FR9502759

CRN

STRASBOURG

CRN 94-35
N. d'ordre 1781

Gestion INIS
Doc. enreg. le : 27/04/94
N° TRN : 94[illegible]
Destination : I,I+D,D

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Fabrice PIQUEMAL

DOUBLE RADIOACTIVITE BETA ET PHYSIQUE DU NEUTRINO ETUDE DU BRUIT DE FOND A 3 MeV DANS LA RECHERCHE DE LA DESINTEGRATION BETA BETA DU ^{100}Mo

CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES

STRASBOURG

IN2P3
CNRS

UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR

VOL 28 № 20

CRN 94-35
N. d'ordre 1781

THÈSE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Fabrice PIQUEMAL

DOUBLE RADIOACTIVITE β ET PHYSIQUE DU NEUTRINO. ETUDE DU BRUIT DE FOND A 3 MeV DANS LA RECHERCHE DE LA DESINTEGRATION ββ DU ^{100}Mo.

Soutenue le 10 mai 1994 devant la commission d'examen

MM. Ph. HUBERT	
J.L. REYSS	Rapporteur externe
J.L. RIESTER	Président, Rapporteur interne
F. SCHEIBLING	Directeur de thèse
J.P. THIBAUD	Rapporteur externe

Remerciements

Pour réaliser cette thèse, j'ai eu la chance d'être dirigé par M. F. Scheibling. Ses qualités humaines, sa patience infinie, sa grande disponibilité et sa compétence ont rendu ces 3 années extrêmement enrichissantes. Je lui adresse toute ma reconnaissance pour tout ce qu'il m'a appris.

Je dois également beaucoup à Mme I. Linck qui a donné beaucoup de son temps et de sa patience avec toujours une grande gentillesse pour que ce travail aboutisse dans les délais. Encore merci Isabelle pour votre aide et vos encouragements.

Que les autres membres de la collaboration NEMO et notammment ceux du groupe NEMO à Strasbourg, MM. T. Lamhamdi, R. Arnold, J.-L. Guyonnet sachent que j'ai eu un grand plaisir à travailler avec eux.

Je remercie M. J.-L. Riester d'avoir accepter de présider ce jury.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. Ph. Hubert pour sa participation au jury et pour les discussions que nous avons eues.

M. J.-P. Thibaud a accepté d'être rapporteur de ce travail et je l'en remercie vivement.

Je suis très reconnaissant à M. J.-L. Reyss d'avoir participé à ce jury. Je le remercie d'avoir bien voulu juger ce travail et de s'être montré compréhensif pour le retard dans la rédaction.

Merci à M. D. Disdier pour avoir bien voulu relire ce travail et pour ses remarques pertinentes.

Mes remerciements vont également à toute l'équipe technique du CRN Strasbourg et du Laboratoire Souterrain de Modane.
Je remercie Mme Stéphanie Goeb pour son efficacité et sa compétence qui m'ont grandement facilité la vie quotidienne au CRN.

Je remercie Mme Jegham et son équipe pour la frappe et la mise en page de ce manuscrit qui ont été réalisées dans un temps très bref. En particulier, je suis très reconnaissant à Mme Tissier pour sa patience et le temps qu'elle y a consacré et à Mme Rohr pour le soin qu'elle a apporté à la mise en place des figures. Je remercie également Mme Cornus, Mme Gress et M. Schultz pour l'élaboration des figures.

Je remercie également Vincent, Thouraya, Laza, Fares, Fabienne, Slavica, Philippe et tous les amis que j'ai rencontrés à Strasbourg pour leur aide et leur soutien constants.

Table des matières

1 Introduction **1**

2 Introduction théorique **3**
2.1 Théorie de la physique du neutrino 3
2.1.1 La nature du neutrino 3
2.1.2 Neutrinos de Dirac, neutrinos de Majorana 4
2.1.3 La masse du neutrino 6
2.1.4 Conséquences d'un neutrino massif 8
2.2 La double désintégration bêta 8
2.2.1 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos . . . 11
2.2.2 La double désintégration bêta sans émission de neutrinos . . . 13
2.2.3 Les autres possibilités de double désintégration bêta 16
2.2.4 Revue expérimentale 17
2.3 Autres méthodes permettant de caractériser les propriétés du neutrino 23
2.3.1 Mesure de la masse à partir d'un spectre bêta 23
2.3.2 Les expériences d'oscillations 24
2.3.3 Les contraintes sur les propriétés du neutrino venant de l'astrophysique 28
2.4 Conclusions 31

3 Le détecteur prototype NEMO 2 **33**
3.1 La source 35
3.2 Détection des particules chargées 36
3.3 Electronique associée 38
3.4 Calorimétrie 38
3.5 Electronique associée au calorimètre 41
3.6 Acquisition et déclenchement de l'expérience 41
3.7 Etalonnage en énergie et en temps 42
3.7.1 L'étalonnage absolu en énergie 42
3.7.2 Procédure d'étalonnage en énergie 44
3.7.3 L'étalonnage en temps 44
3.7.4 Le calage en temps 45
3.7.5 Le suivi des étalonnages en énergie et en temps 45
3.8 Le filtrage des données 47
3.9 Définitions des particules 48
3.10 Sélection en temps 49

4 Le bruit de fond interne à 3 MeV **51**
4.1 Les noyaux radioactifs dangereux 51
4.1.1 Le bismuth 214 51
4.1.2 Le thallium 208 52
4.2 Description des processus possibles 53
4.3 Recherche des "polluants" 57
4.3.1 Recherche des événements $e^- - e^-$−X 57
4.3.2 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos . . . 69

5 Le bruit de fond à 3 MeV externe à la source **73**
5.1 Description des processus possibles 73
5.1.1 La création de paires dans la source (fig.2) 74
5.1.2 Le double effet Compton dans la source (fig. 3) 74
5.1.3 Un effet Compton suivi d'un effet Moeller (fig. 4) 75
5.2 Origines du bruit de fond externe 76
5.2.1 Les neutrons 76
5.2.2 Interactions des neutrons avec les noyaux 78
5.2.3 Les muons 81
5.3 Etude de la contribution des neutrons 83
5.3.1 Limites expérimentales de l'étude 83
5.3.2 Méthode expérimentale 86
5.3.3 Simulation des captures neutroniques 90
5.3.4 Recherche des rayonnements γ du fer 94
5.3.5 Analyse des données avec la source Am-Be 94
5.3.6 Etude de l'influence du blindage 99
5.3.7 Comparaison avec les données du prototype NEMO 1 101
5.3.8 Contribution au bruit de fond de la transition $\beta\beta(0\nu)$ 104
5.3.9 Comparaison avec le flux de photons 105
5.3.10 Extrapolation à NEMO 3 107
5.3.11 Topologie des événements liés aux neutrons 108
5.4 Contribution des cosmiques 111
5.4.1 Les événements éliminés par le filtre 111
5.4.2 Estimation du nombre de muons traversant le détecteur 112
5.4.3 Contribution des muons au flux de photons 114

6 Discussion sur les événements entre 2,7 MeV et 3,3 MeV **117**
6.1 Les événements autour de 3 MeV 117
6.2 Les événements à 2 traces 119
6.3 Limite sur la période $\beta\beta(0\nu)$ 124

7 Conclusions **125**

Références **127**

1 Introduction

La physique du neutrino a débuté avec l'étude de la radioactivité bêta dont la forme du spectre resta inexpliquée jusqu'en 1930. A cette époque, certains physiciens dont N. Bohr, émettaient l'hypothèse de la violation de la conservation de l'énergie dans la désintégration bêta. Pauli n'était pas d'accord avec cette hypothèse et il proposa une solution [Pa30] qu'il qualifia de "solution du désespoir" : l'émission de l'électron était accompagnée de l'émission d'une particle neutre, extrêmement légère, interagissant très peu avec la matière. Il fallut attendre 1956 et l'expérience "esprit frappeur" de Reines et Cowan [Re56] pour que la preuve expérimentale de l'existence du neutrino soit apportée. Mais plus de 60 ans après son invention et plus de 30 ans après sa découverte expérimentale, certaines des propriétés fondamentales du neutrino telles que sa nature et sa masse, restent encore inconnues. Elles sont pourtant d'une importance capitale pour notre compréhension de l'évolution de l'univers dans ses premiers instants après le Big Bang et celle de certains mécanismes stellaires, notamment lors de la transformation de certaines étoiles en supernovae. Il existe de nombreux types d'expériences cherchant à mettre en évidence les propriétés du neutrino. La richesse de la physique du neutrino est qu'elle peut s'étudier auprès d'accélérateurs, de réacteurs nucléaires mais aussi à partir d'observations astrophysiques ou cosmologiques ou encore à partir des spectres en énergie des électrons émis par des noyaux radioactifs. La radioactivité $\beta\beta$, processus du second ordre des interactions faibles, qui consiste en l'émission simultanée de 2 électrons ou 2 positrons, semble être une des voies les plus prometteuses pour la mise en évidence de la nature et de la masse du neutrino.

La double désintégration bêta est un processus connu depuis près de 60 ans et peut se produire selon différents modes. Son intérêt augmenta au début des années 80 lorsque Doi et al [Do85] montrèrent la relation entre la double désintégration bêta sans émission de neutrino $\beta\beta(0\nu)$ et les théories de jauge. L'existence d'un tel processus, interdit dans le Modèle Standard des interactions électrofaibles, impliquerait que le neutrino soit massif et qu'il soit sa propre antiparticule. Etant donné que dans ce mode l'énergie disponible est répartie entre les 2 électrons, sa mise en évidence expérimentale serait l'observation d'un pic à l'énergie de transition dans le spectre de la somme des énergies des 2 électrons émis.

La collaboration NEMO qui regroupe des laboratoires français, russes, ukrainien et américain, s'est engagée dans un programme de recherche et développement afin de construire un détecteur sensible à une masse du neutrino de 0,1 eV en recherchant la double désintégration bêta sans émission de neutrinos du ^{100}Mo.

Pour être sensible à une telle masse, il faut pouvoir mesurer une période de l'ordre de 10^{25} ans qui donnerait lieu à une dizaine d'événements pour 10 kg de ^{100}Mo en 5 ans. Il est donc indispensable de pouvoir identifier tous les bruits de fond dans la région de 3 MeV, énergie à laquelle est attendu un signal venant de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos du ^{100}Mo. Ces bruits proviennent

essentiellement de la radioactivité naturelle, c'est la raison pour laquelle ce type d'expérience fait appel aux techniques d'ultra-faibles radioactivités.

Dans le but d'étudier le bruit de fond, la collaboration NEMO a construit un détecteur prototype appelé NEMO 2. Composé de matériaux sélectionnés pour leur faible radioactivité, il permet la détection et la reconstruction des traces des électrons dans un volume gazeux formé de cellules Geiger placées de part et d'autre d'une feuille source centrale plane de $1m^2$. Cet ensemble est pris entre 2 murs de compteurs à scintillation qui permettent la mesure de l'énergie des électrons ainsi que la mesure du temps de vol. L'ensemble est protégé de la radioactivité ambiante par un blindage de plomb et de fer et le détecteur est installé dans le Laboratoire Souterrain de Modane dont la profondeur est équivalente à 3800 m d'eau pour diminuer le flux de rayonnements cosmiques traversant le détecteur d'un facteur 10^6.

L'objet de cette thèse est l'étude du bruit de fond dans la région de 3 MeV. Nous distinguerons deux origines à ce bruit de fond, l'une, interne, qui provient des noyaux radioactifs polluant la source et l'autre, externe, liée à la production de photons de haute énergie dont les interactions avec la matière peuvent simuler une transition $\beta\beta(0\nu)$.

Dans un premier chapitre nous présentons la physique du neutrino et sa relation avec la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Nous décrirons également d'autres types d'expériences qui cherchent à mettre en évidence les propriétés du neutrino.

Le deuxième chapitre présentera le détecteur prototype NEMO 2 en insistant plus particulièrement sur les méthodes d'étalonnage en énergie et en temps de la partie calorimétrique du détecteur.

L'étude du bruit de fond interne est l'objet du troisième chapitre. Nous rechercherons les contaminants par la détection des rayonnements X associés à certaines de leurs désintégrations.

Le bruit de fond externe, lié à la présence de neutrons et de rayonnements cosmiques, est l'objet du chapitre 4. Le but de cette étude sera de déterminer la nécessité d'un champ magnétique dans l'expérience en vraie grandeur NEMO 3 pour éliminer les événements correspondant à des créations de paires e^+e^-dans la source, le champ magnétique permettant alors de différencier l'électron du positron.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous étudierons les événements détectés entre 2,7 et 3,3 MeV en nous intéressant plus particulièrement aux événements à 2 électrons et nous donnerons la limite sur la période de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos déterminée à l'aide du détecteur NEMO 2.

2 Introduction théorique

2.1 Théorie de la physique du neutrino

Dans ce chapitre, nous allons présenter brièvement la physique du neutrino et son lien avec la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Les conséquences pour la cosmologie d'un neutrino massif seront évoquées et une revue des méthodes expérimentales cherchant à mesurer la masse du neutrino fera l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

2.1.1 La nature du neutrino

Le neutrino est une particule de spin 1/2 obéissant à l'équation de Dirac, son champ Ψ, par projection selon les opérateurs $\frac{1}{2}(1+\gamma_5)$ et $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$, peut être décomposé en 2 composantes appelées composantes chirales [Ja92] :

$$\Psi = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\Psi + \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\Psi$$

On définit :

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\Psi$$

composante chirale droite, et

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\Psi$$

composante chirale gauche.

γ_5 est la matrice de Dirac 4 $\times$ 4

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad I = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Comme la chiralité est un objet mathématique, la grandeur physique mesurable associée est l'hélicité H qui est la projection du spin selon la direction du mouvement.

$$H = \frac{\vec{\sigma}.\vec{P}}{|\vec{P}|}$$

$\vec{\sigma}$: opérateur de spin

$\vec{P}$: opérateur du mouvement.

Si le spin est parallèle (anti-parallèle) à la direction du mouvement on parle d'hélicité positive ou droite (négative ou gauche). En général un champ chiral est la superposition d'états d'hélicité gauche et droite. A haute énergie un champ chiral

gauche (droit) est essentiellement dans un état d'hélicité gauche (droite) avec un très faible mélange, de l'ordre de m/E, d'hélicité droite (gauche). Donc, dans le cas d'une particule sans masse il n'y a plus de mélange, et un champ gauche correspond à un état d'hélicité gauche.

Jusqu'à présent, seuls les neutrinos gauches et les antineutrinos droits ont été détectés expérimentalement. Le Modèle Standard SU(2) × U(1) [Gl80], [We80], [Sa74] qui unifie les forces électromagnétique et faible, ne connaît que les neutrinos gauches et les antineutrinos droits. Ils sont couplés aux $W^{\pm}$ et Z^0 par courants V − A. L'hélicité n'étant pas un invariant de Lorentz, il faut que le neutrino dans ce modèle soit sans masse pour ne pas produire des neutrinos droits ou des antineutrinos gauches par changement de repère.

La description dans le Modèle Standard du neutrino sans masse par un champ à deux composantes (neutrino de Weyl) permet de rendre compte de l'expérience et ceci constitue la voie la plus économique. Toutefois, il n'existe aucun argument théorique justifiant ce choix. C'est la raison pour laquelle la recherche de la masse et de la nature du neutrino s'inscrit dans un cadre au-delà du Modèle Standard.

