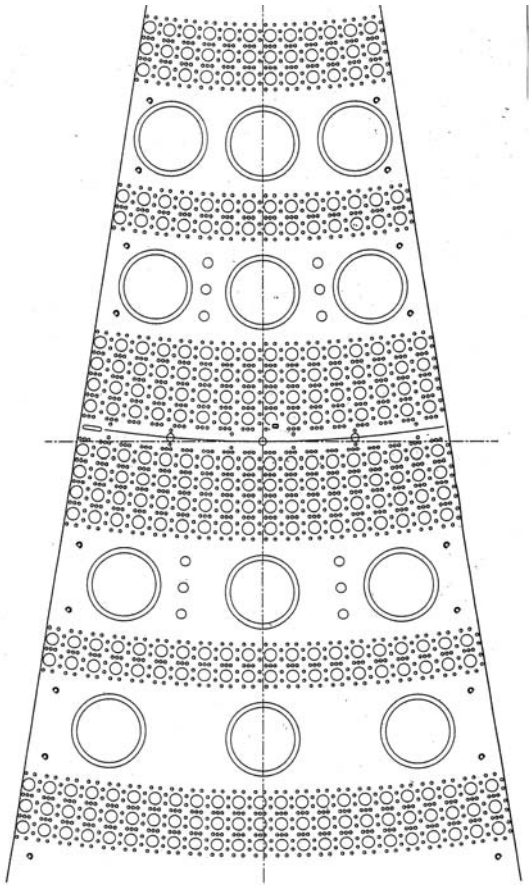


Figure 3.7: *Schéma du pétale supérieur d'un secteur de NEMO3 (vue de dessus). Nous voyons l'emplacement de la source au centre avec le tube d'étalonnage à gauche (représenté par un ovoïde), puis vient de chaque côté la disposition 4-2-3 des rangées de cellules Geiger (voir texte).*

Lorsque qu'une particule chargée traverse la chambre à fils, elle ionise le gaz. Un électron au minimum d'ionisation crée en moyenne 6 paires électrons-ions par cm d'hélium parcouru. Les électrons de l'ionisation créés dans une cellule dérivent jusqu'au fil anodique, en remontant les lignes de champ électrique. La vitesse de dérive est en moyenne de 1cm/μs. Cela correspond à un temps de dérive totale maximum sur les 1,5 cm de rayon de la cellule de 1,5μs. Lorsqu'ils arrivent à une distance du fil central de l'ordre de 100μm, le champ électrique devient très intense. Les électrons acquièrent alors dans ce champ une énergie suffisante pour ioniser les atomes du gaz. Les électrons d'ionisation, qui en découlent, peuvent à leur tour ioniser le gaz. On assiste alors à une réaction en chaîne : l'avalanche primaire. La cascade d'ionisation est un phénomène exponentiel. Cela signifie que la plupart de la création des ions se situe très proche du fil.

La particularité du fonctionnement en régime Geiger est que la cellule va développer une série d'avalanches proches du fil anodique qui vont se propager le long du fil vers ses deux extrémités. L'ensemble des ions provenant de ces décharges constituent un plasma que nous appelons un plasma Geiger. La vitesse de propagation du plasma Geiger est de l'ordre de 7cm/μs. Il met donc environ 40μs pour parcourir les 2,7m de fil.

Les avalanches secondaires constituant le plasma sont produites par des photoélectrons arrachés aux atomes du gaz. Ces photoélectrons sont produits par l'interaction de photons UV issus des ions et des atomes excités à l'intérieur des avalanches. L'énergie du premier état excité d'un atome d'hélium est de 19,8 keV. Le paramètre le plus pertinent dans la création des décharges Geiger est le nombre de photo-électrons produit. Par conséquent, le quencher du mélange gazeux a un rôle

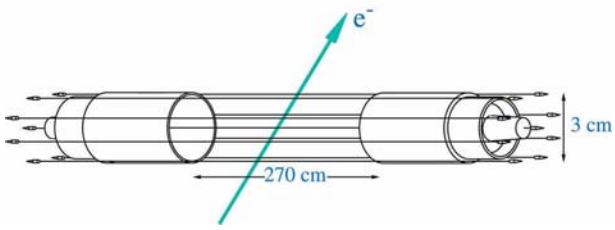


Figure 3.8: *Schéma d'une cellule de dérive dit cellule Geiger.*

très important car sa quantité absolue règle le libre parcours moyen des photons UV. Le quencher est ici l'éthanol C_2H_5OH. Bien que cette molécule possède des niveaux d'énergie de rotation et de vibration, les photons UV , issus des atomes d'hélium excités, vont principalement ioniser l'alcool. C'est grâce à l'ionisation des molécules d'alcool que le plasma Geiger peut se propager le long du fil. Plus la densité d'alcool va être élevée plus le libre parcours moyen λ des photons UV va être réduit. On estime que λ est de l'ordre de 200μm dans les conditions de NEMO3.

Lors de la propagation du plasma Geiger la cellule de dérive est équivalente à une source continu de courant de l'ordre de 300μA. Elle est alors assimilable à une ligne d'inductance L $\approx 3,5\mu$H, de capacité C ≈23,5 pF et d'impédance caractéristique Zc $= \sqrt{\frac{L}{C}} \approx 385\ \Omega$.

3.3.3 Distribution des lignes de champ dans les cellules Geiger

Le champ électrique à l'intérieur d'une cellule Geiger ne doit pas dépendre de la configuration du champ des cellules voisines. Dans l'idéal, il faudrait mettre un très grand nombre de fils de champs à la masse autour du fil anodique central pour créer un écran électrostatique parfait. Malheureusement, le volume de détection des traces de NEMO3 doit être le plus transparent possible. Une masse trop importante de fils nuirait à une bonne reconstruction de l'énergie des particules et pourrait faire chuter l'efficacité de détection. La solution retenue est d'utiliser trois fils de champs entre deux cellules voisines de deux rangées consécutives et deux fils de champs entre deux cellules voisines de la même rangée. De plus chaque cellule partage ses fils de champs avec ses voisines. La figure 3.7 montre la répartition des fils de champs sur un secteur. Le coeur de chaque cellule est représenté par un cercle. Les petits cercles, entourant chacun de ces cercles, représentent les fils de champs. Par crainte d'un effet électrique de la source, trois fils de champs ont été mis entre la source et les cellules de la première rangée interne et de la première rangée externe. La figure 3.9 montre une simulation sur le logiciel GARFIELD de la carte des équipotentielles des 4 premières rangées interne. La feuille source se situe en x =155 cm à droite de la figure. Pour une cellule quelconque nous observons que les équipotentielles sont bien circulaires sur la plus grande partie de la surface de la cellule. Mais entre deux cellules voisines d'une même rangée, nous voyons que les équipotentielles s'aplatissent. Nous nous attendons donc à avoir une déformation du champ électrique au-delà d'un rayon de 12 mm. Par conséquent la dérive des électrons d'ionisation va subir une légère modification. Nous y reviendrons.

La cellule Geiger au repos peut ainsi être schématisée électriquement par un condensateur composé de deux cylindres emboîtés de rayon respectif a= 25 μm (fil central) et b= 15 mm (position des fils de masses) et de longueur L = 2700 mm (voir figure 3.10). A 1850V, le condensateur équivalent possède une charge Q=43nC, une capacité C=23,5pF et un champ électrique $E_\perp$:

$$E_\perp = \frac{V}{r\, ln(\frac{b}{a})} \approx \frac{290}{r(cm)}\, V.cm^{-1}$$

Remarquons que $E_\perp$ dépends uniquement que la tension V que l'on applique, du rapport des

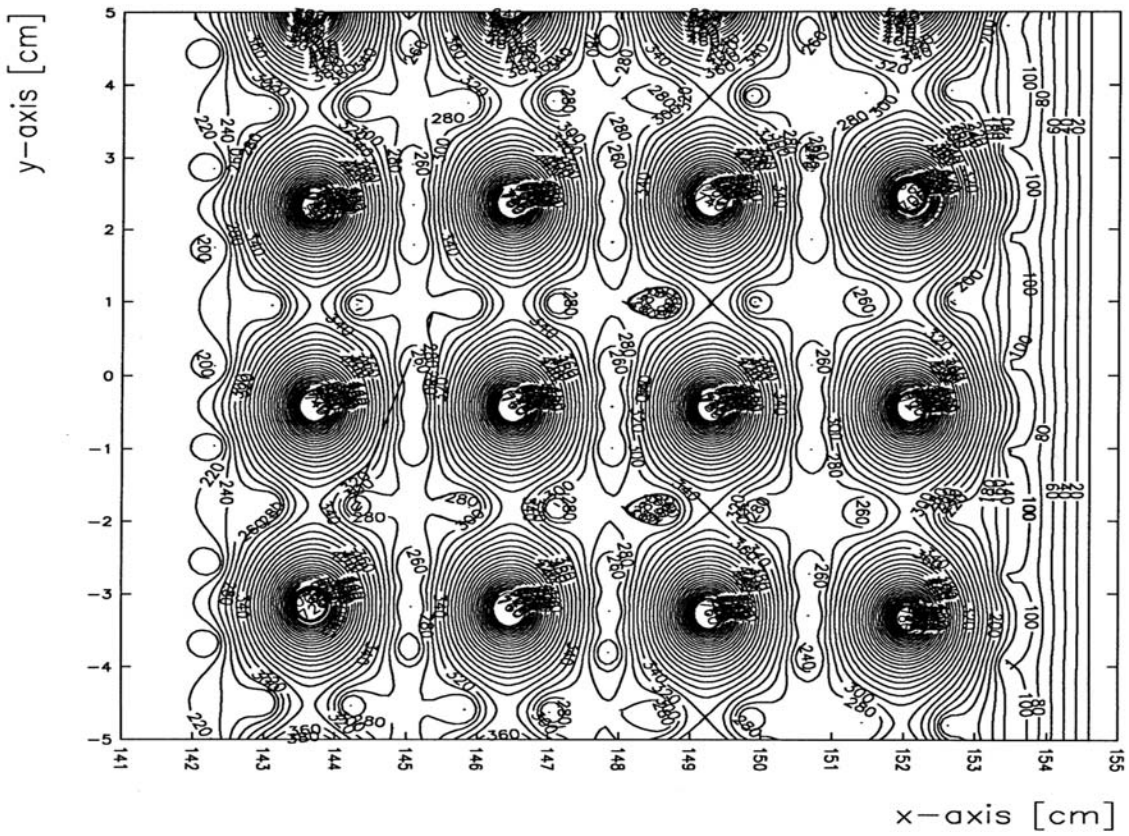


Figure 3.9: *Equipotentielles de quelques cellules des 4 premières rangées internes obtenues par simulation avec le logiciel GARFIELD. La feuille source se situe en x =155 cm à droite de la figure. Le pas entre deux équipotentielles est de 20 V. En toute rigueur cette figure ne représente pas exactement la situation dans NEMO3. Elle a été effectuée pour un fil anodique de 100μm de diamètre et des fils de champs de 30μm de diamètre. De plus, dans NEMO3 il y a 3 fils de champs entre la source et les cellules des deux premières rangées. La simulation a été réalisée pour une tension de 1800 V. La tension équivalente avec une taille de 50μm pour le fil anodique est d'environ 2000V.*

rayons b/a, et de la distance r au fil. A une distance de 6 mm nous avons un champ électrique de l'ordre de 480 V/cm. en revanche le champ devient très intense proche de l'anode. A 2,5mm (100 fois le rayon a), il vaut 1160V/cm et il atteint la valeur très élevé de 23200V/cm à 125μm (5 fois le rayon a).

3.3.4 Le signal anodique et le signal cathodique

Pour chaque cellule Geiger nous mesurons trois signaux : le signal anodique et les deux signaux cathodiques.

Le signal anodique

Le signal anodique est créé par la dérive des ions du plasma vers les fils de champs à la masse. Le signal anodique est récolté à une extrémité du fil *en bas d'un secteur* . La dérive des ions est très longue de l'ordre de 1 ms. Mais la contribution au signal anodique n'est produite que très proche du fil lorsque le gradient du champ électrique est le plus fort.

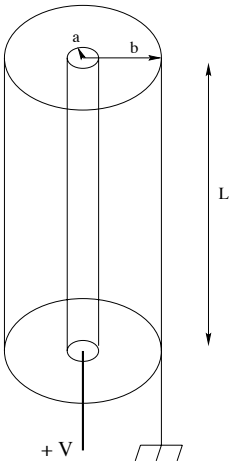


Figure 3.10: *Schéma d'un condensateur cylindrique de même géométrie qu'une cellule Geiger.*

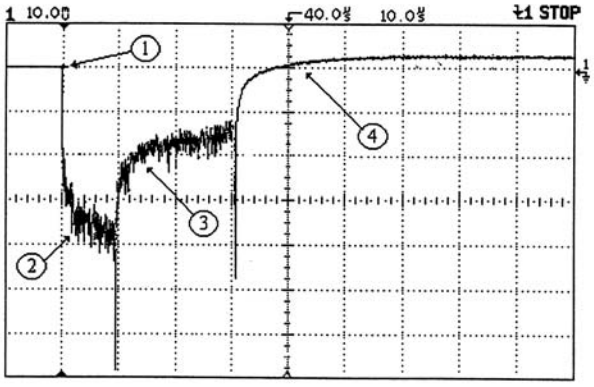


Figure 3.11: *Signal anodique*

La figure 3.11 est une image du signal anodique prise avec un oscilloscope numérique. Nous distinguons 4 phases :

1. Le début du signal est un front de montée rapide d'environ 10 ns et d'amplitude 10 mV, il correspond aux premières avalanches (voir figure 3.12).

2. Puis il y a formation d'un plateau qui correspond au cas où les deux plasmas d'ions se propagent de chaque côté du fil anodique. Leurs effets s'ajoutent. L'amplitude du plateau "2 plasmas" est d'environ 100mV sur 250Ω l'impédance de charge en entrée de la carte d'acquisition.

3. Quand un des deux plasma arrive à l'extrémité du fil, le signal anodique présente un pic que nous appelons pic cathodique. Ceci est dû au diamètre des anneaux qui est plus petit que le diamètre de la cellule. Le gradient du champ électrique est donc plus fort. Une fois que ce plasma est éteint au bout du fil, il ne reste qu'un seul plasma. Cela explique pourquoi le plateau voit son amplitude diminué de moitié. Ce phénomène de transition brutal du plateau à deux plasmas au plateau à un plasma, montre que la contribution de la dérive des ions au signal se fait que sur un petite zone proche du fil. Plus loin cette contribution est négligeable et seul compte la contribution des ions nouvellement créés par le plasma restant.

4. Lorsque le deuxième plasma atteint l'autre extrémité du fil anodique, le signal présente encore un pic cathodique. Puis la lente dérive de la totalité des ions du plasma reste la seule contribution au signal.

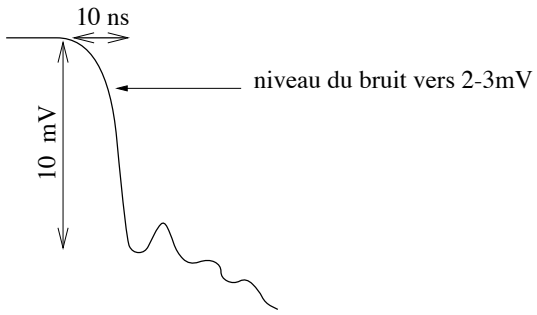


Figure 3.12: *Front de monté du signal anodique sur 250Ω l'impédance d'entrée de la carte d'acquisition.*

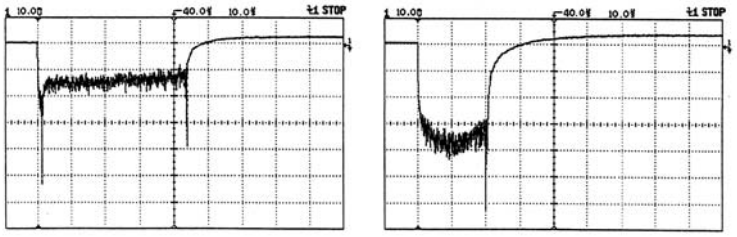


Figure 3.13: *Deux exemples de signaux Geiger. A gauche le plasma a été créé près d'une extrémité du fil, sur la droite, en revanche, il a été créé au milieu.*

A titre d'exemple nous voyons sur la figure 3.13 deux signaux Geiger. Le signal de gauche correspond à une particule qui a déclenché le plasma à une extrémité du fil anodique, pour le signal de droite le plasma a été créé au milieu du fil.

Le signal cathodique

Les deux signaux cathodiques sont récoltés en haut et en bas d'un secteur au niveau des anneaux cathodiques. Depuis l'avalanche primaire, le plasma Geiger se propage dans les deux directions opposés jusqu'aux extrémités du fil anodique au niveau des anneaux. L'arrivée des ions du plasma près des anneaux va générer un signal cathodique. L'influence des ions se fait sentir 2 à 3 cm avant de pénétrer à l'intérieur des anneaux.

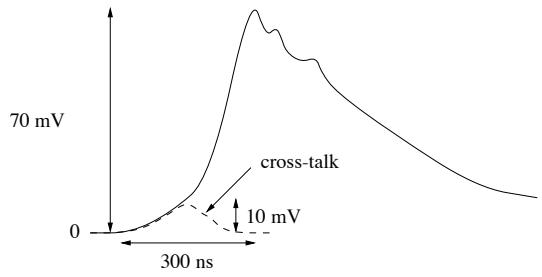


Figure 3.14: *Signal cathodique sur 250 Ω correspondant à la résistance de charge en entrée de la carte d'acquisition.*

La figure 3.14 est un schéma d'un signal cathodique sur 250 Ω. A l'inverse du signal anodique il est positif. En effet le déplacement des ions, qui crée le signal, a un sens opposé. Ce signal présente un pic dont l'amplitude est similaire à celui du signal anodique. La durée du signal est d'environ

700 ns ce qui correspond au temps de transit du plasma sur la distance $\frac{L_{eff}}{2}$-$\frac{L}{2} \approx 5$cm.

Nous expliquerons au paragraphe 3.7 comment nous mesurons le temps anodique et les deux temps cathodiques à partir de leur signal. Par ailleurs, nous exposerons dans la seconde partie consacrée au détecteur de trace, comment nous reconstruisons dans chaque cellule la position longitudinale et transversale avec leur résolution associée.

3.3.5 Le mélange gazeux de la chambre à fils de NEMO3

Le mélange gazeux de NEMO3 est composé d'hélium avec environ 4% d'éthanol. Ce gaz est donc peu dense ce qui permet de détecter les électrons de basse énergie (100keV) et les particules α. La détection des α est particulièrement intéressante si l'on veut mesurer la contamination en ^{214}Bi. En effet son descendant le ^{214}Po émet un α avec une demi-vie de 164μs. Si cet alpha est émis à la surface d'une source, il pourra parcourir une distance de 40 cm alors qu'il ne peut traverser que 4 à 5 cm dans l'air.

L'éthanol est le quencher du mélange gazeux. Il a deux rôles important :

1. Son premier rôle, comme nous l'avons déjà décrit au paragraphe 3.3.2, est d'absorber les photons UV des avalanches Geiger. Cela évite ainsi de déclencher d'autres plasmas dans des cellules voisines par interaction des photons UV sur les fils de champs. Il a donc un rôle de "confinement" des décharges Geiger.

2. Le second rôle est de permettre aux ions hélium de transmettre leur charge aux molécules d'alcool. Cela est possible dans la mesure où le niveau d'ionisation de l'hélium 24eV est plus élevé que celui de l'alcool 10eV. L'échange de charge est donc favorisé. Cet échange est primordial pour la raison suivante. Lorsque les ions hélium arrivent au niveau des fils de champs à la masse, ils vont se neutraliser à la surface du fil. Lors de la recombinaison, un photon va être émis. Son énergie est la différence entre le niveau d'ionisation de l'hélium et le potentiel d'extraction du métal de la cathode. Ce photon peut alors faire un effet photoélectrique sur la cathode et créé ainsi un photoélectron qui va engendrer un nouveau plasma. En revanche, lorsque l'alcool se neutralise, il est très rare que celui-ci émette un photon lors de la recombinaison car il a à sa disposition d'autres voies de dissipation de l'énergie. Il peut peupler des niveaux d'excitation de rotation ou de vibration. La molécule peut aussi se briser et créer des radicaux et ainsi se polymériser sur la surface de la cathode. Ceci est l'une des causes du vieillissement des chambres à fils.

La distribution du gaz demande toute une infrastructure car le volume de la chambre à fils est de 30m^3 qu'il faut renouveler régulièrement (150 l/h).

Pour réaliser le mélange, on fait passer de l'hélium gazeux dans un premier bain d'alcool à température ambiante, le barboteur primaire (voir figure 3.15). Le gaz se charge de molécules d'alcool. La quantité d'alcool est réglée par la pression de vapeur saturante Ps à la température du bain. Plus cette température est élevée plus Ps est grand. Ensuite, la quantité d'alcool est déterminée plus finement en faisant passer le gaz dans un bain thermostaté de 14°C. A 14°C, Ps vaut 39,3 mbar. Le mélange gazeux est alors distribué par le haut du détecteur afin de chasser plus efficacement l'air du volume de la chambre à fils. Il y a une entrée et une sortie de gaz par secteur. Nous rappelons que les secteurs ne sont pas cloisonnés, le gaz circule librement à l'intérieur du détecteur. Afin de vérifier l'état du gaz, nous disposons d'un tube d'étalonnage constitué d'une cellule Geiger qui permet de sonder le point de fonctionnement de la chambre. Nous pouvons tester le gaz en entrée et en sortie grâce au secteur 18 (resp. 0) dont l'entrée (resp. la sortie) a été déviée vers le tube. Pour éviter des entrées d'air, le gaz est toujours en surpression de quelques millibars dans le détecteur.

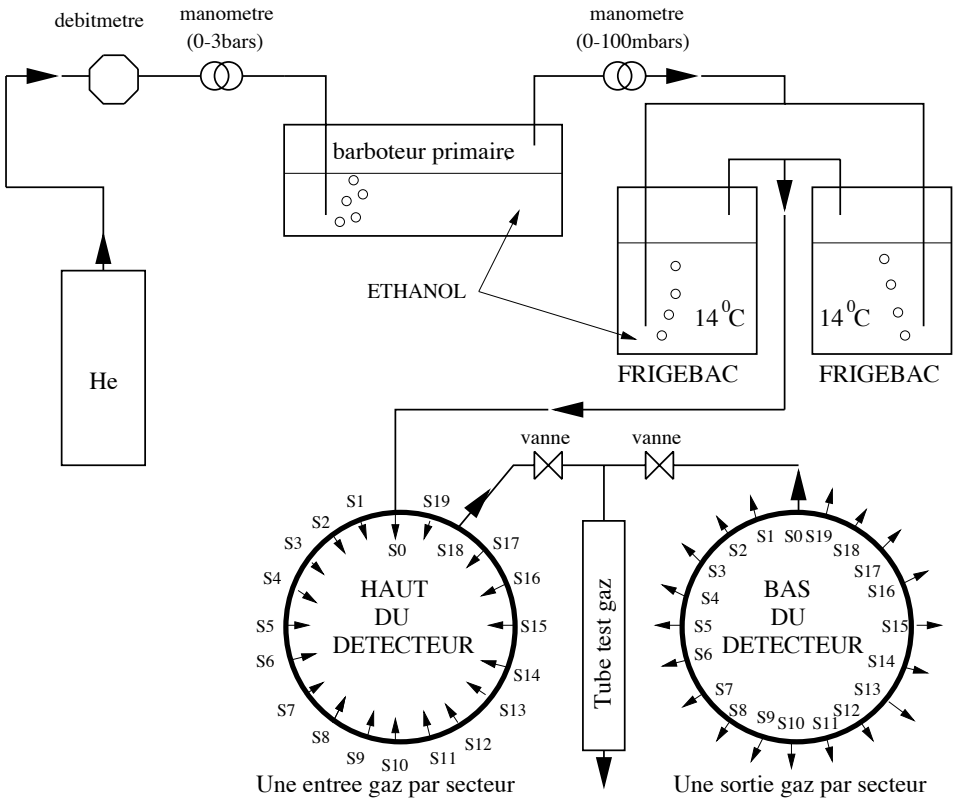


Figure 3.15: *Schéma de la formation et la distribution du mélange gazeux dans NEMO3.*

Le radon et le thoron sont susceptible d'être présent dans les bouteilles d'hélium que nous utilisons pour alimenter la chambre. Leurs descendants pourraient se fixer sur la source et la souiller. NEMO3 est en phase de recherche et développement d'un détecteur de radon et de thoron [**?**]. Ce détecteur s'insèrera dans la chaîne de distribution de gaz, soit en amont, soit en aval du détecteur. Le principe de mesure du radon est le suivant (voir figure 3.16). On fait entrer le gaz dans une enceinte qui est mise à la masse. La paroi est munie d'une photodiode PIN. En lui appliquant une haute tension de -1500V, on crée un champ électrique dans l'enceinte. Le radon en se désintégrant fournit un ion de ^{228}Po. Celui-ci va migrer dans le champ électrique jusqu'à la surface du semiconducteur. Le ^{228}Po va pouvoir être détecté lorsqu'à son tour il va se désintégrer en libérant un ion α. Pour un volume de 70l, et avec une efficacité de détection du radon d'environ 20%, ce système a une sensibilité de 1mBq/m^3 (1 coup/jour).

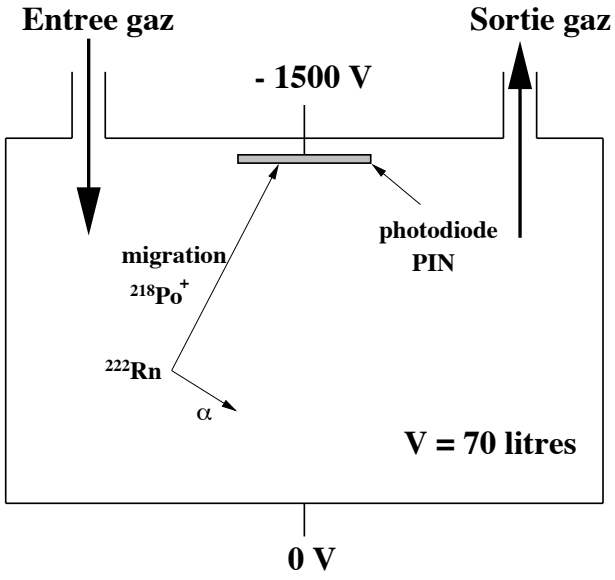


Figure 3.16: *Principe de mesure du radon dans le gaz de la chambre à fils.*

3.3.6 La construction de la chambre à fils

La construction de la chambre à fils était à la charge du groupe NEMO du LAL. Ce travail a duré 5 ans de 1996 à 2000. Il a mobilisé physiciens, techniciens et vacataires. Nous allons ici décrire succinctement les phases de l'élaboration de la chambre à fils d'un secteur.

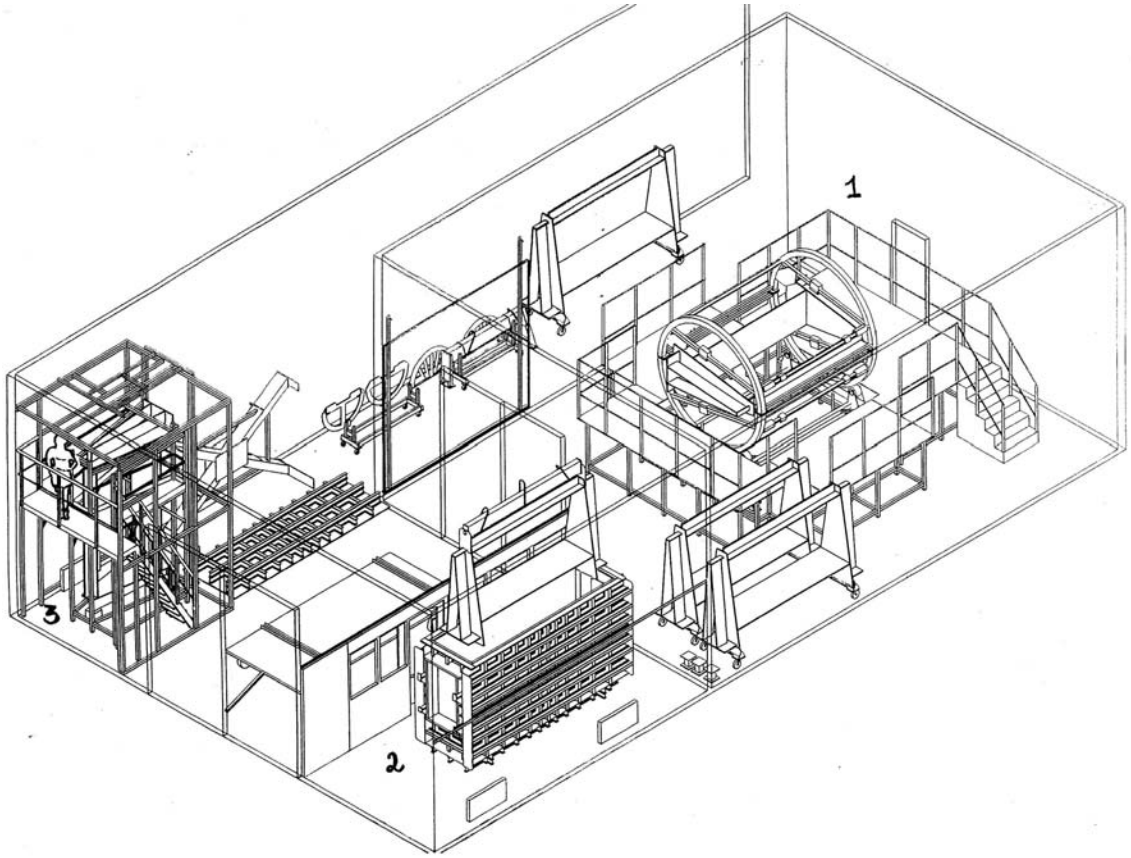


Figure 3.17: *Schéma représentant l'infrastructure pour le tissage, le test et le nappage d'un secteur. En zone 1 se trouve la salle propre ou dépoussiérée avec le vireur maintenant un secteur prêt à être tissé. En zone 2, il y a le caisson pour le test de la chambre à fils d'un secteur dans les conditions de fonctionnement de NEMO3. Enfin en zone 3 est montée une tente propre accueillant un secteur vertical prêt à être nappé afin d'assurer son étanchéité.*

Les fils

Une phase de recherche et développement a été réalisée pour déterminer la nature, le diamètre et la procédure de nettoyage des fils avant le tissage. Il fallait assurer une bonne résistance mécanique pour le tissage, et un bon état de surface pour avoir une propagation du plasma complète jusqu'aux deux anneaux cathodiques. Il a été retenu que les fils seraient en acier inoxydable de diamètre de 50μm.

Pour le fil anodique, La procédure de nettoyage et de traitement de la surface consiste à passer le fil dans un four à 650°C. La chaleur vaporise les poussières et les graisses présentes à la surface. Le fil, étant très fin, il va subir un violent refroidissement à la sortie du four. Ensuite le fil passe entre deux gazes dans un bain d'heptane. L'heptane est un bon solvant et n'oxyde pas le fil. Le fil anodique est alors débarrassé des résidus carbonisés qui subsistaient à sa surface. La procédure

de chauffage du fil anodique s'est avérée essentielle pour obtenir une propagation longitudinale complète du plasma Geiger. En revanche les fils de champs sont juste nettoyés à l'heptane.

Le tissage

L'opération de tissage, entièrement manuelle, consiste à tendre et à fixer sur les pétales les quelques 2000 fils d'un secteur. 23 secteurs[4] ont été tissés ce qui représente 50 000 fils ! Le tissage d'un secteur prend en moyenne 3 à 4 semaines et mobilise 1 technicien et deux vacataires.

Un support appelé vireur (figure 3.18), pouvant accueillir un secteur à tisser, permet de faire tourner le secteur afin de rendre le tissage plus accessible. Une grande salle propre de classe 10000 a été aménagée au LAL pour pouvoir accueillir toute cette infrastructure (voir figure 3.17 zone 1). Les opérations de tissage se déroulent comme suit (voir figure 3.19). Le fil à installer est accroché à une longue aiguille qui est passée dans un des trou du pétale. Ensuite on déroule la bobine de fils en tirant sur l'aiguille pour atteindre l'autre extrêmité de la cellule. On tend alors le fil en lui accrochant une masse de 50 g. Remarquons que la tension des quelques 40 000 fils du détecteur de traces exerce une force de 2 tonnes sur les pétales. Le fil en tension peut alors être fixé à chaque extrémité au niveau des pétales entre deux pièces de cuivre qui viennent pincer le fil. On peut alors couper le fil en gardant une partir extérieure conséquente s'il faut le changer par la suite si les tests montrent qu'il est défectueux (un défaut de surface par exemple).

Test de la chambre à fils après tissage

Le premier test consiste à mesurer l'impédance d'isolement dans l'air de chaque cellule Geiger sous une tension de 5000V. Ceci est un test très sensible de la tension mécanique des fils. Cela permet donc de corriger les erreurs éventuelles survenues lors du tissage comme une mauvaise tension mécanique ou un croisement de fils.

Le deuxième test consiste à vérifier si les cellules Geiger fonctionnent correctement dans les conditions d'utilisation de NEMO3. Le secteur tissé est alors transporté dans un caisson de test étanche afin de le mettre en gaz avec le mélange gazeux hélium+alcool (figure 3.17). Les particules ionisantes sont produites ici par le rayonnement cosmique et par la radioactivité naturelle des matériaux. Après une mise sous tension progressive lors de laquelle les poussières présente sur les fils sont "brûlées", l'ensemble de la chambre est amené à son point de fonctionnement. Le test consiste en une visualisation ,complète et systématique, à l'oscilloscope des signaux anodiques analogiques de chaque cellule Geiger du secteur. Nous devons vérifier deux caractéristiques principales dans le bon fonctionnement de la cellule Geiger :

1. elle doit "tenir" la haute tension en régime Geiger c'est-à-dire qu'elle doit être stable en terme de taux de comptage et qu'aucun phénomène d'amorçage n'apparaisse (redéclenchement du Geiger, claquages, signal instables, ...)
2. le plasma Geiger doit se propager correctement jusqu'aux deux extrémités de la cellule.
3. Les signaux de la cellule doivent être stables sur 1 semaine montrant ainsi sa résistance au vieillissement. Effectivement, étant donné que le taux de comptage dans le caisson (rayons cosmiques+radioactivité naturelle) est de l'ordre de 50 Hz et que le taux attendu au LSM est 500 fois plus faible, une cellule en fonctionnement une semaine dans le caisson correspond à 10 ans de fonctionnement au LSM.

[4] 2 secteurs ont nécessité un retissage complet et le premier secteur construit a juste servi pour la mise au point des techniques de tissage et de test de la chambre à fils. Ce 21ième secteur sert de réserve dans le cas d'un accident lors de l'installation du détecteur au LSM.

Figure 3.18: *Photo du vireur ayant servi au tissage de la chambre à fils de NEMO3.*

Il y a en moyenne 10 cellules qui ont un blocage de la propagation et quelques-unes unes ont un problème de tenue à la haute tension. Pour les premières on change juste le fil anodique alors que pour les deuxième il faut changer plusieurs des fils de la cellule. Ces réparations sont faites en salle dépoussiérée.

Pour étudier l'influence de la mise en gaz sur la chambre, un secteur a été testé après 2 mises en gaz successives. Le résultat a été qu'une seule cellule a été détériorée à cause d'un blocage de la propagation Geiger. Pour valider l'efficacité des réparation des cellules défectueuses, un secteur a été re-testé en caisson. Les défauts des cellules réparées ont disparus mais deux nouvelles cellules étaient devenues défectueuses.

Durant ces phases de tests, deux causes principales du disfonctionnement des cellules ont été mises à jour :

1. La présence de poussières sur les fils bloque la propagation Geiger et crée des amorçages dans les cellules. Une solution a été de "souffler" en salle propre tous les fils pour chasser les poussières avec un jet d'azote.

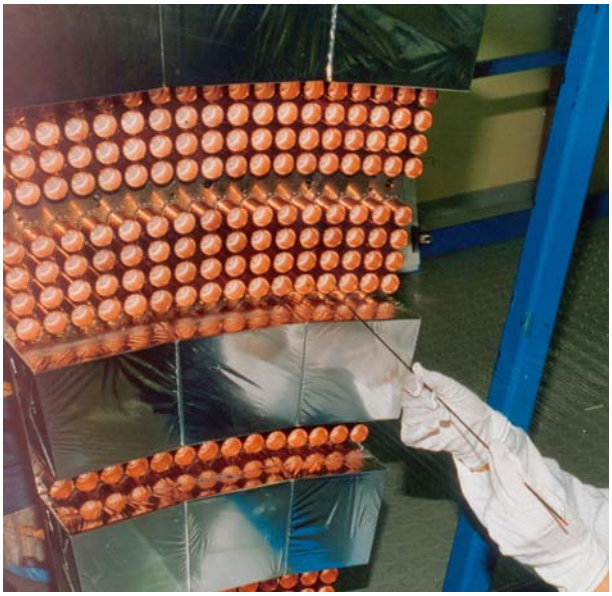


Figure 3.19: *Tissage de la chambre à fils.*

2. L'emballage latéral en mylar aluminisé des scintillateurs des pétales présentait, au début de la construction, une jointure rugueuse faisant apparaître par endroit l'aluminium. Cela entraînait le disfonctionnement (réamorçage du plasma Geiger) des cellules des 4 rangées voisines des scintillateurs des pétales. La solution retenue fut de mettre une nouvelle couche de mylar pour rendre la surface latérale du scintillateur complètement lisse.

Le nappage

La dernière phase consiste à étanchéifier les pétales. Pour cette tâche, on a construit une tente propre pour accueillir un secteur verticalement (voir figure 3.17 zone 3). Une fois mis vertical dans la tente propre, on met de la colle (araldite) au moyen d'une seringue sur les extrémités des cellules sur la surface du pétale. Avec un "sèche cheveux", on fluidifie la colle afin qu'elle s'étale uniformément et bouche tous les trous où sont inséré les fils. Une fois sèche, la colle permet d'étanchéifier le pétale et de maintenir les fils. Après une dernière vérification, de la tenue mécanique des fils avec une génératrice, le secteur est prêt à être câblé. Il peut alors être envoyé au LSM par camion.

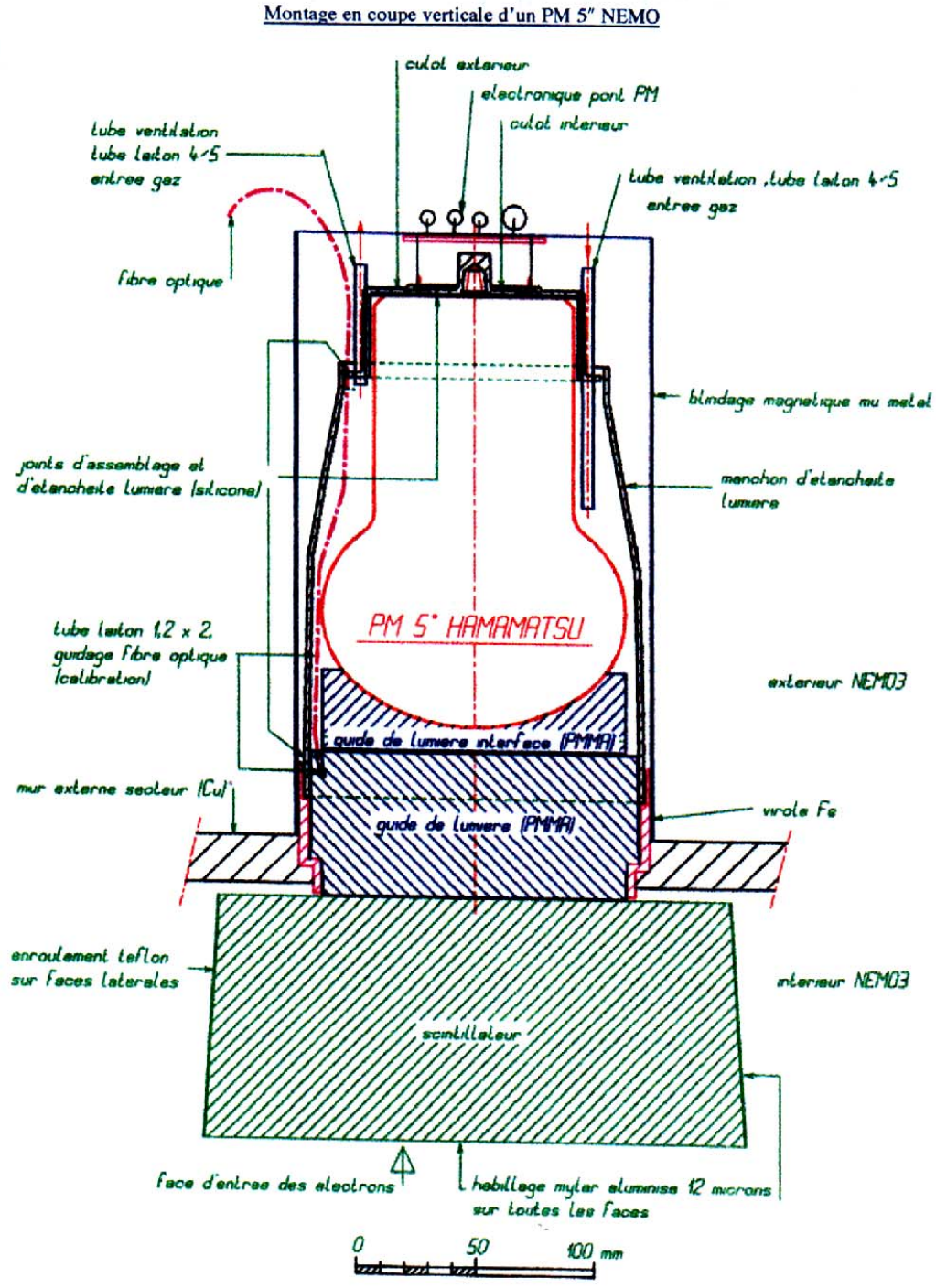


Figure 3.20: *Coupe vertical d'un PM 5" avec l'ensemble de son équipement.*

3.4 Le calorimètre de NEMO3

Le calorimètre de NEMO3 mesure des énergies avec une résolution[5] à 1 MeV de l'ordre de 15% et des temps avec une résolution de l'ordre de 250ps à 1MeV. La mesure en énergie des électrons est indispensable pour reconstruire la raie $\beta\beta0\nu$ à 3MeV. La mesure des temps dans le détecteur permettra de rejeter des événements du bruit de fond externe aux sources comme par exemple des électrons provenant des PM et traversant le détecteur.

Le calorimètre comporte 1940 scintillateurs plastiques associés chacun à un photomultiplicateur (PM). Les scintillateurs ont une épaisseur d'environ 10 cm. Afin d'épouser la surface de NEMO3, ces blocs ont des formes variés dont il serait fastidieux de donner les dimensions exactes. Chaque secteur est équipé de 97 blocs scintillateurs :

- 34 sur le mur interne ($\approx$ 15cm $\times$ 15cm $\times$ 10cm)
- 39 sur le mur externe ($\approx$ 20cm $\times$ 20cm $\times$ 10cm)
- 12 sur chaque pétale disposé en 4 rangées (2 internes et 2 externes)

Les scintillateurs du mur externe sont couplés à des PM 5" (diamètre 127mm) hémisphérique (HAMAMATSU R6594). Le mur interne est équipé par des PM 3" (diamètre 76mm) plan (HAMAMATSU R6591). Les PM des pétales contiennent un mixte des deux sortes.

La figure 3.20 montre la coupe verticale de l'équipement complet de l'unité élémentaire du calorimètre.

1. Le premier élément du calorimètre est le bloc scintillateur plastique contenu dans le volume de la chambre à fils.
2. La lumière de scintillation est récoltée par un guide de lumière en PMMA.
3. Les PM 3" sont collés directement sur le guide de lumière car leur photocathode est plane. En revanche, pour les PM 5", un deuxième guide s'adapte d'un côté à la forme de leur photocathode sphérique et de l'autre côté à la forme plane du premier guide de lumière (voir figure 3.20).
4. Sur le culot se trouve la sortie du signal et la galette de distribution de haute tension des dinodes.
5. Le PM est protégé de la lumière ambiante par un manchon noir.
6. Afin de garder un bon fonctionnement en présence du champ magnétique (30 Gauss) de NEMO3, un blindage magnétique en mu-métal recouvre l'ensemble du PM. Le champ magnétique perturbe surtout la collection des photoélectrons éjectés de la photocathode.
7. Pour vérifier quotidiennement les constantes d'étalonnage du PM, un LASER vient déclencher le PM par l'intermédiaire d'une fibre optique plongeant dans le guide de lumière.

3.4.1 Le scintillateur

Les scintillateurs sont fabriqués par polymérisation à partir de styrène ($C_6H_5CH{=}CH_2$) auquel on ajoute des molécules scintillantes : 1,5% de PPP (p-Terphényl) et 0,01% de POPOP (1.4 Bis (5-phényl2 oxazolyl) benzène).

[5] La résolution en énergie la largeur à mi-hauteur du pic en énergie divisée par l'énergie moyenne : $\frac{\Delta E}{E}$.

Le polystyrène à un Z moyen par atome de 3,7. La rétrodiffusion des électrons va être réduite à quelques pourcents. Avec un détecteur semiconducteur, la rétrodiffusion aurait été supérieure à 20%. Cependant la faible densité fait chuter la probabilité d'interaction des photons. C'est pourquoi il a été choisi de mettre 10 cm de polystyrène alors que 1 ou 2 cm suffiraient à arrêter les électrons. L'efficacité aux photons est de 50% à 500keV.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans le polystyrène, elle va perdre très rapidement son énergie en excitant les molécules du milieu. Le nombre de molécules est proportionnel à l'énergie de la particule chargée. Puis les molécules se désexcitent par fluorescence, avec un temps caractéristique de quelques nanosecondes.

Du fait que le Z moyen du styrène est faible, l'interaction dominante des photons est la diffusion Compton. Le scintillateur détecte en fait l'électron Compton de la diffusion du photon. La plupart du temps on ne récolte donc qu'une partie de l'énergie du photon.

Le polystyrène seul ne pourrait faire office de bon scintillateur. En effet, les molécules excitées, par une particule traversant le milieu, ont tendance à émettre leur surplus d'énergie par dissipation thermique (collisions entre molécules de même type). Il faut donc adjoindre au styrène un premier soluté le PPP qui va récupérer l'énergie d'excitation avant qu'elle ne se dissipe. La fluorescence de ce dernier doit cependant correspondre à la fenêtre en longueur d'onde de la photocathode des PM. On doit donc adjoindre un second soluté le POPOP qui va décaler le spectre de fluorescence dans une bande de fréquence adaptée à la photocathode des PM. La figure 3.21 présente le spectre de fluorescence du styrène avec PPP et POPOP. Le pic d'émission est centré sur 420 nm avec un rendement de l'ordre de 1 photon pour une perte de 200 eV par la particule chargée incidente. Cette longueur correspond au maximum de sensibilité de la photocathode des PM. La figure 3.22 présente la transparence du scintillateur dans le visible. A 420 nm, nous avons une transparence de 70%.

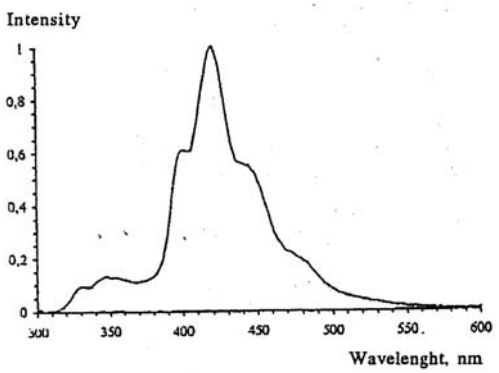


Figure 3.21: *Spectre de fluorescence des scintillateurs de NEMO3.*

La radiopureté des scintillateurs a été mesuré avec un spectromètre germanium (voir paragraphe 2.3.2). Le tableau 3.5 présente le résultat pour un bloc scintillateur moyen de 3kg. Nous voyons clairement que son activité de moins d'1 mBq en ^{214}Bi et ^{208}Tl est négligeable sinon faible en comparaison de la radiopureté d'un PM (dont la masse est d'ailleurs 10 fois plus faible).

Les blocs scintillateurs sont habillés avec deux feuilles de 6μm de mylar aluminisé (0,3 nm Al). Cela protège les scintillateurs et l'aluminium à l'intérieur fait écran à la lumière extérieure et réfléchie la lumière de scintillation interne au bloc. Afin d'augmenter l'efficacité de collection de la lumière de scintillation, 5 couches de ruban téflon blanc ont été enroulées sur les faces latérales du scintillateur en dessous du mylar aluminisé (voir figure 3.20). La lumière de fluorescence qui n'est pas émise dans l'angle solide du PM, va subir une réflexion diffuse sur le téflon et une partie de

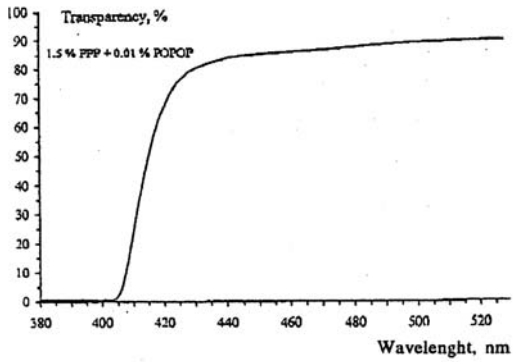


Figure 3.22: *Transparence dans le visible des scintillateurs de NEMO3.*

composant	^{40}K mBq	^{214}Bi mBq	^{208}Tl mBq
bloc scintillateur NEMO3 (3kg)	< 24	$< 1{,}8$	$< 1{,}5$
PM NEMO3 (300 g)	428	155	9,3

Tableau 3.5: *Radiopureté d'un bloc standard de 3kg de scintillateur et d'un PM standard (300g en moyenne) de NEMO3.*

l'énergie va être récupérée.

Systématiquement, sur le lieu de la production au JINR de Dubna en Russie, la résolution des blocs scintillateurs est mesurée avec une source de ^{207}Bi qui émet des électrons de 481 keV et de 970keV sur toute la surface du scintillateur. Les blocs ayant un mauvais rendement ou une inhomogénéité sont rejetés. Ensuite avec un spectromètre, ayant une bonne résolution en énergie ($6^{o}\backslash_{oo}$), on envoie au centre de chaque bloc un faisceau d'électron de 1MeV. Chaque bloc a subi ces mesures avec le même PM de référence (3" Phillips) depuis le début de la production. Ce travail a été réalisé pour les blocs des pétales par l'IRES à Strasbourg et pour les blocs des murs par le CENBG à Bordeaux. La figure 3.23 montre, dans le cas des blocs des pétales, la résolution en énergie à 1MeV en fonction du nombre de canaux ADC pour le pic à 1MeV. La résolution en énergie se situe entre 12 et 17%.

3.4.2 Les photomultiplicateurs PM

Les PM de NEMO3 sont des PM ayant un niveau de radioactivité très bas en ^{40}K, ^{214}Bi, et ^{208}Tl. L'activité d'un PM standard du calorimètre est donnée sur le tableau 3.5. L'activité mesurée correspond à une activité d'environ **1000 fois plus faible** que l'activité d'un PM classique. La réalisation de ces PM basse radioactivité a nécessité une importante phase de recherche et développement et s'avère utile pour d'autres expériences bas bruit de fond. La contamination mesurée sur les PM de NEMO3 provient principalement du verre de la fenêtre, de l'ampoule et du pied du PM. Etant donné que le verre contribue à plus de 70% du poids du PM, on améliore considérablement la radiopureté du PM en gagnant sur l'activité du verre.

Chaque PM doit vérifier des spécifications vis à vis du rendement quantique de la photocathode, de son gain, de la linéarité de la réponse et le niveau du bruit de fond.

- On demande que la charge collectée à 1MeV soit de l'ordre de 125 pC, ce qui correspond à une amplitude du signal d'environ 300 mV et à un gain de 2.10^{6}. La haute tension appliquée aux dynodes est alors de l'ordre de 1800V pour les PM 3"(12 dynodes) et 1350V pour les 5"(10 dynodes).

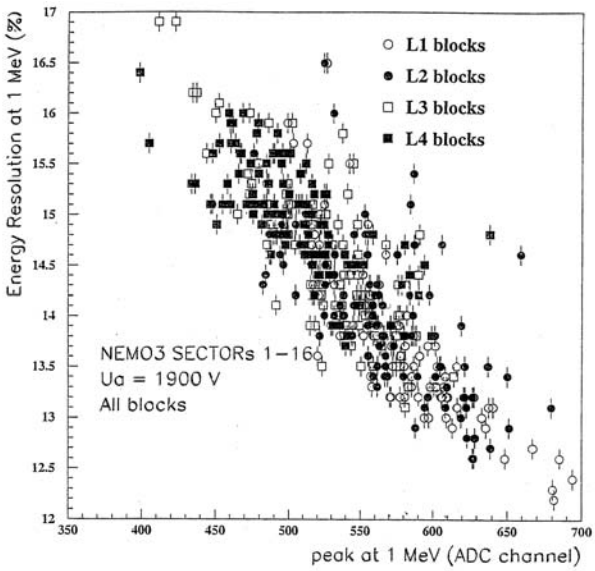


Figure 3.23: *Résultats des tests de validation des blocs scintillateurs des pétales des secteurs 1 à 16 utilisant un PM 3" Phillips de référence. La figure représente la résolution des 4 types de blocs des pétales (L1, L2, L3 et L4) en fonction de la valeur ADC du pic à 1MeV.*

- Le bruit doit être suffisamment bas, de l'ordre de 10Hz, au seuil minimum de 33keV équivalent à une amplitude de 10 mV.

- L'énergie maximum mesurable est de 12MeV avec une excellente linéarité jusqu'à 4MeV.

Un banc de test a été fabriqué à l'IRES pour tester chaque PM. On devait reproduire les mêmes conditions de scintillation qu'un bloc scintillateur. Le banc de mesure comportait une lampe H_2 munie d'un filtre passe-bande centré à 420 nm. Un système de collimateur permettait d'éclairer toute la surface de la photocathode. Le flux de photons a été calibré, en utilisant des atténuateurs de manière, à obtenir le flux que produirait un électron de 1MeV dans un scintillateur ($\approx$2000 photons collectés/MeV). Il était alors possible de faire varier le flux de photons dont l'énergie équivalente en terme d'électron variait de 1 à 12 MeV. Grâce à ce système on a pu mesurer les caractéristiques des PM dans les conditions d'utilisation de NEMO3 sans y adjoindre un scintillateur. Le processus de mesure comporte les étapes suivantes :

1. On cherche la tension à appliquée pour avoir une charge collectée de 125pC à 1MeV.

2. On mesure la résolution à 1MeV

3. On mesure la linéarité de la réponse du PM entre 1 et 12MeV.

4. On mesure l'uniformité de la photocathode et de la collection des photoélectrons en déplaçant le faisceau lumineux en X Y.

5. On mesure le bruit pour un seuil de détection de 10mV (33keV).

La figure 3.24 montre une fiche résumant les mesures pour un PM 5".

Les différents temps de parcours dans le PM ont été aussi mesurés. Le temps de collection des photoélectrons est de 3 à 4 ns. Le temps de transit jusqu'à l'anode est en moyenne de 50 ns pour les 3" et 45ns pour les 5".Cette différence de temps à imposé de rallonger les câbles signaux des 5".

3.4.3 Association scintillateur-PM

Il a été choisit d'obtenir un calorimètre le plus uniforme possible en associant les PM ayant un bon rendement quantique et une bonne collection des électrons avec un scintillateur de faible rendement lumineux (et vice et versa). Plus précisément l'association se fait de la manière suivante.

La réponse des scintillateurs a été mesuré lors des tests de validation. Pour l'ensemble des scintillateurs on obtient une réponse ADC à 1MeV de distribution gaussienne de moyenne $< ADC >$ et d'écart-type σ_{ADC}. Pour un scintillateur donné on définit alors la variable μ qui définit son écart vis à vis de la moyenne.

$$\mu = \frac{ADC - < ADC >}{\sigma_{ADC}}$$

La sensibilité des PM est le rapport du courant de la photocathode sur le flux des photons. Elle caractérise le rendement quantique de la photocathode et la collection des photoélectrons. Cette sensibilité est bien caractérisée par le Corning Blue (sensibilité à 430 nm) fourni par le constructeur pour chaque PM et vérifiée sur le banc de test. La figure 3.25 montre la résolution à 1 MeV en % en fonction de CB pour les PM 5" et 3". On définit alors une variable ν indiquant la déviation de chaque PM par rapport à la moyenne de CB.

$$\nu = \frac{CB - < CB >}{\sigma_{CB}}$$

Pour avoir une association équilibrée, il faut que l'on ait $\nu \approx -\mu$, afin de compenser les déviations de chaque élément du couple PM-scintillateur.

3.4.4 L'étalonnage en énergie des compteurs : PM+scintillateur

Les tests sur les scintillateurs et les PM nous fournissent une estimation de la résolution de chaque élément. Mais pour avoir la résolution du couple PM-scintillateur, il faut faire la mesure lorsque que l'ensemble des parties scintillateur+guide de lumière+PM est monté sur les secteurs dans la configuration définitive. Nous voulons aussi connaître le facteur de conversion canaux ADC $->$ énergie.

Nous allons pouvoir mesurer ces deux paramètres avec des sources radioactives qui seront placées dans les tubes d'étalonnages mitoyens aux cadres sources (voir 3.5). Ce sont des tubes en cuivre percé de trois fenêtres en kapton dont la répartition est la suivante : une au milieu en Z=0, une en bas en Z=-90cm et une en haut en Z=+90cm. Il y a un tube par secteur.

Trois sources vont être utilisées pour l'étalonnage du calorimètre le ^{207}Bi, le ^{90}Sr et le ^{106}Ru. Le premier isotope fournit des électrons de conversion à 482keV et 970keV, alors que les deux autres sources émettent un β avec Q de réaction respectivement de 2,283 MeV et 3,540 MeV. En connaissant l'énergie des sources il est alors possible d'accumuler de la statistique pour chaque compteur et en déduire la position et la largeur des pics dans les spectres en énergie, qui donnera la résolution et une estimation du facteur de conversion ADC - énergie.

Examinons le cas du ^{207}Bi. Le diagramme de désintégration est donné sur la figure 3.26. On distingue les deux niveaux à 1633 keV et 570 keV du noyau fils ^{207}Pb qui peuvent donner un électron de conversion. Suivant la couche où ils sont émis K,L,M la probabilité de la conversion ainsi que l'énergie de l'électron est différente. Principalement on a à deux électrons K d'énergie 976 keV et 482 keV. Lors de l'étalonnage les sources ont une activité de quelques nCi ce qui est une activité faible mais il est impossible d'opérer avec une activité plus importante pour ne pas risquer de détériorer la chambre à fils. La méthode pour la détermination de la résolution est la suivante. On utilise le canal un électron : une trace partant d'une des sources dans le tube de calibration avec un scintillateur associé. Pour un compteur particulier on accumule de la statistique. Une fois

que nous avons le spectre en énergie de ce compteur, nous avons la position des deux pics (environ 482keV et 976keV) avec leur largeur en terme de canaux ADC. Pour chaque pic on peut ajuster trois gaussiennes une pour chaque type d'électron de conversion K,L,M. La proportion est

- dans la région de 976keV: L/K = 0,2540 et M/K = 0,0617
- dans la région de 482keV: L/K=0,2700 et M/K = 0,07

Nous pouvons en déduire la résolution du compteur à ces deux énergies. Grâce à la longueur des traces obtenue avec le détecteur de traces, on estime l'énergie perdue par les électrons dans le gaz (de l'ordre de 50-100 keV). En supposant une largeur à mi-hauteur FWHM typiquement proportionnelle à $\sqrt{E}$: FWHM = a $\sqrt{E}$, on obtient la valeur de la résolution jusque vers 2MeV. Pour des énergies plus élevées nous utiliserons les deux autres sources qui fournissent un rayonnement plus énergétique. Des premières prises de données très préliminaires avec des sources ^{207}Bi donnent une résolution de l'ordre de 16% à 976keV et de 18% à 482keV.

Pour les deux autres sources ^{90}Sr et le ^{106}Ru, l'énergie disponible est plus importante est se situe vers le domaine d'énergie de la $\beta\beta0\nu$. L'activité de ces sources est ici trop grande de l'ordre de 0,5 à 5 μCi pour la chambre à fils qui est donc inactivée pendant les prises de données. On sélectionne dans ce cas la queue du fin du spectre β. Puis on convolue le spectre théorique avec la valeur de la résolution FWHM=a$\sqrt{E}$ afin d'obtenir le facteur a. L'énergie perdue par l'électron est évaluée en moyenne pour chaque compteur, suivant la position de la source dans le tube d'étalonnage, avec une simulation MonteCarlo.

Les résultats des données préliminaires donnent une résolution à 1MeV de l'ordre de 15% pour les compteurs du mur externe et une résolution de 17% pour le mur interne. Les données avec les pétales ne sont pas suffisantes à l'heure actuelle. La position des pics dans le spectre donne une première estimation de la valeur d'un canal ADC qui vaut environ 2,7keV.

3.4.5 Etalonnage en temps du calorimètre

La mesure du temps de vol des particules dans NEMO3 est indispensable pour rejeter le bruit de fond externes aux sources ou bien pour faire des études du bruit de fond interne aux sources en étudiant les canaux électrons-photons. La mesure du temps dans les compteurs TDC de l'électronique associée au PM débute lorsque le signal PM dépasse le seuil de mesure. Cependant la mesure du temps va être différente suivant l'amplitude du signal. La figure 3.27 montre deux signaux PM correspondant à deux charges collectées Q_1 et Q_2 : $Q_1 < Q_2$. Nous voyons que le début du signal va être différent suivant le cas 1 ou le cas 2. Pour mesurer la corrélation temps-charge, un système de mesure avec un LASER a été développé à l'IRES et est en cours de construction au LSM et en test à l'IRES. Le principe de la mesure est le suivant. On décale la longueur d'onde (337nm) du LASER UV vers 400 nm en passant la lumière LASER dans un morceau de scintillateur. La lumière peut alors alimenter grâce à un réseau de distribution toutes les fibres optiques associées au PM (voir figure 3.20). Un jeu d'atténuateur permet de faire varier l'intensité de 0 à 12 MeV équivalent électron. Une photodiode et un PM de référence sont utilisés pour étalonner le LASER.

Une fois connu la relation entre la charge collectée et le temps de mesure, il faut régler un autre problème qui dépend de l'inhomogénéité des différents retards des compteurs du calorimètre. La longueur des fibres optiques, la longueur des câbles, le temps de transit des électrons dans le PM sont différents d'un compteur à l'autre. Il faut donc une procédure pour mesurer les écarts en temps entre les compteurs. Pour cela nous utiliserons une source de ^{60}Co qui émet quasi instantanément deux photons de 1333keV et 1173keV. Plusieurs sources seront placées dans le tube de calibration de quelques secteur répartis de manière à couvrir toute la zone géométrique occupée par les PM.

La détection des deux γ émis en coïncidences permettra de mesurer l'écart de temps entre chaque paires de compteurs déclenchés.

3.4.6 La surveillance journalière

Le système de LASER sera utilisé quotidiennement pour vérifier si les constantes de calibration de chaque compteur ne varie pas au cours du temps. Chaque jour, après avoir étalonner le LASER seul, avec un PM et une diode de référence, l'acquisition des données sera arrêté une demi-heure pour réaliser les mesures d'étalonnages. Ces mesures ont pour buts de vérifier :

- la relation temps-charge comme nous l'avons vu plus haut,
- la reconstruction en énergie du compteur avec la position du pic LASER,
- la linéarité du compteur de 0 à 12 MeV

Ces mesures journalière permettront de limiter les biais systématiques de la reconstruction en énergie des événements enregistrés.

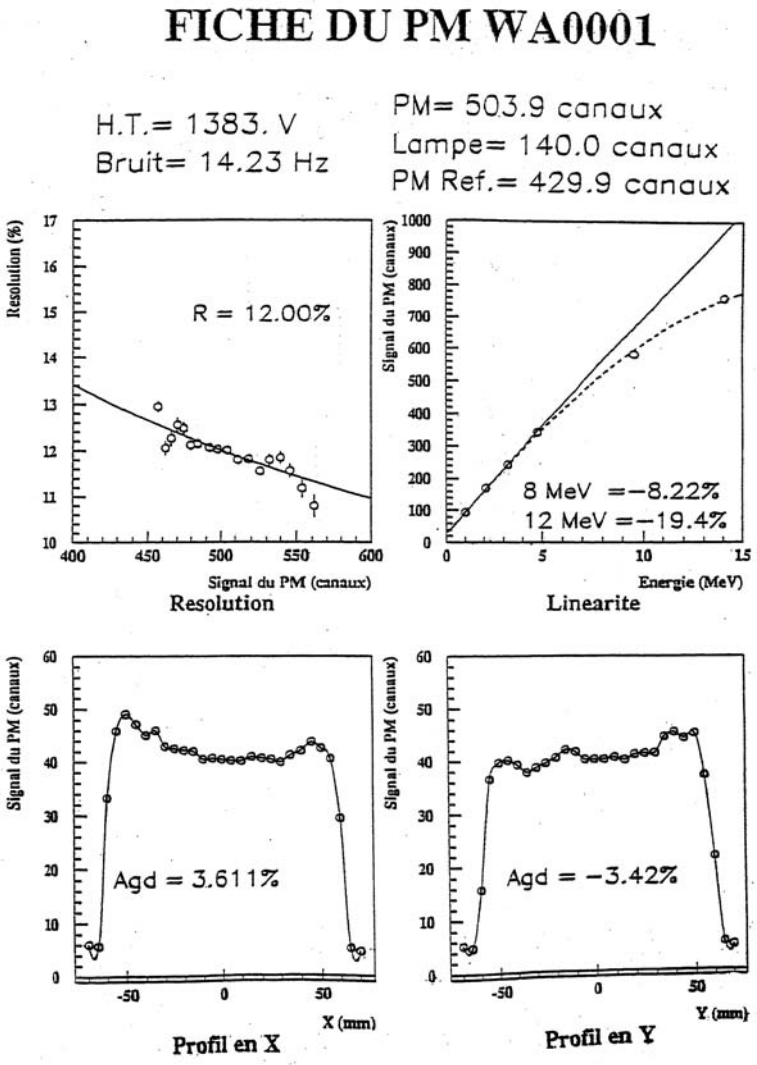


Figure 3.24: *Exemple d'une fiche de caractéristiques d'un PM 5" obtenu à partir du banc test utilisant une lampe H_2.*
En haut de la fiche est indiquée la tension appliquée pour obtenir un gain de 2.10^6. Le nombre de coups par seconde du bruit au seuil minimum de 33keV (10mV). Une autre information concerne la variable PM qui donne la valeur en nombre de canaux ADC pour une énergie de 1MeV. Les courbes présentées sont :
- La distribution, en haut à gauche, montre la résolution en fonction du nombre de canaux ADC (énergie). A 500 canaux on a une résolution typique de 12%. La courbe en trait plein est un ajustement avec une fonction en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ avec E l'énergie.
- La distribution, en haut à droite, donne la linéarité c'est-à-dire la réponse du PM en fonction de l'énergie. La droite est un ajustement des premiers points jusqu'à 4MeV. La courbe en pointillée est un simple ajustement polynomial. Nous voyons alors que la linéarité est très bonne en dessous de 4MeV.
- Enfin les deux dernières distributions montrent la réponse de la photocathode pour un scan en XY.

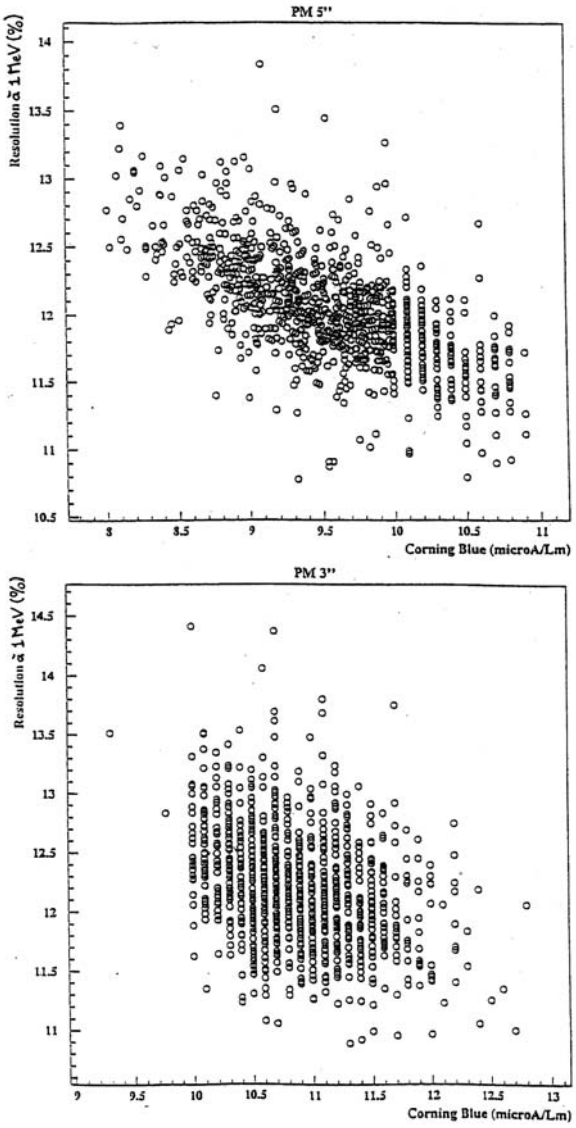


Figure 3.25: *Résolution à 1MeV en fonction du CB pour les PM 5" et 3" de NEMO3.*

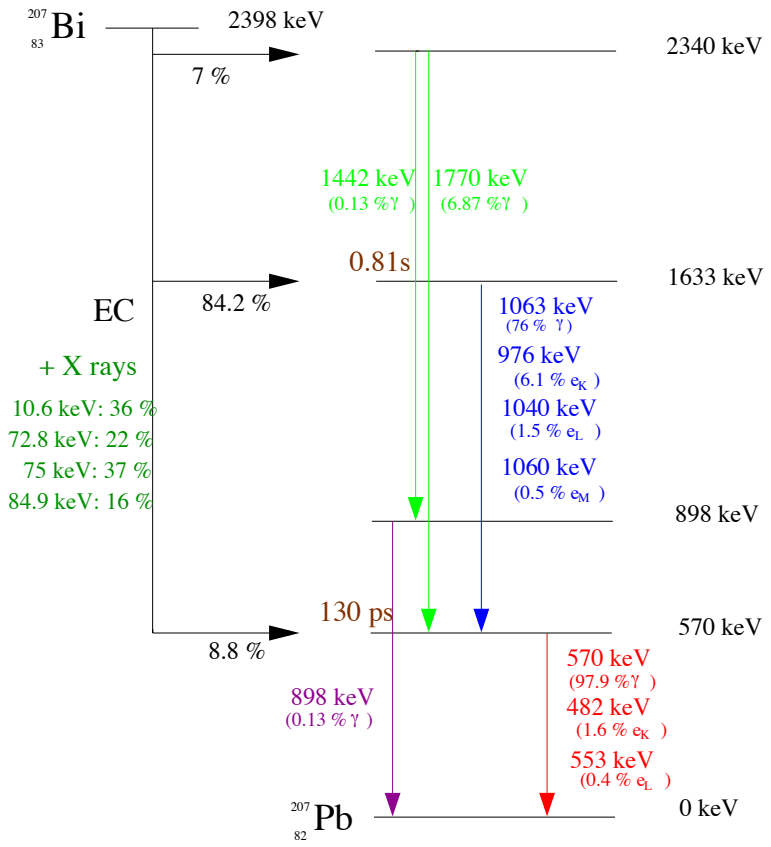


Figure 3.26: *Schéma de désintégration du* ^{207}Bi.

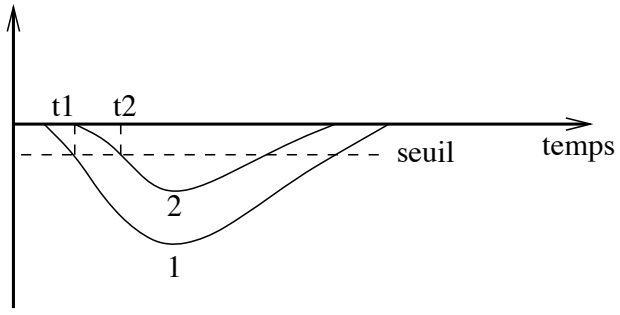


Figure 3.27: *Le début de l'intégration du temps dans le TDC associé à un PM va dépendre de la charge collectée et du seuil minimum fixé.*

3.5 La bobine de NEMO3

Un champ magnétique de 30 Gauss est créé dans l'axe de symétrie du détecteur par une bobine couvrant le mur externe du détecteur (voir figure 3.28). Cela permet de faire la distinction entre électron et positron suivant la courbure des traces qu'ils font dans la chambre à fils. La bobine est composée d'anneaux en cuivre segmentés en portion de la largeur de 2 secteurs. Les segments d'anneaux de chaque secteur sont connectés avec ceux des deux secteurs mitoyens. Pour refermer les lignes de champ magnétique, les pétales ne sont pas en cuivre mais en fer. Ce champ impose de protéger chaque PM du calorimètre avec un blindage magnétique.

Le principal inconvñient du champ magnétique est qu'il va faire spiraler les électrons de faible énergie (<100keV). Nous ne pourrons détecter des électrons en dessous de 100 keV. Par ailleurs, le champ magnétique est certes suffisamment élevé pour reconnaître les paires électron-positron avec le signe de la courbure, mais il n'est pas assez fort pour que l'on puisse utiliser la courbure des traces pour reconstruire l'impulsion des particules.

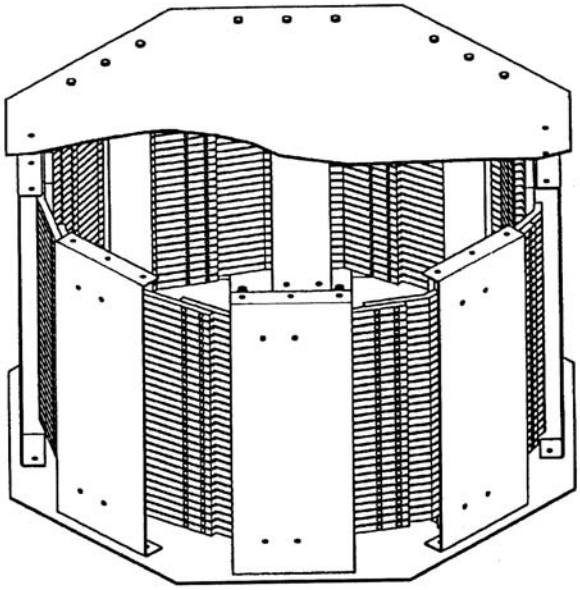


Figure 3.28: *Schéma de la bobine de NEMO3 servant à générer un champ magnétique de 30 Gauss.*

3.6 Le blindage de NEMO3

NEMO3 est une expérience bas bruit de fond qu'il faut protéger du rayonnement γ et des neutrons venant de l'extérieur grâce à un blindage approprié. Le blindage de NEMO3 consiste en 18 cm de fer et un blindage neutron qui reste à l'heure actuelle à définir.

Des simulations et des résultats obtenus avec le prototype NEMO2 [47] [48] ont montré que le blindage de fer :

- atténue très fortement le rayonnement γ,
- absorbe complètement les neutrons thermiques,

- agit comme un filtre pour les neutrons rapides $> 1,5$MeV, c'est-à-dire que le flux en sortie du blindage est divisé par 5 et que l'énergie moyenne des neutrons se situe vers 600 keV quelle que soit l'énergie de départ du neutron.
- en sortie du blindage de fer, le flux des neutrons épithermiques seraient du même ordre de grandeur que le flux des neutrons rapides.

Le blindage aux neutrons devra répondre à deux objectifs :

1. absorber les neutrons thermiques,
2. thermaliser les neutrons rapides et épithermiques.

La plus grande partie du blindage neutron se situera avant le blindage en fer. Ce dernier va absorber les neutrons qui ont été thermalisés par la traversée du blindage neutron. Par ailleurs, il est judicieux de mettre aussi un blindage neutron après le blindage en fer pour qu'il puisse absorber les neutrons filtrés à 600keV. Le choix du matériau pourrait être soit du polyéthylène boré (PEB) avec une couche externe de 20 cm et une couche interne après le blindage en fer de 1cm. Mais pour des raisons budgétaires des plaques de bois seront peut-être aussi utilisées.

En supposant que le blindage absorbe les neutrons thermiques et épithermiques, nous voyons que le danger vient des neutrons rapides >1MeV. La figure 3.29 [47] montre l'évolution des 146.10^6 neutrons/an atteignant NEMO3 blindé avec 20cm de fer. Une grande partie des neutrons (78%) est diffusée en dehors du détecteur. Une petite fraction subit une capture dans le fer. Le reste (20%) va soit s'échapper du détecteur (6,8%) soit être capturé à l'intérieur. La capture dominante est la capture radiative (13,3%) dans les scintillateurs et le cuivre du détecteur principalement.

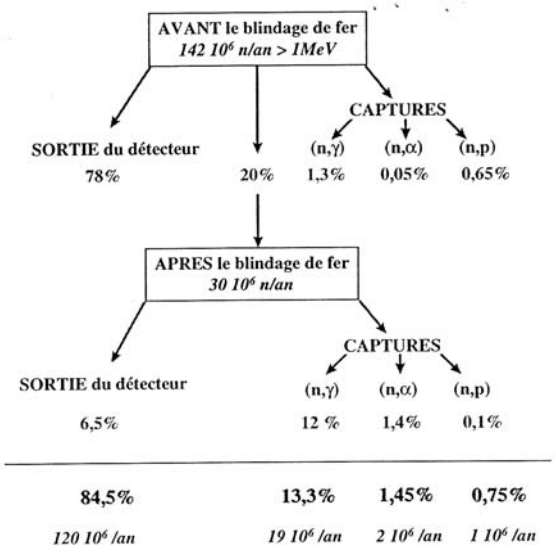


Figure 3.29: *Schéma montrant l'évolution du nombre de neutrons rapides atteignant le détecteur en un an après le passage du blindage en fer.*

Le blindage va jouer un rôle important dans la réjection du bruit de fond externe. Mais il n'est pas le seul. Le champ magnétique va pouvoir identifier les paires électron-positron produites dans la source qui sont très probables avec des γ très énergétiques (>4MeV). Finalement le champ magnétique, le blindage en fer et aux neutrons donne une bonne protection aux rayonnements extérieurs. Pour quantifier des simulations ont été faites [48] dans la configuration de blindage suivante : 20 cm PEB + 20 cm fer + 1cm PEB. Le tableau 3.6 [48] montre l'effet des différents

blindages et du champ magnétique sur le nombre d'événements électron-électron, dû au bruit de fond externe γ et neutron, attendu en 5 ans. La simulation a utilisé un détecteur avec 10 kg de ^{100}Mo.

blindage	nbre de faux $\beta\beta$ en 5 ans	
	γ	neutron
	$[2,8-3,2]$ MeV	$[2,8-3,2]$ MeV
fer(20 cm)	1.0 ± 0.3	$10.0^{+7.5}_{-6.0}$
B(30 Gauss)+fer(20cm)	0.15 ± 0.05	$1.5^{+4.0}_{-1.2}$
PEB(20cm+1cm)+fer(20cm)	0.5 ± 0.2	$0.09^{+0.07}_{-0.06}$
B(30 Gauss)+PEB(20cm+1cm)+fer(20cm)	0.10 ± 0.03	$0.02^{+0.04}_{-0.02}$

Tableau 3.6: *Suivant la configuration de blindage, nombre d'événements en 5 ans, provenant du bruit de fond externe γ et neutron, simulant un $\beta\beta$. La simulation a pris 10 kg de ^{100}Mo pour source.*

Pour les γ, nous voyons que le champ magnétique est très efficace, le nombre de faux $\beta\beta$ est divisé par 5. Avec le PEB, ce nombre est divisé par deux. Pour les neutrons, le PEB diminue drastiquement le nombre d'événements de bruit de fond par un facteur 100, le champ magnétique le diminue d'un facteur 5.

Au total en 5 ans, on attend environ 0,1 événements de bruit de fond externe provenant des γ et des neutrons de l'environnement du détecteur. Par conséquent l'alliance du champ magnétique et du blindage fer+PEB donne quasiment une efficacité de 100% pour éliminer ce bruit de fond. NEMO3 dans ces conditions est une expérience sans bruit de fond provenant de l'extérieur du détecteur.

3.7 L'électronique du détecteur de traces

L'électronique de la chambre à fils est divisée en deux parties distinctes: les cartes de répartition Geiger et les cartes d'acquisition Geiger. Les cartes de répartition ont pour rôle de distribuer les hautes tensions à l'ensemble des cellules Geiger et récupérer les signaux analogiques de chaque cellule, le signal anodique d'une part et les deux signaux cathodiques haut et bas d'autre part. Ces signaux sont alors envoyés sur les cartes d'acquisition. Ces cartes ont pour rôle d'amplifier et discriminer les signaux Geiger analogiques (anode et cathodes haute et basse) puis d'assurer le comptage pour chaque cellule Geiger du temps anodique, des deux temps cathodiques et des temps de signaux retardés jusqu'à 1ms. L'enregistrement de ces coups retardés permet de détecter la particule α produite par le descendant du ^{214}Bi, le ^{214}Po, de demi-vie $T_{1/2}$=164μs.

La figure 3.30 est un schéma de principe montrant chaque partie de 'l'électronique Geiger'.

3.7.1 La carte de répartition Geiger

La figure 3.31 montre le schéma électronique pour l'anode et la cathode. Le fil anodique est mis sous une tension de fonctionnement HT au travers de deux résistances R et de capacités C qui stabilisent la haute tension sur des temps très long (de l'ordre de 200μs) devant le temps de propagation du plasma (de l'ordre de 40μs). La stabilité de la haute tension est essentielle pour ne pas avoir des différences du point de fonctionnement des cellules Geiger au cours du temps. Le signal anodique passe au travers d'une capacité Co pour aller ensuite sur la résistance de charge Rc

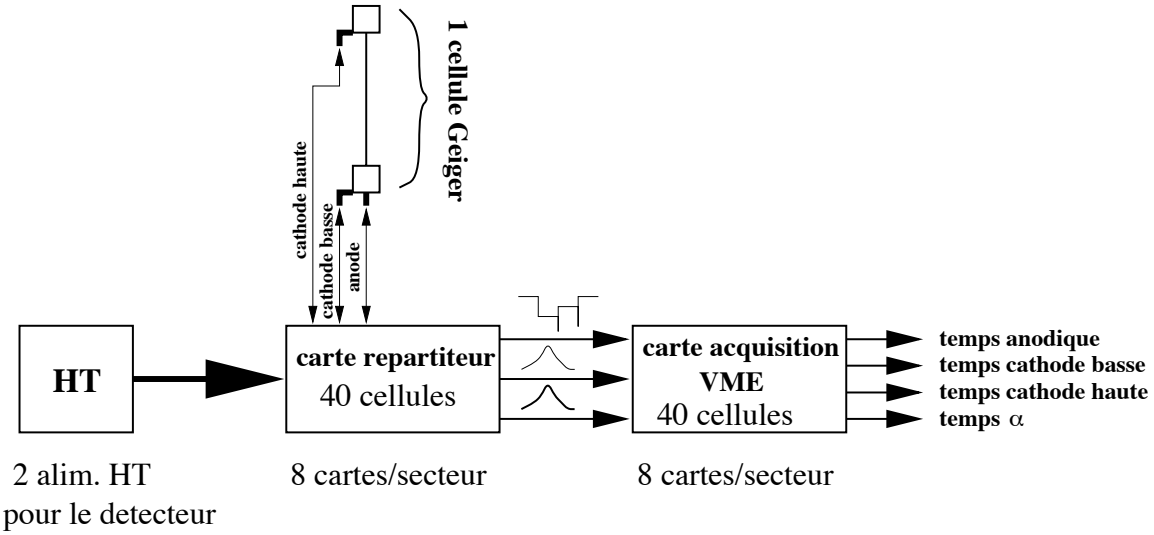


Figure 3.30: *Schéma de principe de l'électronique de la chambre à fils.*

de l'ASIC analogique de la carte d'acquisition. La résistance R_2 de 820kΩ sert à protéger l'ASIC du fort courant de charge de la capacité Co dans le cas où on branche brusquement le câble reliant l'ASIC à la carte répartition. En cas de décharge, si la HT est mis brusquement à la masse, la résistance de 100 Ω joue le rôle de fusible et les diodes servent à protéger l'ASIC. Le circuit de distribution est identique pour les deux cathodes, à ceci près que l'anneau est mis à la masse et qu'il n'y a pas de résistance de 100 Ω, ni de diodes avant l'ASIC

Il y a 8 cartes mères de répartition Geiger par secteur, soit 160 cartes mères au total. Chaque carte mère re reçoit 40 cellules Geiger soit 40 voies anodiques et 80 voies cathodiques. Une carte mère contient 15 cartes filles : 5 cartes filles anodiques, 5 cartes filles cathodiques hautes et 5 cartes filles cathodes basses. Chaque carte fille gère 8 voies Geiger. Il y a au total 2400 cartes filles.

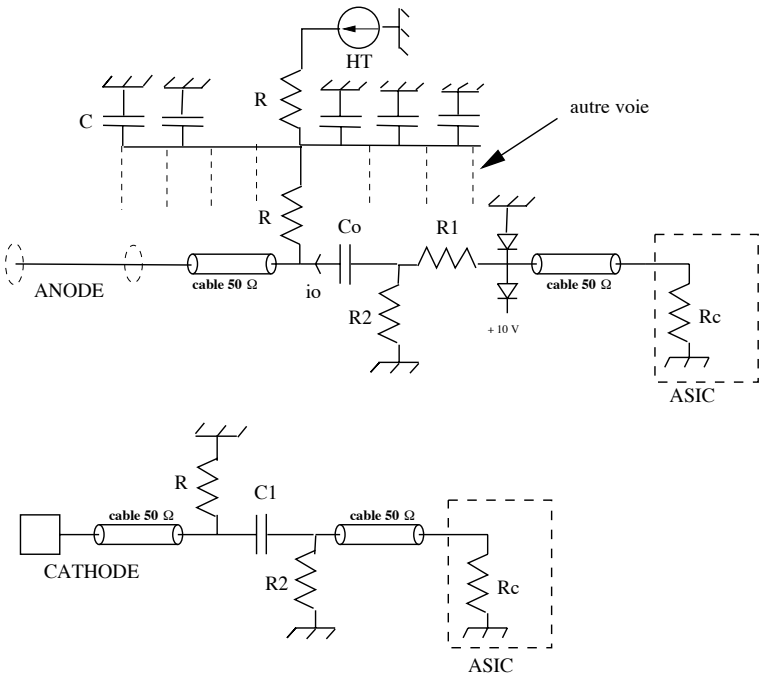


Figure 3.31: *Schéma de l'électronique de la carte de répartition pour la voie anodique et cathodique. Nous avons R=220 kΩ, R1=100 Ω, R2=820 kΩ, Rc≈270 Ω, Co=470 pF, C=10 nF, C1=1,5 nF.*

3.7.2 La carte d'acquisition Geiger

Afin de minimiser le câblage et les effets de cross-talk, il a été choisi d'intégrer les fonctionnalités de la carte d'acquisition Geiger dans des ASIC[6] de deux types :

1. un ASIC analogique qui amplifie (facteur 60) et discrimine le signal
2. un ASIC numérique qui compte les temps de la cellule avec une horloge de 50 MHz.

Un ASIC est un circuit intégré de quelques mm^2 qui accueille les signaux anodiques et cathodiques de 4 cellules Geiger (soit 12 signaux au total). Il y a 10 ASIC analogiques et 10 ASIC numériques par carte d'acquisition soit 40 voies Geiger par carte. La figure 3.32 montre le schéma de principe pour une seule voie Geiger de la carte d'acquisition.

ASIC analogique: Discrimination des signaux Geiger analogiques

La figure 3.33 montre en détail l'ASIC analogique. Il y a 4 éléments "CELL" gérant chacune une cellule Geiger. Chaque élément va amplifier d'un facteur 60 les 3 signaux Geiger (anodique et cathodique) de la cellule Geiger et les comparer à la tension seuil par l'intermédiaire d'un comparateur. La tension de seuil pour l'anode doit être différent de la tension seuil pour les 2 cathodes.

Un DAC (Digital Analogic Convert) commun aux voies anodiques et cathodiques permet de régler le seuil anodique et le seuil cathodique. Par l'intermédiaire du software, nous affichons sur le DAC une valeur codée sur 8 bits qui se traduit grâce aux résistances R_{is}, R_{SC} et R_{SA}, par deux tensions aux points "SEUIL C" et "SEUIL A". La tension du point "SEUIL C" (resp. "SEUIL A") correspond à la valeur du seuil cathodique (resp. anodique). Les comparateurs des 4 voies (cellules) où arrivent les signaux préalablement amplifiés des 2 cathodes et de l'anode, reçoivent en entrée la valeur de ces 2 tensions seuils. Si le signal est supérieur au seuil le comparateur génère un signal TTL qui est envoyé au compteur TDC de l'ASIC numérique.

Ces 3 résistances sont extérieures au circuit intégré ce qui nous a permis de faire des études sur le choix des valeurs des résistances à utiliser dans la configuration finale de NEMO3. Les valeurs des 3 résistances R_{is}, R_{SC} et R_{SA} imposent donc la gamme dynamique des seuils de déclenchement anodique et cathodique. Elles ont été fixées à la suite des mesures que nous avons faites sur un prototype de 9 cellules Geiger à Orsay comme nous le verrons au chapitre 5.

ASIC numérique : Mesure des temps

Pour chacune des cellules Geiger, le signal anodique et les deux signaux cathodiques numériques type TTL produits par l'ASIC analogique sont envoyés sur l'ASIC numérique.

L'ASIC numérique comprend 4 TDC par cellule Geiger (soit $4 \times 5 = 20$ TDC au total) : 1 TDC anodique, 2 TDC cathodiques haut et bas, 1 TDC dit "ALPHA". **Le signal anodique démarre le TDC anodique et les deux TDC cathodiques.**

Les deux TDC cathodiques sont arrêtés par les deux signaux cathodiques. Les deux temps cathodiques t_1 et t_2, correspondant aux temps physiques de propagation longitudinale des deux plasmas Geiger le long du fil anodique depuis l'avalanche primaire jusqu'aux deux anneaux cathodiques aux extrémités, sont directement proportionnels aux contenus TDC cathodiques. Ils sont donnés par la relation :

$$\begin{cases} t_1 = TDC(cathode\ haute) \times 20\ ns \\ t_2 = TDC(cathode\ basse) \times 20\ ns \end{cases}$$

[6] Application Specific Integrated Circuit

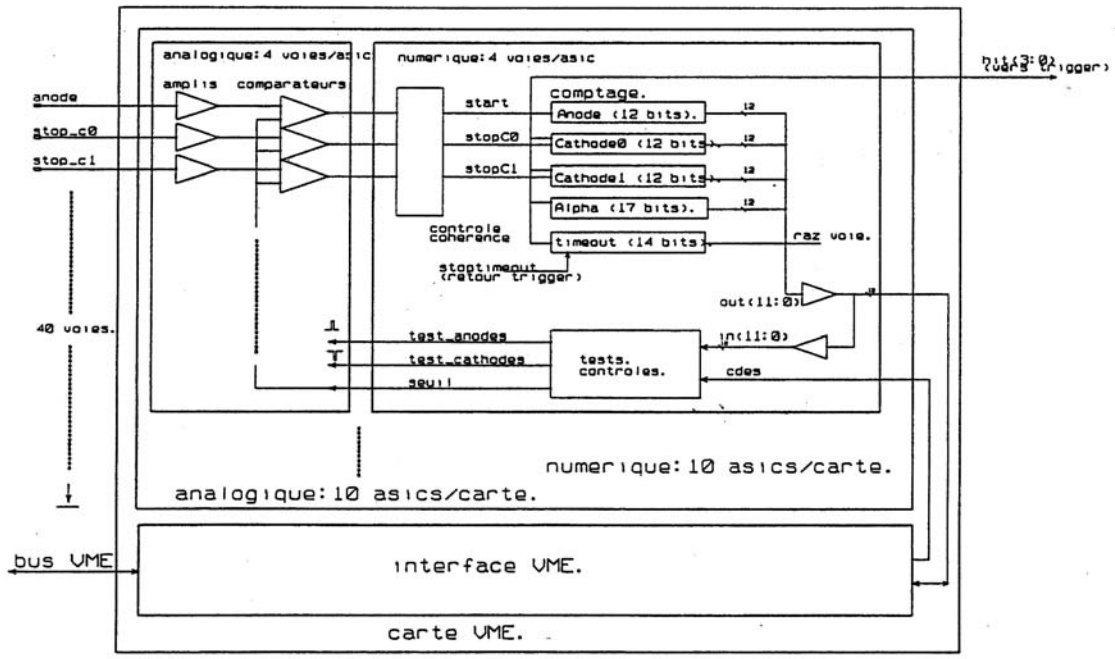


Figure 3.32: *schéma de principe de la carte d'acquisition Geiger. Ici une seule voie (anode + 2 cathodes) est représentée.*

Les photomultiplicateurs touchés dans un événement vont déclencher un signal TRIGGER (voir paragraphe suivant). **Le TDC anodique est alors arrêté par le signal STOP ANODE correspondant au signal TRIGGER retardé de 4 μs.** Ce retard de 4 μs est supérieur au temps maximum de dérive transverse d'une cellule Geiger qui vaut environ 1.5 μs. Le temps anodique t_{anode}, correspondant au temps physique de dérive transverse, est donné par la relation :

$$t_{anode} = (TDC_{max} - TDC_{anode}) \times 20\ ns$$

où $TDC_{max} = 275$. La valeur de TDC_{max} est obtenue à partir des distributions brutes des TDC anodiques.

Les TDC de l'anode et des deux cathodes sont codés sur 12 bits soit 4096 canaux, correspondant à un temps maximum de 82 μs. Ce temps est supérieur au temps de propagation maximum du plasma Geiger le long du fil anodique au seuil de propagation qui vaut environ 50 μs.

Le TDC ALPHA permet de mesurer les signaux dit retardés. Les coups retardés, arrivant jusqu'à 640 μs[7] après le signal STOP ANODE, déclenchent non seulement l'ADC anodique et les deux ADC cathodiques mais aussi le TDC ALPHA. Celui-ci est codé sur 17 bits, correspondant à un retard maximum d'environ 2.6 ms.

La figure 3.34 schématise la mesure des temps d'une cellule en temps, c'est-à-dire appartenant à une trace qui a déclenché le TRIGGER, et la mesure des temps d'une cellule d'un coup retardé (α) arrivé après le STOP ANODE du TRIGGER. Les compteurs de l'anode et de l'α sont arrêté au bout de le fenêtre de 640μs.

L'analyse des différents signaux Geiger, la reconstruction des distances transverse et longitudinale ainsi que la définition des statuts des cellules Geiger touchées (signaux en temps, signaux retardés, redéclenchements, cellules bruyantes) sont présentés au chapitre 6 lors de l'analyse des enregistrements sur les trois premiers secteurs en fonctionnement au LSM.

[7]Ce temps est programmable jusqu'à une durée de 1,2 ms.

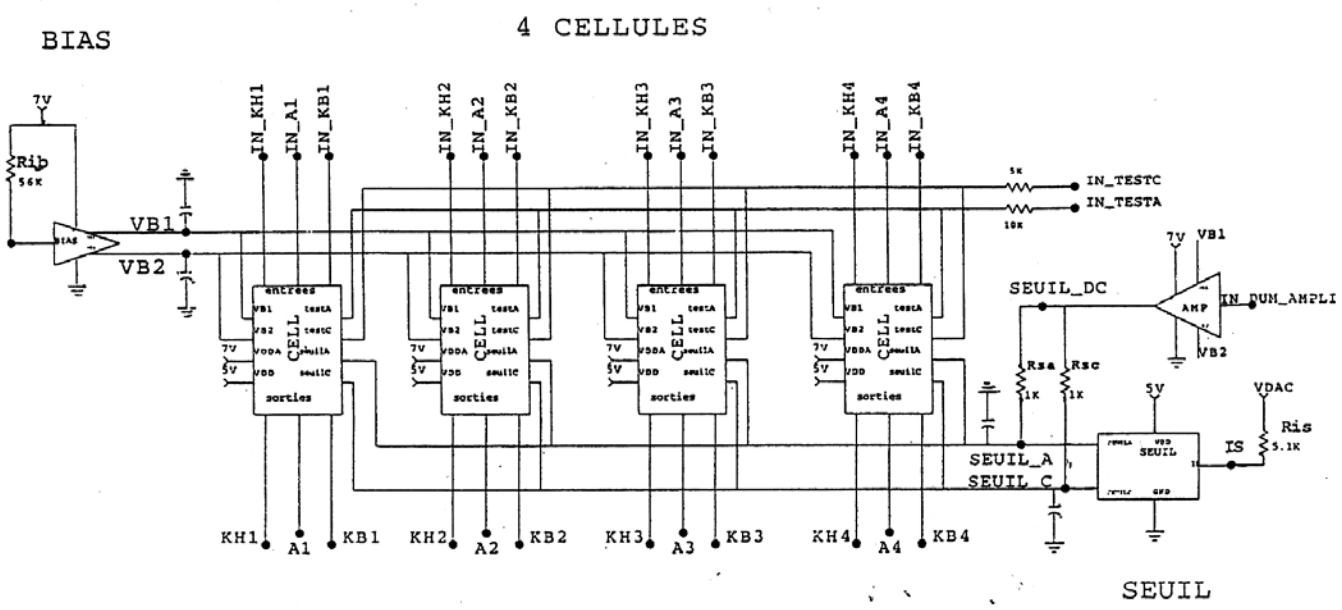


Figure 3.33: *Schéma de principe d'un ASIC analogique de la carte d'acquisition Geiger.*

3.8 L'électronique du calorimètre

L'électronique du calorimètre [57] doit répondre à 4 nécessités :

1. alimenter en haute tension les dynodes des PM et récupérer le signal,
2. mesurer la charge collectée par le PM, c'est-à-dire mesurer l'énergie déposée dans le scintillateur
3. mesurer le temps,
4. envoyer l'information "PM touché" au premier niveau de décision du TRIGGER

La figure 3.35 montre l'ensemble de la chaîne électronique. Il y a 3 châssis HT pour alimenter l'ensemble des PM du détecteur. La tension est distribuée par les cartes de répartition (9 par secteur). Pour des raisons budgétaires, il a été décidé de mettre une voie HT pour 3 PM. Il faut que le triplet ait un gain a peu près équivalent. Mais pour le réglage fin de la tension appliquée à chaque PM, on dispose de trois diviseurs de tension constitués de deux résistances R1 et R2 dont la valeur est modifiée pour obtenir un alignement des gains du triplet. Au niveau du culot du PM (voir figure 3.20), se trouve le pont diviseur de tension qui alimente de façon croissante les dynodes depuis la première proche de la photocathode jusqu'à la dernière avant l'anode. En sortie nous avons le signal qui va vers la carte d'acquisition.

Les liaisons signaux-PM pour un secteur se subdivisent en un ensemble 1/2 secteurs intérieurs (46 PM) et un ensemble 1/2 secteurs extérieurs (51 PM). Chacun de ces ensembles aboutisse à une carte mère VME 9U acquisition PM. Il y a deux cartes par secteur. Le signal arrive sur une des cartes fille ANEMO de la carte mère d'acquisition.

Deux seuils sont appliqués au signal analogique : un seuil de niveau haut et un seuil de niveau bas. Le seuil bas sert à l'intégration du signal et au comptage du temps. Lorsque le signal dépasse le seuil bas il est intégré de manière à avoir la meilleure définition possible de la charge. Au même moment, le TDC commence le comptage. Il sera stoppé par le signal TRIGGER (signal STOP PM) défini au paragraphe suivant. En l'absence de signal TRIGGER, une remise à zéro est faite au bout

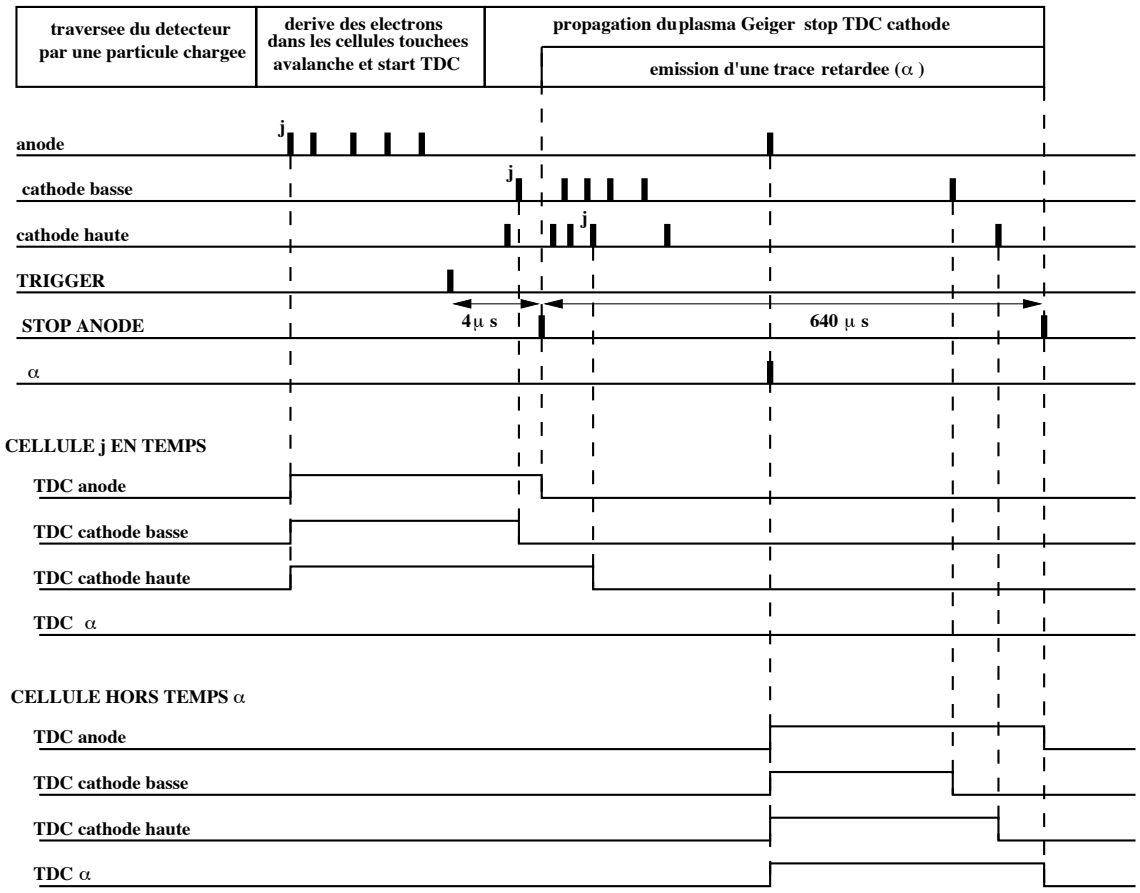


Figure 3.34: *Méthode de mesure du temps anodique, du temps α et des deux temps cathodiques.*

de 200 ns. Lorsque le signal PM dépasse le seuil haut, un signal est envoyé au TRIGGER pour signifier la présence de ce PM touché. Le seuil bas peut être réglé au minimum à 7mV (équivalent à 25keV). Le seuil haut peut être réglé au maximum à 1V (équivalent à 2,5 MeV).

Chaque carte fille mesure la charge du signal et le temps sur 12 bits. Le pas pour la charge est de 0,35 pC, et pour le temps le pas est de 50 ps. Nous pouvons donc mesurer une charge jusqu'à 1400 pC (équivalent à une énergie de 12MeV) et un temps jusqu'à 200 ns.

En résumé chaque carte fille ANEMO fournit trois signaux : un signal proportionnel à la charge, un deuxième proportionnel au temps et un troisième pour le TRIGGER.

3.9 Le TRIGGER de NEMO3 et l'acquisition des données.

Le système de déclenchement ou TRIGGER reçoit les informations du calorimètre et de la chambre à fils et doit alors décider si les informations sont pertinentes ou s'il faut rejeter les données.

Le rôle du TRIGGER est :

- de détecter un événement survenant dans le calorimètre, c'est le *pré-Trigger PM*
- de détecter un événement survenant dans la chambre à fils, c'est le *pré-Trigger GG*
- d'établir la corrélation spatio-temporelle entre ces deux événements

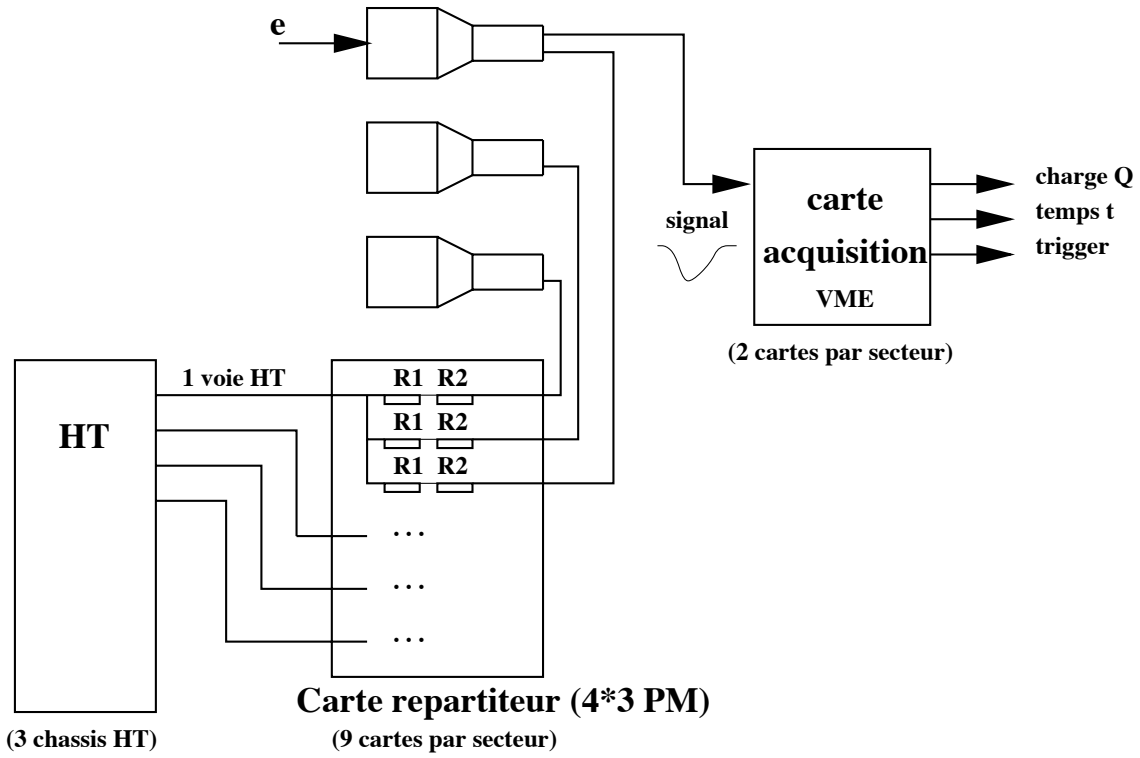


Figure 3.35: *Schéma de la chaîne électronique du calorimètre.*

- de commander au système d'acquisition d'enregistrer les données si la corrélation répond aux critères demandés.

Les informations pertinentes du détecteur de traces et du calorimètre utilisées par le Trigger sont récupérées du volume interne et du volume externe du détecteur, chaque volume recevant les informations de tous les demi-secteurs internes et externes. L'ensemble de ces informations permet de créer les deux pré-trigger.

3.9.1 Le pré-Trigger PM

Chaque carte d'acquisition, pour chaque demi-secteur, réalise une somme analogique en courant, dans un intervalle de temps de 70 ns, de toutes les réponses des cartes filles recevant le signal d'un PM ayant dépassé le seuil haut de déclenchement. Le trigger reçoit l'ensemble de ces réponses qui indique le nombre de PM ayant dépassé le seuil haut. Si ce nombre répond au critère programmé, le trigger génère un signal STOP PM permettant de stocker les informations temps et charge des voies PM touchés. Si en revanche le critère n'est pas vérifié, une remise à zéro des compteurs est faites au bout de 200ns.

Rappelons que c'est le signal STOP PM retardé de 4 μs qui va stopper les TDC Geiger anodiques.

Ajoutons que le TRIGGER donne la possibilité de tester la coïncidence d'un PM interne avec un PM externe.

3.9.2 Le pré-Trigger Geiger

Pour la gestion du pré-Trigger Geiger, le détecteur est divisé en 40 demi-secteurs internes ou externes à la source. Chaque demi-secteur comprend 9 plans (ou rangées) de cellules Geiger.

L'ensemble comprend donc au total 360 plans. Pour chacun de ces plans est généré un signal OU logique des cellules Geiger touchées pendant un intervalle de 2 μs. Si au moins une cellule Geiger est touchée, le signal OU est positif et le plan est considéré comme "plan touché". Suivant le nombre de plans touchés et leur configuration demandée dans le TRIGGER, l'événement est ou non rejeté.

3.9.3 Le trigger central

Le trigger central reçoit les signaux des deux pré-trigger et suivant les spécifications programmées va autorisé ou non l'acquisition des données. On peut par exemple demander une trace et un scintillateur, deux traces et 2 scintillateurs. La modularité en deux pré-trigger permet d'imaginer des configurations de trigger diverses et variées. Ce trigger permet aussi de faire des acquisition avec le calorimètre seul ou la chambre à fils seuls. Cela est extrêmement utile pour toutes les opérations d'étalonnage. Par exemple pour étalonner le calorimètre, nous utilisons parfois des sources très intenses qui détérioreraient la chambre à fils si elle était nécessaire pour acquérir les données.

3.9.4 L'acquisition des données

L'acquisition des données est basée sur le système CASCADE développé au CERN. Elle utilise deux cartes CORBO PM pour les informations du calorimètre et CORBO GG pour les informations de la chambre à fils. Lorsqu'un événement valide les critères de sélection programmés dans le trigger, les deux processeurs des deux cartes vont travailler en parallèle de manière autonome, pour enregistrer les informations PM et Geiger. Seul le trigger peut synchroniser l'électronique et relancer l'acquisition d'un nouvel événement. Lorsque les informations sont enregistrées au niveau des cartes CORBO PM et CORBO GG, elles sont envoyées dans un EVENT BUILDER pour être stockées sous le format d'un n-tuple.

3.10 Contrôle et surveillance de NEMO3

Un système de contrôle et de surveillance de l'état de fonctionnement du détecteur monitoré par un PC a été installé afin de vérifier à distance des défauts éventuels dans la bonne marche de NEMO3. Si un problème survient, le système peut réagir sur certains paramètres et déclencher une alarme pour prévenir les physiciens. Ce système encore appelé *contrôle lent* va pouvoir :

- surveiller : les coffrets secteurs 220V, les chassis d'acquisition VME, le LASER et les systèmes de ventillation;
- contrôler : les alimentations HT-PM, les alimentations HT-Geiger, le gaz dans la chambre à fils, et l'alimentation de la bobine.

Prenons l'exemple concret de la surveillance du point de fonctionnement de la chambre à fils. Grâce aux frigébacs la température d'alcool est assurée à $0{,}1^o$ près. Ce n'est pas la température qui pose problème dans la constitution du mélange gazeux (sauf en cas de panne), mais la pression atmosphérique qui varie avec les conditions météorologiques. Le contrôle lent sera capable de détecter une déviation du point de fonctionnement de la chambre et de changer légèrement la HT-Geiger pour ajuster le temps de propagation du plasma Geiger dans les cellules de la chambre.

Chapitre 4

Reconstruction des traces et sensibilité de NEMO3 au processus $\beta\beta0\nu$

4.1 Introduction

Nous avons vu dans les chapitres précédents une description détaillée de chaque partie du détecteur NEMO3 et comment il a était conçu pour lutter contre le bruit de fond radioactif. Il est temps maintenant de décrire les performances de cette expérience à reconstruire les événements $\beta\beta$ et la sensibilité de NEMO3 à la $\beta\beta0\nu$.

4.2 La reconnaissance des traces

La reconstruction des trajectoires des particules dans la chambre à fils que nous appellerons plus simplement *tracking* , se déroule en plusieurs étape :

1. repérer et regrouper les cellules touchées voisines dans une même rangée en "clusters": c'est la *"clusterisation"* ;
2. trouver les chemins suivis, appelés *patterns* , par les particules et passant par les clusters.
3. ajuster les points de mesures associés à une trace donnée, par une droite lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique et une hélice dans le cas contraire.
4. déterminer le vertex sur la source et le point d'impact de la particule sur le scintillateur

Nous décrivons en annexe A la méthode de reconstruction des traces des électrons et des α.

Nous allons décrire deux exemples d'événements : un événement $\beta\beta$ avec champ magnétique et un événement $\beta\gamma\alpha$ sans champ magnétique.

4.2.1 Evénement $\beta\beta$ avec champ magnétique

La figure 4.1 et 4.2 représente une visualisation d'un événement simulé $\beta\beta$ provenant de la feuille source. Sur chaque figure, nous avons à gauche une vue du détecteur dans le plan transversal XY et à droite un plan de projection RZ avec R=$\sqrt{X^2+Y^2}$. Les cercles bleus représentent les

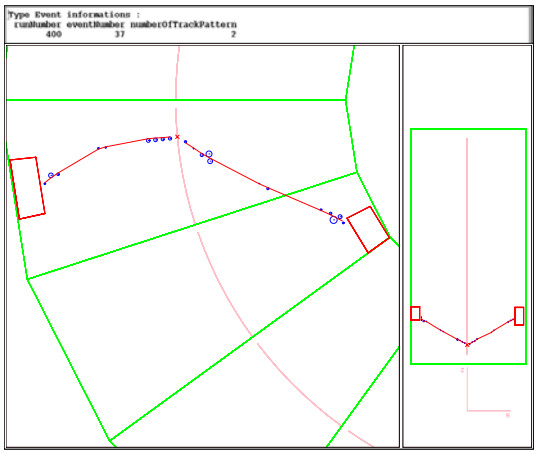


Figure 4.1: *Visualisation du pattern d'un événement $\beta\beta$ dans un champ magnétique. A gauche on a une vue de coupe XY du détecteur, à droite on a une projection dans le plan RZ. Les cellules sont en bleues, le rayon indiquant la distance transverse au fil. Le vertex est la croix rouge sur la feuille source.*

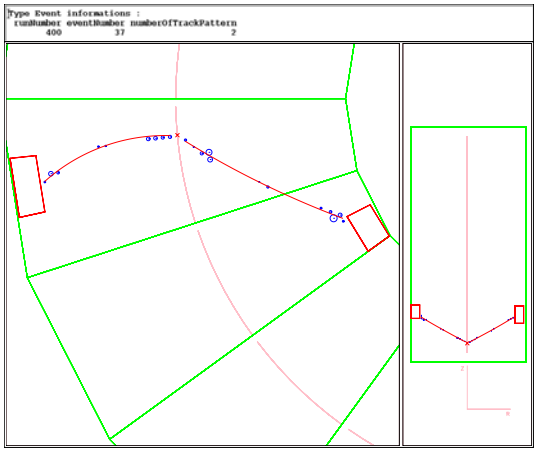


Figure 4.2: *Visualisation de l'ajustement par une hélice de l'événement montré sur la figure 4.1.*

cellules Geiger touchées. Le rayon de ces cercles indique la distance transverse à laquelle la cellule a été touchée. La croix rouge indique la position du vertex sur la feuille source. Les polygones verts symbolisent les secteurs de NEMO3.

La figure 4.1 représente le pattern passant par les positions moyennes des clusters de la trace. La figure 4.2 représente l'ajustement de la trajectoire avec une fonction hélicoïdale.

Evénement $\beta\gamma\alpha$ sans champ magnétique

La figure 4.3 représente un événement simulé sans champ magnétique de la désintégration d'un noyau de ^{214}Bi dans une feuille de ^{100}Mo. Dans cet événement nous observons le mécanisme BiPo. Le ^{214}Bi émet un β et un γ, ces deux particules vont toucher les deux scintillateurs du secteur. Puis le ^{214}Po, le descendant du ^{214}Bi, émet depuis le même vertex, un α. Les cellules retardées sont les carrés noirs de taille fixe car nous ne connaissons pas le temps de dérive. La trace α est la droite en violet. Lors de l'ajustement de cette droite, on a tenu compte du temps anodique relatif entre les cellules retardées de la trace de l'α. On obtient ainsi la distance transverse relative de chacune des cellules retardées par rapport à la cellule ayant le temps anodique le plus court.

NEMO3 est capable ainsi de détecter les trois types de radioactivité : β, γ, et α.

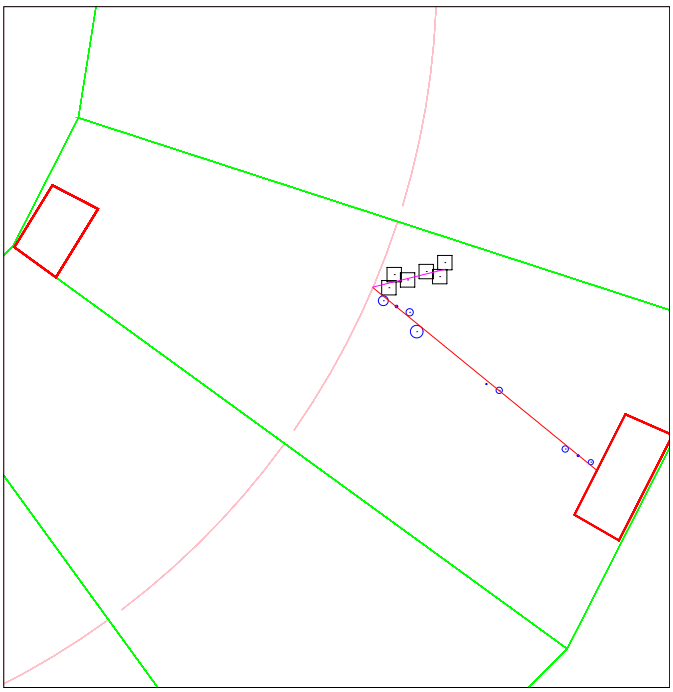


Figure 4.3: *Visualisation dans le plan transverse XY d'un événement $\beta\gamma\alpha$. Les carrés noirs représentent les cellules retardées qui constituent la trace de l'α.*

4.3 La sensibilité de NEMO3

Pour étudier la radioactivité $\beta\beta$ nous utilisons bien évidemment le canal électron-électron qui est défini strictement par deux traces, chacune ayant un seul scintillateur associé. Les deux traces doivent avoir un vertex commun (à moins de 4 cm de distance).

Cette définition élimine beaucoup de cas où une contamination interne émet un β et un électron plus un γ de désexcitation qui serait détecté par le calorimètre. Le fait que NEMO3 puisse travailler avec un seuil en énergie assez bas 25keV, implique qu'il peut détecter le rayonnement X consécutif à une conversion interne par exemple. Ce cas de figure se rencontre lorsque le ^{208}Tl au lieu d'émettre son γ à 2615keV, émet un électron de conversion suivi d'un X de 80keV. Si ce X est détecté dans le calorimètre cet événement de bruit de fond est reconnu et rejeté.

Le temps de vol des deux β permet aussi de rejeter le bruit de fond externe aux sources prenant naissance dans le calorimètre. Si on note T_{e1} et T_{e2} le temps des deux scintillateurs associé aux deux β, alors pour un événement venant de la source on a $|T_{e1} - T_{e2}| \approx 0$ alors que l'électron du bruit de fond aura $|T_{e1} - T_{e2}| > 2l/v \approx 3$ns avec l la longueur d'un demi secteur et v la vitesse de l'électron.

Malheureusement, le bruit de fond interne répond facilement à ces deux critères. Le seul moyen qui reste pour le rejeter est de faire une coupure en énergie. Pour les deux noyaux principaux que nous étudions le ^{100}Mo et ^{82}Se le $Q_{\beta\beta}$ vaut environ 3MeV. Or la résolution attendue est de l'ordre de 400keV à cette énergie. Nous prenons donc une fenêtre en énergie correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic à 3MeV c'est-à-dire :

$$2,8\,\mathrm{MeV} < \mathrm{E}_{\beta\beta} < 3,2\mathrm{MeV}$$

avec $\mathrm{E}_{\beta\beta}$ la somme en énergie des deux électrons.

Avec la fenêtre [2,8;3,2] MeV, nous pouvons espérer rejeter le bruit de fond interne venant du ^{208}Tl et du ^{214}Bi si on purifie suffisamment la source. Cependant il y a un bruit de fond irréductible venant des noyaux que nous étudions : la queue du spectre à haute énergie de la $\beta\beta$ permise. L'expérience NEMO2 a mesuré la demi-vie de la $\beta\beta2\nu$ de ces du ^{100}Mo et du ^{82}Se (voir tableau 4.1).

isotope	$T^{2\nu}_{1/2}$ (68%CL)
^{100}Mo [16]	$0,95 \pm 0,04(\mathrm{stat}) \pm 0,09(\mathrm{syst}).10^{19}$ ans
^{82}Se [14]	$0,8 \pm 0,1(\mathrm{stat}) \pm 0,05(\mathrm{syst}).10^{20}$ ans

Tableau 4.1: *Demi vie du ^{100}Mo et du ^{82}Se de la $\beta\beta$ permise mesurée par NEMO2.*

Le ^{82}Se possède une demi-vie bien plus élevée que celle du ^{100}Mo. Ainsi pour cet isotope le bruit de fond irréductible de la $\beta\beta0\nu$, dû à la $\beta\beta2\nu$, sera moindre que pour le ^{100}Mo.

Nous pouvons ainsi imposer une limite maximum sur la radiopureté des sources. Nous exigeons que le nombre d'événements du bruit de fond interne, dans la fenêtre [2,8; 3,2]MeV, soit au plus égal au nombre d'événements provenant de la $\beta\beta$ permise. Le tableau 4.2 montre les spécifications en radiopureté du ^{100}Mo et du ^{82}Se avec le nombre attendu d'événements par an dans la fenêtre [2,8; 3,2]MeV pour le bruit de fond interne et pour la $\beta\beta2\nu$. Nous voyons que la radiopureté du ^{82}Se est plus sévère que pour le ^{100}Mo à cause de faible bruit de fond de la $\beta\beta2\nu$. Malheureusement, nous avons mesuré une légère contamination des sources de ^{82}Se que nous espérons être des points chauds qu'il sera facile à éliminer en faisant des coupures sur la position du vertex. D'après les activités mesurées dans la source ^{82}Se, nous attendons 2 événements de bruit de fond en 5 ans de prise de données.

Isotope	nbre evts/an/kg			μBq/kg	
	^{214}Bi	^{208}Tl	$\beta\beta2\nu$	^{214}Bi	^{208}Tl
^{100}Mo	0,03	0,04	0,11	300	20
^{82}Se	0,01	0,01	0,01	70	5

Tableau 4.2: *Taux de bruit de fond attendu dans la fenêtre [2,8; 3,2]MeV et activité maximale permise en ^{214}Bi et ^{208}Tl.*

Il reste une source de bruit de fond: le bruit de fond γ et neutron provenant de l'environnement extérieur à NEMO3. Mais nous avons vu lors de la description du blindage, que l'alliance du champ magnétique, du fer et du PEB permettait de rejeter l'ensemble de ce bruit de fond. Nous supposerons donc qu'il y a 0 bruit de fond externe.

Les études, sur simulations, de la reconstruction des événements de la $\beta\beta0\nu$ avec champ magnétique et dans la fenêtre [2,8; 3,2]MeV ont permis de déterminer l'efficacité $\epsilon_{\beta\beta0\nu}$ du détecteur pour ce processus:

$$\epsilon_{\beta\beta0\nu} = 14\%$$

Il est alors possible de donner la sensibilité de l'expérience NEMO3 compte tenu du bruit de fond attendu pour 7kg de ^{100}Mo et 1kg de ^{82}Se. Pour donner cette sensibilité nous prenons le nombre d'événements égal au bruit de fond. Le tableau 4.3 résume les limites que l'on obtient à 90% de confiance, après 5 ans de prise de données, sur la demi-vie $T^{0\nu}_{1/2}$ et la masse effective $< m_\nu >$ du neutrino. Nous avons utilisé les différentes valeurs théoriques des matrices nucléaires de [59]. La dispersion des valeurs sur la masse effective vient de l'incertitude sur la valeur des éléments de matrices nucléaires.

Isotope	^{100}Mo	^{82}Se
	6 evts de bruit de fond attendu 6 evts observés 5 evts $\beta\beta0\nu$ exclus	2 evts de bruit de fond attendu 2 evts observés 4 evts $\beta\beta0\nu$ exclus
$T^{0\nu}_{1/2}$	$> 3,7.10^{24}$ ans	$> 7,9.10^{23}$ ans
$< m_\nu >$	$< 0,25 - 0,7$ eV	$< 0,8 - 1,6$ eV

Tableau 4.3: *Sensibilité attendue (90% CL), dans la fenêtre [2,8; 3,2]MeV, après 5 ans de prise de données avec 7kg de ^{100}Mo et 1 kg de ^{82}Se.*

Partie II

ETUDE DU DETECTEUR DE TRACE

Chapitre 5

Etude de la chambre à fils avec un prototype de 9 cellules de dérive

5.1 Introduction

Nous avons étudié, à l'aide d'un prototype, l'ensemble des caractéristiques de la chambre à fils. Ce prototype est un tube composé de 9 cellules Geiger et équipé de 7 fenêtres en mylar, où l'ionisation est produite par un LASER sur les impuretés du gaz de la chambre. Nous avons ainsi mesuré la résolution longitudinale et établi les formules de reconstruction transversale et longitudinale de l'ionisation créée par le faisceau LASER. De plus, nous avons pu fixer la valeur de résistances de l'électronique d'acquisition, servant au réglage des seuils d'acquisition des signaux Geiger. Enfin, cet outil nous a permis de mettre en évidence des effets plus fins comme la dérive longitudinale des électrons d'ionisation proche des extrémités où les lignes de champ électrique sont inclinées. L'ensemble des études a été réalisé au L.A.L. mais le prototype est maintenant installé au L.S.M. afin de vérifier la pertinence des résultats obtenus à Orsay. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été principalement obtenus à Orsay.

5.2 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est décrit sur les figures 5.1 et 5.2. Un faisceau laser ionise le gaz de la cellule centrale du prototype. Une photodiode reçoit le faisceau laser et déclenche l'acquisition des trois temps de la cellule : le temps anodique et les deux cathodiques. Avec le temps anodique il est possible de retrouver la position transversale R de l'ionisation créée par le LASER, et avec les deux temps cathodiques nous remontons à la position longitudinale Z.

5.2.1 Le prototype de 9 cellules Geiger

Le prototype utilisé est une chambre de 9 cellules Geiger contenues dans un tube de 20 cm de diamètre, de 2.7 m de long et percé de 7 fenêtres (20 cm de longueur chacun) en mylar (125 μm d'épaisseur). Les cellules Geiger ont des caractéristiques identiques à celles de la chambre à fils de NEMO3, concernant leur géométrie, la nature des fils, le câblage, et l' électronique de lecture.

Nous avons concentré notre étude sur la cellule centrale pour avoir le même environnement électrique qu'une cellule quelconque dans la chambre à fils du détecteur NEMO3. Le gaz de la chambre est un mélange de 96% d'hélium et 4% d'éthanol. L'hélium traverse un bain d'alcool thermostaté à 15^0, puis le mélange alimente le prototype avec un débit d'environ 20 l/h.

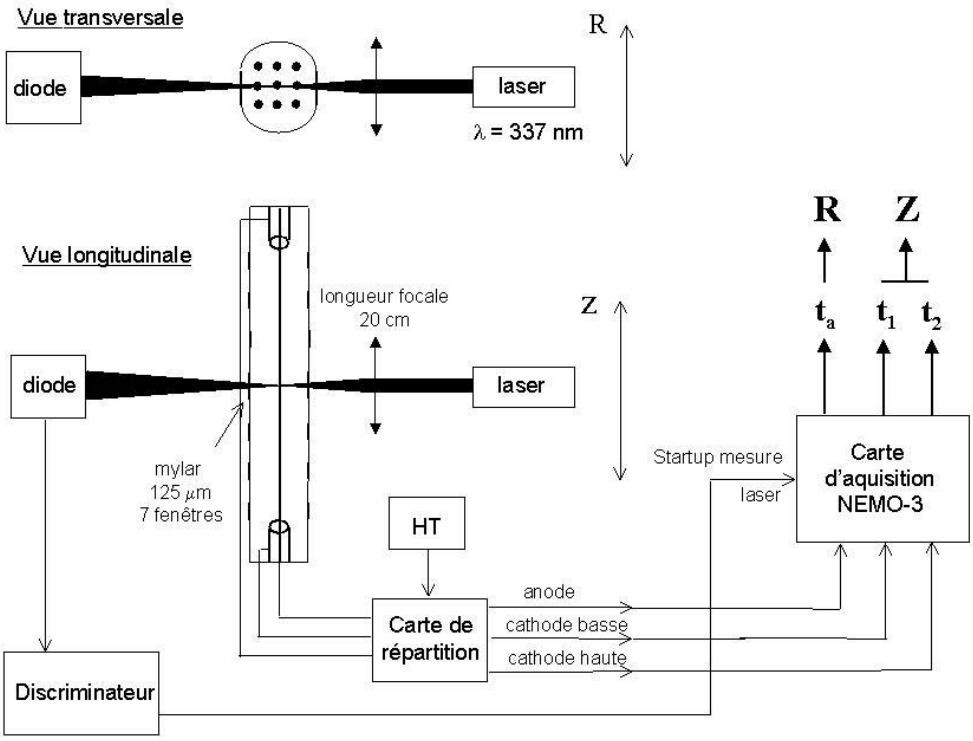


Figure 5.1: *Dispositif expérimental.*

5.2.2 Ionisation par un laser UV

L'ionisation est produite par un LASER UV sur les impuretés du gaz de la chambre. Nous utilisons un LASER pulsé à azote dont les principales caractéristiques sont :

- longueur d'onde $\lambda = 337\ nm$ soit 3.67 eV
- taux de répétition 1 à 20 Hz
- largeur d'un pulse 3 ns
- énergie d'un pulse 5 $\mu J.mm^{-2} \approx 8.5.10^{12}\ photons.mm^{-2}$
- divergence 5x8 mrad

Le faisceau traverse une lentille UV, de distance focale 20 cm, qui le focalise sur la cellule centrale. La taille du faisceau au plan focal est d'environ 1 mm^2 et la profondeur de champ de 1 cm environ. La lumière UV ionise le gaz sur une trajectoire transversale au fil anodique (voir fig 5.3 et 5.4).

L'ionisation ne peut pas être réalisée par simple ionisation de l'hélium ou de l'alcool puisque leurs énergies d'ionisation (24.5 eV pour He et 10.5 eV pour l'alcool) sont supérieures à l'énergie des photons du LASER (3.67 eV). Une interprétation possible serait une interaction multiphotons. Mais dans ce cas il faudrait l'intervention de 4 photons. La section efficace d'interaction est alors beaucoup trop faible.

Mais il y a une autre explication possible [60]. L'ionisation est dans ce cas créée par absorption de 2 photons par des impuretés présentes naturellement dans le gaz, *i.e.* des hydrocarbures lourds

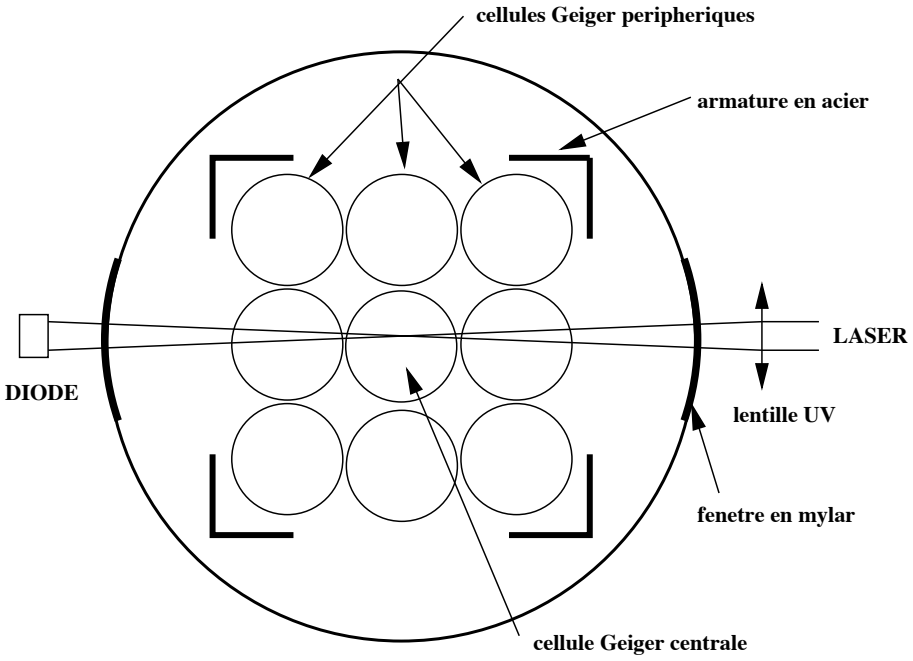


Figure 5.2: *Vue en coupe du dispositif expérimental*

d' énergie d'ionisation de l'ordre de 7 eV. Un premier photon vient exciter la molécule vers un état de durée de vie $\tau \approx 10^{-16}s$ avec une section efficace $\sigma_1 \approx 10^{-16}$ à $10^{-17}cm^2$. Si un second photon arrive durant ce temps τ, il peut ioniser la molécule avec une section efficace σ_2 de 10^{-16} à 10^{-17} cm^2. La section efficace totale est alors :

$$\sigma = \sigma_1 \sigma_2 \tau F$$

avec F le flux de photons; typiquement $\sigma_1\sigma_2\tau = 10^{-48}$ à 10^{-50} $\mathrm{cm}^4.\mathrm{s}^{-1}$.
Le nombre d'électrons créés par unité de longueur est :

$$n_e = \frac{(\sigma_1\sigma_2\tau)Np(FTs)^2}{Ts}$$

avec p la pression partielle des impuretés, F le flux de photons, $N \approx 2.10^{18}$ cm^{-3} le nombre de molécules par cm^3, T la taille du pulse et s la surface du faisceau focalisé.
Dans notre cas, $F \approx 17.10^{14}$ $photons.cm^{-2}.ns^{-1}$, T = 3 ns et $s \approx 1mm^2$. La pression partielle des impuretés nécessaire pour ioniser au minimum 1 électron par cm est de $p \approx 10^{-9}$ atm, ce qui montre qu'il faut très peu d'impuretés pour réaliser l'ionisation.

Notre méconnaissance de la pression partielle des impuretés nous empêche de connaître de façon précise le nombre d'électrons primaires produits par unité de longueur. Nous verrons que la mesure du temps anodique nous permet cependant de vérifier à posteriori si la densité d'ionisation est suffisante pour nos mesures.

5.2.3 La mesure des temps cathodiques et du temps anodique.

Les trois signaux de la cellule Geiger : le signal anodique et les deux signaux cathodiques sont récupérés via la carte de répartition, puis vont ensuite sur la carte d'acquisition qui traite les informations et détermine le temps anodique t_a et les temps cathodiques t_1 et t_2. La numérisation des temps est faite avec un pas de 20 ns par canal (horloge 50 MHz).

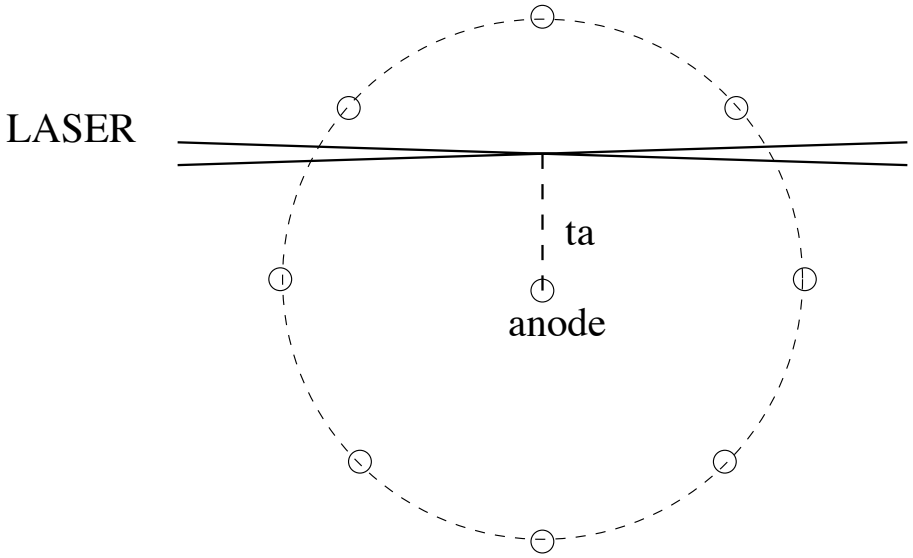


Figure 5.3: *Vue transversale.*

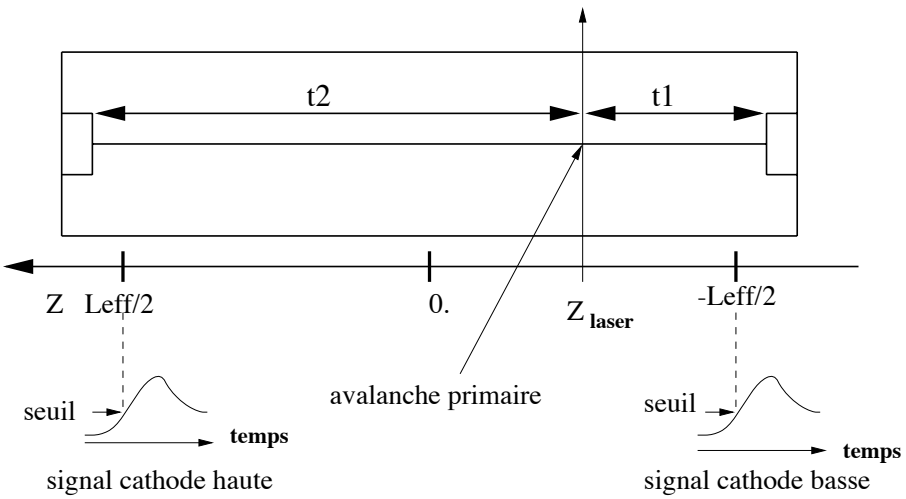


Figure 5.4: *Définition du repère longitudinal sur le prototype.*

Le signal de déclenchement de la mesure (START MESURE) est effectué par le signal discriminé de la photodiode. Le traitement des signaux est similaire à celui effectué dans NEMO3 sauf, bien sûr, pour le temps anodique. L'arrêt du TDC de la voie anodique est effectué dans le cas de NEMO-3 par le signal trigger du détecteur, retardé de 4μs. Puisque dans notre mesure le signal du trigger est absent, la carte d'acquisition a dû être modifiée pour pouvoir mesurer le temps anodique. L'astuce est d'utiliser un TDC cathodique d'une autre voie de l'ASIC numérique. Ainsi, le signal de la photodiode est discriminé et envoyé sur l'entrée anodique de la seconde voie de l'ASIC numérique : la photodiode joue donc le rôle d'une "fausse" anode. Ce signal déclenche les compteurs cathodiques de cette voie comme le ferait un vrai signal anodique : c'est le signal START pour la mesure de t_a. En sortie de la première voie de l'ASIC analogique, le véritable signal anodique est alors envoyé sur l'une des entrées cathodiques de cette seconde voie de l'ASIC numérique et vient stopper le TDC cathodique. La mesure de ce faux "temps cathodique" fournit ainsi la valeur du temps anodique.

5.3 Etude des caractéristiques de fonctionnement de la chambre Geiger

5.3.1 Etude du point de fonctionnement

Le temps de propagation, défini comme la valeur moyenne $< t_1 + t_2 >$, de l'ajustement gaussien de la distribution de $t_1 + t_2$, est une grandeur représentative du point de fonctionnement de la chambre. Il dépend de la haute tension appliquée et, dans une moindre mesure, des variations de la pression atmosphérique. La figure 5.5 (b) montre l'évolution du temps de propagation totale du plasma Geiger en fonction de la haute tension. Typiquement nous travaillons à un temps de propagation de l'ordre de 40μs, soit à une tension de 1880V à 1900V. La valeur de la haute tension n'est pas réellement représentative du point de fonctionnement. Sur la figure précédente nous voyons deux séries de mesures. Les carrés blancs ont été mesurés le lendemain des autres points de mesures. Nous voyons qu'il y a un léger décalage car la pression atmosphérique était différente entre les deux journées de prises de données. Ainsi le temps de propagation est un paramètre plus adéquat pour quantifier le point de fonctionnement de la chambre. Nous nous fixons un seuil de fonctionnement à partir de 40μs. En effet, en supposant que chaque pulse du LASER ionise le gaz avec une efficacité proche de 100%, nous pouvons évaluer l'efficacité de la propagation Geiger en fonction du temps de propagation. La figure 5.5 (a) montre qu'à partir de 40μs, la propagation devient complète dans plus de 95% des cas : c'est le seuil du plateau de fonctionnement.

Comme nous le verrons plus loin, la vitesse de propagation du plasma Geiger est linéaire par rapport à la haute tension pour une pression atmosphérique donnée. Par conséquent le temps de propagation $< t_1 + t_2 >$ va être une fonction, décroissante de la HT, de la forme :

$$< t_1 + t_2 >= \frac{a}{V_{HT} + b}$$

La figure 5.6 illustre cette relation et nous trouvons dans ce cas particulier :

$$< t_1 + t_2 >= \frac{8102}{V_{HT} - 1688}$$

Sur ce résultat nous voyons apparaître une tension de coupure à 1688V. Mais dans les faits, nous voyons un début de propagation complète vers un temps de propagation d'environ 50μs soit une tension de l'ordre de 1830V à 1850V.

5.3.2 Etude du taux de comptage.

Nous avons mesuré le taux de comptage brut pour chaque cellule Geiger du prototype (voir figure 5.7). L'environnement électrique des cellules périphériques va être très différent de la cellule centrale, car elles n'ont que 3 cellules voisines, et, pour les 4 cellules de coin (voir figure 5.7), elles sont proches de l'armature interne qui est à la masse. Ces cellules vont donc avoir un point de fonctionnement d'au moins 50V plus bas. Alors que la cellule centrale a une tension de fonctionnement de 1900V, les premiers voisins ont une haute tension de 1840V et 1860V, les seconds voisins ont une tension de 1810V.

Le rayonnement cosmique et la radioactivité naturelle de la structure en acier ionisent la chambre à fils en permanence. Comme le montre la figure 5.7, alors que le taux de comptage de la cellule centrale est de 36 ± 1 Hz, le taux des voisines est jusqu'à deux fois plus élevé. Il y a deux raisons à cela, d'une part les cellules périphériques peuvent "voir" le rayonnement α de l'armature en acier, d'autre part les lignes de champs de ces cellules vont "baver" vers l'extérieur augmentant ainsi la surface susceptible de capter les électrons d'ionisations créés par les particules du rayonnement cosmique ou de la radioactivité naturelle.

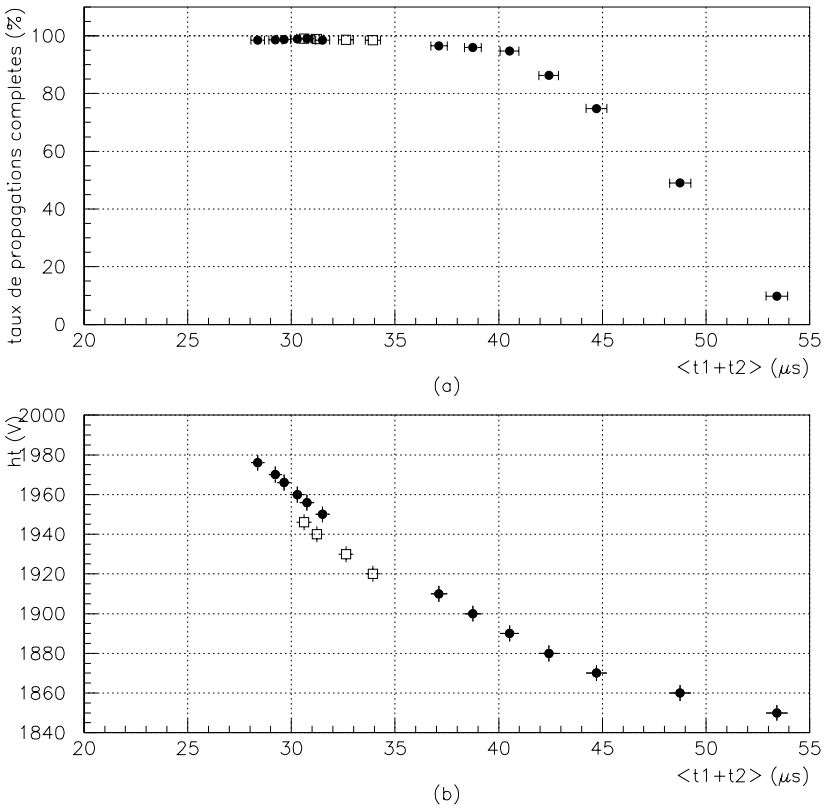


Figure 5.5: *(a) taux de propagations complètes en pourcentage en fonction du temps de propagation* $< t_1 + t_2 >$ *(en* μs*); (b) haute tension (en volts) en fonction du temps de propagation* $< t_1 + t_2 >$ *(en* μs*) (le décalage des carrés blancs dans la zone 30* μs *à 35* μs *est dû au fait que les mesures ont été réalisées le jour suivant à une pression atmosphérique différente).*

La fréquence des pulses LASER n'est seulement que de quelques Hz. Aussi les cellules Geiger du prototype sont sollicitées beaucoup plus souvent par le rayonnement naturel. Cela n'est pas sans conséquence. Le point de fonctionnement de la cellule centrale va être perturbé si ses voisines ont été activées auparavant. Une des conséquences est la présence d'une queue de distribution pour le temps de propagation.

5.3.3 Signaux et seuils d'acquisition

Dans cette partie, nous allons montrer comment nous avons pu déterminer les résistances de la carte d'acquisition qui fixent les seuils d'acquisition. Comme les seuils sont directement reliés à la forme et à l'amplitude des signaux, nous allons tout d'abord décrire les caractéristiques des signaux anodiques et cathodiques.

signal anodique

La zone utile du signal, pour le déclenchement des compteurs cathodiques, est le front de monté rapide du début du signal, durant les 10 à 20 premières nanosecondes et d'amplitude 10 à 20 mV. Ce front de monté, représenté sur la figure 3.12, correspond à l'avalanche primaire.

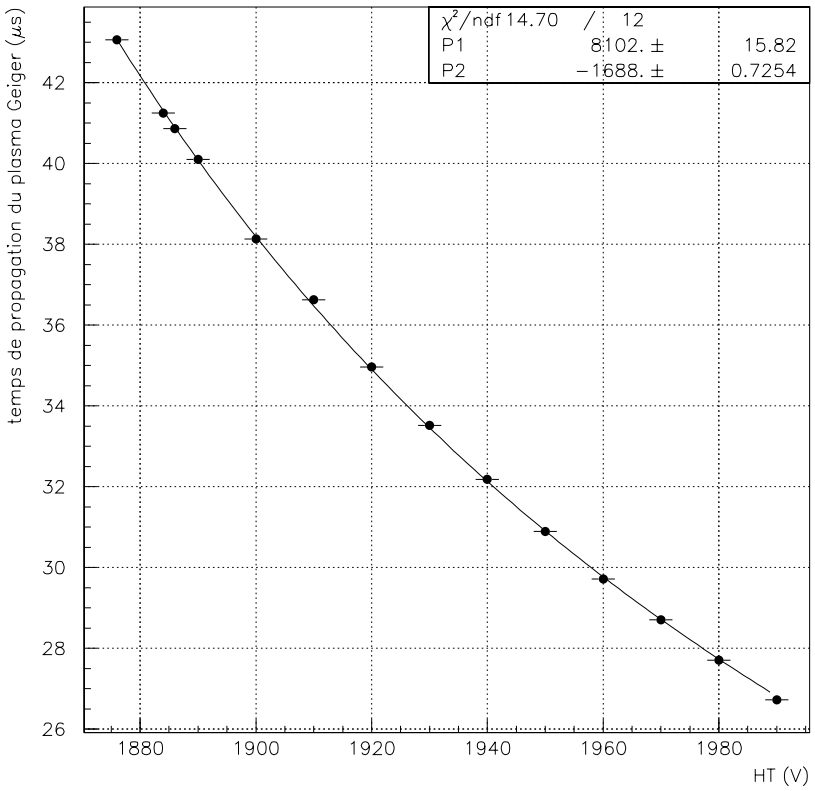


Figure 5.6: *Temps de propagation du plasma Geiger en fonction de la haute tension appliquée, à une pression atmosphérique donnée. Nous avons ajusté une fonction de la forme* $Y=\frac{P1}{X+P2}$.

signal cathodique

Le signal cathodique est positif et sa forme est donnée sur la figure 3.14. Nous avons un pic d'amplitude d'environ 70 mV avec un temps de montée de 200 ns environ. La présence d'un plasma dans les anneaux des cellules voisines entraîne un signal parasite, un "cross-talk" entre les cellules. Ce bruit est représenté en pointillé. Il n'excède pas 10 mV.

seuils d'acquisition

Dans chaque ASIC numérique des cartes d'acquisition, un DAC commun aux voies anodiques et cathodiques reçoit en entrée une valeur codée sur 8 bits. Les seuils d'acquisition en tension pour les signaux anodiques et cathodiques sont alors déterminés par trois résistances Ris, RSC et RSA externes au circuit intégré de la carte d'acquisition (voir paragraphe 3.7 du chapitre 3).

Pour les cathodes nous devons avoir un seuil supérieur au cross-talk, c'est-à-dire supérieur à 10 mV. Plus le seuil cathodique sera élevé, plus le signal cathodique sera déclenché sur la partie raide du front de montée et plus les fluctuations temporelles liées au déclenchement seront faibles.

Pour l'anode, nous devons avoir un seuil supérieur à 3 mV mais inférieur à 10 mV pour ne pas sortir du front de montée rapide du signal anodique.

Nous avons tout d'abord déterminé la résistance R_{is}. En utilisant des simulations de l'électronique, nous avons pu voir la relation entre la valeur affichée sur le DAC et le seuil en volt pour l'anode et la cathode. Cela nous a permit de choisir R_{is} de manière à avoir la plus grande gamme possible du

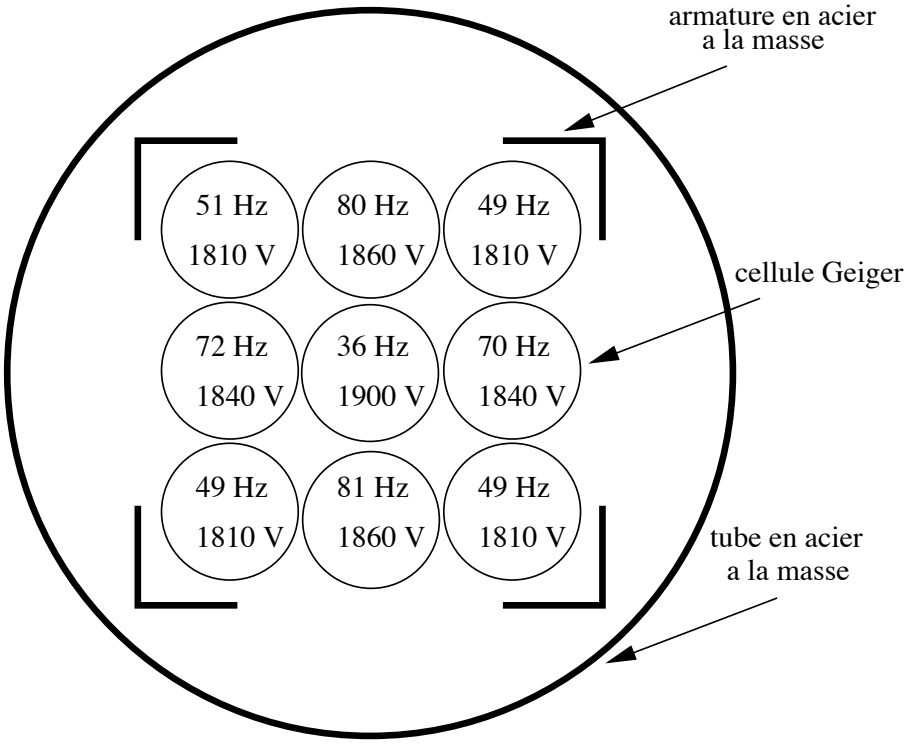


Figure 5.7: *Coupe transversale du prototype. Dans chaque cercle représentant une cellule Geiger est indiqué son taux comptage en Hz (l'erreur statistique est de 1Hz) et la haute tension de son point de fonctionnement.*

seuil anodique et cathodique. La valeur de R_{is} a été fixée à 20 $k\Omega$.

En injectant des signaux dans l'électronique d'acquisition, il a été possible d'établir une première correspondance, pour différentes valeur de résistances, entre la valeur en bits affichée sur le DAC et le seuil en tension pour les signaux anodiques et cathodiques. Le résultat est montré sur la figure 5.8 où nous voyons cette relation pour trois valeurs de RSC (15 kΩ, 12 kΩ, 10 kΩ) et trois valeurs de RSA (6,8 kΩ, 4,7 kΩ, 2,7 kΩ). En outre, nous remarquons qu'il y a saturation de l'électronique au-delà de 30 mV, ce qui contraint davantage le choix des valeurs de résistances.

Nous avons testé différentes configurations de valeurs de résistances avec le prototype, afin de valider l'étalonnage des seuils avec de véritables signaux Geiger, et de regarder l'évolution de l'enregistrement du temps anodique et cathodique avec le seuil. A titre d'illustration, je vais présenter deux choix de configuration de résistances : (RSC=15 kΩ, RSA=7,1 kΩ) et (RSC=12 kΩ, RSA=4,7 kΩ). Seule la deuxième configuration est celle utilisée dans NEMO3.

Examinons tout d'abord le cas du temps anodique. Sur la figure 5.9, nous voyons la valeur moyenne du temps anodique (l'erreur représentée est l'erreur statistique) en fonction de la valeur affichée sur le DAC. Dans le cas (a)(RSC=15 kΩ, RSA=7,1 kΩ), à partir de 130 bits, le temps anodique se met à croître rapidement. Cela signifie que nous déclenchons l'enregistrement non pas sur le front de montée rapide de 10ns mais sur la suite du signal qui décroît plus lentement. En revanche dans le cas (b)(RSC=12 kΩ, RSA=4,7 kΩ), la relation entre le seuil et le temps anodique reproduit fidèlement le front de montée rapide (sur 10 ns) du signal de l'anode.

Pour étudier le comportement du temps cathodique, nous allons utiliser comme variable d'étude, le pourcentage de propagation complète du plasma Geiger, c'est-à-dire le pourcentage des cas où les deux temps cathodiques ont été enregistrés. Comme le bruit de fond du signal cathodique, le

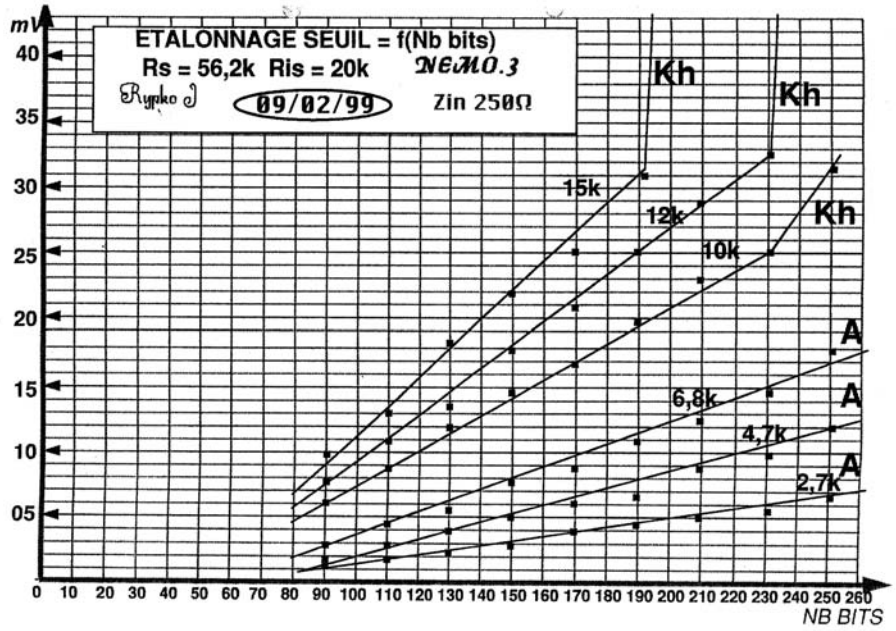


Figure 5.8: *Relation entre la valeur en bits affichée sur le DAC et le seuil en tension pour la cathode haute Kh* et l'anode *A* pour différentes valeurs de Rsc et Rsa et pour une valeur Ris=20kΩ.

cross-talk, se situe vers 10 mV, nous voulons mettre un seuil d'environ 20 mV pour être sûr de déclencher sur le signal. Pour visualiser à partir de quelle valeur affichée sur le DAC nous atteignons le niveau de déclenchement souhaité, nous avons mis une tension de 250V sur les anneaux cathodiques. La tension entre l'anode et l'anneau cathodique étant plus faible, le signal généré sur l'anneau diminue. L'amplitude du pic du signal cathodique n'est plus à 70 mV mais à environ 20-25 mV. Ainsi dès que le seuil atteint 20-25mV, le pourcentage de propagation totale chute. La figure 5.10 représente cette évolution. Dans les deux cas le basculement se situe vers 160-170 bits. Dans le cas (b), le premier point, à 70 bits, correspond au cas où nous déclenchons dans le bruit, une seule cathode est alors enregistrée. Lorsque nous croisons les deux résultats pour l'anode et la cathode, nous voyons clairement que le premier jeu de résistances (RSC=15 kΩ, RSA=7,1 kΩ) ne convient pas. En effet, s'il faut un seuil inférieur à 130 bits pour l'anode, ce dernier est bien trop bas pour la cathode. En revanche le second jeu de résistances (RSC=12 kΩ, RSA=4,7 kΩ) permet de choisir un seuil supérieur à 150 bits sans que cela gêne l'enregistrement du temps anodique. Ce sont ces valeurs de résistances que nous avons choisies pour NEMO3.

Ce choix offre une gamme, pour le seuil, de 110 bits à 230 bits, ce qui correspond pour la cathode à une plage de 11 mV à 32 mV, et pour l'anode de 3 mV à 11 mV. Cette gamme nous permettra de fixer au mieux un seuil d'acquisition pour le détecteur NEMO3 dans les conditions de fonctionnement du LSM.

Avec une valeur de 150 bits, à Orsay, nous avons un seuil anodique de 5 mV et un seuil cathodique de 18 mV. C'est avec ce seuil que nous avons réalisé l'ensemble des mesures sur le prototype.

5.4 Méthode d'analyse.

Une prise de données typique se fait avec 1000 événements ce qui garantie une statistique suffisante. Le taux de répétition du LASER est réglé entre 5 et 10 Hz. Le taux d'acquisition

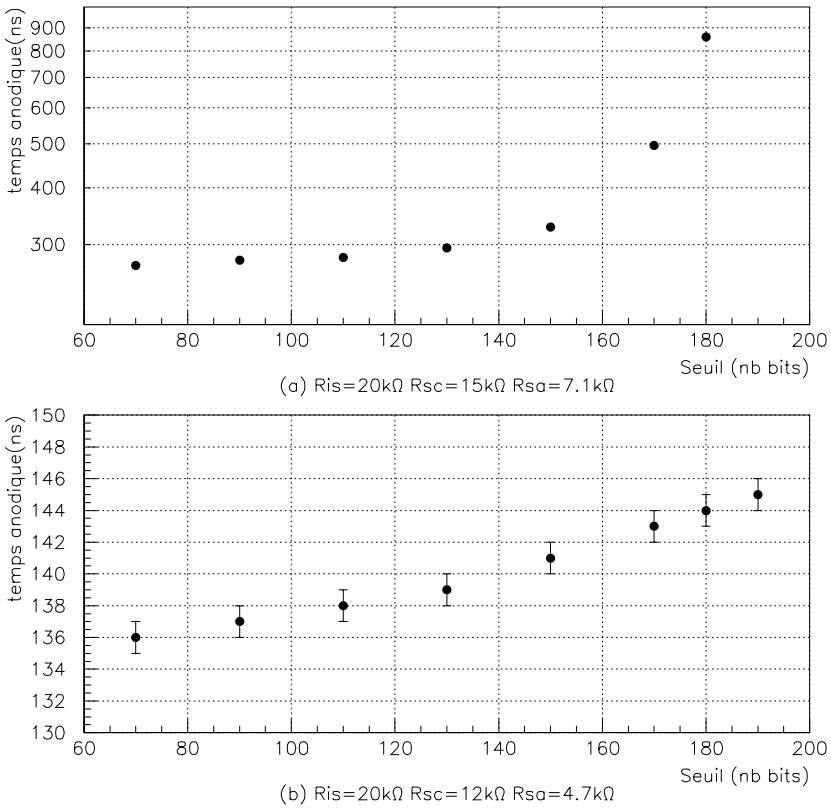


Figure 5.9: *Valeur moyenne du temps anodique en fonction de la valeur affichée sur le DAC pour deux configurations de résistances : (a) RSC=15 kΩ et RSA=7,1 kΩ, (b) RSC=12 kΩ, RSA=4,7 kΩ (valeurs utilisées dans NEMO3).*

est du même ordre de grandeur entre 5 et 10 Hz : 1000 événements sont donc enregistrés en quelques minutes. Je présente sur la figure 5.11 les histogrammes bruts du temps anodique ta et du temps de propagation t1+t2 obtenus à une position $z_{laser} = 780.$ *mm* sous une haute tension de 1910 V. Le temps anodique représente la distribution spatiale de l'ionisation créée par le LASER. Quant au temps de propagation, il caractérise le point de fonctionnement de la chambre et le bon fonctionnement de la cellule Geiger. Avant d'analyser les données, il est nécessaire de choisir le lieu où l'ionisation a été la plus intense, et les événements ayant un bon temps de propagation. Ainsi deux sélections sont appliquées sur le temps anodique t_a et le temps de propagation $(t_1 + t_2)$.

5.4.1 coupure sur le temps anodique t_a

La sélection appliquée sur le temps anodique permet de rejeter des événements liés à un défaut de qualité du faisceau laser. A titre d'exemple, on présente en figure 5.12 la distribution des temps anodiques pour deux prises de données différentes prises dans de mauvaises conditions de faisceau.

Dans le cas (a), on observe des événements ayant des temps anodiques trop courts. Cette queue de distribution correspond à des événements pour lesquels une partie du faisceau laser a été réfléchie sur la fenêtre de sortie. Le faisceau réfléchi vient ensuite ioniser le gaz plus près du fil anodique que le faisceau principal.

Dans le cas (b) la queue de distribution pour des temps anodiques plus longs correspond à des

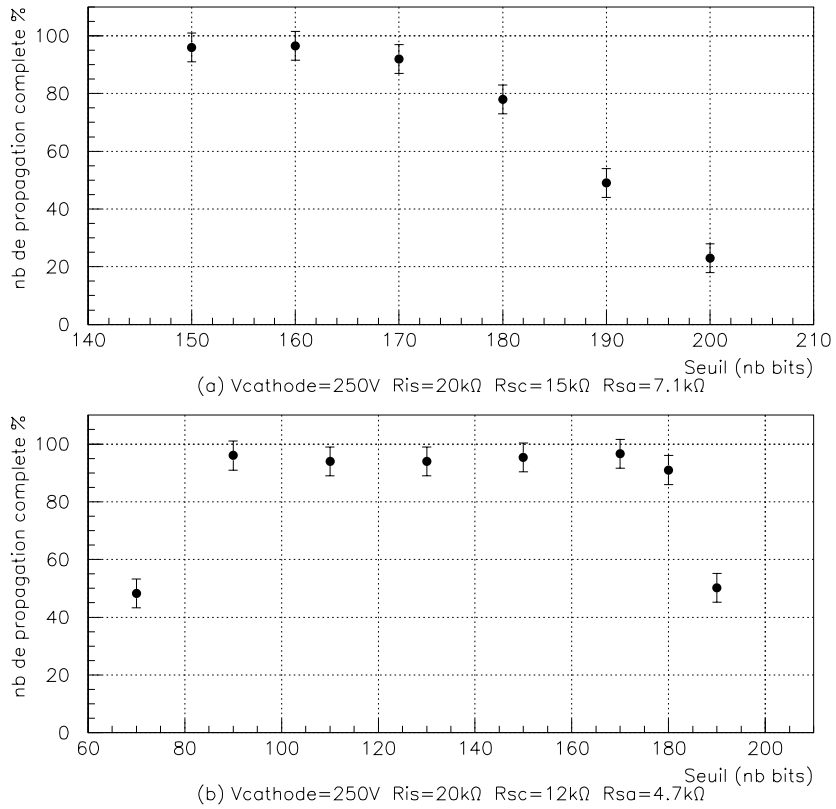


Figure 5.10: *Pourcentage de propagation totale du plasma Geiger (on enregistre les deux temps cathodiques) pour deux configurations de résistances: (a) RSC=15 kΩ et RSA=7,1 kΩ, (b) RSC=12 kΩ, RSA=4,7 kΩ (valeurs utilisées dans NEMO3). Une tension Vcathode de 250V a été appliquée sur les anneaux cathodiques afin d'atténuer le pic cathodique jusqu'au niveau du seuil cathodique (20-25 mV) que nous voulons appliquer dans NEMO3. Nous pouvons ainsi voir le basculement du pourcentage de propagation dès que le seuil dépasse ce nouveau pic cathodique.*

événements déclenchés alors que l'intensité du faisceau est diminuée et donc la densité d'ionisation trop faible. L'ionisation est alors produite en amont ou en aval du point de focalisation du faisceau, ce qui donne une distance transverse de dérive de l'électron primaire plus grande que celle obtenue normalement avec une ionisation continue le long du faisceau laser.

La vitesse de dérive des électrons est de l'ordre de 0.01 mm/ns : on s'attend donc au mieux à une dispersion des temps anodiques de 100 ns, correspondant à la taille du faisceau au point focal (1 mm). Par conséquent, on rejète les événements à plus de 50 ns autour de la valeur la plus probable.

5.4.2 Interprétation de la queue de distribution des temps cathodiques

L'analyse de la distribution de la somme des temps cathodiques $(t_1 + t_2)$ (temps de propagation longitudinal), montre qu'il existe systématiquement une queue de distribution au-delà du pic (voir figure 5.11) correspondant à des temps de propagation trop grands. Il y a donc un décalage du point de fonctionnement comme si la tension effective vu par les particules du plasma était plus faible. Cela est dû à 2 effets :

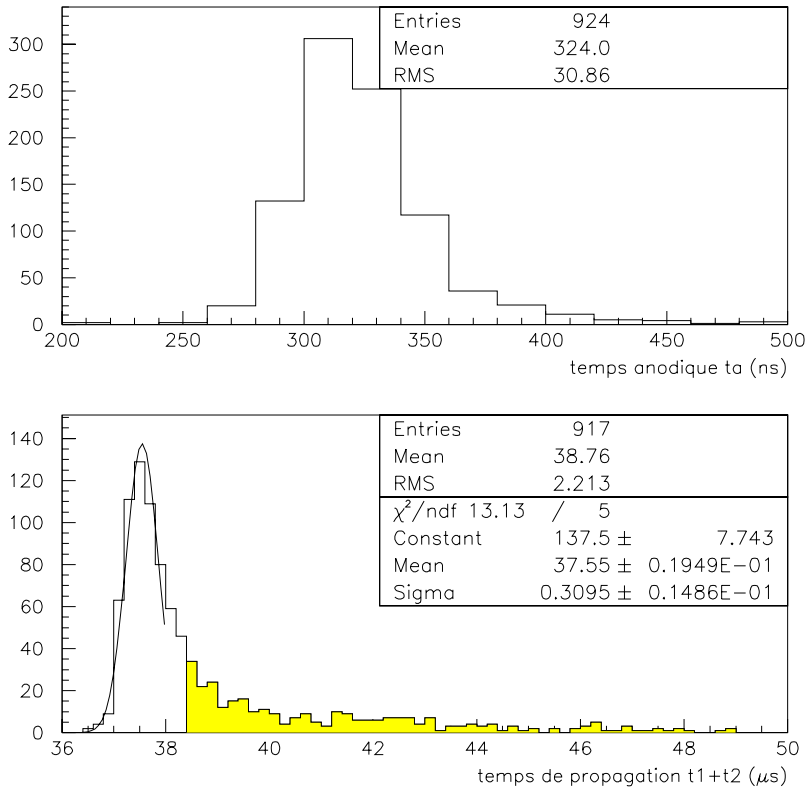


Figure 5.11: *Lors d'une prise de donnée (ici à Z_{laser}=780.mm), nous obtenons les distributions brutes suivantes: (a) temps anodique ta (b) temps de propagation t1+t2. Pour le temps de propagation, j'ai ajusté une gaussienne sur un intervalle limité à un σ à droite, afin de ne pas tenir compte de la queue de distribution en grisée.*

1. un effet d'influence des cellules voisines,

2. un taux de comptage élevé de la cellule elle-même.

Afin de quantifier ces deux effets, une gaussienne tronquée sur sa partie droite à 1σ est ajustée autour du pic de l'histogramme du temps de propagation t_1+t_2. Nous définissons alors la proportion d'événements R comme le pourcentage d'événements ayant un temps de propagation t_1+t_2 supérieur à 3 σ de la valeur moyenne ajustée (voir figure 5.11).

Effet d'influence des cellules voisines

Expérimentalement nous avons évalué la proportion R d'événements dans la queue de distribution du $t_1 + t_2$ pour différents environnements électriques, schématisés sur la figure 5.13. En fonctionnement normal (cas (a) fig 5.13), la proportion des événements de la queue de distribution vaut 29 %. Lorsque nous abaissons la tension des cellules voisines jusqu'à rendre impossible la propagation du plasma (Vo-200V cas (b)), ce taux diminue significativement à 12%. Les plasmas, se propageant dans les cellules voisines (délenchés par les particules du rayonnement cosmique ou par la radioactivité) doivent donc modifier également le champ électrique de la cellule centrale. Pour confirmer cette interprétation, nous avons étudié le taux d'événements R dans les cas où deux, quatre ou six

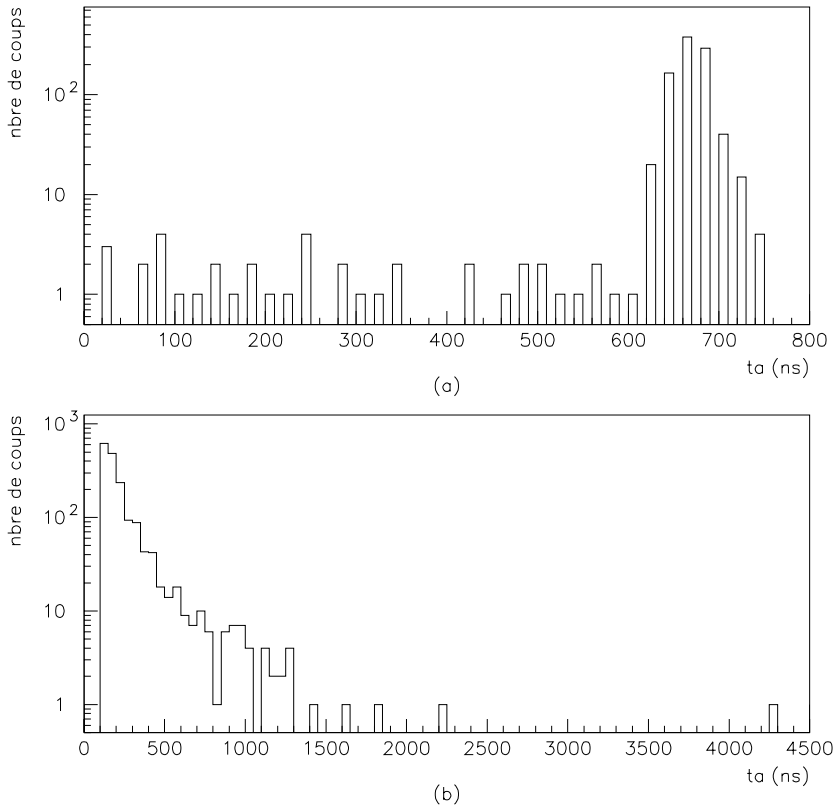


Figure 5.12: *Distribution des temps anodiques pour 2 prises de données différentes: (a) queue de distribution pour des temps courts (b) queue de distribution pour des grands temps.*

cellules sont activées. Dans toutes les configurations où les deux cellules, sur le trajet du faisceau laser, ont une bonne tension de fonctionnement, R est plus important.

Effet dû à un fort taux de comptage

Si l'on soustrait l'effet d'influence des cellules voisines, il reste néanmoins une proportion R de 12% d'événements au-delà du point de fonctionnement. Ces événements sont dus à un taux de déclenchement trop grand de la cellule Geiger, lié au rayonnement cosmique et à la radioactivité naturelle : ils sont déclenchés alors que la cellule n'a pas retrouvé ses conditions nominales, et notamment lorsque la haute tension n'a pas retrouvé sa valeur initiale de fonctionnement. Les plasmas se propagent alors plus lentement, ce qui se traduit par des temps cathodiques plus longs. Cet effet sera d'autant plus important que le taux de comptage de la cellule soit élevé.