2.1.2 Neutrinos de Dirac, neutrinos de Majorana

Généralement, une particule de spin $\frac{1}{2}$ peut être décrite par un spineur de Dirac à quatre composantes. Par exemple, dans le cas de l'électron, quatre états sont possibles $e^-(\uparrow), e^-(\downarrow), e^+(\uparrow), e^+(\downarrow)$; les flèches $\uparrow$ et $\downarrow$ correspondent respectivement aux spins haut et bas, de plus, un nombre quantique, la charge électrique, permet de distinguer la particule, l'électron, de l'antiparticule, le positron.

On peut reprendre cette représentation pour le neutrino à condition que celui-ci soit massif et qu'un nombre quantique permette de distinguer la particule de l'antiparticule. Cette "charge" leptonique L, égale à 1 pour le neutrino et -1 pour l'antineutrino, doit être conservée dans les interactions. On parle alors de neutrinos de Dirac dont les quatre états possibles sont $\Psi_L, \Psi_R, (\Psi_L)^C, (\Psi_R)^C$, L et R désignant les champs de chiralité gauche et droite, $(\Psi_{L/R})^C$ signifie que l'on prend le conjugué de charge du champ $\Psi_{L/R}$.

Toutefois, la distinction particule-antiparticule n'est pas forcément nécessaire. En effet, la conservation de la charge leptonique n'est liée qu'au choix du groupe de symétrie de jauge et n'est pas une propriété intrinsèque des théories de jauge. Si on considère l'équation de Dirac, pour une particule de spin $\frac{1}{2}$, on a :

$$\left[\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right] \Psi(t,x) = 0 \qquad (1)$$

La solution $\Psi(t,x)$ peut s'écrire comme la superposition d'ondes planes [Gr90] :

$$\Psi(t,x) \;=\; \frac{1}{\sqrt{V}} \int \frac{d^3p}{\sqrt{2E}} \sum_S \left[\, a(p,S)u(p,S)e^{-ip.x} \;+\; b^+(p,S)v(p,S)e^{ip.x} \,\right]$$

$u(p,S), v(p,S)$: spineurs de Dirac.
$a(p,S), b^+(p,S)$: opérateurs d'annihilation et de création d'antiparticules.

Si on prend le conjugué de charge du champ $\Psi(t,x)$, on obtient :

$$\Psi^C(t,x) \;=\; \eta_C \; i \; \gamma_2 \; \Psi^*(t,x)$$

$$=\; \eta_C \; \frac{1}{\sqrt{V}} \int \frac{d^3p}{\sqrt{2E}} \sum_S \left[\, a^+(p,S)v(p,S)e^{ip.x} \;+\; b(p,S)u(p,S)e^{-ip.x} \,\right]$$

où η_c est une phase.

Si on suppose que le champ est égal, à une phase près, au champ conjugué :

$$\Psi = \Phi_c \Psi^c$$

on a alors :

$$b^+(p,s) = \eta_c \Phi_c^* a^+(p,s) \qquad (2)$$

Or b^+ et a^+ sont respectivement les opérateurs de création de particules et d'antiparticules, il n'y a donc plus lieu de faire la distinction entre les deux puisqu'ils sont égaux à une phase près : particules et antiparticules représentent le même état. On parle alors de neutrino de Majorana qui est un neutrino massif à deux composantes et pour lequel particule et antiparticule sont la même chose.

Il est à noter que dans ce cas, les deux degrés de liberté correspondent aux deux états d'hélicité.

La relation (2) a également une autre conséquence [Ca92], si on considère l'opérateur de charge électrique :

$$Q \;=\; e \int \frac{d^3p}{\sqrt{2mV}} \sum_S \left[\, a^+(p,S)a(p,S) \;-\; b^+(p,S)b(p,S) \,\right]$$

D'après (1) le terme $[a^+a - b^+b]$ devient nul, donc seules les particules électriquement neutres peuvent être des particules de Majorana.

Si le neutrino est un neutrino de Majorana, il y a non conservation du nombre leptonique, par contre il y a conservation de l'hélicité. On ne parle plus de particules

et d'antiparticules mais de particules droites ou gauches. Les autres conséquences de la nature de Majorana pour un neutrino sont un moment magnétique et un moment électrique nuls, et la possibilité d'osciller.

2.1.3 La masse du neutrino

A partir de (1) le terme de masse de Dirac pour une particule de spin 1/2 est défini par [Ja92] :

$$L_m = -m\Psi\,\Psi = -m\,[\Psi_L + \Psi_R]\,[\Psi_L + \Psi_R] = -m\,[\Psi_L\,\Psi_R + \Psi_R\,\Psi_L] \qquad (3)$$

Dans les théories de jauges, les champs chiraux gauches (L) ou droits (R) sont la combinaison linéaire de fonctions Ψ_L et Ψ_R. La généralisation de (3) est trouvée en additionnant tous les termes scalaires en Ψ_L et Ψ_R ce qui nous donne les termes de masse de Dirac :

$$L^D = -\,\Psi_L\,m^D\,\Psi_R + h.c.$$

Ce terme de masse est invariant par U(1) ce qui entraîne la conservation du nombre leptonique.
Mais on peut également produire des champs de chiralité droite à l'aide de l'opérateur de conjugaison de charge :

$$(\Psi_R)^c = \Psi_L$$

On obtient alors 2 termes de masse de Majorana, un terme $(L_m)^L$ provenant du couplage des champs gauches et l'autre $(L_m)^R$ provenant du couplage des champs droits.

$$L_m^L = -\frac{1}{2}\,\Psi_L\,M^L\,(\Psi_R)^C + h.c.$$

$$L_m^R = -\frac{1}{2}\,\Psi_R\,M^R\,(\Psi_R)^C + h.c.$$

Ces 2 termes ne sont pas invariants par U(1), il y a non conservation du nombre leptonique.
Le terme de masse général est alors défini par :

$$L_m = (L_m)^D + (L_m)^L + (L_m)^R$$

ce qui peut encore s'écrire sous la forme matricielle :

$$L_m = -\frac{1}{2}\,\Psi \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ \left(M^D\right)^T & M^R \end{pmatrix} \Psi + h.c.$$

avec

$$\Psi = \begin{pmatrix} (\Psi_{1L})^C \\ (\Psi_{2L})^C \\ \vdots \\ \Psi_{1R} \\ \Psi_{2R} \\ \vdots \end{pmatrix}$$

La diagonalisation de la matrice de masse conduit à des états propres ν_i qui ne sont pas nécessairement les neutrinos de saveur e, μ, τ. Ceux-ci peuvent être décomposés selon la base ν_i :

$$\nu_l = \sum_{i=1,n} U_{li}\, \nu_i \qquad \ell = e,\ \nu,\ \tau$$

n : nombre de familles
U_{li} : matrice de mélange.

Le modèle du "See-Saw"
Ce modèle a été construit à partir des théories de grande unification. Dans ces modèles, par exemple SO(10), les neutrinos gauche et droit existent tous les deux ainsi que le terme de masse de Dirac [Gr90]. Mais cette masse dépend des autres fermions et la valeur prédite par ces modèles est de l'ordre du MeV ce qui est impossible étant donné les limites expérimentales actuelles. Mais cette difficulté peut être tournée, en effet, si l'on suppose qu'il ne peut pas y avoir de couplage $\Psi_L \Psi_L$ le terme de masse M^L est nul et on obtient la matrice de masse suivante :

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

En faisant l'hypothèse suivante :

$$m \ll M$$

ceci conduit à 2 neutrinos de Majorana :
- un neutrino lourd $m_{lourd} \simeq M$
- un neutrino léger $m_{léger} \simeq \dfrac{m^2}{M}$.

Le produit des deux masses est constant et égal à m^2. Le rapport $\frac{m^2}{M}$ permet de s'affranchir du problème d'une masse de Dirac de l'ordre du MeV.

Le neutrino léger peut être assimilé au neutrino gauche qui participe aux interactions ; le neutrino lourd devrait également participer aux interactions car il contient

une part de composante gauche de l'ordre de $\sqrt{\frac{m}{M}}$. Pour être en accord avec les données expérimentales, la masse M devrait être supérieure à 10^9 GeV.

Les limites expérimentales actuelles pour les 3 familles de neutrinos sont [Ba93], [An82], [Al93] :

$m_{\nu_e} < 7$ eV (mesure venant du spectre β du tritium)

$m_{\nu_\mu} < 270$ keV (mesure venant de $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$)

$m_{\nu_\tau} < 35$ MeV (mesure venant de $\tau^- \longrightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau$)

2.1.4 Conséquences d'un neutrino massif

L'existence d'un neutrino massif serait primordiale dans le domaine de la cosmologie. En effet, l'organisation de l'univers en structures (galaxies, amas, super-amas) est expliquée par la présence de fluctuations de densité au tout début du Big Bang. Les contraintes sur ces fluctuations sont assez strictes, elles doivent être suffisamment importantes pour pouvoir être amplifiées par la gravité, et assez faibles car les fluctuations de température dans le rayonnement fossile de 2,7 °K sont extrêmement faibles.

Les neutrinos se sont découplés de la matière dans la première seconde suivant le Big Bang. Jusqu'à 300 000 ans après celui-ci, les photons étaient assez énergétiques pour empêcher le couplage des électrons et des photons qui pouvait créer des fluctuations de densité. Cependant, les neutrinos qui n'interagissent plus avec la matière depuis la première seconde et qui ont perdu leur énergie avec l'expansion de l'univers, peuvent être capturés par gravité, s'ils sont massifs, par les zones de plus fortes densité créées par les fluctuations. De cette façon, les neutrinos massifs permettent à ces zones de se développer bien avant le découplage entre la matière et le rayonnement. Par la suite le gaz neutrinique correspondant aux neutrinos issus du Big Bang, a continué à se refroidir et aujourd'hui dans l'univers, il existe un rayonnement fossile de neutrinos identique au rayonnement fossile de photons de 2,7 °K. La température de ce rayonnement est de 1,95 °K [Ch92] avec une densité de 100 ν/cm^3 pour chaque saveur. Ces neutrinos, s'ils sont massifs, pourraient former des halos autour des galaxies et constituer ainsi une des composantes de la masse manquante de l'univers.

2.2 La double désintégration bêta

La double désintégration bêta ($\beta\beta$ (2ν)), prévue dès 1935 par Goeppert-Mayer [Go35] consiste en la désintégration simultanée de 2 neutrons en 2 protons avec émission de 2 antineutrinos :

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

Dans ce cas le spectre de la somme de l'énergie des 2 électrons (fig. 1) sera continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$, l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ étant répartie entre 4 corps. Ce spectre aura un maximun à 1/3 de $Q_{\beta\beta}$.

En 1939, Furry [Fu39] imagina la possibilité d'un mode sans émission de neutrinos ($\beta\beta$ (0ν)) :

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

en considérant le neutrino comme un neutrino de Majorana. La signature expérimentale d'un tel spectre est un pic à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ (fig. 1) car l'énergie de la transition est partagée entre les deux électrons, l'énergie de recul du noyau étant négligeable.

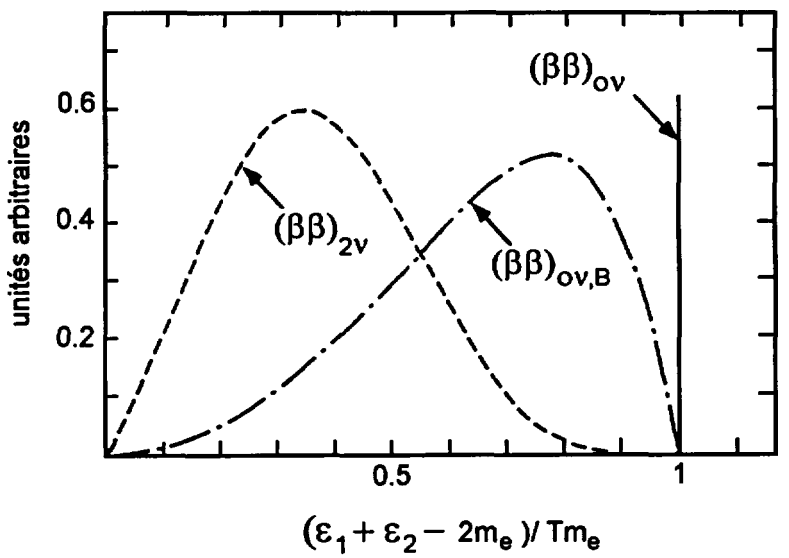


Fig. 1 : Spectre de la somme en énergie des électrons pour les différents modes de désintégration bêta.

D'autres modes sont possibles, notamment le mode avec émission d'un Majoron ($\beta\beta$ (M)) [Ge81] :

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z+2) + 2e^- + M^0$$

Dans ce cas le spectre est continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$ avec un maximun à 2/3 de l'énergie de transition (fig. 1).

Il s'agit de phénomènes rares dont les périodes sont très longues, de l'ordre de 10^{19} - 10^{20} ans pour la transition $\beta\beta$ (2ν). On s'attend à au moins 4 ou 5 ordres de grandeur de plus pour la désintégration $\beta\beta$ (0ν).

Dans la nature, il existe des émetteurs $\beta^-\beta^-$ et des émetteurs $\beta^+\beta^+$ mais ceux-ci sont moins nombreux à cause de l'attraction coulombienne qui défavorise ce mode de décroissance. La liste des noyaux émetteurs double bêta et des énergies de transition est donnée dans le tableau I.