Vérifions alors que cette proportion de 12% d'événements correspond bien à la proportion attendue. Le temps mort τ_m d'une cellule Geiger (temps nécessaire pour que la cellule puisse générer un nouveau plasma) est de l'ordre de 1 ms. Le temps nécessaire pour que la tension effective redevienne la tension de fonctionnement après l'écoulement totale des charges, noté τ_{ht} est de quelques ms. Si une particule chargée vient déclencher la propagation d'un plasma sur l'intervalle $[\tau_m, \tau_{ht}]$ avant l'impulsion LASER, l'ensemble des ions de ce plasma ne se sont pas encore collectés. Il y a donc création d'une charge d'espace tout le long du fil anodique de la cellule : le plasma issu du laser va "voir" un champ électrique plus faible, ce qui fait chuter sa vitesse. Le laser ionise

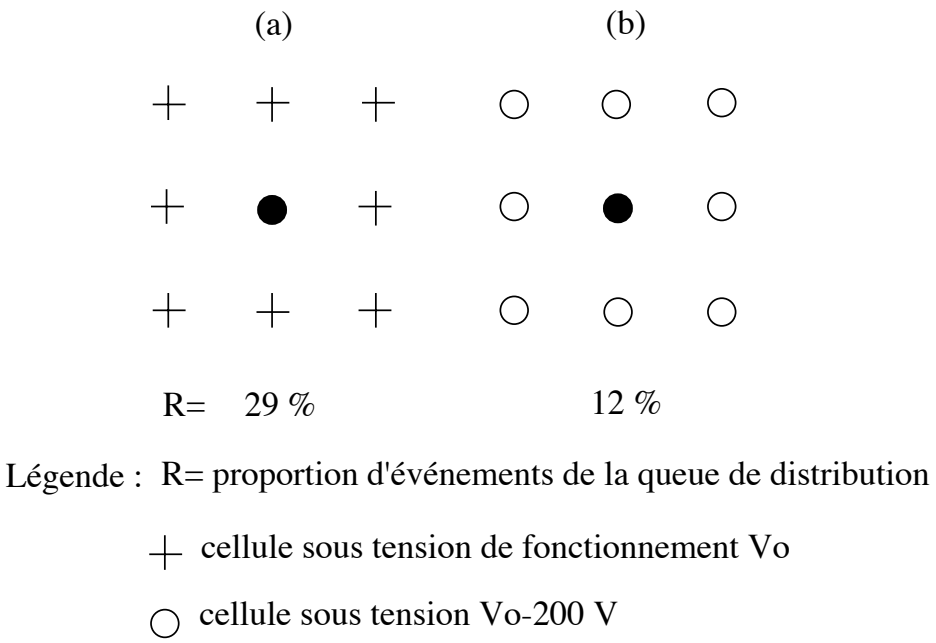


Figure 5.13: *Proportion d'événements de la queue de distribution pour différents environnements électriques.*

le gaz toutes les 100 ms : il n'est dont pas impliqué dans ce phénomène. En revanche, le taux de déclenchement de la cellule Geiger, lié au rayonnement cosmique et à la radioactivité, est de 35 Hz. Si on considère une plage de $\tau_{ht} - \tau_m$ de quelques ms, alors la probabilité pour qu'une particule chargée déclenche un plasma sur l'intervalle $[\tau_m, \tau_{ht}]$ avant le pulse, s'écrit $p = 35 * (\tau_{ht} - \tau_m)$ et vaut environ une dizaine de pourcents ce qui est bien la proportion d'événements mesurées dans la queue de distribution.

5.4.3 coupure sur le temps de propagation $t_1 + t_2$

Afin de rejeter les événements ayant un temps de propagation trop grand, on ajuste autour du pic de l'histogramme du temps de propagation $(t_1 + t_2)$ une gaussienne tronquée sur sa partie droite à 1σ. L'erreur statistique sur la valeur moyenne est de l'ordre de 20 ns. L'erreur systématique, due à l'intervalle de l'ajustement, est de l'ordre de 50 ns. Nous sélectionnons alors les événements contenus dans l'intervalle de largeur 3σ autour de la valeur moyenne $< t_1 + t_2 >$ ajustée.

5.5 Etude de la reconstruction longitudinale

Je vais maintenant présenter l'étude que nous avons réalisée sur la reconstruction longitudinale Z de l'ionisation créée par le laser dans la cellule centrale du prototype. Nous verrons, tout d'abord, comment nous avons établit la formule de reconstruction en Z, dans laquelle nous avons dû introduire une non-linéarité due à l'électronique. Ensuite, nous verrons l'évolution de la résolution longitudinale σ_z en fonction de la position longitudinale et de la haute tension. Enfin, je terminerai par l'étude d'un effet faible de dérive longitudinale des électrons, lorsque l'ionisation a lieu près des anneaux cathodiques.

5.5.1 Méthode de reconstruction de la position longitudinale.

En supposant la vitesse du plasma Geiger constante, la position $z_{reconstruit}$ de l'ionisation est le temps de parcours du plasma jusqu'à l'anneau cathodique le plus proche, divisé par cette vitesse. Si on symétrise l'axe Z, comme sur la figure 5.4, z_{rec} s'écrit alors :

$$z_{rec} = \frac{L_{eff}}{2}\frac{t_1 - t_2}{t_1 + t_2}$$

avec t_1 le temps cathodique bas, t_2 le temps cathodique haut, et L_{eff}=2604mm. La longueur prise en compte n'est pas la longueur totale du fil mais une longueur effective qui correspond à la longueur pour laquelle le signal cathodique dépasse le seuil fixé. Or cela se produit quelques centimètres avant que le plasma n'atteigne l'intérieur de l'anneau, comme le montre la figure 5.4. Donc la longueur effective L_{eff}=2604mm est plus petite que la longueur totale du fil L=2700mm. Nous verrons plus loin comment nous avons déterminé la valeur de la longueur effective.

Pour la reconstruction de la position en Z, nous utilisons les coupures de la méthode d'analyse que j'ai décrite précédemment. A titre d'exemple, nous allons reprendre les mêmes données que nous avons utilisé pour obtenir les histogrammes du temps anodique et du temps de propagation sur la figure 5.11. Pour cette prise de donnée, le faisceau laser était à la position z_{laser}=780.mm. Pour tenir compte uniquement des ionisations du point focal du faisceau laser, nous sélectionnons un temps anodique à $\pm$50ns autour de la valeur la plus probable. Ainsi, nous obtenons les distributions du z_{rec} représentées sur la figure 5.14 que l'on applique ou non la coupure sur le temps de propagation. Pour les deux cas j'ai ajusté les données par une gaussienne. Le cas (a) correspond à la distribution brute sans aucune coupure sur $t_1 + t_2$. Dans le cas (b), j'ai rejeté la queue de distribution typique à grand $t_1 + t_2$, en sélectionnant les événements à $\pm 3\sigma$ autour de la valeur moyenne du temps de propagation. Nous voyons clairement que cette coupure nous a permis de nettoyer les queues de la distribution brute du cas (a). En outre la résolution diminue de 10% en passant de $7,15 \pm 0,2$mm à $6,30 \pm 0,2$mm. Les données ainsi nettoyées, nous fournissent la position Z reconstruite avec la résolution σ_z.

Nous remarquons sur la figure 5.14 (b) que la valeur moyenne du $z_{rec} = 801,7 \pm 0,2$mm ne correspond pas à celle du z_{laser} : il y a un écart de 2cm ! C'est cet effet systématique que nous allons étudier maintenant.

5.5.2 Non linéarité de la position longitudinale reconstruite

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, il y a un décalage systématique entre la position longitudinale reconstruite $z_{reconstruit}$ et la position connue du laser z_{laser}. La figure 5.15 représente le décalage entre z_{laser} et $z_{reconstruit}$ en fonction de z_{laser}. Nous voyons une forme caractéristique quasi-symétrique par rapport à 0. Ce décalage n'est pas constant : il est maximum au quart et aux trois quarts du prototype ($z_{laser} \approx \pm 700.mm$), et minimum aux extrémités et au milieu du tube. Le décalage maximum est d'environ 2 cm ce qui représente environ 3% de la valeur du z_{laser}.

Ce décalage est dû au fait que la vitesse de propagation longitudinale du plasma n'est pas constante mais diminue au cours de la propagation en raison de la décharge de la capacité de découplage de l'anode.

Pour comprendre ce phénomène, étudions l'électronique de la carte de répartition pour la voie anodique figure 3.31 du chapitre 3.

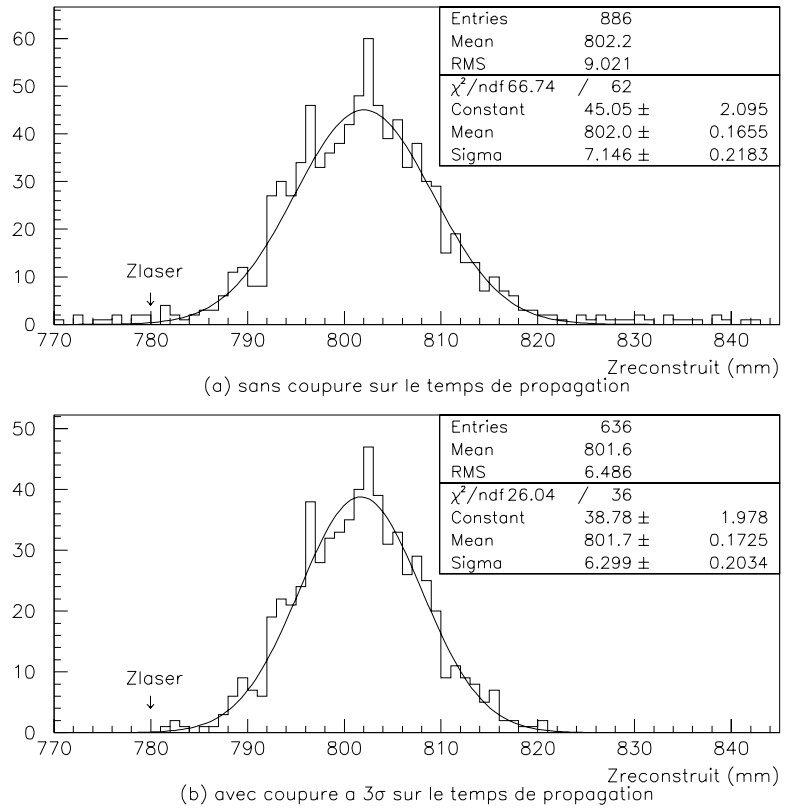


Figure 5.14: *Distribution de la position longitudinale reconstruite z_{rec} suivant la relation : $z_{rec} = \frac{L_{eff}}{2}\frac{t_1-t_2}{t_1+t_2}$ avec L_{eff}=2604mm. Les données ont subit une première coupure sur le temps anodique à $\pm$50ns autour de la valeur moyenne. Puis dans chaque cas (a) et (b), j'ai ajusté une gaussienne. Dans le cas (a) aucune coupure sur le temps de propagation n'a été imposé. Dans le cas (b), j'ai appliqué une coupure à $\pm 3\sigma$ autour de la valeur moyenne du temps de propagation obtenu par la méthode que j'ai décrit précédemment.*

Lors de la mise sous tension, on charge les capacités C et Co, qui vont ensuite se décharger lors de la propagation du plasma. En effet le plasma Geiger se comporte comme un générateur de courant, c'est-à-dire que le courant obtenu en sortie de la carte de répartition est indépendant de la résistance de charge Rc. Au cours de la propagation longitudinale du plasma, la décharge de Co entraîne alors une chute de tension sur l'anode, donc une baisse de la vitesse de propagation. Ainsi la vitesse du plasma n'est plus constante. L'hypothèse de linéarité dans la reconstruction n'est plus valable.

La figure 5.16 représente le schéma électrique équivalent de la figure 3.31. La capacité C_2 tient compte de la capacité du câble de 50Ω $C_{câble}$ reliant le bas de la cellule Geiger à la carte de répartition : $C_2 = Co + C_{câble}$. Nous avons modélisé le plasma Geiger par un générateur idéal de courant. Ce courant prend la valeur ig lorsque deux plasmas se propagent dans la cellule. Il diminue de moitié (ig/2), quand un des plasmas arrive à une extrémité du prototype. Expérimentalement, nous avons mesuré le courant io en sortie de la carte de répartition; io passe linéairement de 220μA à 460μA, lorsque la tension de fonctionnement varie de 1890 V à 1990 V. Ct étant très grand devant C_2, la chute de tension en A, c'est à dire sur le fil anodique, est donnée par la relation :

$$V_A(t) - Vht \;=\; -\,R\;i_0\;(\;1\;-\;e^{-\;\frac{t}{R\;C_2}}\;)$$

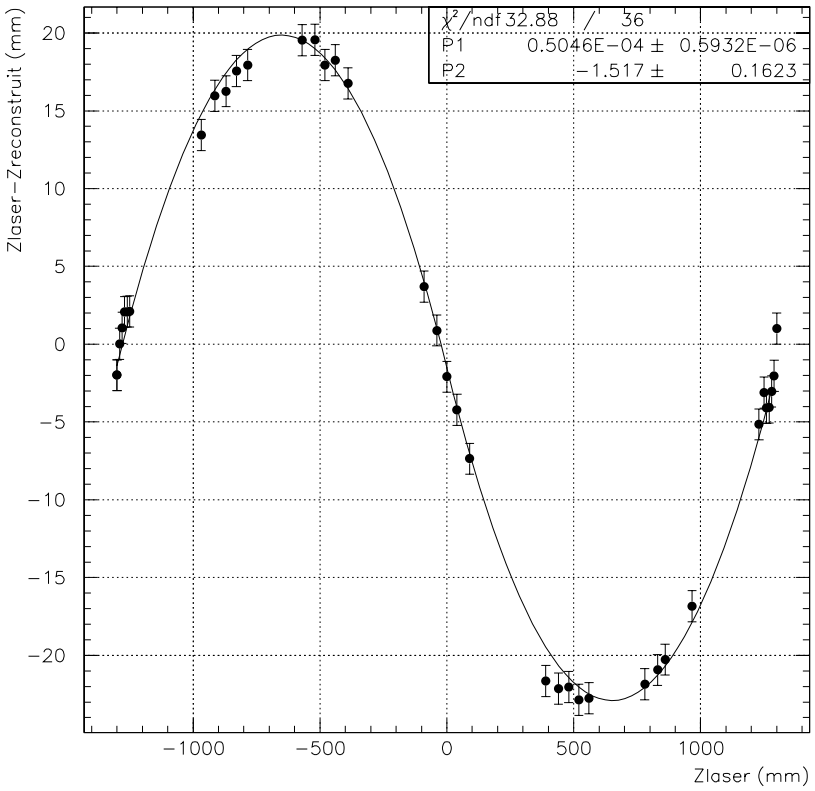


Figure 5.15: $z_{laser} - zreconstruit$ *en fonction de* z_{laser} *: la courbe a été ajustée par la fonction* $p_2 + p_1 * z * (\frac{L}{2} - z)$ *avec* $L{=}L_{eff}{=}2604$ *mm*

La chute de tension qui est de l'ordre de 10 à 15 V n'est pas négligeable. Cette chute de tension fait varier la vitesse du plasma et entraîne une non-linéarité de la reconstruction.

Pour vérifier la pertinence de cette interprétation, nous avons étudié le décalage de la reconstruction par rapport à la position du laser pour différente capacité Co. Vu l'équation précédente, plus la capacité Co est grande plus la chute de tension est faible sur une durée déterminée (Δt$\approx$40μs). Nous nous sommes placés dans une zone de l'axe longitudinal où le décalage est le plus important, c'est-à-dire près des trois-quarts du tube. La figure 5.17 montre la différence entre z_{rec} et z_{laser} pour différentes capacités (de 470 pF à 10 nF) pour z_{laser}=790 mm. Nous voyons clairement que le décalage chute rapidement et devient négligeable en mettant une capacité d'au moins 6 nF. Ceci démontre bien l'effet de Co dans la non-linéarité de la reconstruction.

Il y a deux raisons pour laquelle cette valeur de Co a été choisie.

- Si une cellule présente un problème comme un fil détendu qui vient toucher l'anode, alors une capacité trop grande risquerait de casser le fil.
- Techniquement il est dangereux de mettre une capacité trop élevée en amont d'un ASIC. En effet, plus la capacité est grande plus l'énergie emmagasinée est importante ($E = \frac{1}{2}CV^2$). Il y a alors un risque que la capacité se décharge brusquement dans les ASIC en les déteriorant.

C'est la raison pour laquelle nous sommes contraints de garder cette valeur faible pour la capacité de découplage pour le détecteur NEMO3. Mais on aurait pu monter la valeur de Co jusqu'à 1nF.

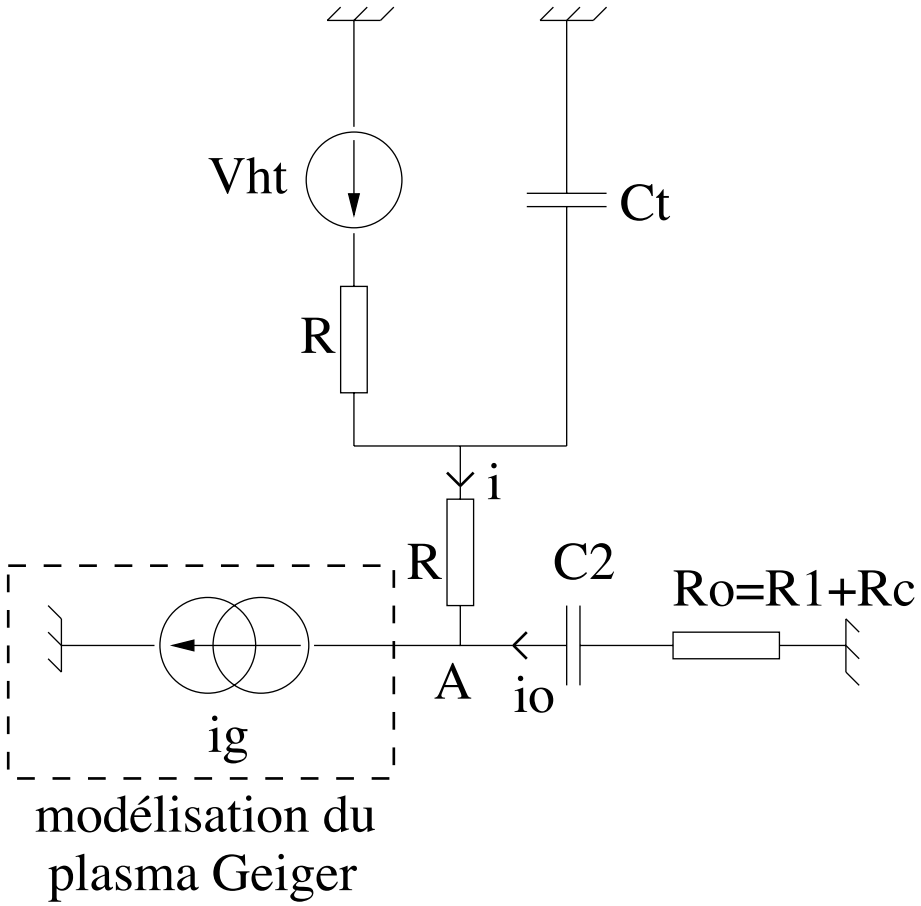


Figure 5.16: *Schéma électrique équivalent pour l'anode du circuit électrique représenté figure 3.31. Nous avons R=220 kΩ, Ro=370 Ω, $C_2 \approx$ 1nF, Ct=50 nF. La capacité C_2 tient compte de la capacité du câble 50 Ω de 5 m de long reliant le bas de la cellule Geiger à la carte de répartition.*

Nous avons identifié la raison du décalage de la position longitudinale reconstruite. Il nous reste donc à corriger cet effet. Cependant avant d'avoir la formule correcte de la reconstruction longitudinale, nous allons devoir étudier plus en détails la longueur effective et la vitesse de propagation du plasma Geiger. Pour réaliser ces deux études nous voulons nous placer dans le cas où la haute tension reste constante au cours de la propagation. C'est pourquoi au lieu de garder la capacité de 470pF, nous allons travailler avec une capacité de 10 nF, l'hypothèse de linéarité devient alors valable.

Longueur effective L_{eff}

La longueur effective, L_{eff}, est inférieure à la distance mécanique entre les extrémités des deux anneaux cathodiques, égale à 2640 mm. Cette différence est le reflet d'un effet de bord dû à l'influence précoce des anneaux cathodiques qui changent la configuration du champ électrique proche des extrémités. La longueur effective dépend de la valeur du seuil de déclenchement cathodique comme l'illustre la figure 5.4.

Afin de mesurer de façon directe la longueur effective, nous avons étudié, proche de l'extrémité de la cellule, la valeur moyenne de l'ajustement gaussien du temps cathodique en fonction de la distance au bord de l'anneau, et en fonction du seuil cathodique. La longueur effective est obtenue en déplaçant le faisceau laser vers l'extrémité de l'anneau cathodique jusqu'à obtenir un temps

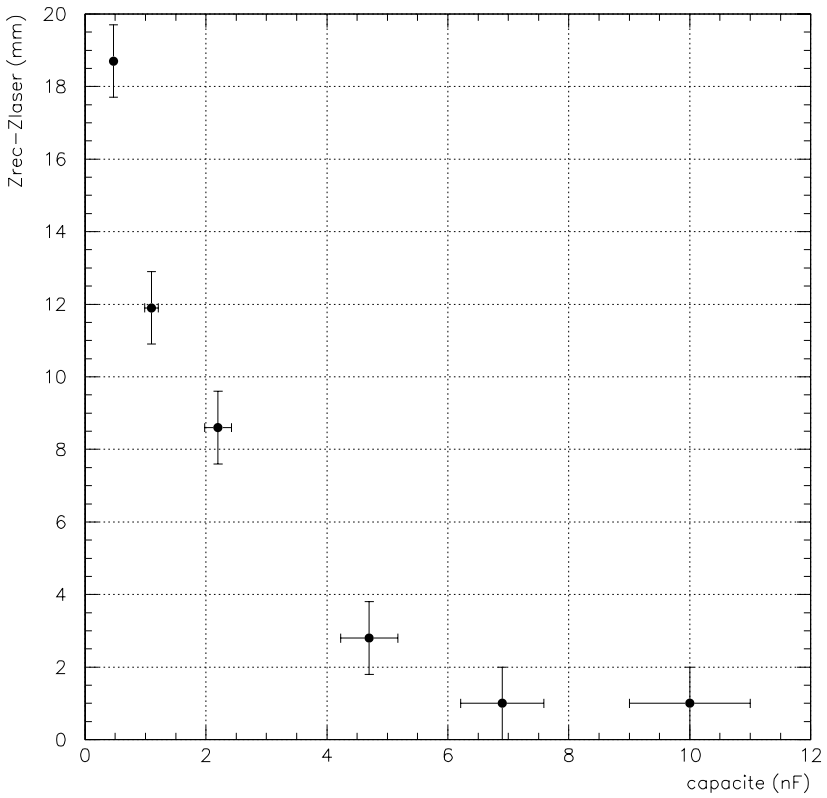


Figure 5.17: $z_{rec} - z_{laser}$ *en fonction de* C_0 *sous une tension de fonctionnement de 1910 V et pour* z_{laser}*=790 mm.*

cathodique nul. Nous avons choisi de prendre trois seuils pour notre étude:

- 110 bits, le seuil juste au-dessus du cross talk,
- 150 bits, le seuil utilisé habituellement sur notre prototype (environ 10 mV au-dessus du cross-talk),
- 190 bits, le plus grand seuil possible avant saturation de l'électronique.

La figure 5.18 représente l'évolution de la valeur moyenne du temps cathodique en fonction de la distance à l'extêmité du fil anodique (2700mm-z_{laser}). Il y a une hiérarchie suivant la valeur du seuil à une position Z donnée. Plus le seuil est élevé, plus le plasma doit parcourir une plus grande distance vers l'anneau pour que l'amplitude du signal cathodique soit suffisante et puisse déclencher l'acquisition du temps cathodique. Par conséquent la valeur moyenne du temps cathodique devient plus grande que pour un seuil faible.

Pour tenir compte de la dispersion des temps cathodiques et du pas de l'horloge de 20 ns, la longueur effective est définie comme la position à partir de laquelle 1% de la distribution du temps cathodique se trouve en dessous de 20 ns. Avec cette définition nous obtenons les résultats suivant :

- seuil 110 bits:
  - $L_{eff} = 2600 \pm 1\ mm$
  - $< t_{cathode} >_{\frac{L_{eff}}{2}} = 27\ ns$

- seuil 150 bits:
  - $L_{eff} = 2604 \pm 1\ mm$
  - $< t_{cathode} >_{\frac{L_{eff}}{2}} = 30\ ns$
- seuil 190 bits:
  - $L_{eff} = 2606 \pm 1\ mm$
  - $< t_{cathode} >_{\frac{L_{eff}}{2}} = 40\ ns$

$< t_{cathode} >_{\frac{L_{eff}}{2}}$ est la valeur moyenne de la distribution des temps cathodiques pour $z_{laser} = \frac{L_{eff}}{2}$, valeur qui doit être retranchée par la suite à la valeur mesurée des temps cathodiques.

Nous remarquons qu'il y a une différence de 6 mm entre la valeur du L_{eff} pour le seuil le plus bas et celle pour le seuil le plus haut. Ceci s'illustre bien sur la figure 5.18. Loin de la zone d'influence, à partir de 55 mm du bord du tube, les écarts entre les temps cathodiques, pour les différents seuils, restent constants (environ 50 ns entre le seuil à 110 et celui à 190 bits).

En outre, nous avons aussi vérifié que la longueur effective restait constante pour différentes hautes tensions appliquées.

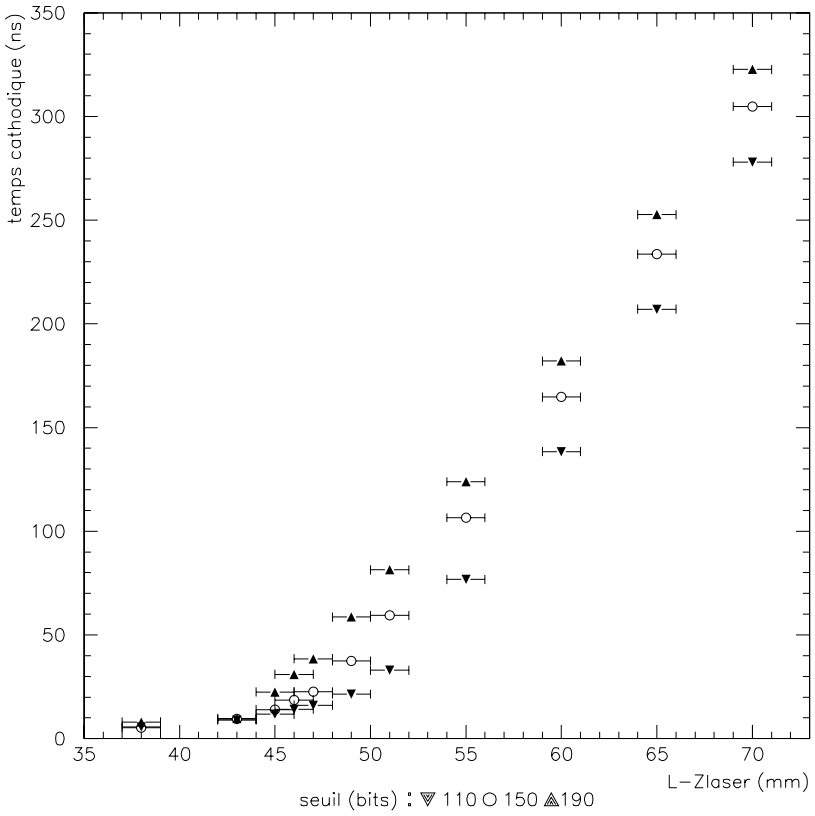


Figure 5.18: *temps cathodique en fonction de la distance au bord du tube (L=2700 mm), pour trois seuils cathodiques différents (110, 150 et 190).*

Vitesse du plasma Geiger

Pour étudier la vitesse du plasma, nous avons pris une capacité Co de 10 nF pour s'affranchir de l'effet de la chute de tension. Nous avons mesuré la vitesse du plasma à l'aide de la formule suivante :

$$\mathbf{v}_{plasma} = \frac{\frac{Leff}{2} - z_{laser}}{temps\ cathodique\ moyen}$$

Pour calculer le temps cathodique moyen, nous avons appliqué la même méthode que pour le temps de propagation. Nous avons ajusté une gaussienne sur l'intervalle $[t_{moyen} - 3\sigma ; t_{moyen} + \sigma]$ afin de ne pas tenir compte de la queue de distribution à grandes valeurs du temps cathodique. Pour minimiser les erreurs, nous nous sommes placé à z_{laser}=550 mm. En effet, il faut avoir $\frac{Leff}{2} - z_{laser}$ maximum pour rendre l'erreur sur la distance minimale, mais il faut avoir le temps cathodique le plus court possible car l'erreur sur le temps va en $\sqrt{t}$, comme nous le verrons dans le paragraphe sur la résolution en Z. Pour cette position longitudinale, nous avons les relations suivantes pour la mesure de la vitesse à deux ou un plasmas :

$$\mathbf{v}_{2\ plasmas} = \frac{\frac{Leff}{2} - z_{laser}}{t_1 - \tau}$$

$$\mathbf{v}_{1\ plasma} = \frac{2\ zlaser}{t_2 - t_1}$$

avec $\tau = < t_{cathode} >_{\frac{L_{eff}}{2}}$=30ns pour un seuil de 150 bits. La figure 5.19 représente la vitesse à deux et un plasmas en fonction de la haute tension. La relation est clairement linéaire. L'ajustement par une loi linéaire $p_1 + p_2\ HT$ de ces courbes, montrent que la vitesse de deux plasmas est quasiment identique à la vitesse lorsqu'un seul plasma continue sa propagation après l'autre plasma ayant atteint l'autre extrémité du prototype.

Par conséquent, il y a indépendance de la vitesse $\mathbf{v}$ du plasma dans le cas où deux ou un plasma se propagent. La vitesse dépend de la haute tension HT par la relation suivante :

$$\mathbf{v} \simeq -55 + 3.25\ 10^{-2}\ \mathrm{V}_{HT}\ cm.\mu s^{-1}$$

Ajustement de la non-linéarité de la reconstruction

Nous avons vu précédemment la relation entre la haute tension et le temps, et la relation entre la vitesse du plasma et la haute tension. Nous pouvons donc maintenant trouver l'évolution de la vitesse du plasma en fonction du temps dans le cas d'une capacité $\mathrm{C}_2 \approx 1$ nF. Par la suite nous allons raisonner pour un z_{laser} positif. Comme RC_2=220 μs est grand devant le temps de propagation $t_1 + t_2 \simeq 40\ \mu$s, nous avons :

$$V_A(t) - V_{HT} = -\ R\ i_0\ (\ 1\ -\ e^{-\ \frac{t}{R\ C_2}}\ ) \simeq -\frac{i_0\ t}{C_2}$$

La vitesse v_{2p} à deux plasmas va s'écrire en fonction du temps par la relation :

$$v_{2p} = v_{2p0} - a_{2p}\ t$$

avec la vitesse $v_{2p0} = -55 + 3.25\ 10^{-2}\ Vht \simeq 7.07 cm/\mu s$ à 1910 V est la vitesse initiale de propagation longitudinale des 2 plasmas, et $a_{2p} \propto \frac{i_o}{C_2}$ la décélération des 2 plasmas lors de leur propagation. Pour une position longitudinale z_{laser} positive, on tire le temps cathodique t_1 à l'ordre 1, en fonction de z_{laser} :

$$t_1 = \frac{\frac{L_{eff}}{2} - z_{laser}}{v_{2p0}}$$

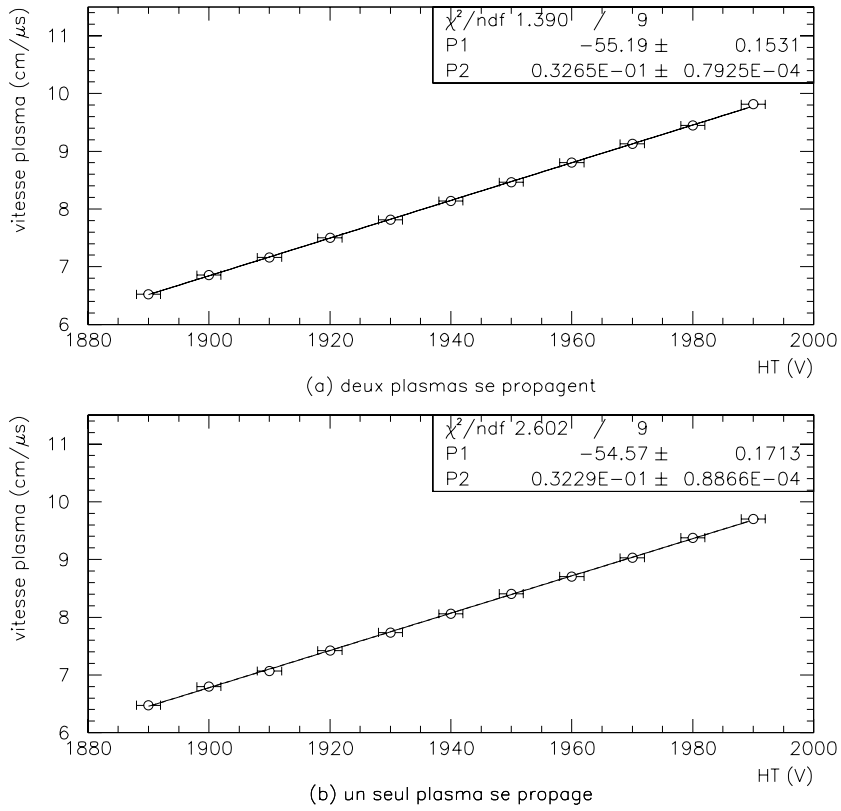


Figure 5.19: *Vitesse du plasma Geiger en fonction de la haute tension dans le cas où deux plasmas se propagent en même temps sur le fil et dans le cas où il ne reste qu'un seul plasma. Nous avons effectué l'ajustement par une loi linéaire* $p_1 + p_2\ V_{HT}$ *dans chaque cas.*

Au temps t_1, il ne subsiste qu 'un seul plasma, et la vitesse à un plasma, vaut $v_{1p}(t_1) = v_{2p}(t_1) = v_{2p0} - a_{2p}\ t_1$. Pour tout temps t ultérieur :

$$v_{1p} = v_{1p}(t_1) - \frac{a_{2p}}{2}\,(t - t_1)$$

le facteur 1/2 intervient dans la vitesse à un plasma car le courant Geiger est divisé par deux. En résolvant l'équation précédente et en insérant t_1[1] en fonction de z_{laser}, nous obtenons le résultat final :

$$z_{laser} - z_{rec} = -\frac{3\ a_{2p}}{2\ v_{2p0}^2}\ z_{laser}\ \left(\frac{Leff}{2} - |z_{laser}|\right)$$

Nous pouvons mettre cette fonction sus la forme suivante :

$$z_{laser} - z_{rec} = -\alpha\ z_{laser}\ \left(\frac{Leff}{2} - |z_{laser}|\right)$$

avec α le paramètre que nous devons trouver par ajustement de cette fonction aux points de mesures.

L'ajustement des points expérimentaux par une loi $p_1 + p_2\ z_{laser}\ \left(\frac{Leff}{2} - |z_{laser}|\right)$ est représenté sur la figure 5.15. Nous obtenons $p_1 = 1.5\ mm$ ce qui est négligeable. Cela montre bien le caractère

[1] Lorsque Z_{laser} est négatif, t_1 est le temps d'arrivée du premier plasma à l'extrémité de la cellule Geiger.

symétrique de la reconstruction. De plus nous avons $p_2 = (0.505 \pm 0.006)\ 10^{-4}\ mm^{-2}$, ce qui est proche du résultat trouvé par le calcul.

Dans la pratique, nous ne connaissons pas la position initiale du plasma. Il faut donc inverser la relation précédente pour obtenir z_{laser} en fonction du z_{rec} qui dépends uniquement de t1, t2 et de L_{eff}. Nous retrouvons exactement la même relation :

$$z_{laser} - z_{rec} = -\alpha\ z_{rec} \left(\frac{Leff}{2} - |z_{rec}|\right)\ en\ mm,$$

avec $\alpha = 0.505\ 10^{-4}\ mm^{-1}$ dans notre cas. Finalement, nous avons obtenu une relation non-linéaire pour exprimer z_{rec} en fonction des grandeurs expérimentales t1 et t2. Elle s'écrit :

$$z_{rec} = \frac{L_{eff}}{2}\ \frac{t_2 - t_1}{t_1 + t_2} \left[1 - \alpha\ \frac{L_{eff}}{2} \left(1 - \left|\frac{t_2 - t_1}{t_1 + t_2}\right|\right)\right]$$

avec $\alpha\ \propto= 0.505\ 10^{-4}$ mm^{-1} pour notre point de fonctionnement.

L'effet de non-linéarité dépend peu de la haute tension. Lorsque la HT varie de 100V, le décalage entre reconstruction et position réelle s'accentue de seulement 1 à 2%.

5.5.3 Résolution longitudinale

Le but de cette étude est de déterminer la résolution avec laquelle nous accédons à la position longitudinale, connaissant les temps cathodiques t_1 et t_2. En appliquant la méthode d'analyse décrite au 5.5.1, nous obtenons pour une position Z donnée du faisceau laser, la distribution de la position longitudinale reconstruite z_{rec}. En ajustant alors une gaussienne sur les données, nous obtenons l'écart-type σ_z. La figure 5.20 représente la variation de cette résolution pour différentes positions du laser. La tension de fonctionnement est ici de 1910V soit un temps de propagation de 37,6μs. La résolution est maximum au centre de la cellule avec une valeur de 8 à 9 mm, puis lorsque le faisceau laser est proche des extrémités, la résolution chute jusqu'à une valeur d'environ 1mm. Cela s'explique par le mode de propagation du plasma Geiger. Le plasma se propage par une succession d'avalanches près de l'anode. Or pour reconstruire la position longitudinale, nous sommes sensibles à la distance minimum entre l'ionisation créée par le LASER et l'une des extrémités de la cellule Geiger. Donc plus cette ionisation a lieu loin d'une extrémité, plus le nombre d'avalanches avant d'atteindre l'anneau cathodique le plus proche est grand, et donc plus grand est la fluctuation sur le temps cathodique.

Nous allons maintenant essayer de formaliser cette explication en trouvant un bon ajustement des points expérimentaux.

Ajustement des points expérimentaux

A partir de $z_{rec} = \frac{L_{eff}}{2}\ \frac{t_2 - t_1}{t_1 + t_2}$ il vient :

$$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial t_1}\right)^2_{t_2} \sigma t_1^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial t_2}\right)^2_{t_1} \sigma t_2^2}$$

Il convient alors de déterminer le comportement de σ_{t_1} et σ_{t_2}.

Nous supposons que la propagation du plasma se fait par étapes successives de N avalanches. Considérons le temps τ_{n+1}, le temps entre le début de la n^{ieme} avalanche et le début de la $(n+1)^{ieme}$ avalanche. τ_{n+1} est une variable aléatoire d'une certaine loi de probabilité de valeur moyenne $\tau_0$et

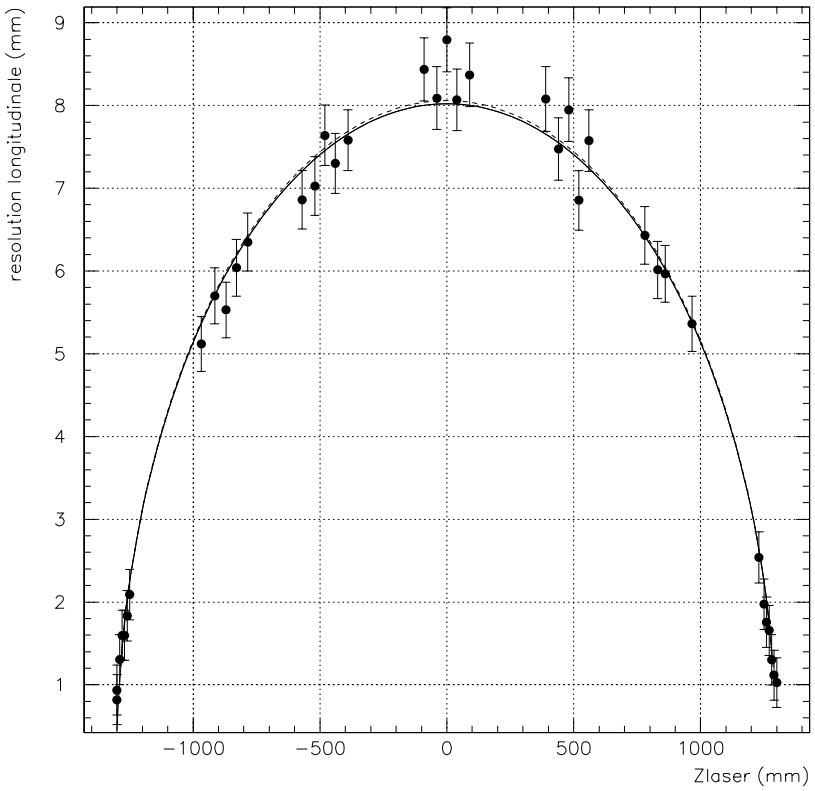


Figure 5.20: *Variation de σ_z en fonction de z : la courbe en trait plein représente l'ajustement de la distribution par une fonction de la forme* $\sigma_z = \frac{L^\alpha\ k}{2^{\alpha+1}\ v_0^{\alpha-1}} \left(1-\frac{z}{\frac{L}{2}}\right)^\alpha \left(1+\frac{z}{\frac{L}{2}}\right) \sqrt{1+\left(\frac{1+\frac{z}{\frac{L}{2}}}{1-\frac{z}{\frac{L}{2}}}\right)^{2\ \alpha-2}}$; *la courbe en tirets représente l'ajustement de la distribution par une fonction de la forme* $\frac{k}{2}\ \sqrt{L\ v_0}\ \sqrt{1-\left(\frac{z}{\frac{L}{2}}\right)^2}$.

d'écart-type σ. Il est raisonnable de penser que les différents temps τ_{n+1} lors de la propagation sont indépendants. Alors la variable aléatoire $S_N = \sum_{i=1}^{N} \tau_i$, vérifie une loi gaussienne de moyenne $t = N.\tau_0$ et d'écart-type $\sigma_t = \sigma\sqrt{N} = \frac{\sigma}{\sqrt{\tau_0}}\sqrt{t}$. σ_t est donc proportionnel à $\sqrt{t}$. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons tracé sur la figure 5.21 l'écart-type σ_t, de la gaussienne ajustée sur la distribution du temps cathodique, en fonction du temps cathodique. Nous remarquons que l'extrapolation des points aux petits temps cathodiques sous évalue la valeur de la résolution pour des grands temps cathodiques. Cela traduit l'effet de la chute de la haute tension lors de la propagation du plasma. Proche de l'extrémité de la cellule Geiger, cet effet est négligeable. En revanche proche du centre, le plasma voit sa vitesse chuter lors de sa propagation. La tension de fonctionnement baisse et les fluctuations sur la succession des avalanches Geiger s'accentue. La résolution est donc détériorée. Il faudrait ainsi utiliser une autre fonction pour relier σ_t au temps cathodique. Mais comme nous allons le voir plus loin, la loi en $\sqrt{t}$ a un contenu physique "lisible" et elle reproduit fidèlement l'évolution de la résolution longitudinale σ_z en fonction de z. Et c'est cette résolution qui intervient dans la reconstruction des traces dans la chambre à fils de NEMO3.

Afin de traiter un cas général et de déduire le comportement de σ_z en fonction de z, considérons pour σ_t la loi $\sigma_t = \ k\ t^\alpha$.

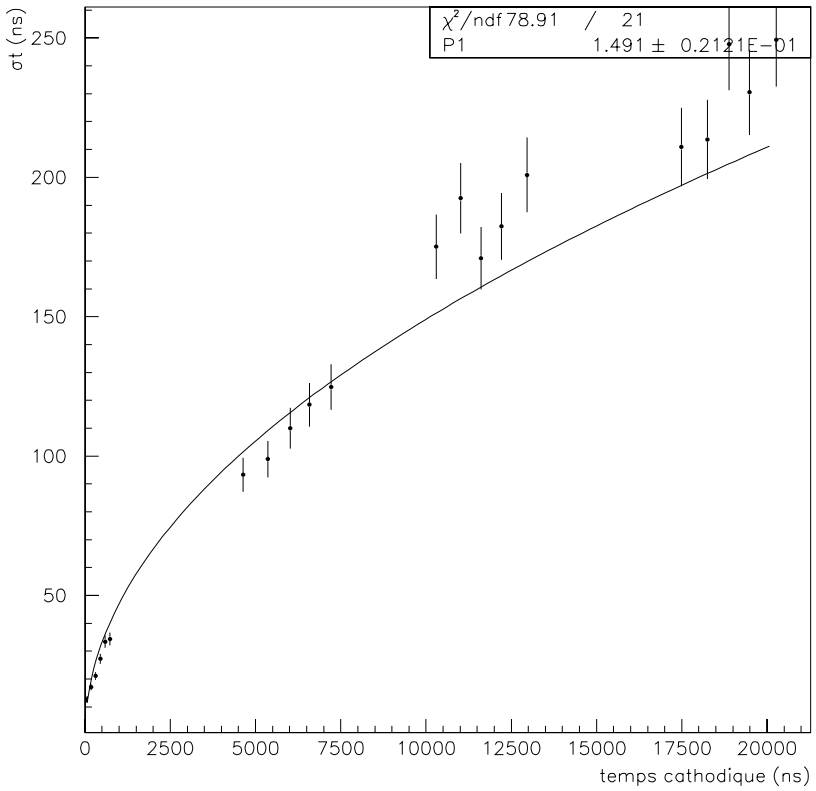


Figure 5.21: *Résolution sur le temps cathodique en fonction du temps cathodique. Nous avons ajusté une fonction d'équation* $\sigma_t = P1 * \sqrt{t}$.

σ_z s'écrit alors :

$$\sigma_z = \frac{L^\alpha\ k}{2^{\alpha+1}\ v_0^{\alpha-1}} \left(1 - \frac{z}{\frac{L}{2}}\right)^\alpha \left(1 + \frac{z}{\frac{L}{2}}\right) \sqrt{1 + \left(\frac{1 + \frac{z}{\frac{L}{2}}}{1 - \frac{z}{\frac{L}{2}}}\right)^{2\alpha-2}}$$

où $L = L_{eff}$ et v_0 une vitesse du plasma (à 1910 V, $v_0 = 7.1\ cm.\mu s^{-1}$).

L'ajustement de cette fonction, avec k et α comme paramètres libres, sur les points expérimentaux donnant la résolution longitudinale en fonction de la position du laser est représenté sur la figure 5.20 par la courbe en trait plein.
Le meilleur ajustement est obtenu pour $\alpha = 0.5193 \pm 0.0152$ et $k = 0.9853 \pm 0.1407$ avec une valeur du χ^2 par degré de liberté de $\chi^2/nb.deg.lib. = 0.75$ La valeur de α proche de 0.5 confirme bien la loi en $\sqrt{t}$.

Dans la suite nous allons donc considérer une loi en $\sqrt{t}$ pour σ_t, ce qui se traduit pour σ_z par la relation :

$$\sigma_z \ = \ \frac{k}{2}\ \sqrt{L\ v_0}\ \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\frac{L}{2}}\right)^2}$$

C'est cette relation que nous utilisons dans NEMO3 pour paramétrer la résolution longitudinale. Cette fonction est représentée par la courbe en tirets sur la figure 5.20. L'ajustement avec k comme paramètre libre, nous donne avec un $\chi^2/nb.deg.lib. = 0.78$ et pour une longueur effective de 2604

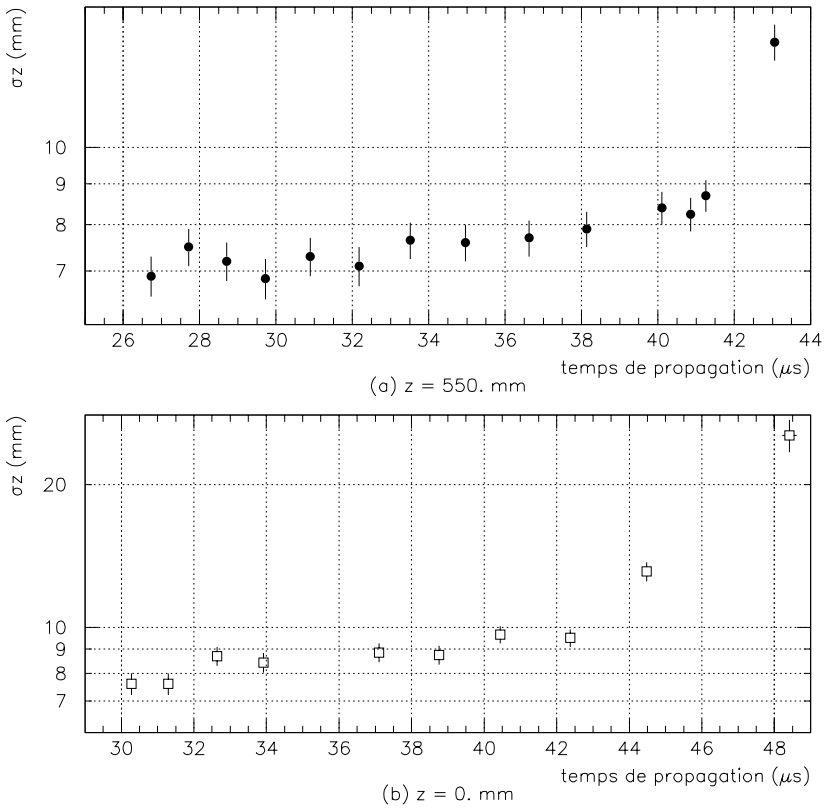


Figure 5.22: *Résolution longitudinale en fonction du temps de propagation en z=550mm (a) et en z=0 (b).*

mm :

$$\sigma_z(mm) \;=\; 8.02\sqrt{1-\left(\frac{z(mm)}{1302.}\right)^2}$$

Evolution de la résolution longitudinale en fonction du point de fonctionnement

Nous allons étudier maintenant l'évolution de la résolution longitudinale en fonction du point de fonctionnement. La figure 5.22 présente l'évolution de σ_z en fonction du temps de propagation pour deux positions longitudinales à 550mm (a) et au centre (b).

En dessous de 40μs, l'efficacité de la propagation du plasma est très bonne (supérieure à 95%). Par conséquent, la résolution σ_z baisse très peu (1 mm environ). Dans cette zone de fonctionnement, la valeur de la haute tension n'est donc pas un facteur déterminant pour la résolution longitudinale. Ceci n'est pas surprenant car le paramètre pertinent ici n'est pas la vitesse de propagation du plasma mais le parcours du plasma entre l'avalanche primaire et l'extrémité la plus proche.

Au-dessus de 40μs, l'efficacité de la propagation du plasma chute. Cela entraîne une grande fluctuation dans la propagation des avalanches. Donc la résolution longitudinale augmente brusquement.

5.5.4 Dérive longitudinale des électrons

Les anneaux cathodiques et la paroi à la masse à l'extrémité de la cellule Geiger vont déformer les lignes de champ électrique. Le fil anodique rayonne un champ électrique transversal, en revanche la masse aux extrémités crée un champ parallèle au fil (voir figure 5.23). La déformation du champ

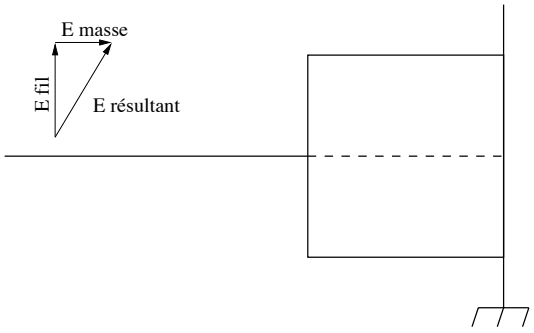


Figure 5.23: *Composition du champ électrique dû au fil anodique et du champ électrique dû à la masse.*

électrique va intervenir dans la dérive des électrons. Suffisamment proche des anneaux et suffisamment loin du fil (pour avoir un champ électrique transversal le plus faible possible), les électrons de l'ionisation remontent les lignes de champs et la position de l'avalanche primaire se décale, donnant un temps cathodique plus élevé.

Nous avons mesuré le temps cathodique en fonction de la distance entre le fil et l'ionisation. Nous nous sommes placés à 5 cm du bord de la cellule puis à 10 cm (voir figure 5.24). Dans le premier cas, nous voyons que le temps cathodique augmente lorsque la distance au fil augmente. On observe un écart de 20 ns entre une ionisation tout près du fil et une autre au bord de la cellule, ce qui correspond à un décalage de l'ordre de 1.5 mm de la position longitudinale initiale de l'ionisation. Dans le deuxième cas, on n'observe aucun phénomène, le temps cathodique est constant. Nous avons donc une légère dérive longitudinale lorsque l'ionisation se fait près de la masse à l'extrémité de la cellule.

Afin de trouver la zone d'influence du plan de masse sur le champ électrique, nous allons calculer l'ordre de grandeur du champ électrique transversal, produit par le fil anodique, et le champ longitudinal, créé par le plan de masse.

Champ transversal créé par le fil

Nous avons vu dans le paragraphe 3.3.3 qu'une cellule Geiger était électriquement équivalente à un condensateur cylindrique (voir figure 3.10). Pour 1910 V, nous avons un champ électrique $E_\perp$ transversale qui vaut à un rayon r (en mm):

$$E_\perp = \frac{300000}{r(mm)}\, V.m^{-1}$$

La courbe (figure 5.25 (a)) représente ce champ électrique par rapport à r.

Champ électrique créé par le plan de masse

Nous allons utiliser la méthode des images pour calculer le champ électrique créé par le plan de masse. Pour simplifier le calcul, nous ne tiendrons pas compte de l'anneau cathodique. Nous assimilerons le plan de masse à un disque à la masse en z=135.cm. Nous supposerons, de plus, que

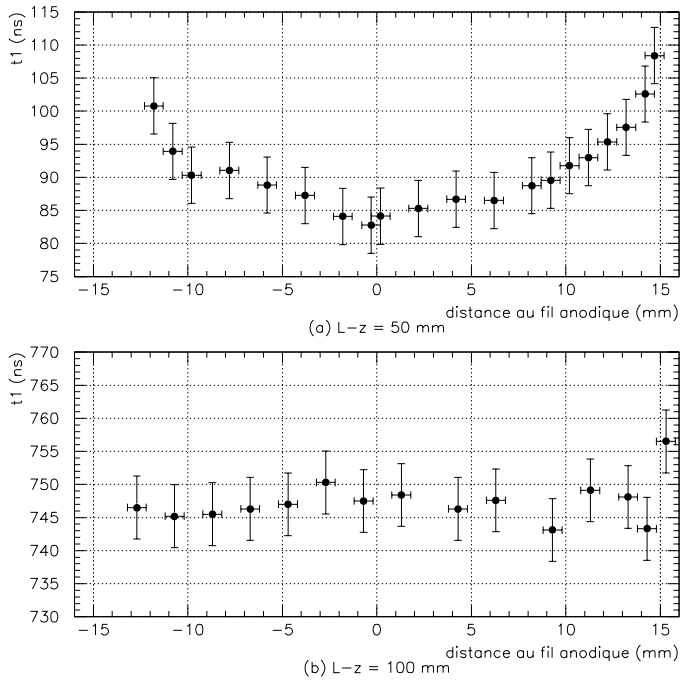


Figure 5.24: *Temps cathodique en fonction de la distance entre le fil et l'ionisation.*

le fil anodique porte une charge électrique Q répartie uniformément le long du fil. Sur un élément de longueur dz du fil, nous avons donc une charge :

$$dq = \lambda\, dz$$

Pour connaître les modifications du champ, il suffit de prendre l'image $-dq$ de dq par rapport au plan de masse (voir figure 5.26). On note E_{n+} (resp. E_{n-}) le champ normal créé par dq (resp. $-dq$) sur le plan de masse en dS à une distance ρ du fil. σ, la densité surfacique de charge, va nous servir pour calculer le champ électrique au point (r, z). La densité de charge s'obtient grâce à la relation :

$$\Delta E_{n+} = \Delta E_{n-} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

D'après la figure 5.27, pour une position transverse r quelconque, nous ferons l'hypothèse que l'électron en M(r, z) se trouve sur l'axe de symétrie du disque mais à une distance $\sqrt{r^2+z^2}$. Ceci se justifie dans la mesure où le champ électrique est selon la direction de la "bissectrice" de l'angle solide du disque vu depuis M. Nous obtenons alors :

$$\vec{E} = \frac{-V}{2\,ln(\frac{b}{a})}\left[\frac{arctg(\frac{b}{\sqrt{z^2+r^2}})}{\sqrt{z^2+r^2}} + \frac{b^2}{4\,L^3} - \frac{2L^2+z^2+r^2}{4\,L^3}.ln(1+\frac{b^2}{z^2+r^2})\right]\ \vec{u}$$

d'où en projetant $\vec{u}$ sur l'axe parallèle au fil :

$$E_{\|}(r,z) \simeq -E(r,z).cos(\theta) = -E(r,z).\frac{z}{\sqrt{r^2+z^2}}$$

La figure 5.25(b) représente le champ électrique parallèle créé par le plan de masse pour deux valeurs de la position transverse r=0mm et r=15mm.

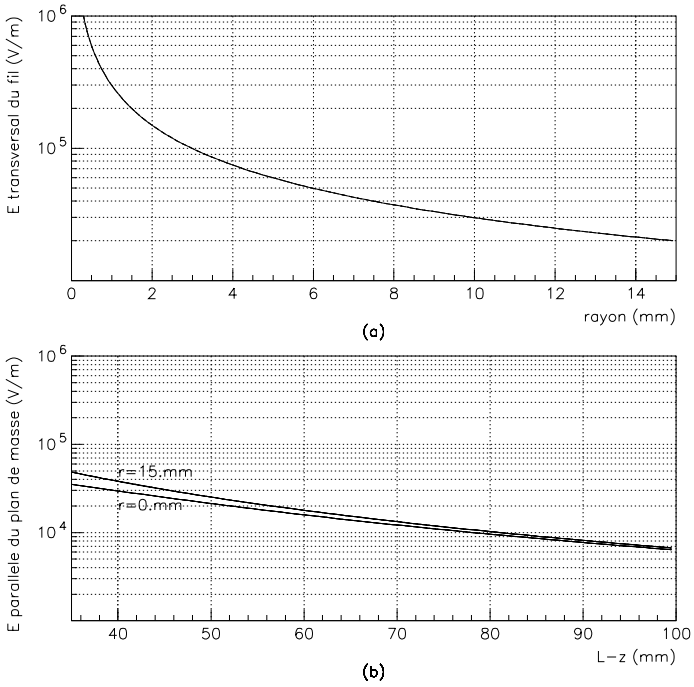


Figure 5.25: *(a) : Champ électrique transversal créé par le fil en négligeant les effets de bords; (b) : Champ électrique parallèle créé par le plan de masse en L=2700 mm. La courbe inférieure correspond à une distance r au fil nul, et la courbe supérieure pour r=15 mm.*

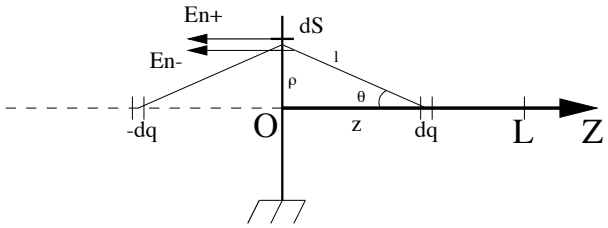


Figure 5.26: *Schéma de l'image électrique de dq*

Zone de dérive longitudinale

En comparant d'une part le champ électrique transversal et d'autre part le champ longitudinal, nous voyons que nous pouvons définir une zone où les deux champs ont le même ordre de grandeur. Il faut que :

$$r > 7\,\mathrm{mm}$$

$$L - z < 6\,\mathrm{cm}$$

Nous retrouvons l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux.

Cette étude grossière nous a permis d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de la zone d'influence du plan de masse à l'extrémité de la cellule Geiger. La dérive décale la position longitudinale reconstruite de moins d'un millimètre dans une zone très restreinte de la cellule Geiger. Cette influence est bien mesurable mais demeure complètement négligeable pour la détection des traces dans le détecteur NEMO3.

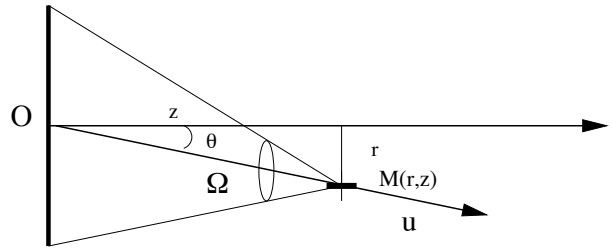


Figure 5.27: *Schéma de l'angle solide du plan de masse vu depuis M(r, z)*

5.5.5 Etude de la reconstruction transversale

Nous avons vu comment reconstruire la position longitudinale en connaissant la position de l'avalanche primaire. Nous allons étudier maintenant la reconstruction transversale qui dépend de l'ionisation créée par le LASER. Mais dans ce cas, l'utilisation du LASER n'est pas entièrement satisfaisante car le mécanisme de cette ionisation va changer suivant que nous utilisons un LASER ou une particule chargée. Nous verrons dans le prochain chapitre, comment nous avons complété cette étude sur prototype, en utilisant des électrons de haute énergie (>3,5 MeV) sur les trois premiers secteurs de NEMO3 en fonctionnement au LSM. Pour cette étude, le prototype a été positionné verticalement, et nous avons utilisé une table de translation horizontale de précision (au centième de millimètre) pour obtenir un scan transverse de la cellule centrale le plus précis possible. Mis à part le côté pratique de la position verticale pour réaliser les mesures transverses, cette position nous a permis de travailler dans les mêmes conditions que le détecteur NEMO3.

Mesure de la position transversale r en fonction du temps anodique ta

Pour pouvoir mesurer un temps anodique non nul lorsque l'ionisation est très proche du fil anodique, une ligne de retard a été ajouté à la voie anodique par rapport au signal de la photodiode qui constitue le signal du trigger.

La figure 5.28 montre la valeur moyenne du temps anodique brut retardé en fonction de la position lue sur la règle de la table de translation, pour une HT de 1850V. Le minimum se situe sur l'axe de symétrie en dmin=34,7mm et en tamin=49ns. Donc en décalant les valeurs de cette courbe en utilisant ce minimum comme nouveau centre de référence, nous obtenons la courbe figure 5.29.

L'erreur statistique sur la moyenne du temps anodique pour une position donnée du laser est de l'ordre de 3 ns. Sachant que la vraie valeur de ta est la différence entre la valeur moyenne mesurée et la valeur du minimum, l'erreur sur le temps anodique est de l'ordre de 4ns. L'erreur de lecture (0.01mm) de la mesure de la position sur la règle est négligeable en comparaison du pas de mesure (0.5mm) que nous avons utilisé pour faire le scan transverse. Une autre erreur systématique peut provenir d'une mauvaise verticalité du fil anodique ou d'une mauvaise horizontalité du laser. Avec une inclinaison de 2^o, équivalente à un dénivelé de 1cm sur 30 cm, l'erreur commise sur la mesure de la distance au fil est aussi négligeable de l'ordre de 0.01mm. Une inclinaison du faisceau LASER par rapport à la normale peut aussi être la cause d'une erreur sur la mesure du rayon. Nous avons mesuré au maximum un décalage du faisceau de 1mm entre la fenêtre d'entrée et de sortie du prototype. Cela correspond à une erreur sur la distance transverse du faisceau LASER par rapport au fil anodique central de 0,1 mm. C'est donc cette erreur qui va dominer.

Nous distinguons quatre zones sur la courbe de la figure 5.29 :

- tout près du fil à un rayon inférieur à 1mm et avec un temps anodique moyen inférieur à 20 ns (le pas de l'horloge), on ne peut plus distinguer le lieu de l'ionisation. La reconstruction transverse précise devient impossible.

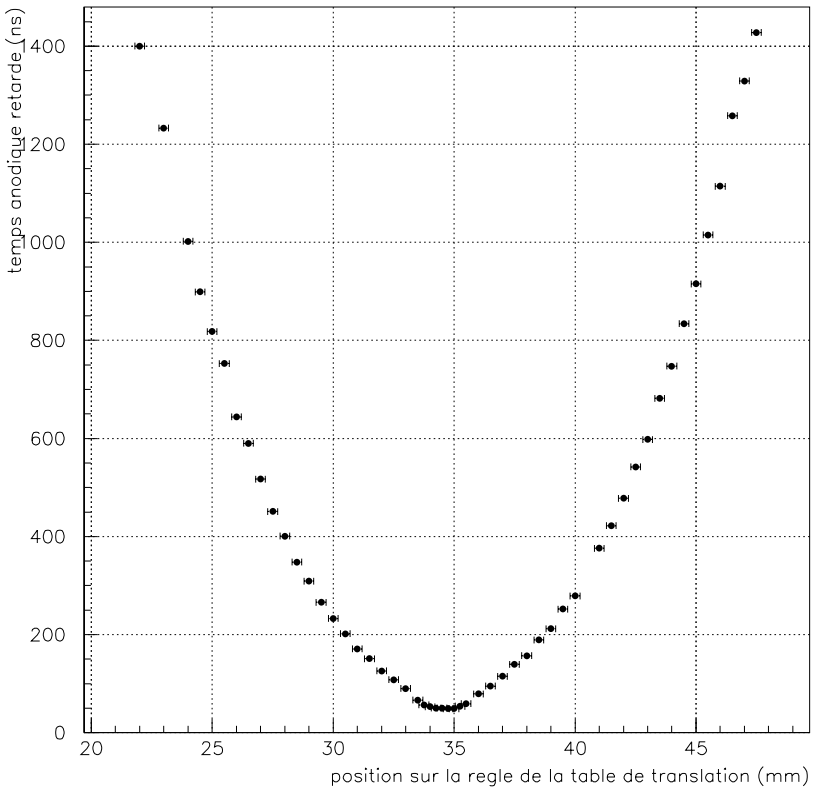


Figure 5.28: *Distribution du temps anodique moyen en fonction de la position du LASER lue sur la règle de la table de translation. Le temps anodique a été retardé d'une valeur arbitraire suffisamment grande pour pouvoir mesurer le temps anodique au minimum, c'est-à-dire à une distance quasi-nulle du fil. L'ensemble de ces mesures ont été effectuées à 1850 V.*

- Entre 1mm et 4 mm, la relation entre le temps anodique moyen et la position r devient linéaire. La figure 5.30 est un zoom de la courbe 5.29 pour un rayon inférieur à 4mm. Nous remarquons bien la linéarité entre le rayon r et le temps de dérive ta.
- Entre 4mm et 13mm environ, la loi de reconstruction est parabolique.
- Entre 13mm et 15mm, le faisceau LASER arrive au bord de la cellule. Nous observons une chute de l'efficacité de détection et le spectre du temps anodique se déforme vers des grandes valeurs. Les mesures avec le LASER ne sont alors plus exploitable. Dans la suite nous nous limiterons à des distances transverses inférieures.

Interprétations

Nous allons essayer d'interpréter la frontière à 4mm entre la zone linéaire et la zone parabolique. Pour cela, il faut se rappeler que la vitesse u de dérive de l'électron dans un champ électrique E vaut :

$$u = \frac{qE}{m}\,\tau$$

avec q la charge de l'électron, m sa masse, E le champ électrique et τ le temps entre deux collisions.

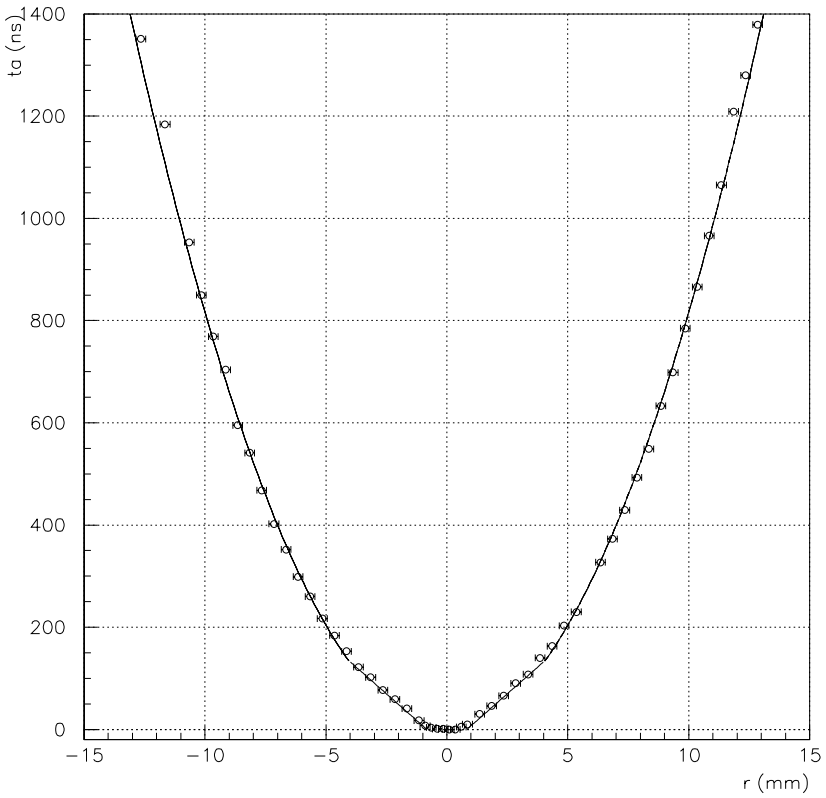


Figure 5.29: *Temps anodique moyen en fonction de la distance r au fil, pour une haute tension de 1850 V*

τ s'exprime en fonction du libre parcours moyen l et de la vitesse v de l'électron par la relation :

$$\tau = \frac{l}{v}$$

Nous allons considérer le cas où la vitesse thermique v_T domine la vitesse due au champ électrique.

$$v_T \gg \left(\frac{qE}{m}\,\tau\right)$$

Or

$$\tau = \frac{l}{v_T} = \frac{1}{n\sigma v_T}$$

avec n la densité d'atomes et σ la section efficace de collision de l'électron dans le gaz. De plus nous avons pour la pression P et le champ électrique E :

$$P = \frac{1}{3}\, n\, m\, v_T^2$$

et avec b=15mm et a=0.025 mm le rayon externe et interne de la cellule Geiger,

$$E = \frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)\, r}$$

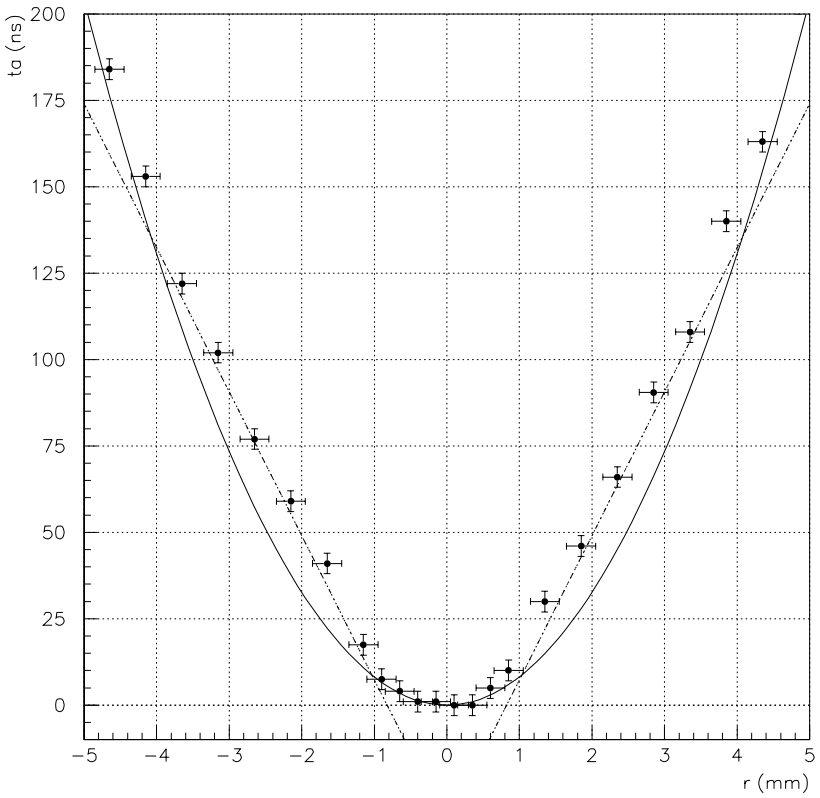


Figure 5.30: *Temps anodique moyen en fonction de la distance r au fil, pour une haute tension de 1850 V, pour une distance inférieure à 4mm. Nous voyons clairement que la loi en r^2 n'est plus valable dans cette zone. Il faut envisager une loi linéaire.*

Donc nous devons avoir :

$$r \gg \frac{qV}{3\,ln\left(\frac{b}{a}\right)\,P\,\sigma}$$

Nous ne connaissons pas la valeur de σ pour notre mélange gazeux. Mais dans l'hélium pur $\sigma = 2,83.10^{-16}\mathrm{cm}^2$ [61]. Alors à la pression atmosphérique et à 1850 V, la relation précédente donne $r \gg$ 5mm. On retrouve le bon ordre de grandeur même si pour notre mélange gazeux le résultat doit être différent.

Nous supposerons donc qu'au-delà d'un rayon de 4 mm, nous pouvons appliquer la relation :

$$u = \mu E$$

avec μ la mobilité qui est ici **une constante**. Il est aisé de remonter à la relation liant le temps de dérive ta et le rayon r :

$$\frac{dr}{dt} = \mu \frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)\,r}$$

Nous avons alors :

$$t \propto r^2$$

C'est bien la loi que nous mesurons dans l'intervalle 4mm-13mm.

Dans la zone inférieure à 4mm, le champ électrique est suffisamment intense pour que la vitesse de dérive soit saturée. On obtient alors une relation linéaire entre le temps anodique et la distance au fil.

Ajustement des données

Nous avons ajusté la fonction suivante pour des hautes tensions variant de 1850V à 1900V par pas de 10V :

$$\text{ta} = \alpha \text{r}^2 \text{ pour } 4\text{mm} < \text{r} < 13\text{mm}$$

$$\text{ta} = \beta \text{r} + \delta \text{ pour } \text{r} < 4\text{mm}$$

Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

	1850V	1860V	1870V	1880V	1890V	1900V
α ns.mm^{-2}	8,15±0,02	8,12±0,03	8,045±0,03	7,93 ±0,03	7,92 ±0,03	7,88 ±0,03
β ns.mm^{-1}	41,9±2	41,7±3	41,9±3	41,6±3	41,8±3	42,0±3
δ ns	-29,6±4	-35,5±8	-36,9±8	-37,2±8	-37,8±8	-36,6±8

Tableau 5.1:

Au-delà de 4mm, le coefficient α diminue lorsque la haute tension augmente. Cela traduit le fait que la vitesse de dérive augmente, c'est-à-dire que la pente de la dérivée de t=f(r) diminue. Pour une tension de 1850-1860V, le temps de propagation est de 40μs, cela correspond au point de fonctionnement que nous voulons utiliser dans NEMO3. Nous obtenons alors :

$$r = (0,350 \pm 0,001)\sqrt{ta}$$

avec r en mm et ta en ns. A titre de comparaison à 1900V (temps de propagation de 32,6μs), nous avons :

$$r = (0,356 \pm 0,001)\sqrt{ta}$$

Dans la zone linéaire en dessous de 4mm, nous n'observons pas de différence significative suivant la haute tension appliquée. En compilant l'ensemble des données prises dans cette zone, nous avons après un ajustement global :

$$ta = (-34,24 \pm 3.) + (41,46 \pm 1.2)\, r$$

avec r en mm et ta en ns. D'où :

$$r = (-0,82 \pm 0,04) + (0,0241 \pm 0,0007)ta$$

Etude de la vitesse de dérive

Il y a deux voies possibles pour étudier la vitesse de dérive. Soit nous utilisons les mesures la vitesse moyenne entre deux points successifs. Soit nous utilisons le paramétrage précédent en dérivant la fonction r=f(t). La première méthode a l'avantage de prendre en compte directement les points de mesures, mais comme la fonction r=f(t) est concave nous allons sous estimer la vitesse. La deuxième méthode est meilleure si l'on veut quantifier précisément la vitesse mais il faut avoir confiance dans le paramétrage.

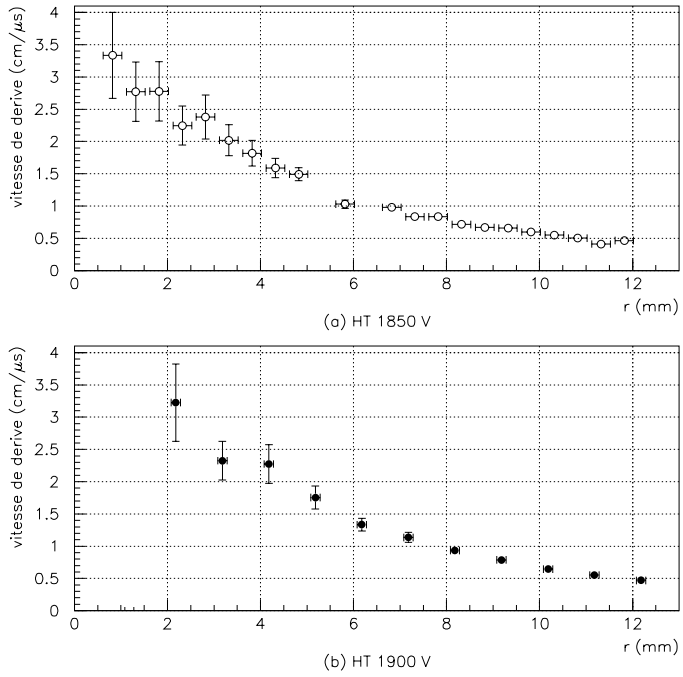


Figure 5.31: *Vitesse moyenne de dérive entre deux points successifs de mesures en fonction de la position transversale r. La figure (a) (resp. (b)) représente le cas où nous avons appliqué une haute tension de 1850V (resp. 1900 V).*

Examinons tout d'abord la vitesse moyenne de dérive v entre deux points successifs de mesures :

$$v = \frac{\Delta r}{\Delta ta}$$

La figure 5.31 représente cette vitesse en fonction de la distance au fil r pour deux hautes tensions 1850V et 1900V. La vitesse est une fonction décroissante de r jusqu'à une distance de 3-4mm. A partir de 3mm à 1850V et de 4mm à 1900V, il y a saturation de la vitesse, ce qui traduit la relation linéaire que nous avons obtenue précédemment. Pour utiliser une variable plus physique, nous avons représenté la vitesse de dérive en fonction du champ électrique E (voir figure 5.32). L'effet de saturation est ici encore plus visible. Il se produit à partir de 800V/cm environ. En dessous de ce seuil la vitesse est linéaire par rapport au champ électrique.

La vitesse de dérive, calculée précédemment en faisant la moyenne entre deux points successifs de mesures, est légèrement sous estimée car la fonction r=f(t) est concave lorsque r>4mm. Si nous traçons la dérivée de la fonction r=f(t) obtenue après l'ajustement précédent (voir figure **??**, nous obtenons bien évidemment une constante dans la zone inférieure à 4mm v=2,41 cm/μs, et pour r>4mm, v=$\frac{6,13}{(r(cm))}$ cm/μs. Nous voyons que le paramétrage n'est pas entièrement satisfaisant car il y a une discontinuité de la vitesse de dérive à r=4mm. Cependant cela ne nous gênera pas pour réaliser une reconstruction suffisamment précise dans NEMO3.

Maintenant que nous connaissons la vitesse de dérive, nous allons pouvoir calculer la résolution transversale intrinsèque due à électronique d'acquisition. L'horloge des cartes d'acquisition a une fréquence de 50MHz soit un pas de 20ns. Cela se traduit par une discrétisation non seulement du temps de dérive en pas de 20ns, mais aussi de la distance transverse r. Imaginons que nous réalisons une expérience dans laquelle nous ionisons le gaz à une position r avec une très grande précision.

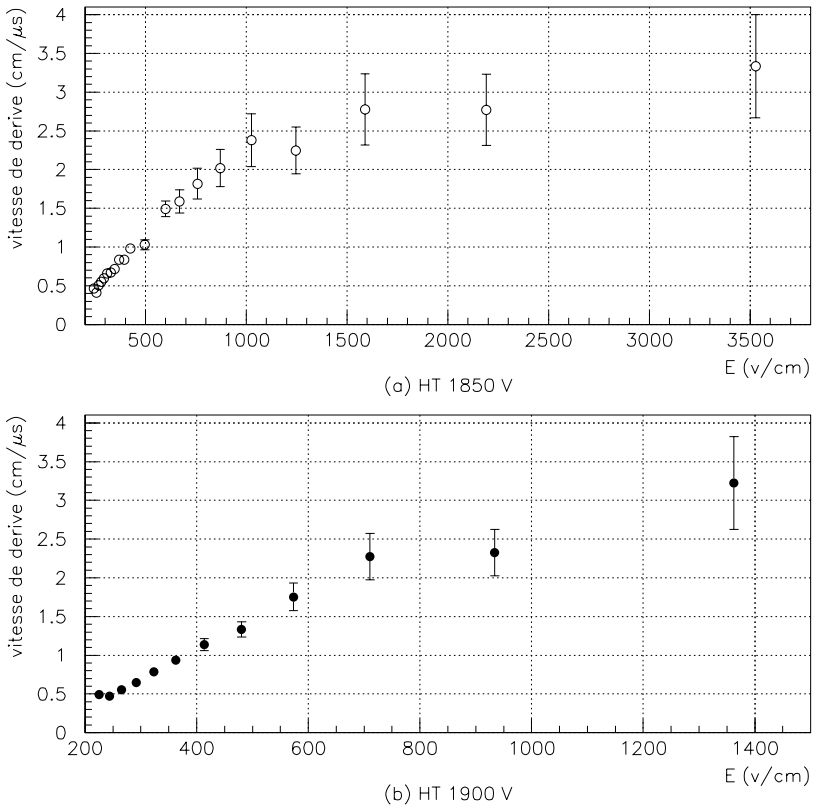


Figure 5.32: *Vitesse de dérive en fonction du champ électrique E.*

En terme de temps de dérive cela correspond à un temps ta qui va appartenir à un bin de 20ns : $n\,20\text{ns} \geq \text{ta} < (n+1)\,20\text{ns}$. En faisant varier la position r, nous allons scanner l'ensemble du bin. Nous obtenons alors, en utilisant une loi de probabilité uniforme, la valeur moyenne et l'écart-type σ_t du temps anodique :

$$\text{ta} = \frac{n\,20 + (n+1)\,20}{2} \pm \frac{20}{\sqrt{12}}$$

L'écart-type vaut donc $\sigma_t \approx$6 ns. De là nous avons la résolution σ_r correspondante sur r en utilisant la vitesse de dérive : $\sigma_r = \text{v(r)} * \sigma_t$. La figure 5.34 représente σ_r en fonction de r. Plus l'ionisation est proche du fil plus nous sommes sensibles à la discrétisation du temps anodique. Comme nous le verrons dans l'étude avec des électrons traversants, la résolution transversale est de l'ordre de 0,5mm. La résolution intrinsèque n'est donc pas négligeable.

Estimation de la mobilité des électrons et extrapolation pour NEMO3 au LSM

Dans la zone parabolique (r>4mm), la vitesse de dérive v est linéaire par rapport au champ électrique E. La mobilité μ de l'électron est définie par la relation :

$$\text{v} = \mu\,\text{E}$$

Nous allons estimer la valeur de cette mobilité théoriquement en utilisant la formule classique $\mu = \frac{q\tau}{m}$ et expérimentalement avec le coefficient de linéarité entre v et E.

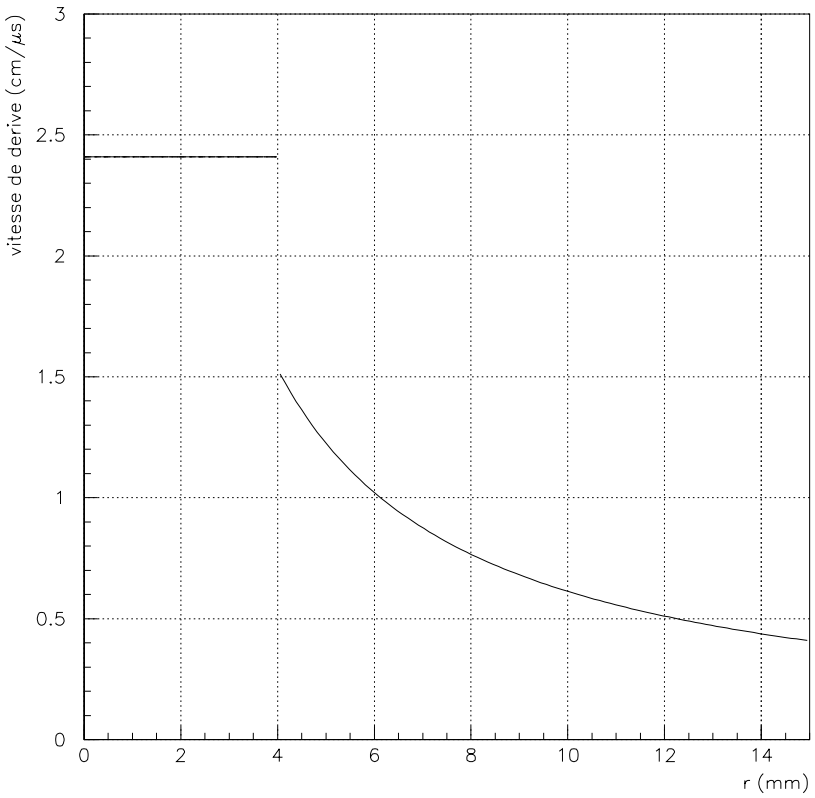


Figure 5.33: *Vitesse de dérive en fonction de r, obtenue en dérivant le paramétrage r=f(t).*

La théorie nous donne donc $\mu = \frac{q\tau}{m} = \frac{q}{n\,m\,\mathrm{v}_T\,\sigma}$. Comme la pression $\mathrm{P} = \frac{1}{3}\,n\,m\,v_T^2$ et $P = n\,k\,T$ avec k la constante de Boltzmann et T la température du gaz, nous obtenons alors la valeur de μ:

$$\mu = \frac{1}{3}\,\frac{q}{\sigma}\,\frac{v_T}{P} = \sqrt{\frac{k\,T}{3\,m}}\,\frac{q}{\sigma}\,\frac{1}{P}$$

La mobilité dépend de deux rapports charge/section efficace et vitesse thermique/pression. Plus la charge de la particule est importante plus la mobilité va être grande car le couplage au champ E devient fort. Mais en contre partie la section efficace va aussi augmenter. Plus la pression devient grande plus le nombre de chocs devient grand et la mobilité aura tendance à diminuer. Mais dans ce cas la vitesse thermique viendra contrebalancer la tendance car la température doit augmenter si la pression augmente (à n constant).

Nous allons calculer la valeur de μ dans les conditions des prises de données T=26^{0}C et P=1bar. La section efficace dans l'hélium pur vaut $\sigma = 2,83.10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$. Nous ne faisons pas une grande erreur en tenant pas compte de l'alcool qui n'intervient que dans 4% du mélange gazeux. La section efficace doit être plus importante pour l'éthanol vu que le Z moyen est plus élevé que dans l'hélium. Nous surestimerons donc légèrement la mobilité. Finalement nous obtenons:

$$\mu = 2,13\,\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}.\mathrm{V}^{-1}$$

Expérimentalement, nous obtenons à partir du paramétrage $r = 0,35\,\sqrt{ta}$:

$$v = \frac{\mathrm{dr}}{\mathrm{dt}} = \left(\frac{0,35^2}{2}\,\frac{\ln\frac{b}{a}}{V}\right)\mathrm{E}$$

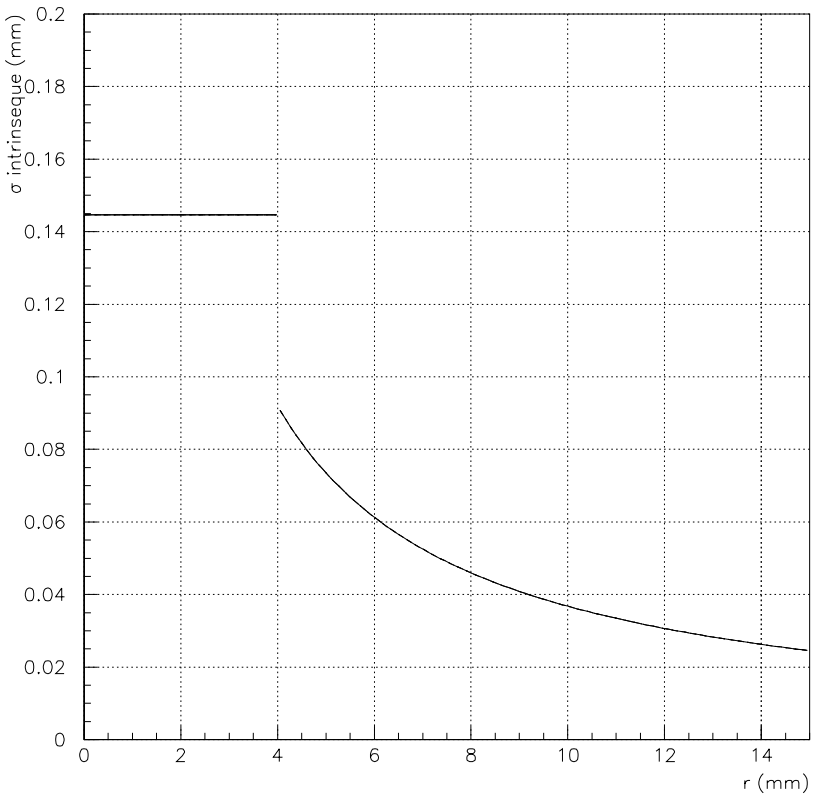


Figure 5.34: *Résolution intrinsèque σ de la position r reconstruite, causée par le pas de 20ns de l'horloge de l'électronique d'acquisition.*

Donc sous 1850V nous obtenons :

$$\mu = 2,12\ \mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}.\mathrm{V}^{-1}$$

Nous voyons donc que la formule théorique précédente est donc pertinente dans nos conditions expérimentales. Nous allons pouvoir l'utiliser pour établir une formule de reconstruction de r au Laboratoire Souterrain de Modane. La pression atmosphérique y est 15% plus faible que celle à Orsay. De plus la haute tension de la chambre à fils au LSM est aussi de l'ordre de 1850V. Donc le paramètre de la formule de la mobilité le plus important pour une extrapolation des conditions du gaz à Modane est la pression atmosphérique. Nous obtenons alors avec une pression de 15% inférieure :

$$\mu = 2,493\ \mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}.\mathrm{V}^{-1}$$

Cela se traduit au niveau de la formule de reconstruction :

$$r = \sqrt{\frac{0,35^2}{0,85}}\sqrt{ta} = 0,38\sqrt{ta}$$

5.6 Etude de la chambre à fils avec le prototype au LSM

5.6.1 Point de fonctionnement de la chambre à fils au LSM.

La pression atmosphérique au Laboratoire Souterrain de Modane est 15% inférieure à la pression à Orsay. Le point de fonctionnement et la résolution longitudinale vont être différents. L'étude qui a été menée au LSM c'est fait avec un bain d'alcool à $13,8^oC$ au lieu de 15^oC. En effet au début de l'installation du détecteur au LSM, le point de fonctionnement de la chambre à fils n'était pas fixé. Actuellement la température d'alcool est fixée à $13,8^o$ pour le fonctionnement de la chambre des trois premiers secteurs en activités.

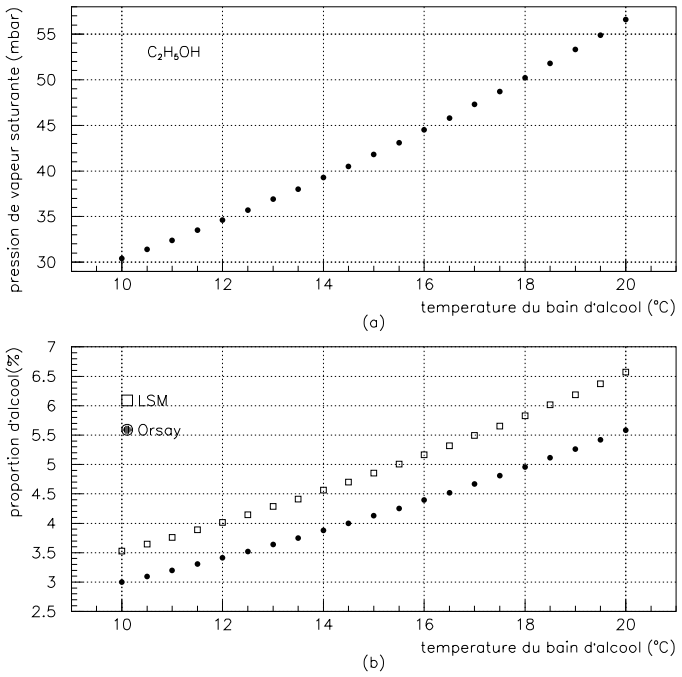


Figure 5.35: *(a) pression de vapeur saturante d'éthanol en fonction de la température (b) proportion d'alcool dans le mélange gazeux, à la pression atmosphérique au LSM et à Orsay, en fonction de la température du bain d'alcool.*

Il y a donc une différence d'environ 1^o en éthanol dans le mélange gazeux entre le LSM et Orsay. A température constante, la proportion d'alcool dans le mélange gazeux va augmenter quand la pression atmosphérique P diminue. En effet l'hélium passe au travers d'un bain d'éthanol et se charge en vapeur d'alcool à une pression de vapeur saturante, Ps, fixée par la température du bain. Ainsi la proportion r d'alcool vaut :

$$r = \frac{Ps}{P}$$

La figure 5.35(a) montre l'évolution de la pression de vapeur saturante en fonction de la température du bain. La figure 5.35(b) montre la proportion d'alcool dans le mélange gazeux en fonction de cette température et aux pressions atmosphériques d'Orsay et du LSM. Nous voyons qu'à 15^o la proportion d'alcool à Orsay est d'environ 4%. A $13,8^o$ au LSM, cette proportion monte à environ 4,5%.

Dans le fonctionnement de la chambre à fils, le paramètre important n'est pas la proportion d'alcool dans l'hélium mais la quantité absolue de quencher par unité de volume. En effet un des rôle du quencher est d'absorber une grande partie du rayonnement UV issu des avalanches. Donc plus le nombre de cibles (d'atomes) d'alcool augmente, plus l'absorption va être importante. Le nombre de molécules par unité de volume est 6% plus faible au LSM qu'à Orsay. Nous avons donc légèrement moins d'alcool dans le mélange gazeux au LSM. Nous nous attendons alors à avoir

une tension de fonctionnement plus faible au LSM. Effectivement, lorsque le nombre de quencher baisse, il suffit d'avoir un nombre de photons UV moindre produit dans une avalanche pour avoir une chance de déclencher une avalanche voisine.

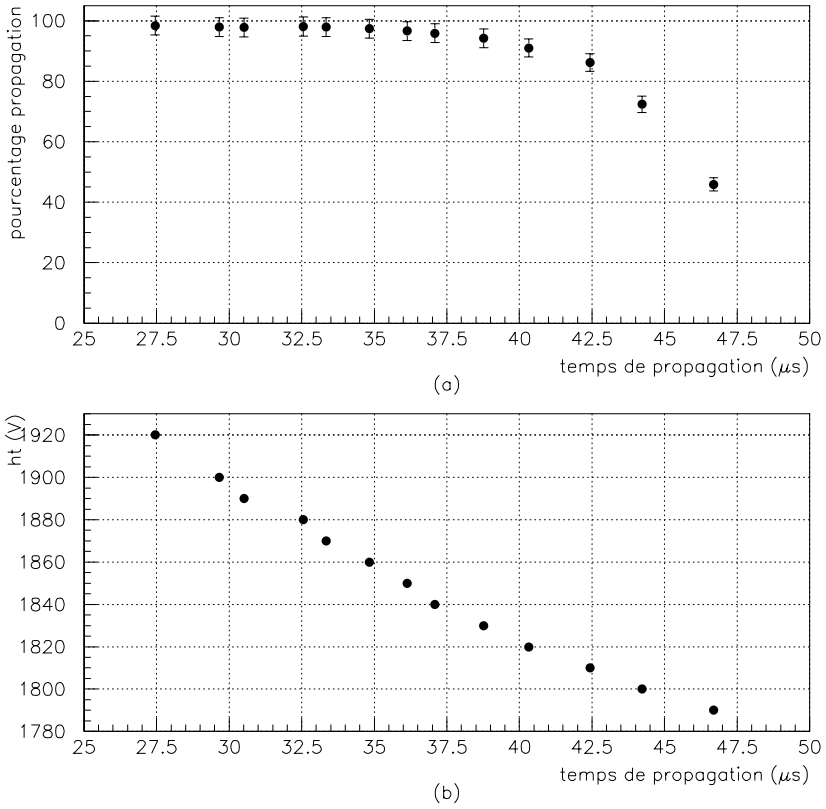


Figure 5.36: *(a) proportion de propagation complète du plasma Geiger en fonction du temps de propagation, (b) Haute tension en fonction du temps de propagation.*

Avec le prototype, nous avons pu déterminer le point de fonctionnement de la chambre à fils. La figure 5.36(a) présente l'évolution de l'efficacité de la propagation du plasma Geiger en fonction du temps de propagation. Le seuil du plateau de fonctionnement se situe vers 40μs. Il n'y a pas de différence visible avec la situation à Orsay. En revanche, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.36(b), la tension de fonctionnement est environ de 1830V soit une différence de 50V avec la tension de fonctionnement à Orsay.

5.6.2 Taux de comptage

Avec une tension de 1830V, le taux de comptage de la cellule centrale est de 14 Hz. Le taux pour les cellules voisines est présenté sur la figure 5.37. Nous voyons qu'il y a une chute de 20Hz par rapport au taux mesuré à Orsay (36Hz). Cela représente la part du rayonnement cosmique qui dans le laboratoire souterrain est quasi inexistant. La proportion restante de 14Hz provient de la radioactivité naturelle de la roche et du prototype lui-même.

5.6.3 La résolution longitudinale.

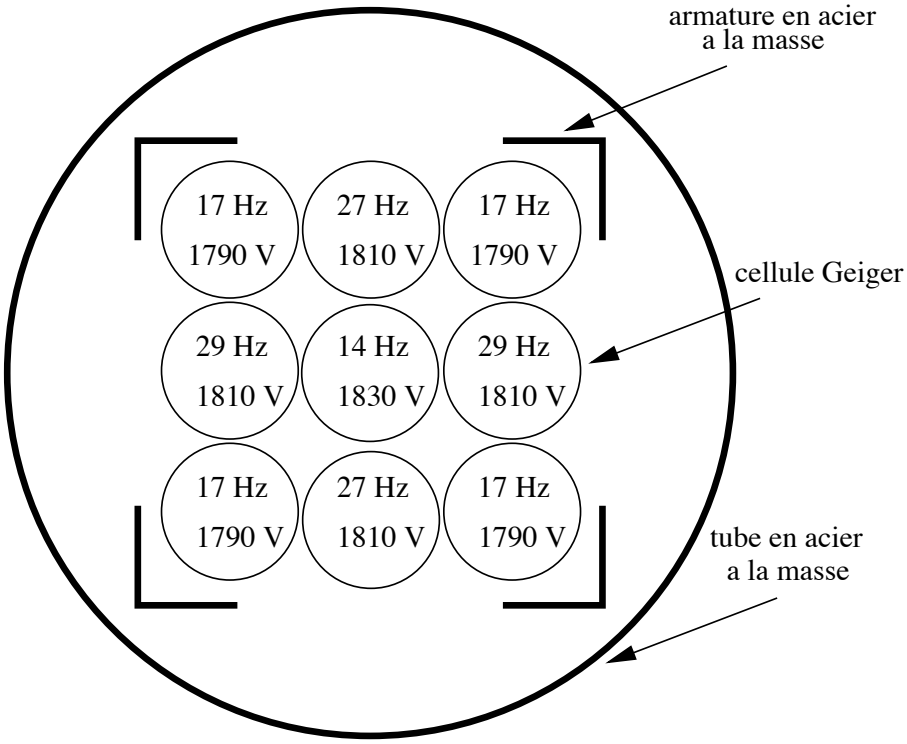


Figure 5.37: Taux de comptage brut par cellule au LSM.

En réalisant une série de mesures longitudinales, nous avons pu confirmer la même déformation de la reconstruction longitudinale due à la faible valeur de la capacité de 470pF de la carte de répartition. L'amplitude de la déformation est, elle, aussi identique, au quart et au trois-quarts du fil le décalage entre la position longitudinale reconstruite et la position réelle vaut environ 2cm.

Quant à la résolution longitudinale, elle se détériore. Au centre elle vaut environ 9,8mm alors qu'à Orsay nous mesurions 8mm. La figure 5.38 montre σ_Z en fonction de Z. Nous retrouvons la forme caractéristique de la résolution.

5.7 Autres configurations d'utilisation du prototype

5.7.1 Etude du prototype mis en position verticale

Afin de valider, le fonctionnement de la chambre à fils dans la même configuration que celle de NEMO3, nous avons installé le prototype verticalement. Nous voulions tester s'il y avait une influence d'une mauvaise homogénéité du mélange éthanol+hélium sur la propagation du plasma Geiger. L'ensemble des caractéristiques obtenues précédemment ont été retrouvées. Il n'y a donc pas d'influence mesurable du gaz dans la configuration verticale.

5.7.2 Etude de la chambre à fils avec un autre mélange gazeux : Argon+éthanol

Nous avons voulu étudier le comportement de la chambre à fils avec un autre mélange gazeux. Nous avons utilisé de l'Argon à la place de l'hélium. L'argon est 10 fois plus lourd que l'hélium. De plus le potentiel d'ionisation de l'argon vaut 15,75 eV alors que pour l'hélium il vaut 24,56 eV. Le spectre des photons UV est plus "mou" pour l'argon. Le libre parcours moyen des photons UV sera donc plus petit dans l'argon. Par ailleurs, la mobilité des ions sera plus faible dans l'argon que

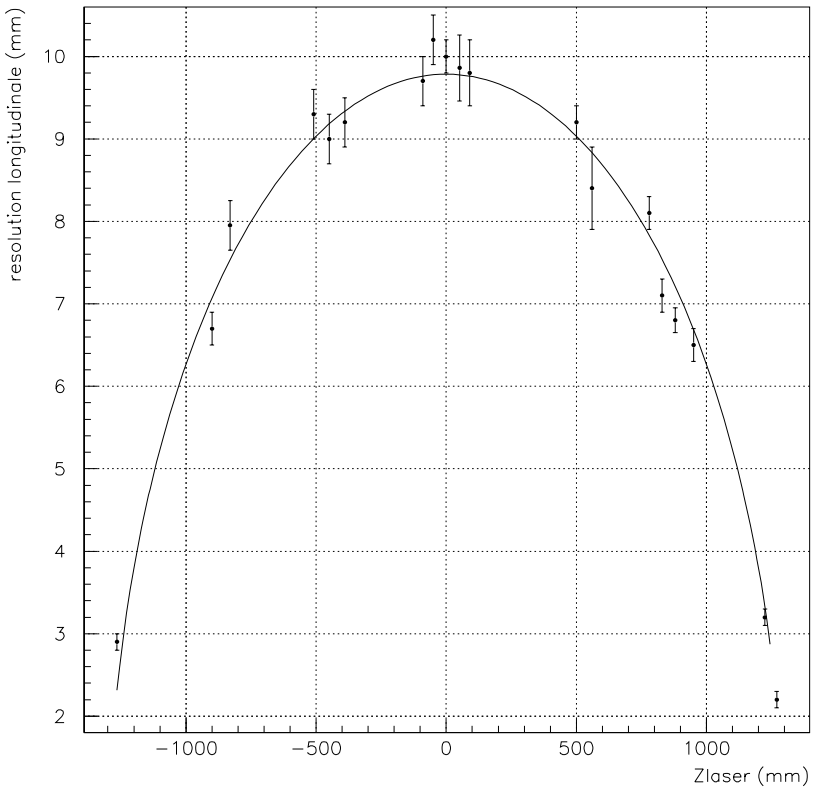


Figure 5.38: *Résolution longitudinale en fonction de la position Z du LASER.*

dans l'hélium. En effet, d'une part la mobilité des ions argon est dix fois plus petite que les ions hélium [?] et d'autre part la mobilité des ions alcool sera plus faible dans l'argon car l'argon a un nombre d'électrons plus grand que l'hélium.

Avec 15^o d'alcool, le mélange gazeux argon+éthanol contient la même quantité d'éthanol par unité de volume que le gaz utilisé dans les études précédentes avec de l'hélium. Dans ces conditions nous pouvons donc isoler l'effet de l'argon sur les propriétés de la chambre à fils.

L'étude du point de fonctionnement est présentée sur les figures 5.39(a) et (b). Le seuil du plateau de fonctionnement se situe vers 90μs soit pour une tension d'environ 1830 V. Les tensions de fonctionnement sont du même ordre de grandeur que pour l'hélium mais en revanche le temps de propagation, typiquement 80μs, est bien plus grand. Effectivement le libre parcours moyen des photons UV est plus faible dans l'argon. Donc en supposant le temps de formation des avalanches identique entre les 2 mélanges gazeux, il est cohérent d'obtenir un temps de propagation plus long avec l'argon. Par ailleurs, nous remarquons que la plage totale de fonctionnement qui s'étends sur un intervalle de 60μs est deux fois plus grande que pour l'hélium.

Une autre particularité de ce mélange gazeux est la taille du signal Geiger. Alors que l'amplitude sur 270 Ω lorsque deux plasmas se propagent dans l'hélium vaut 100mV, ici elle ne vaut que 25-30mV. Outre la durée du signal, cela est dû à la mobilité des ions qui est plus faible dans l'argon.

Nous avons réalisé une série de mesures pour déterminer la résolution longitudinale et la reconstruction transversale. Les méthodes de mesures sont similaires aux études menées précédemment. La forme des distributions est elle aussi conforme avec les résultats obtenus avec l'hélium. Seuls les ordres de grandeurs et les amplitudes changent entre les deux mélanges gazeux. Nous présentons nos résultats sur le tableau 5.2 avec en colonne de droite les résultats avec l'hélium afin de faire

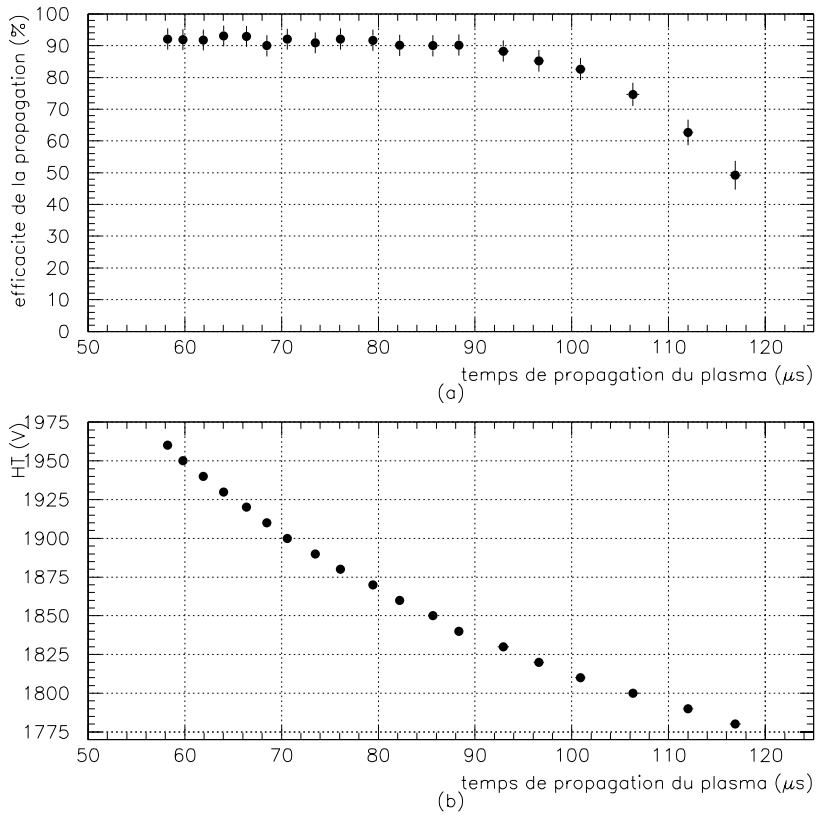


Figure 5.39: *(a) Pourcentage de propagation complète du plasma Geiger en fonction du temps de propagation, (b) Haute tension de fonctionnement en fonction du temps de propagation.*

une rapide comparaison des performances.

Ce tableau appelle plusieurs remarques. Nous voyons tout d'abord que la vitesse de propagation du plasma est 1,8 plus petite dans l'argon que dans l'hélium :

$$\text{Vplasma(He)} = 1,8\ \text{Vplasma(Ar)}$$

En revanche la vitesse de dérive est 1,7 fois plus grande :

$$\text{Vderive(Ar)} = 1,7\ \text{Vderive(He)}$$

En outre, la résolution longitudinale s'améliore de 1mm avec l'argon ce qui n'est pas étonnant puisque le libre parcours moyen des photons UV est plus petit dans l'argon. Il y aura donc moins de fluctuation dans la propagation longitudinale du plasma Geiger dans ce gaz.

P $\approx$ 1 atm et T $\approx 25^o$C	Ar+éthanol(15^o)	He+éthanol(15^o)
$E_{ionisation}$	15,75 eV	24,56 eV
section efficace de collision des électrons avec le gaz	$6,46.10^{-16}$ cm^2	$2,83.10^{-16}$ cm^2
mobilité des ions	1,7 cm^2.s^{-1}.V^{-1}	10,2 cm^2.s^{-1}.V^{-1}
Amplitude du signal anodique (plateau à deux plasmas) sur 270 Ω	25 mV	100 mV
Seuil du plateau de fonctionnement	$t_1 + t_2 \approx 90$ μs HT $\approx$ 1830 V	$t_1 + t_2 \approx 40$ μs HT $\approx$ 1880 V
$t_1 + t_2$ = f(HT)	$\frac{21020(\mu s.V^{-1})}{HT(V)-1602}$	$\frac{8102(\mu s.V^{-1})}{HT(V)-1688}$
Vitesse de propagation à 1880 V	3,45 cm.μs^{-1}	6,2 cm.μs^{-1}
σ_Z = f(Z)	$7{,}12(\text{mm})\sqrt{1-\left(\frac{Z}{\frac{L}{2}}\right)^2}$	$8{,}02(\text{mm})\sqrt{1-\left(\frac{Z}{\frac{L}{2}}\right)^2}$
r(mm) = f(ta(ns))	r>4, r = 0,46 $\sqrt{t_a}$ r<4, r = -0,53 + 0,041 t_a	r>4, r = 0,35 $\sqrt{t_a}$ r<4, r = -0,824 + 0,024 t_a
vitesse de dérive pour r<4mm	4,1 cm.μs^{-1} (1860V)	2,4 cm.μs^{-1} (1850V)
vitesse de dérive en r=6mm	1,8 cm.μs^{-1} (1860V)	1,06 cm.μs^{-1} (1850V)
mobilité des électrons mesurée	3,60 m^2.s^{-1}.V^{-1}	2,12 m^2.s^{-1}.V^{-1}

Tableau 5.2: *Liste des principaux résultats obtenus avec deux mélanges gazeux en argon et hélium à 15^o d'éthanol.*

5.8 Conclusion

Les études menées avec le prototype nous ont permis d'établir les formules de reconstruction de la position transversale r et longitudinale Z de l'ionisation créée par le LASER, à partir du temps anodique ta et des 2 temps cathodiques t_1 et t_2.

- Pour la position transversale nous avons:

$$\begin{aligned} \text{pour ta} > 140\text{ns, r(mm)} &= 0,35\sqrt{\text{ta(ns)}} \\ \text{pour ta} \leq 140\text{ns, r(mm)} &= -0,82 + 0,0241\,\text{ta(ns)} \end{aligned}$$

- Pour la position longitudinale nous avons:

$$\begin{aligned} z_{rec}(\text{mm}) &= \frac{L_{eff}}{2}\,\frac{t_2 - t_1}{t_1 + t_2}\left[1 - \alpha\,\frac{L_{eff}}{2}\left(1 - \left|\frac{t_2 - t_1}{t_1 + t_2}\right|\right)\right] \\ \sigma_z(\text{mm}) &= \sigma_0\sqrt{1 - \left(\frac{z}{\frac{L_{eff}}{2}}\right)^2} \end{aligned}$$

avec $\alpha \approx 0.505\ 10^{-4}$ mm^{-1}, $L_{eff} \approx 2600$ mm, et $\sigma_0 \approx 8$ mm (à Orsay).

Nous avons pu aussi vérifier que la chambre à fils fonctionnait normalement en position verticale. Au LSM, le point de fonctionnement se situe à une tension plus faible (50 V de moins) qu'à Orsay et la résolution longitudinale au centre du fil est plus élevée et vaut environ 1cm.

Chapitre 6

Caractérisation des trois premiers secteurs en fonctionnement au LSM

6.1 Introduction

Depuis juin 1999, trois secteurs (secteur 18, secteur 19 et secteur 00) sont en fonctionnement sur la charpente du détecteur NEMO3. Nous pouvons les voir à gauche de la photo 1.7. Ils sont recouverts par une bâche pour protéger les PM de la lumière ambiante du laboratoire. Il n'y a pas pour le moment de champ magnétique, ni de blindage.

L'objet de ce chapitre est l'étude du fonctionnement "brut" de la chambre à fils de ces trois secteurs. Après avoir présenté les conditions et spécificités de fonctionnement des 3 secteurs, j'exposerai comment définir et distinguer les différentes catégories d'enregistrements Geiger: signaux Geiger en temps ou retardés, redéclenchements, cellules bruyantes. Puis j'étudierai la propagation longitudinale du plasma Geiger en mettant l'accent sur deux phénomènes: la non-propagation complête du plasma pour quelques cellules Geiger et l'effet d'influence entre cellules voisines. Pour conclure, je dresserai un bilan du fonctionnement du détecteur de traces pour ces 3 secteurs.

6.2 Conditions de fonctionnement

6.2.1 Géométrie des 3 secteurs

Avant de décrire le fonctionnement des 3 secteurs, il est nécessaire de donner quelques repères sur la numérotation et la disposition des rangées des cellules Geiger.

La figure 6.1 montre une vue schématique du dessus des secteurs 00, 19 et 18. Sur le côté gauche de cette figure, nous avons la numérotation des rangées Geiger. Les rangées du côté externe sont comptées depuis la source jusqu'au mur externe de 10 à 18. Du côté interne, elles sont comptées de 0 à 8.

La numérotation des cellules de chaque rangée de chaque secteur commence par 0. *Les cellules 0* se trouvent à la frontière entre deux secteurs, elles ont la particularité de *partager deux fils de champs avec la cellule voisine appartenant au secteur voisin* (sur la figure 3.7, nous voyons à gauche qu'il manque deux fils de champs aux cellules 0).

6.2.2 Le point de fonctionnement et le taux de comptage

Les paramètres du point de fonctionnement de la chambre au LSM sont les suivants :

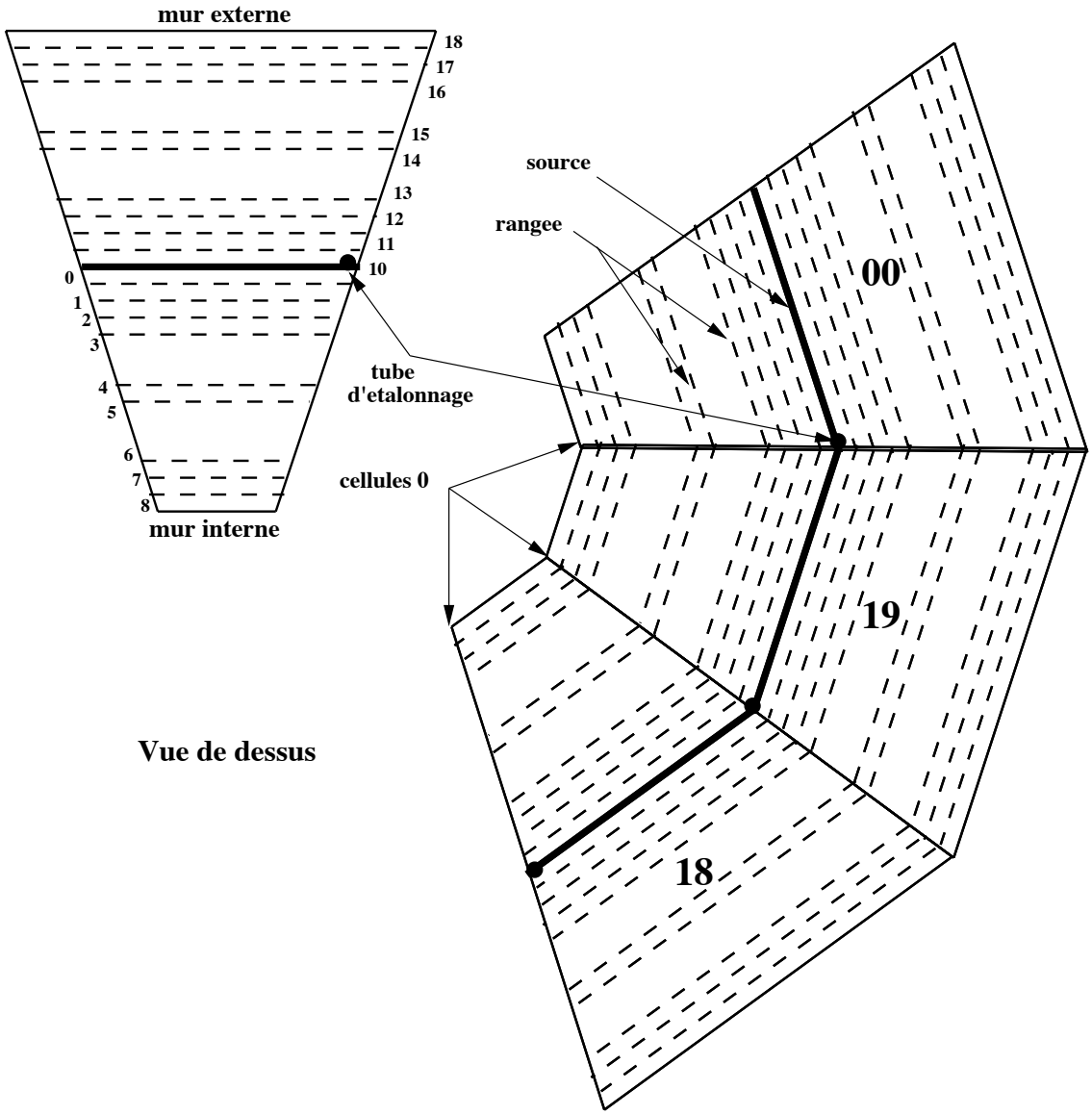


Figure 6.1: *Schéma (vue de dessus) des secteurs 00, 19 et 18. Le secteur de gauche illustre la numérotation des rangées de cellules Geiger (0->8 interne et 10->18 externe).*

- Gaz: on a un mélange gazeux **Hélium + 14^o d'éthanol à la pression atmosphérique de Modane 880 mbar**, c'est-à-dire 95,5% d'hélium et 4,5 % d'alcool.

- Haute tension : La haute tension appliquée aux cellules est d'environ **1860 à 1870 V** . Elle est environ 20V plus faible pour les rangées 08 et 18 mitoyennes du mur interne et externe ainsi que pour les rangées 00 et 10 voisines des feuilles sources.

- Signaux: Avec les conditions précédentes, nous avons un temps de propagation d'environ **39 à 40 μs** . Les caractéristiques des signaux anodiques et cathodiques (amplitude et front de montée) sont identiques à ceux obtenus suite au test fait à Orsay avec le prototype 9 cellules et une pression de 880 mbars. Cela valide donc le choix des résistances Rsc et Rsa sur les cartes d'acquisition pour la détermination des seuils.

La radioactivité naturelle du détecteur et du milieu ambiant du LSM produit les particules ionisantes qui viennent activer la chambre à fils. Actuellement, il n'y a pas encore de blindage. La

mesure du taux de comptage brut par cellule donne un **taux de 5 à 7 Hz** soit 10 fois plus faible qu'à Orsay dans le caisson test. On s'attend avec le blindage à diminuer ce taux par un facteur 100.

6.2.3 Spécificité du fonctionnement de quelques rangées et cellules de la chambre

Lorsqu'une cellule ou une rangée se situe près d'une extrémité de la chambre c'est-à-dire qu'il lui manque une voisine, son fonctionnement va être modifié. Cela se traduit par un décalage du point de fonctionnement: le temps de propagation devient plus petit. Nous allons indiquer les spécificités du fonctionnement de ces cellules.

Il y a effet d'influence des scintillateurs des murs internes et externes sur les rangées mitoyennes 08 et 18. Cet effet avait déjà été constaté lors des tests avec le caisson à Orsay. La mise sous tension de ces deux rangées doit être faite de façon plus progressive et lente que les autres rangées. Lors des tests des trois secteurs, étant donné le taux de comptage relativement élevé dû á l'absence de blindage, nous avons souvent préféré travailler avec une tension plus faible de 20 volts environ sur ces deux rangées voisines aux scintillateurs.

D'autre part, deux tests n'ont pu être effectués avec le caisson à Orsay avant l'étude des 3 secteurs au LSM.

Le premier est le comportement des cellules 0 à la frontière entre deux secteurs. Le fonctionnement de ces cellules s'est avéré tout à fait normal sans déformation du signal anodique. Cependant du fait qu'il n'y a pas encore le secteur 17, voisin du 18, installé sur la charpente, il manque deux fils de champs aux cellules 0 du secteur 18. Nous avons donc dû les débrancher.

Le deuxième test est le comportement des rangées 0 et 10 proche des feuilles sources. Le fonctionnement de ces rangées s'est avéré normal dans les trois secteurs qui ont les deux types de feuilles sources: métallique avec le cuivre du secteur 00 et recouvert de mylar avec les deux autres secteurs. De plus elles présentent un point de fonctionnement de 20 volts plus bas que les autres rangées.

La dernière spécificité qu'il faut signaler, concerne l'environnement électrique des cellules au bord du secteur 18 et 00: les cellules 1 du secteur 18 qui ont leur voisine déconnectée (cellule 0) et les cellules du secteur 00 qui n'ont pas encore de voisine dans le secteur 01. Cela va se traduire, comme pour les cellules des rangées 0 et 10, par un point de fonctionnement plus bas. Alors qu'il est possible de modifier la haute tension par rangée, nous ne pouvons changer le point de fonctionnement de ces cellules de bord. On observe alors pour *les cellules d'une même rangée* un décrochement du temps de propagation du plasma pour les cellules de bord. La figure 6.2 montre le temps de propagation des cellules de la rangée 01 du secteur 18. Nous voyons clairement que la cellule 1 a un temps de propagation plus court. Cette spécificité sera supprimée lorsque les 20 secteurs de NEMO3 seront en fonctionnement.

6.2.4 Les conditions de prises de données

Les résultats présentés dans les prochains paragraphes, ont été obtenus avec des prises de données des sources d'étalonnage de ^{207}Bi placées dans les tubes d'étalonnage des trois secteurs. Le trigger que nous avons utilisé est une trace contenant au moins 4 rangées Geiger parmi les 6 premières et au moins un scintillateur du même côté que la trace. L'étude approfondie et la description précise du trigger de ce type de prise de données sera donné dans le prochain chapitre.

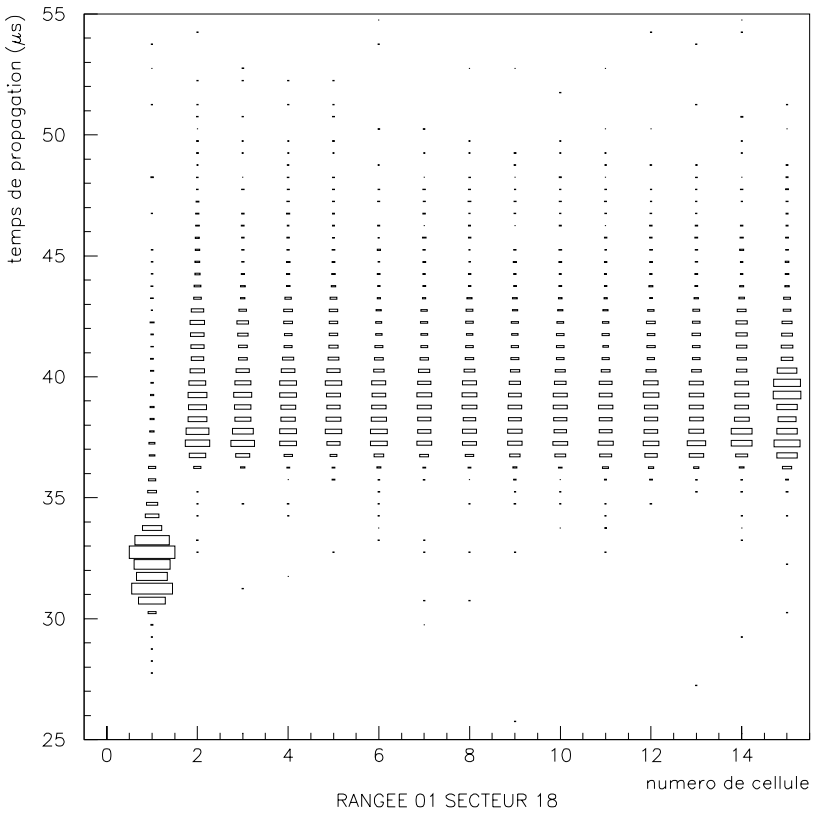


Figure 6.2: *Temps de propagation du plasma des cellules de la rangée 01 du secteur 18. Cette distribution a été obtenue à partir d'une prise de données avec des sources ^{207}Bi dans les tubes d'étalonnages des 3 secteurs. Cela explique pourquoi la cellule 1 et la cellule 15 ont une statistique plus importante.*

6.3 Etude du temps anodique et du temps α d'une cellule Geiger

Nous renvoyons le lecteur au paragraphe 3.7 pour la définition du temps anodique et du temps retardé α. Nous rappelons ici les caractéristiques importantes de la mesure de ces 2 temps. Chaque cellule Geiger mesure un temps anodique ta et un temps retardé que nous appelons temps α. Le temps anodique est mesuré avec un TDC dit *tdc anode* codé sur 12 bits c'est-à-dire sur 4096 canaux ($\approx 82\mu$s). En revanche le temps α est mesuré avec un TDC dit *tdc* α codé sur 17 bits c'est-à-dire sur 131072 canaux ($\approx 2,6$ms). Le TDC α est déclenché lorsqu'une cellule Geiger est touchée dans un intervalle de temps défini après le STOP ANODE et jusqu'au STOP α 640μs plus tard. 1 canal TDC vaut 20 ns (pas de l'horloge). Enfin nous rappelons que plus le contenu TDC (anode et α) est grand plus le temps réel correspondant est petit.

Les distributions montrées dans ce paragraphe ont été obtenues avec une prise de donnée (run 1118) de 134 734 événements. Chaque événement contient une trace et au moins un scintillateur du même côté que la trace.

6.3.1 Les différentes catégories des enregistrements Geiger

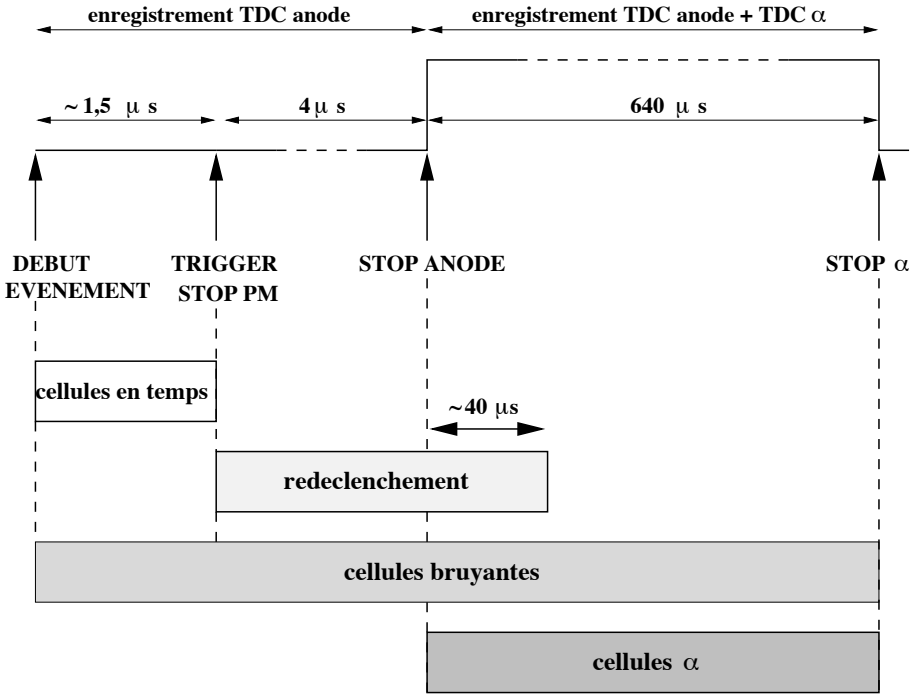


Figure 6.3: *Schéma montrant les différentes catégories de cellules obtenues à partir du tdc anode et du tdc α.*

Le schéma 6.3 montre les 4 types d'enregistrements Geiger :

1. Les cellules **en temps** se situent dans l'intervalle de temps correspondant à la dérive maximum dans la cellule Geiger c'est-à-dire environ 1,5μs.

   Ce type de cellule sera caractérisé, comme nous le verrons dans les données par:

   $$\begin{cases} tdc\ \alpha = 0 \\ tdc_{min} \leq tdc\ anode \leq tdc_{max},\ tdc_{max} - tdc_{min} \simeq 75 \end{cases}$$

2. Les cellules α **retardées** se situent dans la fenêtre de 640μs entre STOP ANODE et STOP α. Ce type de cellule sert à détecter les particules α provenant de la désintégration du ^{214}Po lors du mécanisme BiPo. Dans notre cas, les 3 secteurs, n'ayant pas encore leur blindage, la plupart des traces retardées que nous enregistrons correspondent à des traces fortuites provenant du bruit de fond radioactif ambiant du laboratoire.

   Comme les deux TDC anode et α sont déclenchés en même temps, et puisque le TDC anode est codé sur 4096 canaux, alors tdc α va être égale à tdc anode modulo 4096. Les cellules α retardées seront caractérisées par:

   $$\begin{cases} tdc\ \alpha \neq 0 \\ tdc\ \alpha \equiv tdc\ anode\ [4096] \end{cases}$$

3. Les cellules hors temps dit de **redéclenchement** ont été déclenchées bien après le passage de la particule par une cellule en temps voisine. Cette dernière lui a transmis un photon UV provenant de l'interaction des ions du plasma avec le gaz, ou alors et ce qui va dominer, un

photon UV crée un photoélectron sur un de ses fils de champs. Ces cellules de redéclenchement sont voisines à la trace en temps reconstruite. Ce phénomène de redéclenchement peut se produire durant environ 40 μs qui correspond au temps maximum de propagation longitudinale du plasma Geiger. Dans nos données sans blindage, les cellules touchées entre le STOP PM et STOP ANODE peuvent correspondre également à une trace fortuite. Cependant nous ne reconstruisons pas les traces se produisant dans cet intervalle de temps à la différence des traces α retardée.

4. Les cellules hors temps **"bruyantes"** correspondent à des cellules de bruit "pur" comme une cellule qui s'auto-déclenche par intermittence. Parmi les cellules "bruyantes", il y a le cas d'une cellule ayant un défaut fixe (un "point fixe") sur le fil qui amorce régulièrement un plasma mais ne sature pas la cellule, elle peut donc propager le plasma Geiger normalement le reste du temps. La figure 6.4 montre l'histogramme de la position Z reconstruite d'une cellule présentant un point fixe. Nous voyons nettement se détacher du fond le pic à la position du point fixe. Les cellules "bruyantes" n'appartiennent a priori ni à une trace en temps ni à une trace α retardée : *ce sont des cellules isolées* . Il est donc facile de les rejeter même lorsque la cellule est en temps.

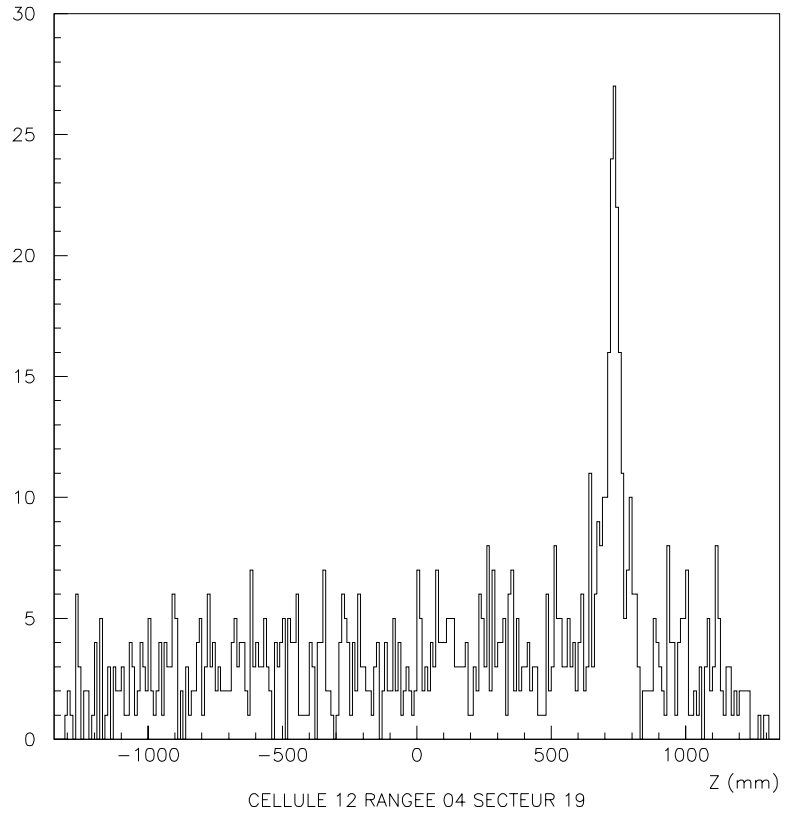


Figure 6.4: *Exemple d'une distribution de la position Z reconstruite d'une cellule présentant un point fixe.*

La figure 6.16 montre un exemple d'événement du run 1118 où nous pouvons distinguer les différents types d'enregistrement Geiger. Nous allons montrer au paragraphe suivant que l'analyse des temps des signaux Geiger permet de sélectionner les signaux Geiger en temps (appartenant à la trace chargée en temps) tout en supprimant totalement les signaux retardés, les redéclenchements

et les signaux issus des cellules bruyantes. La figure 6.17 est le même événement après avoir rejeté toutes les cellules qui ne sont pas en temps. Nous obtenons alors un événement "propre" sans bruit de fond: 1 trace en temps et 1 scintillateur associé.

6.3.2 Reconnaissance des différents types d'enregistrements Geiger à partir des distributions brutes des TDC anode et TDC α

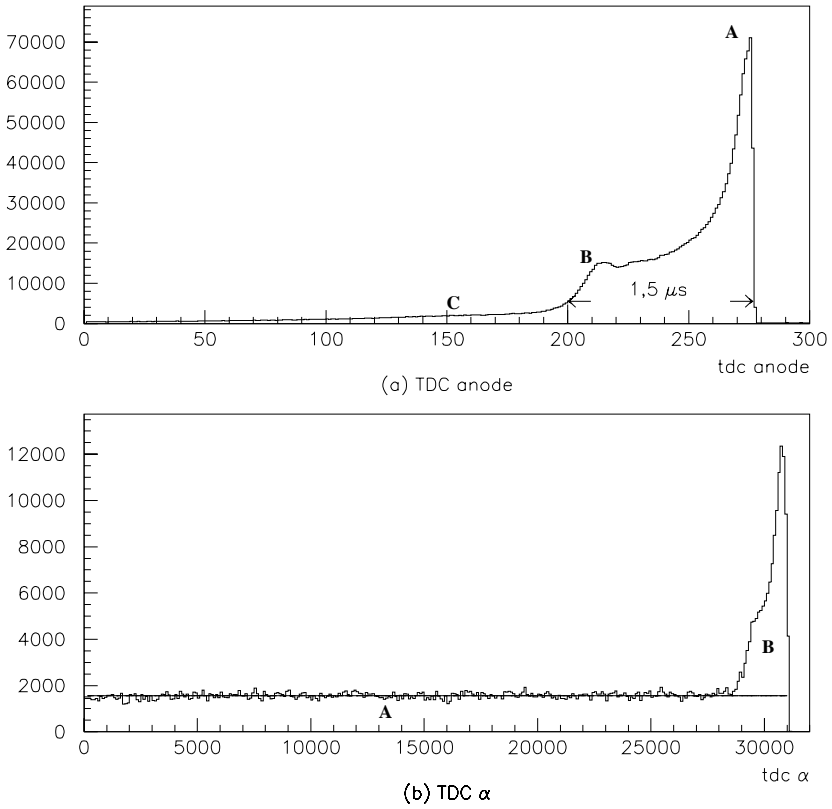


Figure 6.5: *Distribution de TDC anode (a) et du TDC α (b).*

La figure 6.5 montre la distribution brute du TDC anode et du TDC α.

TDC anode

La distribution du TDC anode comporte 3 régions caractéristiques:

1. **200 < tdc anode < 275**: cette région correspond aux cellules en temps constituant la trace qui va déclencher le TRIGGER. La largeur de la distribution correspond au temps maximal de dérive environ $75 \times 20\ ns = 1,5\ \mu s$. La limite inférieure de 200 est difficile à fixer de façon très précise. Cette limite non franche traduit les effets de bord de la cellule Geiger de forme géométrique polygonale et non circulaire.

   La distribution pour les cellules en temps présente un pic en A. Cela est dû à deux effets:

- La relation entre la distance transverse et le temps anodique n'est pas linéaire du moins dans la plus grand partie de la cellule. Comme le montre la figure 6.6, pour un même pas de 20 ns (le pas de l'horloge), suivant que l'on se trouve près du fil ou loin du fil cela correspond à un intervalle de distance transverse différent. Proche du fil cet intervalle est bien plus grand qu'à l'extrémité de la cellule. Donc la statistique sera plus importante pour un même pas d'horloge près du fil central qu'à son extrémité.

- Le deuxième effet est purement géométrique. Lorsque l'on tire aléatoirement des droites dans un réseau de points, les droites passent en moyenne près des points du réseau. La distribution de la distance entre les traces et les fils de la chambre à fils n'est donc pas homogène mais présente un maximum pour des petites distances transverses.

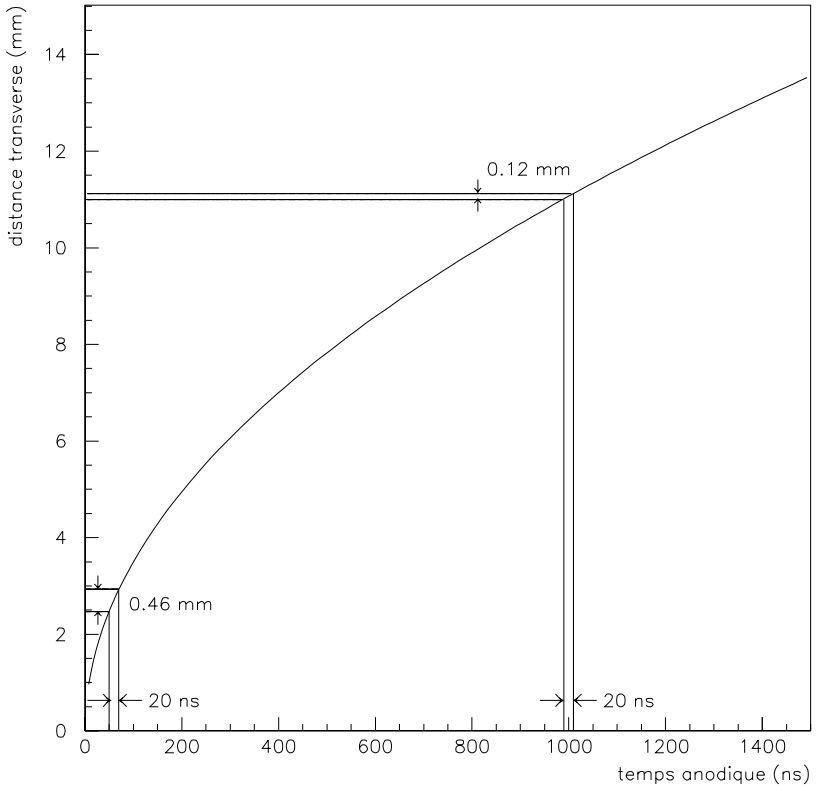


Figure 6.6: *Relation entre la distance transverse et le temps anodique. Pour un même pas d'horloge de 20 ns, l'intervalle de distance correspondant est d'autant plus grand que l'on est proche du fil anodique.*

Cependant, nous voyons qu'en B la distribution de tdc anode présente une légère baisse vers 225 canaux puis une remontée vers 215 canaux. La chute de la statistique représente une baisse de l'efficacité de la cellule Geiger lorsqu'une particule passe à son extrémité. Mais lorsqu'une particule passe très en périphérie d'une cellule, il y a alors de grande chance qu'elle déclenche aussi la cellule voisine. La statistique va donc devenir plus importante dans ce cas.

2. **tdc anode $<$ 200** : cette région (C) concerne surtout les cellules de redéclenchement et dans une moindre mesure aux traces fortuites et aux cellules bruyantes

3. **tdc anode $>$ 275** : Cette zone correspond aux cellules déclenchées avant ou après le STOP

ANODE : cellules α, cellules de redéclenchement, cellules bruyantes.

TDC α

La distribution du TDC α s'étend sur environ 32000 canaux TDC soit un temps d'environ 640μs correspondant à l'intervalle de temps entre le STOP ANODE et le STOP α qui arrête le TDC α. Il y a deux composantes dans cette distribution :

1. La partie A représente les cellules appartenant aux traces retardées. En l'absence de blindage, ce sont des traces fortuites venant du bruit de fond qui se produisent dans l'intervalle de temps entre STOP ANODE et STOP α. Environ 10 à 15 % des événements que nous avons enregistrés, contiennent au moins une trace retardée.

2. La partie B représente les cellules de *redéclenchement* . Le phénomène de redéclenchement se poursuit après le STOP ANODE durant environ 40μs qui est bien le temps de propagation maximum du plasma Geiger.

   Le nombre de redéclenchement de la zone B ($>$ 28500 canaux) est d'environ 94675 cellules une fois soustraite la composante continue. Si on ajoute le nombre de cellules de redéclenchement ayant un tdc anode $<$ 200 et un tdc α nul, on obtient 366 575 redéclenchements ce qui représente 13% du total des cellules touchées. Sachant qu'il y a 134734 événements, nous avons environ 2,7 redéclenchements par événement. En appliquant la même méthode mais en rejetant les traces retardées et en demandant une unique trace en temps bien définie associée à un scintillateur pour ne pas avoir d'ambiguïté sur la trace, on obtient 2 coups de redéclenchements par événement, soit environ 2 redéclenchements par trace.

Relation entre tdc anode et tdc α

La figure 6.7 montre la relation entre le modulo 4096 du tdc α et le tdc anode. Nous distinguons 4 régions :

- En A : nous avons la droite *tdc* $\alpha \equiv$ *tdc anode* [4096] représentant les véritables cellules α. Ce domaine concerne 97,4% des coups retardés. La zone B contient les 2,6% restant.

- En B : la zone de part et d'autre de cette droite représente les cellules pour lesquelles *tdc* $\alpha \not\equiv$ *tdc anode* [4096]. Cela correspond au cas oú une cellule redéclenche plusieurs fois: elle déclenche une première fois le tdc anodique avant le STOP ANODE (le TDC *alpha* n'est alors pas inhibé) et redéclenche à nouveau après le STOP ANODE le tdc *alpha*. Cette zone représente les cellules de bruit ou les cellules en temps ayant redéclenchées.

  Il y a deux sous zones : la zone C et la zone D.

- En C : Cette région représente le cas où de bonnes cellules en temps présentent un faux redéclenchement correspondant au cas où le comparateur repart si le seuil est trop élevé par rapport au signal. Cela ne concerne que seulement 0,4% des cellules en temps. Nous nous attendons à ce que cette proportion baisse lorsque nous travaillerons avec une tension de fonctionnement plus élevée. Dans l'analyse nous conservons ces cellules car la valeur du TDC anode n'est pas corrompu par l'enregistrement du TDC α.

- En D : Nous retrouvons le même problème qu'en C mais pour les cellules de redéclenchement ayant un tdc anode $<$ 200. Ces cellules ne représentent qu'environ 0,4% de l'ensemble des cellules ayant un tdc anode $<$ 200.

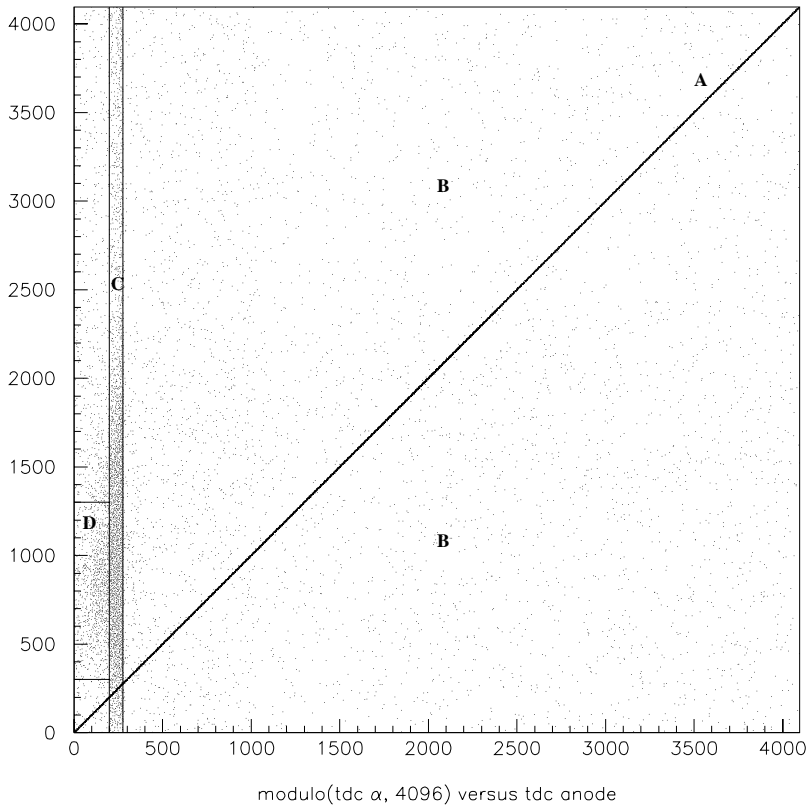


Figure 6.7: *Distribution du TDC α modulo 4096 versus TDC anode.*

Règles de sélection des catégories de cellules

Nous obtenons ainsi les règles suivantes pour sélectionner les différentes catégories de cellules :

1. **les cellules en temps**[1] **:**

$$\begin{cases} tdc\ \alpha = 0 \\ 200 \leq tdc\ anode \leq 275 \end{cases}$$

ou

$$\begin{cases} tdc\ \alpha \neq 0 \\ tdc\ \alpha \not\equiv tdc\ anode\ [4096] \\ 200 \leq tdc\ anode \leq 275 \end{cases}$$

2. **les cellules α**[2] **:**

$$\begin{cases} tdc\ \alpha \neq 0 \\ tdc\ \alpha \equiv tdc\ anode\ [4096] \end{cases}$$

[1] Parmi les cellules en temps il peut y avoir quelques cellules bruyantes qui sont isolées. Elles sont donc facilement étiquetables. Elles sont rejetées de l'analyse.

[2] Les cellules de redéclenchement de type α n'appartiennent pas à une trace α retardée. Elles ne sont donc pas pris en compte dans le tracking des traces α.

3. **les cellules de bruit**[3] :

$$\begin{cases} tdc\ \alpha = 0 \\ tdc\ anode > 275\ ou\ tdc\ anode < 200 \end{cases}$$

ou

$$\begin{cases} tdc\ \alpha \neq 0 \\ tdc\ \alpha \not\equiv tdc\ anode\ [4096] \\ tdc\ anode > 275\ ou\ tdc\ anode < 200 \end{cases}$$

6.4 Etude du temps de la propagation longitudinale du plasma Geiger.

6.4.1 Distribution du temps de propagation

Nous allons maintenant étudier le temps de propagation du plasma d'une cellule Geiger. Nous allons prendre l'exemple d'une cellule quelconque au milieu d'une rangée: la cellule 8 rangée 12 secteur 19. La distribution du temps de propagation est montrée sur la figure 6.8 (a). On distingue trois pics. Le premier, en 1, correspond au fonctionnement normal de la cellule : le point de fonctionnement est d'environ 39μs. Il est surprenant en revanche d'avoir deux autres pics, en 2 et 3. En effet pour une haute tension donnée et un mélange gazeux donné, le point de fonctionnement doit être fixe. Nous verrons par la suite que cela est dû à un effet d'influence des cellules Geiger voisines.
La figure 6.9 montre la relation entre tdc anode et le temps de propagation de cette cellule. Nous y distinguons 4 régions :

- En A : La cellule est en temps (200 < tdc anode < 275) et nous voyons la dépendance du temps de propagation avec le temps anodique. La figure 6.8 (b) est un zoom de cette région. Nous y voyons nettement la présence des trois pics précédents échelonnés dans le temps le premier entre 260 et 275, le second entre 220 et 260 et le troisième entre 200 et 220.

- En B : C'est la zone de redéclenchement (tdc anode <200). Nous remarquons que la traînée principale se situe au niveau du troisième pic cathodique.

- En C : Cette région concerne les cas où :

  - deux particules ionisent en même temps la cellule : le parcours des deux plasmas jusqu'aux anneaux est donc plus court.

  - la cellule présente une inefficacité à propager un des deux plasmas (ou les deux), il manque donc un signal cathodique. Dans notre exemple, la cellule est saine. Par conséquent ce phénomène est rare. En fait cet effet intervient surtout pour quelques cellules ayant un défaut sur le fil anodique. En ligne l'électronique est capable de codé dans un *statut* les différents cas suivant qu'il ne manque pas de cathode ou qu'il manque 1 cathode ou deux cathodes. La valeur du statut est résumée dans le tableau 6.1.

- En D : Cette zone représente la queue de distribution pour des grands temps de propagation lorsque, par exemple, la cellule redéclenche un nouveau plasma alors que les ions du précédent écrantent fortement le champ électrique : le point de fonctionnement est donc décalé.

[3] Nous y incluons les cellules de redéclenchement qui sont pour nous des cellules de bruit.

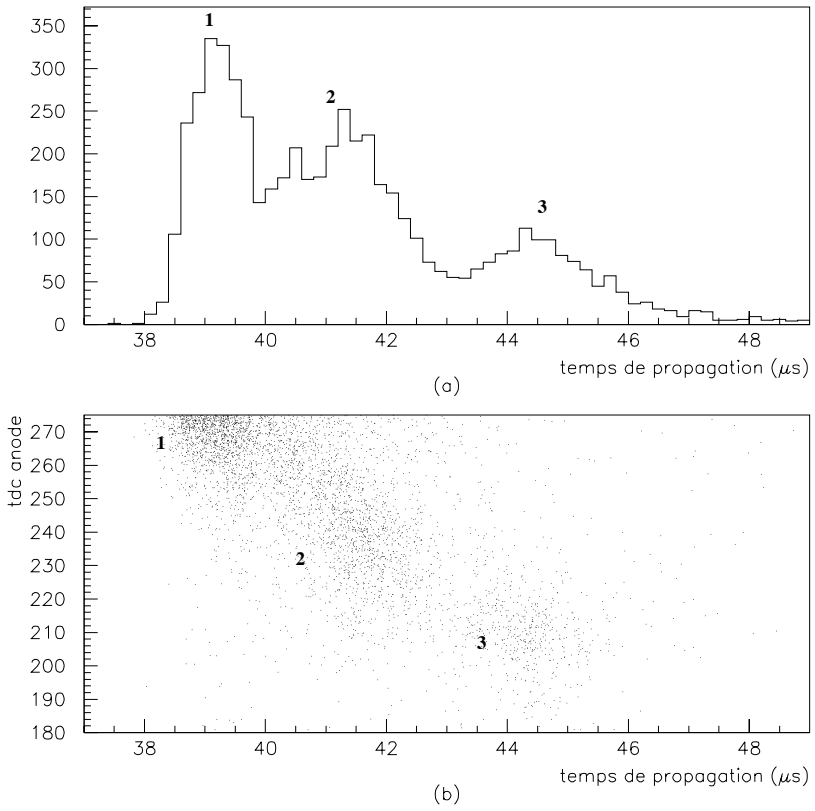


Figure 6.8: *(a) Distribution du temps de propagation du plasma Geiger pour la cellule 8 rangée 12 du secteur 19 (b) tdc anode versus temps de propagation.*

6.4.2 Propagation longitudinale incomplète

Nous pouvons définir différents types de cellules présentant une mauvaise propagation du plasma Geiger :

- Une cellule saine a une inefficacité de 1 à 2% dans la propagation du plasma. Cela peut se produire par exemple si la cellule redéclenche un nouveau plasma alors que les ions du plasma précédent sont encore suffisamment proche du fil pour écranter le champ électrique. Cette inefficacité dépend du taux de comptage. Nous atteindrons peut être une efficacité à la propagation du plasma de quasiment 100% lorsque nous aurons un blindage.
- Une cellule peut avoir une "poussière" ou un défaut sur le fil anodique qui bloque le plasma

statut	Cathode Haute	Cathode Basse
1	présent	présent
3	absent	présent
5	présent	absent
7	absent	absent

Tableau 6.1: *Définition de la valeur du statut d'une cellule Geiger.*

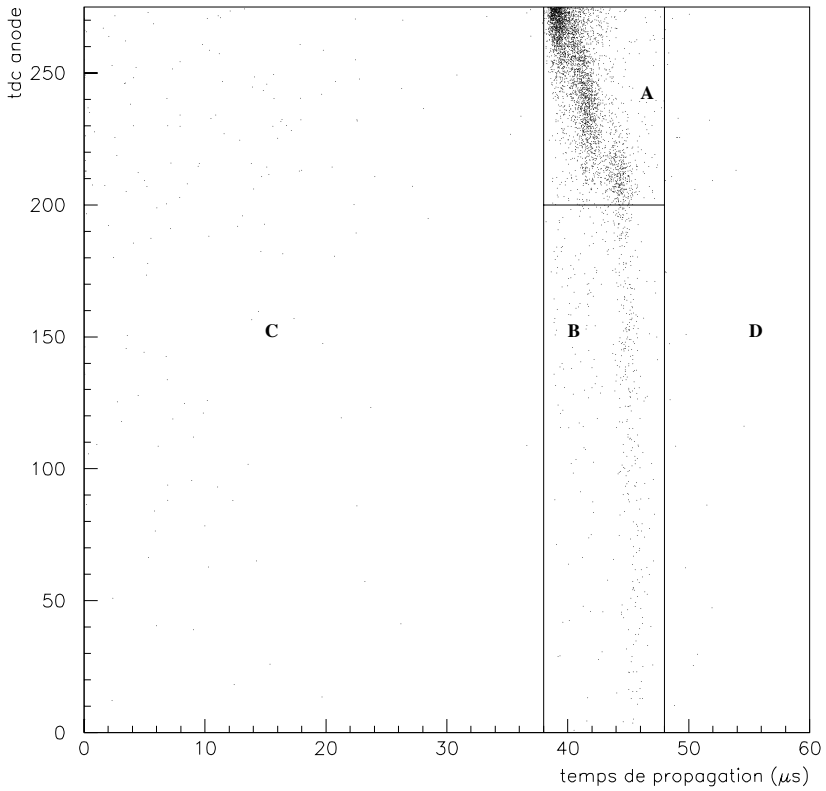


Figure 6.9: *Relation entre le tdc anode et le temps de propagation de la cellule 8 rangée 12 secteurs 19.*

Geiger. Il peut, en fait, y avoir différents degrés dans le blocage d'une cellule. La figure 6.10 illustre le cas où dans la rangée 14 du secteur 19 il y a trois cellules bloquant plus ou moins souvent la propagation du plasma : la cellule 4 bloque dans 25 % des cas, la cellule 9 dans 50 % des cas et la cellule 14 dans tous les cas. Nous voyons que plus le blocage est important plus le pic autour de 39-40 μs se dépeuple au profit de la queue de distribution vers les faibles temps de propagation.

L'analyse des données pour les 3 secteurs donne environ 6 à 7 % des cellules d'un secteur présentant une mauvaise propagation à plus de 20% soit environ 20 cellules par secteur. Cette proportion baissera lorsque nous aura la tension définitive de fonctionnement qui sera plus élevée qu'actuellement. Par ailleurs il y a environ 4 à 5 points fixes par secteur.

Lorsqu'il manque un signal cathodique, nous ne pouvons reconstruire directement la position longitudinale car il nous manque la valeur du temps de propagation t_1+t_2. Afin d'obtenir une valeur approximative de cette position, il suffit de prendre la valeur la plus probable de la distribution du temps de propagation de cette cellule. Mais nous avons vu qu'il y a en fait 3 pics corrélés au temps anodique. Il n'est donc pas à priori très simple de choisir la bonne valeur. Nous étudierons au paragraphe suivant une méthode pour résoudre ce problème.

6.4.3 Etude de l'influence entre cellules Geiger

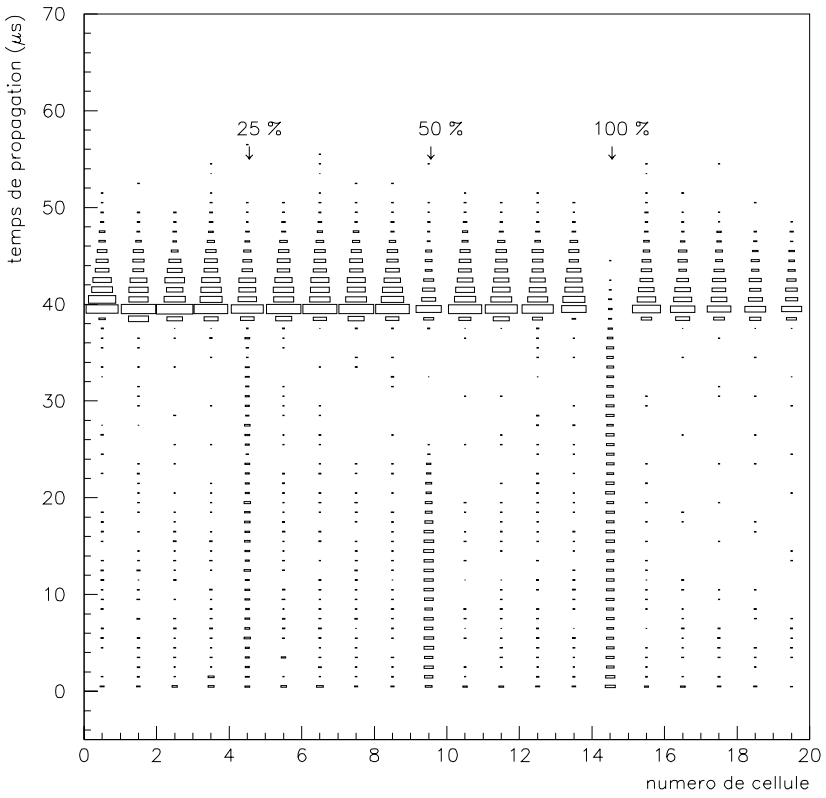


Figure 6.10: *Exemple de la rangée 14 du secteur 19 ayant 3 cellules présentant un blocage dans 25% des propagations pour la cellule 4, dans 50% pour la cellule 9 et dans 100% pour la cellule 14.*

Nous allons voir que la raison pour laquelle le temps de propagation dépend du temps anodique vient d'une influence des cellules voisines. Nous entendons par voisins les cellules voisines sur la même rangée, sur les 2 rangées voisines et les 4 cellules de coins (seconds voisins) (voir le schéma figure 9.4).

Dans l'état actuel, il est difficile, sinon impossible par manque de statistique, d'isoler le cas élémentaire où la cellule n'a aucune cellule voisine touchée ni même une et une seule cellule voisine touchée. Pour résoudre ce problème nous avons pris des données en baissant de 150 volts les deux rangées voisines à la rangée 12 qui souvenons-nous contient la cellule que nous étudions. Ceci afin que les cellules de ces rangées ne puissent plus propager de plasma. Nous avons baissé aussi de 10 V la rangée 12 afin d'équilibrer le point de fonctionnement mais le temps de propagation de la cellule 8 ($\approx 40\mu$s) est quand même modifié dans ces données.

Lorsque les rangées 11 et 13 sont inactives, la cellule 8 peut être isolée ou bien avoir un ou deux voisins sur la même rangée. Le temps de propagations de ces configurations est présentées sur la figure 6.12.

Cas où la cellule touchée n'a aucune cellule voisine touchée

Lorsque la cellule est isolée, figure 6.12 (b), il n'y a pas de pic secondaire ce qui confirme l'hypothèse d'une influence des voisins sur le temps de propagation. Ajoutons qu'il n'y a pas non plus de pic secondaire si une, deux, voire plusieurs cellules non voisines de la même rangée sont touchées. Ainsi,

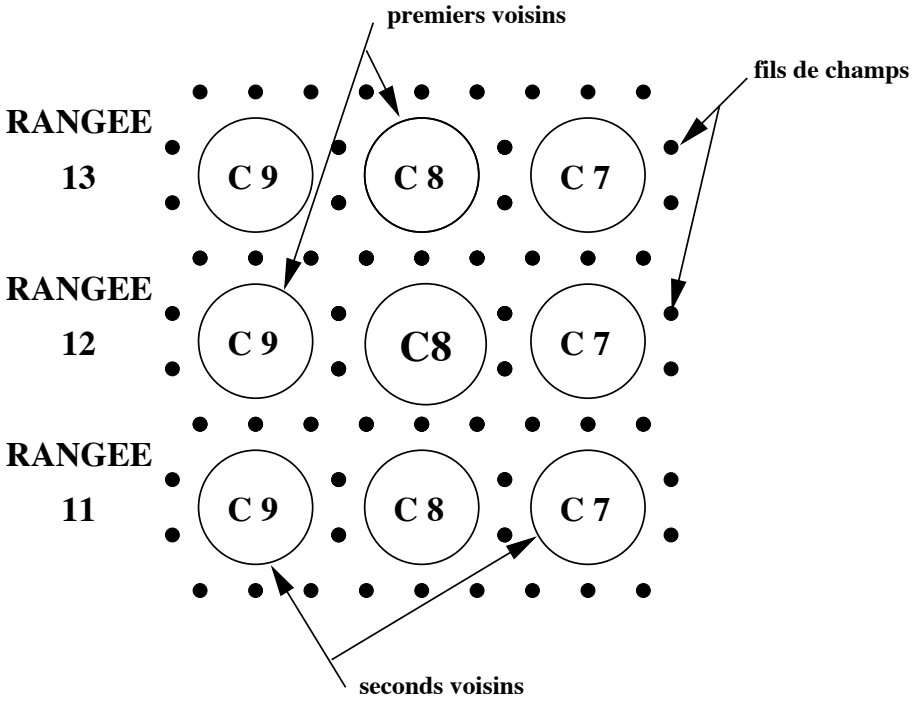


Figure 6.11: *Schéma de l'environnement de la cellule 8 de la rangée 12 du secteur 19. On repère cette cellule par l'abréviation R12C8. Elle est entourée par 4 premiers voisins (R12C9, R12C7, R13C8 et R11C8), et par 4 seconds voisins (R13C9, R13C7, R11C9 et R11C7).*

même en présence d'un appel de courant Geiger plus important, la tension appliquée à la rangée reste donc suffisamment stable pour que le point de fonctionnement reste constant.

Cas où la cellule touchée a 1 cellule voisine touchée

La figure 6.13 montre la relation entre le temps de propagation t1+t2 de la cellule 8 étudiée et la différence de temps δt entre *le temps anodique de la cellule voisine touchée et le temps anodique de la cellule 8* . Lorsque la cellule 8 déclenche son plasma Geiger avant la cellule voisine ($\delta t < 0$), seul le premier pic à 40 μs est présent dans la distribution du temps de propagation longitudinale t1+t2. Il n'y a pas d'effet d'influence. En revanche, lorsque la cellule 8 déclenche après la cellule voisine touchée, alors il y a effet d'influence de la cellule voisine et il n'apparaît que le second pic à 41-42 μs dans la distribution du temps de propagation longitudinale t1+t2.

Ainsi *suivant que la voisine déclenche son plasma avant ou après la cellule 8, l'influence se manifeste ou disparaît* . On obtient alors deux pics sur la distribution de t1+t2 comme le montre la figure 6.12 (c). A priori l'amplitude des deux pics devrait être identique car en moyenne la trace a autant de chance de passer proche du fil anodique de la cellule 8 que de sa voisine. Mais du fait qu'il y a deux cellules pouvant jouer le rôle de voisin, la statistique devient en faveur du second pic.

Cas où la cellule touchée a 2 cellules voisines touchées

Dans le cas à deux voisins, la figure 6.14 schématise les deux trajectoires possibles pour la particule ionisante. Dans le premier cas, une seule cellule (ici la cellule 7) va déclencher son plasma avant la cellule 8 étudiée: il y aura effet d'influence. Dans le second cas, beaucoup plus fréquent, aucune influence n'est possible car la cellule 8 est la première à propager un plasma. Le pic le plus important sera à 40μs.

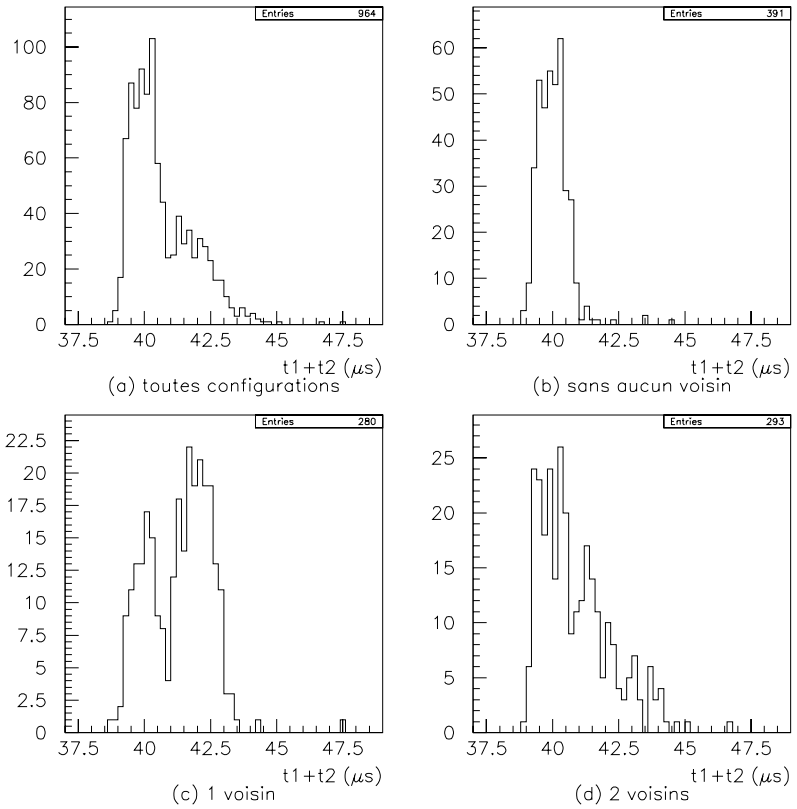


Figure 6.12: *Avec une HT -150V sur les rangées 11 et 13, Distribution de t1+t2 brut (a), sans voisin (b), avec 1 voisin (c), 2 voisins (d).*

Nous comprenons maintenant, dans le cas classique (HT normale), pourquoi la forme des distributions changent suivant le nombre de voisins. Malheureusement donner une explication "topologique" de l'importance relative des trois pics, est très difficile car il y a une multitude de configuration possible. Une fois que NEMO3 aura accumulé une plus grande statistique, il sera possible d'étudier toutes les combinaisons possibles de voisins. Nous pouvons cependant regarder la distribution du temps de propagation suivant le cas où nous avons une cellule voisine touchée avant la cellule 8 (Navant=1), 2 cellules voisines touchées avant (Navant=2), etc... La figure 6.15 montre ces distributions où nous avons exigé en plus que le temps anodique de la cellule 8 soit au moins 300 ns (15 canaux TDC) en retard sur la cellule voisine qui va l'influencer. Avec Navant=1, nous sélectionnons le deuxième pic à 41μs. Puis à Navant=2, on commence à voir le troisième pic qui se manifeste pleinement à partir de Navant=3.

Avec plus de statistique, il faudra mener une étude plus approfondie sur les différentes configurations de voisins amenant les pics secondaires dans le temps de propagation d'une cellule.

Nous rappelons enfin que la correction à apporter liée à cet effet d'influence n'est pas un problème majeur dans la reconstruction des traces chargées. Cette correction ne concerne que les cellules présentant un blocage dont il faut estimer la position longitudinale.

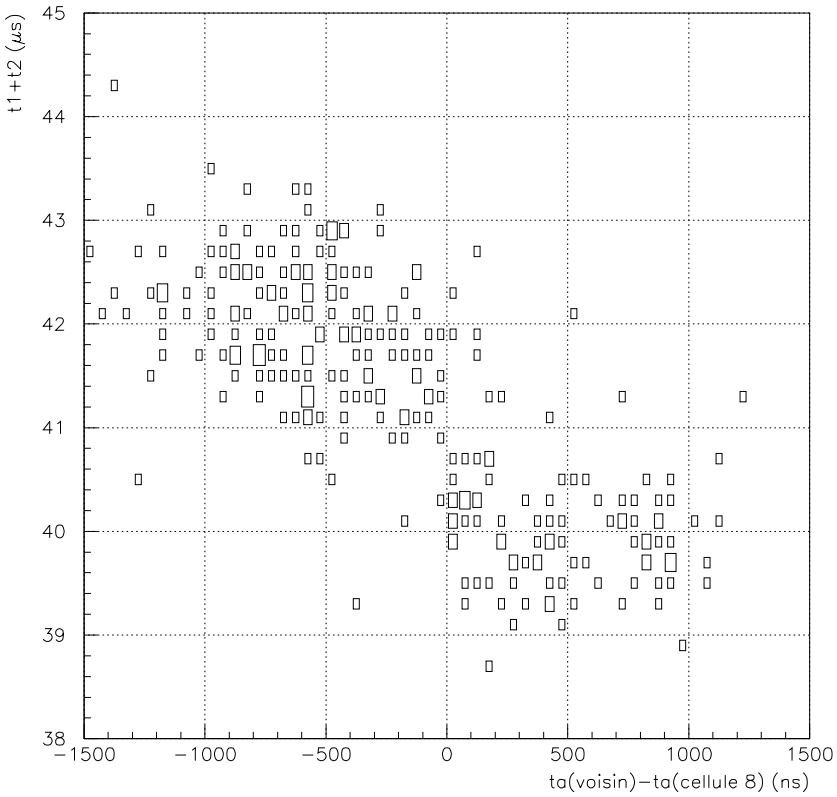


Figure 6.13: *Avec une HT -150V sur les rangées 11 et 13, Distribution de t1+t2, dans le cas où la cellule 8 à un seul voisin, en fonction de la différence de temps entre le temps anodique de la cellule voisine et le temps anodique de la cellule 8.*

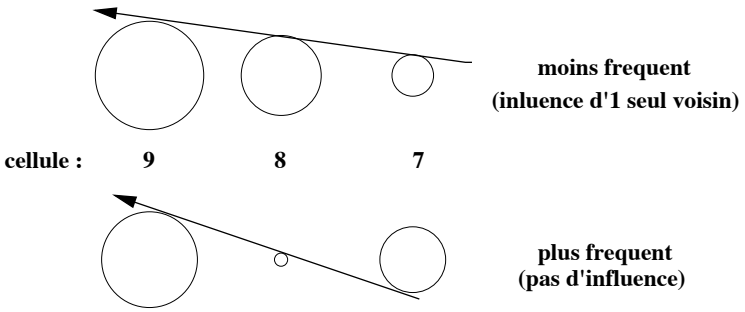


Figure 6.14: *Deux configurations possibles pour toucher trois cellules sur une même rangée.*

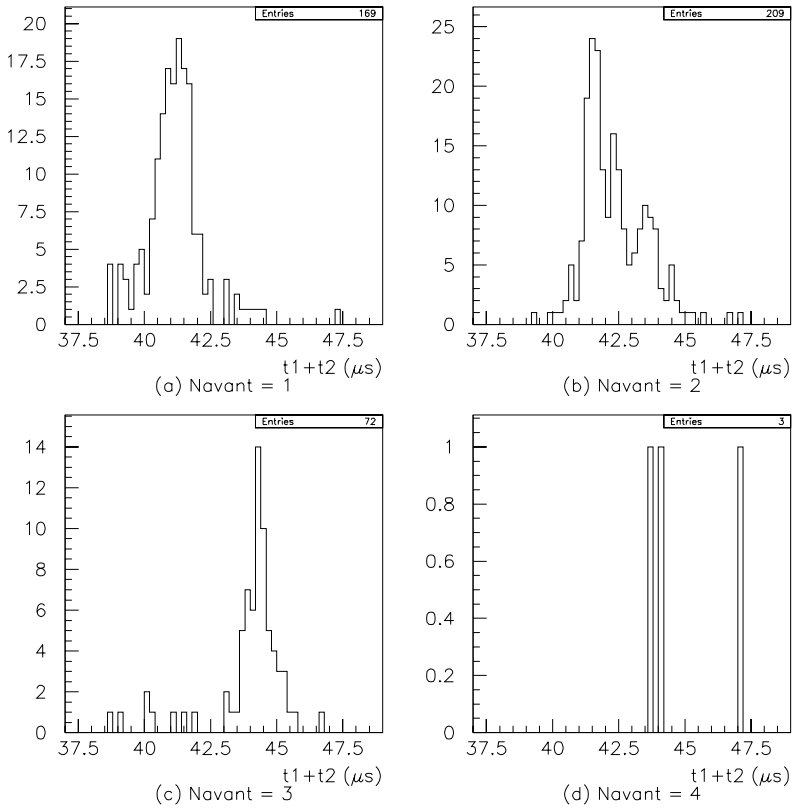


Figure 6.15: *Pour une HT normale, distribution de t1+t2 dans le cas où il y a n voisins de la cellule 8 qui déclenchent au moins 300ns avant cette cellule un plasma Geiger. Il le cas à 1 voisin (Navant=1) (a), 2 voisins (b), 3 voisins (c) et 4 voisins (d).*

6.5 Bilan du fonctionnement de la chambres à fils des 3 secteurs

L'analyse des temps des signaux Geiger nous a permis de montrer comment distinguer les différentes catégories d'enregistrements Geiger et comment sélectionner les signaux Geiger en temps (appartenant à la trace chargée en temps) tout en supprimant totalement les signaux retardés, les redéclenchements et les signaux issus des cellules bruyantes.