EMETTEURS β			
Transition	$Q_{2\beta}$ (keV)	Abondance (%)	Energie du niveau 2^+
$^{*46}Ca \longrightarrow {}^{46}Ti$	987 ± 4	0,0035	889
$^{*46}Ca \longrightarrow {}^{46}Ti$	4271 ± 4	0,187	984
$^{*70}Zn \longrightarrow {}^{70}Ge$	1001 ± 3	0,62	–
$^{*76}Ge \longrightarrow {}^{76}Se$	$2039,6 \pm 0,9$	7,8	559
$^{82}Se \longrightarrow {}^{80}Kr$	130 ± 9	49,87	–
$^{*82}Se \longrightarrow {}^{82}Kr$	2995 ± 6	9,2	776
$^{86}Kr \longrightarrow {}^{86}Sr$	1256 ± 5	17,3	1077
$^{*94}Zr \longrightarrow {}^{94}Mo$	$1145,3 \pm 2,5$	17,4	871
$^{*96}Zr \longrightarrow {}^{96}Mo$	3350 ± 3	2,8	778
$^{96}Mo \longrightarrow {}^{98}Ru$	112 ± 7	24,1	–
$^{*100}Mo \longrightarrow {}^{100}Ru$	3034 ± 6	9,6	540
$^{104}Ru \longrightarrow {}^{104}Pd$	1299 ± 4	18,7	556
$^{110}Pd \longrightarrow {}^{110}Cd$	2013 ± 19	11,8	658
$^{*114}Cd \longrightarrow {}^{114}Sn$	534 ± 4	28,7	–
$^{*116}Cd \longrightarrow {}^{116}Sn$	2802 ± 4	7,5	1294
$^{122}Sn \longrightarrow {}^{122}Te$	364 ± 4	4,56	–
$^{*124}Sn \longrightarrow {}^{124}Te$	$2288,1 \pm 1,6$	5,64	603
$^{*128}Te \longrightarrow {}^{128}Xe$	868 ± 4	31,7	443
$^{*130}Te \longrightarrow {}^{130}Xe$	2583 ± 4	34,7	536
$^{*134}Xe \longrightarrow {}^{134}Ba$	847 ± 10	10,4	605
$^{*136}Xe \longrightarrow {}^{136}Ba$	2479 ± 8	8,9	4819
$^{142}Ce \longrightarrow {}^{142}Nd$	$1417,6 \pm 2,5$	11,1	–
$^{146}Nd \longrightarrow {}^{146}Sm$	56 ± 5	17,2	–
$^{*148}Nd \longrightarrow {}^{148}Sm$	$1928,3 \pm 1,9$	5,7	559
$^{*150}Nd \longrightarrow {}^{150}Sm$	$3667,1 \pm 2,2$	5,6	334
$^{154}Sm \longrightarrow {}^{154}Gd$	$1251,9 \pm 1,5$	22,6	123
$^{160}Gd \longrightarrow {}^{160}Dy$	$1729,5 \pm 1,4$	21,8	87
$^{170}Er \longrightarrow {}^{170}Yd$	$653,9 \pm 1,6$	14,9	84
$^{176}Yb \longrightarrow {}^{176}Hf$	$1078,8 \pm 2,7$	12,6	86
$^{*186}W \longrightarrow {}^{186}Os$	$490,3 \pm 2,2$	28,6	137
$^{*192}Os \longrightarrow {}^{192}Pt$	417 ± 4	41,0	317
$^{*198}Pt \longrightarrow {}^{198}Hg$	1047 ± 4	7,2	412
$^{*204}Hg \longrightarrow {}^{204}Pb$	$416,5 \pm 1,9$	6,9	–
$^{232}Th \longrightarrow {}^{232}U$	856 ± 6	100	48
$^{*238}U \longrightarrow {}^{238}Pu$	$1145 \pm 1,7$	99,275	44
EMETTEURS β^+			
Transition	$Q_{2\beta}$ (keV)	Abondance (%)	Energie du niveau 2^+
$^{78}Kr \longrightarrow {}^{78}Se$	$833,1 \pm 8$	0,356	614
$^{96}Ru \longrightarrow {}^{96}Mo$	$677,1 \pm 8$	5,5	–
$^{*106}Cd \longrightarrow {}^{106}Pd$	$734,0 \pm 7,8$	1,25	512
$^{*124}Xe \longrightarrow {}^{124}Te$	$821,0 \pm 2,7$	0,096	603
$^{130}Ba \longrightarrow {}^{130}Xe$	$538,1 \pm 8$	0,106	–
$^{136}Ru \longrightarrow {}^{136}Ba$	$365,0 \pm 5,0$	0,190	–

Table 1 : Emetteurs potentiels $2\beta^-$ et $2\beta^+$. Les valeurs de $Q_{2\beta}$ sont extraites de Wapstra et Audi, *Nucl. Phys.* **A432** (1985)55 * Noyaux mesurés.

2.2.1 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos

Il s'agit d'un processus du second ordre des interactions faibles qui ne peut se produire qu'entre deux noyaux pairs-pairs. Il faut que la transition bêta simple soit interdite énergétiquement (fig. 2) ou fortement supprimée pour des raisons de spin (fig. 3) pour qu'il puisse être mis en évidence.

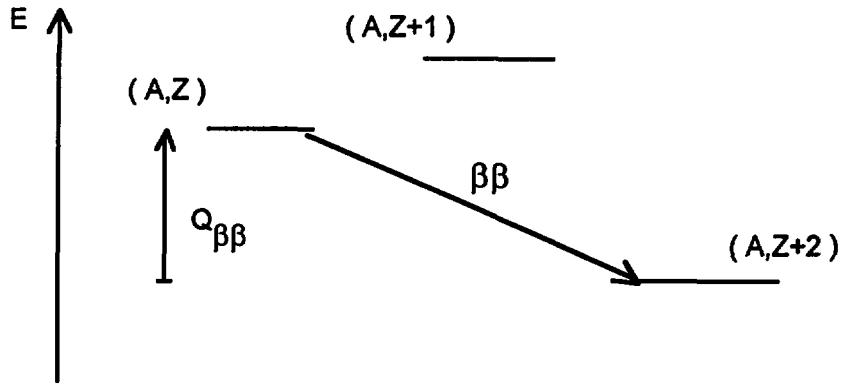


Fig. 2 : Schéma de la double désintégration bêta lorsque la transition β^- vers le noyau intermédiaire est interdite énergétiquement.

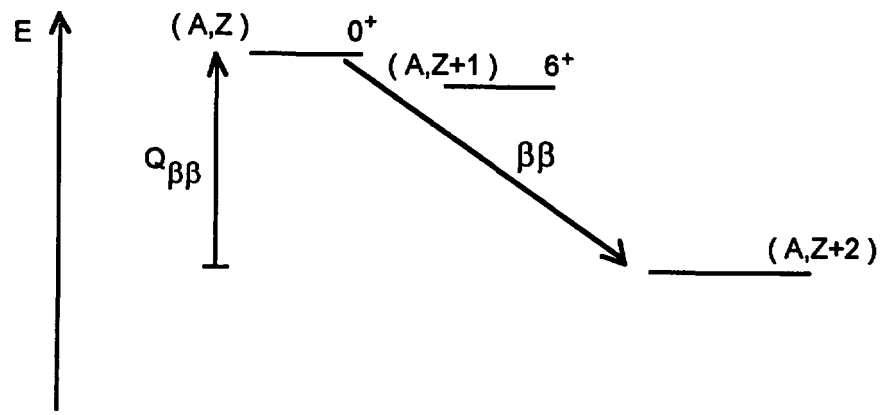


Fig. 3 : Double désintégration bêta lorsque la transition β^- vers le noyau intermédiaire est supprimée pour des raisons de spin.

A chaque vertex (fig. 4), il y a émission d'un électron et d'un antineutrino comme dans le cas d'une désintégration bêta simple. La période de ce phénomène peut se calculer à partir de la règle d'or de Fermi au second ordre [Bo87] :

$$d\lambda = 2\,\pi\,\delta\left(E_0 - \sum_f E_f\right)\left|\sum_{m,\beta}\frac{\langle f|H_\beta|m\rangle\,\langle m|H^\beta|i\rangle}{E_i - E_m - p_\nu - E_e}\right|^2$$

m : représente les états intermédiaires du noyau virtuel,
p_ν : quantité de mouvement du neutrino,
E_e : énergie de l'électron,
E_i : énergie de l'état initial,
E_m : énergie de l'état intermédiaire,
δ : fonction de Dirac.

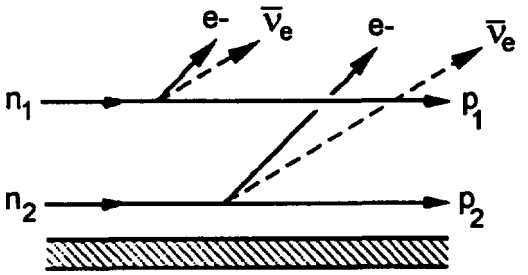


Fig. 4 : Double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos.

L'hamiltonien H_β est le produit de courants hadroniques et leptoniques

$$H_\beta = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[j_L J_L^+ + \chi j_L J_R^+ + \eta j_R J_L^+ + \lambda j_R J_R^+ \right] + h.c.$$

$j_{L,R}$: courants leptoniques gauche, droit
$J_{L,R}$: courants hadroniques gauche, droit
χ, λ, η : constantes de couplage.

La période s'écrit sous la forme :

$$[T_{1/2}{}^{2\nu}\,(0^+ \longrightarrow 0^+)]^{-1} = G^{2\nu}\,|M_{GT}{}^{2\nu} - \frac{g_V{}^2}{g_A{}^2} M_F{}^{2\nu}|^2$$

$G^{2\nu}$: facteur d'espace de phase
M_{GT} : éléments de matrice de Gamow-Teller
M_F : éléments de matrice de Fermi
g_V, g_A : constantes de couplages vectoriel et axial.

Le terme de Fermi peut être négligé pour des raisons liées à la différence d'isospin entre le noyau initial et le noyau final. Deux méthodes sont utilisées pour calculer ces éléments de matrice : le modèle en couches qui dans un calcul exact prend en compte tous les états du noyau intermédiaire ou le modèle QRPA (Quasi Random Phase Approximation) qui les prend en compte en moyenne.

Le terme $G^{2\nu}$ est proportionnel à la puissance $11^{\text{ème}}$ de l'énergie de transition

$Q_{\beta\beta}$. La connaissance de la période $\beta\beta$ (2ν) permet de fixer les paramètres théoriques pour le calcul des éléments de matrice nucléaire et de tester les différents modèles. De plus, la désintégration $\beta\beta$ (2ν) est le bruit de fond ultime dans une expérience de recherche de la transition $\beta\beta$ (0ν) ; il est possible d'en calculer la contribution connaissant sa période.

2.2.2 La double désintégration bêta sans émission de neutrinos

La double désintégration β sans émission de neutrinos permet paradoxalement de tester les propriétés du neutrino, notamment sa nature, Dirac ou Majorana, et sa masse. Dans ce processus, les 2 vertex d'émission ne sont plus indépendants [Do85].

Au premier vertex, figure 5, il y a émission d'un électron et d'un antineutrino d'hélicité droite selon le processus :

$$n \longrightarrow p + e^- + \overline{\nu_e}$$

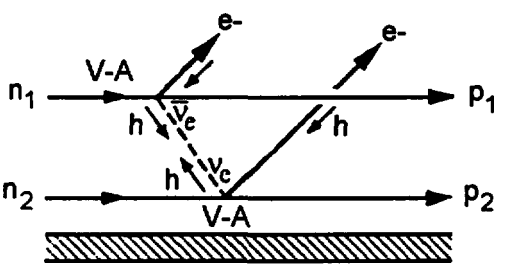


Fig. 5 : Double désintégration bêta sans émission de deux neutrinos.

S'il n'existe que des interactions par courants gauches V-A, l'antineutrino doit être réabsorbé au second vertex sous forme de neutrino d'hélicité gauche pour donner la réaction :

$$\nu_e + n \longrightarrow p + e^-$$

et finalement seuls 2 électrons sont émis. Pour que ceci ait lieu, il faut que :

1. le neutrino soit une particule de Majorana pour que l'antineutrino soit le même état que le neutrino,

2. le neutrino soit massif pour permettre un renversement d'hélicité.

Ce mode de désintégration n'est pas autorisé dans le Modèle Standard puisqu'il n'y a pas conservation du nombre leptonique.

Outre sa sensibilité à la masse du neutrino et à sa nature, le mode sans émission de neutrino permet également la recherche de courants droits V+A (fig. 6). En effet, l'existence d'une transition $\beta\beta(0\nu)$ $(0^+ \longrightarrow 2^+)$ nécessite la présence de

courants droits en plus du fait que le neutrino doit être un neutrino de Majorana massif. Expérimentalement ce processus peut être mis en évidence par la présence d'un pic à l'énergie $Q_{\beta\beta} - E_{2+}$, où E_{2+} est l'énergie du niveau 2^+, mais aussi en détectant le rayonnement gamma venant du niveau 2^+, seul ou en coïncidence avec les 2 électrons.

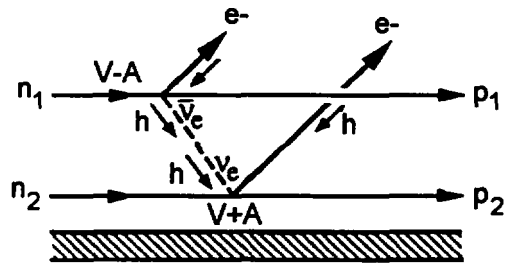


Fig. 6 : Double désintégration bêta sans émission de deux neutrinos par courants droits.

La partie leptonique de l'amplitude de transition s'écrit comme le produit de courants gauches ou droits et du propagateur du neutrino virtuel qui est échangé [Bo87] :

$$\delta(E_p - E_i) \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ip(x-x')}}{p^2 - m_\nu^2} \bar{e}(x)\gamma_\mu(1 \pm \gamma_5)(p^\mu\gamma_\mu + m_\nu)\frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\gamma_\mu e^c(x')$$

p^μ : quadri-moment du neutrino virtuel
m_ν : masse du neutrino
γ : matrices de Dirac.

Dans le cas où le processus ne dépend que de courants V-A, le propagateur du neutrino virtuel devient $\frac{m}{p^2-m^2}$. Il est proportionnel à la masse m du neutrino. Si le processus V+A apparaît, alors le propagateur devient proportionnel au quadri-moment p^μ. Le calcul de cette partie leptonique conduit à la définition d'un potentiel neutrino qui a la forme suivante :

$$H_n(r) = \frac{R}{r} e^{-rm}$$

R : rayon du noyau.

Ce potentiel est indépendant de l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire et de l'énergie de l'électron. En tenant compte de ce potentiel et en supposant que la masse du neutrino est inférieure à 10 MeV, les éléments de matrice nucléaire peuvent s'écrire :

$$M_{GT}^{0\nu} = \langle f | \sum_{\ell k} \vec{\sigma}_\ell \vec{\sigma}_k \tau_\ell^+ \tau_k^+ / r_{k\ell} | i \rangle$$

$$M_F^{0\nu} = \langle f | \sum_{\ell k} \tau_\ell^+ \tau_k^+ / r_{k\ell} | i \rangle$$

$\vec{\sigma}$: opérateur de spin
τ : opérateur d'isospin
$r_{\ell k}$: distance entre les nucléons ℓ et k.

On observe une dépendance en $1/r$ dans ces éléments de matrice ce qui signifie que tous les états intermédiaires virtuels contribuent, contrairement au mode avec deux neutrinos dans lequel seul l'état 1^+ intervient. Pour décrire le terme de recul du noyau, il faut que l'un des électrons soit dans un état d'onde P et le terme de Fermi ne peut plus être négligé [Do85]. L'expression de la période est alors :

$$[{T_{1/2}}^{0\nu}\ (0^+ \longrightarrow 0^+)]^{-1} = G^{0\nu}\ [{M_{GT}}^{0\nu} - \frac{{g_V}^2}{{g_A}^2} {M_F}^{0\nu}]^2\ \langle m_\nu \rangle^2$$

$G^{0\nu}$: constante contenant le terme d'espace de phase
$\langle m_\nu \rangle$: masse effective du neutrino.

Le terme d'espace de phase $G^{o\nu}$ est proportionnel à ${Q_{\beta\beta}}^5$ ce qui implique que la désintégration $\beta\beta$ (0ν) est favorisée en terme d'espace de phase par un facteur 10^6 par rapport à la désintégration $\beta\beta$ (2ν). Mais la présence du propagateur du neutrino fait que finalement la période de transition $\beta\beta$ (0ν) est plus élevée que celle de la désintégration $\beta\beta$ (2ν). Le terme de masse $\langle m_\nu \rangle$ correspond à une masse moyenne, le neutrino pouvant être la superposition d'états propres de la masse [Ja92] (cf. paragraphe 2.3).