Nous présentons en conclusion le bilan de fonctionnement de la chambre à fils des 3 secteurs. Ces résultats sont provisoires. La tension définitive de fonctionnement sera plus élevée notamment pour les rangées 8, 18 et les deux rangées proches de la source 10 et 00.

- L'efficacité de propagation longitudinale du plasma Geiger est en moyenne de 98%. Cette valeur pourra être certainement améliorer avec un plus faible taux de comptage lorsque le blindage aura été installé.
- Défaut de propagation longitudinale (blocage): 6 à 7% des cellules (20 cellules par secteur).
- Points fixes: 4 à 5 cellules/secteur
- Cellules bruyantes (autre que redéclenchement): 6 à 7 cellules/secteur

Nous estimons qu'il y a environ 2 cellules de redéclenchement par trace et les traces retardées (fortuits) représentent environ 10 à 15 % des événements. Enfin, en ce qui concerne le vieillissement de la chambre à fils, les 3 secteurs ont été en fonctionnement durant plusieurs semaines. Aucun effet de vieillissement n'a été observé.

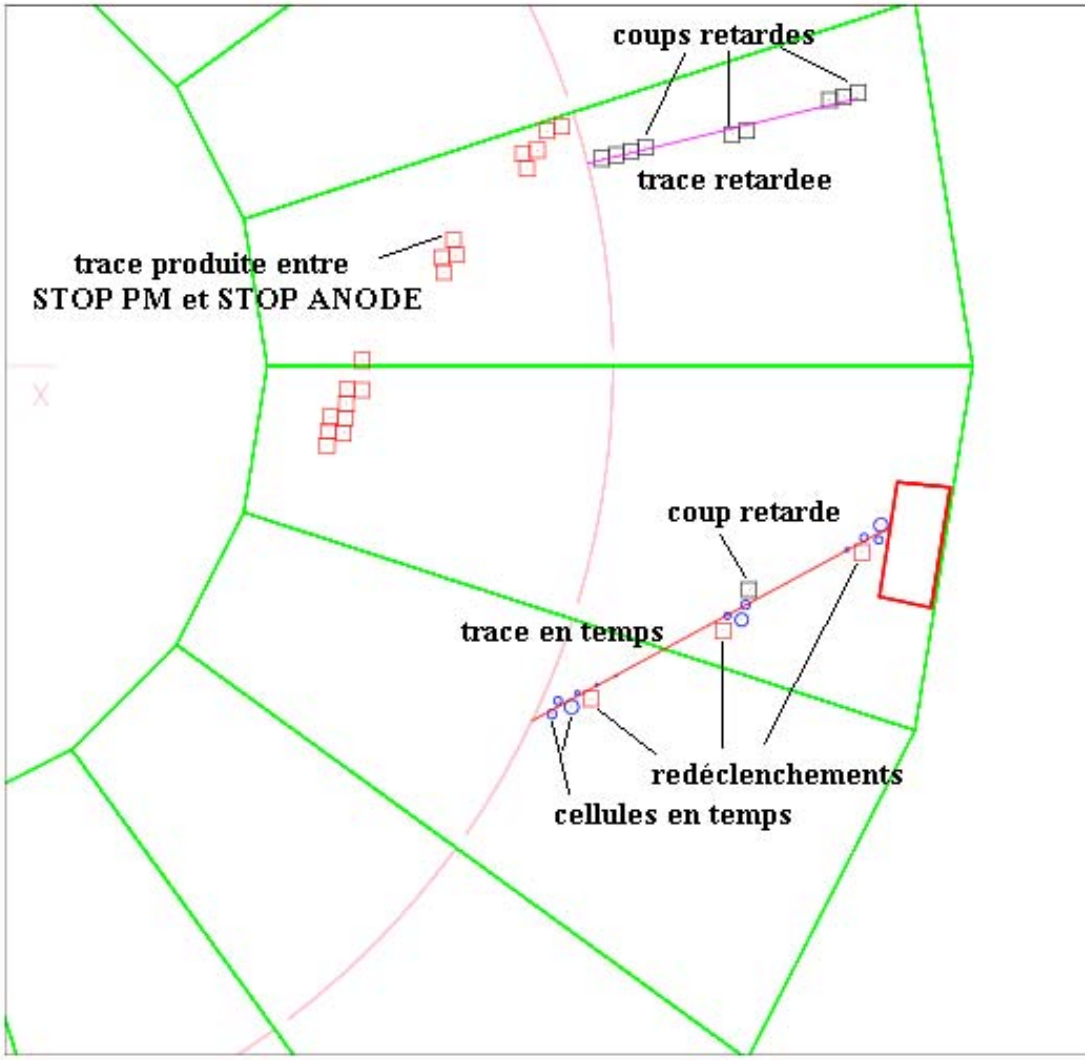


Figure 6.16: *Exemple d'un événement du run 1118. Les cercles bleus sont les cellules en temps qui ont participé au TRIGGER. La droite en rouge est la trace ajustée à ces cellules en temps. Nous distinguons le long de cette trace 3 cellules de redéclenchement (carrés rouge). Les carrés noirs correspondent aux cellules α retardées. La droite violette correspond à la trace retardée ajustée. Enfin on distingue un lot de cellules rouges correspondant vraisemblablement à une trace qui s'est produite entre le signal TRIGGER(STOP PM) et le STOP ANODE.*

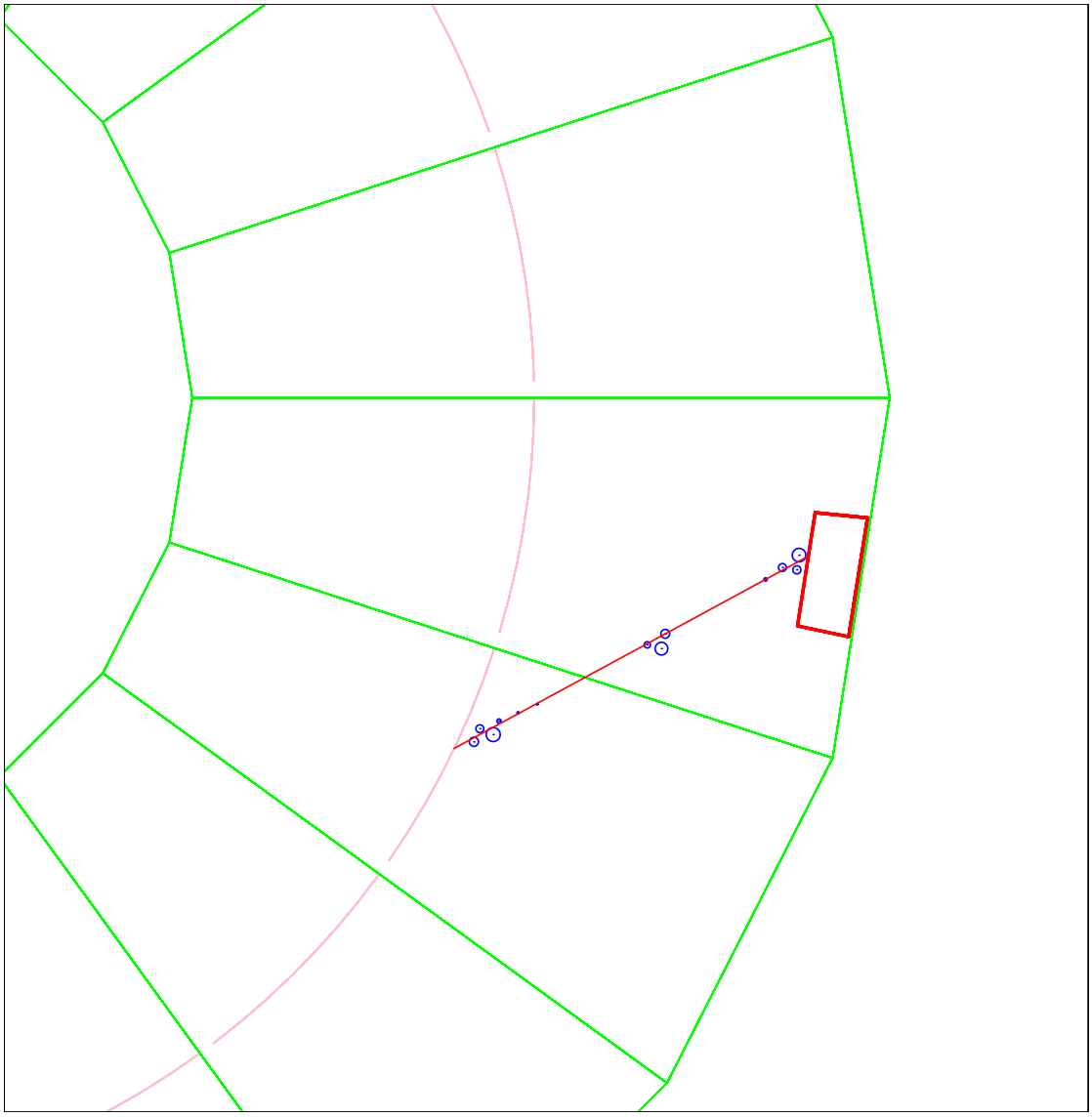


Figure 6.17: *Evénement de la figure 6.16 dans lequel nous avons éliminé les cellules hors temps (cellule α, redéclenchement, bruit). Il ne subsiste que la trace en temps.*

Chapitre 7

Mesure de la résolution transverse et longitudinale par cellule Geiger avec des traces traversantes de haute énergie

7.1 Introduction

Avec les 3 premiers secteurs en fonctionnement, nous avons étudié les propriétés de reconstruction intrinsèques d'une cellule Geiger avec des électrons traversant la chambre à fils et ayant une énergie d'au moins 3,5 MeV afin de limiter la diffusion multiple dans le gaz. Nous supposons ainsi que la trace obtenue après l'ajustement d'une droite (il n'y a pas de champ magnétique) est la véritable trajectoire de l'électron. Cette droite devient une référence pour non seulement mesurer les résolutions longitudinales et transversales des cellules Geiger, mais aussi pour vérifier si les formules de reconstructions obtenues avec le prototype 9 cellules et le LASER sont toujours valables avec des particules chargées dans NEMO3. Les électrons de haute énergie ont été obtenus en utilisant une source ^{252}Cf émettrice de neutrons de fission. En réalisant une capture radiative de ces neutrons dans le cuivre des 3 secteurs, il est possible de générer, dans les scintillateurs, des électrons Compton de haute énergie jusqu'à 8Mev environ. Malheureusement, pour le moment nous n'avons disposé que de 2 sources peu actives de 50 et 1260 neutrons/s. Les résultats montrés dans ce chapitre sont donc préliminaires à cause du manque de statistique. Dans quelques mois, le groupe NEMO va acquérir une source de l'ordre de 10^4 neutrons/s. Il sera alors possible de recommencer cette analyse avec un très grand nombre d'événements, lorsque le détecteur complet (20 secteurs) sera en fonctionnement.

7.2 Mécanisme de génération des électrons de haute énergie

Le ^{252}Cf ($T_{1/2}$ = 2,645 ans) émet des α dans 96,91% des désintégrations et des neutrons issus de la fission du noyau dans 3,09%. A chaque fission, il y a en moyenne 3,7 neutrons produits dont l'énergie moyenne est de 2,4 MeV. A partir de ces neutrons rapides, le principe pour créer des électrons suffisamment énergétiques traversant la chambre à fils est le suivant :

1. On place la source à l'extérieure des 3 secteurs du côté du mur externe afin d'avoir l'angle solide le plus grand possible.

2. Pour thermaliser (E $\approx$ 25 meV) les neutrons, nous disposons tout autour de la source un blindage de 8cm de paraffine qui contient beaucoup d'hydrogène. On estime que le facteur d'atténuation des neutrons rapides après 8cm de paraffine est de l'ordre de 5 à 6. Remarquons que le neutron peut être thermalisé aussi dans les scintillateurs de NEMO3.

3. Une fois thermalisé dans la paraffine, le neutron peut subir une capture radiative dans le cuivre qui produit un rayonnement γ de haute énergie $\geq$ 3,5MeV. Le cuivre naturel est composé à 69,17% de ^{63}Cu et à 30,83% de ^{65}Cu. La section efficace de la capture (n,γ) pour le ^{63}Cu et le ^{65}Cu est respectivement de 4,5 et 2,2 barns. Environ 45,2% des captures dans le cuivre naturel fournissent un rayonnement γ de plus de 4MeV, 12,6 % ont une énergie entre 1MeV et 4MeV, et enfin 42,2% sont inférieures à 1MeV. La raie d'énergie maximale est à 7,916 MeV pour le ^{63}Cu. L'ensemble des principales raies secondaires au-dessus de 2MeV est présenté sur le tableau 7.1.

^{63}Cu (abondance 69,17%)		**^{65}Cu** (abondance 30,83%)		**^{1}H**	
σ(n,γ)= 4,506 barns		σ(n,γ)= 2,168 barns		σ(n,γ)= 0,332 barn	
E (keV)	$\frac{I_\gamma}{I_{\gamma max}}$ (%)	E (keV)	$\frac{I_\gamma}{I_{\gamma max}}$ (%)	E (keV)	$\frac{I_\gamma}{I_{\gamma max}}$ (%)
7916	**100**	**186**	**100**	**2223**	**100**
(> 2 MeV)	(> 5%)	(> 2 MeV)	(> 5%)	pas de raie secondaire	
7638	49,0	7066	5,4		
7572	5,3	6680	33,7		
7307	27,1	6600	35,1		
7253	12,5	6243	5,9	-	
7177	7,7	5320	15,0		
6689	10,6	5245	17,8		
5418	5,6	5043	14,3		
		4385	8,5		

Tableau 7.1: *Principales raies γ (au-dessus de 2MeV) émises après la capture radiative d'un neutron thermique dans le ^{63}Cu, le ^{65}Cu et le ^{1}H. En gras est mentionné la raie principale prise comme référence pour calculer l'intensité relative des autres raies. Nous avons aussi indiqué la section efficace de capture radiative (n,γ) pour des neutrons thermiques.*

4. Le photon de capture de haute énergie peut ensuite créer un électron Compton. Si cet électron est produit dans les derniers millimètres du scintillateur, il peut alors être de haute énergie ($\geq 3,5$MeV).

5. L'électron Compton de haute énergie va traverser la chambre à fils de NEMO3 avec une trajectoire rectiligne (sauf au niveau de la source où l'électron peut subir une déviation par une diffusion dure). A la fin de sa course, il va déposer toute son énergie dans un scintillateur du côté interne du détecteur (mur ou pétales). Nous appelons ce type d'événement *un événement électron traversant* . Les figures 7.1, 7.2, et 7.3 montrent 3 exemples d'électrons traversant de haute énergie enregistrés le 18/01/2001: un électron traversant du mur externe au mur interne (7.1), du mur externe au pétale bas interne (7.2), et enfin reliant 2 scintillateurs du pétale du haut (7.3). Dans ces trois exemples, la trace traversante commence vers le haut du secteur. Cela n'est pas surprenant car nous avons réalisé ces prises de données en ayant placé la source neutron en haut du secteur 18 (voir le paragraphe suivant pour plus de détails).

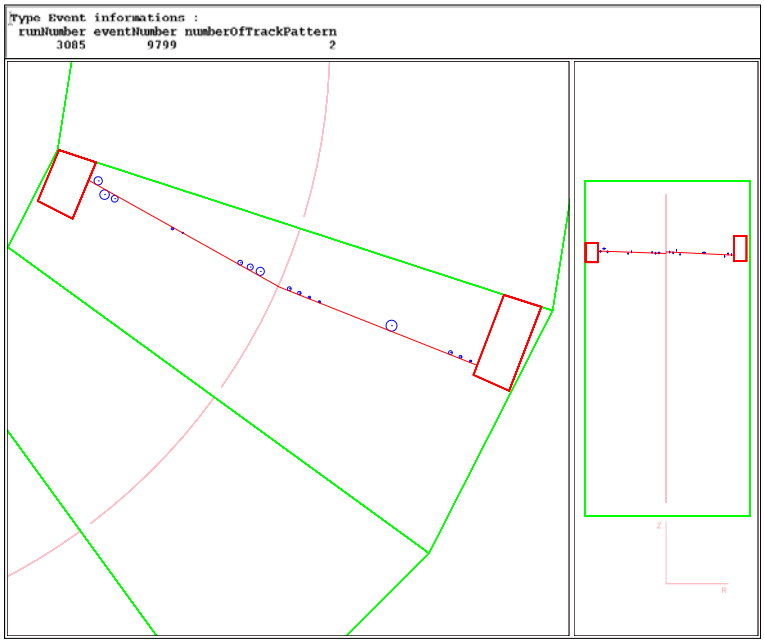


Figure 7.1: *Exemple d'une trace traversante du mur externe au mur interne: l'énergie déposée est de 5,9 MeV dans le scintillateur du mur interne, et est de 2,9 MeV dans le scintillateur du mur externe. Cette trace subit une légère déviation dans la feuille source.*

Afin de récupérer une partie des neutrons s'échappant dans la direction opposée au détecteur, nous avons mis à l'arrière, sur les côtés, en dessous et au-dessus de la source, environ 1 cm de cuivre par-dessus la paraffine. Les neutrons thermalisés peuvent ainsi subir une capture radiative dans le cuivre. Comme l'émission du γ est isotrope, une partie du rayonnement est récupéré dans le détecteur. Par ailleurs, nous avons installé sur le devant du château de paraffine une feuille de quelques millimètres de cuivre. En effet sur la surface du mur externe, une grande partie est occupée non pas par du cuivre mais par les couples PM+scintillateur. Il n'y a donc pas de cuivre dans cette zone du détecteur pour faire une capture. Mais les photons produits dans la feuille de cuivre en amont peuvent produire des électrons traversants. Nous augmentons ainsi un peu la statistique.

Le mécanisme en concurrence de la capture radiative des neutrons dans le cuivre est la capture radiative sur les noyaux d'hydrogène du polystyrène des scintillateurs du mur externe. Les photons émis lors de cette capture ont une énergie de 2,2 MeV (voir tableau 7.1). Les électrons traversants produits auront alors une énergie de moins de 2 MeV ce qui ne nous interesse pas dans cette étude.

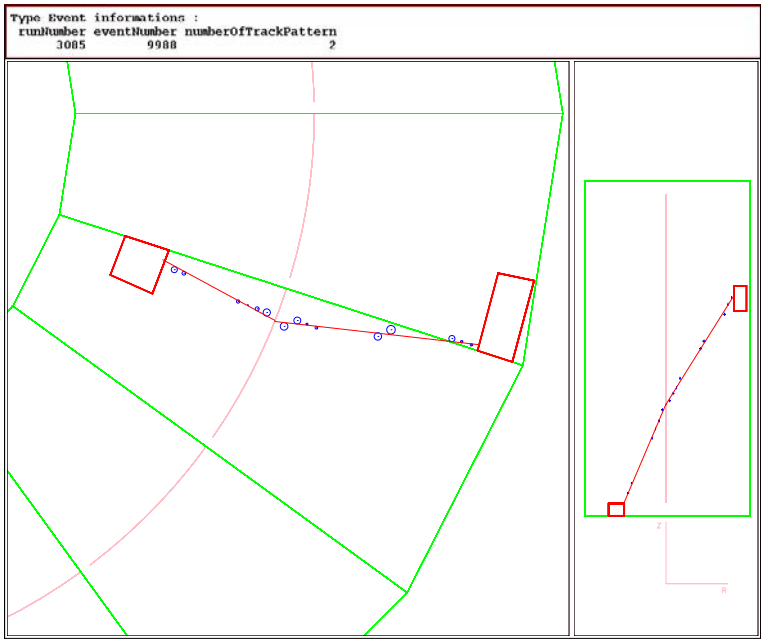


Figure 7.2: *Exemple d'une trace traversante du mur externe au pétale bas interne : l'énergie déposée est de 5,2 MeV dans le scintillateur du pétale, et est de 1,9 MeV dans le scintillateur du mur externe. L'électron subit dans ce cas une diffusion "cassant" sa trajectoire au niveau de la source.*

7.3 Conditions des prises de données

Nous avons fait deux séries de prises de données le 04/01/01 et le 18/01/01:

- La première (runs 04/01) s'est faite avec une source peu active d'environ 50 neutrons/s. La prise de données a durée au total environ 14h30.
- La deuxième série de données (runs 18/01) a été prise avec une source plus active de 1260 neutrons/s. La durée totale des prises de données est d'environ 10h30.

Lorsque nous introduisons une source de neutron au LSM, les autres expériences du laboratoire, notamment les spectromètres Germanium, ne peuvent plus exploiter leurs données pendant cette période car les neutrons sont pour eux une source de bruit de fond. Cela limite donc le temps de prise de données et la statistique comme nous le verrons plus loin.

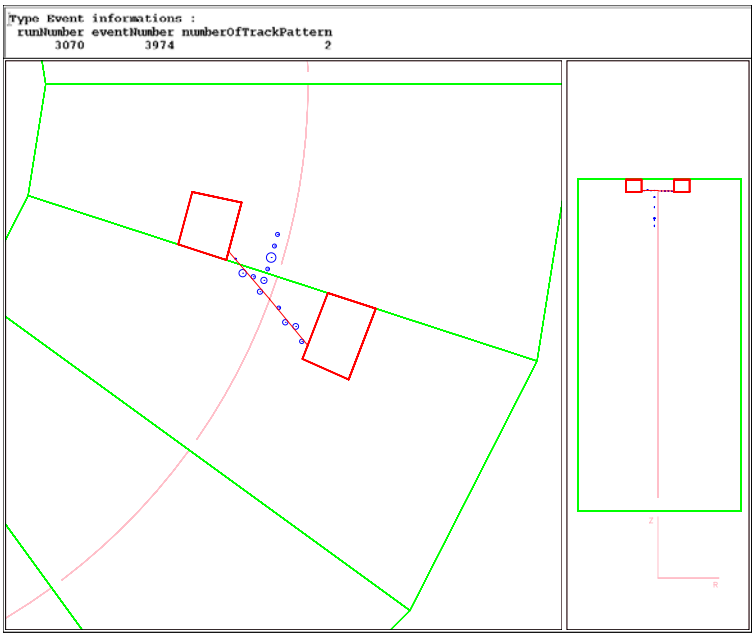


Figure 7.3: *Exemple d'une trace traversante reliant le pétale supérieur externe au pétale supérieur interne : l'énergie déposée est de 5,2 MeV dans le scintillateur du pétale interne, et est de 780 keV dans le scintillateur du pétale externe. Nous remarquons du côté interne que l'électron traversant a émis vers le bas un rayon δ.*

Durant ces prises de données, la source de neutrons a été placée vers le haut du secteur 18. Plus précisément à environ 1 m du mur externe et 1 m en dessous du pétale supérieur de ce secteur. Cette position particulière a été choisie parce que nous disposions alors d'un échafaudage à cette hauteur.

Le trigger que nous avons utilisé est le suivant :

- On demande qu'au moins 4 rangées Geiger soit touchées parmi les 6 premières proche de la source.
- On demande qu'au moins un scintillateur soit touché et dépasse le seuil haut.
- Pour le côté interne du détecteur, le seuil haut PM est réglé pour la première prise de données à 500mV (environ 1,7 MeV), pour la deuxième à 300 mV (environ 1 MeV). Pour le côté externe du détecteur, le seuil haut PM est réglé à 13 mV (environ 40keV) pour les deux prises de données.

- Le seuil bas PM est fixé à 13 mV (environ 40 keV).
- Le seuil affiché sur le DAC pour les Geiger est de 160 bits (6 mV anode et 20 mV cathode)

Dans ces conditions nous avons un taux de trigger de l'ordre de 1Hz.

Nous résumons les conditions des prises de données dans le tableau 7.2.

activité source neutron	durée	Trigger Geiger	Seuil anode	Seuil cathode	Trigger Calo.	Seuil bas	Seuil haut
50 neutrons/s runs 04/01	14h30	4 plans/6	160 bits (6mV)	160 bits (20 mV)	> 1 PM E>1,7 MeV	13 mV (40 keV)	500 mV (1,7 MeV)
1260 neutrons/s runs 18/01	10h30	4 plans/6	160 bits (6mV)	160 bits (20 mV)	> 1 PM E>1 MeV	13 mV (40 keV)	300 mV (1MeV)

Tableau 7.2: *Conditions des prises de données.*

7.4 Définition du canal d'analyse électron traversant de haute énergie

7.4.1 Coupures topologiques

Nous appliquons une série de coupures sur les données pour sélectionner les événements électrons traversants.

- On demande au moins 2 scintillateurs touchés dont l'un doit être du côté interne du détecteur et l'autre du côté externe (mur ou pétale).
- L'événement ne doit contenir uniquement que 2 traces, l'une interne et l'autre externe. Chaque trace doit être associé à scintillateur ou à un cluster de scintillateurs (un lot de scintillateurs voisins). Nous notons E_{int} l'énergie du scintillateur (ou cluster de scintillateurs) interne associé à la trace interne et E_{ext} pour la trace externe.

7.4.2 Coupure en énergie

On demande que $E_{int} > 3{,}5$MeV. En effet, lors de ces prises de données les compteurs du calorimètre n'étaient pas encore alignés en temps. Nous ne pouvons donc utiliser le temps de vol des électrons pour savoir si l'électron vient bien du côté externe. Nous demandons donc que l'électron dépose une grande énergie du côté interne.

Ce seuil en énergie de 3,5MeV correspond à l'énergie minimale à partir de laquelle nous sommes capable de distinguer les traces traversantes provenant de la source neutron, des traces produites par le bruit de fond. Durant le run 3070 nous avons commencé à prendre des données sans mettre la source neutron durant environ une heure. Puis à partir de l'événement 3700 environ nous avons installé la source près du détecteur. Il a donc été possible d'observer l'effet de l'introduction de la source dans le LSM au niveau de NEMO3. La figure 7.4 montre l'énergie interne E_{int} déposé par l'électron traversant en fonction du temps c'est-à-dire du numéro d'événement pour ce run 3070. En l'absence de source neutron, aucun électron traversant de haute énergie ($\geq 3,5$MeV) est mesuré. En revanche, à partir de l'événement 3700, les gros points en gras marquent les événements produits par la source neutron au-delà de 3,5MeV.

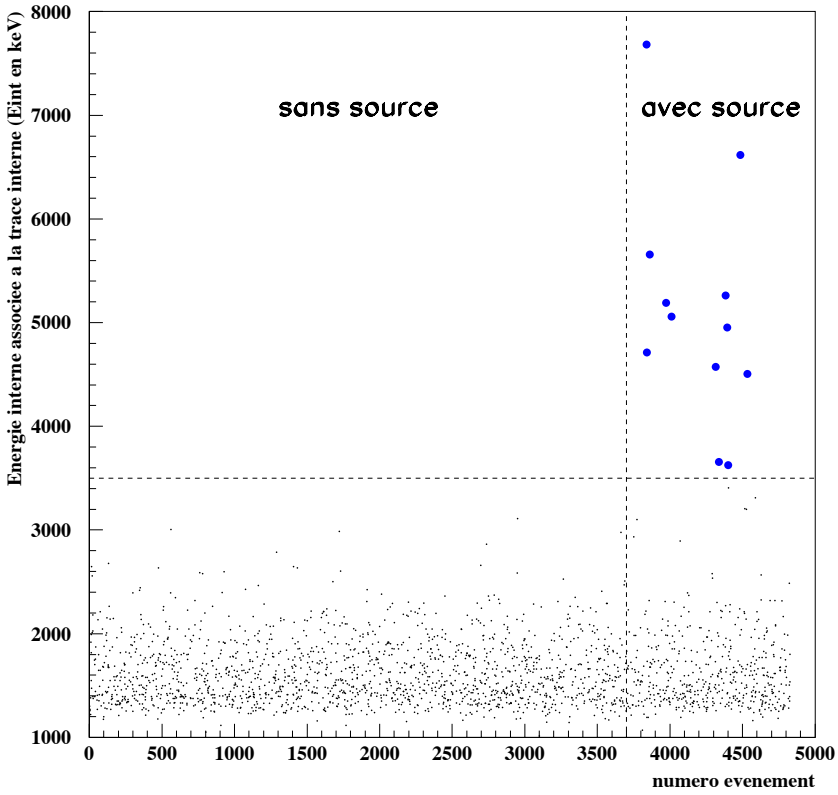


Figure 7.4: *Energie E_{int} déposée dans le mur interne par l'électron traversant en fonction du numéro de l'événement dans la prise de donnée c'est-à-dire en fonction du temps d'acquisition. Les gros points en gras correspondent aux événements provenant de la source neutron qui a été installée près du détecteur à partir de l'événement 3700 environ.*

7.4.3 Sélection des traces

Les coupures topologiques et la coupure en énergie sélectionnent deux traces : une du côté interne et une du côté externe généré par la source neutron. Il faut cependant mettre des conditions sur les traces elle-mêmes.

- La première condition concerne le vertex des deux traces. Afin de vérifier que les 2 traces correspondent au même électron entre les 2 demi-détecteurs (interne et externe), nous demandons que la distance entre les deux vertex sur la source soit inférieure à 4 cm.

- La deuxième condition est un critère sur la rectitude de la trace reconstruite c'est-à-dire sur la qualité de l'ajustement linéaire des points de mesures de la trace. Elle permet de rejeter les cas de diffusions sur les fils ou les mauvaises reconstructions de traces.

  Cette coupure sert aussi à rejeter les électrons de basses énergies simulant les "bons" électrons traversants. En effet, il est possible qu'un photon dépose une grande énergie dans les scintillateurs du côté interne du détecteur. Il peut expulser alors un électron de faible énergie qui peut traverser la chambre à fils jusqu'au côté externe. Comme l'énergie de l'électron est faible, la rectitude de sa trace est mauvaise car l'électron va subir une forte diffusion multiple

dans le gaz. Une coupure sur la rectitude de la trace permet d'éliminer ces événements de bruit de fond.

La manière de quantifier la rectitude de la trajectoire de l'électron est définie dans ce qui suit.

La droite en 3D, ajustée aux points de mesures, peut se projeter sur 3 plans : (XY) le plan transverse, et en vue longitudinale nous prenons le plan (XZ). On peut donc obtenir 2 variables de χ^2 pour l'ajustement des points de mesures dans chacun des plans. Nous n'utilisons que la projection dans le plan transverse pour définir la rectitude des traces car la résolution transverse (plan XY) est bien meilleure que la résolution longitudinale (plan XZ). Au χ^2_{XY} on associe la probabilité correspondante ProbXY définit de manière classique par :

$$ProbXY = \int_{\chi^2_{XY}}^{+\infty} \frac{dN}{d\chi^2} d\chi^2$$

avec $\frac{dN}{d\chi^2}$ la distribution du χ^2 dépendant du nombre de degrés de liberté. Plus la valeur de ProbXY est proche de 1 plus la trace sera rectiligne car correspondant à un χ^2 faible. Lorsque nous faisons l'ajustement de la droite, nous ignorons la diffusion multiple dans le gaz et les diffusions dures sur les fils. ProbXY quantifie uniquement le caractère rectiligne de la trajectoire ajustée. La figure 7.5 montre la distribution de ProbXY pour des électrons traversants d'énergie inférieure à 3,5 MeV fig. 7.5 (a) et pour des électrons d'énergie supérieure fig. 7.5 (b). Nous voyons la présence de deux populations : une population d'événements ayant un ProbXY proche de 1 correspondant aux traces très rectilignes et celle ayant un ProbXY proche de 0 correspondant soit à des erreurs du tracking, à des diffusions dures sur un fil ou encore à la diffusion multiple dans le gaz des électrons de basse énergie. A basse énergie (<3,5MeV) le pic à 0 est donc bien plus important que celui à ProbXY=1 car les diffusions multiples détériorent la rectitude de la trajectoire de la particule. Cet effet s'atténue fortement à haute énergie. Le pic à ProbXY=0 est alors dû principalement aux diffusions dures et aux mauvaises reconstructions des traces liées à une erreur de levée de l'ambiguïté gauche-droite du lieu de passage de l'électron au niveau d'une cellule Geiger isolée. Il faudra donc améliorer le programme de tracking pour éviter de type d'erreur.

La figure 7.6 montre un exemple d'une telle erreur de reconstruction de trace. Il y a eu une erreur "gauche-droite" dans le choix du lieu de passage de la particule pour la cellule de la rangée 18 et la cellule de la rangée 16.

Afin d'éliminer ces mauvais candidats, nous imposons que ProbXY > 0,1.

7.4.4 Statistiques : nombre d'électrons traversant de haute énergie

Les statistiques des prises de données du 04/01 et du 18/01 sont données sur le tableau 7.3 en appliquant successivement les coupures topologiques "trace traversante", la coupure sur E_{int}, la coupure sur la distance entre vertex et enfin sur le ProbXY. Au total nous disposons de 333 traces. Comme il y a en moyenne 13 cellules touchées par traces, cela fait une statistique d'environ 4300 cellules Geiger touchées.

Pour clore ce paragraphe nous ferons une remarque sur la comparaison du nombre d'événements entre les deux prises de données. Avec les runs du 18/01 (celui avec le plus de statistique), il y a 196 événements au-dessus de 3,5 MeV et avec la coupure sur le vertex. Or le rapport du nombre total de neutrons émis entre les prises de données du 04/01 et du 18/01 vaut :

$$\frac{1260 \text{ neutrons/s} \times 10\text{h}30}{50 \text{ neutrons/s} \times 14\text{h}30} \approx 18,25$$

On s'attend donc à observer 196/18,25 neutrons dans les runs du 04/01 soit 10.75 électrons traversants. La valeur de 18 coups obtenue pour les runs du 04/01 est donc très cohérente.

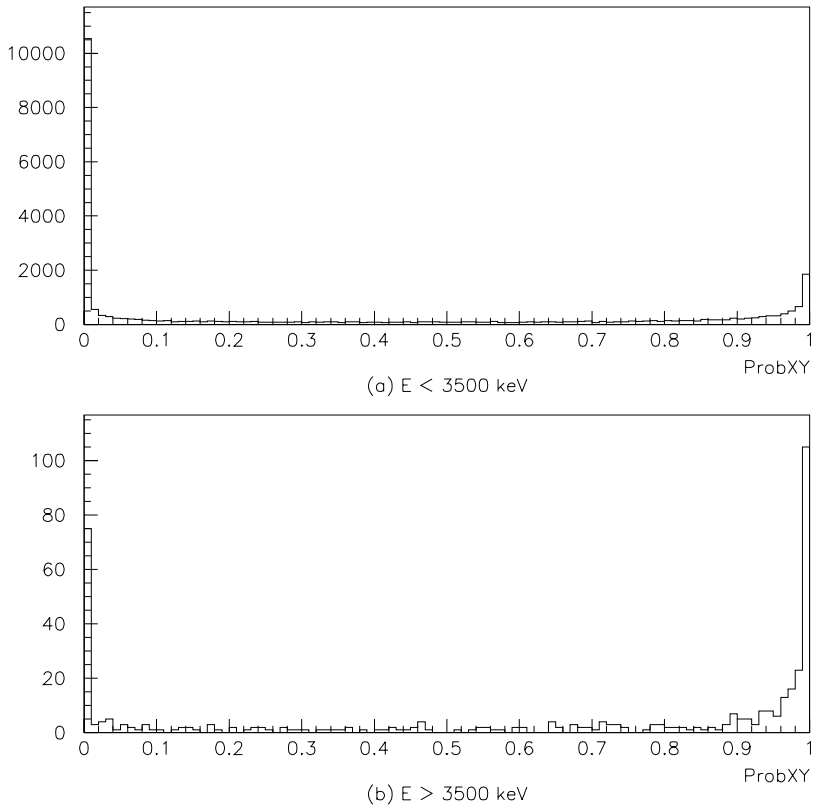


Figure 7.5: *Distribution de ProbXY pour (a) $E_{int} < 3500$ keV et pour (b) $E_{int} > 3500$ keV.*

7.5 Reconstruction transversale

Nous supposerons dans la suite que les traces rectilignes, obtenues avec les coupures précédentes, représentent les vraies trajectoires des électrons traversants. Nous négligeons la diffusion multiple dans le gaz. Il est alors possible de comparer la position reconstruite de chaque cellule Geiger avec ces droites de références. Dans ce paragraphe nous traitons le cas de la reconstruction de la position transversale.

7.5.1 La reconstruction de la position transversale r

prises de données	électrons traversants	E $\geq$ 3,5MeV	ΔVertex $\leq$ 4cm	ProbXY > 0,1
04/01	2522	19	18	33 traces
18/01	13287	203	196	300 traces

Tableau 7.3: *Statistiques des prises de données du 04/01 et du 18/01. Les chiffres indiquent le nombre d'événements après l'application successive de chaque coupure. La dernière colonne indique le nombre de traces.*

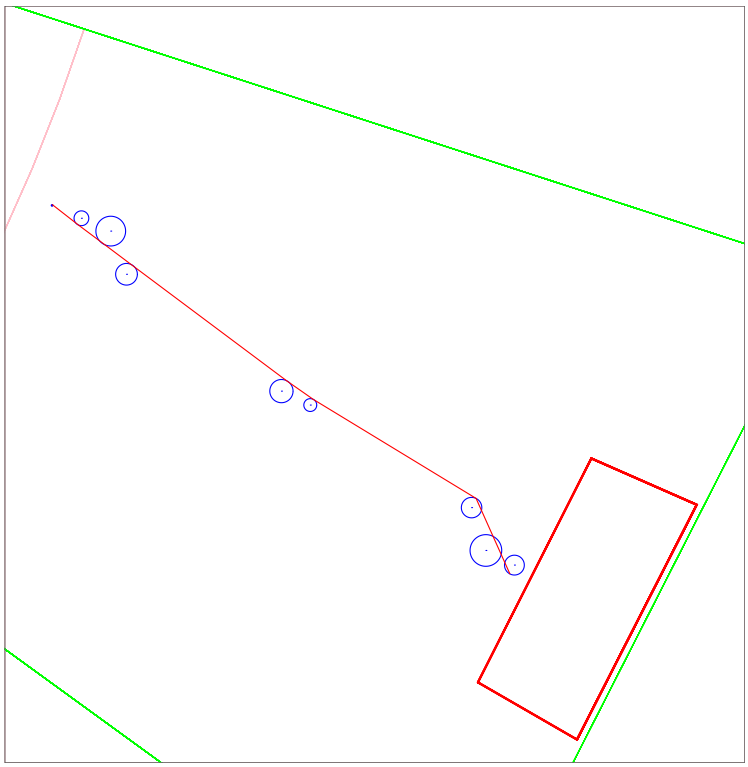


Figure 7.6: *Exemple d'une erreur de levée d'une ambiguïté gauche-droite. Le programme de tracking a choisi de faire passer la particule à gauche de la cellule de la rangée 16 alors que manifestement il aurait fallu la faire passer à droite. Nous avons l'erreur inverse pour la cellule de la rangée 18.*

Nous rappelons ici les formules de reconstruction de la distance transverse r (en mm) en fonction du temps anodique ta (en ns)obtenues avec le prototype 9 cellules et le LASER :

$$\begin{aligned} \text{pour ta} > 140\text{ns},\ \text{r} &= 0,35\sqrt{\text{ta}} \\ \text{pour ta} \leq 140\text{ns},\ \text{r} &= -0,82 + 0,0241\,\text{ta} \end{aligned}$$

Calcul de la formule de reconstruction de la distance transverse pour les électrons

Afin de tester cette formule de reconstruction, nous utilisons tout d'abord ces formules pour obtenir la position transversale dans chaque cellule Geiger touchée. Puis nous mesurons la distance entre la trace rectiligne reconstruite et le fil anodique central de chaque cellule Geiger touchée appartenant à la trace. Nous calculons alors la valeur moyenne de cette distance pour chaque intervalle de 20 ns du temps anodique. Le résultat est présenté sur la figure 7.7. La largeur du bin en abscisse est de la taille du pas de l'horloge (20 ns). La barre d'erreur en ordonnée est l'erreur statistique sur

la valeur moyenne. Pour certains points le manque de statistique donne une grande barre d'erreur. Les courbes en vert sont tracées à partir des équations de reconstruction du prototype. En rouge est représenté l'ajustement des valeurs moyennes par une loi linéaire pour un 40 ns $\leq$ ta $\leq$ 140 ns (les 2 premiers points ne sont pas intégrés) et par une loi de puissance Au-dessus de 140 ns. Pour un temps anodique au-dessus de 1200 ns, l'ajustement le plus adéquat est une droite. Nous obtenons pour chacun de ces ajustements les formules suivantes (r en mm et ta en ns) :

$$\begin{aligned} \text{Si } 0 < \text{ta} \leq 140\text{ns}: \quad \text{r} &= 0.2 + 0.025\ \text{ta} \\ \text{Si } 140 < \text{ta} < 1200\text{ns}: \quad \text{r} &= 0,323\ \text{ta}^{0,5137} \\ \text{Si ta} \geq 1200\text{ns}: \quad \text{r} &= 6,37 + 0,00525\ \text{ta} \end{aligned}$$

Lorsque le temps anodique est nul, c'est-à-dire dans le premier bin de 20 ns, nous prenons une distance transverse égale au rayon du fil : r = 0,025 mm.

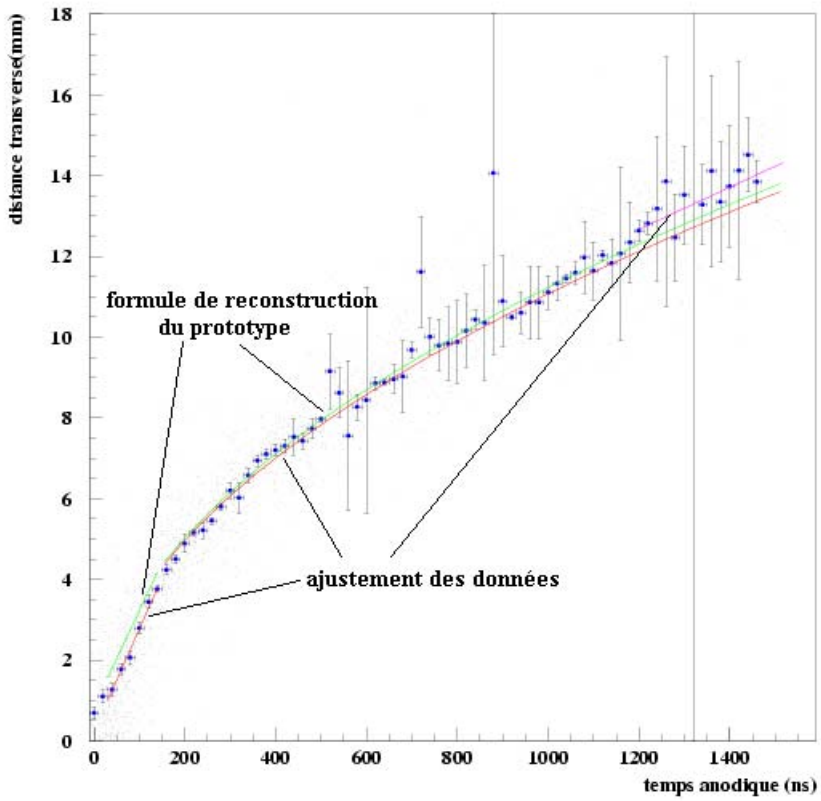


Figure 7.7: *Distance entre la droite ajustée sur les points de mesures et le centre des cellules Geiger touchée en fonction du temps anodique (le pas est de 20 ns). En vert est représenté les courbes obtenues à partir des formules de reconstruction du prototype. Les courbes en rouge sont les ajustements des points par une loi linéaire avant 140 ns et par une loi de puissance après. La droite violette est un ajustement linéaire pour des temps plus grand que 1200 ns.*

Effet de la densité d'ionisation

Un zoom de la figure 7.7 pour des faibles temps anodiques est donné sur la figure 7.8. *La reconstruction obtenue avec le prototype et le LASER (courbe verte) donne systématiquement pour une*

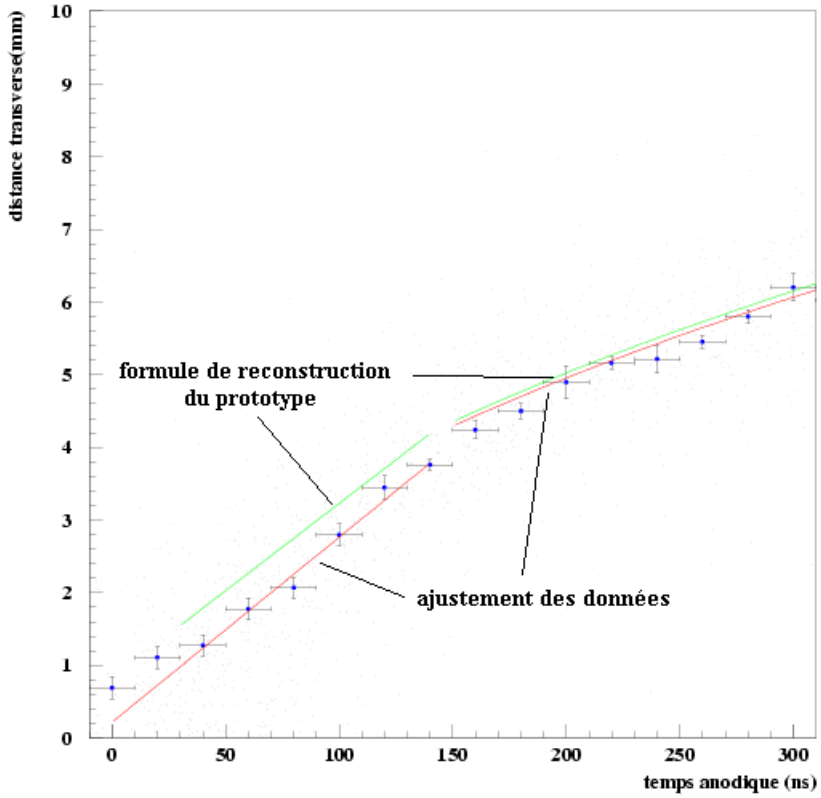


Figure 7.8: *Zoom de la figure 7.7 pour ta < 300 ns.*

distance transverse donnée (notée b), *un temps anodique plus petit que le temps anodique mesuré avec les électrons traversants* .

En effet, avec le prototype nous utilisions un faisceau laser focalisé sur la cellule centrale (voir figure 7.9). L'intensité du faisceau au point focal était suffisante pour ne pas avoir de fluctuation sur la position de l'ionisation primaire. Les paires d'ions-électrons étaient créées à la distance minimale b entre le faisceau et l'anode En revanche, un électron ionise en moyenne 6 atomes d'hélium par cm. Mais ce phénomène est Poissonien. Il peut donc y avoir des fluctuations sur la position des différentes ionisations sur le parcours de la particule. La distance de dérive n'est plus le paramètre d'impact b mais un rayon r = b/cos(θ) > b, comme le montre la figure 7.9. Par conséquent le temps de dérive, pour une distance b donnée, est plus grand en moyenne avec un électron qu'avec le faisceau LASER. Par ailleurs, ce phénomène va être plus faible lorsque l'angle θ devient petit, c'est-à-dire que la trace passe relativement loin du fil anodique. C'est ce que nous constatons: au-delà de 140 ns(4mm) l'écart entre les deux courbes (laser ou électron traversant) s'estompe.

Vérification de la reconstruction de la distance transverse avec des électrons traversant

Les pentes des deux droites en dessous de 4mm sont quasiment identiques. Cela suggère que la vitesse de dérive **v** est identique entre l'ionisation par LASER à Orsay et l'ionisation par un électron au LSM. Le mélange gazeux ne crée donc pas une grande différence entre les deux configurations. Seul le champ électrique E ,au travers de la relation $\mathbf{v} = \mu(\mathrm{E})\ \mathrm{E}$, commande la dérive.

Au-delà d'une distance transverse de 12 mm, les lignes de champ dans la cellule commencent à se déformer (voir figure 3.9). La loi de reconstruction doit être modifiée. Etant donné la forme de

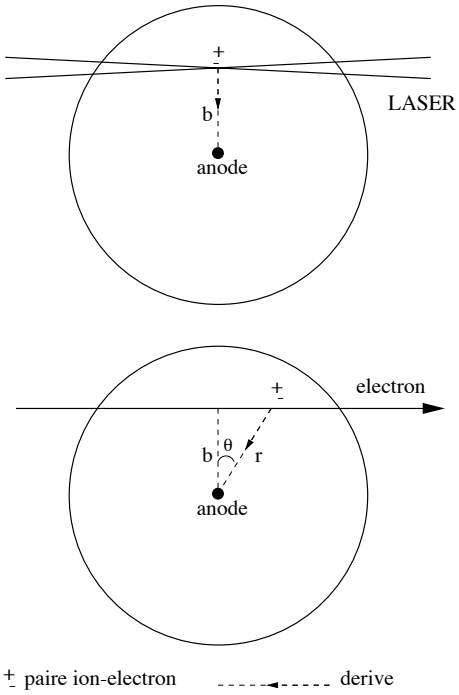


Figure 7.9: *Ionisation primaire dans une cellule Geiger créée par un faisceau Laser focalisé et par un électron. La création des paires ions-électrons est Poissonien dans le second cas.*

la distribution, il semble plus judicieux de prendre une loi linéaire.

Afin de vérifier la validité de la nouvelle formule de reconstruction de la position transversale obtenue avec les électrons traversants, nous mesurons, pour chaque cellule Geiger touchée, la distance entre la droite de l'ajustement des points de mesures et le cercle de rayon r, r étant la distance transverse (voir figure 7.10). Nous appelons cette distance **le résidu** . Nous prenons la convention suivante : le résidu est positif lorsque le cercle est plus petit que la distance entre le fil anodique et la droite ajustée (c'est le cas sur la figure 7.10). Le résidu est négatif dans le cas contraire. La figure 7.11 montre la relation entre le résidu et le temps anodique selon que la distance transverse a été calculée avec la nouvelle formule de reconstruction obtenue avec les électrons traversants (points noirs) ou avec celle obtenue avec le LASER et le prototype 9 cellules. La reconstruction avec le LASER et le prototype donne certes un résidu compatible avec 0 entre 400 ns et 1000 ns, mais :

- pour ta $<$ 400ns, cette reconstruction ne tient pas compte de la fluctuation des ionisations primaires créées par l'électron, le résidu est donc négatif;
- pour ta $\geq$ 1200 ns, elle ne rend pas compte de la déformation du champ électrique en bord de cellule, le résidu devient alors positif.

En revanche, avec la nouvelle formule de reconstruction obtenue à partir des électrons traversants nous obtenons **un résidu inférieur à 1 mm** sur l'ensemble de la fenêtre du temps anodique.

7.5.2 La résolution transverse $\sigma_\perp$

La résolution transverse $\sigma_\perp$ est définie comme l'écart-type de la gaussienne ajustée à la distribution du résidu défini précédemment. La figure 7.12 montre l'ajustement de la gaussienne ainsi que les distributions du résidu sans coupure sur le temps anodique (a), et avec les trois coupures (b) ta $\leq$ 140 ns, (c) 140 $<$ ta $<$ 1200 ns, et (d) ta $\geq$ 1200 ns. Nous obtenons alors :

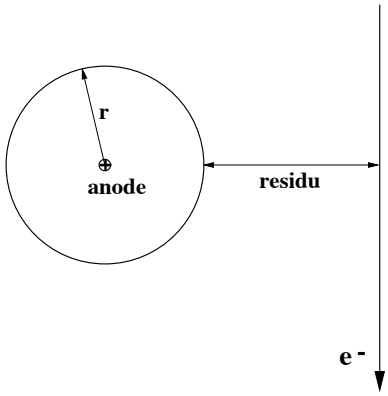


Figure 7.10: *Schéma représentant la construction du résidu: distance entre la trace ajustée et le cercle Geiger de rayon r la distance transverse reconstruite.*

- $\sigma_\perp = 0,95 \pm 0,04$ mm, pour ta $\leq$ 140 ns
- $\sigma_\perp = 0,68 \pm 0,02$ mm, pour 140 $<$ ta $<$ 1200 ns
- $\sigma_\perp = 0,76 \pm 0,04$ mm, pour ta $\geq$ 1200 ns.

La résolution est toujours inférieure à 1mm. C'est entre 140 ns et 1200 ns que $\sigma_\perp$ est le meilleur. En revanche, la fluctuation de l'ionisation primaire proche du fil anodique (ta $\leq$ 140 ns), et la déformation des lignes de champs au bord de la cellule (ta $>$ 1200 ns), sont deux phénomènes qui vont élargir la distribution du résidu et augmenter ainsi la résolution. La figure 7.13 montre plus précisément l'évolution de $\sigma_\perp$ en fonction du temps anodique avec la même convention de couleur que pour la figure 7.11. Nous remarquons qu'il n'y a pas de différence significative entre les résolutions mesurées avec la formule de reconstruction transverse obtenue avec le prototype et avec celle obtenue avec les électrons traversantes.

Les histogrammes du résidu ne sont plus gaussiens dans leurs queues de distribution. Cela est peut-être dû à la diffusion multiple qui est encore existante même à ces énergies. Le χ^2 et la valeur de la résolution vont se détériorer. Si on se limite à un intervalle à 2 σ autour de la valeur moyenne dans l'ajustement de la gaussienne, on obtient (voir figure 7.14) :

- $\sigma_\perp = 0,875 \pm 0,04$ mm, pour ta $\leq$ 140 ns
- $\sigma_\perp = 0,61 \pm 0,02$ mm, pour 140 $<$ ta $<$ 1200 ns
- $\sigma_\perp = 0,76 \pm 0,04$ mm, pour ta $\geq$ 1200 ns.

Nous améliorons la résolution d'environ 70 μm. Au-delà de 1200ns, il n'y a pas d'effet visible mais la statistique commence à être faible.

7.5.3 Effet de la diffusion multiple dans la chambre à fils sur la mesure de $\sigma_\perp$

La résolution transversale en fonction de l'énergie E_{int}

Le tableau 7.4 montre $\sigma_\perp$ obtenu avec un ajustement d'une gaussienne à $\pm 2\sigma$ pour différents intervalles en énergie et ceci sans coupure sur le temps anodique. La résolution s'améliore de 0,1 mm entre 3,5MeV et 5MeV. La diffusion "douce" des électrons dans la chambre à fils va en effet diminuer au fur et à mesure que l'énergie cinétique de l'électron traversant va augmenter. Il semblerait donc que la diffusion contribue à environ 0,1 mm. Lorsque nous disposerons d'une source de neutrons

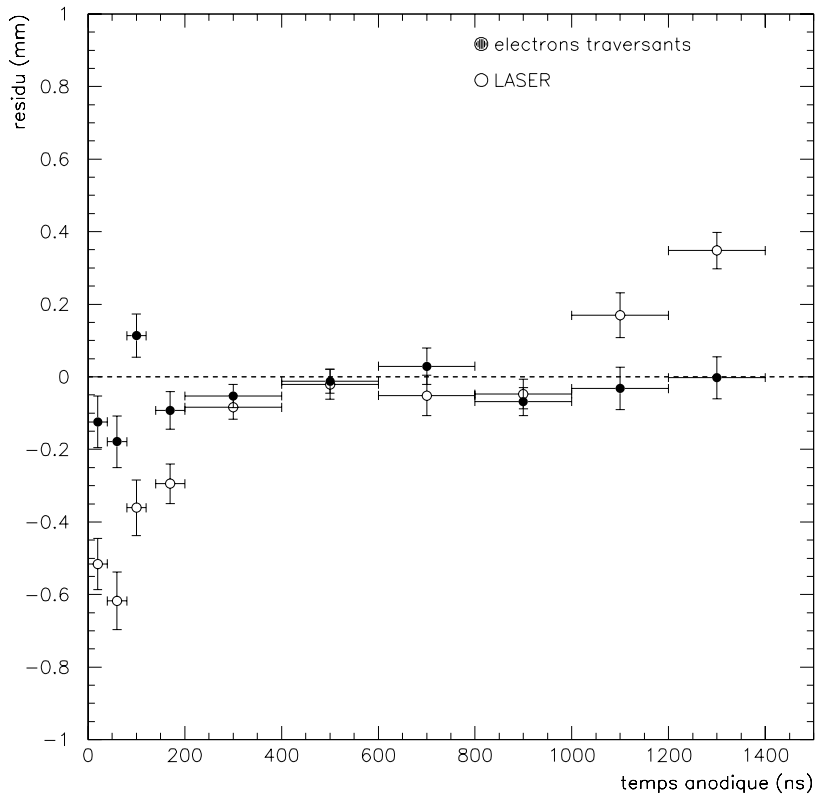


Figure 7.11: *Résidu entre la droite ajustée et le cercle Geiger reconstruit. Les points blancs correspondent à la formule de reconstruction transverse obtenue avec le prototype et le LASER alors que les points noirs correspondent aux nouvelles formules de reconstruction obtenues avec les électrons traversants.*

plus actives, il faudra certainement étudier les traces traversantes au-dessus de 5MeV pour obtenir une résolution intrinsèque dans laquelle la contribution de la diffusion "douce" sera négligeable.

Energie (MeV)	$3,5 \leq \mathrm{E}_{int} < 4,5$	$4,5 \leq \mathrm{E}_{int} < 5,5$	$\mathrm{E}_{int} \geq 5{,}5$
$\sigma_\perp$ (mm)	$0,70 \pm 0,02$	$0,67 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$

Tableau 7.4: *Résolution transversale pour différents intervalles en énergie. La valeur de $\sigma_\perp$ a été obtenue sans coupure sur le temps anodique et en ajustant une gaussienne à $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne.*

Nous allons considérer que la diffusion multiple varie en 1/E avec E l'énergie cinétique de l'électron. La résolution s'écrit sous la forme :

$$\sigma_\perp = \sqrt{\sigma_{abs}^2 + (\frac{a}{E})^2}$$

avec σ_{abs} la résolution intrinsèque et a une constante. La figure 7.15 montre le résultat de l'ajustement avec cette fonction des 3 valeurs de résolution précédentes en fonction de l'énergie. Nous obtenons alors une résolution intrinsèque de 0,55 mm.

Dans la suite de ce paragraphe nous allons essayer d'estimer la diffusion multiple dans le gaz et la diffusion des électrons sur les fils de la chambre.

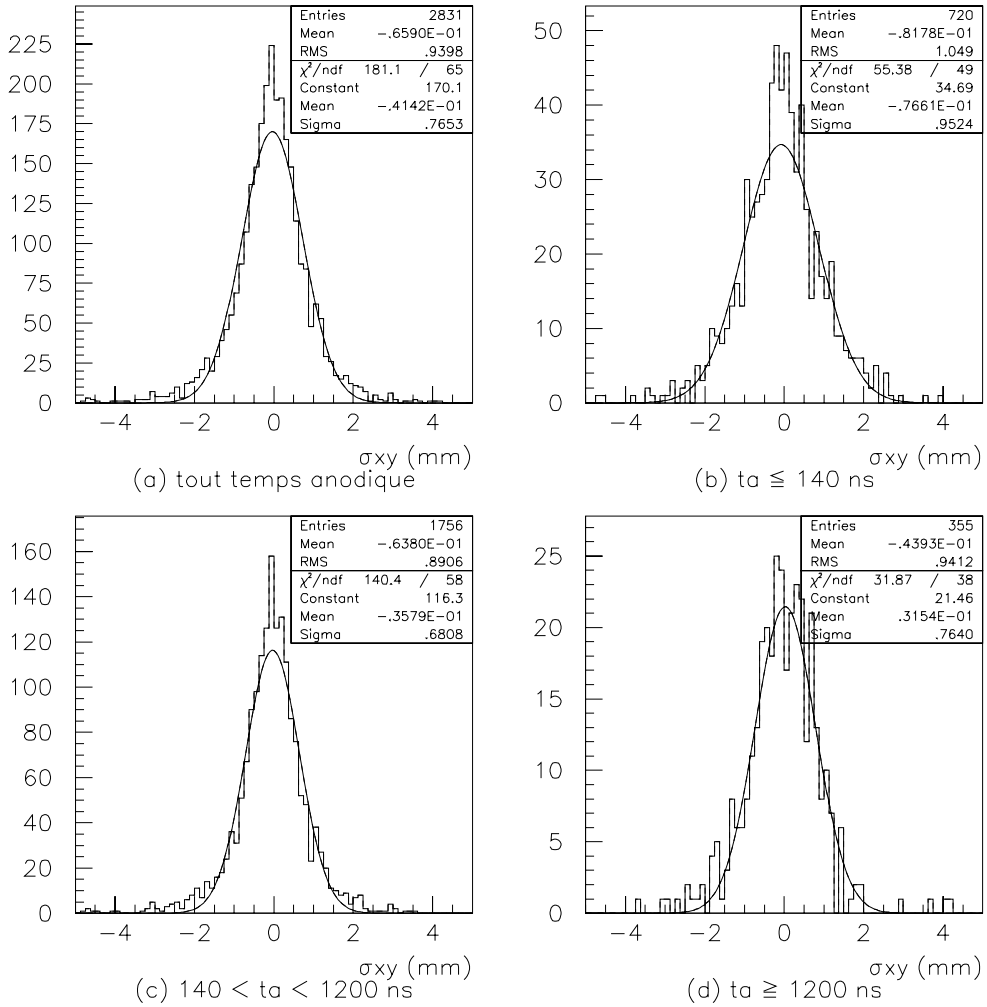


Figure 7.12: *Distributions du résidu sans coupure et avec coupures sur le temps anodique.*

La diffusion dans le gaz

La diffusion multiple dans le gaz de la chambre à fils de NEMO3 est très difficile à estimer car ce gaz est très transparent. Cependant nous allons essayer d'évaluer par deux méthodes la déviation d'un électron de 3,5 MeV sur un parcours x de 3cm (le diamètre d'une cellule Geiger).

D'après [?], pour des petits angles de déflections, la largeur de la distribution de l'angle de diffusion θ dans le plan projeté XY d'une particule sur un parcours x s'écrit :

$$\sigma_\theta = \frac{13,6\mathrm{MeV}}{\beta \mathrm{cp}} \mathrm{z} \sqrt{\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{X}_o}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{X}_o}\right)\right]$$

avec β la vélocité de la particule, c la vitesse de la lumière, p l'impulsion de la particule, z le nombre de charge portée par cette particule et X_o sa longueur de radiation. La longueur de radiation d'un électron dans le mélange gazeux He+4% d'alcool à 880mbar et à température ambiante :

$$\mathrm{X}_o = 3,45.10^5 \text{ cm}$$

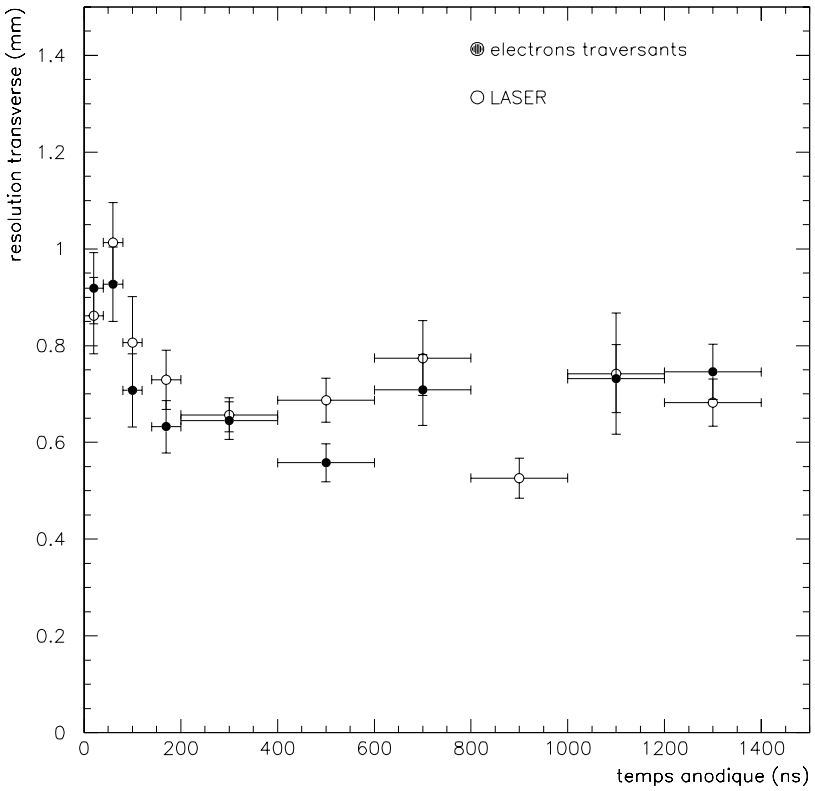


Figure 7.13: *Résolution transversale en fonction du temps anodique, avec la formule de reconstruction transverse avec le prototype et le LASER (points blancs), ou avec la formule de reconstruction obtenue avec les électrons traversants (points noirs).*

Le rapport $\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{X}_o}$ vaut alors environ 10^{-5}. Pour un électron de 3,5 MeV nous obtenons :

$$\sigma_\theta = 0,5\,10^{-2}\mathrm{rad}$$

Sur un parcours de 3 cm, l'électron va donc diffuser de $\Delta\mathrm{x} = 0.15$ mm.

Malheureusement, la formule précédente n'est valable que pour un rapport $\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{X}_o}$ compris entre 10^{-3} et 100. Ce résultat est donc faux. C'est la raison pour laquelle nous allons utiliser une autre méthode décrite dans [64].

Cette méthode permet d'étendre le domaine d'utilisation de la formule précédente. Dans ce modèle on utilise deux angles χ_c^2 et χ_α^2 définis par :

$$\chi_c^2 = 0,157\left(\mathrm{Z}(\mathrm{Z}+1)\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{A}}\right)\left(\frac{\mathrm{z}}{\mathrm{p}\beta}\right)^2$$

et

$$\chi_\alpha^2 = 2,007\,10^{-5}\,\mathrm{Z}^{2/3}\,\frac{\left[1+3,34\left(\frac{\mathrm{Z}\,\mathrm{z}\alpha}{\beta}\right)^2\right]}{\mathrm{p}}$$

avec α=1/137, Z et A le numéro atomique et la masse atomique du matériau diffuseur, et les autres

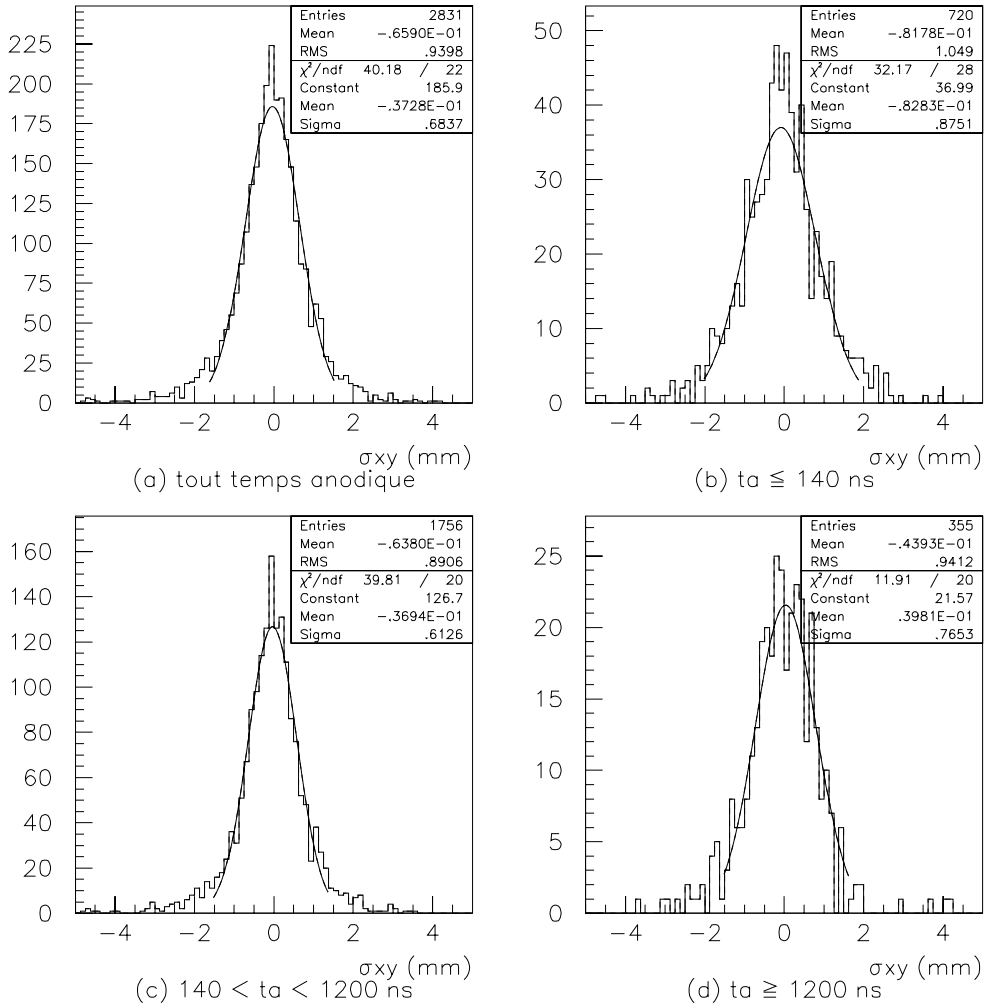


Figure 7.14: *Distributions du résidu sans coupure et avec coupures sur le temps anodique. Nous avons ajusté une gaussienne sur chaque distribution et sur un intervalle à* $\pm$ *2*σ *autour de la valeur moyenne.*

variables ont été définies ci-dessus. σ_θ s'écrit alors :

$$\sigma_\theta^2 = \frac{\chi_c^2}{1+\mathrm{F}^2}\left[\frac{1+\mathrm{v}}{\mathrm{v}}\ln(1+\mathrm{v})-1\right]$$

avec :

- F la proportion des distributions utilisée pour faire les ajustements, nous prendrons F=0,98
- $\mathrm{v} = 0,5\frac{\Omega}{1-\mathrm{F}}$ avec $\Omega = \frac{\chi_c^2}{\chi_\alpha^2}$

Ainsi avec x=3cm et pour une énergie de 3,5 MeV nous avons avec cette méthode :

$$\Omega \approx 3$$

et

$$\sigma_\theta \approx 3.10^{-3}\mathrm{rad}$$

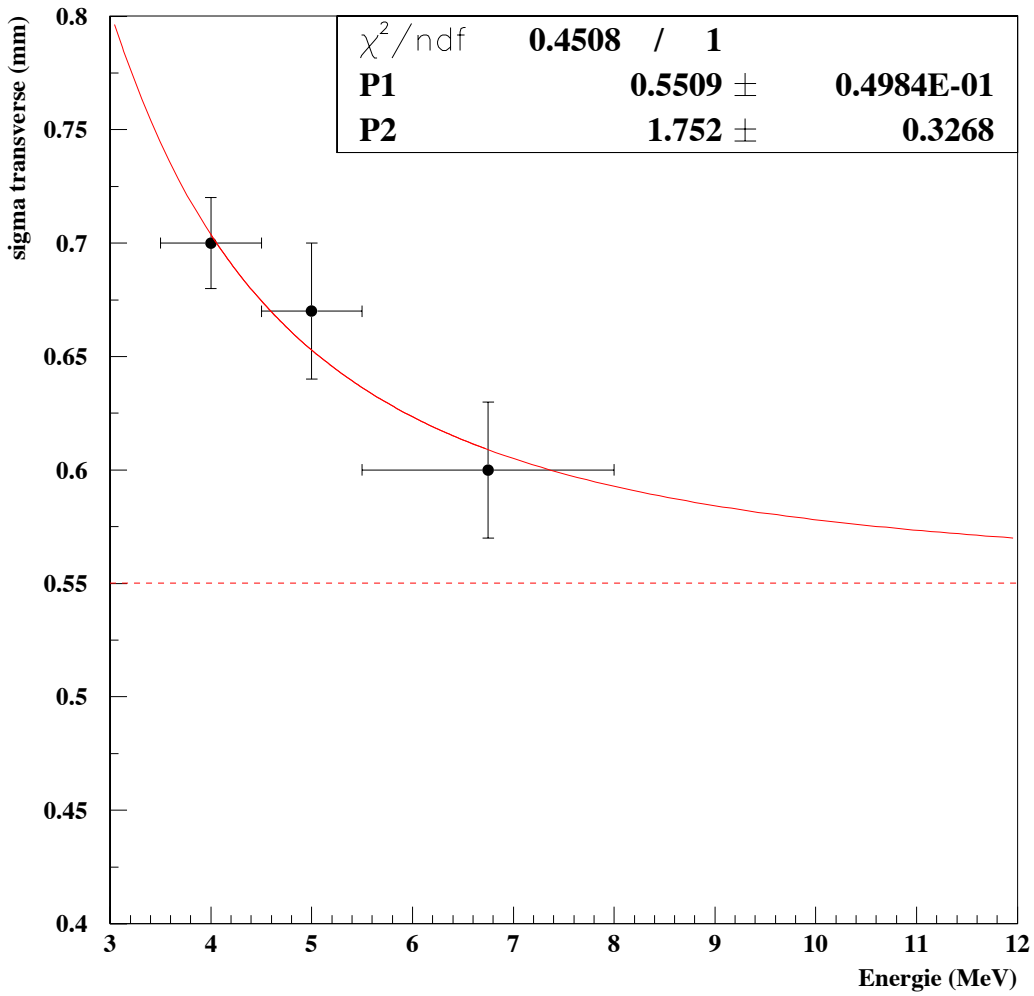


Figure 7.15: *Résolution transversale en fonction de l'énergie ajustée par la fonction* $\sqrt{P_1^2 + (\frac{P_2}{E})^2}$.

Cependant, ce modèle n'est valable que pour une valeur de Ω comprise entre 10 et 10^8. Nous sommes donc encore en dessous de l'intervalle d'utilisation. En supposant ce résultat correct, l'électron subit sur 3cm une déviation $\Delta x \approx 0{,}1$ mm ce qui correspond à l'ordre de grandeur obtenu précédemment. Il existe une autre contribution à la résolution transverse, la diffusion des électrons sur les fils de la chambre à fils.

La diffusion sur les fils

Pour estimer la probabilité qu'un électron touche un fil lorsqu'il traverse la chambre à fils depuis la source jusqu'au mur interne ou externe, nous avons pris le rapport de la surface longitudinale des fils que l'électron peut rencontrer sur sa trajectoire et la surface longitudinale d'une cellule Geiger dans le plan longitudinale (2,7m×3cm). Comme il y a en moyenne 6 fils par cellules et qu'il y a 9

cellules entre la source et le mur du détecteur, la probabilité vaut :

$$\frac{6 \times 9 \times (2,7m \times 50.10^{-6}m)}{2,7m \times 0,03m} = 9\%$$

Un électron a donc environ 9% de chance de faire une diffusion sur un fil. Cela est donc la source principale de la diffusion des électrons dans le gaz. Il faudra mener une étude sur cette diffusion qui est difficile à quantifier. Dans une première étape, dans le cas d'une diffusion dure sur un fil, il sera possible d'améliorer le programme de tracking pour ajuster non pas une ligne droite sur l'ensemble des cellules Geiger touchées mais une ligne brisée au niveau des cellules où l'électron à diffusé à grand angle.

7.5.4 La résolution transversale en fonction de l'angle zénithal θ de la trace.

Nous avons aussi étudié la dépendance de la résolution transverse en fonction de l'angle zénithal θ de la trace défini sur la figure 7.16 : $\theta \in$ [-90; 90] (degrés). Une trace traverse une distance d'autant plus grande à l'intérieur des cellules Geiger que l'angle θ est grand (en valeur absolue). L'électron traversant va créer beaucoup plus de paires ions-électrons à grand angle qu'à petit angle. La figure 7.17 présente la résolution transverse en fonction de la valeur absolue de l'angle θ. Nous avons séparé les données en 2 lots : proche du fil anodique (ta $\leq$ 200 ns) et loin du fil anodique (ta $>$ 200 ns). Aussi bien proche du fil que loin du fil, il n'y a pas d'effet en fonction de l'angle zénithal aux erreurs statistiques près. Effectivement, nous avons ajusté une constante dans les deux cas et nous trouvons :

- ta $\leq$ 200 ns (droite en tirets sur la fig. 7.16) : $\sigma_\perp$ = 0,83 mm et χ^2(par degré de liberté) = 0,1 $<$ 1
- ta $>$ 200 ns (droite en pointillés sur la fig. 7.16) : $\sigma_\perp$ = 0,70 mm et χ^2(par degré de liberté) = 0,3 $<$ 1

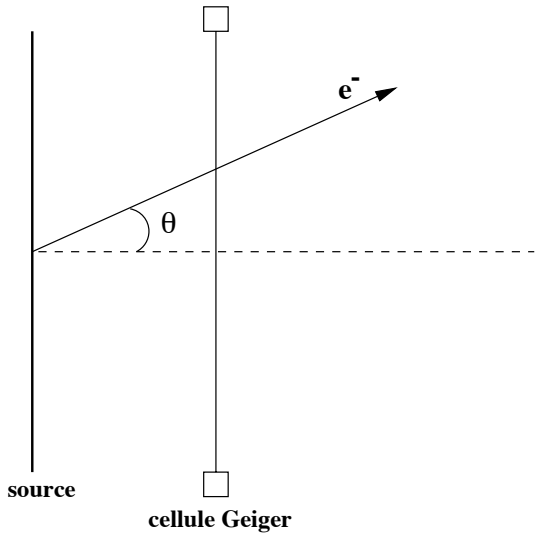


Figure 7.16: *Définition de l'angle zénithal θ.*

7.6 Reconstruction longitudinale

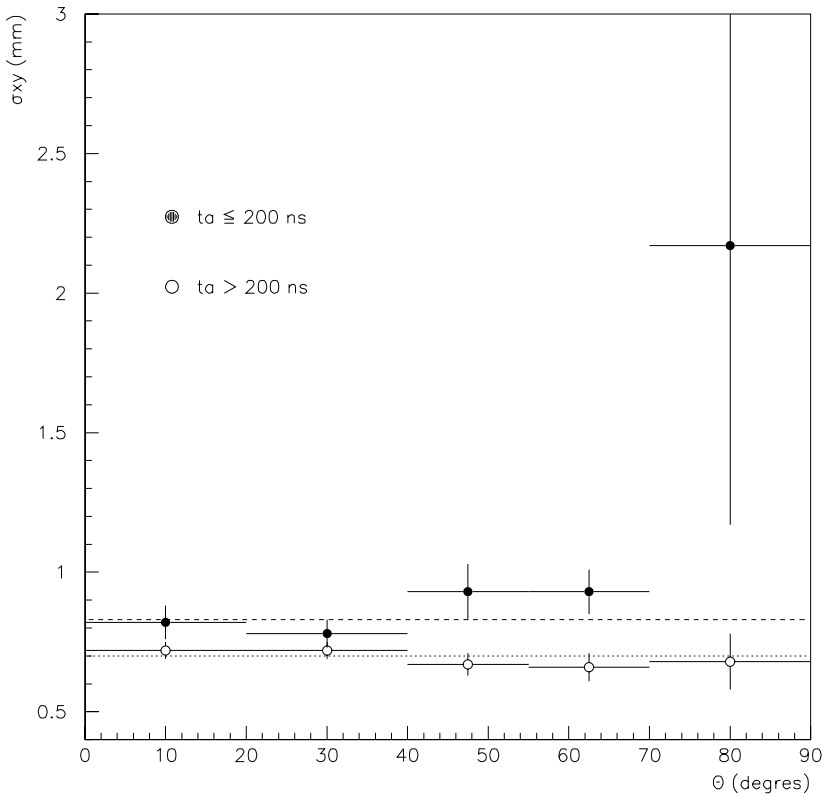


Figure 7.17: *Résolution transverse en fonction de la valeur absolue de l'angle zénithal θ.*

Une étude utilisant la même méthode que la reconstruction transverse est réalisable dans le plan longitudinal. Malheureusement, la dimension longitudinale de la cellule Geiger à explorer est environ 100 fois plus grande que la dimension transversale. La statistique est encore faible pour étudier la formule de la reconstruction longitudinale. De plus, même s'il y avait un biais systématique dans la reconstruction en Z qui décalerait la trace vers le haut ou vers le bas de quelques cm, il ne serait pas possible de s'en rendre compte, même en prenant comme position absolue, la position longitudinale des scintillateurs touchés car leur dimension longitudinale est supérieure à 10 cm. C'est pourquoi nous ne parlerons pas dans ce paragraphe de la valeur moyenne de la reconstruction en Z mais uniquement de la résolution longitudinale σ_Z dont il est possible de donner une première estimation. Nous verrons dans le chapitre suivant comment nous pouvons donner quelques éléments de réponse à la reconstruction en Z avec l'utilisation de sources de ^{207}Bi.

La figure 7.18 montre la résolution σ_Z en fonction de la valeur absolue de la position longitudinale reconstruite pour des traces ayant un angle zénithal $\theta < 20^o$ et un angle θ compris entre 20^o et 40^o. Il n'y avait pas suffisamment d'événements à des angles supérieurs pour faire une analyse satisfaisante.

- Pour $\theta < 20^o$, nous avons ajusté la fonction $\sigma_Z = \sigma_o \sqrt{1 - \left(\frac{Z}{\frac{Leff}{2}}\right)^2}$ obtenue avec le prototype en laissant la résolution σ_o en Z=0 comme paramètre libre. Nous trouvons alors une résolution de 1,1 cm en Z=0. Ceci est proche de la résolution longitudinale obtenue avec le prototype au LSM qui était de 1 cm.

- Pour $20^o < \theta \leq 40^o$, la statistique devient trop faible pour que nous puissions estimer la

valeur de la résolution en Z=0 avec la méthode précédente. Nous remarquons cependant que σ_Z semble avoir une tendance à être plus élevée à grand angle qu'à plus petit angle. En effet, les différentes ionisations primaires créées par l'électron traversant sur son parcours va avoir une incidence bien plus importante lorsque l'angle zénithal est grand et donc l'épaisseur de cellule traversée est importante. En revanche, lorsque l'angle zénithal est petit, l'ensemble des paires ions-électrons est localisé dans une petite région de la cellule. On s'attend donc à ce que la résolution longidinale à grand angle soit moins bonne qu'à petit angle.

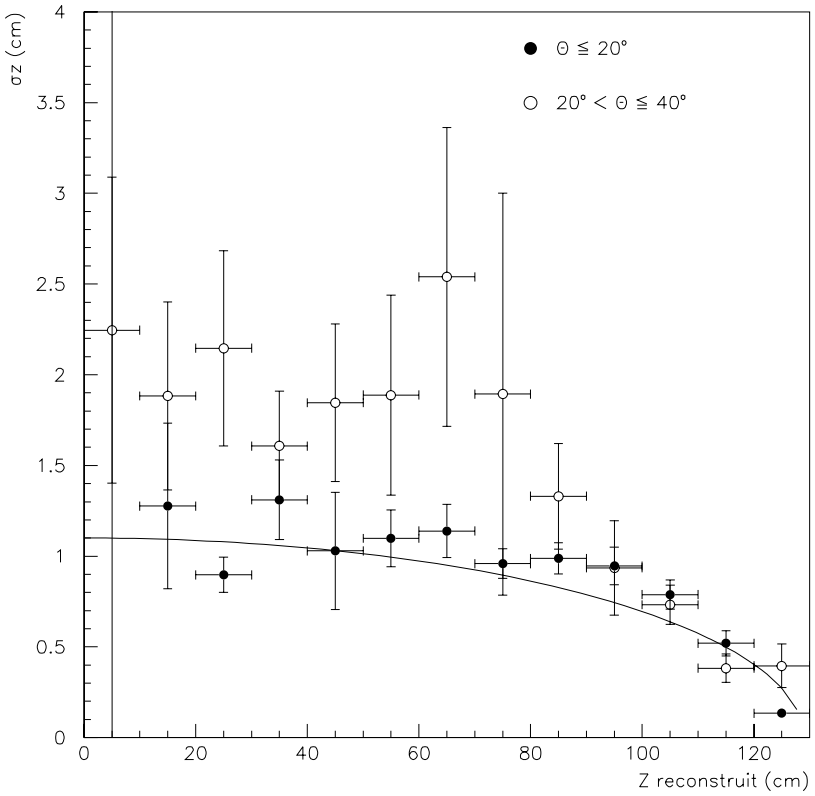


Figure 7.18: *Résolution longitudinale en fonction de la valeur absolue de la position Z reconstruite (au milieu Z=0) pour deux lots de d'événements suivant la valeur de l'angle zénithal de la trace: $\theta \leq 20^o$ et $20^o < \theta \leq 40^o$.*

7.7 Conclusion

L'analyse des électrons traversants de haute énergie ≥3,5MeV, produits par une source neutron a permis d'obtenir les résultats suivants :

- La reconstruction transversale et la résolution $\sigma_\perp$ ont pu être déterminées suivant 4 zones de temps anodiques. Avec r en mm et ta en ns, nous avons :

$$\begin{aligned} \text{Si ta} = 0: \quad \text{r} &= 0,025\,\text{mm et } \sigma_\perp = 0,2\,\text{mm} \\ \text{Si } 0 < \text{ta} \leq 140\text{ns}: \quad \text{r} &= 0.2 + 0.025\,\text{ta et } \sigma_\perp \approx 1.\,\text{mm} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Si } 140 < \text{ta} < 1200\text{ns}: \quad \text{r} &= 0,323\ \text{ta}^{0,5137} \text{ et } \sigma_{\perp} \approx 0,7\,\text{mm} \\ \text{Si ta} \geq 1200\text{ns}: \quad \text{r} &= 6,37 + 0,00525\ \text{ta et } \sigma_{\perp} \approx 0,75\,\text{mm} \end{aligned}$$

- Le résidu entre la trace de l'électron et le cercle Geiger reconstruit avec les formules précédentes est inférieur à 0,1 mm.
- La diffusion multiple dans le mélange gazeux de la chambre à fils contribue avec un ordre de grandeur de 0,1 mm à la résolution transverse. La résolution transverse intrinsèque est environ de 0,5 mm.
- La résolution longitudinale en Z=0 est d'environ 1 cm comme le prévoyait les études sur le prototype. Nous avons été limité dans cette étude par un manque de statistique qui devrait disparaître à l'avenir lorsque le groupe NEMO aura une nouvelle source neutron plus active (10 000 neutrons/s).

Chapitre 8

Etude de la reconstruction du vertex avec des sources radioactives ^{207}Bi

8.1 Introduction

Le but de ce chapitre est l'étude de la reconstruction du vertex d'émission sur la feuille source d'un ou de deux électrons. Nous avons utilisé des sources de ^{207}Bi qui émettent des électrons de conversion dont l'énergie est principalement de 482 keV et de 976 keV ce qui nous permet de disposer d'événements 1 électron et 2 électrons. Nous avons placé ces sources dans les tubes d'étalonnage des trois secteurs en fonctionnement au LSM pour non seulement étudier la chambre fils mais aussi faire un premier étalonnage du calorimètre.

L'analyse du canal 1 électron sera utile pour l'étude du bruit de fond des sources de NEMO3. Mais le paramètre pertinent pour l'étude de la double désintégration bêta est la différence de position des vertex d'émission des deux électrons. L'analyse du canal 2 électrons va donc nous permettre d'évaluer la capacité du détecteur de traces à reconnaître deux traces chargées issues d'un même point.

8.2 Description des sources de ^{207}Bi

8.2.1 La radioactivité du ^{207}Bi

Le schéma de désintégration du ^{207}Bi est montré sur la figure 8.1. Après une capture électronique d'un électron des couches K, L, M, N du nuage électronique, le noyau de ^{207}Bi émet un photon X entre 11 et 85 keV (voir fig. 8.1). Le noyau fils ^{207}Pb se trouve alors dans 3 états excités à 2340keV (7% des désintégrations), à 1633keV (84,2% des désintégrations) et à 570 keV (8,8% des désintégrations). Les deux transitions qui nous intéresse sont d'une part la transition entre le niveau à 1633keV et le niveau à 570keV et d'autre part la transition entre le niveau à 570keV et le fondamental du ^{207}Pb. Chacune de ces transitions peut s'effectuer par une conversion interne produisant un électron dont l'énergie est la différence entre l'énergie de la transition et l'énergie de la couche électronique qui a émis l'électron de conversion.

En résumé, le ^{207}Bi émet dans 8.1% des cas un électron d'environ 1 MeV (6.1% e_k de 976 keV, 1.5% e_l de 1040 keV, 0.5% e_m de 1060 keV) et dans 2% des cas un électron d'environ 500 keV (1.6% e_k de 482 keV, 0.4% e_l de 553 keV). Il peut aussi émettre 2 électrons de conversions dans 0,16% des désintégrations le premier avec une énergie d'environ 1 MeV et le second avec une énergie d'environ 500 keV.

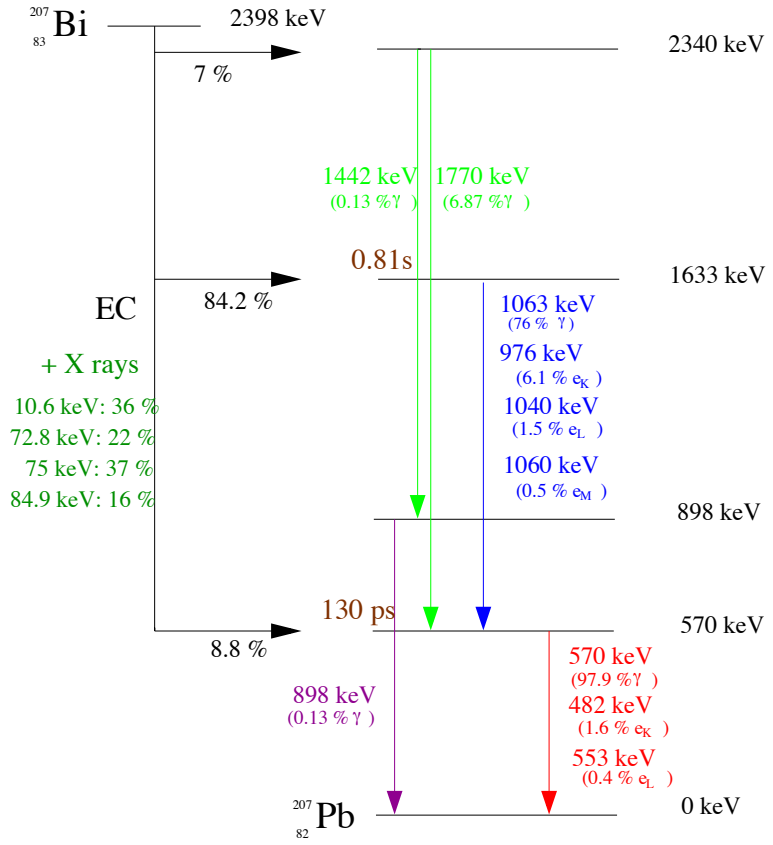


Figure 8.1: *Schéma de désintégration du ^{207}Bi.*

8.2.2 La fabrication des sources ^{207}Bi

Les sources de ^{207}Bi ont été fabriquées par l'IRES. Elles sont obtenues en déposant à l'aide d'une micropipette une goutte de solution radioactive au centre d'un sandwich de 2 feuilles de mylar (12 μm d'épaisseur) collée chacune avec de la colle Bicron sur un cadre de cuivre (14mm x 21 mm). La goutte a un diamètre inférieur au millimètre et elle est positionnée au centre du cadre à mieux que le millimètre. Ces sources ont une activité de quelques nanocuries. L'activité de chaque source a été mesurée par un spectromètre γ semiconducteur Ge-Li. La précision sur l'estimation de l'activité est meilleure que 2,5%.

8.3 Description du protocole expérimental

Chaque secteur de NEMO3 comporte un tube d'étalonnage vertical au niveau de la feuille source équipé de trois fenêtres en kapton de 125μm d'épaisseur. Pour pouvoir introduire les sources de ^{207}Bi, nous utilisons une tige plastique de 3m de long, pliable en 4 morceaux (voir photo fig. 8.2). La tige dispose de 3 emplacements dans lesquels nous insérons 3 sources de ^{207}Bi dans leur cadre en cuivre (voir photo fig. 8.3 et 8.4). Une fois équipées avec les 3 sources de ^{207}Bi, nous amenons la tige en haut des 3 secteurs (voir photo fig. 8.5). Nous dévissons le bouchon protégeant le tube d'étalonnage du secteur dans lequel nous voulons mettre la source (voir photo 8.6). Puis, nous insérons la tige dans le tube en la gardant le plus verticalement possible (voir photo fig. 8.7). La mécanique du tube d'étalonnage permet de positionner la source dans la tige au niveau de chaque fenêtre en kapton avec une erreur de moins d'1 mm. Les trois sources sont donc placées au millimètre

près respectivement au centre du tube (Z=0.cm), en haut du tube (Z=+90.cm) et en bas du tube (Z=-90.cm). Il suffit alors de reboucher le tube. Le détecteur est alors prêt à prendre des données.

Figure 8.2: *Tige plastique pliable en 4 morceaux de 3 m de longueur pouvant accueillir 3 sources ^{207}Bi.*

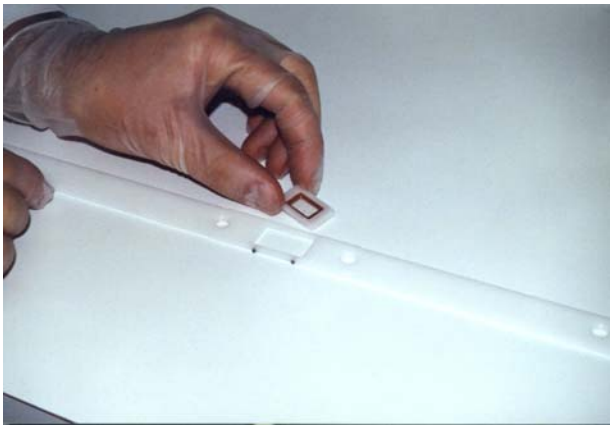


Figure 8.3: *Source ^{207}Bi, protégée entre deux feuilles de mylar, avant d'être insérée dans un des 3 emplacements de la tige support de sources.*

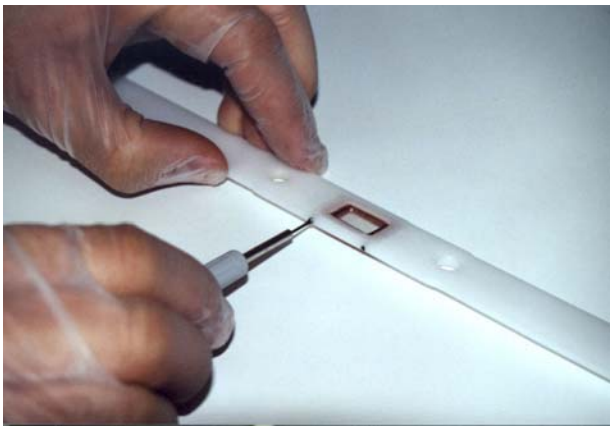


Figure 8.4: *La source ^{207}Bi est maintenue dans son emplacement dans la tige support de sources par deux vis.*

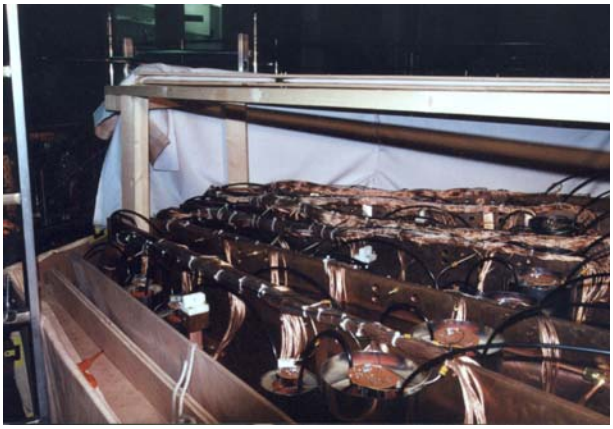


Figure 8.5: *Vue du haut du secteur 18 (premier plan), 19 et 00. Nous y voyons les 3 tubes d'étalonnages surmontés par leur bouchon blanc protecteur.*

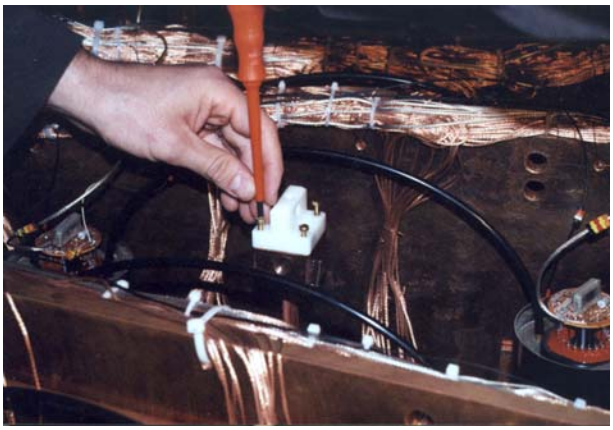


Figure 8.6: *Pour introduire la tige support de sources nous devons dévisser le bouchon protecteur de chaque tube d'étalonnage.*

Figure 8.7: *La tige support de source est insérée dans le tube d'étalonnage.*

8.4 Conditions des prises de données

8.4.1 Les sources de ^{207}Bi installées dans les 3 secteurs

Nous avons installé 9 sources de ^{207}Bi (3 sources par tube d'étalonnage) d'activité de 2 à 3 nCi (1nCi = 37 Bq). La position de chaque source est connue au millimètre près. Pour repérer chaque source nous utilisons les coordonnées cylindriques définies sur la figure 8.8.

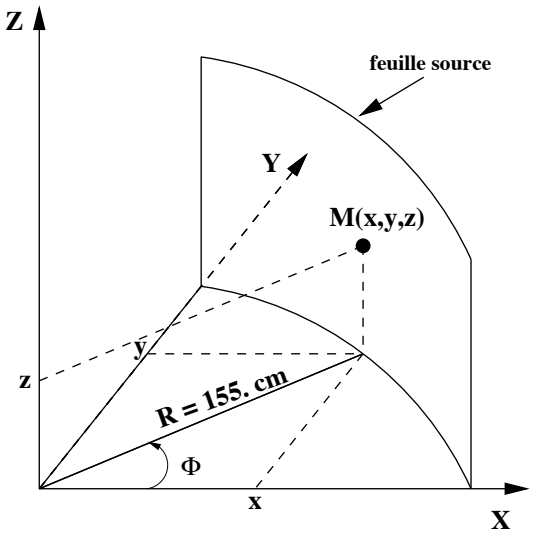


Figure 8.8: *Position en coordonnées cylindriques (R,Φ,z) d'un point M(x,y,z) sur la feuille source. Le rayon de la source est égal à environ 155. cm.*

L'activité radioactive et la position de chaque source dans les secteurs 18,19 et 00 est données sur le tableau 8.1.

position longitudinale Z (cm)	TUBE SECTEUR 18	TUBE SECTEUR 19	TUBE SECTEUR 00
$+90. \pm 0,1$ (HAUT)	$2,97 \pm 0,041$ **nCi**	$2,876 \pm 0,041$ **nCi**	$2,81 \pm 0,041$ **nCi**
$0. \pm 0,1$ (MILIEU)	$1,855 \pm 0,034$ **nCi**	$1,902 \pm 0,034$ **nCi**	$1,894 \pm 0,034$ **nCi**
$-90. \pm 0,1$ (BAS)	$2,816 \pm 0,041$ **nCi**	$2,847 \pm 0,041$ **nCi**	$2,95 \pm 0,042$ **nCi**
position transversale RΦ (cm)	$-95.5 \pm 0,1$	$-46.8 \pm 0,1$	$1,86 \pm 0,1$

Tableau 8.1: *Position et activité radioactive des sources de ^{207}Bi installées dans les tubes d'étalonnage du secteur 18, 19 et 00.*

Les sources ^{207}Bi les plus actives ont été placés en haut et en bas des tubes d'étalonnage afin

d'obtenir plus de statistiques pour l'étalonnage en énergie des scintillateurs des pétales.

8.4.2 Le taux de comptage brut par cellule Geiger avec et sans source de ^{207}Bi

Nous ne pouvons utiliser des sources trop actives sinon les cellules Geiger proches des fenêtres du tube d'étalonnage (les cellules 0,1 et 17 des rangées 0,1, 10 et 11) auraient un taux de comptage beaucoup trop important pour un fonctionnement correct. Aussi avant de mettre directement les 9 sources dans les 3 secteurs, nous nous sommes assurés que le taux de comptage des cellules de la chambre, et plus particulièrement des cellules proches des fenêtres du tube d'étalonnage, était suffisamment bas successivement avec une source puis avec 3 sources de ^{207}Bi. Nous voulions un taux comptage au moins 4 à 5 fois plus faible que le taux comptage obtenu dans le caisson test à Orsay qui est de 50 à 60 Hz par cellule, c'est-à-dire au maximum de 20Hz pour les cellules les plus exposées.

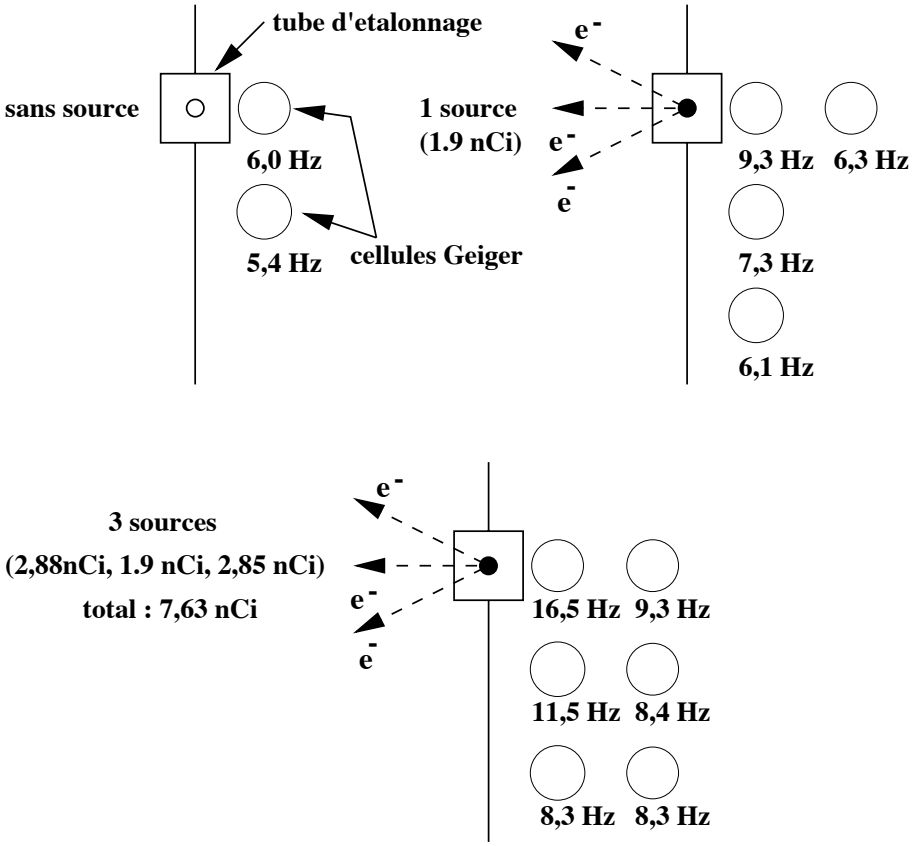


Figure 8.9: *Taux de comptage brut de quelques cellules proche du tube d'étalonnage. L'erreur statistique sur la valeur des taux est d'environ 1 Hz.*

La figure 8.9 montre le taux de comptage brut des cellules du côté interne du secteur 19. La cellule 0 de la rangée 00 est celle qui est la plus proche des sources ^{207}Bi.

- **Sans source** : nous avons un taux de comptage d'environ 6Hz (l'erreur statistique est d'environ 1Hz). Ce taux est dû au bruit de fond radioactif du laboratoire.
- **Avec une source ^{207}Bi de 1,9nCi au centre du tube d'étalonnage** : Le taux des cellules 0 et 1 de la rangée 00 augmente de quelques Hz. Pour les cellules un peu plus éloignées du tube d'étalonnage, on retrouve le taux de comptage du fond.

- **Avec 3 sources dans le tube d'activité totale de 7,63 nCi** : Le taux de la cellule 0 de la rangée 0 monte jusqu'à 16,5 Hz ce qui est une valeur acceptable en comparaison du taux de comptage dans le caisson test au LAL. Nous remarquons que le taux de comptage reste supérieur au fond sur une distance de 3 cellules sur 2 rangées à partir du tube d'étalonnage.

8.4.3 Les conditions du Trigger

Le Trigger utilisé dans ces prises de données a été optimisé pour l'étude du canal 1 électron, c'est-à-dire une trace plus un scintillateur associé.

- On demande qu'au moins 4 rangées Geiger parmi les 6 premières proche de la source soient touchées. Cela permet de sélectionner les traces courtes touchant les scintillateurs du pétale les plus proches de la source.
- Il faut qu'au moins un scintillateur du secteur 18 dépasse le seuil haut.
- Le scintillateur dépassant le seuil haut et la trace doit être du même coté du détecteur interne-interne ou externe-externe;
- Le seuil affiché sur le DAC est de 180 bits ce qui correspond à un seuil Geiger de 7 mV anode et 23 mV cathode);
- Le seuil bas PM est fixé à 13 mV (40 keV);
- Le seuil haut PM est fixé à 50mV (170 keV) en dessous des deux pics en énergie à 500 keV et à 1 MeV du ^{207}Bi.

Avec ce Trigger, le taux d'acquisition lorsqu'il n'y a pas de source est en moyenne d'environ 25 Hz (25 enregistrements/s). Lorsque l'on installe les 9 sources, le taux d'acquisition monte à 35 Hz soit environ 126 000 événements/heure.

8.5 Etude du canal à 1 électron

Nous étudions dans un premier temps la reconstruction du vertex dans le canal 1 électron. Nous étudierons le cas à 2 électrons dans le paragraphe suivant.

8.5.1 Description du canal à 1 électron

A partir des données brutes, nous avons reconstruit la position des points de mesures dans la chambre à fils grâce aux formules de reconstruction obtenues avec les électrons traversant de haute énergie.

Pour sélectionner les événements à 1 électron, nous appliquons les coupures suivantes :

- On sélectionne les événements avec une seule trace.
- On ne considère que les cas où il y a un seul scintillateur touché.
- Le scintillateur doit être associé à la trace.

Les résultats présenté dans ce chapitre ont été obtenus à partir de plusieurs prises de données réalisées du 23 novembre 2000 au 5 décembre 2000. La figure 8.10 montre un exemple où un électron part de la source ^{207}Bi placée en bas du tube d'étalonnage, et atteint un scintillateur du mur externe dans lequel il dépose 1047 keV.

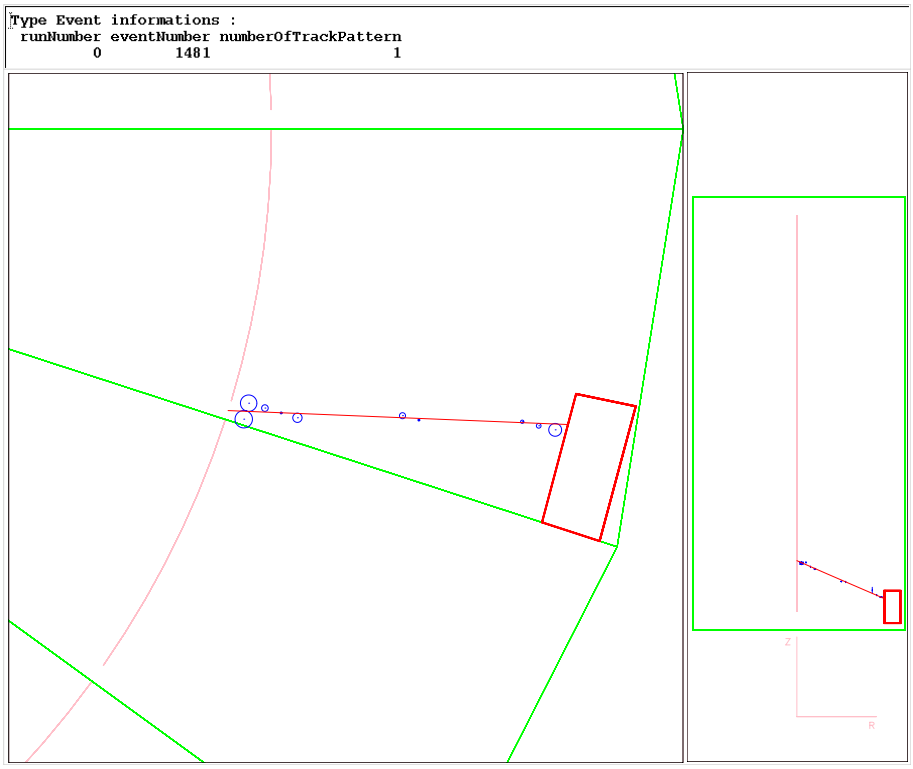


Figure 8.10: *Exemple d'un événement à 1 électron provenant de la source ^{207}Bi en bas du tube d'étalonnage du secteur 19. Il a déposé une énergie de 1047 keV dans un scintillateur du mur externe.*

8.5.2 Spectre en énergie dans le canal 1 électron

La figure 8.11 montre le spectre en énergie pour **l'ensemble des photomultiplicateurs** qui ont été alignés en gain par le jeu des diviseurs de tension sur les cartes de répartition (voir paragraphe 3.35 chapitre 3). lorsque nous appliquons la sélection 1 électron plus 1 scintillateur associé. Nous avons ajouté une condition supplémentaire sur la valeur du ProbXY de la trajectoire qui doit être plus grande que 0,1. Cela permet de rejeter les électrons ayant perdus de l'énergie à cause des diffusions dans la chambre à fils. Nous reconnaissons clairement deux pics à environ 450 keV et 950 keV correspondant aux énergies des deux électrons de conversion. Evidemment comme nous avons pris l'ensemble des réponses des photomultiplicateurs la résolution est légèrement détériorée. Dans l'étalonnage du calorimètre nous étudions la réponse de chaque PM individuellement ce qui demande beaucoup de statistique (de l'ordre de 10^6 événements).

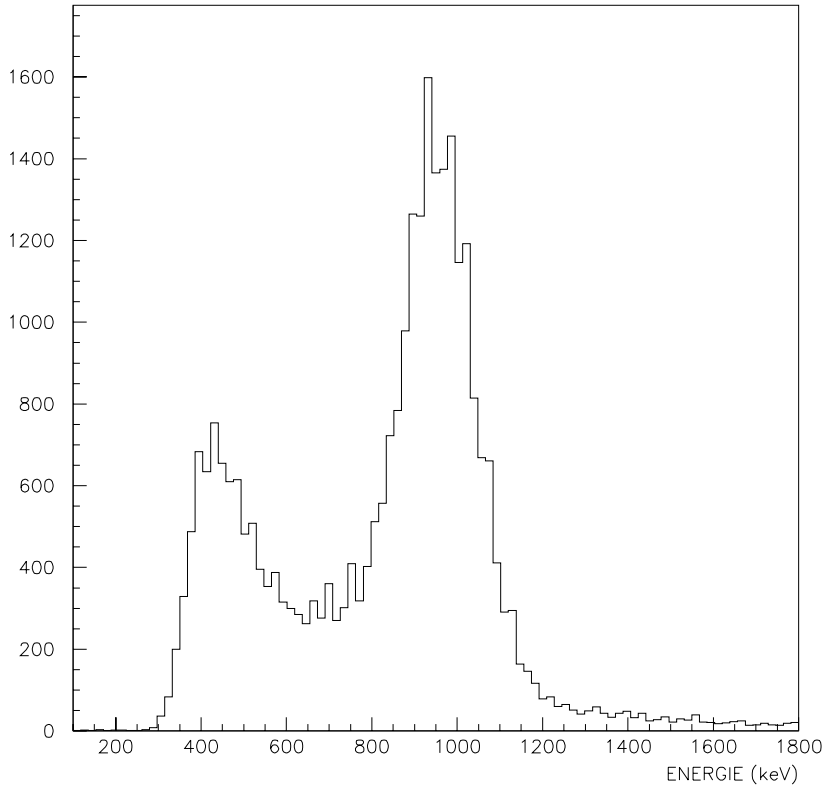


Figure 8.11: *Spectre en énergie dans le canal 1 électron obtenu avec l'ensemble des PM du calorimètre en activité. On impose la condition supplémentaire ProbXY > 0,1.*

8.5.3 Méthodes de reconstruction du vertex d'émission

Nous utilisons deux méthodes pour déterminer le point d'émission ou vertex de l'électron sur la feuille source.

- La première méthode consiste à prolonger sur la feuille source la droite ajustée sur les 9 plans Geiger touchés. Nous appellerons ce vertex ainsi reconstruit *le vertex "9 plans"* . La prise en

compte de l'ensemble des points de mesures de la trace pour faire l'ajustement permet de minimiser l'impact d'une cellule présentant un défaut de propagation et donc une mauvaise reconstruction longitudinale. Cependant les fluctuations, dues aux diffusions dans la chambre à fils, de l'électron par rapport à la trajectoire parfaite qu'il aurait s'il se propageait dans le vide, sont d'autant plus importantes que la longueur de la trajectoire prise en compte dans l'ajustement est longue. Il en va de même avec la probabilité d'une mauvaise reconstruction comme une erreur de levée d'ambiguïté gauche-droite.

- La deuxième méthode consiste à prolonger la trace en utilisant non pas l'ensemble des 9 plans Geiger de la trace mais seulement les 4 premiers plans Geiger proche de la source. Nous appellerons ce vertex reconstruit par cette méthode le *vertex "4 plans"*. Cette méthode permet de minimiser les fluctuations dûes à la diffusion multiple de la particule chargée dans la chambre à fils.

Le vertex "9 plans" va nous servir à déterminer la position longitudinale du point d'émission de l'électron, alors que le vertex "4 plans" est utilisé pour la reconstruction de la position du vertex d'émission dans le plan transversale.

8.5.4 La carte des vertex d'émission sur la feuille source

La distribution de la position du vertex d'émission, reconstruit à partir des événements 1 électron sélectionnés dans les données de ^{207}Bi, est présentée en figure 8.12. La position du vertex est repérée par ses coordonnées cylindriques : RΦ pour la position transversale et Z pour la position longitudinale.

Nous distinguons clairement les 9 sources de ^{207}Bi installées dans leur tube d'étalonnage (en (A) sur la figure). Mis à part les sources de ^{207}Bi, les autres points de la carte représentent les interactions des photons du rayonnement du laboratoire qui viennent créer des électrons Compton sur les feuilles sources. La densité d'interactions est plus élevée dans les tubes en cuivre (A) et dans les supports en plexiglas (B), qui maintiennent les sources en place, leur masse par unité de surface étant plus grande que celle des feuilles sources proprement dites. Comme l'acquisition est déclenchée uniquement lorsque le calorimètre du secteur 18 et du secteur 19 est touchée, le nombre d'événements sur les feuilles du secteur 18 et du secteur 19 est plus important que sur la feuille du secteur 00. De plus, au niveau du tube d'étalonnage du secteur 18 la densité des vertex est plus importante qu'au niveau du tube du secteur 19. En effet le secteur 18 voit directement le rayonnement du laboratoire alors que le secteur 19 est protégé sur ses 2 flancs par les secteurs 18 et 00 qui lui constituent un blindage.

8.5.5 Etude de la résolution du vertex d'émission reconstruit

Nous traiterons le cas particulier de la source ^{207}Bi se situant en haut du tube d'étalonnage du secteur 19 car pour les autres secteurs il y a des biais dus à la configuration actuelle avec les 3 secteurs.

Résolution transversale et longitudinale du vertex "9 plans"

Les distributions de la position transversale RΦ et longitudinale Z du vertex "9 plans" reconstruit des électrons provenant de cette source sont données sur la figure 8.13. La distribution en RΦ est obtenue aprés coupure en Z sur une fenêtre de ± 5 cm autour de la valeur moyenne $Z = 90$ cm.

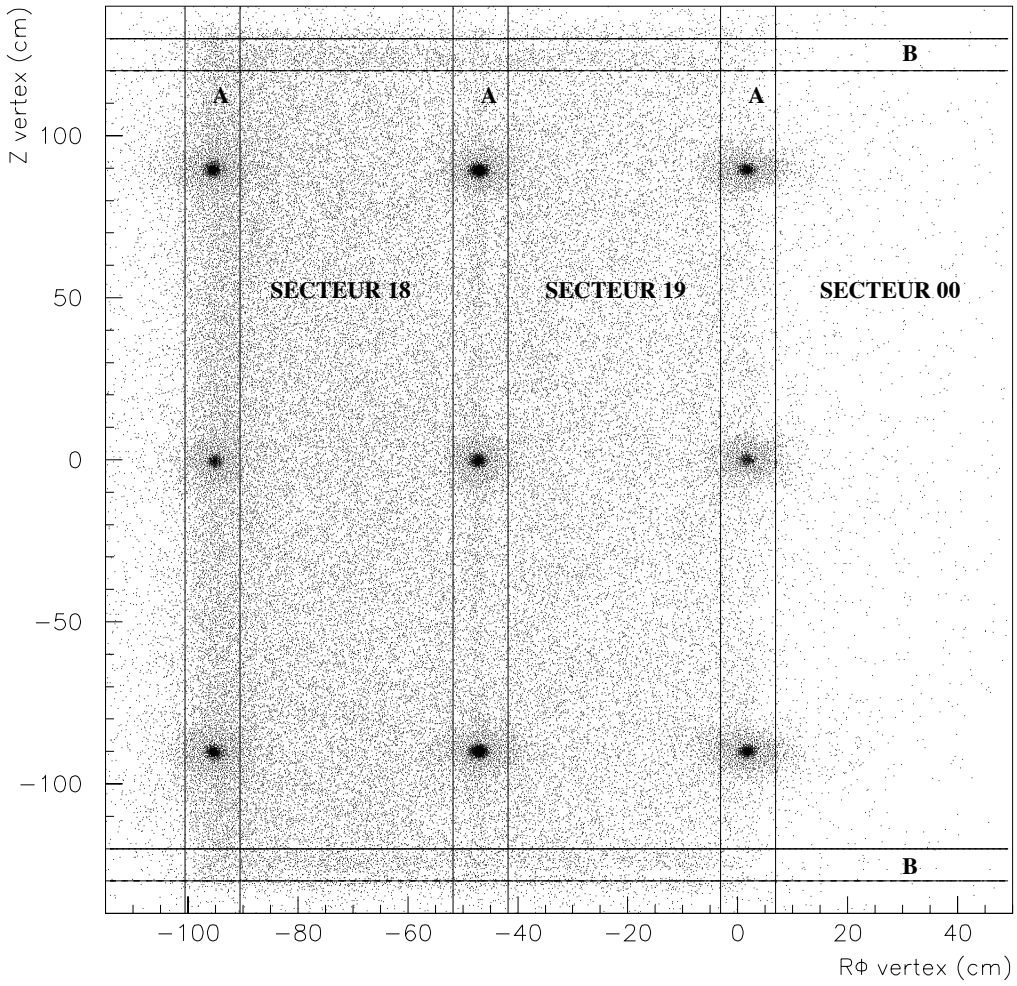


Figure 8.12: *Carte des vertex "9 plans" reconstruit sur les feuilles sources du secteur 18, du secteur 19 et du secteur 00 : (A) les 3 tubes d'étalonnage en cuivre, (B) les supports en plexiglas maintenant les bandes sources verticales.*

La distribution en Z est obtenue après coupure en RΦ sur une fenêtre de ± 5 cm autour de la valeur moyenne $R\Phi = 5$ cm.

Nous avons ajusté sur ces distributions la somme de deux fonctions gaussiennes :

$$\mathrm{P_1} \exp\left(-\frac{(\mathrm{X}-\mathrm{P_2})^2}{2(\mathrm{P_3})^2}\right) + \mathrm{P_4} \exp\left(-\frac{(\mathrm{X}-\mathrm{P_5})^2}{2(\mathrm{P_6})^2}\right)$$

avec $\mathrm{P_1}$, $\mathrm{P_2}$, $\mathrm{P_3}$, $\mathrm{P_4}$, $\mathrm{P_5}$, $\mathrm{P_6}$ les paramètres libres. La deuxième fonction gaussienne permet un ajustement sur le pic principal le plus fin. $\sigma = P_6$ correspond à la résolution intrinsèque de la reconstruction du vertex d'émission. La première fonction gaussienne permet d'ajuster la queue de distribution plus large. Cet élargissement est dû au bruit de fond plat sur la feuille source et aux mauvaises reconstructions du programme du tracking lorsqu'il y a une diffusion "dure" sur un fil ou lorsqu'il y a une erreur sur la levée de l'ambiguïté gauche-droite dans un cluster constitué d'une seule cellule. C'est principalement la deuxième contribution qui intervient. Nous espérons donc qu'en faisant des études plus fines sur la reconstruction des traces et avec une amélioration du programme de tracking, nous pourrons réduire considérablement cette queue de distribution. C'est la raison pour laquelle dans la suite de notre exposé nous prendrons la valeur de l'écart-type $\sigma = P_6$ de la deuxième gaussienne ajustée sur le pic principal le plus fin.

La résolution transversale σ_{XY} du vertex "9 plans" est de 0.57 ± 0.01 cm. Quant à la résolution longitudinale σ_{Z}, elle vaut 0.76 ± 0.02 cm. La résolution transversale est donc meilleure que la résolution longitudinale.

Nous remarquons que la largeur à mi-hauteur du pic principal des distributions (1,3 cm en RΦ et 1,8 cm en Z) donne un résultat équivalent au cas où l'on prendrait la valeur du σ ($\mathrm{p_6}$) en ajustant les 2 gaussiennes.

Résolution transversale et longitudinale du vertex "4 plans"

La figure 8.14 montre les distributions des positions reconstruites RΦ et Z du vertex "4 plans".

- La résolution transversale par la méthode "4 plans" est de 0.195 ± 0.01 cm ce qui est bien meilleur que la résolution transversale de 0.57 cm avec le vertex "9 plans". En effet, sur les 4 premières rangées, l'effet la diffusion multiple de l'électron dans la chambre à fils est moindre que sur 9 rangées.

- La résolution longitudinale est en revanche devenue moins bonne car elle passe de 0.76 ± 0.02 cm avec le vertex "9 plans" à 0.94 ± 0.02 cm avec le vertex "4 plans". Ici la diffusion multiple joue un rôle négligeable dans la détermination de la position longitudinale du vertex, car la résolution longitudinale *par cellule Geiger* (1cm) est très grande par rapport aux fluctuations (<1mm) dues à la diffusion de l'électron dans la chambre à fils. En fait, l'effet dominant est que lorsque l'on utilise 9 plans Geiger dans l'ajustement, le nombre de cellules Geiger touchées est plus grand qu'avec 4 plans. Donc le prolongement sur la feuille source de la droite ajustée est plus contraint en utilisant les 9 plans Geiger touchés.

Finalement, la résolution de la position transversale du vertex doit être déterminée par le prolongement de la droite ajustée sur les 4 premiers plans touchés proche de la feuille source. En revanche la résolution longitudinale du vertex est meilleure si l'on prend les 9 plans Geiger touchés pour déterminer le point d'émission de l'électron.

Le tableau 8.2 montre la résolution de la position transversale et longitudinale du vertex "9 plans" et "4 plans" pour les 3 sources de ^{207}Bi installées dans le tube d'étalonnage du secteur 19.

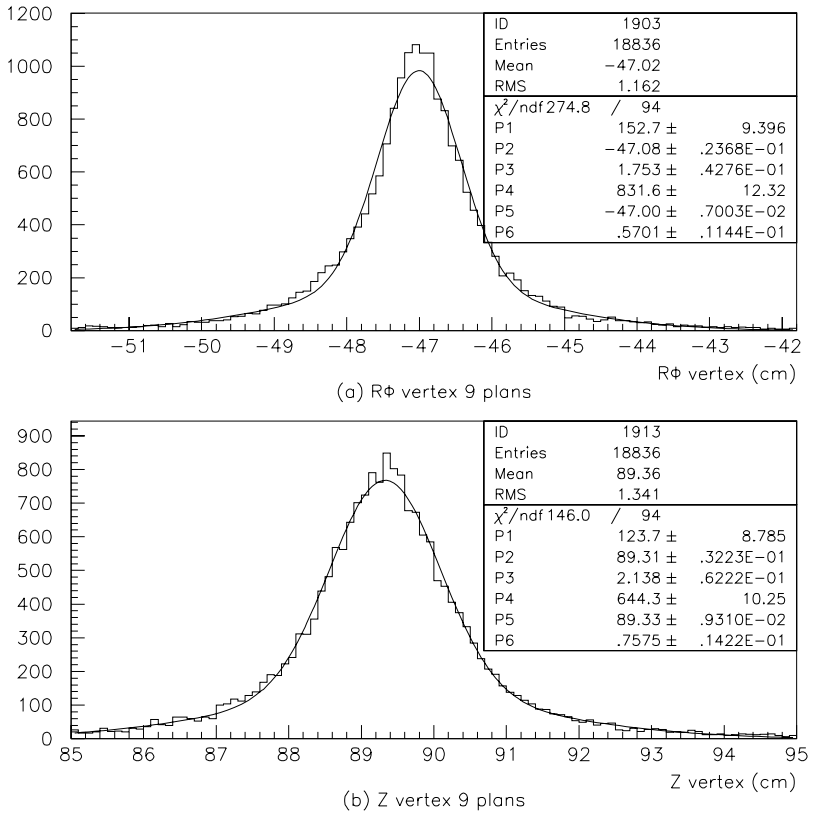


Figure 8.13: *Distributions de la position reconstruite du vertex "9 plans" : (a) la position transversale RΦ et (b) la position longitudinale Z. Pour chacune des distributions nous avons ajusté la fonction* $P_1 \exp\left(-\frac{(X-P_2)^2}{2(P_3)^2}\right) + P_4 \exp\left(-\frac{(X-P_5)^2}{2(P_6)^2}\right)$ *avec* P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6 *les paramètres libres.*

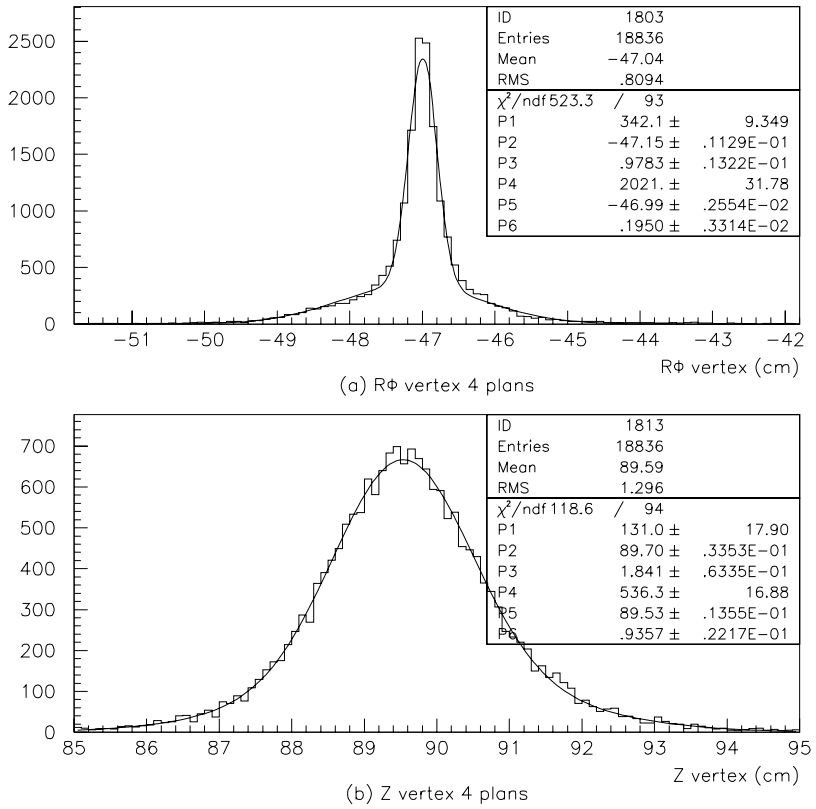


Figure 8.14: *Distributions de la position reconstruite du vertex "4 plans" : (a) la position transversale RΦ et (b) la position longitudinale Z. Pour chaque distribution nous avons ajusté la fonction* $P_1 \exp\left(-\frac{(X-P_2)^2}{2(P_3)^2}\right) + P_4 \exp\left(-\frac{(X-P_5)^2}{2(P_6)^2}\right)$ *avec* P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6 *les paramètres libres.*

La résolution longitudinale de la source ^{207}Bi du milieu du tube est moins bonne que les deux autres sources. En effet, la résolution longitudinale *pour une cellule Geiger* est meilleure aux extrémités qu'au centre de la cellule. Or les traces partant des sources du haut et du bas du tube d'étalonnage touchent principalement les cellules Geiger à une position longitudinale excentrée donc avec une meilleure résolution. Donc il est normal que la résolution du vertex soit moins bonne au centre du tube. Cet effet est d'ailleurs accentué lorsque nous ne prenons que les 4 premiers plans pour déterminer le vertex. Dans ce cas, à moins d'avoir un angle d'émission très élevé, les électrons émis du centre du tube vont toucher essentiellement les cellules Geiger en leur milieu.

	VERTEX "9 PLANS"		VERTEX "4 PLANS"	
position de la source ^{207}Bi	σ_{xy} (cm)	σ_z (cm)	σ_{xy} (cm)	σ_z (cm)
HAUT Z= +90. cm	$0,57 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,01$	$0,195 \pm 0,003$	$0,94 \pm 0,02$
MILIEU Z= 0. cm	$0,615 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,01$	$0.184 \pm 0,004$	$1,17 \pm 0,02$
BAS Z= -90. cm	$0,53 \pm 0,01$	$0,75 \pm 0,01$	$0,180 \pm 0,003$	$0,97 \pm 0,02$

Tableau 8.2: *Résolution transversale et longitudinale du vertex "9 plans" et du vertex "4 plans" des 3 sources ^{207}Bi installées dans le tube d'étalonnage du secteur 19. L'erreur indiquée est uniquement l'erreur statistique.*

Comparaison avec les simulations

Nous avons simulé les prises données avec les mêmes conditions de trigger, dans une géométrie de 3 secteurs et avec 9 sources ^{207}Bi. Comme au moment où ont été réalisées ces simulations nous n'utilisions que la méthode de reconstruction "9 plans", les résultats présentés dans ce paragraphe n'utilise que le vertex "9 plans".

La figure 8.15 montre la distribution de la position transversale du vertex (a) pour les 3 sources du secteur 19, et la distribution longitudinale du vertex pour la source du haut (b). La forme des distributions est bien identique à celle obtenue avec les données réelles notamment nous retrouvons la queue de distribution.

Nous donnons dans le tableau 8.3 la valeur de la résolution transversale et des résolutions longitudinales. En comparant avec le tableau 8.2, nous voyons que nous avons un bon accord avec les résolutions expérimentales. Nous remarquons toutefois que les résolutions dans les simulations sont légèrement meilleures.

Résolution transversale et longitudinale du vertex en fonction de l'énergie

Plus l'électron aura une énergie cinétique importante, moins il va être sensible aux diffusions dans la chambre à fils. Pour étudier cet effet, nous avons sélectionné les événements correspondants aux électrons de conversions de 500keV et de 1MeV. Nous avons fait une coupure en énergie correspondant à la largeur à mi-hauteur des deux pics montrés sur la figure 8.11. Le tableau 8.4 donne la valeur de la résolution transversale et longitudinale du vertex pour les trois sources du tube

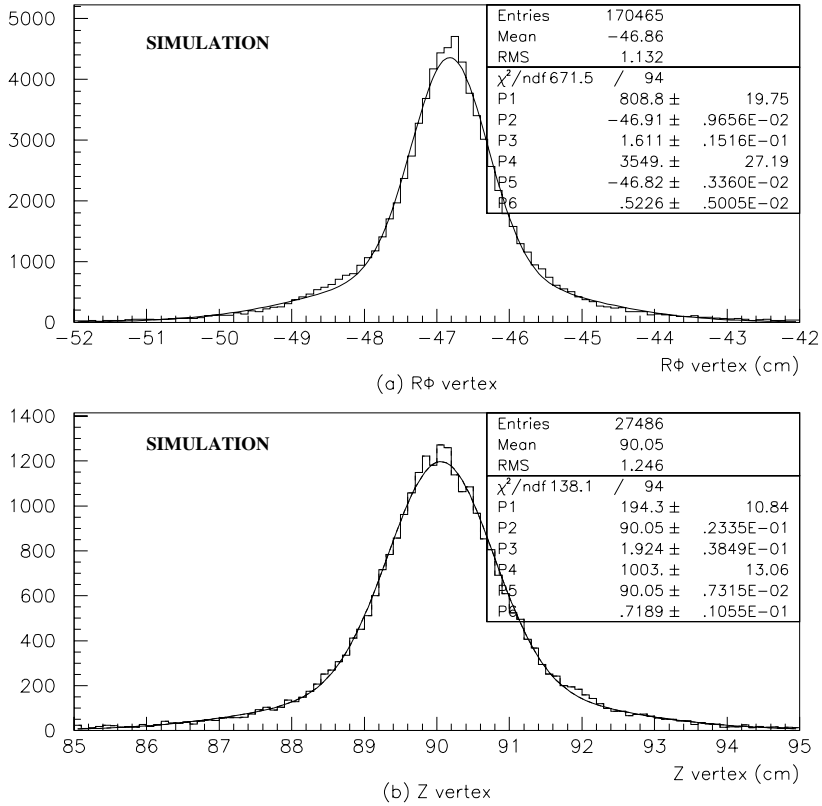


Figure 8.15: *Distributions de la position reconstruite du vertex "9 plans" obtenues sur simulation : (a) la position transversale RΦ et (b) la position longitudinale Z. Pour chacune des distributions nous avons ajusté la fonction* $P_1 \exp\left(-\frac{(X-P_2)^2}{2(P_3)^2}\right) + P_4 \exp\left(-\frac{(X-P_5)^2}{2(P_6)^2}\right)$ *avec* P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6 *les paramètres libres.*

	VERTEX "9 PLANS" SIMULATION	
position de la source ^{207}Bi	σ_{xy} (cm)	σ_z (cm)
HAUT Z= +90. cm	$0,523 \pm 0,005$	$0,72 \pm 0,01$
MILIEU Z= 0. cm		$0,80 \pm 0,01$
BAS Z= -90. cm		$0,72 \pm 0,01$

Tableau 8.3: *Résolution transversale et longitudinale du vertex "9 plans" obtenues à partir d'une simulation de 3 sources ^{207}Bi installées dans le tube d'étalonnage du secteur 19. L'erreur indiquée est uniquement l'erreur statistique.*

d'étalonnage du secteur 19 sur les deux intervalles en énergie sélectionnant les 2 pics en énergie. Nous vérifions que la résolution se dégrade légèrement à basse énergie.

	350 keV < E < 570 keV		835 keV < E < 1050 keV	
position de la source ^{207}Bi	σ_{xy} vertex "4 plans" (cm)	σ_z vertex "9 plans" (cm)	σ_{xy} vertex "4 plans" (cm)	σ_z vertex "9 plans" (cm)
HAUT Z= +90. cm	$0,254 \pm 0,02$	$1,04 \pm 0,09$	$0,190 \pm 0,006$	$0,71 \pm 0,03$
MILIEU Z= 0. cm	$0,36 \pm 0,02$	$1,16 \pm 0,04$	$0.180 \pm 0,005$	$0.89 \pm 0,05$
BAS Z= -90. cm	$0,21 \pm 0,01$	$1,108 \pm 0,04$	$0,176 \pm 0,005$	$0,71 \pm 0,02$

Tableau 8.4: *Résolution transversale du vertex "4 plans" et résolution longitudinale du vertex "9 plans" pour deux gammes en énergie [350; 570] keV et [835; 1050] keV et pour les 3 sources de ^{207}Bi du tube d'étalonnage du secteur 19. L'erreur indiquée est uniquement l'erreur statistique.*

Résolution transversale et longitudinale du vertex en fonction de l'angle zénithal et l'angle polaire

Nous allons étudier la résolution en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle polaire φ de la trace. L'angle zénithal a été défini au chapitre 7 sur la figure 7.16. L'angle polaire φ est l'angle que fait la trace dans le plan transversale (XY) avec la normale à la source. La figure 8.16 montre la convention d'orientation des axes (OX) et (OY) centrés sur la source centrale du tube d'étalonnage du secteur 19. Quantitativement nous avons :

$$\varphi = arctg\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)$$

où Δy et Δx sont les différences de positions entre la prolongation de la trace sur le scintillateur touché et le vertex. Physiquement il faudrait uniquement conserver la valeur absolue de cet angle mais pour garder une symétrie dans les formules et sur les distributions nous garderons le signe de l'angle φ.

Nous attendons une meilleure résolution lorsque la trace est normale à la feuille source (φ=0 ou θ=0). En effet supposons que l'électron subisse une fluctuation σ_0 autour de sa trajectoire idéale qu'il aurait dans le cas où il se propagerait dans le vide. La figure 8.17 montre que lorsque la trace fait un angle α avec la normale à la surface, la fluctuation projetée sur la feuille source s'écrit :

$$\sigma_{projete} = \frac{\sigma_0}{cos(\alpha)}$$

Ainsi lorsque α est nul, la résolution sera minimale. Plus l'angle d'inclinaison est important plus la résolution se dégrade.

La figure 8.18 (respectivement 8.19) montre la résolution de la position du vertex transversalement et longitudinalement pour la source du haut et du bas (resp. du milieu) en fonction de l'angle pertinent pour chacune des 2 types de résolutions c'est-à-dire φ pour la résolution transversale et θ pour la résolution longitudinale. Par ailleurs pour chaque source nous avons ajusté la fonction de la forme :

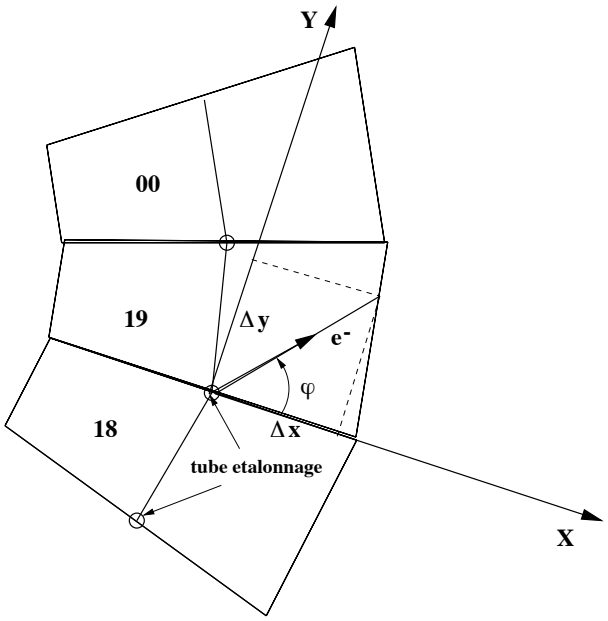


Figure 8.16: *Définition de l'angle polaire φ.*

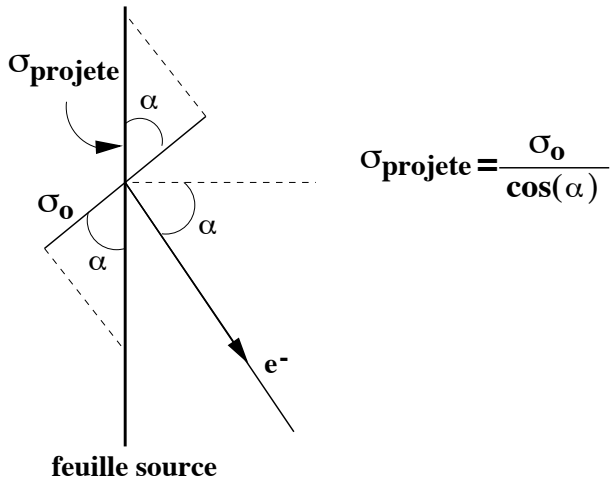


Figure 8.17: *Schéma illustrant la relation entre la fluctuation intrinsèque de l'électron autour de sa trace et la fluctuation projetée sur la feuille source.*

- $\frac{\sigma_{\varphi_0}}{cos(\varphi)}$ pour la résolution transversale versus φ,
- $\frac{\sigma_{\theta_0}}{cos(\theta)}$ pour la résolution longitudinale versus θ.

Les résultats de ces ajustements sont donnés sur le tableau 8.5. Nous obtenons bien le comportement de la résolution en $1/\cos(\alpha)$.

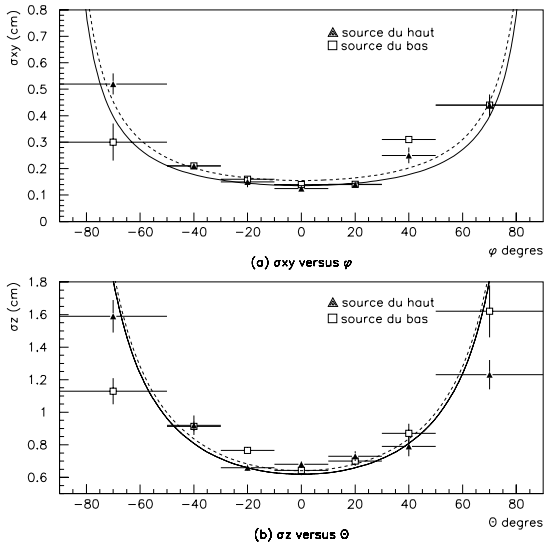


Figure 8.18: *En (a) (resp. en (b)) est représenté la résolution transversale σ_{xy} (resp. longitudinale σ_z) en fonction de l'angle φ (resp. θ) pour la source du haut et la source du bas du tube d'étalonnage du secteur 19. Nous avons ajusté en (a) (resp. en (b)) pour chaque source une fonction de la forme $\frac{\sigma_{\varphi_0}}{cos(\varphi)}$ (resp. $\frac{\sigma_{\theta_0}}{cos(\theta)}$). Les 2 droites en trait plein correspondent à l'ajustement de la source du haut et les 2 droites en tirets correspondent à l'ajustement de la source du bas.*

position de la source ^{207}Bi	σ_{φ_0} (cm)	σ_{θ_0} (cm)
HAUT	$0,136 \pm 0,003$	$0,62 \pm 0,01$
χ^2/ndf	6/7	10/7
MILIEU	$0,159 \pm 0,001$	$0,82 \pm 0,02$
χ^2/ndf	2/7	3/7
BAS	$0,155 \pm 0.003$	$0,62 \pm 0,02$
χ^2/ndf	24/7	19/7

Tableau 8.5: *Résultats des ajustements des résolutions du vertex, en fonction de l'angle d'émission (φ ou θ) de l'électron, avec une fonction de la forme $\frac{\sigma_{\varphi_0}}{cos(\varphi)}$ pour la résolution transversale versus φ et de la forme $\frac{\sigma_{\theta_0}}{cos(\theta)}$ pour la résolution longitudinale versus θ. σ_{φ_0} et σ_{θ_0} sont 2 paramètres libres.*

8.5.6 Etude de la reconstruction de la position moyenne du vertex

Après avoir étudié la résolution, nous allons étudier la valeur moyenne de la position reconstruite du vertex d'émission. La position longitudinale Z du vertex utilise la méthode des "9 plans" alors

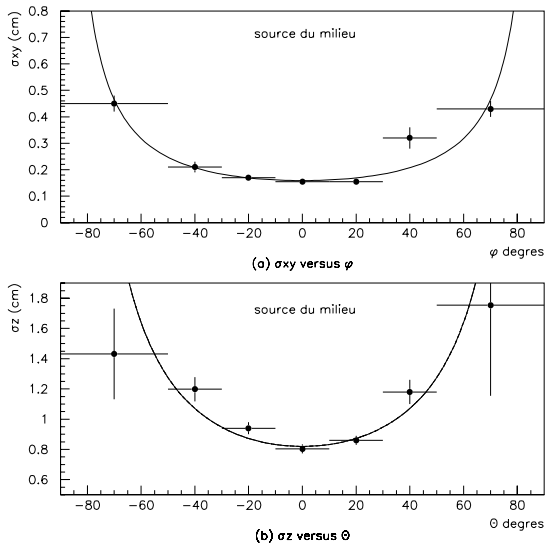


Figure 8.19: *En (a) (resp. en (b)) est représenté la résolution transversale σ_{xy} (resp. longitudinale σ_z) en fonction de l'angle φ (resp. θ) pour la source du haut et la source du bas du tube d'étalonnage du secteur 19. Nous avons ajusté (courbe en trait plein) en (a) (resp. en (b)) une fonction de la forme $\frac{\sigma_{\varphi 0}}{cos(\varphi)}$ (resp. $\frac{\sigma_{\theta 0}}{cos(\theta)}$).*

que la position RΦ utilise la méthode des "4 plans". Le tableau 8.6 indique les valeurs moyennes obtenues ajustées sur les distributions en Z et en RΦ, ainsi que la position attendue et l'écart entre la position attendue et la position mesurée. Cet écart est évidemment dominé par l'incertitude de positionnement mécanique des sources dans le tube d'étalonnage qui est de l'ordre de 1 mm. Nous obtenons un bon accord dans le plan longitudinal entre la position attendue et la position reconstruite pour la source du bas et la source du milieu. En revanche la position longitudinale reconstruite de la source haute est quelques millimètres plus élevée que la position attendue. Ce léger désaccord peut être dû à une mauvaise détermination de la position mécanique exacte de la source haute. En ce qui concerne la position transversale, les positions moyennes reconstruites des trois sources sont identiques. La valeur moyenne obtenue de -47.0 ± 0.1 cm est 2 mm plus faible que la valeur attendue de -46.8 ± 0.1. Mais les trois premiers secteurs ne sont pas dans leur position définitive exacte. Ce désaccord de 2 mm correspond à un écart de 5 mm des trois secteurs en retrait de leur position exacte définitive lorsque les 20 secteurs seront assemblés.

	Position mesurée		Position attendue		attendue - mesurée	
position source	Z mes. (cm)	RΦ mes. (cm)	Z (cm)	RΦ (cm)	Z - Z mes. (cm)	RΦ - RΦ mes. (cm)
HAUT	$89,33 \pm 0,01$	$-46,99 \pm 0,03$	$90,0 \pm 0,1$	$-46,8 \pm 0,1$	$0,67 \pm 0,1$	$0,19 \pm 0,1$
MILIEU	$-0,23 \pm 0,01$	$-47.19 \pm 0,03$	$0. \pm 0,1$	$-46,8 \pm 0,1$	$0,23 \pm 0,1$	$0,39 \pm 0,1$
BAS	$-89.99 \pm 0,01$	$-47,04 \pm 0,03$	$-90,0 \pm 0,1$	$-46,8 \pm 0,1$	$-0,01 \pm 0,1$	$0,27 \pm 0,1$

Tableau 8.6: *Position du vertex mesurée, de la position attendue de la source et différence entre la position attendue et la position mesurée.*

Nous avons aussi étudié la reconstruction en Z et en RΦ du vertex en fonction de l'angle zénithal θ et l'angle polaire φ. Les figures 8.20 et la figure 8.21 montrent respectivement la valeur moyenne

reconstruite Z et RΦ en fonction de θ et de φ. Nous voyons que les valeurs moyennes reconstruites sont indépendantes de ces 2 angles.

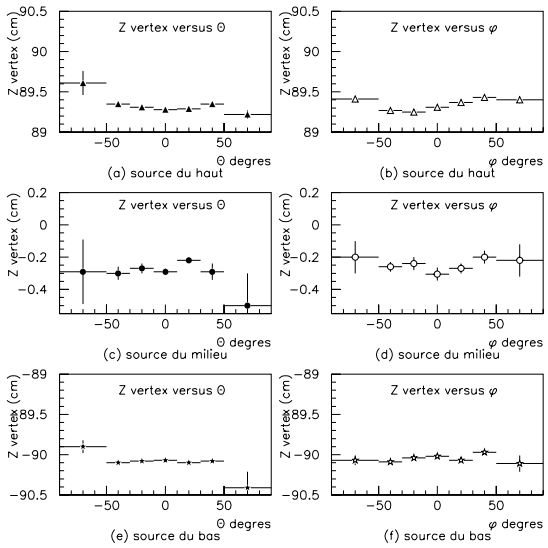


Figure 8.20: *valeur moyenne reconstruite Z du vertex en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle polaire φ pour les 3 sources du tube d'étalonnage du secteur 19.*

8.6 Etude du canal à 2 électrons

Le ^{207}Bi émet dans 0,16% de ses désintégrations 2 électrons de conversions le premier avec une énergie d'environ 1 MeV et le deuxime avec une énergie d'environ 500 keV. Il est donc possible d'étudier le canal à 2 électrons même si la statistique est limitée par le très faible rapport d'embranchement. L'étude présentée dans ce paragraphe est basée sur une série de prises de données représentant 371 553 événements acquis. Le trigger utilisé est identique à celui décrit au paragraphe 8.4.3.

8.6.1 Exemples d'événements à 2 électrons

A titre d'exemple, les figures 8.22, 8.23, et 8.24 montrent 3 types d'événements à 2 électrons.

- Sur la figure 8.22, les 2 électrons sont émis "dos à dos" c'est-à-dire l'un du côté interne et l'autre du côté externe du détecteur.
- Sur la figure 8.23, les 2 électrons sont émis du même côté du détecteur.
- Sur la figure 8.24, les 2 électrons sont émis du même côté du détecteur. Dans ce cas, les 2 électrons touchent la même premire cellule Geiger sur la rangée 0 proche de la source.

8.6.2 Sélection des 2 électrons

Pour sélectionner les deux électrons que nous appellerons **électron 1** et **électron 2**, nous appliquons les quatre coupures suivantes :

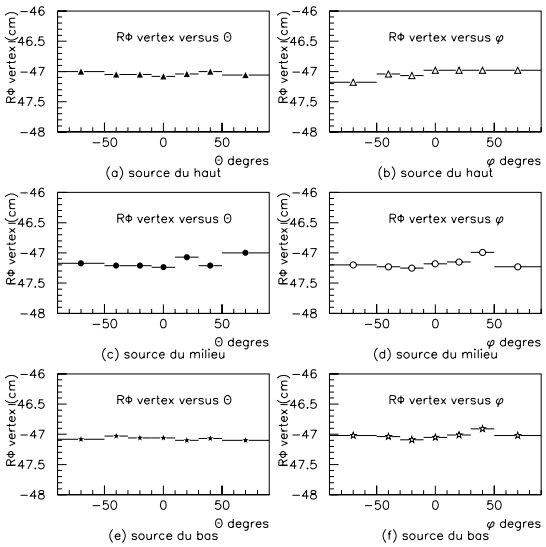


Figure 8.21: *valeur moyenne reconstruite $R\Phi$ du vertex en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle polaire φ pour les 3 sources du tube d'étalonnage du secteur 19.*

1. 2 et seulement 2 traces ayant chacune un scintillateur associé
2. en notant $R\Phi_1$ et Z_1 (resp. $R\Phi_2$ et Z_2) les coordonnées du vertex de l'électron 1 (resp. de l'électron 2) :
$$|R\Phi_1 - R\Phi_2| < 15\text{cm}$$
$$|Z_1 - Z_2| < 15\text{cm}$$
3. le vertex de chaque trace se situe dans un carré de 15 cm de côté, centré sur l'une des 3 sources ^{207}Bi du tube d'étalonnage du secteur 19
4. en notant Emin et (resp. Emax) l'énergie de l'électron d'énergie minimum (resp. maximum) :
$$350\,\text{keV} < \text{Emin} < 600\text{keV}$$
$$800\,\text{keV} < \text{Emax} < 1100\text{keV}$$

Nous mettons une coupure très large sur la distance entre les 2 vertex des 2 électrons pour ne pas biaiser la valeur de la résolution. Les coupures en énergie permettent de sélectionner l'électron de conversion de la transition de 570 keV et l'électron de conversion de la transition de 1063 keV du ^{207}Bi. La figure 8.25 montre, en représentation de lignes de niveaux (3 niveaux), la relation entre l'énergie E_1 de l'électron 1 et l'énergie E_2 de l'électron 2 en appliquant les coupures 1 et 2. En (a), nous ne faisons aucune coupure sur la position du vertex alors qu'en (b) nous appliquons la coupure 3 qui sélectionne les sources du secteur 19 (b). La zone B commune aux deux distributions représentent les électrons traversants ou les doubles diffusions Compton dans les feuilles sources. Lorsque nous passons de (a) à (b), il apparaît la région A qui correspond aux 2 électrons de conversion dans l'intervalle en énergie défini par la coupure 4.

L'effet de la coupure en énergie est donné sur la figure 8.26 qui représente la position moyenne $(\frac{R\Phi_1+R\Phi_2}{2}; \frac{Z_1+Z_2}{2})$ entre les vertex des 2 électrons sur les feuilles sources du secteur 18, 19 et 00. En appliquant sur la figure 8.26 (a) les coupures en énergie sur Emin et Emax, on obtient la figure 8.26 (b) qui a été ainsi "nettoyée" en grande partie des événements du bruit de fond produisant deux électrons dans la source.

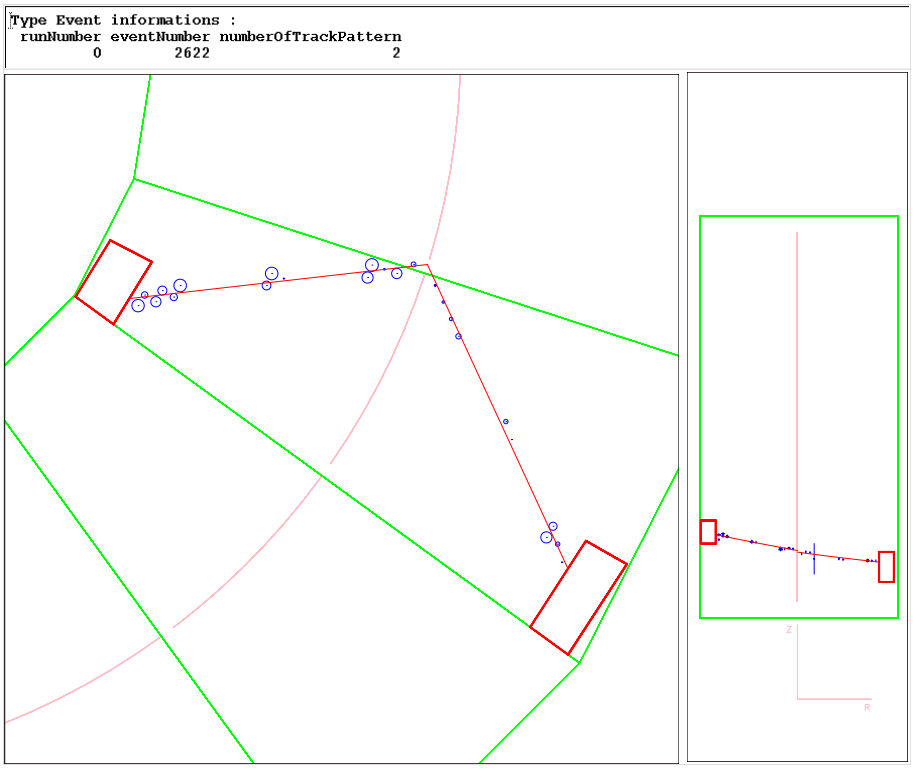


Figure 8.22: *Exemple d'un événement où les 2 électrons sont émis de part et d'autre de la source. L'énergie du scintillateur interne est de 428 keV et l'énergie du scintillateur externe est de 927 keV.*

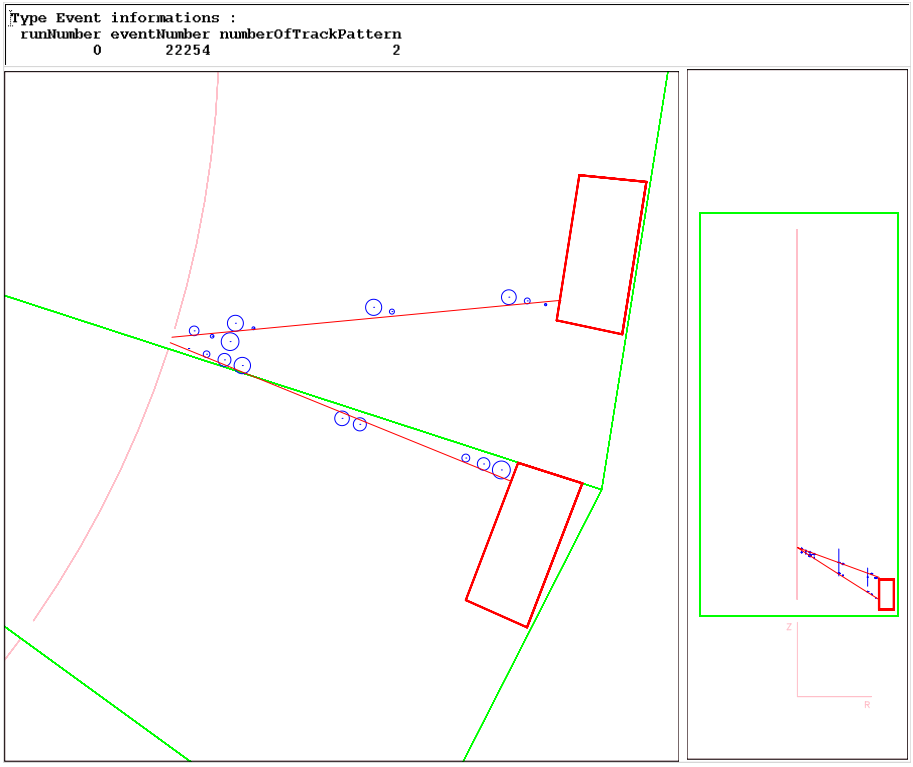


Figure 8.23: *Exemple d'un événement où les 2 électrons sont émis du même côté de la source. L'énergie du scintillateur du secteur 19 est de 1072 keV et l'énergie du scintillateur du secteur 18 est de 440 keV.*

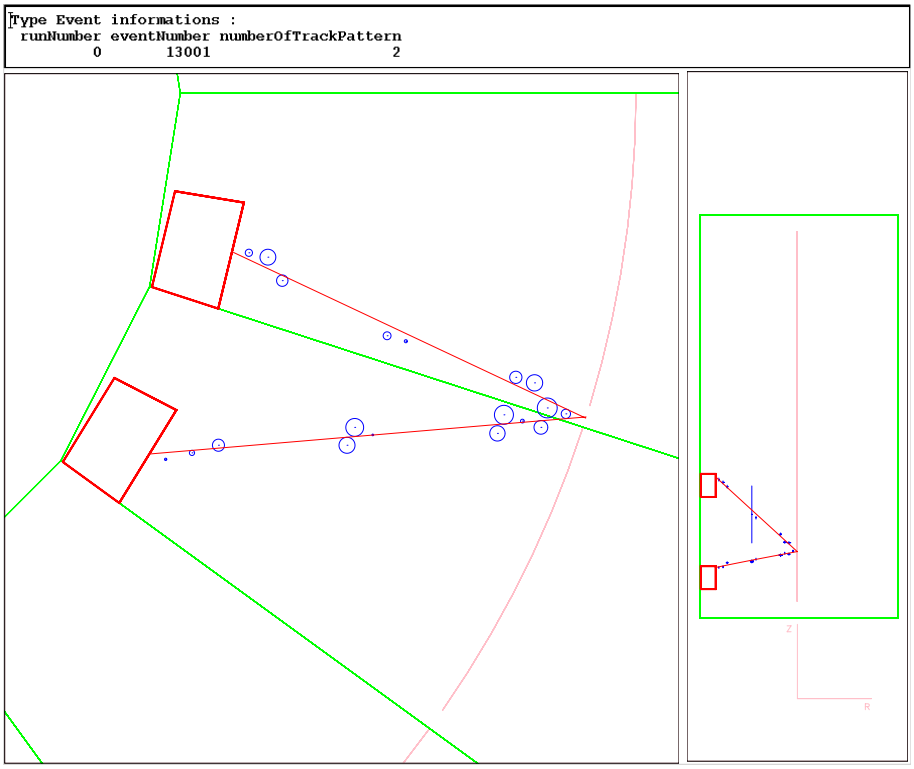


Figure 8.24: *Exemple d'un événement où les 2 électrons sont émis du même côté de la source. Les 2 électrons touchent la même premire cellule Geiger sur la rangée 0. L'énergie du scintillateur du secteur 19 est de 829 keV et l'énergie du scintillateur du secteur 18 est de 400 keV.*

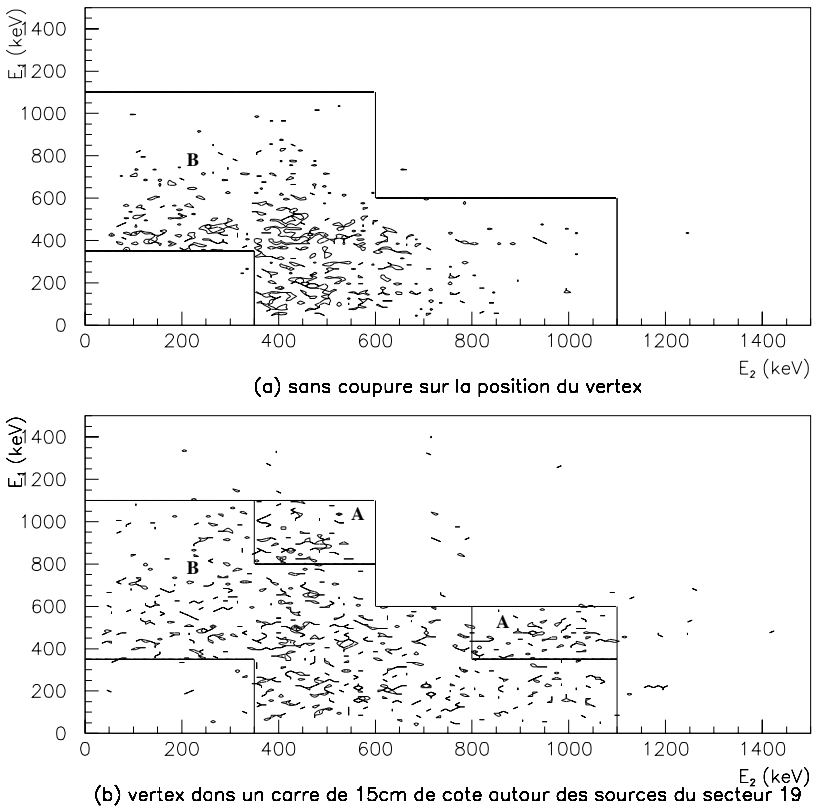


Figure 8.25: *Energie de l'électron 1 en fonction de l'énergie de l'électron 2. (a) sans coupure sur la position du vertex et (b) en demandant que la position du vertex se situe autour d'une des 3 sources ^{207}Bi du secteur 19. Les distributions sont représentées sous forme de lignes de niveaux. Cela permet de mettre en relief uniquement les régions à plus forte densité d'événements.*

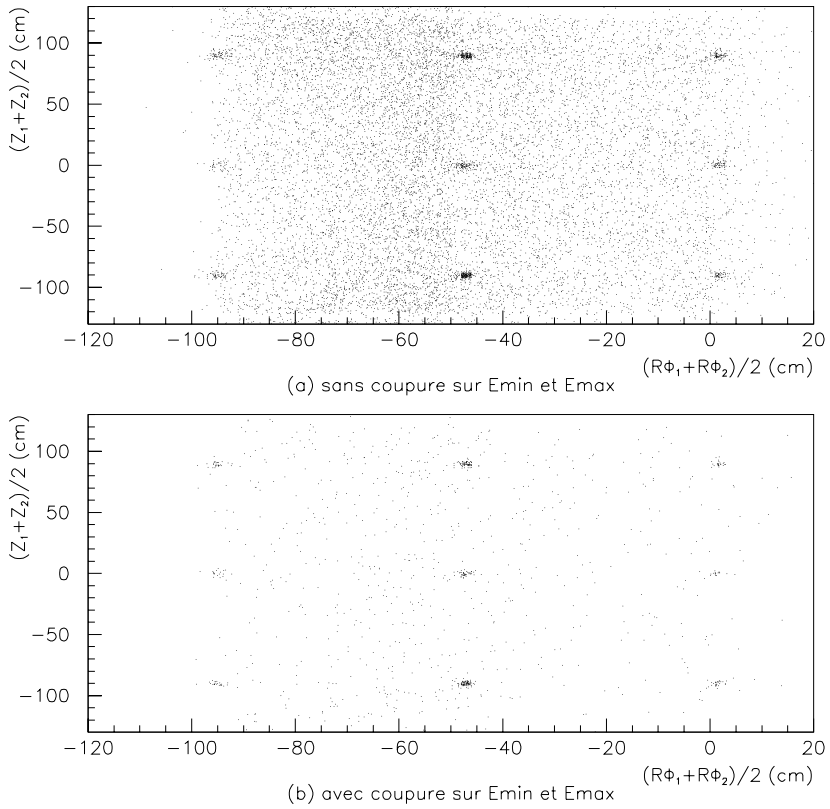


Figure 8.26: *Carte de la position moyenne entre les vertex des 2 électrons sur les feuilles sources du secteur 18, 19 et 00 : en (a) sans coupure sur l'énergie des particules; en (b) avec la coupure* $350\,keV < Emin < 600\,keV$ *et* $800\,keV < Emax < 1100\,keV$.

8.6.3 Résolution du vertex à 2 électrons

Le paramètre pertinent, pour l'étude de la double désintégration β, est la différence des positions des vertex d'émission des deux électrons. En effet nous voulons évaluer la capacité du détecteur à reconnaître 2 traces issues d'un même point. Les Pour obtenir une statistique suffisante, nous avons sommé les contributions de chacune des 3 sources à la distribution de $\mathrm{R}\Phi_1 - \mathrm{R}\Phi_2$ et de $\mathrm{Z}_1 - \mathrm{Z}_2$. La figure 8.27 montre ces 2 distributions sur lesquelles nous avons ajusté une gaussienne. Cela nous fournit donc la valeur de la résolution transversale $\approx$0.6cm. Pour la résolution longitudinale, nous prenons la largeur à mi-hauteur de la distribution car le nombre d'événements par bin est trop faible. On estime alors une largeur à mi-hauteur de 4,3 cm ce qui est équivalent à une courbe de Gauss avec un écart-type $\sigma_z = \frac{4,3}{2,35} \approx 1,8$ cm.

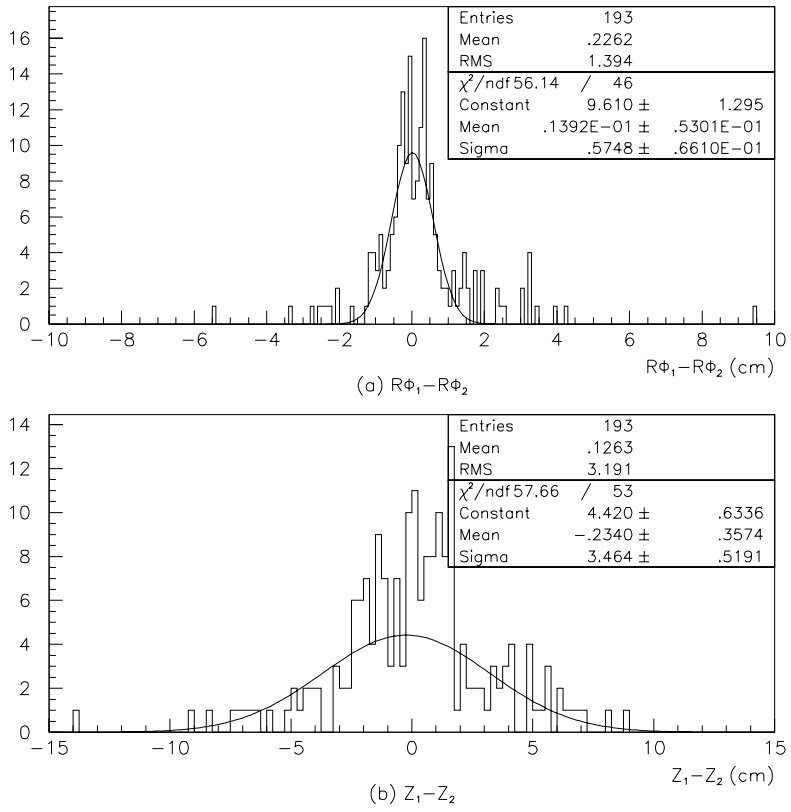


Figure 8.27: *Distribution de $R\Phi_1 - R\Phi_2$ (a) et distribution de $Z_1 - Z_2$ (b). Sur chaque distribution nous avons ajusté une gaussienne.*

Si les reconstructions de chacune des deux traces des deux électrons sont indépendantes l'une de l'autre, on doit avoir :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{théorique}}(\mathrm{R}\Phi_1 - \mathrm{R}\Phi_2) &= \sqrt{2} \times \sigma_{\mathrm{R}\Phi}(1\,\text{électron}) \approx 0.3 \text{ cm} \\ \sigma_{\text{théorique}}(\mathrm{Z}_1 - \mathrm{Z}_2) &= \sqrt{2} \times \sigma_{\mathrm{Z}}(1\,\text{électron}) \approx 1.3 \text{ cm} \end{aligned}$$

or

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{mesuré}}(\mathrm{R}\Phi_1 - \mathrm{R}\Phi_2) &= 2 \times \sigma_{\text{théorique}}(\mathrm{R}\Phi_1 - \mathrm{R}\Phi_2) \\ \sigma_{\text{mesuré}}(\mathrm{Z}_1 - \mathrm{Z}_2) &= 1,4 \times \sigma_{\text{théorique}}(\mathrm{Z}_1 - \mathrm{Z}_2) \end{aligned}$$

Cette dégradation de la résolution du vertex reconstruit dans le cas de deux traces émises en un même point est du au fait que dans certaines configurations les deux électrons émis peuvent déclencher une *même cellule Geiger* se situant dans les premières rangées Geiger proche de la source. En effet dans cette configuration, les 2 électrons déclenchent un plasma à des positions longitudinales différentes. Les deux signaux cathodiques sont enregistrés mais le temps de propagation longitudinal (la somme de ces deux temps) est alors trop court. La position longitudinale de chaque trace au niveau de cette cellule est donc entachée d'erreur. De plus la mesure de la position transversale est également erronée pour l'un des deux électrons puisqu'elle est donnée par l'électron qui est passé le plus proche du fil anodique. Pour illustrer ce problème nous avons séparé les événements en 2 lots. L'un correspond aux événements où les 2 électrons sont émis du même côté du détecteur tandis que l'autre lot correspond aux événements où les 2 électrons sont émis "dos à dos" c'est-à-dire l'un du côté interne et l'autre du côté externe du détecteur. Evidemment seul le premier lot peut présenter le cas où les 2 électrons touchent la même cellule Geiger. La figure 8.28 montre les distributions de $R\Phi_1 - R\Phi_2$ et de $Z_1 - Z_2$ pour ces 2 configurations. Malheureusement le manque de statistique nous empêche d'établir un ajustement convenable. Nous nous contenterons donc de l'écart-type brut de ces distributions (RMS).

	2 électrons du même côté	2 électrons dos à dos
RMS $R\Phi_1 - R\Phi_2$	$1,53 \pm 0,09$	$0,83 \pm 0,09$
RMS $Z_1 - Z_2$	$3,45 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,3$

Tableau 8.7: *Valeur du RMS des distributions $R\Phi_1 - R\Phi_2$ et $Z_1 - Z_2$ dans la configuration où les 2 électrons sont émis du même côté du détecteur et dans la configuration où les 2 électrons sont émis "dos à dos" l'un du côté et l'autre du côté externe du détecteur.*

D'après le tableau 8.7, en RΦ comme en Z, nous voyons que le cas où les 2 électrons partent du même côté de la source donne un RMS plus grand que le cas où les 2 électrons sont émis "dos à dos". La résolution sur la différence de position entre les vertex des 2 électrons devrait être améliorée lorsque l'effet de double déclenchement d'une cellule Geiger par 2 électrons sera pris en compte.

8.7 Conclusion

Grâce aux électrons de conversion des sources ^{207}Bi que nous avons placées dans les tubes d'étalonnages des secteurs 18, 19 et 00, il a été possible de mesurer la résolution transversale et longitudinale sur la position du vertex d'un électron et sur la différence des positions des vertex d'émission des deux électrons de conversions issus d'un même noyau.

La position longitudinale du vertex est déterminée en prolongeant la droite ajustée sur les points de mesures de tous les plans Geiger touchés, alors que la position transversale est obtenue en prolongeant la droite ajustée sur les 4 premiers plans Geiger proches de la source.

Dans le canal 1 électron, la résolution transversale du vertex à 1 MeV vaut environ 0.2 cm tandis que la résolution longitudinale vaut environ 0.8 cm. Par ailleurs, nous avons vu que la résolution se dégrade légèrement lorsque l'énergie diminue. A 500 keV, la résolution transversale vaut environ 0.3 cm et la résolution longitudinale vaut environ 1.1 cm. Enfin, nous avons vérifié que la résolution transversale (respectivement longitudinale) est proportionnelle au cosinus de l'angle polaire (resp. zénithal) de la trace par rapport à la normale à la source.