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_i U_{ei}\, m_i$$

U_{ei} : matrice de mélange.

Ceci conduit à plusieurs remarques :

1. Les termes de la somme peuvent se compenser et on peut obtenir $\langle m_\nu \rangle$=0.
2. Il est possible d'obtenir $\langle m_\nu \rangle < m_i$ quel que soit i.
3. S'il n'y a pas de mélange, c'est-à-dire si U_{ei}=I alors $\langle m_\nu \rangle = m_{\nu_e}$.

Ce résultat concerne la transition $0^+ \longrightarrow 0^+$.

Pour la transition $0^+ \longrightarrow 2^+$, la relation donnant la période en tenant compte des courants droits est alors plus complexe [Do85] :

$$[T_{1/2}{}^{0\nu}]^{-1} = C_1\frac{\langle m_\nu\rangle^2}{m_e} + C_2\langle\lambda\rangle\frac{\langle m_\nu\rangle}{m_e}\cos\Psi_1 + C_3\langle\eta\rangle\frac{\langle m_\nu\rangle}{m_e}\cos\Psi_2 +$$
$$C_4\langle\lambda\rangle^2 + C_5\langle\eta\rangle^2 + C_6\langle\lambda\rangle\langle\eta\rangle\cos(\Psi_1 - \Psi_2)$$

Ψ_1, Ψ_2 sont respectivement les phases entre $\langle m_\nu\rangle$ et $\langle\lambda\rangle$, $\langle m_\nu\rangle$ et $\langle\eta\rangle$, égales à 0 ou π s'il n'y a pas de violation de CP

C_n : fonctions contenant les éléments de matrice nucléaire et les termes d'espace de phase

$\eta = -tan\xi$ $\quad$ ξ : angle de mélange entre les bosons W droits et gauches

$\lambda \sim \left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^2$ $M_{WL,R}$: masse du boson gauche, droit.

2.2.3 Les autres possibilités de double désintégration bêta

D'autres modes peuvent être envisagés conduisant à une émission de double désintégration bêta sans émission de neutrinos. L'un d'eux nécessite la présence d'une nouvelle particule, le Majoron (M^0) (fig. 7). Ce processus peut constituer un bruit de fond important pour la désintégration $\beta\beta(2\nu)$. Sa période s'écrit comme :

$$[T_{1/2}{}^{M^0}\ (0^+ \longrightarrow 0^+)]^{-1} = G_B\ \langle g_B\rangle^2\ [M_{GT}{}^{0\nu} - \frac{g_V{}^2}{g_A{}^2}M_F{}^{0\nu}]^2\ \langle m_\nu\rangle^2$$

G_B : constante contenant le terme d'espace de phase
$\langle g_B\rangle$: paramètre de couplage.

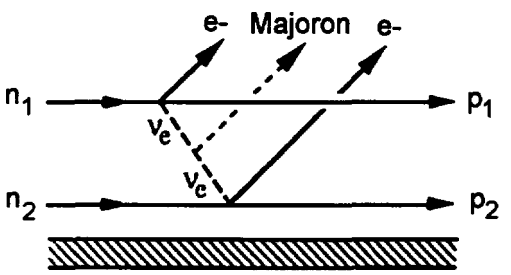


Fig. 7 : Double désintégration bêta avec émission d'un Majoron

D'autres modes plus exotiques impliquent l'échange de bosons de Higgs (fig. 8) ou de particules supersymétriques (fig. 9).

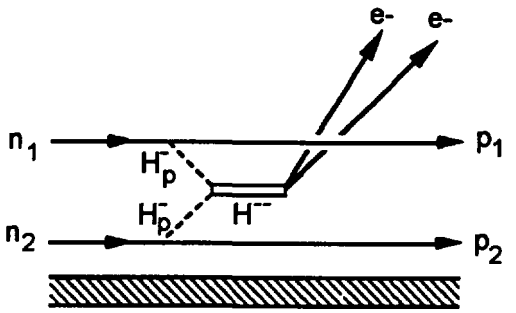


Fig. 8 : Double désintégration bêta avec deux bosons de Higgs chargés.

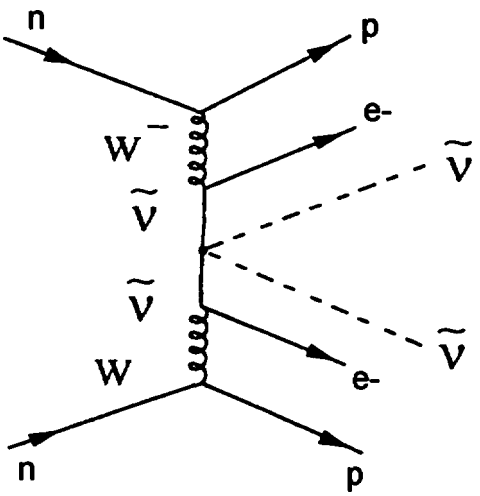


Fig. 9 : Double désintégration bêta dans les théories supersymétiques avec émission de sneutrinos $\tilde{\nu}$.

2.2.4 Revue expérimentale

Etant donné les valeurs des périodes estimées pour les différents modes de double désintégration bêta, les tentatives expérimentales de mise en évidence directes échouèrent jusqu'au début des années 80 à cause des problèmes de bruit de fond. Les seules preuves expérimentales venaient de méthodes indirectes mesurant la quantité de noyaux fils produits. La détection directe a été réalisée pour la première fois en 1986 par M. Moe [Mo87]. Pour mettre en évidence la double désintégration bêta, quatre méthodes sont possibles :

– Les méthodes indirectes telles que la géochimie et la radiochimie, qui consistent à rechercher dans un minerai d'âge connu un excès de noyaux fils. La première mesure de la double désintégration bêta a été réalisée en 1968 par T. Kirsten [Ki69] en mesurant la quantité de ^{130}Xe produit par du ^{130}Te dans un minerai de tellure.

Ces méthodes ne distinguent pas les processus $\beta\beta(2\nu)$ et $\beta\beta(0\nu)$.

– La calorimétrie dans laquelle la source sert en même temps de détecteur et où seule l'énergie des électrons est détectée. La plupart des expériences se font avec des détecteurs germanium qui sont enrichis en isotopes 76. Actuellement une expérience est en cours au laboratoire du Gran Sasso utilisant plusieurs détecteurs germanium enrichis à plus de 80% et dont le poids total sera de 16 kg [Pi93]. C'est avec ce type de détecteur que les périodes les plus élevées ont été atteintes. D'autres détecteurs tels que des cristaux de $CdWO_4$ sont également utilisés [Da92], [Ej92].

Les détecteurs bolomètres peuvent également être utilisés. Ils sont contitués d'un milieu absorbeur et d'un senseur thermique. L'absorbeur, qui est un matériau diélectrique ou paramagnétique est refroidi à une température de quelques dizaines de millikelvin. Lorsqu'une particule traverse ce milieu, elle perd son énergie sous forme de chaleur. Le seuil de détection est alors plus bas que pour les détecteurs qui détectent l'ionisation du milieu, c'est la raison pour laquelle ce type de détecteur est utilisé dans la recherche de matière noire.

Pour la mesure de l'échauffement du matériau, des thermistors sont géneralement utilisés.

L'avantage de ces détecteurs est leur résolution en énergie, actuellement différentes équipes cherchent à réaliser un bolomètre pour étudier la double désintégration bêta. L'un de ces groupes [Fi89] tente de réaliser un bolomètre de plusieurs centaines de grammes avec une résolution de 10 keV à 1 MeV.

– Une quatrième méthode, directe, consiste à identifier les électrons émis par la source et à mesurer leur énergie. Plusieurs types de détecteur sont possibles, nous ferons ici une revue des détecteurs utilisés pour la recherche de la double désintégration bêta du molybdène 100 :

– L'expérience d'Irvine :

L'appareillage expérimental utilisé [El88] consiste en une chambre à projection temporelle présentée figure 10. Cette chambre est remplie d'un mélange d'argon (90%) et de CO_2 (10%). Les électrons émis par la source placée au centre de la chambre, ionisent ce gaz. Les électrons venant de l'ionisation dérivent vers les plans où se trouvent les fils anodes. La mesure de leur temps d'arrivée permet de reconstituer la trajectoire en 3 dimensions. La mesure de la charge collectée donne l'énergie des électrons. Les particules alpha émises par la source sont également identifiées. Cette expérience a été la première à mettre en évidence directement la transition $\beta\beta(2\nu)$ en détectant les 2 électrons émis par une source de ^{82}Se [El91]. Un source de 8,3 g de molybdène enrichi à 97% en isotope 100 a été placée dans le détecteur, la période mesurée pour la transition $\beta\beta(2\nu)$ est de $1{,}16^{+0{,}34}_{-0{,}22}\ 10^{19}$ ans [El91].

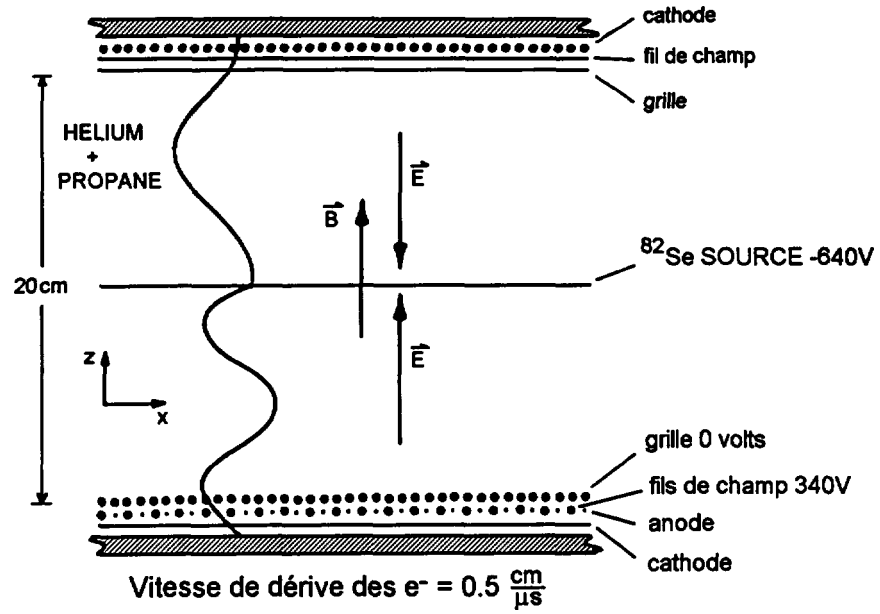


Fig. 10 : Vue en coupe de la TPC de l'expérience d'Irvine.

- L'expérience de Berkeley :

Cette expérience a utilisé un ensemble de plaquettes de silicium dopées au lithium de 7,6 cm de diamètre et de 0,14 mm d'épaisseur entre lesquelles sont placées des feuilles minces de Mo enrichi à 97% en isotope 100 (fig. 11)[Al88]. La source représentait au total une masse de 40 g. Un électron est signé par au moins 2 plaquettes contiguës touchées, une particule alpha par une seule plaquette touchée et les événements de bruit de fond déposent leur énergie dans plusieurs plaquettes non contiguës. Le résultat obtenu par cette expérience est :
$T_{1/2}$ $\beta\beta(0\nu)$ $(0^+ \longrightarrow 0^+)$ $>$ 4,4 10^{22} ans (68%) [Al93] qui est la meilleure limite actuelle pour la transition $\beta\beta(0\nu)$ du ^{100}Mo.

- L'expérience NEMO

Un détecteur Germanium de 100 cm^3 a été utilisé par la collaboration NEMO [Bl92b] pour rechercher les rayonnements gamma de désexcitation du ruthénium 100 lorsque le molybdène 100 décroît vers un des états excités (fig. 12). La source était disposée autour du détecteur, sa masse était de 994 g de molybdène enrichi à 99,5 % en ^{100}Mo. La limite obtenue sur la période de la transition $\beta\beta(2\nu)$ $(0^+ \longrightarrow 0^+{}_1)$ est $T_{1/2} > 1,2\,10^{21}$ ans (90% CL).

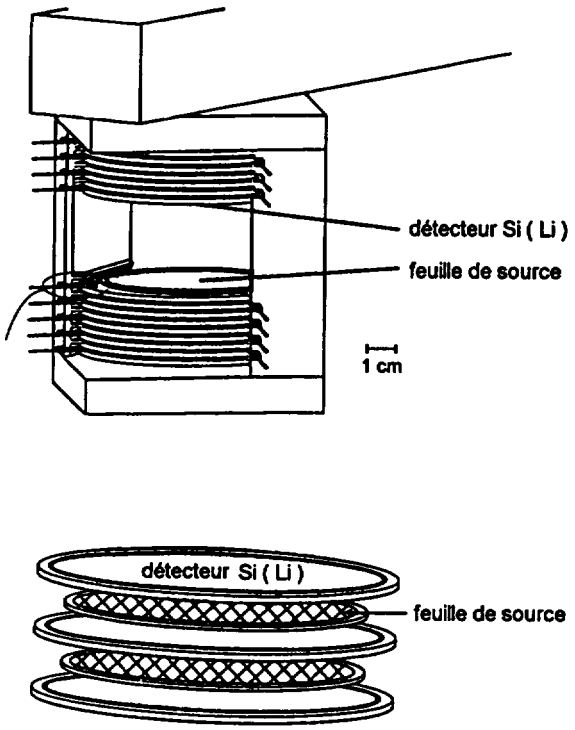


Fig. 11 : Vues schématiques du détecteur de l'expérience de Berkeley.

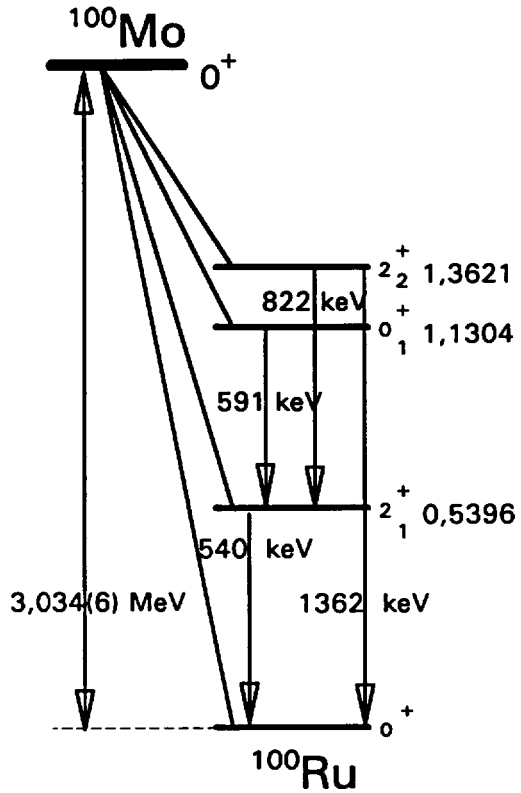


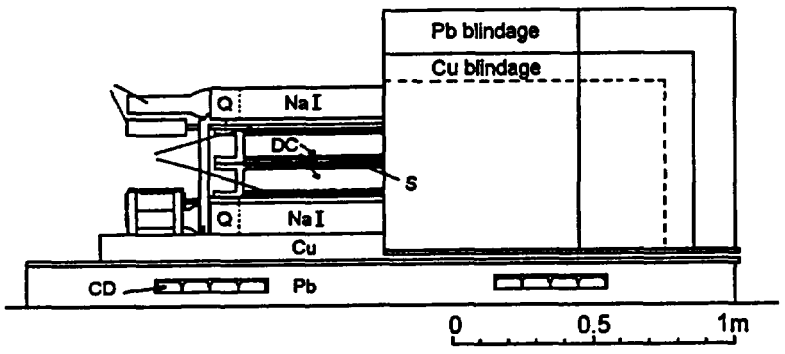
Fig. 12 : Décroissance du ^{100}Mo vers le ^{100}Ru.