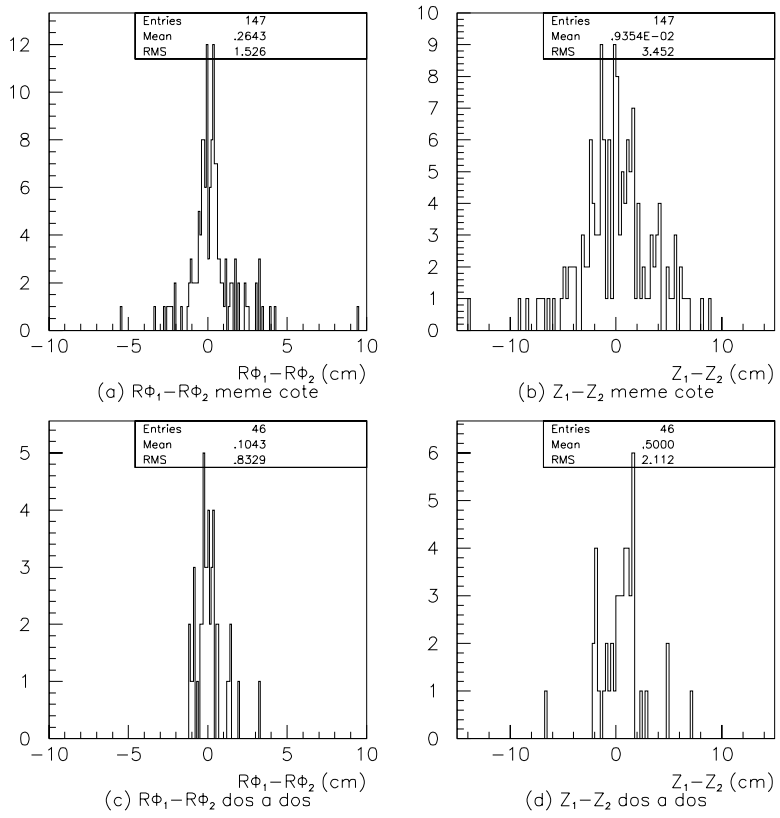


Figure 8.28: *Distribution de $R\Phi_1 - R\Phi_2$ et de $Z_1 - Z_2$ dans la configuration où les deux électrons partent du même côté du détecteur (a) et (b) et dans le cas où ils sont émis "dos à dos" c'est-à-dire l'un du côté interne et l'autre du côté externe du détecteur (c) et (d).*

Dans le canal deux électrons, la résolution sur la différence des positions des vertex d'émission des électrons dans le plan transversal vaut environ 0.6 cm et dans le plan longitudinal 1,8 cm. Cependant ces résolutions devraient s'améliorer lorsque l'effet de double déclenchement d'une cellule Geiger par les deux électrons sera pris en compte.

Partie III

SIMULATION DE LA MESURE DE L'ULTRA FAIBLE RADIOACTIVITE EN ^{208}Tl DES SOURCES CANDIDATES A LA DESINTEGRATION $\beta\beta0\nu$

L'objet de cette partie est d'étudier la capacité du détecteur NEMO3 à mesurer le niveau de contamination ultra-faible en ^{208}Tl des feuilles sources. Nous avons vu au chapitre 2 que ce noyau émet un rayonnement β et un rayonnement γ énergétique AVEC une raie intense à 2,615 MeV. Comme le détecteur NEMO3 a une bonne efficacité pour la détection des photons, nous allons voir qu'en étudiant les canaux e γ, e γ γ et e γ γ γ, il est possible de réaliser une mesure de l'activité en ^{208}Tl.

Le prochain chapitre présente une étude sur simulation du comportement des photons dans le détecteur. Cette étude nous servira dans le chapitre 10, où nous ferons l'analyse d'événements simulés de la radioactivité naturelle du détecteur dans les canaux électron-photons afin d'étudier la sensibilité de NEMO3 de l'activité en ^{208}Tl après un an de prise de donnée.

Chapitre 9

Simulation de photons dans le détecteur NEMO3

Afin de comprendre le comportement du photon dans le détecteur lorsque nous utilisons les canaux d'analyse à plusieurs photons, nous avons simulé la réponse du détecteur NEMO3 à des photons de différentes énergies.

Cette étude va permettre d'une part d'établir la définition du photon dans l'analyse que nous utiliserons dans le prochain chapitre, et d'autre part de comprendre les distributions en énergie que nous obtiendrons dans les canaux e γ, e $\gamma\gamma$, et e $\gamma\gamma\gamma$.

9.1 Interaction du photon dans le détecteur

L'énergie des photons qui intervient dans notre étude de l'activité du ^{208}Tl se situe entre environ 100 keV et 3MeV. Dans cette gamme d'énergie, le photon interagit dans le détecteur principalement par diffusion Compton. Dans les scintillateurs, l'effet Compton est d'ailleurs quasiment le seul moyen d'interaction du photon.

La feuille source est très transparente au photon avec une probabilité d'interaction de quelques pourcents. En revanche, dans les scintillateurs, la probabilité d'interaction est très élevée. Par exemple à une énergie de 1MeV, un photon a 50% de chance d'interagir dans 10 cm de polystyrène.

Nous renvoyons le lecteur à l'annexe B pour obtenir d'avantages d'informations sur l'interaction du photon dans le détecteur NEMO3.

9.2 Description et résultats généraux des simulations de photon dans le détecteur NEMO3

Nous avons simulé des photons aux énergies : 500 keV, 1000 keV, 1500 keV, 2000 keV, 2500 keV et 3000 keV. Les photons sont simulés dans une feuille source de ^{100}Mo de 50μm d'épaisseur dans 4π stéradians. Le trigger demandé est le plus large possible. On demande seulement qu'au moins un scintillateur soit touché et dépasse un seuil haut de 6 mV correspondant à un dépôt d'énergie de 40 keV.

9.2.1 Efficacité de détection

La figure 9.1 montre la proportion de cas où il y a au moins un scintillateur touché, en fonction de l'énergie du photon généré. L'efficacité chute de 60% à 45% lorsque l'énergie varie de 500 keV à 3 MeV, puisque la probabilité d'interaction du photon dans le scintillateur diminue aussi avec l'énergie (cf annexe B).

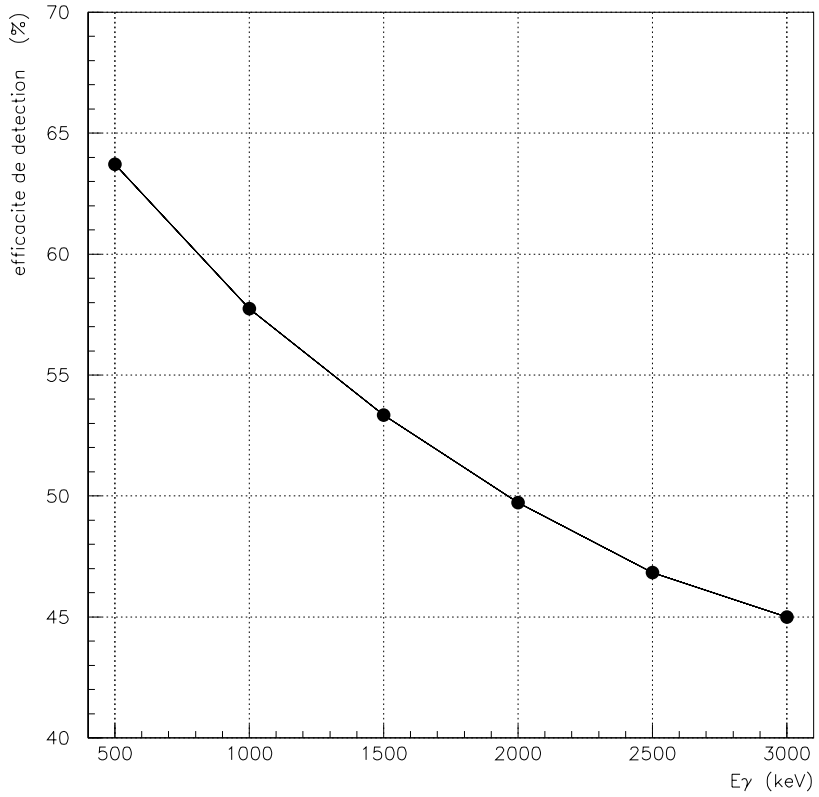


Figure 9.1: *Efficacité de détection d'un photon dans le détecteur pour différentes énergie. La taille des points représente l'erreur statistique.*

9.2.2 Nombre de scintillateurs touchés par un photon

Un paramètre important pour la suite de l'analyse est la proportion R d'événements avec un, deux, trois,... scintillateurs touchés par un photon. Je présente sur la figure 9.2 la valeur de R en fonction de l'énergie. Nous remarquons que cette répartition est quasiment indépendante de l'énergie et dans 40% des cas au moins 2 scintillateurs sont touchés par le photon.

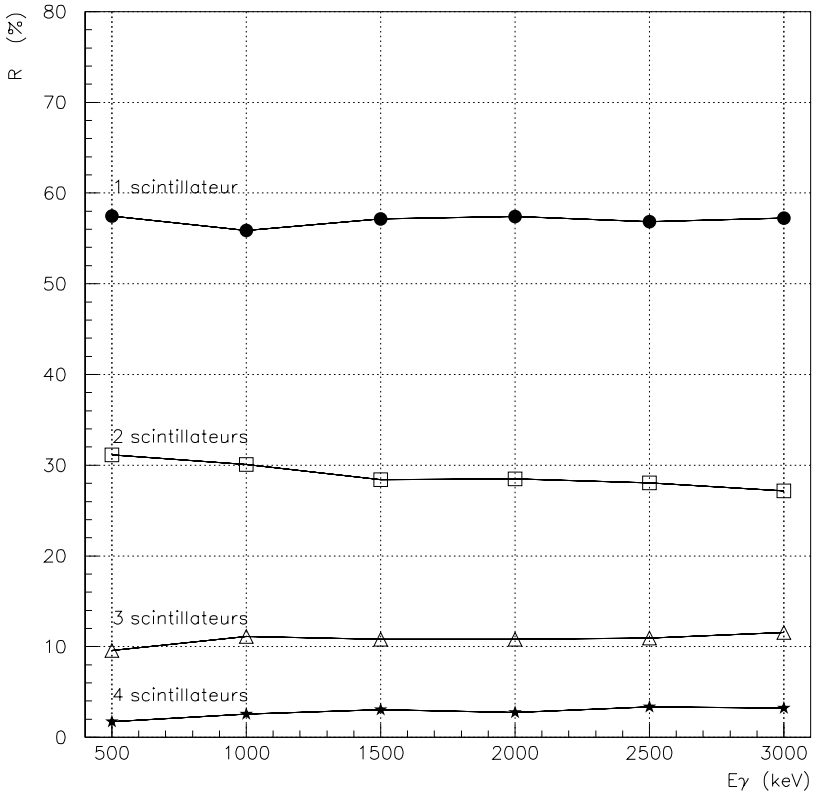


Figure 9.2: *Proportion, en fonction de l'énergie du photon généré, du nombre de scintillateurs touchés dans le cas où le photon déclenche au moins un scintillateur. La proportion des cas à 5 scintillateurs est négligeable. Elle ne figure donc pas sur le graphe. La taille des points représente l'erreur statistique.*

9.2.3 Energie déposée dans le calorimètre

Distribution de l'énergie totale déposée par un photon suivant le nombre de scintillateurs touchés

L'énergie totale recueillie dans le détecteur va évoluer suivant le nombre de scintillateurs touchés. La figure 9.3 montre cette évolution pour un, deux, trois ou quatre scintillateurs touchés, dans le cas où le photon généré a une énergie de 2500 keV. Ces spectres font apparaître la présence de deux pics, l'un proche de 0 keV et l'autre proche de l'énergie disponible 2500 keV. Le pic a haute énergie est d'autant plus important que le nombre de scintillateurs touchés est grand.

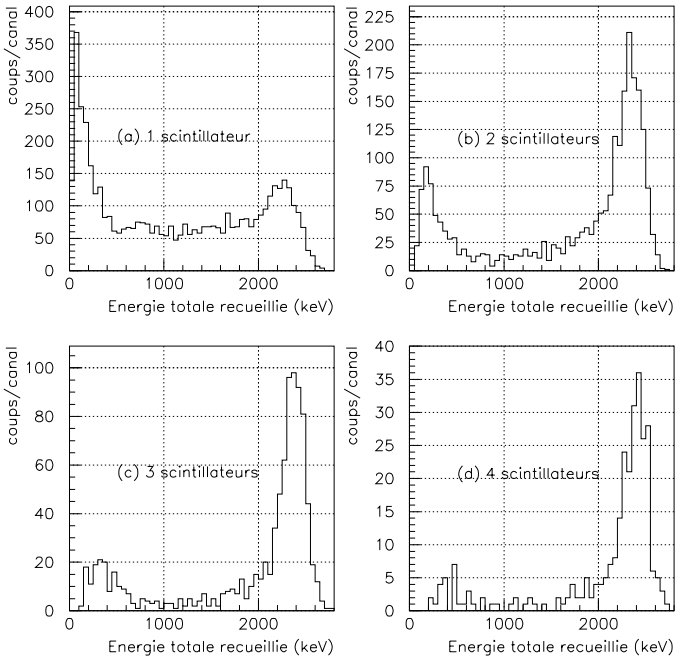


Figure 9.3: *Spectre d'énergie recueillie, en sommant l'énergie dans les scintillateurs, dans les cas où nous avons (a) un , (b) deux, (c) trois et (d) quatre scintillateurs touché pour un photon généré d'énergie de 2500 keV. Nous remarquons que le pic à basse énergie s'estompe plus le nombre de scintillateurs touchés est important.*

Interprétations des distributions en énergie

Le photon va interagir par diffusion Compton dans les scintillateurs. Or la section efficace Compton[1] est maximale à petit angle de diffusion alors que le transfert d'énergie à l'électron cible est d'autant plus élevé que l'angle de diffusion est important. Donc plus un photon va diffuser à grand angle dans le scintillateur plus ce dernier va détecter une énergie importante.

Par conséquent, le pic à basse énergie vient du fait que la section efficace de la diffusion Compton est d'autant plus importante que l'énergie transmise à l'électron cible est faible. Le pic à plus haute énergie correspond au cas où un photon a diffusé à grand angle dans un scintillateur et donc a déposé une grande énergie dans le scintillateur. Nous sommes de plus en plus sensible à ce phénomène

[1] Nous rappelons dans l'annexe D quelques caractéristiques de l'effet Compton.

lorsque le nombre de scintillateurs touchés augmente. Dans ce cas en effet le photon pour interagir plusieurs fois dans le détecteur doit faire plusieurs diffusions à grand angles dans les scintillateurs.

9.3 Etude du cas particulier où seulement deux scintillateurs sont touchés.

Si maintenant nous considérons uniquement les cas où deux scintillateurs sont touchés, il y a alors deux configurations possibles : soit les scintillateurs sont séparés par au-moins un scintillateur, ils sont dits alors *isolés* ou *séparés*; soit ils sont voisins par un coin ou un côté comme sur le schéma 9.4, ils sont dits alors *voisins* ou *accolés* .

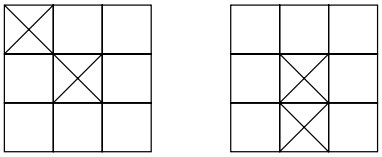


Figure 9.4: *Schéma des 2 configurations Deux exemples pour lesquelles deux scintillateurs touchés sont considérés comme voisins. Ils sont marqués par une croix.*

Les deux configurations se partage chacune à peu près la moitié des cas comme le montre le tableau 9.1.

Energie générée	Scintillateurs isolés (%)	Scintillateurs voisins (%)
500 keV	$54,3 \pm 0,2$	$45,7 \pm 0,2$
1000 keV	$49,2 \pm 0,3$	$50,8 \pm 0,3$
1500 keV	$49,7 \pm 0,3$	$50,3 \pm 0,3$
2000 keV	$48,0 \pm 0,3$	$52,0 \pm 0,3$
2500 keV	$47,7 \pm 0,3$	$52,3 \pm 0,4$
3000 keV	$46,8 \pm 0,4$	$53,2 \pm 0,4$

Tableau 9.1: Le tableau indique, pour les cas où deux scintillateurs sont touchés, le pourcentage où les scintillateurs sont isolés ou accolés. L'erreur indiquée représente l'erreur statistique.

Pour distinguer les deux scintillateurs nous indiçons par **1** le scintillateur où l'énergie déposée est la plus grande, et par **2** le scintillateur où l'énergie déposée est la plus petite. Ainsi pour le scintillateur 1 (respectivement 2), nous avons deux grandeurs mesurées par le photomultiplicateur : l'énergie déposée E_1 (resp.E_2), et le temps t_1(resp. t_2). L'énergie totale déposée dans les scintillateurs, E_1 et E_2, est représentée sur la figure 9.5 dans le cas où le photon généré vaut 2500 keV.

En (a) et (b), l'énergie totale recueillie présente nettement deux pics à basse et haute énergie autour respectivement de 100 keV et 2300 keV. Nous décomposons alors ce spectre en prenant le spectre du scintillateur du γ le plus énergétique (E_1) (fig. 9.5 (a1) et fig. 9.5 (b1)) et celui du moins énergétique (E_2) (fig. 9.5 (a2) et fig. 9.5 (b2)).

En (a2) et (b2), la composante à basse énergie correspond aux photons ayant subit une diffusion Compton dans un scintillateur.

En (a1) et (b1), dans le spectre de E_1, nous retrouvons la même composante à basse énergie que dans le spectre de E_2. En revanche, il y a une nouvelle composante à haute énergie qui est présente un pic plus marqué dans le cas de 2 scintillateurs isolés que dans la configuration à 2 scintillateurs

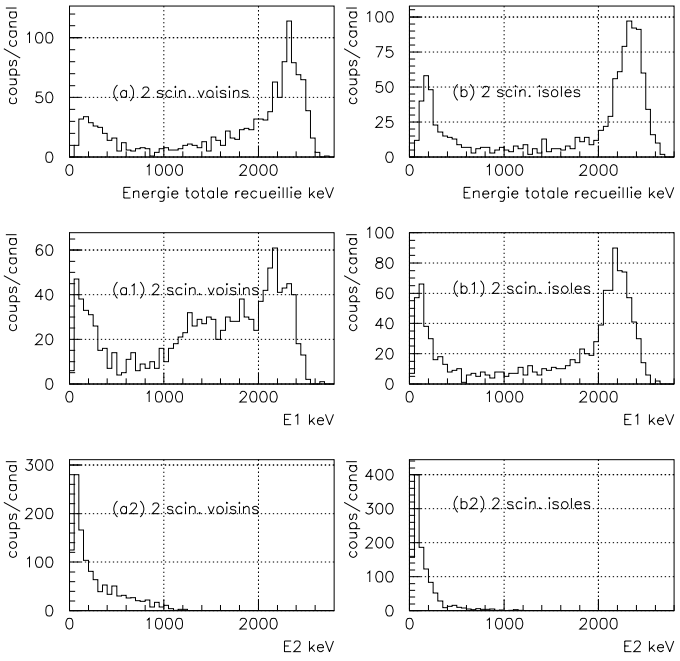


Figure 9.5: *Spectre en énergie dans le cas où seulement deux scintillateurs sont touchés. Nous distinguons deux configurations: isolés et voisins. Pour chacune, nous représentons l'énergie totale déposée dans les deux scintillateurs, l'énergie E_1 la plus grande parmi les deux scintillateurs, et l'énergie E_2 la plus petite.*

voisins. En effet pour avoir deux compteurs distincts isolés, il faut que le photon diffuse à grand angle dans le premier scintillateur pour refaire une interaction dans le détecteur. Dans le cas où le deuxième scintillateur est proche du premier, c'est-à-dire la configuration de 2 scintillateurs voisins, la condition sur l'angle de diffusion est moins draconienne ce qui autorise un spectre plus large dans la composante à haute énergie de la distribution.

9.3.1 Chronologie entre les 2 scintillateurs touchés

La figure 9.6 montre deux histogrammes, sous formes de courbes de niveau, du temps t_1 en fonction du temps t_2 dans la configuration "isolés" (a) et dans la configuration "voisins". Nous voyons donc que le scintillateur 1 (le plus énergétique) est toujours touché en premier dans la configuration "isolé". Cela est plus atténué dans la configuration "voisins".

Nous vérifions ainsi qu'une diffusion avec le plus grand angle de diffusion et le plus grand dépôt d'énergie se fait principalement dans le premier scintillateur touché.

9.3.2 Définition du photon dans l'analyse.

Dans l'analyse, nous définissons le photon par la présence d'un scintillateur isolé sans trace associée ou de deux scintillateurs voisins sans aucune trace associée avec aucun des deux scintillateurs.

Il n'y a pas d'ambiguïté en prenant deux scintillateurs voisins pour la définition d'un photon car la probabilité que 2 photons distincts, générés indépendamment dans la source, touchent 2

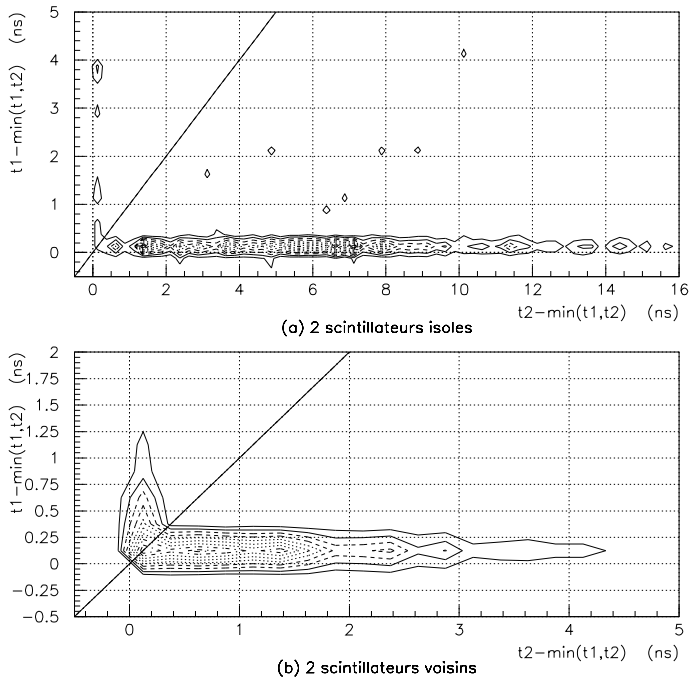


Figure 9.6: *Ces deux histogrammes, sous forme de courbes de niveau, représentent, dans les cas (a) de deux scintillateurs isolés et (b) de deux scintillateurs voisins, le temps t_1, du scintillateur ayant enregistré la plus grande énergie, en fonction du temps t_2 du second scintillateur. Le premier scintillateur touché fixe le temps zéro. Cette nouvelle référence temporelle nous impose à soustraire au véritable temps t_i, le minimum de t_1 et t_2. En outre, la droite d'équation y=x permet de mieux juger de la proportion entre t_1 et t_2 pour un événement donné.*

scintillateurs voisins, est de l'ordre de $4.10^{-4}\%$ (voir annexe C pour le détail du calcul).

9.3.3 Energie déposée dans le cas de 2 scintillateurs accolés

L'énergie du photon est mieux reconstruite dans le cas de 2 scintillateurs accolés. C'est pourquoi nous utilisons cette configuration pour estimer l'énergie du photon. Nous prenons comme énergie déposée la valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur le pic à haute énergie du spectre en énergie de 2 scintillateurs accolés. La figure 9.7 présente la différence entre l'énergie du photon généré et l'énergie déposée par le photon dans les 2 scintillateurs voisins touchés. La position du pic à haute énergie se situe donc de 100 keV à 200 keV en dessous de la valeur réelle de l'énergie du photon simulé.

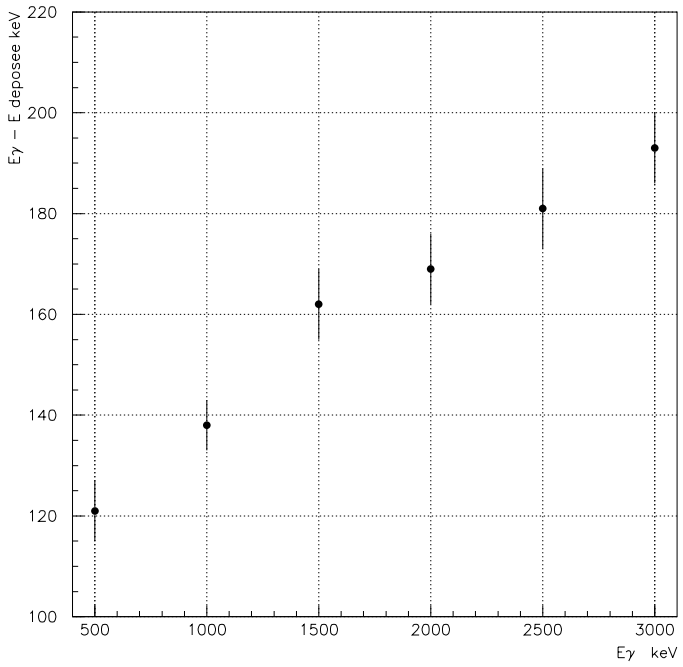


Figure 9.7: *Différence entre l'énergie du photon généré et de l'énergie déposée la plus probable (à haute énergie) dans le cas où deux scintillateurs voisins sont touchés.*

Chapitre 10

Etude du canal (électron+n photons) pour la détermination de l'activité en ^{208}Tl des sources de NEMO3

10.1 Introduction

Le but de cette étude est de montrer qu'il est possible de réaliser une mesure très sensible de l'activité en ^{208}Tl présent dans les feuilles sources, en utilisant le détecteur NEMO3 lui-même. Le noyau ^{208}Tl émet quasiment toujours un électron et deux photons : la configuration la plus favorable étant une émission β avec une énergie cinétique maximale de 1,8 MeV (51% des cas), puis l'émission de deux photons l'un de 583 keV et l'autre de 2,615 MeV. Il semble donc judicieux de regarder les évènements à un électron (noté **e**) et plusieurs photons (notés γ). Nous étudierons successivement les canaux e γ, e $\gamma\gamma$, et e $\gamma\gamma\gamma$.

10.2 Présentation de l'analyse

10.2.1 Signal et bruit de fond de cette analyse

Le signal étudié dans cette analyse est la désintégration du ^{208}Tl à l'intérieur des sources. Le ^{208}Tl produit un rayonnement très énergétique en comparaison des autres noyaux de la radioactivité naturelle. En effet l'énergie disponible dans sa désintégration est environ de 5MeV et il produit un photon γ de 2,6 MeV le plus énergétique de la radioactivité naturelle. Cette caractéristique va être utilisée pour séparer ce signal du bruit de fond radioactif ambiant.

Le bruit de fond a deux composantes : l'une interne à la source et l'autre externe.

- **Le bruit de fond interne à la source** : A l'intérieure des sources, les deux éléments ayant un rayonnement dont l'énergie peut concurrencer le rayonnement du ^{208}Tl sont le ^{214}Bi.

- **Le bruit de fond externe à la source** : Les photomultiplicateurs (PM), et plus particulièrement le verre des PM, donnent la principale contribution aux bruits de fond externe aux sources (voir chapitre 2). Dans la suite nous considèrerons donc que ce bruit de fond est produit uniquement par les 2 noyaux ^{208}Tl et ^{214}Bi dans le verre des PM. Par ailleurs, nous négligerons le bruit de fond γ et neutron extérieur à NEMO3 provenant du laboratoire.

10.2.2 Simulation des données.

Cette étude a été réalisée à partir des programmes de simulation de NEMO3. Deux catégories d'événements ont été simulées : d'une part les événements dits "internes" correspondant au ^{208}Tl, ^{214}Bi de la source, d'autre part les événements dits "externes" correspondant au ^{208}Tl et ^{214}Bi présents dans les verres des PM. En ce qui concerne les événements internes à la source, le vertex d'émission est généré de manière homogène dans une source de 50μm d'épaisseur de ^{100}Mo. Dans la simulation, tous les secteurs contiennent du ^{100}Mo, ce qui représente 10kg de source (500g/secteur). Les événements externes du ^{208}Tl et du ^{214}Bi sont générés au niveau du verre des PM. Dans la suite nous utiliserons les abréviations *Tlint, Biint* pour les événements créés par le ^{208}Tl, le ^{214}Bi internes aux sources. Et nous noterons *Tlext, Biext* pour les événements externes.

Les activités en ^{208}Tl et ^{214}Bi utilisées dans les simulations sont récapitulées dans le tableau 10.1. Elles correspondent aux limites fixées dans le cas de la contamination en ^{208}Tl et ^{214}Bi des sources et aux valeurs mesurées dans le cas de la contamination dans les verres des PM.

	Activités maximales autorisées		Activités mesurées dans les PM	
	Tlint	Biint	Tlext	Biext
Activité	20 μBq/kg	300 μBq/kg	18 Bq	300 Bq

Tableau 10.1: Activités limites (par kg de source) requises en ^{208}Tl et ^{214}Bi pour les sources de ^{100}Mo, et les activités totales des photomultiplicateurs.

Le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements attendus en une année pour un secteur de NEMO3, vu les activités demandées et mesurées, sont donnés dans le tableau 10.2.

	Tlint	Biint	Tlext	Biext
Nb. evts. générés	500 000	500 000	100 000 000	500 000 000
Nb. desin. en 1 an pour 1 secteur	315	4 730	28 382 400	473 040 000

Tableau 10.2: Nombre d'événements générés et nombre de désintégration en une année et par secteur.

La statistique des fichiers de simulation du bruit de fond externe est suffisante pour 1 secteur. Nos résultats seront donc exprimés *par secteur et par année* .

10.2.3 Définition du trigger.

Le trigger utilisé dans les simulations se rapproche du trigger que nous utiliserons dans NEMO3, nous devons avoir :

- au moins 4 couches Geiger touchées,
- au moins un scintillateur touché,
- s'il y a un seul scintillateur touché, l'énergie déposée doit être supérieure à 1300 keV,
- et s'il y a plus d'un scintillateur touché, la plus grande énergie déposée doit être supérieure à 200 keV.

La coupure en énergie à 200 keV permet de sélectionner des événements dont l'énergie est significative. Nous réduisons ainsi notre taux trigger pour éviter d'enregistrer des événements sans importance. Quant à la coupure à 1300 keV, elle permet de rejeter la plupart des événements du bruit fond externe venant du ^{40}K dans les PM, car à 90% ce noyau émet un β dont le Q_β vaut 1300 keV.

10.2.4 Définition de l'électron et du photon dans l'analyse

Définition de l'électron

Nous définissons l'électron dans le détecteur par une trace associé avec un unique scintillateur. En effet, comme le montre la figure 10.1 (a), si un électron "entrant" venant de l'intérieur de détecteur pénètre dans un bloc scintillateur proche d'un bord latéral, il peut diffuser dans le scintillateur voisin. On pourrait a priori conserver ce type de configuration lors des analyses des données. Mais un photon γ du bruit de fond externe aux sources du détecteur peut générer un électron "sortant" (fig. 10.1 (b)) par diffusion Compton dans un des scintillateurs. Or étant donnés les temps très courts entre les deux diffusions, il n'est pas possible de distinguer ces deux configurations.

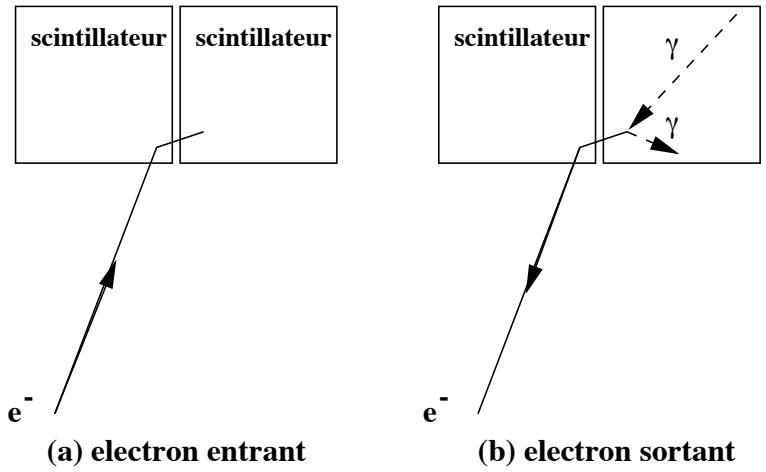


Figure 10.1: *Deux configurations possibles où deux scintillateurs voisins sont touchés par un électron: (a) l'électron est "entrant" c'est-à-dire qu'il vient de l'intérieur du détecteur (b) l'électron est "sortant", il est créé par effet Compton par un photon du bruit de fond.*

En outre, nous exigeons que la trace commence dans les deux premières couches Geiger proches de la source et qu'elle atteigne les deux dernières couches Geiger avant de toucher le scintillateur. Nous obtenons ainsi une trace bien définie près de la source et près du scintillateur touché. Nous exigeons enfin que la trace ait la bonne courbure dans le champ magnétique de 30 Gauss, afin de vérifier qu'il s'agit bien d'un électron et non d'un positron.

Définition du photon dans l'analyse

Le photon sera défini par un scintillateur ou deux scintillateurs voisins sans trace associée (voir chapitre B). Nous avons vu que cela augmente la statistique et que la confusion avec deux photons distincts venant de la source est très peu probable. La figure 10.11 illustre les deux cas possibles que l'on peut rencontrer.

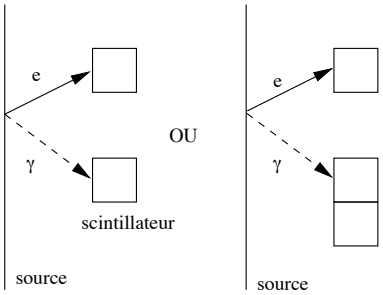


Figure 10.2: *Un électron est défini par une trace dans la chambre à fils et un unique scintillateur associé. Un photon est défini par un ou deux scintillateurs voisins, mais dans ce cas aucune trace n'est associée aux scintillateurs.*

10.2.5 Evolution de la statistique suivant les différents canaux d'études.

L'évolution du nombre d'événements simulés après l'application du trigger, puis après sélection des topologies un électron et n photons associés est donné dans le tableau 10.3. Nous en tirons alors les efficacités correspondantes pour chaque coupure qui sont présentées dans le tableau 10.4. Enfin en appliquant les efficacités ainsi trouvées, nous obtenons dans le tableau 10.5 la statistique pour un secteur et sur an de prises de données.

	Tlint	Biint	Tlext	Biext
Nb. evts. générés	500 000	500 000	100 000 000	500 000 000
Nb. evts après trigger	219 748	168 537	291 862	151 764
Nb. evts $e\gamma$	36 732	31 845	18 223	12 985
Nb. evts $e\gamma\gamma$	34 352	20 484	9 767	6 720
Nb. evts $e\gamma\gamma\gamma$	17 448	8 842	3 221	1 770

Tableau 10.3: Evolution du nombre d'événements générés après le trigger et après les coupures $e\,n\gamma$.

ϵ (%)	Tlint	Biint	Tlext	Biext
trigger	$43,95 \pm 0,09$	$33,71 \pm 0,08$	$0,2913 \pm 0,0005$	$0,0303 \pm 0,0001$
$e\gamma$	$7,34 \pm 0,04$	$6,37 \pm 0,04$	$(18,2 \pm 0,1).10^{-3}$	$(2,60 \pm 0,02).10^{-3}$
$e\gamma\gamma$	$6,87 \pm 0,04$	$4,10 \pm 0,03$	$(9,77 \pm 0,1).10^{-3}$	$(1,34 \pm 0,02).10^{-3}$
$e\gamma\gamma\gamma$	$3,49 \pm 0,03$	$1,77 \pm 0,02$	$(3,22 \pm 0,06).10^{-3}$	$(0,354 \pm 0,008).10^{-3}$

Tableau 10.4: Efficacité ϵ en % de la sélection du trigger et des canaux $e\,n\gamma$. L'erreur indiquée correspond à l'erreur statistique.

Nous remarquons que les canaux e n γ sont plus efficaces avec le Tlint ce qui justifie a posteriori le choix de ces canaux d'analyse. Cependant lorsque l'on compare la statistique sur le tableau 10.5, le nombre d'événements provenant du Tlint est plus de 200 fois plus faible que les événements provenant du bruit de fond. Ceci illustre la difficulté à garder la plus grande statistique pour le Tlint tout en rejetant le bruit de fond.

Nb. /an/secteur	Tlint	Biint	Tlext	Biext
Nb. avant trigger	315	4 730	28 382 400	473 040 000
Nb. evts après trigger	$138,4 \pm 0,3$	1594 ± 4	82678 ± 142	143331 ± 473
Nb. evts $e\gamma$	$23,1 \pm 0,1$	301 ± 2	5166 ± 28	12299 ± 94
Nb. evts $e\gamma\gamma$	$21,6 \pm 0,1$	194 ± 1	2773 ± 28	6339 ± 94
Nb. evts $e\gamma\gamma\gamma$	$11,0 \pm 0,1$	84 ± 1	914 ± 17	1675 ± 38

Tableau 10.5: Evolution du nombre d'événements par an et par secteur après le trigger et après les coupures $e\,n\gamma$. L'erreur indiquée correspond à l'erreur statistique.

10.3 Etude du canal e γ

10.3.1 Spectres en énergie du ^{208}Tl et du ^{214}Bi généré dans la source.

Spectre du ^{208}Tl généré dans la source : Tlint.

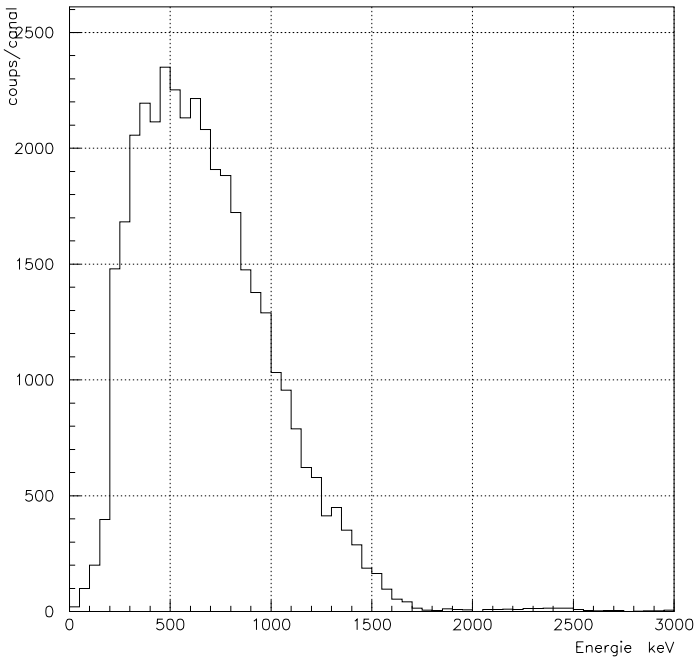


Figure 10.3: *Spectre en énergie de l'électron pour une simulation du ^{208}Tl dans la source de molybdène pour le canal e nγ.*

Nous allons étudier la forme des spectres en énergie du thallium interne dans le canal $e\gamma$.

Le spectre de l'électron est commun aux canaux $e\,n\gamma$. Il est représenté sur la figure 10.3. Il correspond au spectre β du ^{208}Tl. La valeur moyenne de l'énergie de l'électron se situe autour de 500 keV comme le montre le tableau 2.4 du chapitre 2.

Les spectres en énergie du photon sont présentés sur la figure 10.4 (10.4(a): 1 scintillateur seul et 10.4(b): 2 scintillateurs accolés). Dans le cas à deux compteurs voisins, l'énergie initiale du photon est mieux contenue donc mieux reconstruite. Nous distinguons alors trois pics à 450 keV, 750 keV, et 2450 keV. Lorsque nous avons étudié l'interaction des photons dans le détecteur, nous

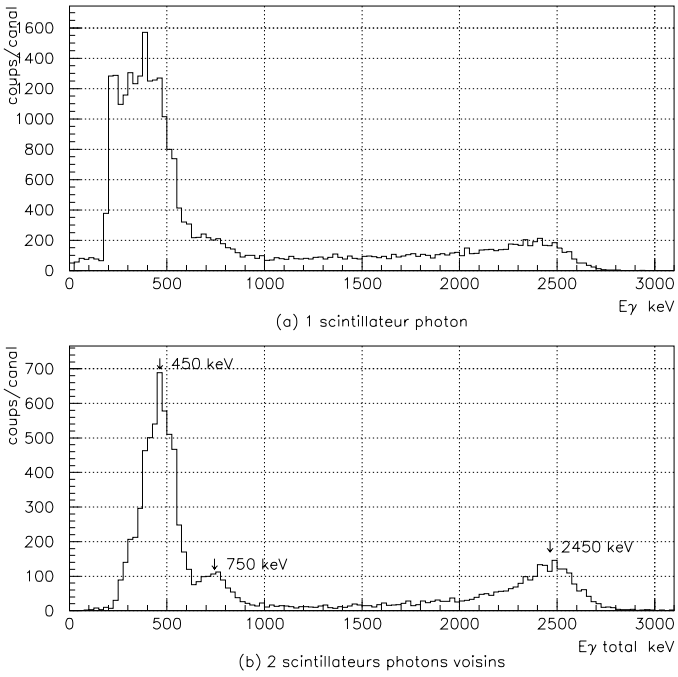


Figure 10.4: *Spectre en énergie du photon pour une simulation du ^{208}Tl dans la source de molybdène pour le canal eγ : (a) 1 seul scintillateur touchés, (b) 2 scintillateurs voisins (les trois flèches indiquent la position des trois pics dans le spectre).*

avons vu que l'énergie déposée était en moyenne plus faible de 100 à 200 keV que l'énergie initiale du photon (voir figure 9.7 chapitre B). En regardant le schéma de désintégration du thallium (fig. 2.3 du chapitre 2), nous reconnaissons alors les trois raies principales :

- à 511 et 583 keV,
- à 860 keV,
- à 2615 keV.

Spectre du ^{214}Bi généré dans la source : Biint.

Les spectres en énergie de l'électron et du photon sont présentés respectivement sur les figures 10.5 et 10.6. Sur la figure 10.6(b), nous remarquons quatre pics à : 450 keV, 1050 keV, 1550 keV et le dernier plus faible à 2100 keV. Ils correspondent respectivement aux différentes raies de transition gamma suivantes (voir figure 2.2 du chapitre 2) :

- 609 keV
- 1120 keV, et 1238 keV
- 1764 keV, 1730 keV et 1847 keV
- 2204 keV.

figure 2.2 du chapitre 2

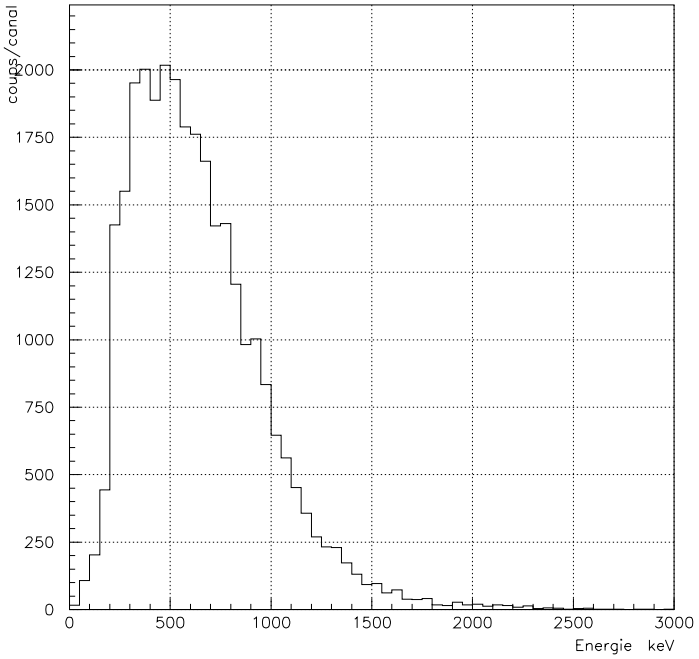


Figure 10.5: *Spectre en énergie de l'électron pour une simulation du ^{214}Bi dans la source de molybdène pour le canal e nγ.*

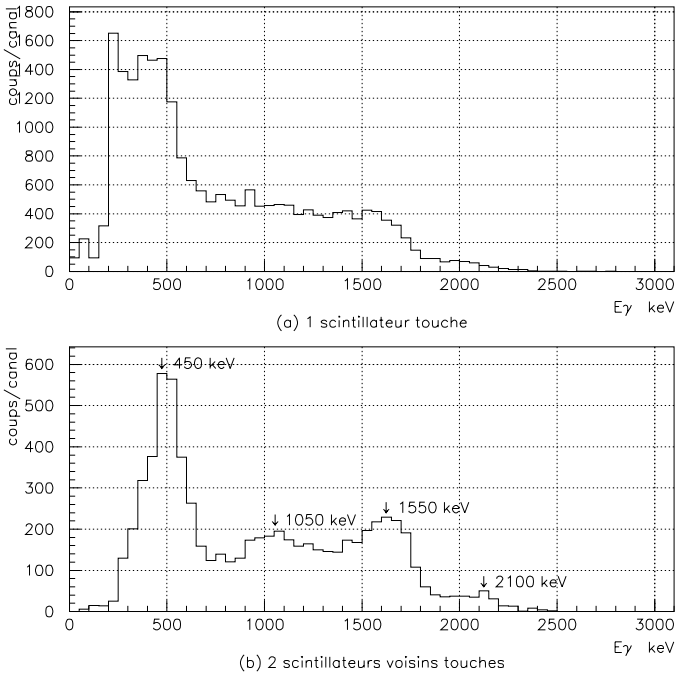


Figure 10.6: *Spectre en énergie du photon pour une simulation du ^{214}Bi dans la source de molybdène pour le canal eγ : (a) 1 seul scintillateur touchés, (b) 2 scintillateurs voisins (les quatre flèches indiquent la position des quatre pics dans le spectre).*

10.3.2 Comparaison des spectres en énergie.

Afin de comparer le spectre en énergie de l'électron et du photon du thallium interne avec les spectres du bismuth interne et du bruit de fond externe, la surface de chaque histogramme a été normalisée à 1, de manière à avoir une distribution de probabilité exprimé en pourcentage. Dans les figures suivantes, le spectre du Tlint est en trait plein alors que les autres spectres sont en tirets.

Tlint et Biint.

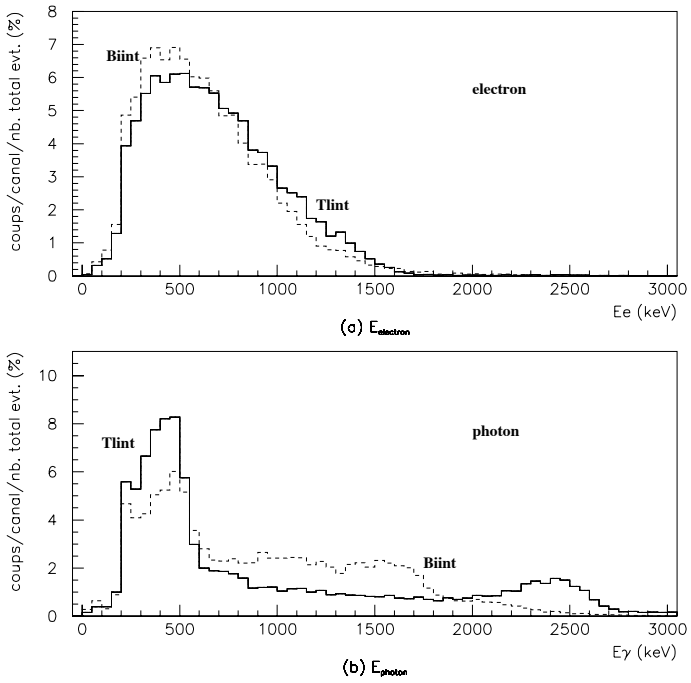


Figure 10.7: *Comparaison du spectre en énergie de l'électron (a) et celui du photon (1 ou 2 scintillateurs voisins) entre le Tlint et le Biint (distribution en tirets).*

La figure 10.7 présente le spectre en énergie de l'électron et du photon pour une génération du ^{208}Tl et du ^{214}Bi dans la source. Les deux spectres pour l'électron sont quasiment identiques. En revanche, en ce qui concerne les spectres des photons, le Tlint est prédominant sur le Biint à partir de 2200 keV. Une coupure en énergie sur le photon sera appliquée pour pouvoir discriminer les deux composantes.

Tlint et bruit de fond externe.

La comparaison du spectre en énergie de l'électron entre le Tlint et le bruit de fond externe (figure 10.8), montre que la composante du Tlext et du Biext à haute énergie domine le thallium interne. Pour comprendre cette distribution, il faut se rappeler que l'énergie cinétique maximale de l'électron β du ^{208}Tl est de l'ordre de 1,5 MeV, alors que le thallium et le bismuth peuvent émettre des gamma très énergétiques au-delà de 1,5 MeV (raie à 2,6MeV du ^{208}Tl). Ces photons, provenant des PM interagissent par effet Compton dans la source, produisent ainsi des électrons au-dessus

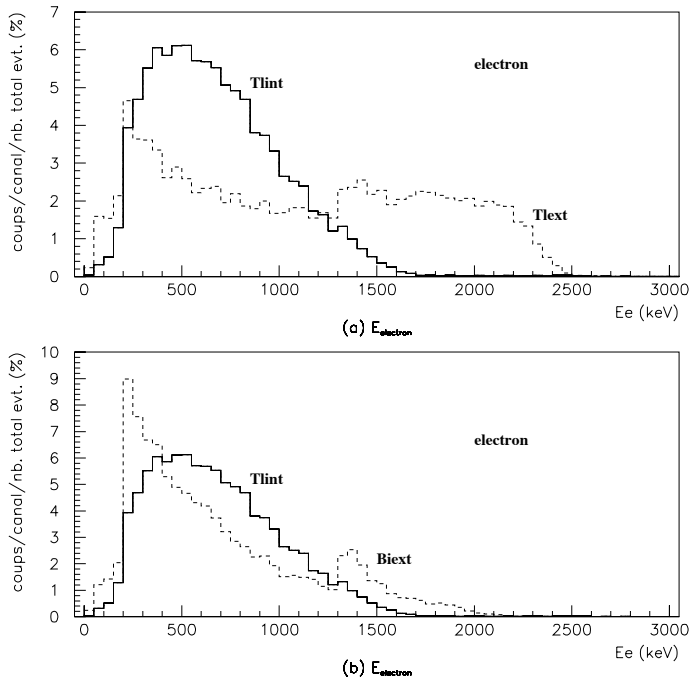


Figure 10.8: *Comparaison du spectre en énergie de l'électron entre d'une part le thallium interne et le thallium externe (a) et d'autre part entre le thallium interne et le bismuth externe (b).*

de 1,5MeV. En fixant une limite maximale autour de 1,3 MeV, nous éliminerons la composante à haute énergie du spectre du bruit de fond externe. En outre, nous avons un pic à plus basse énergie, en dessous de 450 keV pour les deux spectres du bruit de fond externe. Donc en mettant une limite minimale à l'énergie, nous pouvons rejeter une grande partie des événements externes de basse énergie.

En ce qui concerne le spectre en énergie du photon, présenté sur la figure 10.9, le spectre du Tlint domine les deux composantes externes. Evidemment, c'est le thallium externe qui nous gêne, car il reste présent à haute énergie.

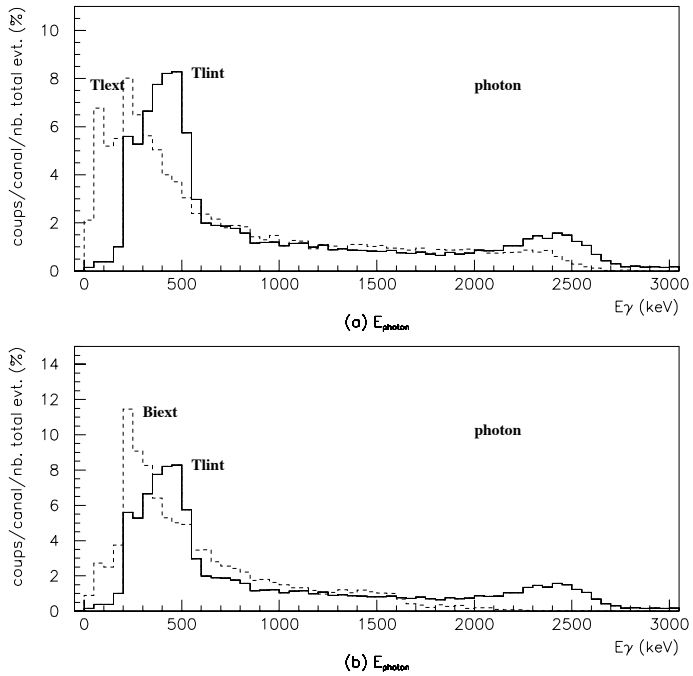


Figure 10.9: *Comparaison du spectre en énergie du photon entre d'une part le thallium interne et le thallium externe (a) et d'autre part entre le thallium interne et le bismuth externe (b).*

Conclusion.

Suite à l'analyse des spectres en énergie de l'électron et du photon, deux critères de sélection en énergie sont appliqués pour sélectionner le Thallium interne et rejeter une grande partie du bruit de fond. Nous définissons les deux coupures suivantes :

- 450 $keV < E_{electron} <$ 1300 keV
- E_{photon} >2250 keV

Notons que l'énergie totale (électron+photon) est supérieure à 2,7 MeV, c'est-à-dire au-dessus du photon à 2,6 MeV du ^{208}Tl.

Nous avons exploité la nature énergétique des événements dans le détecteur. Cependant il nous reste à étudier leur nature temporelle, à regarder l'enchaînement chronologique des scintillateurs photon et électron.

10.3.3 Topologies temporelles dans le canal $e\gamma$.

Introduction.

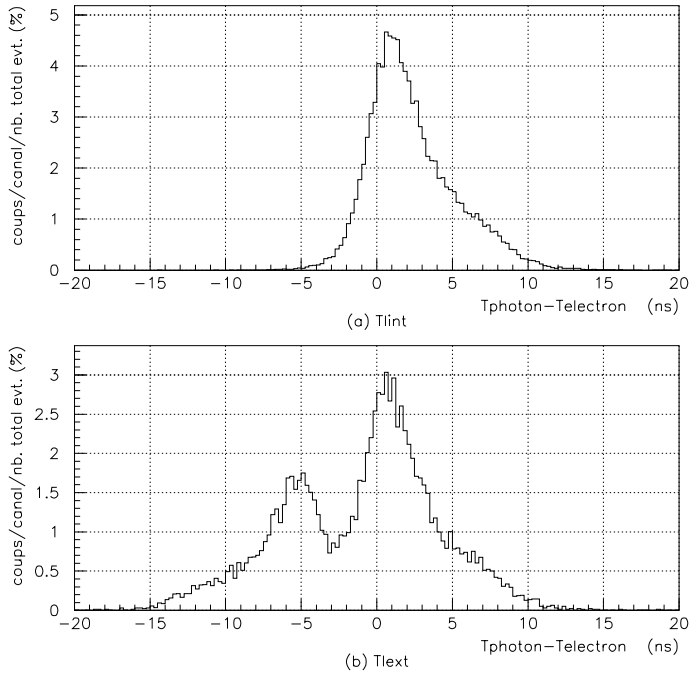


Figure 10.10: *Ces histogrammes représentent la différence entre le temps du scintillateur photon et le temps du scintillateur électron. Au (a), nous avons le thallium interne et au (b) le thallium externe.*

La topologie temporelle des événements va nous fournir un critère puissant pour rejeter le bruit de fond externe. La figure 10.10 nous montre la distribution de la différence en temps entre le photon et l'électron dans le cas interne et dans le cas externe. Dans le cas externe, il y a une contribution

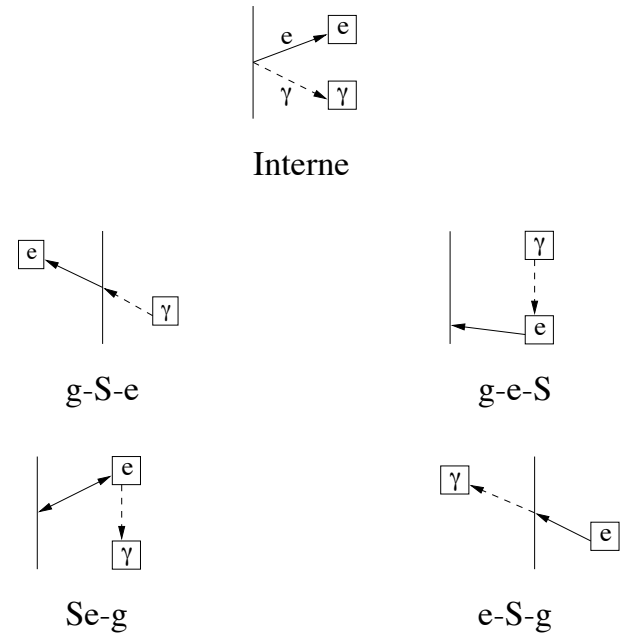


Figure 10.11: *Ce schéma représente les différentes topologies temporelles dans le canal eγ. Le trait vertical représente la source S, la flèche pleine l'électron e et la flèche en pointillé le photon γ. Le nom en dessous de chaque topologie indique l'ordre temporel des événements. Par exemple, g-S-e signifie que nous avons en premier le scintillateur photon γ qui interagit ensuite dans la source S pour donner l'électron e.*

pour une différence de temps Tphoton-Telectron négative. Cela correspond au cas où l'électron est créé dans la source par effet Compton d'un photon du bruit de fond externe.

La figure 10.11 présente les diverses topologies possibles dans le canal e γ. Pour la topologie interne, l'électron et le photon sont émis depuis la source, les deux particules arrivent quasiment en même temps sur leur scintillateur, ce qui explique le pic vers une nanoseconde. Les autres topologies sont notées par une série de lettre qui représente l'enchaînement chronologique de l'événement. En notant g pour le photon, e pour l'électron et S pour la source nous avons :

- interne : Le bruit de fond extérieur est très présent dans cette topologie (voir tableau fig 10.15). Cela correspond au cas où un photon de haute énergie émis par un PM et non détecté par un scintillateur vient créer un électron Compton dans la source.

- g-S-e : Dans le cas du bruit de fond extérieur, cette topologie correspond au cas où un premier scintillateur est touché par un β ou un photon venant d'un PM. A la suite un photon part faire un Compton dans la source mais le photon diffusé n'est pas détecté. Dans le cas d'un rayonnement issu de la source, le mécanisme peut être le suivant : un photon venant de la source vient faire un Compton sur le premier scintillateur; ensuite le photon diffusé, comme le bruit de fond externe, vient faire un Compton dans la source.

- g-e-S : Cette fois-ci, le photon issu du premier scintillateur interagit directement avec un second scintillateur, qui libère à son tour un électron, qui vole ensuite vers la source.

- Se-g : Dans le cas du bruit de fond externe, cette topologie correspond au cas où une désintégration dans un PM allume le scintillateur électron. Un photon vient faire un Compton près de la surface externe du bloc scintillateur et un électron peut s'échapper vers la source. Le photon diffusé va toucher un autre scintillateur. Du point de vue du bruit de fond interne, cette topologie ressemble beaucoup à la topologie interne. Ainsi si le temps de vol de l'électron

plus le temps de vol entre les deux scintillateurs est identique au temps de vol depuis le vertex jusqu'au scintillateur photon, nous ne pourrons distinguer les deux topologies.

- e-S-g : Cette topologie est très défavorisée comme nous le verrons sur le tableau fig 10.15.

Parmi ces topologies, seules les topologies interne, g-S-e et g-e-S vont être prépondérantes. La variable que nous allons utiliser pour caractériser ces topologies est la différence entre le temps du scintillateur photon (Tphoton) et celui du scintillateur électron (Telectron). Malheureusement, la relation entre topologie et Tphoton-Telectron n'est pas bijective. Une même différence de temps peut correspondre à des topologies différentes. Ainsi, un événement physique interne pourra être pris pour un événement avec une topologie externe et inversement. Cependant, la confusion pour un événement physique interne sera faible et nous allons voir que nous pourrons rejeter la plupart du bruit de fond externe.

Comparaison des différentes topologies.

Nous allons faire un test d'hypothèse en utilisant la loi du χ^2 pour évaluer la pertinence d'un événement avec les topologies décrites précédemment. Pour un événement donné, nous allons comparer la différence de temps mesurée, Δt_{mes} entre le photon et l'électron, avec la différence de temps théorique Δt_{th} correspondant à l'hypothèse d'une des topologies. Nous pouvons ainsi créer une variable χ définie par :

$$\chi_{exp} = \left(\frac{\Delta t_{th} - \Delta t_{mes}}{\sqrt{\sigma_{th}^2 + \sigma_{mes}^2}} \right)$$

avec σ_{th} et σ_{mes} l'erreur sur le Δt théorique et mesuré *de chaque événement* . Si l'hypothèse est correcte alors la variable χ_{exp} suit une loi normale N(0,1) et la variable χ^2_{exp} est distribuée suivant une loi du χ^2 à 1 degré de liberté.

Afin de définir le Δt_{th} pour les différentes topologies, nous notons :

- Le : la longueur de la trace de l'électron
- Lg : la distance entre le vertex et le centre du scintillateur photon
- Lge : la distance entre le centre du scintillateur photon et celui du scintillateur électron
- ve : la vitesse de l'électron
- c : la vitesse de la lumière.

Nous donnons, en exemple, sur la figure 10.12, la représentation schématique du Δt_{th} des trois topologies les plus probables. Ainsi nous obtenons la valeur théorique pour les topologies du canal $e\gamma$:

- interne : $\Delta t_{th} = \frac{L_g}{c} - \frac{L_e}{v_e}$
- g-S-e : $\Delta t_{th} = -\left(\frac{L_g}{c} + \frac{L_e}{v_e}\right)$
- e-S-g : $\Delta t_{th} = \frac{L_g}{c} + \frac{L_e}{v_e}$
- Se-g : $\Delta t_{th} = \frac{L_{ge}}{c}$
- g-e-S : $\Delta t_{th} = -\frac{L_{ge}}{c}$

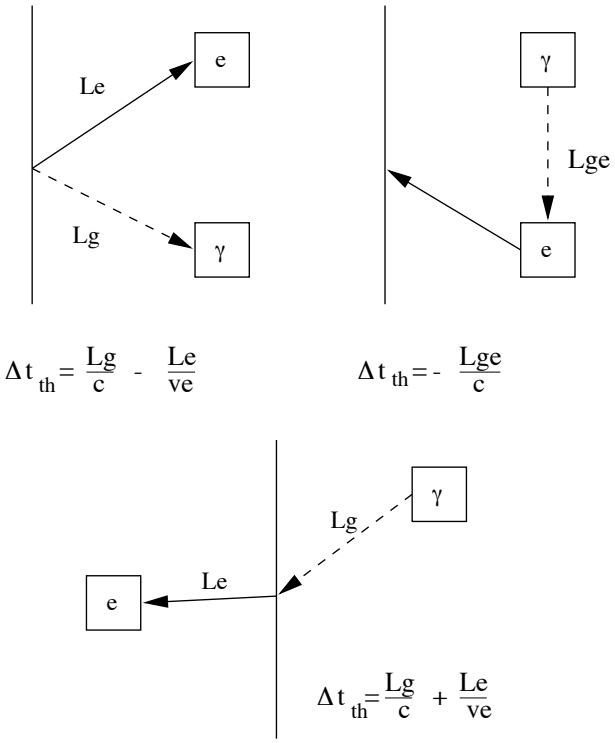


Figure 10.12: *Schéma représentant les trois principales topologies avec la définition de la différence de temps théorique entre le photon et l'électron.*

Les figures 10.13 et 10.14 représentent la distribution des Δt_{th} dans le cas d'une génération de ^{208}Tl dans la source et dans les PM. Nous voyons que les topologies g-e-S et g-S-e correspondent au pic pour Tphoton-Telectron < 0 de la figure 10.10(b).

Pour déterminer de manière quantitative la part des différentes topologies, nous demandons pour un événement donné et pour une hypothèse donnée, un seuil de signification élevé supérieur à 30%, c'est à dire une probabilité

$$\mathrm{P}_{int} = \int_{\chi^2_{exp}}^{+\infty} \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}\chi^2}\,\mathrm{d}\chi^2 \geq 0.3$$

pour garder l'hypothèse en la supposant correcte. En revanche nous rejetons l'hypothèse si la probabilité est inférieure à 0.3

Pour chaque topologie, nous comptons le nombre d'événements ayant une probabilité vérifiant P_{int} supérieure à 0,3, correspondant à un χ^2_{exp} plus petit que 1.

Le tableau figure 10.15 montre sous cette condition quelle est la proportion d'événement ayant un χ^2_{exp} plus petit que 1 pour une topologie donnée. Cette proportion se calcule par rapport au nombre d'événements ayant uniquement les caractéristiques du canal $e\gamma$ sans aucune autre coupure.

Pour la simulation du thallium et du bismuth interne nous retrouvons bien évidemment la prédominance de la topologie interne. Le bruit de fond externe se décompose en deux grandes composantes : l'une est interne, elle peut provenir d'un photon venant d'un PM, mais qui n'interagit pas dans le bloc scintillateur accolé, et fait ensuite un électron Compton dans la source; l'autre composante commence toujours avec la détection du photon qui par effet Compton envoie un autre photon dans le détecteur. En résumé le bruit de fond externe est représenté par trois topologies : interne, g-e-S et g-S-e, toutes les trois traduisent l'interaction d'un photon dans le détecteur.

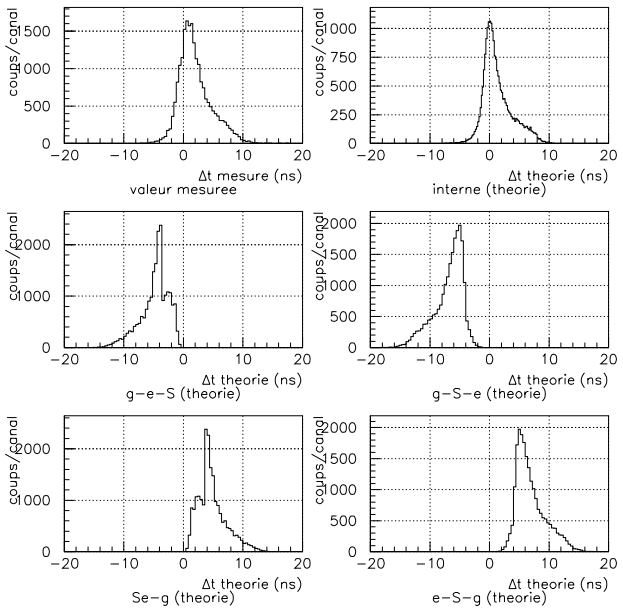


Figure 10.13: *Distribution de la différence du temps entre le photon et l'électron pour la simulation du thallium dans la source. Le premier histogramme utilise les valeurs mesurées en sortie de la simulation. Les autres histogrammes représentent le Δt théorique calculé avec la géométrie et l'énergie des événements.*

10.3.4 Définition des coupures pour le canal $e\gamma$

Coupures en énergie

Nous avons établit précédemment les deux coupures en énergie que nous allons appliquer sur les événements :

- 450 $keV < E_{electron} <$ 1500 keV
- E_{photon} >2250 keV

Les coupures en énergie correspondent au premier niveau de coupure que nous appliquerons systématiquement avant les coupures sur les topologies temporelles.

Coupures en utilisant les topologies

Deux méthodes différentes permettent d'utiliser les topologies temporelles pour rejeter le bruit de fond externe.

1. **Première méthode : critère uniquement sur la topologie interne.**

   La manière classique du test d'une hypothèse consiste à poser un seuil de signification α. Notre hypothèse ici est la topologie interne. Ainsi lorsque la probabilité P_{int} d'un événement

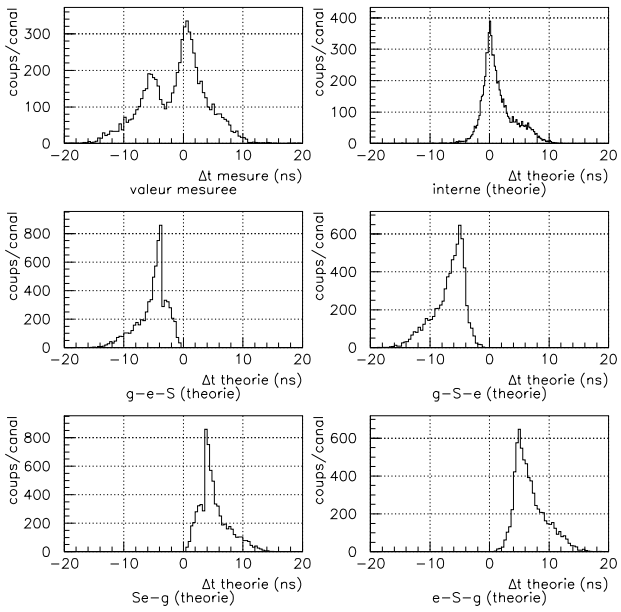


Figure 10.14: *Distribution de la différence du temps entre le photon et l'électron pour la simulation du thallium dans le verre des PM. Le premier histogramme utilise les valeurs mesurées en sortie de la simulation. Les autres histogrammes représentent le Δt théorique calculé avec la géométrie et l'énergie des événements.*

est plus petite que α, nous jugeons cet événement comme étant externe et nous le rejetons. Donc nous demandons avec cette méthode que :

$$P_{int} > \alpha$$

2. **Deuxième méthode : critère combinant la topologie interne et les topologies externes.**

   Etant donné que nous avons étudié les topologies que peuvent prendre les événements externes, nous pouvons les utiliser pour rejeter le bruit de fond externe. Dans ce cas, pour un événement donné, nous calculons le χ^2 de chaque topologie externe. Ensuite si le χ^2_{int} de la topologie interne pour cet événement est plus petit que les χ^2_{ext} des topologies externes, nous conservons l'événement. En revanche, si au moins une topologie externe possède un χ^2_{ext} plus petit que le χ^2_{int}, nous rejetons cet événement. Le tableau figure 10.15 nous montre que nous pouvons négliger les topologies "e-S-g" et "Se-g". Nous considérons les topologies "g-S-e" et "g-e-S" comme les topologies externes. En notant χ^2_{g-S-e} et χ^2_{g-e-S} leur χ^2 associé nous demandons alors en utilisant cette méthode que :

$$\chi^2_{g-S-e} > \chi^2_{int} \text{ et } \chi^2_{g-e-S} > \chi^2_{int}$$

10.3.5 Efficacités des coupures

Le tableau 10.6 montre pour le Tlint, le Biint, le Tlext, et le Biext, le nombre d'événements par an et par secteur lorsque l'on applique uniquement les coupures en énergie ou lorsque l'on combine les coupures en énergie suivies des coupures de topologies. La dernière colonne indique le rapport Signal/Bruit dans le cas où nous supposons que l'activité du ^{208}Tl dans la source est de 20μBq/kg.

canal e γ					
coupures	Tlint 20μBq/kg 10μBq/secteur	Biint 300μBq/kg 150μBq/secteur	Tlext 0,9Bq/secteur	Biext 15Bq/secteur	S/B
sans coupure	$23,1 \pm 0,1$ (5.10^5)	301 ± 2 (5.10^5)	5166 ± 28 (10^8)	12299 ± 94 (5.10^8)	-
énergie	$1,95 \pm 0,03$ (3093)	$2,9 \pm 0,2$ (303)	18 ± 2 (63)	2 ± 1 (2)	0,08
énergie + P_{int} >0,001	$1,92 \pm 0,03$ (3054)	$2,8 \pm 0,2$ (301)	9 ± 2 (32)	2 ± 1 (1)	0,14
énergie + P_{int} >0,01	$1,89 \pm 0,03$ (2994)	$2,8 \pm 0,2$ (301)	9 ± 2 (32)	2 ± 1 (1)	0,14
énergie + P_{int} >0,1	$1,71 \pm 0,03$ (2720)	$2,8 \pm 0,2$ (298)	9 ± 2 (32)	2 ± 1 (1)	0,12
énergie + $\chi^2_{g-S-e} > \chi^2_{int}$ + $\chi^2_{g-e-S} > \chi^2_{int}$	$1,54 \pm 0,03$ (2447)	$0,72 \pm 0,07$ (76)	$0,8 \pm 0,5$ (3)	0 (0)	1

Tableau 10.6: *Nombre d'événements par an et par secteur après l'utilisation des coupures de la colonne de gauche. La dernière colonne donne le rapport Signal/Bruit. Les nombres entre parenthèses sont les nombres d'événements dans le fichier de simulation. L'erreur indiquée est l'erreur statistique.*

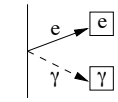
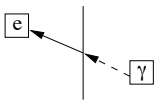
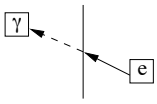
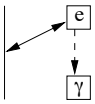
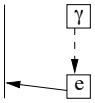
Topologies e γ	Nevt/Ntot (%) pour $\chi^2 < 1$			
	Tlint	**Biint**	**Tlext**	**Biext**
 interne	**62,0**	**74,0**	**45,1**	**43,7**
 g-S-e	6,9	0,4	**31,4**	**34,1**
 e-S-g	1,6	1,1	2,8	1,8
 Se-g	11,4	7,6	7,6	6,1
 g-e-S	3,7	5,9	**19,3**	**18,8**

Figure 10.15: *Proportion d'événements ayant un $\chi^2_{exp} < 1$, c'est-à-dire avec un seuil de signification de 30%.*

- Les coupures en énergie permettent de réduire de plusieurs ordres de grandeurs le bruit de fond interne comme le bruit de fond externe. Cependant le rapport signal/bruit reste encore trop faible pour pouvoir faire une mesure d'une activité au niveau de 20μBq/kg.
- En appliquant la première méthode de sélection des événements de topologie interne, nous voyons que cette coupure est surtout efficace pour le Tlext dont le nombre d'événements est divisé par 2. En revanche, nous ne gagnons pas sur le rapport signal/bruit lorsque nous augmentons le seuil de signification car le bruit de fond, qui nous reste, a les bonnes caractéristiques d'une topologie interne. Cette série de coupures donne un rapport S/B trop faible pour espérer faire une mesure de l'activité de Tlint.
- En revanche la dernière série de coupures qui utilise les topologies externes est très efficace. Le rapport S/B vaut alors 1.

Nous utilisons cette dernière série de coupures avec laquelle nous obtenons une efficacité de détection de $0,49 \pm 0,01\%$.

10.3.6 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e γ

Afin de calculer la sensibilité attendue du détecteur NEMO3 pour mesurer l'activité du Tl interne à la source, deux scénarii sont proposés :

1. Les activités en ^{208}Tl et en ^{214}Bi internes à la source sont égales aux limites requises lors de la purification des sources, c'est à dire 20μBq/kg en ^{208}Tl et 300μBq/kg en ^{214}Bi. D'autre part le nombre d'événements bruit de fond (Biint, Tlext et Biext) observés est égal au nombre

d'événements attendu, soit 1.5 evt/an/secteur. De plus le nombre d'événements du Tlint est égal au nombre attendu soit 1.5 evt/an/secteur. On observe donc 3 evt/an/secteur avec 1.5 evt/an/secteur de bruit de fond attendu. Nous en déduisons que le signal est inférieur à 5,9 evt/an/secteur à 90% de confiance. Cela se traduit au niveau de l'activité en ^{208}Tl de la source, que nous noterons A(Tlint), par la limite supérieure :

$$\mathrm{A(Tlint)} < 38\mu\mathrm{Bq/secteur(500g)}$$

cela correspond à une activité en ^{208}Tl pour 500g de source.

2. La contamination en ^{208}Tl dans la source est quasi nulle. En supposant à nouveau que le nombre d'événements observé est égale au nombre d'événements bruit de fond attendu, soit 1.5 evt/an/secteur, alors le nombre d'événements provenant du Tlint est au plus de 3,7 evt/ana/secteur à 90% de niveau de confiance. Cela correspond à une activité limite de 24μBq/secteur c'est-à-dire qu'à 90% de confiance :

$$\mathrm{A(Tlint)} < 24\mu\mathrm{Bq/secteur(500g)}$$

10.4 Etude du canal e $\gamma\gamma$

Le spectre du ^{208}Tl (figure 2.3), nous montre qu'il émet, outre un β, au moins deux autres photons dont un à 2,6 MeV et un autre de moindre énergie. Dans 86% des cas cet élément émet un photon de 580 keV et dans 22,8% un photon de 511 keV. Ainsi le canal $e\,\gamma\,\gamma$ est un canal prometteur pour une meilleure sélection des événements thallium internes Cependant, le bismuth aussi va émettre plusieurs photons dont un de basse énergie : 609 keV dans 46% des cas. Mais en sélectionnant la topologie interne et en choisissant des bonnes coupures en énergie, nous allons pouvoir augmenter le rapport signal sur bruit, même si cela va mordre sur la statistique.

10.4.1 Les spectres en énergie dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$.

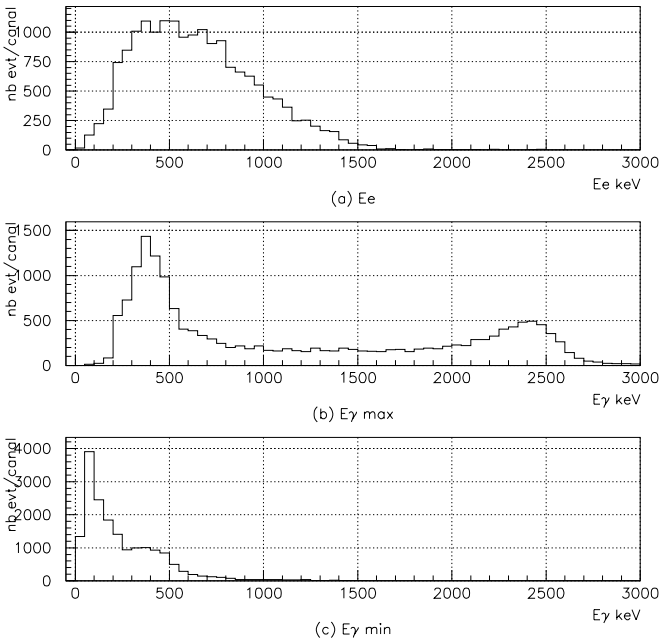


Figure 10.16: **Tlint** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$, de l'électron (a), du photon le plus énergétique (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{208}Tl généré dans la source.

La démarche va être similaire à celle de notre étude du canal $e\,\gamma$. Nous allons tout d'abord fixer une série de coupure en énergie puis sélectionner la topologie interne. Nous noterons par un indice 1 (resp. 2) les grandeurs associées au photon le plus énergétique (resp. le moins énergétique).

Les figures 10.16, 10.17, 10.18, 10.19, représentent le spectre en énergie de l'électron et des deux photons pour le thallium interne (Tlint), thallium externe (Tlext), bismuth interne (Biint), et pour le bismuth externe (Biext).

Au regard de ces spectres, nous retrouvons des distributions similaires pour l'énergie des électrons aux distributions du canal $e\,\gamma$. Les coupures que nous appliquerons seront donc les mêmes :

$$450 < E_e\,\text{keV} < 1300$$

La nouveauté par rapport au canal précédent e γ, est la présence ici de deux photons. Le photon le plus énergétique présente le même spectre que le spectre du photon dans le canal e γ. En revanche,

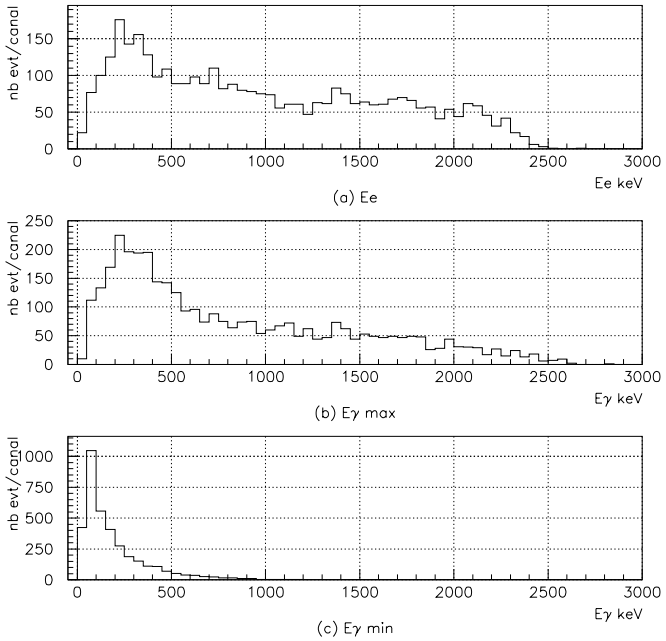


Figure 10.17: **Tlext** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$, de l'électron (a), du photon le plus énergétique (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{208}Tl généré dans les photomultiplicateurs.

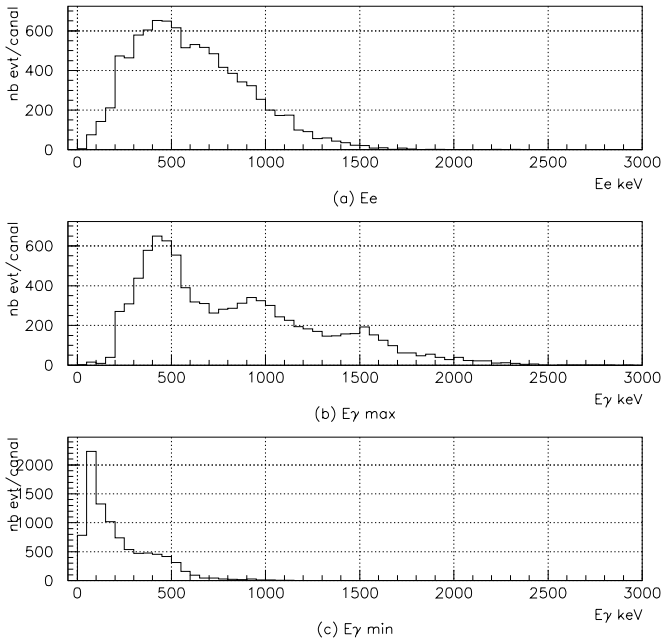


Figure 10.18: **Biint** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$, de l'électron (a), du photon le plus énergétique (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{214}Bi généré dans la source.

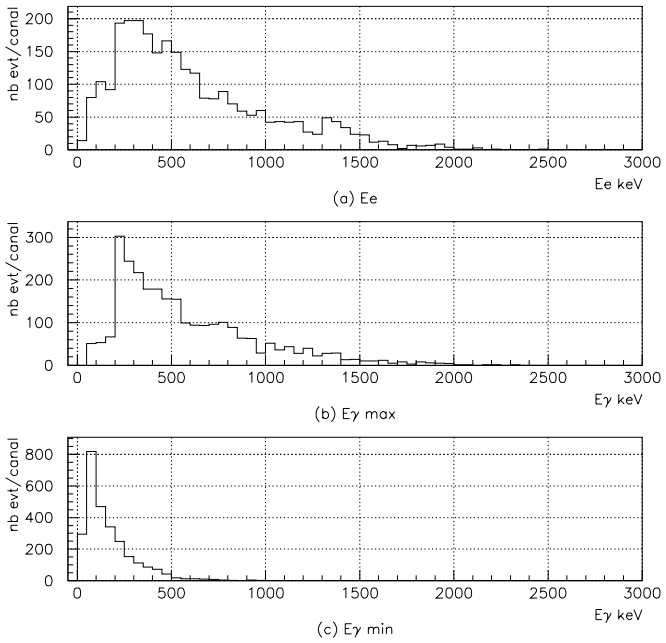


Figure 10.19: **Biext** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$, de l'électron (a), du photon le plus énergétique (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{214}Bi généré dans les photomultiplicateurs.

la distribution du photon de plus petite énergie présente un unique pic à basse énergie. Ceci est caractéristique d'un photon de diffusion Compton (voir chapitre B). Cependant nous remarquons qu'à la différence du bruit de fond externe, les distributions de la composante interne (Tlint et Biint) présente un plateau jusque vers 500 keV ressemblant à l'ébauche du pic vers 450-500 keV observé dans le spectre du photon d'énergie maximum. Afin d'étudier le comportement du photon le moins énergétique, nous avons sélectionné la topologie interne en appliquant la coupure suivante sur les données :

$$P\left(\chi^2 \geq \chi^2_{exp}\right) \geq 0,4$$

Nous verrons en détail, dans le prochain paragraphe, la définition de cette topologie et du χ^2 associé. A partir de cette sélection, la figure 10.20 présente le spectre en énergie du photon le moins énergétique provenant du signal et du bruit de fond. Cette figure nous montre alors que le comportement du bruit de fond externe est très différent du bruit de fond interne. La composante interne présente un plateau jusqu'à 500 keV, alors que la composante externe est complètement atténuée au-dessus de 250 keV.

- Dans le cas interne, le photon de basse énergie peut soit venir de la diffusion d'un premier photon et cela donne le pic à basse énergie, soit provenir véritablement de la source et déposer une grande partie de son énergie dans le scintillateur et cela donne naissance au plateau jusqu'à 500 keV. Cette énergie est de l'ordre de grandeur des transitions de faible énergie du thallium et du bismuth.

- Pour le bruit de fond externe ce plateau est absent. Cela laisse supposer que le photon de basse énergie est un photon de diffusion et n'est pas représentatif d'une véritable transition d'un noyau.

Ainsi nous pouvons maintenant définir nos coupures en énergie pour les photons. Comme le

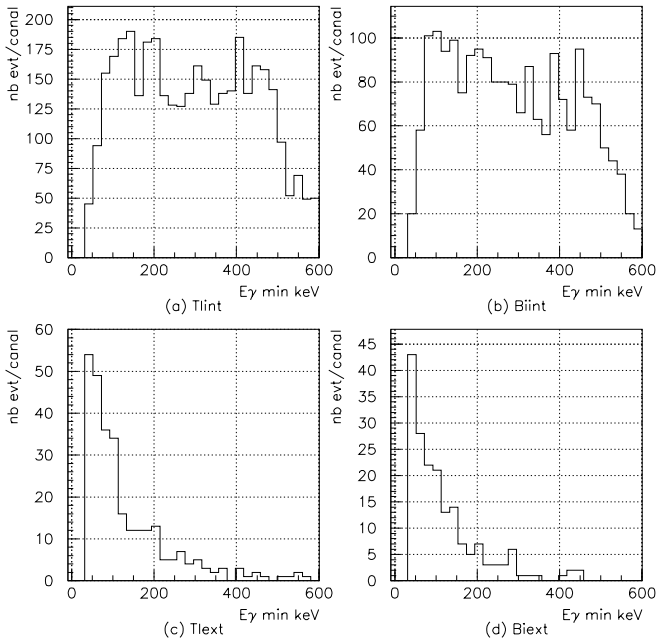


Figure 10.20: *Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma$, du photon le moins énergétique, en sélectionnant les événements de topologie interne ($P(\chi^2 \geq \chi^2_{exp}) \geq 0,4$), pour le thallium interne (a), le bismuth interne (b), le thallium externe (c) et le bismuth externe (d).*

spectre du photon de haute énergie du Tlint présente un pic au-delà de 2 MeV (voir fig 10.16 b), il est plus judicieux de mettre une coupure la plus basse possible. Nous imposerons donc à l'énergie de plus haute énergie d'être supérieure à 2 MeV. En revanche le bruit de fond externe va être très sensible à une coupure dans le spectre du photon de basse énergie. Nous imposerons alors à l'énergie de ce photon d'être supérieure à 250 keV.

Finalement nous avons les coupures suivantes :

$$450 < E_e\,\mathrm{keV} < 1300$$

$$E_{\gamma\,1}\,\mathrm{keV} > 2000$$

$$E_{\gamma\,2}\,\mathrm{keV} > 250$$

Notons que l'énergie totale $E_e + E_{\gamma\,1} + E_{\gamma\,2}$ est supérieure à 2,7 MeV.

10.4.2 Etudes des topologies temporelles du canal $e\,\gamma\,\gamma$.

La méthode pour déterminer les différentes topologies est la même que pour le canal $e\gamma$.

Dans ce canal nous avons trois informations temporelles le temps de l'électron t_e et le temps des deux photons $t_{\gamma 1}$ et $t_{\gamma 2}$. Nous noterons par un indice 1 le photon le plus énergétique et par un indice 2 le photon le moins énergétique.

Nous pouvons donc former un χ^2 avec deux variables; par exemple avec la différence de temps entre le photon le plus énergétique et l'électron $t_{\gamma 1} - t_e$, et avec la différence de temps entre les deux photons $t_{\gamma 1} - t_{\gamma 2}$. La troisième différence $t_{\gamma 2} - t_e$ est une combinaison linéaire des deux autres, elle ne peut donc pas intervenir dans le χ^2 qui exige des variables indépendantes. Nous obtenons alors

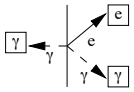
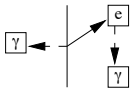
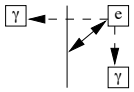
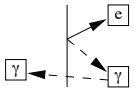
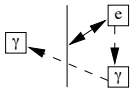
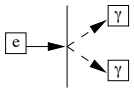
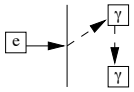
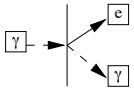
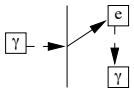
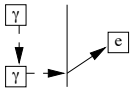
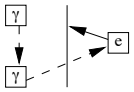
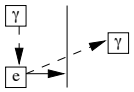
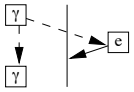
Topologies e γγ	**Nevt / Ntot (%) pour $\chi^2 < 1,2$**			
	Tlint	**Biint**	**Tlext**	**Biext**
 interne	**28,5**	**30,5**	9,7	8,1
 S-(e-g)g	**27,6**	**30,7**	14,9	14,4
 Se-gg	5,3	4,0	5,25	3,7
 S-e(g-g)	**30,6**	**37,8**	**21,8**	**22,7**
 Se-g-g	3,5	3,0	3,4	3,75
 e-S-gg	0,2	0,1	1,35	0,9
 e-S-g-g	0,6	0,5	1,0	1,2
 g-S-eg	0,4	0,5	**32,4**	**36,3**
 g-S-e-g	0,05	0,09	9,72	10,1
 g-g-S-e	0,3	0,4	10,1	8,1
 g-g-e-S	0,18	0,2	2,2	2,9
 g-(e-S)-g	3,65	4,0	7,1	7,8
 g-((e-S)g)	6,75	7,5	**20,0**	**18,3**

Figure 10.21: *Tableau représentant les différentes topologies pour le canal e γ γ.*

un χ^2 de la forme :

$$\chi^2_{exp} = \left(\frac{(t_{\gamma 1} - t_e)_{th} - (t_{\gamma 1} - t_e)_{exp}}{\sigma_{\gamma 1,e}} \right)^2 + \left(\frac{(t_{\gamma 1} - t_{\gamma 2})_{th} - (t_{\gamma 1} - t_{\gamma 2})_{exp}}{\sigma_{\gamma 1,2}} \right)^2$$

avec $\sigma_{\gamma 1,e}$ et $\sigma_{\gamma 1,2}$ l'erreur de la mesure et l'erreur théorique sur ces différences de temps. Comme pour le canal $e\gamma$, le calcul théorique s'effectue à l'aide d'une longueur (distance entre la source et scintillateur ou la distance entre deux scintillateurs), et à l'aide d'une vitesse (la vitesse de la lumière ou la vitesse de l'électron obtenue à partir de son énergie).

La figure 10.21 présente le tableau des différentes topologies. Mise à part la topologie interne, le nom que j'ai donné aux topologies respectent la chronologie des événements. La lettre g représente le photon, la lettre e l'électron et la lettre S la source. Lorsque deux particules sont créées simultanément les lettres e et g sont accolées. Lorsqu'elles sont créées successivement, il y a un tiret. De plus, les parenthèses décrivent un embranchement secondaire à la chronologie principale. Enfin lorsque S et e sont accolés cela signifie que dans cette topologie nous ne pouvons distinguer la trace venant du scintillateur ou de la source. Nous avons volontairement pris toutes les configurations possibles même celles qui sont difficilement réalisable physiquement. Elles servent à mettre en perspective les autres topologies. Pour le thallium interne et externe, le bismuth interne et externe, et pour chaque topologie, nous demandons un seuil de signification de 30%, ce qui correspond à un $\frac{\chi^2}{2} < 1,2$. Les résultats de ce tableau sont exprimés en pourcentage par rapport aux nombre d'événements sans autre coupure que celles exigées pour le canal $e\gamma\gamma$.

Il serait fastidieux de regarder en détail chaque topologie. Nous laissons au lecteur le soin d'examiner toutes les configurations à partir des exemples des topologies les plus importantes que nous allons étudier maintenant.

- Topologie interne : nous voyons une évolution par rapport au canal $e\gamma$. Il devient plus difficile au bruit de fond externe de "simuler" une topologie interne. Car le photon provenant du PM doit effectuer un double effet Compton dans la source. D'autre part, pour le bruit de fond interne, nous voyons que l'efficacité de détecter deux photons chute par rapport au canal précédent.

- Topologie S-(e-g)g : Le bruit de fond interne a une composante non négligeable avec cette topologie. Celle-ci peut s'expliquer en supposant que le temps de parcours du photon depuis le vertex jusqu'au scintillateur succédant à l'électron, est similaire au temps de parcours de l'électron plus le temps de vol du scintillateur électron au scintillateur photon. Cette similitude (aux erreurs près) nous fait prendre une topologie normalement interne pour cette topologie S-(e-g)g, difficilement explicable par un mécanisme physique.

- Topologie S-e(g-g) : L'explication de cette topologie est ici aisée. Pour le bruit de fond interne, un seul photon est détecté et ce dernier va diffuser sur un scintillateur pour toucher ensuite le second scintillateur photon. Pour le bruit de fond externe, l'électron et le photon issu de la source provient d'une diffusion Compton d'un photon provenant d'un PM. Ce photon vient "rebondir" sur le premier scintillateur photon pour toucher ensuite le deuxième.

- Topologie g-S-eg : Pour le bruit de fond interne, cette topologie semble à première vu difficile à comprendre. En fait lorsque nous regardons plus finement cette topologie, nous voyons que le premier scintillateur touché correspond quasiment toujours au scintillateur du photon le plus énergétique. Cela suggère qu'un photon issu de la source vient faire une diffusion à grand angle sur le premier scintillateur. Ensuite le photon diffusé vient faire un Compton dans la source. Pour le bruit de fond externe, l'explication est en revanche très simple. Un rayonnement issu du PM allume le premier scintillateur alors qu'un photon vole vers la source pour y faire un effet Compton.

- Topologie g-((e-S)g) : Deux photons issus d'un PM vont d'une part toucher un autre scintillateur et d'autre part faire un Compton dans un scintillateur fournissant ainsi l'électron et la trace désirée pour ce canal d'étude.

Dans la suite nous considèrerons que la topologie "S-(e-g)g" représente aussi un événement interne. Par ailleurs, nous prendrons les topologies "S-e(g-g)", "g-S-eg" et "g-((e-S)g)" comme topologie externe. Nous négligerons les autres topologies du tableau.

10.4.3 Définition des coupures pour le canal e γγ

Nous renvoyons le lecteur au paragraphe sur le canal e γ pour l'argumentaire sur la méthode utilisée pour déterminer l'activité du Tlint. Nous allons directement exposer les coupures que nous allons utiliser dans l'analyse

Coupures en énergie

Nous avons établit précédemment les coupures en énergie que nous allons appliquer sur les événements :

$$450 < E_e \,\mathrm{keV} < 1300$$

$$E_{\gamma\,1} \,\mathrm{keV} > 2000$$

$$E_{\gamma\,2} \,\mathrm{keV} > 250$$

l'énergie totale est donc supérieure à 2,7 MeV. Comme avec le canal e γ, cette coupure permet ainsi d'éliminer les événements où intervient un effet Compton dans la source. Les coupures en énergie correspondent au premier niveau de coupures que nous appliquerons systématiquement avant les coupures sur les topologies temporelles.

Coupures en utilisant les topologies

En ce qui concerne les topologies nous allons étudier l'influence des 2 méthodes décrites dans le paragraphe traitant le canal e γ.

1. La première méthode consiste à fixer un seuil de signification α pour la topologie interne et de sélectionner les événements vérifiant :

$$\mathrm{P}_{int} > \alpha$$

2. La deuxième méthode utilise plus spécifiquement les topologies externes représentées par : "S-e(g-g)", "g-S-eg" et "g-((e-S)g)". Pour simplifier l'écriture nous noterons dans la suite χ^2_{ext} les χ^2 associés aux topologies externes. A la différence du canal e γ, nous utilisons ici 2 topologies pour représentées les événements internes. En effet nous prenons en compte aussi la topologie "S-(e-g)g". Dans la suite pour simplifier l'écriture nous noterons le χ^2 de ces 2 topologies par l'indice int_1 et int_2. Nous demandons ainsi que :

$$\chi^2_{ext} > \chi^2_{int_1} \text{ ou } \chi^2_{ext} > \chi^2_{int_2}$$

10.4.4 Efficacité des coupures de sélections

Le tableau 10.7 montre pour le Tlint, le Biint, le Tlext, et le Biext, le nombre d'événements par an et par secteur lorsque l'on applique uniquement les coupures en énergie ou lorsque l'on combine les coupures en énergie suivies des coupures de topologies. La dernière colonne indique le rapport Signal/Bruit dans le cas où nous supposons que l'activité du ^{208}Tl dans la source est de 20μBq/kg.

canal e γ γ					
coupures	Tlint 20μBq/kg 10μBq/secteur	Biint 300μBq/kg 150μBq/secteur	Tlext 0,9Bq/secteur	Biext 15Bq/secteur	S/B
sans coupure	$21,6 \pm 0,1$	194 ± 1	2773 ± 28	6339 ± 94	-
énergie	$2,02 \pm 0,04$ (3201)	$0,25 \pm 0,02$ (27)	$3,7 \pm 1$ (13)	0 (0)	0,5
énergie + P_{int} >0,001	$1,47 \pm 0,03$ (2327)	$0,09 \pm 0,03$ (10)	$1,1 \pm 0,6$ (4)	0 (0)	1,2
énergie + P_{int} >0,01	$1,33 \pm 0,03$ (2110)	$0,09 \pm 0,03$ (10)	$0,8 \pm 0,5$ (3)	0 (0)	1,5
énergie + P_{int} >0,1	$1,03 \pm 0,02$ (1640)	$0,06 \pm 0,02$ (6)	$0,6 \pm 0,4$ (2)	0 (0)	1,6
énergie + $\chi^2_{ext} > \chi^2_{int_1}$ ou $\chi^2_{ext} > \chi^2_{int_2}$	$1,21 \pm 0,03$ (1913)	$0,02 \pm 0,01$ (2)	0 (0)	0 (0)	60,5

Tableau 10.7: *Nombre d'événements par an et par secteur après l'utilisation des coupures de la colonne de gauche. La dernière colonne donne le rapport Signal/Bruit. Les nombres entre parenthèses sont les nombres d'événements dans le fichier de simulation. L'erreur indiquée est l'erreur statistique.*

- Comme dans le canal e γ mais avec plus d'efficacité, les coupures en énergie permettent de réduire de plusieurs ordres de grandeurs le bruit de fond interne comme le bruit de fond externe. La contribution du Biext est d'ailleurs entièrement rejetée. Cependant le rapport signal/bruit reste encore trop élevé pour pouvoir faire une mesure d'une activité au niveau de 20μBq/kg.
- En appliquant la première méthode de sélection des événements de topologie interne, nous voyons que cette coupure est surtout efficace pour le Tlext. En outre cette coupure est stable vis à vis de la valeur du seuil de signification. Cette série de coupures nous donne un rapport S/B suffisant pour faire une mesure de l'activité de Tlint.
- La dernière série de coupures qui utilise les topologies externes est en revanche extrêmement efficace puisqu'elle élimine quasiment le bruit de fond.

Avec la dernière série de coupures nous obtenons une efficacité de détection de $0,38 \pm 0,01\%$.

10.4.5 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e $\gamma\gamma$

A nouveau deux scénario sont proposés :

1. Les activités en ^{208}Tl et en ^{214}Bi internes à la source sont égales aux limites requises lors de la purification des sources, c'est à dire 20μBq/kg en ^{208}Tl et 300μBq/kg en ^{214}Bi. De plus le nombre d'événements du Tlint observés est égal au nombre attendu soit 1.2 evt/an/secteur et le nombre d'événements du bruit de fond observés est égal au nombre attendu soit 0 evt/an/secteur. Nous en déduisons alors que le signal est compris entre 0,19 et 4,67 evt/an/secteur à 90% de confiance. Cela se traduit au niveau de l'activité en ^{208}Tl de la source, que nous notons A(Tlint) :

$$1,5\mu\text{Bq/secteur(500g)} < \text{A(Tlint)} < 38,5\mu\text{Bq/secteur(500g)}$$

2. La contamination en ^{208}Tl dans la source est quasi nulle. En supposant à nouveau que le nombre d'événements observés est égal au nombre d'événements de bruit de fond attendu, soit 0 evt/an/secteur, alors le nombre d'événements provenant du Tlint est au plus de 2.44 evt/an/secteur à 90% de niveau de confiance. Cela correspond à une activité limite de 20μBq/secteur c'est-à-dire qu'à 90% de confiance :

$$\text{A(Tlint)} < 20\mu\text{Bq/secteur(500g)}$$

10.5 Etude du canal e $\gamma\gamma\gamma$

10.5.1 Etude des spectres en énergie et définition des coupures

Etant donné que le ^{208}Tl émet surtout 2 photons, le canal à 3 photons permet d'être sensible aux photons de basse énergie provenant d'une diffusion Compton. Les figures 10.22, 10.23, 10.24, 10.25 représente le spectre en énergie des photons du Tlint, du Biint, du Tlext et du Biext.

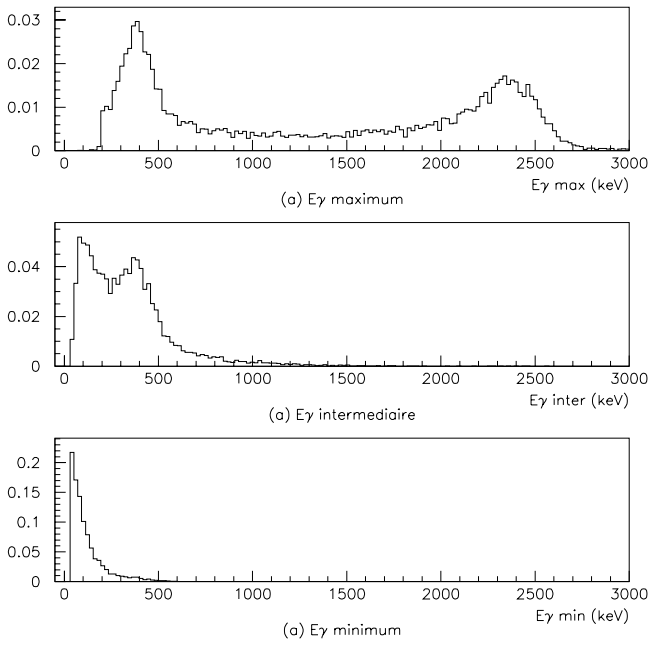


Figure 10.22: **Tlint** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma\,\gamma$, du photon le plus énergétique (a) du photon d'énergie intermédiaire (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{208}Tl généré dans la source. Les distributions ont été normalisée à 1.

Pour le bruit de fond externe (Tlext et Biext), étant donné la forme caractéristique de leur spectre, le photon d'énergie intermédiaire et le photon d'énergie minimum correspondent à des photons de diffusion Compton. En revanche pour le ^{208}Tl et le ^{214}Bi des sources, la distribution en énergie photon d'énergie intermédiaire présente un pic autour de 400 keV ce qui signe le photon d'une transition nucléaire dont l'énergie se situe autour de 500keV. Cela signifie que pour la composante interne avec le photon le plus énergétique et le photon d'énergie intermédiaire, nous signons véritablement 2 photons venant du noyau de ^{208}Tl ou du noyau de ^{214}Bi. Notons que nous commencions à observer ce phénomène dans le canal e $\gamma\gamma$. Dans tous les cas le photon d'énergie minimum semble être un photon issu d'une diffusion Compton.

Les coupures sur l'énergie des photons que nous utilisons dans l'analyse sont les suivantes :

$$\mathrm{E}_{\gamma max} > 2000\mathrm{keV}$$

$$\mathrm{E}_{\gamma intermediaire} > 100\mathrm{keV}$$

$$\mathrm{E}_{\gamma minimum} > 100\mathrm{keV}$$

Grâce aux 2 coupures à 100keV, nous rejetons les pics à basse énergie des spectres en énergie des photons du bruit de fond externe.

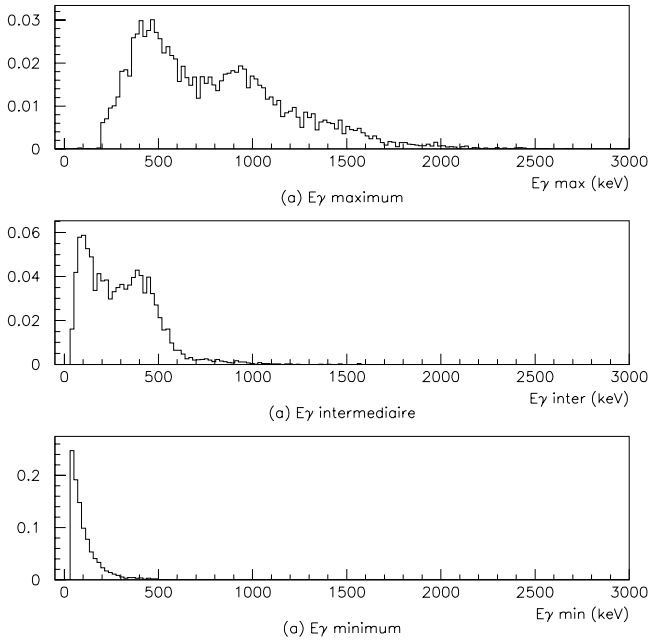


Figure 10.23: **Biint** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma\,\gamma$, du photon le plus énergétique (a) du photon d'énergie intermédiaire (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{214}Bi généré dans la source. Les distributions ont été normalisée à 1.

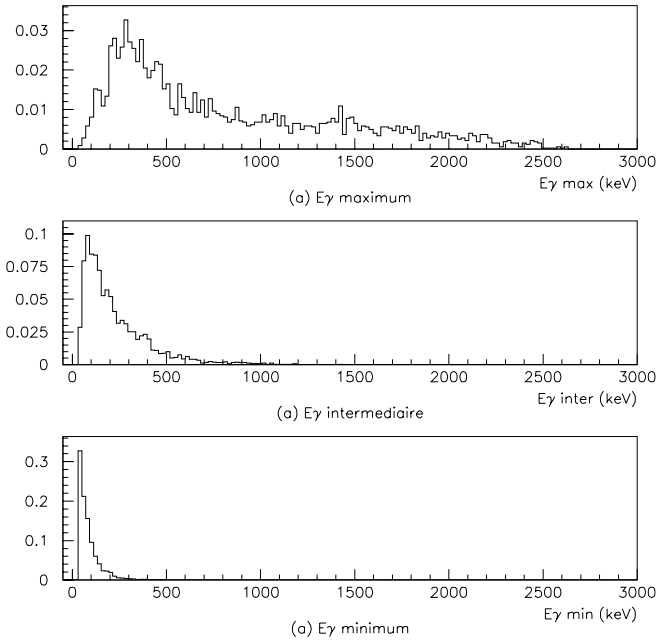


Figure 10.24: **Tlext** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma\,\gamma$, du photon le plus énergétique (a) du photon d'énergie intermédiaire (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{208}Tl généré dans le verre des PM. Les distributions ont été normalisée à 1.

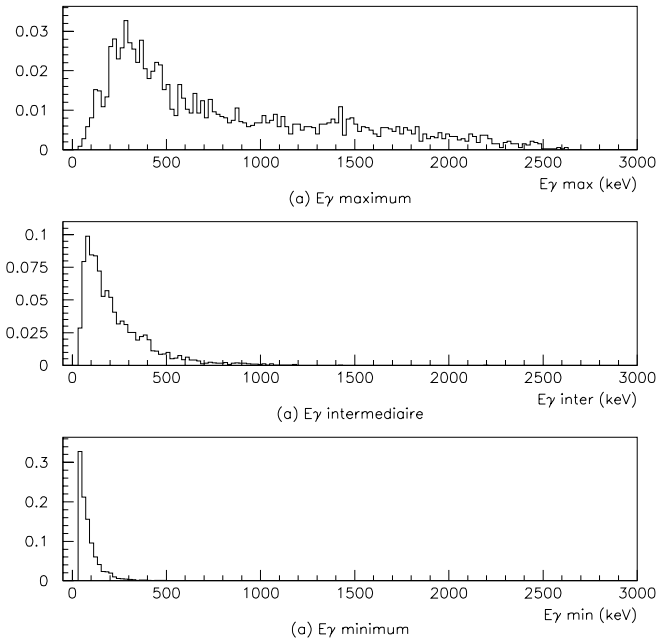


Figure 10.25: **Biext** : Spectre en énergie, dans le canal $e\,\gamma\,\gamma\,\gamma$, du photon le plus énergétique (a) du photon d'énergie intermédiaire (b) et du photon le moins énergétique (c), pour le noyau ^{214}Bi généré dans le verre des PM. Les distributions ont été normalisée à 1.

Le spectre en énergie de l'électron est évidemment similaire aux spectres obtenus dans les canaux d'analyses précédents. Cependant nous allons être plus lâche sur les coupures en énergie de l'électron. En effet nous allons voir que les coupures sur l'énergie des photons vont être suffisante pour rejeter le bruit de fond sans avoir besoin de mettre un seuil strict sur l'énergie de l'électron. Nous demandons pour l'énergie de l'électron la coupure suivante :

$$150keV < \mathrm{E}_{electron} < 1300\mathrm{keV}$$

L'énergie minimum demandée n'est pas de 450 keV comme dans les autres canaux mais de 150 keV.

Une étude complète utilisant les différentes topologies temporelles est inutile dans le canal e $\gamma\gamma\gamma$ puisque le bruit de fond résiduel est nul en utilisant uniquement la topologie interne. Nous définissons la topologie interne de manière tout à fait similaire aux autres canaux d'analyse avec laquelle nous calculons un χ^2_{int} et une probabilité P_{int} correspondante.

10.5.2 Efficacité des coupures pour le canal e $\gamma\gamma\gamma$

Le tableau 10.8 montre pour le Tlint, le Biint, le Tlext, le Biext, le nombre d'événements par an et par secteur lorsque l'on applique les coupures en énergie et les coupures en énergie plus la coupure sur la topologie interne. La dernière colonne indique le rapport Signal/Bruit dans le cas où nous supposons que l'activité du ^{208}Tl dans la source est de 20μBq/kg.

En appliquant les coupures en énergie définie précédemment et en mettant une coupure sur la topologie interne, nous voyons que nous rejetons quasiment tout le bruit de fond avec un rapport signal sur bruit élevé. Evidemment plus le seuil de signification devient grand plus nous perdons de statistiques.

canal e $\gamma\ \gamma\ \gamma$					
coupures	Tlint 20μBq/kg 10μBq/secteur	Biint 300μBq/kg 150μBq/secteur	Tlext 0,9Bq/secteur	Biext 15Bq/secteur	S/B
sans coupure	$11,0 \pm 0,1$	84 ± 1	914 ± 17	1675 ± 38	-
énergie	$1,73 \pm 0,03$ (2742)	$0,085 \pm 0,03$ (9)	$3,9 \pm 1$ (14)	0 (0)	0,4
énergie + P_{int} >0,001	$1,11 \pm 0,03$ (1765)	$0,05 \pm 0,02$ (5)	0 (0)	0 (0)	22
énergie + P_{int} >0,01	$0,94 \pm 0,03$ (1486)	$0,02 \pm 0,01$ (2)	0 (0)	0 (0)	47
énergie + P_{int} >0,1	$0,66 \pm 0,02$ (1044)	$0,02 \pm 0,01$ (2)	0 (0)	0 (0)	33

Tableau 10.8: *Nombre d'événements par an et par secteur après l'utilisation des coupures de la colonne de gauche. La dernière colonne donne le rapport Signal/Bruit. Les nombres entre parenthèses sont les nombres d'événements dans le fichier de simulation. L'erreur indiquée est l'erreur statistique.*

Nous allons utiliser la série de coupures dans laquelle P_{int} >0,001 afin de garder le plus de statistique possible pour le signal Tlint. L'efficacité de détection que l'on obtient est de $0,35 \pm 0,01\%$.

10.5.3 Résultats : sensibilité attendue pour la mesure du Tl interne à la source dans le canal e $\gamma\gamma\gamma$

A nouveau deux scénario sont proposés :

1. Les activités en ^{208}Tl et en ^{214}Bi internes à la source sont égales aux limites requises lors de la purification des sources, c'est à dire 20μBq/kg en ^{208}Tl et 300μBq/kg en ^{214}Bi. De plus le nombre d'événements du Tlint observés est égal au nombre attendu soit 1.1 evt/an/secteur et le nombre d'événements du bruit de fond observés est égal au nombre attendu soit 0 evt/an/secteur. Nous en déduisons alors que le signal est compris entre 0,15 et 4,5 evt/an/secteur à 90% de confiance. Cela se traduit au niveau de l'activité en ^{208}Tl de la source, que nous notons A(Tlint) :

$$0,65\mu\text{Bq/secteur(500g)} < \text{A(Tlint)} < 40\mu\text{Bq/secteur(500g)}$$

2. La contamination en ^{208}Tl dans la source est quasi nulle. En supposant à nouveau que le nombre d'événements observé est égal au nombre d'événements bruit de fond attendu, soit 0 evt/an/secteur, alors le nombre d'événements provenant du Tlint est au plus de 2.44 evt/an/secteur à 90% de niveau de confiance. Cela correspond à une activité limite de 20μBq/secteur c'est-à-dire qu'à 90% de confiance :

$$\text{A(Tlint)} < 20\mu\text{Bq/secteur(500g)}$$

10.6 Conclusion

Le détecteur présente une efficacité suffisante (de quelques %) pour que nous puissions utiliser les canaux multiphotons. Quel que soit le canal utilisé la limite de sensibilité atteinte pour la mesure de l'activité du ^{208}Tl dans les sources est d'environ 20μBq/secteur ou 20μBq/500g après un an de prise de données.

Nous avons montré, avec une statistique correspondante à une année et pour un secteur, que les 2 canaux e $\gamma\gamma$ et e $\gamma\gamma\gamma$ permettent de rejeter entièrement les événements de bruit de fond au signal du ^{208}Tl contenu dans les feuilles sources d'un secteur. Cependant, nous pouvons donner une première estimation de la capacité du détecteur à mesurer l'activité du ^{208}Tl des sources sur l'ensemble des secteurs de NEMO3 contenant du ^{100}Mo. Nous voulons en effet caractériser cette activité pour les sources composites de ^{100}Mo purifiées par la méthode chimique et les sources métalliques de ^{100}Mo purifiées par la méthode physique. Le premier lot concerne 7 secteurs soit 4,2 kg de source[1], alors que le deuxième lot concerne 5 secteurs soit 3 kg de source. Pour faire cette estimation, nous supposons que les 2 canaux e $\gamma\gamma$ et e $\gamma\gamma\gamma$ permettent de rejeter le bruit de fond provenant non plus d'un seul secteur mais de l'ensemble des secteurs (7 secteurs pour les sources composites et 5 pour les sources métalliques). En combinant les 2 canaux, on obtient une efficacité ϵ:

$$\epsilon = 0,38(e\gamma\gamma) + 0,35(e\gamma\gamma\gamma) = 0,73\%$$

Le tableau 10.9 indique pour les sources composites et les sources métalliques, l'activité limite à 90% de confiance après 1 mois et après 1 an de prise de données lorsque nous considérons que nous observons 0 événement de signal avec 0 événement de bruit de fond attendu sur l'intervalle de temps de la prise de données.

type de source	masse (kg)	activité limite du ^{208}Tl à 90% de confiance pour 2 mois de mesure	activité limite du ^{208}Tl à 90% de confiance pour 1 an de mesure
composite	4,2	15,3μBq/kg	2,5μBq/kg
métallique	3	21,5μBq/kg	3,5μBq/kg

Tableau 10.9: *Activité limite du ^{208}Tl des sources composites et métalliques de ^{100}Mo que nous pouvons atteindre après 2 mois et après 1 an de mesure dans l'hypothèse où aucun signal n'est observé et aucun événement de bruit de fond est attendu.*

Ainsi après deux mois de mesure nous sommes capables de valider les feuilles sources au niveau de l'activité maximale autorisée des sources en ^{208}Tl qui est de 20μBq/kg. Après une année de mesure, si aucun signal n'est observé nous serons alors capables de quantifier l'efficacité des différents processus de purification avec une sensibilité ultra-faible d'environ 3μBq/kg soit une limite 7 fois plus faible que la limite souhaitée.

Nous terminerons ce chapitre sur 3 remarques.

- La première concerne le bruit de fond interne provenant du ^{214}Bi. Dans cette étude nous avons considéré que l'activité du ^{214}Bi était égale à l'activité maximale autorisée de 300μBq/kg. Nous savons que les sources de ^{100}Mo sont dores et déjà en dessous de cette spécification. Par ailleurs, en étudiant le canal e α γ, il est possible de mesurer l'activité en ^{214}Bi des sources.

[1] Les sources de ^{100}Mo installées dans NEMO3 ont une épaisseur de 60μm ce qui représente une masse de 600g de source par secteur.

- La deuxième remarque concerne la répartition des contaminations dans les sources. Toute cette étude a été réalisée en supposant que la contamination en ^{208}Tl et ^{214}Bi était répartie uniformément. Or dans le cas des sources composites les éléments constituant les bandes sources (mylar, colle, eau de dilution et poudre de ^{100}Mo) ont été validé pour l'activité du ^{214}Bi et ont atteint la limite de sensibilité des spectromètres Ge pour l'activité du ^{208}Tl. Donc nous pouvons supposer que s'il y a une pollution, elle viendrait d'une contamination accidentelle lors de la fabrication des bandes composites. Dans ce cas, la pollution n'est pas homogène dans la source mais ponctuelle. Nous pourrons alors rejeter facilement ce point chaud sur la source grâce à la reconstruction du vertex de l'électron.

- La dernière remarque concerne la contamination de 400μBq/kg en ^{208}Tl de la source de ^{82}Se (1kg) qui a été mesurée avec un spectromètre Germanium (voir paragraphe 3.2.4 chapitre 3). Cette contamination devrait être mesurée après 2 mois de prise de données en utilisant les canaux e$\gamma\gamma$ et e$\gamma\gamma\gamma$. Cette mesure sera donc un des premiers résultats que nous obtiendrons avec la configuration finale de NEMO3. Par ailleurs, la contamination du ^{82}Se permettra de tester et de valider cette méthode d'analyse du ^{208}Tl.

Conclusion

Dans cette thèse, j'ai tout d'abord présenté les résultats de mes études sur le détecteur de traces avec un prototype de 9 cellules de dérives et puis avec les 3 premiers secteurs du détecteur NEMO3 en fonctionnement au Laboratoire Souterrain de Modane. Puis j'ai montré comment en utilisant les canaux d'analyse e $\gamma\gamma$ et e $\gamma\gamma\gamma$, il était possible de mesurer la contamination ultra-faible des feuilles sources en ^{208}Tl.

Comme toutes les cellules de dérives du détecteur de traces sont verticales, il fallait mesurer la reconstruction longitudinale de l'ionisation. J'ai donc utilisé un prototype de 9 cellules de dérives ionisant le gaz avec un faisceau LASER afin de faire des mesures précises le long de l'axe longitudinal.

Avec cette étude sur prototype, j'ai tout d'abord pu caractériser le point de fonctionnement en fonction de la haute tension en montrant qu'au-delà d'une tension seuil on atteignait un plateau de fonctionnement avec une efficacité de la propagation du plasma Geiger proche de 100%. Puis j'ai déterminé la valeur des trois résistances externes de la carte d'acquisition des signaux Geiger qu'il faut utiliser pour obtenir une gamme la plus large possible pour les seuils d'acquisition.

Ensuite, j'ai étudié la reconstruction de la position longitudinale de l'ionisation primaire créée par le LASER. En effectuant, une étude systématique le long de l'axe longitudinal de la cellule de dérive centrale du prototype, j'ai rencontré 2 problèmes dans la reconstruction de la valeur moyenne de la position longitudinale. Le premier problème concernait la longueur effective utilisée dans la formule de reconstruction. En effet le plasma Geiger influence les 2 anneaux cathodiques aux extrémités de la cellule avant d'y pénétrer. J'ai donc mesuré en fonction du seuil d'acquisition des signaux cathodiques la longueur sur laquelle cette influence était non négligeable. On obtient alors un début d'influence du plasma à environ 2 cm du bord de l'anneau cathodique. Le deuxième problème concernait une non-linéarité de la formule de reconstruction qui consistait en un décalage systématique de la valeur moyenne reconstruite pouvant aller jusqu'à 2cm. Lorsque le plasma Geiger se propage le long du fil anodique, la haute tension de fonctionnement chute d'environ 10 V, cela a pour conséquence de diminuer la vitesse de propagation. J'ai paramétré cet effet grâce au schéma électrique de la carte de répartition.

Après avoir étudié la reconstruction de la valeur moyenne, j'ai mesuré la résolution longitudinale en fonction de la position longitudinale qui est d'environ 8 mm au centre de la cellule et s'améliore aux extrémités pour atteindre une valeur de 0,1 cm.

Après avoir mis le prototype vertical, j'ai pu faire une étude systématique dans le plan transversale de la cellule de dérive. J'ai établi la formule de reconstruction transversale qui près du fil anodique devient linéaire traduisant ainsi la saturation de la vitesse de dérive (2 cm/μs) ce qui est un effet standard dans une chambre à fils. Comme la taille du faisceau laser faisait environ 1 mm de diamètre, il ne m'a pas été possible de mesurer la résolution transverse.

J'ai mené d'autres types d'étude avec le prototype. J'ai vérifié le bon fonctionnement d'une cellule Geiger en position verticale comme dans la configuration des cellules dans le détecteur NEMO3. J'ai aussi validé la reconstruction longitudinale au Laboratoire Souterrain de Modane où la pres-

sion atmosphérique est 15% plus faible qu'à Orsay. Enfin j'ai testé le comportement d'un autre gaz composé d'argon sur le fonctionnement de la chambre à fils.

Grâce aux 3 premiers secteurs en fonctionnement au LSM, j'ai pu étudier les propriétés du détecteur de traces directement avec le détecteur NEMO3.

J'ai ainsi caractérisé le fonctionnement brut de la chambre à fils. En faisant une étude sur les différents enregistrements TDC d'une cellule de dérive, j'ai établi des règles de sélection permettant de reconnaître et donc de rejeter les différentes cellules de bruit. Enfin j'ai mis en évidence un effet d'influence entre cellules de dérive modifiant le temps de propagation du plasma Geiger.

Afin d'étudier la résolution transversale d'une cellule Geiger qui n'était pas possible de mesurer avec le prototype, j'ai utilisé une source de neutrons (^{252}Cf) pour produire des électrons traversants le détecteur NEMO3 avec une énergie supérieure à 3,5 MeV. Avec des électrons de haute énergie, on limitait la diffusion multiple dans la chambre à fils. On pouvait alors supposer que la trace de la particule ajustée sur les points de mesures représentait la vraie trajectoire de la particule. Nous avions ainsi une référence pour vérifier la formule de reconstruction transverse obtenu avec le prototype et mesurer la résolution transverse d'une cellule de dérive. J'ai vérifié l'excellent accord de la formule de reconstruction transverse du prototype sauf proche du fil anodique à cause de la fluctuation de la densité d'ionisation le long de la trace de l'électron, et sauf au bord de la cellule où les lignes équipotentielles sont déformées.

Après avoir modifié la formule de reconstruction transverse pour tenir compte de ces 2 effets, j'ai mesuré la résolution transverse qui vaut proche du fil anodique environ 1 cm et plus loin du fil environ 0,7 mm. Une étude en énergie de cette résolution m'a permis d'estimer à 0,5mm la valeur de la résolution intrinsèque sans effet de la diffusion multiple dans la chambre à fils. La résolution obtenue est suffisante pour une bonne reconstruction des traces.

Avec les études précédentes sur la reconstruction de la position de l'ionisation dans une cellule de dérive, j'ai pu étudier la résolution de la reconstruction du vertex d'émission sur la feuille source du détecteur NEMO3 dans le canal 1 électron et dans le canal 2 électrons. J'ai utilisé des sources de ^{207}Bi émettant soit 1 électron de conversion ou 2 électrons de conversion en coïncidence. L'énergie de ces électrons de conversion se situe autour de 500keV et autour de 1MeV. Grâce au tube d'étalonnage présent dans chaque secteur au niveau de la feuille source, je disposais donc de sources d'électrons à 3 hauteurs différentes (milieu 0 cm, haut 90cm, bas -90cm). La position des sources était connue à 1 mm près ce qui donnait une référence précise pour étudier la reconstruction du vertex. J'ai pris des données avec 9 sources de ^{207}Bi (3 sources/secteur) l'activité de chaque source étant de l'ordre de 2 à 3 nCi. Comme il n'y avait pas de champ magnétique, j'ai utilisé une droite pour ajuster les trajectoires des électrons.

Dans le canal 1 électron, j'ai montré que la position du vertex dans le plan transverse devait s'obtenir en prolongeant sur la feuille source la droite ajustée en utilisant uniquement les 4 premiers plans de cellules touchés, ceci afin de limiter les effets de la diffusion multiple. En revanche la position longitudinale devait être déterminée en utilisant l'ensemble des plans de cellules touchées. En effet la résolution longitudinale étant très grande devant la diffusion multiple, il faut avoir un bras de levier le plus grand possible afin de contraindre au mieux l'ajustement. En utilisant cette méthode de détermination du vertex, j'ai tout d'abord montré que la valeur moyenne de la position du vertex était bien reconstruite. La non-linéarité sur la position longitudinale dans une cellule Geiger est donc bien corrigée. A 1 MeV, la résolution transverse vaut environ 2 mm et la résolution longitudinale vaut 8 mm.

Le canal 2 électrons m'a permis de faire une première étude d'une topologie similaire à la double désintégration β. Toutefois les 2 électrons de conversion n'ont pas une énergie totale de 3 MeV, comme dans la désintégration $\beta\beta0\nu$ du ^{100}Mo, mais une énergie totale de 1,5 MeV. Par ailleurs la

corrélation angulaire des électrons de conversion est différente de celle pour 2 électrons venant de la $\beta\beta0\nu$. La statistique étant faible (200 traces), je n'ai pu obtenir que des résultats préliminaires. La résolution transverse de la différence entre les 2 vertex est d'environ 6 mm et la résolution longitudinale de 2 cm.

Les valeurs des résolutions des vertex obtenus dans ces 2 canaux sont satisfaisantes pour l'analyse des événements $\beta\beta$ ou de bruit de fond. Il est ainsi possible de distinguer l'émission d'un électron entre les différentes bandes sources. De plus, dans chaque bande source il sera aussi possible d'isoler avec une bonne précision les éventuels points de chauds d'une contamination radioactive accidentelle lors de la purification des sources.

La dernière partie de cette thèse était consacrée à l'étude sur simulation de la contamination ultra-faible en ^{208}Tl des sources de NEMO3 en utilisant le détecteur NEMO3 lui-même. Le ^{208}Tl et le ^{214}Bi sont les 2 noyaux de la radioactivité naturelle constituant la principale source du bruit de fond pour l'étude de la désintégration $\beta\beta0\nu$. Les activités maximales autorisées pour le ^{100}Mo, le principal isotope de notre expérience (7 kg), sont de 20μBq/kg en ^{208}Tl et 300μBq/kg en ^{214}Bi. Ces activités sont du même ordre de grandeur que la sensibilité des spectromètres γ Germanium utilisés pour qualifier les feuilles sources de NEMO3. J'ai montré alors qu'il était possible d'utiliser le détecteur NEMO3 pour mesurer la contamination des sources à un niveau de sensibilité un ordre de grandeur en dessous des spectromètres Germanium.

Le ^{214}Bi est signé par la particule α retardée émise par son noyau fils. Il sera donc possible de mesurer la très faible contamination éventuelle de ce noyau en utilisant le canal e α ou le canal e $\alpha\gamma$. Le ^{208}Tl, qui est l'objet de mon étude, émet un rayonnement β suivi à chaque fois par un photon γ très énergétique de 2,6MeV. J'ai donc utilisé les canaux e γ, e γ γ, et e γ γ γ, pour mesurer l'activité de ce noyau. J'ai montré, grâce à des simulations, que le détecteur NEMO3 était bien adapté à la détection des photons.

Dans l'analyse, les événements provenant du ^{208}Tl constituait mon signal. Le bruit de fond à ce signal vient d'une part du ^{214}Bi de la source qu'il sera possible de caractériser dans un autre canal de mesure, et d'autre part du ^{214}Bi et surtout du ^{208}Tl présent dans le verre des PM. J'ai alors montré qu'en utilisant des coupures en énergie adaptée et une analyse fine des différentes topologies de temps de vol des particules il était possible de rejeter le bruit de fond externe avec un excellent rapport sur bruit dans les canaux e $\gamma\gamma$ et e $\gamma\gamma\gamma$. Le canal e γ n'étant pas assez discriminant il ne peut être utiliser pour mesurer la contamination en ^{208}Tl. J'ai obtenu pour chacun des 2 canaux e $\gamma\gamma$ et e $\gamma\gamma\gamma$ une sensibilité pour un secteur, après 1 an de mesure de 20μBq/500g (90% CL). Lorsque l'on combine les 2 canaux sur l'ensemble du détecteur, j'ai montré qu'il était possible d'atteindre les spécifications en radiopureté en ^{208}Tl après seulement quelques mois de prises de données. Après 1 an de mesure sur l'ensemble du détecteur, on peut atteindre une sensibilité 10 fois plus petite d'environ 3μBq/kg.

Les études menées avec le prototype NEMO2 ont montré qu'avec le champ magnétique et le blindage aux photons et aux neutrons, il est possible de rejeter tout le bruit de fond extérieur à NEMO3. Par ailleurs, les spectromètres Germanium ont mesuré une activité en ^{214}Bi des sources en dessous des spécifications maximales autorisées car ces limites pour le ^{214}Bi sont moins fortes que celle du ^{208}Tl. De plus, avec l'α retardé du ^{214}Po il sera possible de faire une mesure de l'activité en ^{214}Bi avec une bonne sensibilité. Enfin, grâce à l'étude du canal e + n γ j'ai montré qu'il était possible après un an de mesure, de mesurer l'activité en ^{208}Tl un ordre de grandeur en dessous de l'activité maximale autorisée. Par conséquent, l'expérience NEMO3 est capable de vérifier qu'elle est une expérience sans aucun bruit de fond.

Le détecteur NEMO3 sera entièrement installé au Laboratoire Souterrain de Modane en août 2001. Il commencera à prendre ses premières données à l'automne prochain. Durant les prochaines années, le détecteur NEMO3 sera un outil de recherche prometteur pour la recherche de

la désintégration $\beta\beta0\nu$. J'ajouterai que ce détecteur permet d'explorer un domaine d'énergie entre 3 MeV et 12 MeV où le bruit de fond attendu sera nul, ce qui peut laisser la place à certaines surprises...

Annexe A

Description de la méthode de reconstruction des traces

La reconstruction des trajectoires des particules dans la chambre à fils ou *tracking* se déroule en plusieurs étapes :

1. repérer et regrouper les cellules touchées voisines dans une même rangée en "clusters": c'est la *"clusterisation"* ;
2. trouver les chemins suivis, appelés *patterns* , par les particules et passant par les clusters.
3. ajuster les points de mesures associés à une trace donnée, par une droite lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique et une hélice dans le cas contraire.
4. déterminer le vertex sur la source et le point d'impact de la particule sur le scintillateur

A.1 La clusterisation

Une fois que l'on a regroupé les cellules voisines en cluster, on détermine la position du cluster en faisant le barycentre de la position centrale de chaque cellule. Le poids affecté à chaque cellule est déterminé par la valeur de la position transversale reconstruite.

A.2 La reconstruction du chemin suivi par la particule

Parmi l'ensemble des clusters, il faut déterminer la ou les traces susceptibles de passer par ces points de mesures. La méthode utilisée, identique à celle de NEMO2, est décrite dans [54]. Elle se base sur un algorithme de l'automate cellulaire. Le principe d'un tel algorithme est le suivant.

L'algorithme de l'automate cellulaire a pour but de rechercher un ensemble de traces parmi N points de mesures. Le détecteur de traces est composé de plusieurs rangées (ou plans) de mesures.

L'automate cellulaire dans sa forme la plus générale est construit selon l'algorithme suivant :

- On définit une cellule et ses différents états discrets : généralement chaque cellule a deux états 0 ou 1.
- On définit la notion de voisins à une cellule : chaque cellule peut uniquement interagir avec ses voisins.
- On définit une règle d'évolution de l'état des cellules. Dans notre cas, les cellules changeront d'état simultanément.

Dans le cas de l'automate cellulaire de NEMO, ici décrit à deux dimensions pour simplifier l'algorithme, les cellules, les voisins et la règle d'évolution sont définit comme suit :

- *Cellules*: une cellule est un segment rectiligne joignant deux points de mesures de deux rangées (ou plans) de mesures successives.
- *Voisins*: deux segments sont voisins s'ils ont une extrémité commune.
- *Règle d'évolution*: Au cours de la recherche de traces, un nombre entier, appelé valeur de position du segment, est associé à chaque segment et caractérise sa position dans la trace. Tous les niveaux des segments sont au départ initialisés à 1. Puis à chaque étape d'évolution, pour chaque segment J, on recherche ses segments voisins i dans la couche précédente et on augmente la valeur de position du segment J d'une unité s'il existe un voisin i ayant la même valeur de position et faisant un angle Φ inférieur à une valeur fixée Φmax. L'évolution s'arrête lorsqu'il n'y a plus de segments voisins avec la même valeur.

A la fin de l'évolution, on doit alors rechercher toutes les traces possibles à partir des valeurs de position de tous les segments. Les traces candidates sont obtenues depuis le segment ayant la valeur de position la plus élevée et en ajoutant un segment voisin ayant une valeur de position plus faible d'une unité et ainsi de suite. Lorsque cette procédure est terminée, on obtient un ensemble de traces candidates. Une trace candidate est alors caractérisée par un nombre de segments (longueur) et une somme d'angle entre ces segments. Il reste alors à sélectionner la meilleure trace candidate suivant différents critères physiques. Dans le cas de NEMO, la trace la plus lisse est sélectionnée.

La dernière étape consiste à supprimer les segments appartenant à la trace sélectionnée. La procédure d'automate cellulaire est alors recommencée pour rechercher d'autres traces jusqu'à ce qu'il ne reste plus suffisamment de segments.

La ligne brisée constituée par les segments passant par les clusters de la trace est ce que nous appellons le *"pattern"* de la trace.

A.3 L'ajustement

Une fois que l'on a trouvé l'ensemble des points de mesures correspondant à une trace, il faut déterminer la fonction ajustant au mieux ces points. Deux cas sont alors possible :

1. On travail avec champ magnétique : nous supposons alors que la particule suit une trajectoire hélicoïdale,
2. On travail sans champ magnétique : nous supposons alors que la trajectoire de la particule est une droite

Pour les cellules touchées isolées, il y a une ambiguïté gauche-droite car nous ne savons pas de quel côté est passé la particule. Cette ambiguïté est levé par une série d'itérations successives afin d'obtenir le meilleure ajustement possible.

A.4 La détermination du vertex et du point d'impact sur les scintillateurs

En prolongeant la fonction d'ajustement, on obtient le point d'impact sur le scintillateur. Pour le vertex, avec champ magnétique, dans les simulations, la position du vertex obtenu en prolongeant sur la source l'hélice ajustée sur les premières cellules touchées proche de la source. Cela évite

les erreurs dues à la diffusion multiple dans le gaz. Sans champ magnétique, on prolonge, sur la source, la droite ajustée sur les premiers plans Geiger touchés. Des études préliminaires sur la résolution du vertex a été menée avec trois secteurs de NEMO3 en fonctionnement à Modane sans champ magnétique. L'étude détaillée est présentée dans la seconde partie de cette thèse consacrée à l'étude du détecteur de trace. La résolution sur la position du vertex est d'environ 4mm dans le plan transversal XY et d'environ 1cm en Z.

A.5 La reconstruction des traces des particules α.

Pour une cellule α touchée après le STOP ANODE fournit par le trigger, il n'y a que les deux temps cathodiques qui sont une information utile. Du fait qu'il n'y a pas de trigger adapté aux traces retardées, nous ne connaissons pas la position transverse de l'ionisation primaire. Comme la masse de la particule α est très grande, la courbure de sa trajectoire dans le champ magnétique va être négligeable. On suppose donc que cette particule va en ligne droite. On applique alors la même méthode vu précédemment pour reconstruire la trace de l'α. Bien que nous ne sachions pas la position transverse, il est possible d'améliorer la situation en regardant la différence relative des temps anodiques des cellules de la trace. Pour celle ayant le temps anodique le plus petit, nous prendrons arbitrairement une distance transversal nulle. A partir de là on peut en déduire une distance transversale relative pour les autres cellules. La résolution du vertex de l'α en XY devrait normalement valoir 1,5 cm c'est-à-dire la taille de la cellule Geiger. Avec cette astuce, on arrive à une résolution transverse de 0,5 cm. En Z la situation est similaire au cas d'une trace en temps.

Annexe B

Interactions des électrons et des photons dans le détecteur NEMO3

Dans cette annexe, nous étudierons l'interaction des électrons et des photons avec les matériaux du détecteur, c'est-à-dire la source, le gaz et les scintillateurs. Pour réaliser cette étude, j'ai utilisé la banque de données du NIST (National Institue of Standards and Technology) qui est mise à la disposition du public sur Internet[1]. Le calcul des données a été réalisé à la fois à partir de formules théoriques et de formules empiriques. L'incertitude sur le calcul de la perte d'énergie par unité de parcours ($\frac{dE}{dx}$) est de quelques pourcents (1 à 5 %).

B.1 Les électrons dans le détecteur

Les électrons dans le détecteur interagissent surtout en ionisant ou en excitant les atomes du milieu qu'ils traversent, mais ils peuvent aussi perdre leur énergie par rayonnement de freinage dans les champs électriques des noyaux. Les électrons peuvent transférer à un électron de la cible beaucoup d'énergie, jusqu'à la moitié de leur énergie cinétique dans une diffusion Möller. C'est un des mécanismes qui simule des événements $\beta\beta$ (voir chapitre 2). Par ailleurs, ils perdent souvent peu d'énergie, de l'ordre de 100 keV, dans la source et dans l'hélium.

B.1.1 Minimum d'ionisation des électrons dans le détecteur

L'énergie des électrons que nous voulons détecter se situe dans la zone du minimum d'ionisation autour de 1 MeV. La figure B.1 représente la perte d'énergie par unité de longueur dans le molybdène, le mylar et l'hélium. L'électron doit traverser ces matériaux avant d'atteindre le scintillateur. Plus précisément, nous avons au minimum d'ionisation :

- pour le molybdène, à 950 keV une perte de 1,3 keV/μm
- pour le mylar, à 1,5 MeV une perte de 238 eV/μm
- pour l'hélium, à 1,25 MeV une perte de 296 eV/cm

Le détecteur est donc bien adapté pour la mesure de l'énergie des électrons, qui pour la $2\beta\beta0\nu$ se situe autour de 1 MeV très proche du minimum d'ionisation.

[1] http : / / physics . nist . gov / PhysRefData

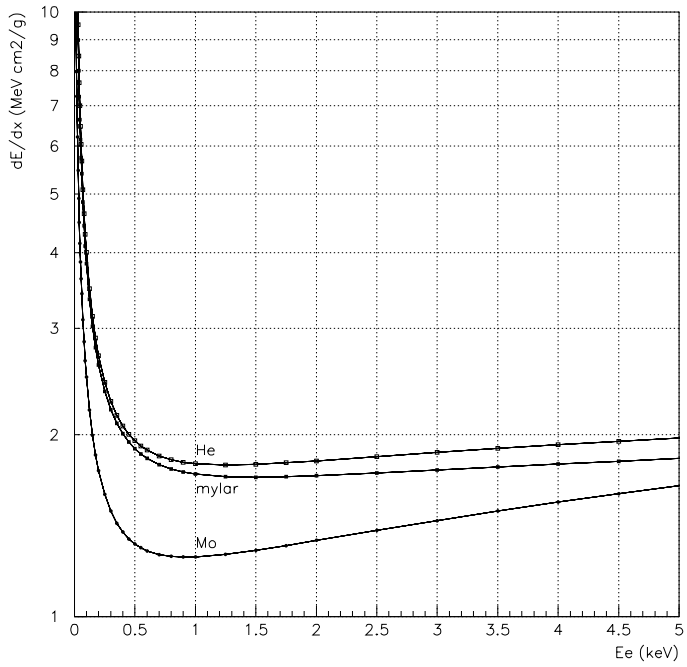


Figure B.1: *Perte d'énergie par unité de longueur de l'électron en fonction de l'énergie cinétique, pour trois types de matériaux traversés : molybdène, mylar et hélium.*

B.1.2 Perte d'énergie dans le gaz, les fils de la chambre et le mylar des scintillateurs.

Des simulations[65] ont été réalisées pour connaître la valeur la plus probable de la perte d'énergie dans le volume de la chambre (gaz+fils+mylar d'emballage des scintillateurs) en fonction de l'énergie initiale de la particule et de la longueur du parcours. La figure B.2 (a) représente trois courbes de perte d'énergie pour trois longueurs de parcours dans le gaz : 50 cm, 1 m et 1,5 m. Le cas à 50cm représente la distance la plus courte entre la source et un scintillateur du mur externe (ou interne). La perte d'énergie est de l'ordre de 50 keV. La figure B.2 (b) représente la même information mais pour la perte d'énergie relative en pourcentage.

B.1.3 Perte d'énergie dans les scintillateurs

Dans le scintillateur, les électrons s'arrêtent sur quelques centaines de microns à 2 centimètres pour les plus énergétiques. Cela représente un parcours très petit devant la taille du scintillateur (10 cm). Une proportion négligeable (moins de 1 %) de la perte totale d'énergie se fait par rayonnement de freinage.

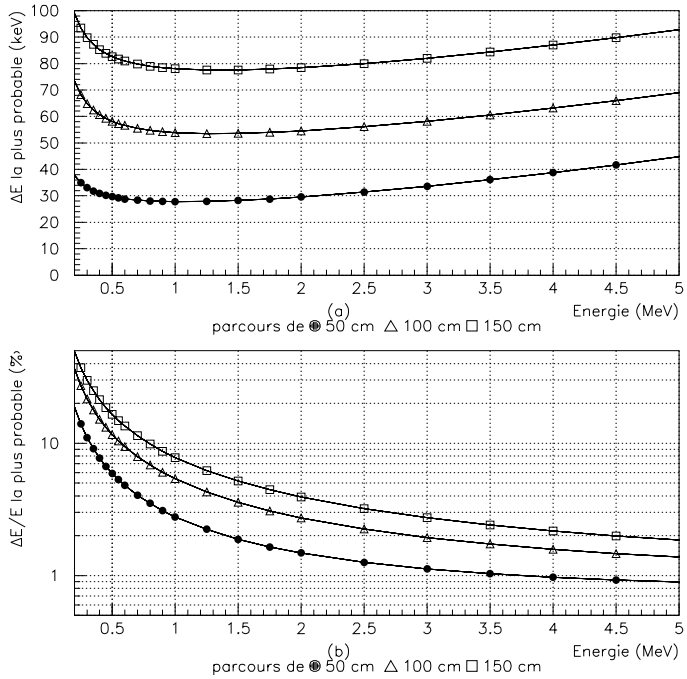


Figure B.2: *(a) Perte d'énergie ΔE la plus probable en fonction de l'énergie initiale E de l'électron lors de sa traversée de la chambre à fils et du mylar aluminite entourant les scintillateurs. Ces courbes représentent le cas où l'électron s'arrête dans un scintillateur du mur externe du détecteur. (b) Perte d'énergie ΔE la plus probable, en pourcentage de l'énergie initiale E, en fonction de E. La perte est comprise entre 1 et 20%.*

B.1.4 Perte d'énergie dans la source

Pour évaluer les pertes d'énergie dans la source, j'ai utilisé les valeurs de perte d'énergie moyenne par unité de parcours $\frac{dE}{dx}$ fournies par le NIST. Ces valeurs cumulent la perte d'énergie par collision et par rayonnement de freinage. La figure B.3 représente la perte d'énergie relative en fonction de l'épaisseur de source traversée, pour trois énergies : 500 keV, 1 MeV et 3 MeV. Nous avons pris l'exemple d'une source composite de ^{100}Mo de 50μm d'épaisseur en sandwich entre deux feuilles de mylar de 19μm d'épaisseur. J'ai pris une configuration "idéale" où l'électron est émis perpendiculairement au plan de la source et n'est pas dévié lors de ses diffusions. Dans ce cas de figure, la perte totale dans la source est de l'ordre 5 à 15%.

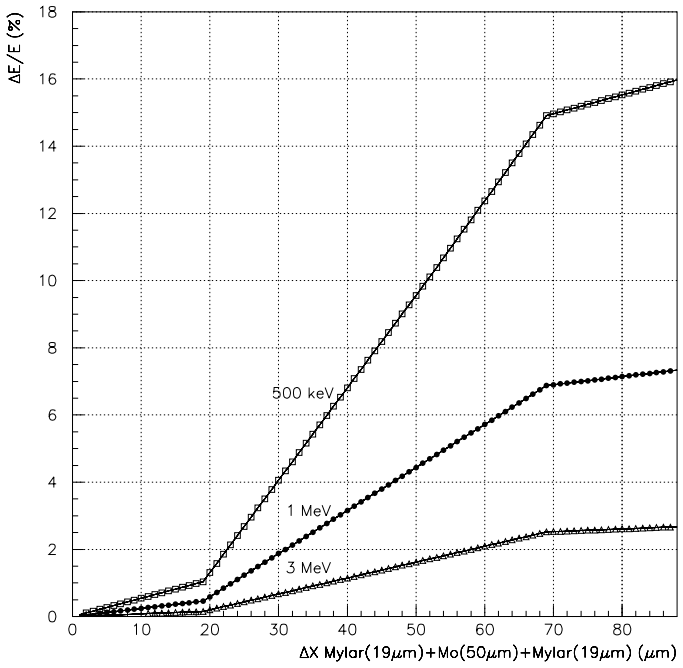


Figure B.3: *Perte d'énergie relative pour trois énergies cinétiques initiales, 500 keV, 1MeV et 3MeV, en fonction de l'épaisseur de source traversée. La source est une source composite de ^{100}Mo de 50μm d'épaisseur en sandwich entre deux feuilles de mylar de 19μm d'épaisseur.*

B.2 Les photons dans le détecteur

La feuille source est très transparente aux gammas. En revanche un photon d'énergie inférieure à 3MeV interagit dans plus de 30% des cas dans les 10 cm de polystyrène constituant les scintillateurs.

B.2.1 Proportion des différents types d'interaction

Pour les trois types d'interaction : l'effet Compton, l'effet photoélectrique et la création de paire, j'ai calculé le rapport du facteur d'atténuation μ de chaque type d'interaction sur le facteur d'atténuation total μ_{total} est représenté sur la figure B.4 en fonction de l'énergie du gamma, pour le molybdène (a) et pour le polystyrène (b). Dans les deux cas, l'effet Compton prédomine. Cependant pour le molybdène, on peut noter que l'effet photoélectrique n'est pas négligeable en dessous de 500 keV, tandis que la création de paire devient notable au-dessus de 2 MeV. Nous voyons donc qu'il est possible de générer un positron d'où la nécessité d'un champ magnétique pour distinguer l'électron du positron.

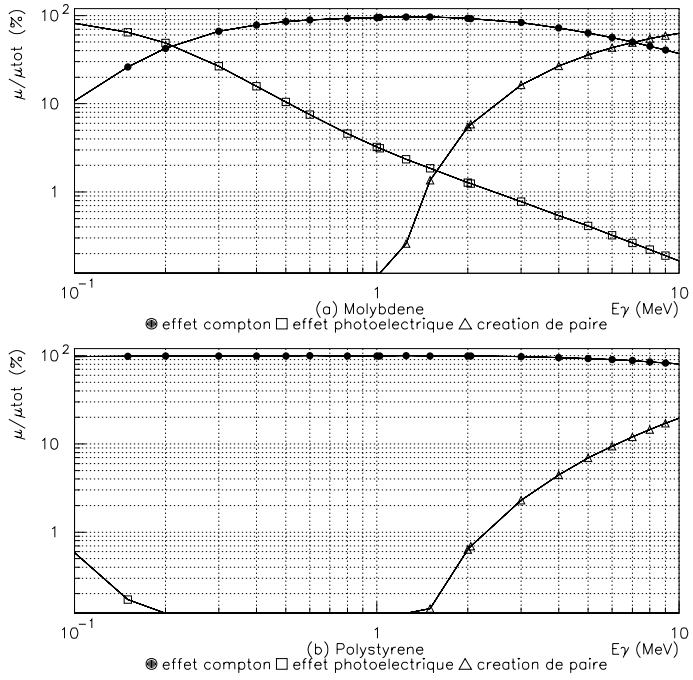


Figure B.4: *Proportion de l'effet Compton par rapport aux autres effets dans le molybdène (a) et dans un scintillateur (b).*

B.2.2 Probabilité d'interaction dans la source et dans les scintillateurs

La probabilité d'interaction d'un photon à la profondeur x s'écrit :

$$\mathrm{P(x)} = 1 - e^{-\mu x}$$

où μ est le facteur d'atténuation.

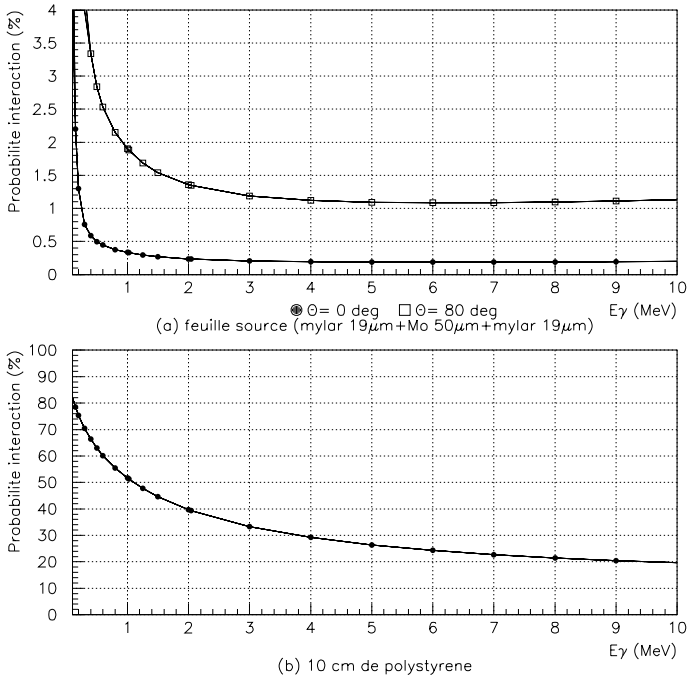


Figure B.5: *Probabilité d'interaction d'un photon suivant son énergie, dans une source composite de ^{100}Mo sous deux angles d'incidence 0^0 et 80^0 (a), et dans 10 cm de polystyrène correspondant à l'épaisseur d'un scintillateur (b).*

La figure B.5 représente cette probabilité d'interaction en fonction de son énergie, dans la source (fig. B.5(a)) et dans un scintillateur (fig. B.5(b)). Au-dessus de 500 keV, les photons interagissent dans moins de 3% des cas dans la source quel que soit leur angle d'incidence : la source est donc quasiment transparente aux photons. En revanche, dans le scintillateur, pour des énergies au-dessous de 3 MeV, la probabilité est supérieure à 30 %. Donc les rayonnements gamma issus du ^{214}Bi et du ^{208}Tl pourront être facilement détecté, d'autant plus que le détecteur NEMO3 possède une bonne efficacité géométrique.

Annexe C

Calcul de la probabilité du cas où 2 photons issus du même vertex touchent 2 scintillateurs voisins

Le but de cette annexe est d'évaluer la probabilité que deux photons, émis indépendamment dans 4π stéradians, touchent deux scintillateurs voisins donnés. Cette probabilité est très faible ce qui justifie de prendre deux scintillateurs voisins pour la définition du photon dans l'analyse.

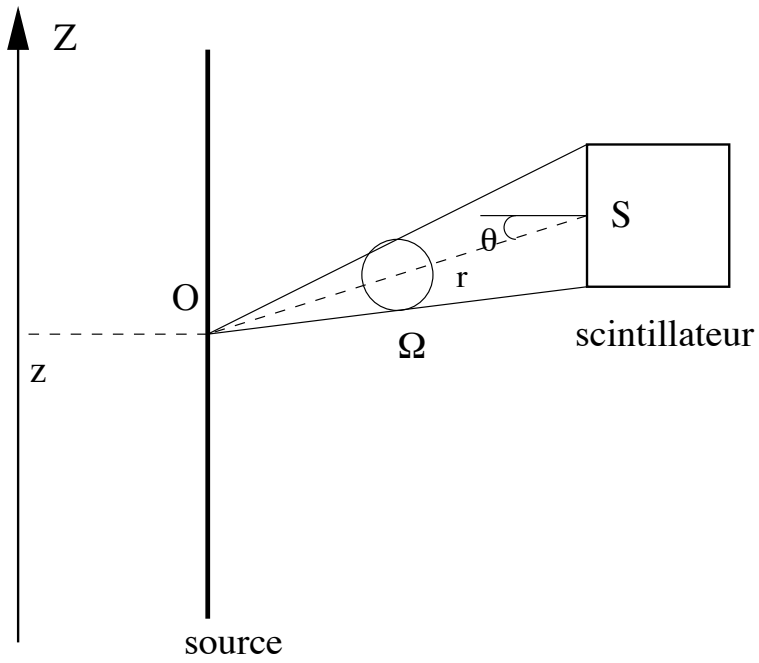


Figure C.1: *En O, un photon est émis dans 4π stéradians. La probabilité P qu'il touche le scintillateur vaut $P = \frac{\Omega}{4\pi} \approx \frac{Scos(\theta)}{4\pi r^2}$.*

Nous supposerons que le photon est émis de manière isotrope depuis la source. La probabilité P que le gamma touche un scintillateur vaut alors :

$$P = \frac{\Omega}{4\pi} \approx \frac{Scos(\theta)}{4\pi r^2}$$

Avec Ω, l'angle solide sous lequel depuis O nous voyons ce scintillateur, S la surface du scintillateur, r la distance entre O et le scintillateur et enfin θ l'angle entre le rayon r et la normale

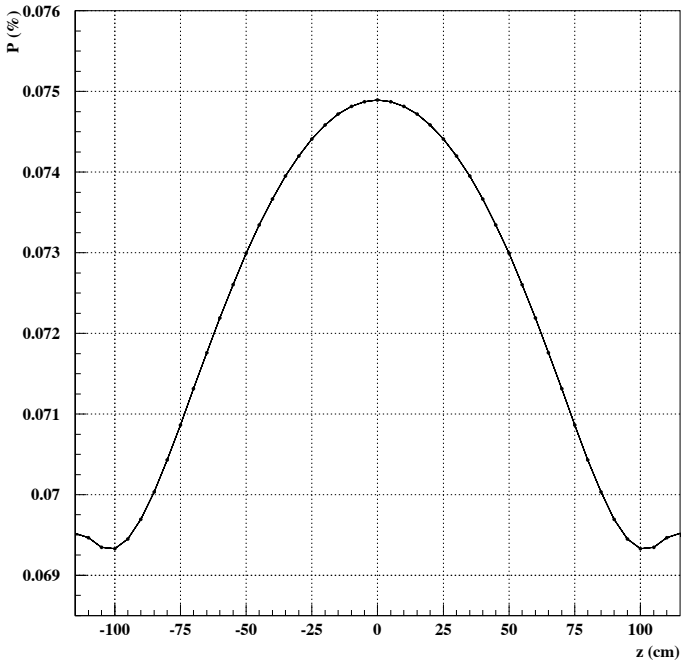


Figure C.2: *Probabilité moyenne P qu'un scintillateur reçoive à sa surface un photon généré dans 4π stéradians à l'intérieure de la source. P est exprimé en fonction de la position de l'émission du photon dans la source (z=0 correspond au milieu de la source).*

(voir figure C.1). Pour chaque scintillateur i du détecteur nous avons une probabilité $P_i(z)$. Cette probabilité dépend de la position verticale z du point O dans la source. Pour avoir la probabilité moyenne de toucher un scintillateur à une position z donnée nous devons calculer :

$$P(z) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} P_i(z)$$

La figure C.2 représente P(z) en fonction de z. Au milieu de la source (z=0), la probabilité est maximale car la distance entre ce point et les scintillateurs du mur interne et externe, est minimum. Quand on arrive vers z=$\pm$100 cm, la présence des scintillateurs des pétales fait remonter la probabilité. Par conséquent, quand on moyenne sur toutes les positions z on trouve une valeur moyenne :

$$\mathrm{P}_\gamma = 0,072\%$$

Cette valeur est très faible. Donc, en considérant deux photons émis indépendamment dans une direction quelconque de l'espace, la probabilité que les scintillateurs touchés soient voisins vaut :

$$\mathrm{P}_{\gamma\gamma} \approx 8\,\mathrm{P}_\gamma\,\mathrm{P}_\gamma \approx 4.10^{-4}\%$$

Le facteur 8 vient du nombre de voisins pour un scintillateur du mur externe ou interne. Ce nombre se réduit à deux pour les pétales. Bien sûr, cette probabilité n'est qu'une moyenne. En fait, la valeur maximale pour les probabilités individuelles $P_i(z)$ est de l'ordre de 1%. Avec ce maximum, nous trouvons une valeur encore très faible pour $\mathrm{P}_{\gamma\gamma} \approx 0.08\%$.

Annexe D

Caractéristiques de la diffusion Compton

Cette annexe a pour objet de rappeler quelques caractéristiques importantes de la diffusion Compton. La figure D.1 représente un photon d'énergie $E\gamma_0$ qui diffuse sur un électron. Les deux angles de diffusion sont θ pour le photon diffusé et ϕ pour l'électron. En appliquant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, nous obtenons l'énergie du photon diffusé :

$$E\gamma = E\gamma_0 \frac{1}{1 + \frac{E\gamma_0}{m_0 c^2}(1 - cos\theta)}$$

avec m_0 la masse au repos de l'électron. Le photon incident transmet donc à l'électron une énergie cinétique Ee telle que :

$$E_e = E\gamma_0 - E\gamma$$

Donc la fraction d'énergie transmise à l'électron vaut :

$$\frac{E_e}{E\gamma_0} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{E\gamma_0}{m_0 c^2}(1 - cos\theta)}$$

Elle est représentée sur la figure D.2 pour deux énergies du photon incident, 500 keV et 2500 keV. Nous voyons que plus l'énergie transmise est importante, plus le photon est diffusé à grand angle. En effet la section efficace par unité d'angle solide de l'interaction dans le cas d'un photon non polarisé s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E\gamma}{E\gamma_0}\right)^2 \left[\frac{E\gamma_0}{E\gamma} + \frac{E\gamma}{E\gamma_0} - sin^2\theta\right]$$

avec r_0 le rayon classique de l'électron. Nous obtenons alors une relation reliant cette section efficace différentielle avec la fraction d'énergie transmise à l'électron :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} F(E_e, E\gamma_0)$$

avec F une fonction ne dépendant que de E_e et $E\gamma_0$. La figure D.3 représente $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $\frac{E_e}{E\gamma_0}$. Nous voyons là encore que la section efficace est maximale aux faibles valeurs de l'énergie transmise.

Dans le détecteur NEMO3, les photons ne pourront donc déposer beaucoup d'énergie dans les scintillateurs que s'ils diffusent à grand angle.

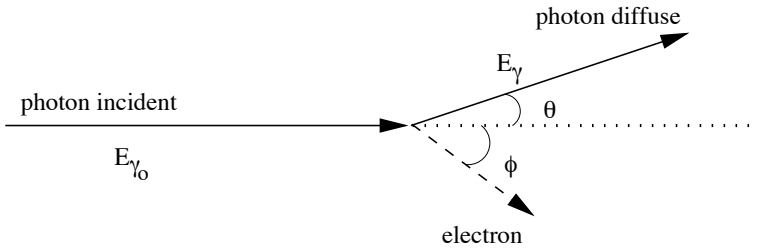


Figure D.1: *Schéma représentant la diffusion Compton du photon $E\gamma_0$ sur un électron.*

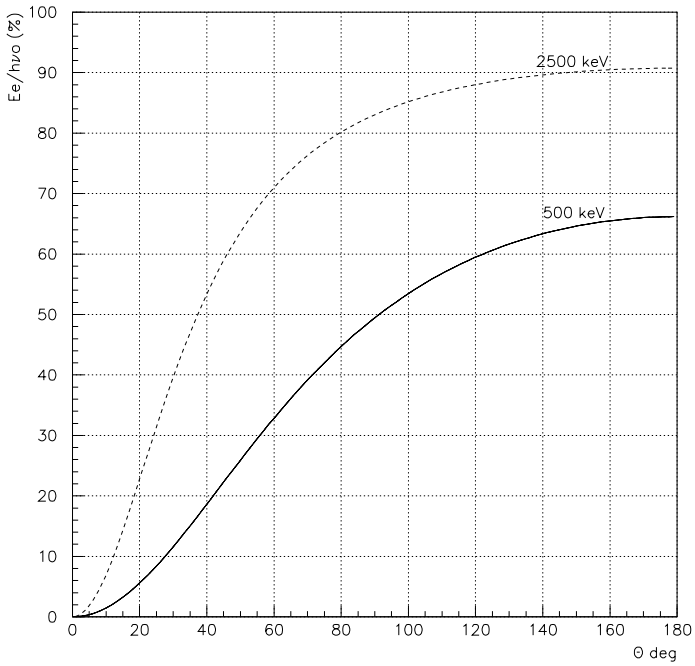


Figure D.2: *Fraction d'énergie du photon incident transmise à l'électron cible en fonction de l'angle de diffusion θ. La courbe en trait plein (resp. en tirets) représente le cas d'un photon incident avec une énergie de 500 keV (resp. 2500 keV).*

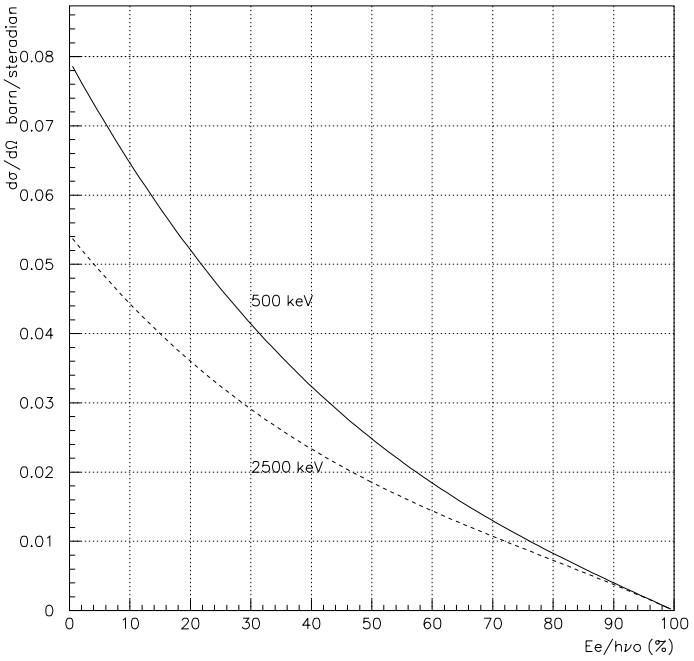


Figure D.3: *Section efficace de l'effet Compton par unité d'angle solide en fonction de la fraction d'énergie du photon incident transmise à l'électron cible. La courbe en trait plein (resp. en tirets) représente le cas d'un photon incident avec une énergie de 500 keV (resp. 2500 keV).*

Bibliographie

[1] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, E. Takasugi, *Prog. of Theo. Phys.*, **vol 69 no 2**, (1983)

[2] C.L. Cowan, F. Reines, *Phys. Rev.*, **90** , (1953) 492

[3] G. Danby et al.,*Phys. Rev. Lett.*, **9** ,(1962) 36

[4] K.Kodama et al.,*Phys. Rev.*, **B 504** , (2001) 218-224

[5] Lobashev et al.,*Phys. Lett.*, **B 460** , (1999) 227

[6] Assamagan et al.,*Phys. Rev.*, **D 53** , (1996) 6065

[7] Barate et al., *Eur. Phys. Jour.*, **C 5** ,(1998) 229

[8] E. Majorana, *Nuovo Cimento*, **14** , (1937) 171

[9] F. Boehm et P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge university press (seconde edition), 1992

[10] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.*, **48** (1935) 512

[11] W. H. Furry, *Phys. Rev.*, **56** (1939) 1184

[12] A. Balysh et al., *Phys. Rev. Lett.*, **77** , (1996) 5186

[13] A. Balysh et al., *Phys. Rev.*, **D 55** , (1997) 54

[14] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Phys.* **A 636**(1998) 209-223

[15] A. Kawashima, K Takahashi, et A. Masuda, *Phys. Rev.*, **C 47** , (1993) 2452

[16] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 2090-2100

[17] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Z. Phys.* **C 72**(1996) 239-247

[18] T. Bernatowicz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69** , (1992) 2341

[19] N.Takaoka, Y. Motomura, K.Nagao, *Phys. Rev.*, **C 47** , (1996) 1557

[20] A. de Silva et al., *Phys. Rev.*, **C 56** , (1997) 2451

[21] A. L. Turkevich, T. E. Economou et G. A. Cowan, *Phys. Rev. Lett.*, **67** , (1991) 3211

[22] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Phys.* **A 658**(1999) 299-312.

[23] F. Nowacki, Thèse Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1996

[24] Jean-Eric Campagne, Thèse d'habilitation à diriger des recherches, **LAL 95-23** , avril 1995

[25] T.Kirsten et al., *Phys. Rev. Lett.*, **20** (1968) 1300-1303

[26] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, E. Takasugi, *Progress of Theorical Physics*, **vol 70 no 5**, (1983)

[27] A. Balysh et al., *Phys. Rev.*, **D 55** , (1997) 54

[28] A. Balysh et al., *Phys. Rev. Lett.*, **83** , (1999) 41

[29] C. E. Aalseth et al., *Physics of Atomic Nuclei*, **vol 63 no 7** , (2000) 1225-1228

[30] S. Pirro et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 444** , (2000) 71-76

[31] A. Alessandrello et al., *Phys. Lett.*, **B 486** , (2000) 13-21

[32] R.Luescher et al., *Phys. Lett.*, **B 434** , (1998) 407-414

[33] S.R. Elliott, A.A.Hahn, et M.K. Moe, *Phys. Rev. Lett.*, **59** , (1987) 2020-2023

[34] NEMO collaboration, NEMO3 Proposal, LAL 94-29 (1994)

[35] K.Nagata et al., *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 362** , (1995) 261-272

[36] N. Kudomi et al., *Nucl. Phys.*, **B 87** , (2000) 301-303

[37] S.M. Bilenky et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **43** , (1999) 1-86

[38] S.M. Bilenky et al., *Phys. Lett.*, **B 465** , (1999) 193-202

[39] S.M. Bilenky, S. Pascoli et S.T. Petcov, hep-ph/0102265

[40] D. Blum et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A309** (1991) 465-475

[41] Pàll Theodòrsson, *Measurement of Weak Radioactivity*, World Scientific, 1996

[42] *Table of Isotopes*, Lederer Shirley, 1978.

[43] *RADIONUCLEIDES*, Département des Applications et de la Météorologie des Rayonnements Ionisants, Commissariat à l'Energie Atomique

[44] V. Chazal et al., *Astroparticule Physics* **9** (1998) 163

[45] C. Berger et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 155** (1987) 471

[46] V. Chazal, Thèse Université Claude Bernard-Lyon I, 1992.

[47] C. Marquet, Thèse Université Bordeaux I, 1999.

[48] C. Marquet et al, NEMO collaboration, *Nucl. Instr. Meth.* **A457** (2001) 487-498

[49] H.Oshumi et R. Gurrarièn et al., NEMO collaboration, *Energy spectrum of a NaI detector in the Fréjus Underground Laboratory*, en cours de publication.

[50] P. Hubert, *Bulletin d'Information des Utilisateurs du LSM*, No**75**, juillet 1999

[51] F. Hubert, *proceedings TAUP91*, 1991

[52] X. Sarazin, *proceedings NEUTRINO 2000*, 2000

[53] Rapport NEMO collaboration meeting, Aussois, 2000

[54] I. Kisel, V.Kovalenko, F.Laplanche, et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. Meth.* **A 387** (1997) 433-442

[55] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Chemical purification of Molybdenum samples for the NEMO3 experiment*, en cours de publication dans *Nucl. Instr. Meth.*

[56] Rapport NEMO collaboration meeting, **NEMO3 Electronique** *Rencontre de Garchy*, 1998

[57] P.Bernaudin et al., *NEMO3 Calorimeter Electronics* note **LAL/RT 00-13** (2000)

[58] A. Leconte, *Le Trigger de NEMO3* note LPC Caen , fev 1998

[59] A. Morales, *Nucl. Phys.* **B** (Proc. Suppl.) **77** (1999) 335-345

[60] J.Bourotte & B.Sadoulet, *Nucl. Instr. Meth.* **A 173** (1980)463-470

[61] Peter Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, ed. THE RICHELIEU PRESS, 1974

[62] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportionnal and drift chambers*, **CERN 77-09** , 1977

[63] Grégoire Pichenot, Thèse Université Paris XI ORSAY, 1994

[64] Gerald R. Lynch et Orin I. Dahl, *Nucl. Instr. Meth.* **B58** (1991) 6-10

[65] T. Filipova, *"Electron energy losses in the tracking volume of NEMO3"* **note interne** , 2 fev. 1999

Résumé :

L'expérience NEMO3 a pour but la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino qui est un processus à basse énergie signant la nature massive et de Majorana du neutrino. Cette expérience, très bas bruit de fond radioactif et accueillant 10kg d'isotopes enrichis, étudie principalement le ^{100}Mo. Installé au Laboratoire Souterrain de Modane, NEMO3 est un détecteur cylindrique composé d'une feuille source centrale très mince, d'un détecteur de traces constitué de cellules de dérives verticales en régime Geiger, d'un calorimètre et d'un blindage approprié.

Cette thèse est divisée en deux parties différentes. La première partie est une étude complète des propriétés du détecteur de traces. Grâce à un prototype de 9 cellules de dérive, nous avons caractérisé la reconstruction longitudinale et transverse de la position de l'ionisation créée par LASER. Puis, avec les 3 premiers modules en fonctionnement au LSM, nous avons utilisé des sources externes de neutrons afin de mesurer la résolution transverse de la position de l'ionisation créée par des électrons de haute énergie. Enfin, pour étudier la reconstruction, sur la feuille source, du vertex d'émission d'électrons, des sources radioactives de ^{207}Bi, produisant des électrons de conversion, ont été utilisées à l'intérieure des 3 modules.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous montrons, à partir de simulations, que nous pouvons, grâce au détecteur NEMO3 lui-même, mesurer le niveau de contamination ultra faible en ^{208}Tl, provenant de la chaîne radioactive naturelle du thorium, des sources. En étudiant les canaux électron-photons, il est possible d'isoler l'activité en ^{208}Tl des sources en réalisant une analyse de l'énergie et des différents temps de vol des particules. Ainsi, après seulement 2 mois de mesure, NEMO3 est capable d'atteindre une sensibilité de 20μBq/kg qui correspond à l'activité maximale en ^{208}Tl autorisée pour les sources fixée dans la proposition d'expérience de NEMO3.

Mots clés : NEMO, double désintégration bêta, neutrino, Majorana, chambre à fils, Geiger, faible radioactivité, Laboratoire Souterrain de Modane

Title : *Study of tracking detector of NEMO3 experiment - Simulation of the measurement of the ultra low ^{208}Tl radioactivity in the source foils used as neutrinoless double beta decay emitters in NEMO3 experiment.*

Abstract :

The purpose of NEMO3 experiment is the research of the neutrinoless double beta decay. This low energy process can sign the massive and Majorana nature of neutrino. This experiment, with a very low radioactive background and containing 10kg of enriched isotopes, studies mainly ^{100}Mo. Installed at the Frejus underground laboratory, NEMO3 is a cylindrical detector, which consists in very thin central source foils, in a tracking detector made up of vertical drift cells operating in Geiger mode, in a calorimeter and in a suitable shielding.

This thesis is divided in two different parts. The first part is a full study of the features of the tracking detector. With a prototype composed of 9 drift cells, we characterised the longitudinal and transverse reconstruction of position of the ionisation created by a LASER. With the first 3 modules under operation, we used radioactive external neutron sources to measure the transverse resolution of ionisation position in a drift cell for high energy electrons. To study the vertex reconstruction on the source foil, sources of ^{207}Bi, which produced conversion electrons, were used inside the 3 modules.

The second part of this thesis, we show, with simulations, that we can measure, with NEMO3 detector itself, the ultra low level of contamination in ^{208}Tl of the source foil, which comes from the natural radioactive chain of thorium. Using electron-photons channels, we can obtain the ^{208}Tl activity in the sources. With an analysis on the energy and on the time of flight of particles, NEMO3 is able to reach a sensitivity of 20μBq/kg after only 2 months of measurement. This sensitivity is the maximum ^{208}Tl activity, which we accepted for the sources in the NEMO3 proposal.

Keywords : NEMO, double beta decay, neutrino, Majorana, wires chamber, Geiger, weak radioactivity, Frejus underground laboratory