- L'expérience ELEGANT V

La source de molydène (200 g enrichi à 95% en isotope 100) est placée entre 2 ensembles de 6 plans de chambres à fils [Ej91] (fig. 13). La mesure de l'énergie des électrons est assurée par des scintillateurs plastiques de ($100 \times 12 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) couplés à des photomultiplicateurs. Des modules de scintillateurs NaI entourent le détecteur permettant la détection des rayonnements gamma et X. La période mesurée pour la transition $\beta\beta(2\nu)$ est de [Ej91b] : $T_{1/2} = 1,15^{+0,3}_{-0,2}\ 10^{19}$ ans.

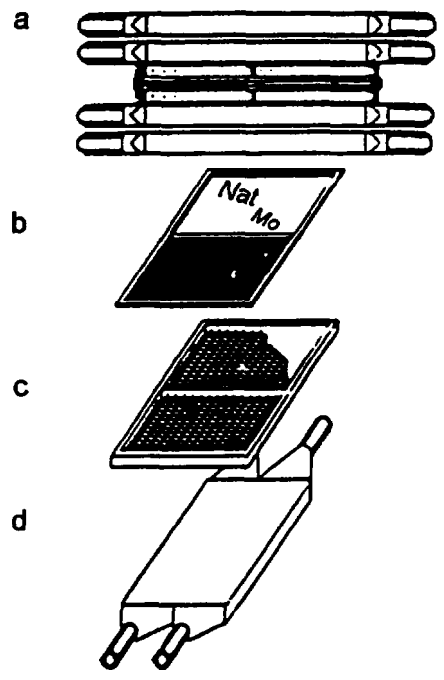
- L'expérience de l'Académie des Sciences d'URSS

Le détecteur (fig. 14) consiste en une source de molybdène naturel et une source de molybdène enrichi à 90% en isotope 100 placées entre 2 chambres à fils fonctionnant en régime proportionnel. L'énergie est mesurée par des barres de scintillateurs de $50 \times 25 \times 40\,\mathrm{cm}^3$. La période mesurée pour la double désintégration bêta avec émission de 2 neutrinos est de $3,3^{+2,}_{-1,0}\ 10^{18}$ ans [Va90].



S: source
DC: chambre à dérive
Na I: cristal de NaI (Il)
Q: guide de lumière en quartz
Pl: scintillateur plastique
Pm: photomultiplicateur
Cu: briques de cuivre
Pb: briques de plomb
CD: passage de câble

Fig. 13 : Vue schématique du détecteur ELEGANT V.



a: vue d'ensemble
b: cassette contenant les échantillons de ^{nat}Mo et ^{100}Mo
c: 2sections de compteur proportionnel
d: scintillateur couplé à 4 photomultiplicateurs par l'intermédiaire de guide de lumière

Fig. 14 : Vue schématique du détecteur A-II.

Le tableau II [Ne93] présente une revue des principales expériences réalisées à ce jour pour différents noyaux, les méthodes de détection sont indiquées ainsi que les périodes ou les limites mesurées pour les transitions $\beta\beta(2\nu)$, $\beta\beta(0\nu)$ et $\beta\beta(M^0)$.

Isotope	Q	$T_{1/2}$ y		
	(keV)	$\beta\beta 0\nu\,(0^+ \to 0^-)$	$\beta\beta M^0\,(0^+ \to 0^-)$	$\beta\beta 2\nu\,(0^+ \to 0^-)$
^{18}Ca	4271	$> 9,5\ 10^{21}$ (76%) [82]	$> 7,2\ 10^{20}$ (90%) [83]	$> 3,6\ 10^{19}$ (80%) [84]
^{150}Nd	4271	$> 1,7\ 10^{21}$ (95%) [85]	$> 1,0\ 10^{20}$ (95%) [85]	$\approx 1,0\ 10^{19}$ [86] $> 1,8\ 10^{19}$ (95%) [85]
^{96}Zr	3350	$> 1,4\ 10^{19}$ (68%) [87]	$> 1,3\ 10^{17}$ (68%) [88]	$> 1,0\ 10^{17}$ (68%) [88] $(3,9 \pm 0,9)\ 10^{19}$ [89]
^{100}Mo	3034	$> 4,4\ 10^{22}$ (68%) [90]	$> 5,0\ 10^{20}$ (90%) [91]	$1,15^{+0,3}_{-0,2}\ 10^{19}$ [92] $1,16^{+0,34}_{-0,08}\ 10^{19}$ [93] $3,36^{+2,0}_{-1,0}\ 10^{18}$ [94]
^{82}Se	2995	$> 2,7\ 10^{22}$ (68%) [95]	$> 4,4\ 10^{20}$ (90%) [96]	$1,30^{+0,05}_{-0,05}\ 10^{20}$ [97] $1,08^{+0,26}_{-0,06}\ 10^{20}$ [93,95]
^{116}Cd	2802	$> 1,0\ 10^{22}$ (90%) [98]	$> 1,0\ 10^{21}$ (90%) [98]	$1,86^{+0,66}_{-0,34}\ 10^{19}$ [99] $> 1,0\ 10^{19}$ (99%) [98]
^{130}Te	2533	$> 3,7\ 10^{21}$ (90%) [99]	$> 0,7\ 10^{21}$ [a]	$(1,7-2,8)\ 10^{21}$ [97] $2,7^{+0,1}_{-0,1}\ 10^{21}$ [100] $0,75^{+0,03}_{-0,03}\ 10^{21}$ [101]
^{136}Xe	2479	$> 4,2\ 10^{23}$ (90%) [102]	$> 7,2\ 10^{21}$ (90%) [102]	$> 1,6\ 10^{20}$ (95%) [103]
^{124}Sn	2288	$> 2,4\ 10^{17}$ [104]	$> 1,0\ 10^{17}$ [105]	$> 1,0\ 10^{17}$ [105]
^{76}Ge	2038	$> 1,6\ 10^{24}$ (90%) [106]	$> 1,7\ 10^{22}$ (90%) [107]	$9,0^{+1,0}_{-1,0}\ 10^{20}$ [108] $9,0^{+0,7}_{-0,4}\ 10^{20}$ [109] $1,43^{\pm 0,03\,\mathrm{stat.}}_{\pm 0,13\,\mathrm{syst.}}\ 10^{21}$ [107]
^{110}Pd	2014	$> 6,0\ 10^{17}$ [110]	$> 0,6\ 10^{17}$ [105]	$> 0,6\ 10^{17}$ [105]
^{244}Pu	1353			$> 1,1\ 10^{18}$ (95%) [112]
^{238}U	1146			$> 2,0^{+0,6}_{-0,6}\ 10^{21}$ [111]
^{128}Te	868	$> 7,7\ 10^{24}$ (90%) [53]	$> 7,7\ 10^{24}$ (90%) [53]	$> 7,7\ 10^{24}$ (90%) [53] $7,7^{+0,4}_{-0,4}\ 10^{24}$ [100] $1,8^{+0,7}_{-0,7}\ 10^{24}$ [101]
^{134}Xe	847	$> 8,2\ 10^{19}$ (68%) [113]		$> 1,1\ 10^{16}$ [113]

[a] : estimation des refs.[97, 100, 101]

Tableau II : Résultats expérimentaux pour différents noyaux émetteur double bêta [ ].

2.3 Autres méthodes permettant de caractériser les propriétés du neutrino

2.3.1 Mesure de la masse à partir d'un spectre bêta

La désintégration bêta correspond à :

$$(A,Z) \longrightarrow (A,Z+1) + e^- + \overline{\nu_e}$$

L'énergie maximun de l'électron dépend de la masse du neutrino. En effet, si l'on considère le bilan en énergie d'une telle réaction, on a :

$$E_e^{max} = Q_\beta - m_\nu$$

Q_β étant l'énergie de transition entre les 2 noyaux.

Le spectre en énergie de l'électron est donné par [Bo87] :

$$\frac{dN}{dE} = {G_F}^2 \frac{{m_e}^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2\theta_C |M|^2 F(Z,E) pE(Q_\beta - E)[(Q_\beta - E)^2 - {m_\nu}^2]^{1/2}$$

G_F : constante de couplage de Fermi
θ_C : angle de Cabbibo
M : élément de matrice nucléaire
$F(Z,E)$: fonction de Coulomb.

On constate dans cette formule que pour être sensible à une masse du neutrino, il faut étudier le spectre dans la région $E = Q_\beta$. Expérimentalement, le spectre est linéarisé en traçant le diagramme de Kurie pour mieux visualiser les effets dans la région d'énergie Q_β. Le diagramme de Kurie (fig. 15) correspond au tracé de :

$$K(E) \sim [(Q_\beta - E)[(Q_\beta - E)^2 - {m_\nu}^2]^{1/2}]^{1/2}$$

Il est nécessaire de choisir un noyau ayant une faible énergie de transition. Trois noyaux présentent des énergies faibles : le tritium (Q_β=18,6 keV), le ^{63}Ni (Q_β=67 keV), le ^{35}S (Q_β=167 keV).

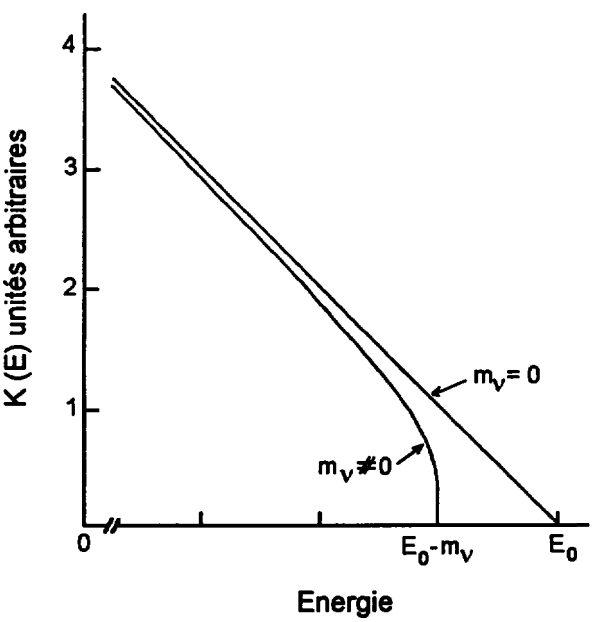


Fig. 15 : Influence d'un neutrino massif sur le diagramme de Kurie.

L'étude des spectres des spectres bêta a donné lieu à une contreverse en 1989, lorsque Simpson et al. [Si89] ont interprété une anomalie dans la queue du spectre bêta du ^{35}S comme étant dûe à l'existence d'un neutrino de 17 keV qui est incompatible avec les modèles cosmologiques. Certaines expériences confirmèrent ce résultats alors que d'autres l'excluaient à plus de 99% de degré de confiance. Il s'avéra part la suite que l'effet attribué à un neutrino de 17 keV était en fait un effet provenant des détecteurs solides utilisés pour la mesure de l'énergie des électrons.

Les meilleures limites actuelles sur la msse du neutrino électronique ont été obtenues à partir du spectre du tritium.

2.3.2 Les expériences d'oscillations

Le nombre de saveurs pour le neutrino est de 3 : le neutrino électronique ν_e, le neutrino muonique ν_μ et le neutrino tauique ν_τ. Un neutrino de saveur définie, n'est pas forcément un état propre de la masse, les ν_e, ν_μ, ν_τ peuvent être des combinaisons linéaires de 3 neutrinos massif ν_1, ν_2, ν_3 [Ja92] :

$$\nu_l = \sum_{i=1,3} U_{li}\, \nu_i$$

$l = e,\ \mu,\ \tau$
U_{li} : matrice de mélange.

Si la matrice U_{li} n'est pas diagonale, le concept d'oscillation devient possible. Si l'on considère le cas d'un neutrino par famille, pour 2 familles la matrice U_{li} est définie par :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta\, e^{i\rho} \\ -\sin\theta\, e^{-i\rho} & \cos\theta \end{pmatrix} \qquad (4)$$

θ : angle de mélange.

Les termes $e^{i\rho}$ et $e^{-i\rho}$ correspondent aux termes de violation de CP. Si l'on admet qu'il n'y a pas de violation de CP pour le neutrino électronique et le neutrino muonique, on obtient d'après (4) :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= +\cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle \end{aligned}$$

Si, à l'instant $t = 0$, le neutrino est un neutrino électronique, la probabilité P qu'il soit un neutrino muonique à l'instant t est :

$$P(\nu_e \longrightarrow \nu_\mu, t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t$$

avec $$\Delta m^2 = |{m_1}^2 - {m_2}^2|$$

La longueur d'oscillation est définie par :

$$L_{osc} = 2,48 \frac{E_\nu \text{ (MeV)}}{\Delta m^2 \text{ (eV}^2\text{)}}$$

Une oscillation ne sera visible que si $L > r$, r étant le chemin parcouru entre le lieu d'émission du neutrino et sa détection. Les expériences de recherche d'oscillation sont donc sensibles au carré de la différence de masse. Les résultats sont présentés sous forme de contour d'exclusion dans le graphe Log(Δm^2) en fonction de Log($\sin^2 2\theta$) (fig. 16) [Bo92]. Les principales sources de neutrinos utilisées sont les réacteurs nucléaires, les accélérateurs, les neutrinos atmosphériques et les neutrinos solaires. Le tableau III montre les différences de masse accessibles selon les diverses sources utilisées et selon la distance de détection [Bo92].

Source	Energie	Distance	Δm^2
Réacteur	4 MeV	100 m	$0,1$ eV^2
Accélérateur	1 GeV	1 km	$2,5$ eV^2
Athmosphère	400 MeV	10 km	$0,1$ eV^2
		10 000 km	10^{-4} eV^2
Soleil	1 MeV	500 s	10^{-11} eV^2

Tableau III : Principales sources de neutrinos, avec l'ordre de grandeur de leur énergie, la distance typique L entre source et détecteurs, et la valeur de Δm^2 donnant une longueur d'oscillation égale à L. Les expériences correspondantes seront sensibles à des valeurs de Δm^2 plus grandes ou de l'ordre de ces valeurs limites.

Oscillations auprès des réacteurs

Les réacteurs produisent essentiellement des neutrinos électroniques venant des désintégrations β^- des produits de fission (en moyenne, il y a 6 désintégrations/fission). Le nombre d'antineutrinos sortant d'un réacteur est de l'ordre de 5.10^{20} $\overline{\nu}_e$ s^{-1} et le spectre en énergie des antineutrinos s'arrête à 8 MeV. Les interactions possibles sont :

$$\nu_e + e^- \longrightarrow e^- + \nu_e$$

$$\overline{\nu_e} + p \longrightarrow e^+ + n$$

La première réaction a un taux de production faible à cause de sa section efficace et de plus la détection d'un seul électron est une signature peu discriminante.
La seconde réaction est plus intéressante bien que son seuil dépende du noyau dans lequel se trouve le proton, pour l'hydrogène il est de 1,8 MeV. Elle a permis de mettre en évidence l'existence du neutrino par Reines et Cowan [Re56] en 1956 en détectant en coïncidence les 2 rayonnements gamma d'annihilation du positron avec un gamma de désexcitation venant de la capture du neutron.

La difficulté dans les expériences auprès des réacteurs est la connaissance du flux qui est déterminé à 6 ou 7% près. La figure 17 présente les contours d'exclusion obtenus par différentes expériences [Bo92].

Oscillations auprès des accélérateurs

Une autre méthode est l'étude des oscillations auprès des accélérateurs [Va92]. Pour créer un faisceau intense de neutrinos, des faisceaux de protons de haute énergie (800 MeV) sont envoyés sur une cible épaisse. Les protons produisent dans la cible des pions qui sont stoppés dans la matière, les π^+ se désintègrent en $\mu^+\nu_\mu$ en 26 ns et, avec une durée de vie de 2,2 μs, les μ^+ donnent $e^+\overline{\nu_\mu}\nu_e$, ainsi à chaque impulsion du faisceau, il est obtenu un flux de ν_μ suivi d'un mélange $\overline{\nu_\mu}\nu_e$. Un autre avantage de cette méthode est que l'on peut produire des neutrinos de grande énergie. La plupart des expériences d'oscillation ont cherché les oscillations de ν_μ en ν_e. Les résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 18 [Va92].

Actuellement, les expériences auprès des réacteurs permettent de mesurer des differences de masse de l'ordre de 10^{-2} eV^2, une nouvelles génération d'expériences, Chooz en France [Bo92] et San Onofre au USA [Bo91] permettra de placer des détecteur à un kilomètre d'un réacteur et ainsi une différence de masse de 10^{-3} eV^2 sera accessible.

Pour ce qui concerne les expériences auprès des accélerateurs, les prochaines expériences du CERN, Chorus et NOMAD devraient permettre d'atteindre une différence de masse de 50 eV^2 et $\sin^2 2\Theta \sim 10^{-3}$ pour les oscillation du neutrino ν en neutrino τ.

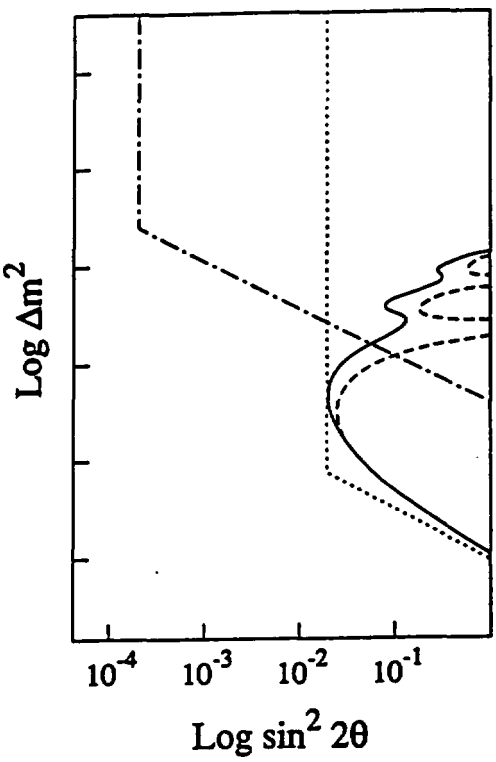


Fig. 16 : Contours d'exclusion pour divers types d'expériences n'observant aucun signe d'oscillation
— - — Apparition, comparaison du flux mesuré (nul ou compatible avec le flux attendu) au flux de la source supposé connu
..... Disparition, comparaison du flux mesuré au flux de la source supposé connu
- - - - Disparition, comparaison des flux mesurés à 2 distances de la source supposée inconnue
_____ Disparition, comparaison des flux et des formes de spectres mesurés à 2 distances de la source supposée inconnue.

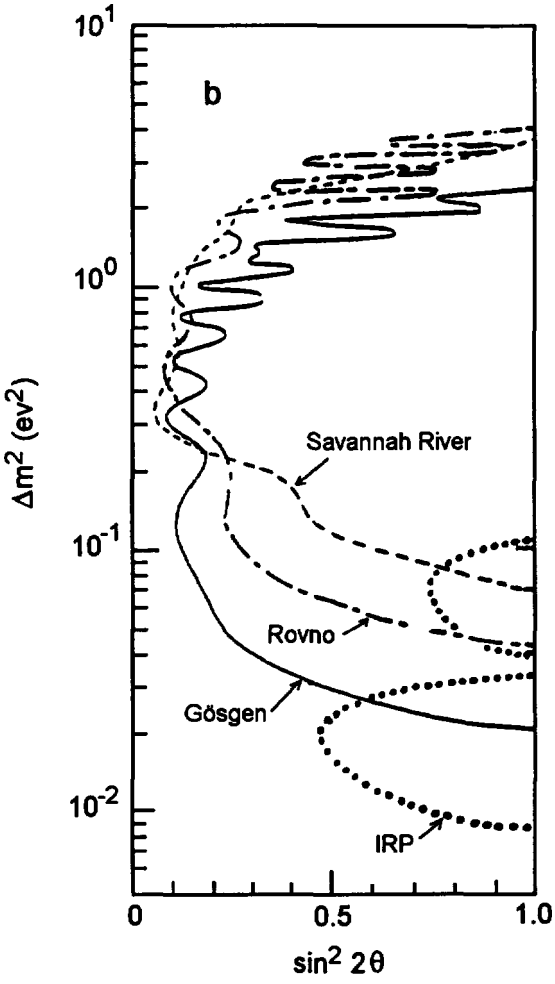


Fig. 17 : Contours d'exclusion à 90% obtenus par des expériences auprès des réacteurs.

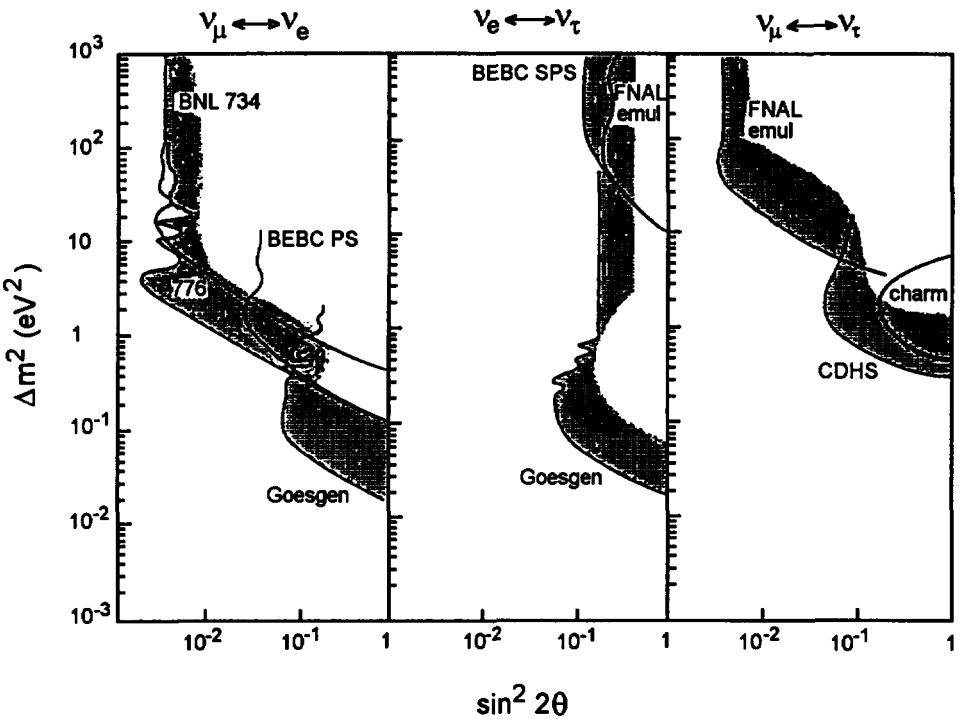


Fig. 18 : Contours d'exclusion obtenus par des expériences auprès des accélérateurs.

2.3.3 Les contraintes sur les propriétés du neutrino venant de l'astrophysique

Les neutrinos solaires

L'énergie libérée par le soleil provient de réactions qui conduisent à:

$$4\mathrm{p} \longrightarrow {}^4\mathrm{He} + 2\mathrm{e}^+ + 2\nu_e + 27\ \mathrm{MeV}$$

Le nombre de neutrinos produits, calculé à partir des différents modèles solaires est de $2 \cdot 10^{38}$ s^{-1}, ce qui donne sur la terre un flux de $6 \cdot 10^{10}$ ν_e cm^{-2} s^{-1}. Le spectre en énergie des neutrinos provenant des différentes réactions est montré sur la figure 19. Actuellement, 4 expériences mesurent ce flux de neutrinos électroniques venant du soleil.

Une de ces expériences (Homestake [Da68]) détecte la production de ^{37}Ar par la réaction :

$$\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \longrightarrow e^- + {}^{37}\mathrm{Ar}$$

Le seuil de réaction est de 814 keV, donc cette expérience n'est sensible qu'aux neutrinos venant du ^{8}B et du ^{7}Be.

L'expérience Kamiokande quand à elle détecte les réactions :

$$\nu_e + e \longrightarrow \nu_e + e$$

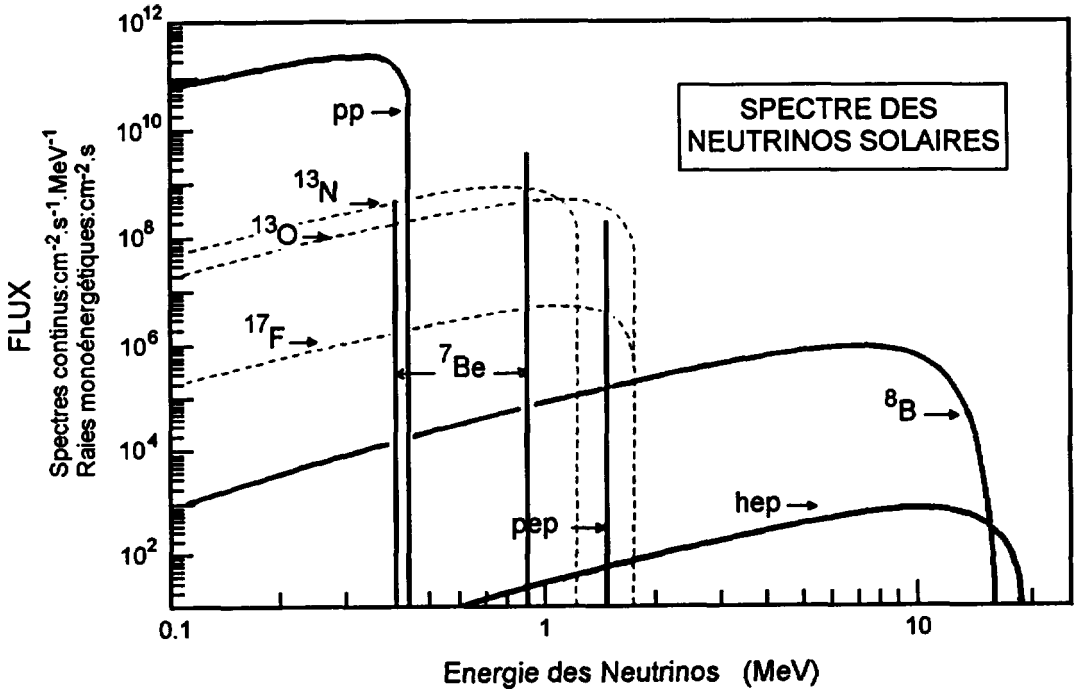


Fig 19 : Flux des neutrinos émis par le soleil.

Le seuil de la réaction qui provient du nombre de photoélectrons produit est de 7,5 MeV, ce qui implique que cette expérience n'est sensible qu'aux neutrinos ^8B [Hi89].

Deux autres expériences (GALLEX [An92] et SAGE [Ab91]) détectent le ^{71}Ge produit dans la réaction :

$$\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \longrightarrow e^- + {}^{71}\mathrm{Ge}$$

qui est sensible aux neutrinos venant des réactions pp, le seuil de la réaction étant de 233 keV. Dans ces 4 expériences un déficit du nombre de neutrinos par rapport au nombre prévu par les théories est observé. Il est attribué à des oscillations dans le vide, entre le soleil et la terre (cas 1) [Po57], ou à des oscillations dans le soleil (cas 2) [Mi85], [Wo78]. Les limites suivantes sont alors calculées :

cas 1 [Bi78], [Kr92a] :

$$\begin{cases} 0,55\ 10^{-10}\ \mathrm{eV}^2 & \leq \Delta m^2 \leq 1,1\ 10^{-10}\ \mathrm{eV}^2 \\ & \sin^2 2\theta \geq 0,75 \end{cases}$$

cas 2 [An92], [Sh92], [Bl92a] :

$$\begin{cases} 3,2\ 10^{-6}\ \text{eV}^2 \leq & \Delta m^2 \leq 1,1\ 10^{-5}\ \text{eV}^2 \\ 5\ 10^{-3} \leq & \sin^2 2\theta \leq 1,6\ 10^{-2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} 5,4\ 10^{-6}\ \text{eV}^2 \leq & \Delta m^2 \leq 1,1\ 10^{-4}\ \text{eV}^2 \\ 0,39 \leq & \sin^2 2\theta \leq 0,86 \end{cases}$$

Les contraintes venant de la supernova SN 1987A

La détection des neutrinos provenant de la supernova SN 1987A située dans le nuage de Magellan a donné des informations sur la masse et la nature du neutrino.

Le précurseur de cette supernova était une étoile supergéante bleue. Lorsqu'une étoile de ce type a épuisé son combustible nucléaire, son cœur commence à s'effondrer sur lui-même provoquant une photodissociation des éléments. Les protons ainsi libérés capturent les électrons et il y a production et émission de neutrinos électroniques dont l'énergie moyenne est de l'ordre de 15 MeV. Cette émission est le signe avant-coureur de l'apparition d'une supernova. Ensuite la densité devenant très grande, l'étoile devient opaque aux neutrinos. Lorsque la pression dans le cœur devient trop importante, celui-ci rebondit et entre en collision avec les couches supérieures de l'étoile qui s'effondrent, l'onde de choc provoque l'explosion de l'étoile qui se met à briller intensément. Celle-ci devient alors une étoile à neutrons, elle se contracte et l'énergie gravitationnelle perdue lors de cette contraction est emportée par les neutrinos [Sa92]. Dans le dernier stade de l'évolution de l'étoile, lors de la condensation du cœur pour former une étoile à neutrons, l'énergie gravitationnelle est évacuée par les neutrinos. Les neutrinos émis ont une température de l'ordre de 10 MeV et chaque famille est produite en quantités égales. Si l'on considère que l'énergie des neutrinos était E_0 à ΔE près, le temps d'arrivée sur terre des neutrinos s'étale sur :

$$\Delta t \ = \ t_0 \left(\frac{mc^2}{E_0}\right)^2 \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)$$

t_0 : temps de parcours des neutrinos depuis la supernova ($\sim$ 100 000 ans).

Pendant une dizaine de secondes, 2 détecteurs, Kamiokande [Hi87] et IMB [Bi87] ont enregistré respectivement 10 et 8 événements provenant de la supernova SN 1987A par l'observation de réaction :

$$\overline{\nu_e} + p \longrightarrow n + e^-$$

La limite calculée pour le neutrino électronique est :

$$m_{\nu_e} \leq 15 - 20\ \text{eV}$$

Si ces neutrinos étaient des neutrinos de Dirac massifs, un changement d'hélicité pourrait se produire lors de la traversée du cœur de l'étoile. Une partie des neutrinos gauches deviendrait des neutrinos droits lors de diffusions sur les noyaux lourds de l'étoile. Les neutrinos droits n'étant pas détectés, un déficit du nombre de neutrinos détectés par rapport au nombre de neutrinos prévus à partir de la théorie aurait dû être observé. Le nombre d'événements détectés est en accord avec la théorie. La durée de vie radiative du neutrino a pu être également testée par les satellites observant les rayonnements gamma venant de l'univers. Si les neutrinos se désintègrent en photons, un flux de photons aurait dû être détecté simultanément avec le flux de neutrinos or rien de semblable n'a été vu. Ceci donne une limite sur le rapport de branchement radiatif défini comme étant le rapport du flux de photons au flux de neutrinos légers :

$$B_\gamma \leq 3\ 10^{-11}$$

Une limite a également été donnée sur le moment magnétique et il s'agit de la meilleur limite :

$$\mu_\nu \leq 3\ 10^{-12} \mu_B$$

μ_B : magnéton de Bohr.

2.4 Conclusions

La recherche de la masse du neutrino est actuellement un sujet sur lequel travaillent de nombreuses équipes à travers le monde. Comme nous l'avons vu, différents types d'expériences sont possibles, mais la double désintégration bêta sans émission de neutrino est certainement la voie la plus sensible pour la mesure de la masse du neutrino. Elle permet également de trancher sur sa nature, Majorana ou Dirac. Ainsi la double désintégration bêta sans émission de neutrinos constitue un test du Modèle Standard des interactions électrofaibles. Les techniques expérimentales utilisées pour sa mise en évidence sont variées mais il est encore nécessaire de gagner 2 ou 3 ordres de grandeur pour espérer observer une transition $\beta\beta(0\nu)$ et donner une mesure de sa probabilité. Ce travail est une contribution au programme de recherche et développement dans lequel s'est engagée la collaboration NEMO pour pouvoir mesurer une période jusqu'à 10^{25} ans pour le ^{100}Mo.

NEXT PAGE(S) left BLANK

3 Le détecteur prototype NEMO 2

Pour étudier les bruits de fond d'une expérience recherchant une transition $\beta\beta(0\nu)$ et tester les solutions techniques envisagées, la collaboration NEMO a construit un détecteur prototype appelé NEMO 2 (fig. 1). Les contraintes mises sur ce détecteur sont l'identification des électrons émis par la source, la mesure de leur énergie et de leur temps de vol, et la possibilité d'étudier différents isotopes.

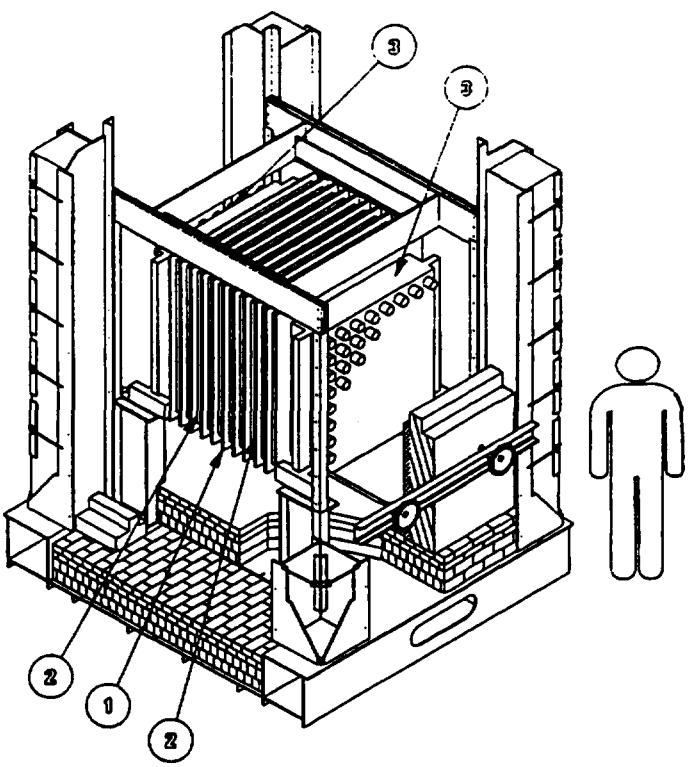


Fig. 1 : Le détecteur prototype NEMO 2 ; 1. cadre contenant la source, 2. volume de détection, 10 plans de 32 cellules Geiger chacun, 3. mur de scintillateurs de 8×8 compteurs.

Ce prototype est composé :

- d'une source de 1m^2 située en son centre,
- d'un volume de détection placé de part et d'autre de la source permettant de reconstituer la trajectoire de particules,
- de 2 murs de 64 compteurs à scintillation permettant de faire la calorimétrie et de mesurer le temps de vol.

La conception modulaire du détecteur permet des interventions rapides notamment lors des changements de source.

L'ensemble du détecteur est entouré d'un blindage de plomb (5 cm) et de fer (20 cm) pour le protéger de la radioactivité naturelle ambiante et il a été installé dans le Laboratoire Souterrain de Modane (fig. 2) qui est situé à l'aplomb du pic du Fréjus à 1800 m sous terre correspondant à une absorption équivalente à 3800 m d'eau. A cette profondeur, le taux de muons est réduit d'un facteur 10^6 par rapport au niveau du sol, il est de 4 muons par mètre carré et par jour.

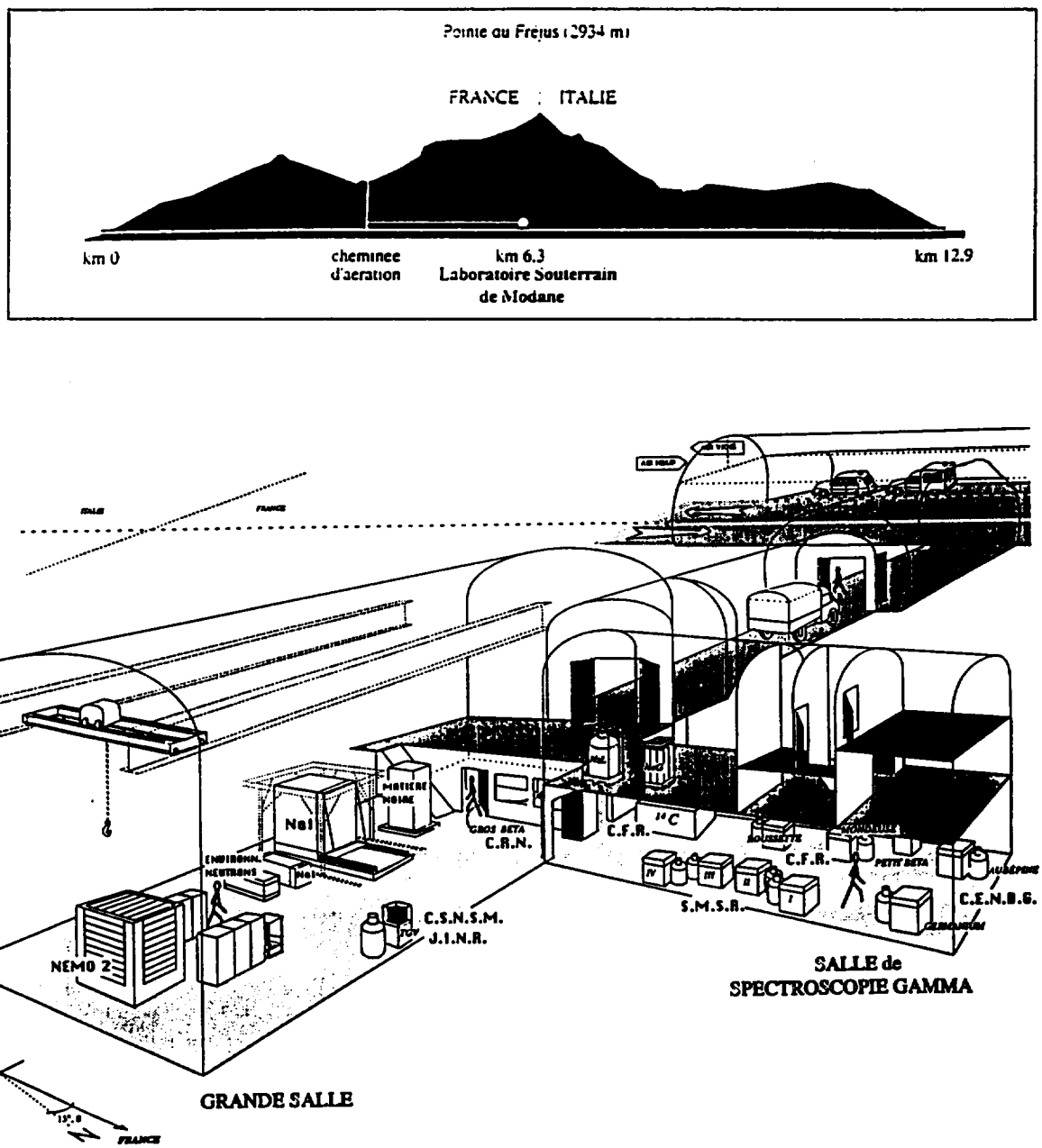


Fig. 2 : Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)

3.1 La source

Le choix de la source dépend de plusieurs critères. Comme nous l'avons vu au §2.2, la période de la double désintégration bêta dépend de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. Il est donc avantageux de choisir un noyau ayant une énergie $Q_{\beta\beta}$ la plus grande possible. Pour des considérations de bruit de fond qui seront exposées par la suite, il est nécessaire de choisir un noyau dont l'énergie de transition soit supérieure à 2,7 MeV. Il faut également que l'abondance isotopique naturelle soit supérieure à 1% pour qu'il soit possible de produire une source enrichie en isotope émetteur double bêta. La figure 3 montre les isotopes répondant à ces critères. Le choix de la collaboration s'est porté sur le molybdène 100, qui a un $Q_{\beta\beta}$ de 3034 keV et un enrichissement isotopique de 9,8%. De plus la production de plusieurs kilogrammes sous forme de poudre enrichie à plus de 95% en molybdène 100 était possible en Russie.

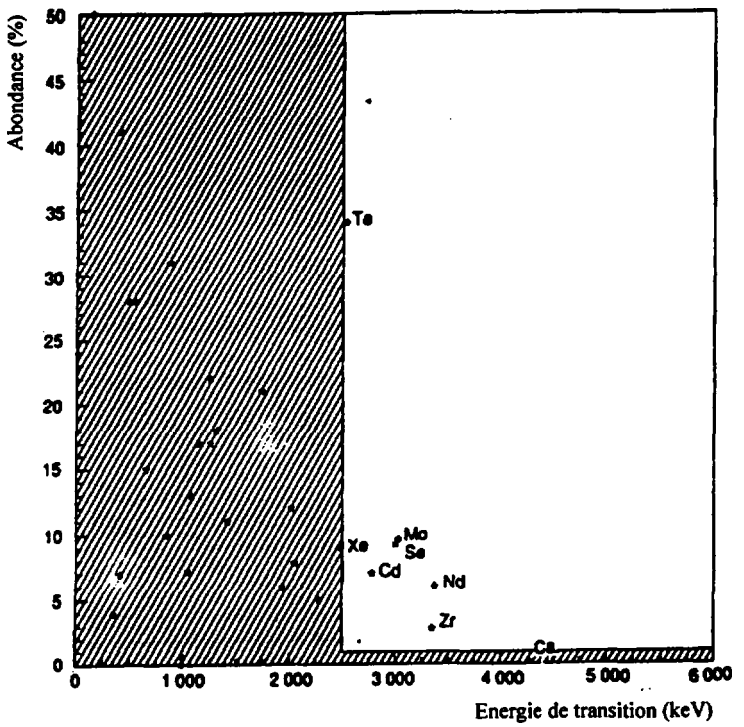


Fig. 3 : Isotopes remplissant les conditions mises sur l'énergie de transition et l'abondance isotopique naturelle.

Les résultats présentés dans ce travail concernent la phase 3 du détecteur NEMO 2, dans laquelle la source était constituée de feuilles minces de 40 microns d'épaisseur de molybdène enrichi en isotope 100 et de molybdène naturel (fig. 4). Cette épaisseur correspond à un compromis entre la masse disponible et la perte d'énergie des électrons dans la feuille.

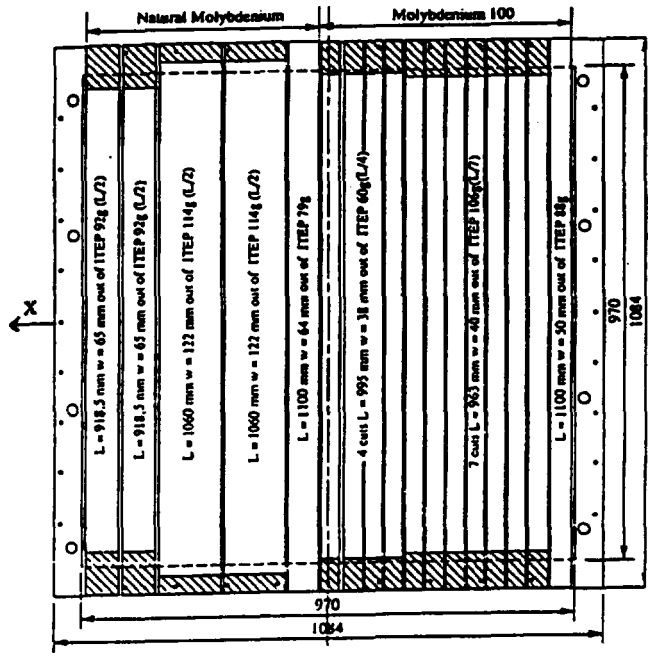


Fig. 4 : Disposition des feuilles sources dans le détecteur NEMO 2 pendant la phase III.

3.2 Détection des particules chargées

De part et d'autre de la source sont disposés 5 cadres contenant chacun 32 cellules Geiger horizontales et verticales de 1 m de longueur et 32 mm de diamètre. Ils permettent de reconstituer la trace des particules chargées en 3 dimensions. Chaque cellule Geiger est constituée d'un fil central anodique entouré de 8 fils disposés en hexagone et reliés à la masse (fig. 5).

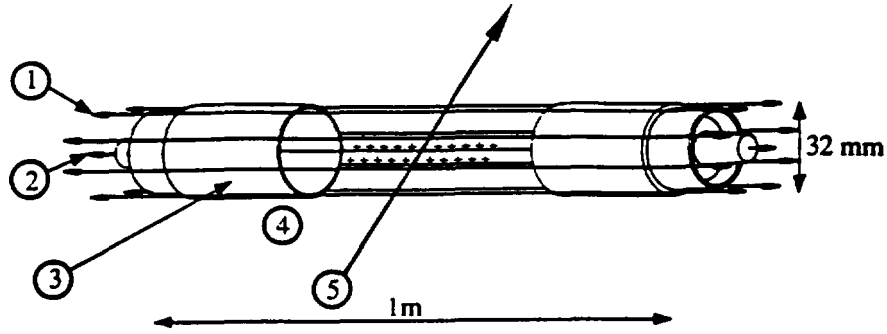


Fig. 5 : Schéma d'une cellule Geiger ; 1. 8 fils cathodes ($d = 100\,\mu$m) ; 2. anode centrale ($d = 100\,\mu$m, HT = 1900 V) ; 3. anneau cathodique ; 4. hélium +4% d'alcool éthylique à la pression atmosphérique ; 5. particule chargée traversant la cellule.

La tension de 1900 V appliquée à l'anode permet un mode de fonctionnement en régime Geiger. Les cellules sont placées dans une atmosphère d'hélium contenant 4% d'alcool éthylique. Lorsqu'un électron traverse une cellule, il ionise le gaz en créant 6 électrons par cm, ces électrons primaires dérivent vers le fil anodique avec une vitesse de 1 cm/μs et créent une avalanche à proximité de celui-ci, avalanche qui donne naissance à un plasma se propageant de part et d'autre vers les extrémités avec une vitesse de 7 cm/μs. L'arrivée des électrons sur le fil central génère un courant anodique dont la détection déclenche plusieurs échelles de temps. La première détermine le temps de dérive des électrons primaires vers l'anode centrale et permet de connaître la distance radiale entre l'anode et la trajectoire de la particule. On mesure ensuite les temps d'arrivée du plasma aux extrémités des cellules par effet capacitif à l'aide d'anneaux cathodiques. La position longitudinale Y est alors donnée par :

$$Y = \frac{t_1}{t_1 + t_2} L$$

L : longueur du fil
t_1, t_2 : temps cathodiques.

La précision sur la position radiale mesurée à partir de rayonnements cosmiques est de l'ordre de 500 μm (fig. 6a) et elle est de 5 mm sur la position longitudinale (fig. 6b) ; l'efficacité de détection est supérieure à 99%.

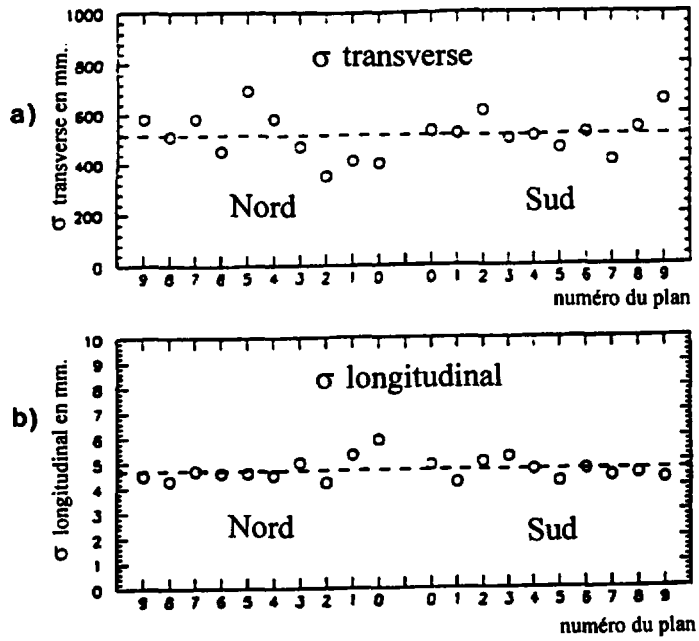


Fig. 6 : Résolution spatiale transverse a), longitudinale b) des cellules Geiger.

Pour éviter la présence dans le gaz d'impuretés telles que l'oxygène et l'eau qui pourraient piéger les électrons primaires, le gaz est constamment renouvelé avec un débit de 100 l/h et la quantité de O_2 présente est mesurée en permanence. L'alcool

éthylique permet d'absorber les rayonnements X venant du plasma qui pourraient contribuer au déclenchement des cellules voisines de la cellule traversée. La perte d'énergie des électrons de 1 MeV traversant 50 cm de gaz est de 14 keV.

3.3 Electronique associée

La lecture des cellules Geiger est assurée par des convertisseurs Lecroy 4400-TDC, chacun d'entre-eux permettant la lecture de 4 fils anodiques et de 8 fils cathodiques. A chaque plan de cellules Geiger correspondent 16 modules Lecroy 4400-TDC associés à un contrôleur 2750. Lorsque le signal anodique d'une cellule dépasse le seuil de discrimination, les échelles de temps gérées par le contrôleur 2750 sont déclenchées. Le signal d'arrêt est donné pour l'une par le signal venant des photomultiplicateurs et pour l'autre par l'arrivée des signaux cathodiques. Après chaque événement une acquisition indépendante gérée par des processeurs SAC-700 permet la lecture pendant 1 ms des cellules Geiger afin de détecter les émissions de particules α venant du ^{214}Po.

3.4 Calorimétrie

La mesure de l'énergie et du temps de vol des électrons et des photons est assurée par 2 murs de 8×8 compteurs dont les dimensions individuelles sont $120 \times 120\,\mathrm{mm}^2$. Chaque compteur (fig. 7) est composé d'un scintillateur NE110 de 2 cm d'épaisseur, d'une couche de CsI de 2,5 mmm et d'un guide de lumière en plexiglass de 90 mm couplés à un photomultiplicateur XP2312.

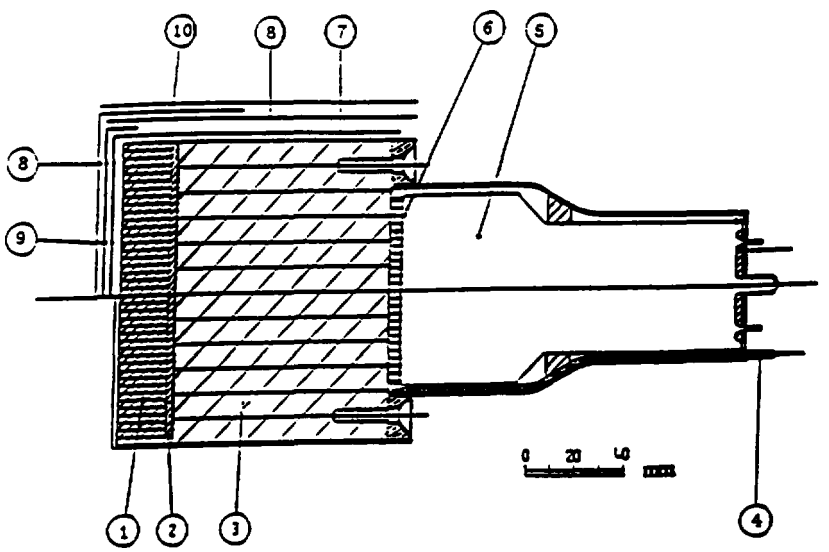


Fig. 7 : Module élémentaire de détection ; 1. scintillateur plastique NE110, 2. scintillateur CsI(Na), 3. guide de lumière, 4. tube laiton pour fibre optique, 5. photomultiplicateur, 6. joint silicone, 7. téflon, 8. feuille de polycarbonate, 9. mylar aluminisé, 10. feuille de cuivre.

L'ensemble scintillateur-guide est entouré de 4 couches de téflon sur les côtés et de seulement 2 couches sur la face avant pour limiter les pertes d'énergie des électrons. Le téflon qui est un diffuseur, permet d'améliorer le rendement lumineux. Sur la face avant des compteurs est ajoutée une feuille de 2,5 microns d'épaisseur de mylar aluminisé (300 Å) pour compenser en partie l'absence des 2 couches supplémentaires de téflon sur la face avant. Une feuille de polycarbonate de 2 mg/cm^2 d'épaisseur protège les compteurs de la lumière extérieure. L'enrobage sur la face avant du scintillateur correspond à une épaisseur totale de 7,60 mg/cm^2 ce qui correspond à une perte d'énergie de 11 keV pour un électron ayant une énergie de 1 MeV. Le scintillateur NE110 permet de mesurer l'énergie des électrons, mais aussi de signer la présence d'un rayonnement gamma. Aux énergies où nous travaillons, seul l'effet Compton intervient dans l'interaction des rayonnements gamma avec le scintillateur plastique (fig. 8a). Dans 2 cm de scintillateur plastique la probabilité d'interaction est de 13% pour des photons incidents de 1 MeV. Les scintillateurs d'iodure de césium ont été ajoutés pour détecter les rayonnements X associés aux événements de bruit de fond produits par l'émission d'un électron suivi d'un électron de conversion. L'énergie de ces photons étant de l'ordre de quelques dizaines de keV, ils sont détectés dans le CsI par effet photoélectrique qui est l'effet dominant pour des photons d'énergie inférieure à 200 keV (fig. 8b). A épaisseur égale, la probabilité de détection d'un photon de 100 keV est 20 fois plus grande dans le CsI que dans le scintillateur plastique.

La résolution en énergie mesurée à partir de spectres obtenus avec les électrons d'une source de bismuth 207 est de 17,4% (FWHM) à 1 MeV. La résolution varie avec l'énergie selon la relation $\mathrm{FWHM}(E) = \dfrac{1}{\sqrt{aE(\mathrm{MeV}) + \mathrm{b}}}$, ce qui entraîne une résolution de 10% à 3 MeV. La résolution en temps mesurée avec une source de ^{22}Na centrée entre 2 compteurs distants de 1 m est de 330 ns (σ) à 1 MeV.

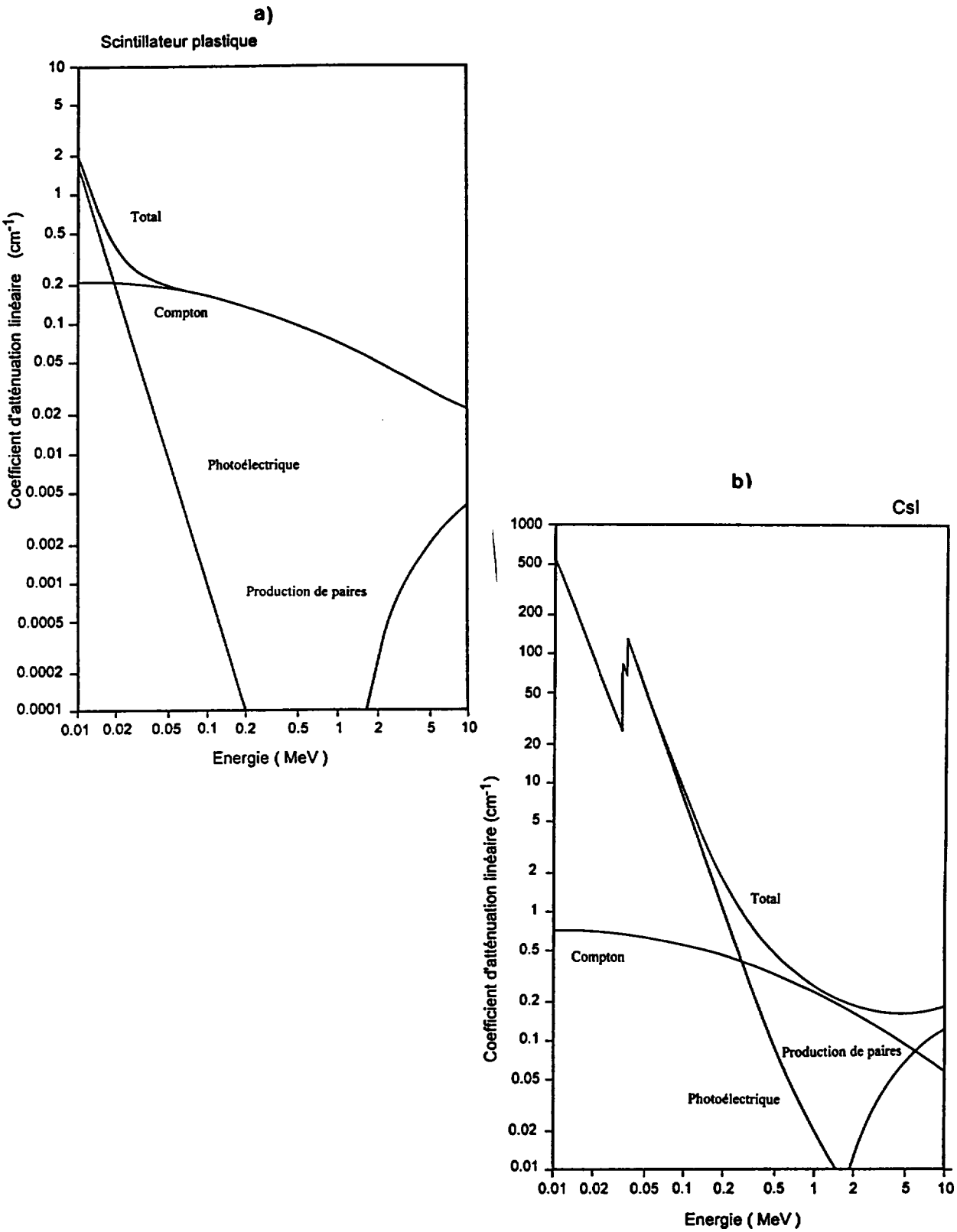


Fig. 8 : Coefficients d'atténuation linéaire correspondant aux différents effets que peut subir un photon dans les scintillateurs plastiques a) et CsI b).

3.5 Electronique associée au calorimètre

Les signaux venant des photomultiplicateurs sont lus par des multiconvertisseurs Lecroy 4401 qui donnent une information en énergie par intégration de la charge du signal anodique du photomultiplicateur et une information en temps. Chaque module 4401 comporte 4 voies indépendantes composées :

- d'une entrée (IN) qui reçoit le signal analogique d'un photomultiplicateur,
- d'une sortie (LO) correspondant au signal d'entrée atténué d'un facteur 2,
- d'une sortie du discriminateur en logique NIM (DO).

Lorsque l'amplitude du signal dépasse un certain seuil ajustable, l'intégrateur de charge ADC et le convertisseur de temps TDC sont déclenchés à un temps appelé t_{seuil}. Le temps d'intégration du signal analogique est de 50 ns et le signal d'arrêt pour le temps est fourni par une référence commune à toutes les voies. La charge et le temps sont codés sur 10 bits. Les multiconvertisseurs 4401 sont placés dans des châssis CAMAC dans lesquels se trouve un contrôleur 2751. Il gère le fonctionnement des modules 4401 et le transfert des données vers la pile d'acquisition des données. Les signaux venant des scintillateurs CsI qui ont un temps de montée beaucoup plus lent que celui des signaux des scintillateurs plastiques, sont intégrés dans des modules Lecroy 2249 ADC dont le temps d'intégration ajustable a été réglé à 2 μs dans l'expérience.

3.6 Acquisition et déclenchement de l'expérience

Le module de décision est à 2 niveaux, l'un, rapide, concerne les signaux venant des photomultiplicateurs, l'autre, plus lent, est lié aux cellules Geiger et est conditionné par le temps de dérive des électrons dans les chambres qui est de l'ordre de la microseconde. Le premier niveau est déclenché lorsqu'une coïncidence est détectée entre les signaux venant de 2 scintillateurs plastiques dépassant les seuils de discrimination des modules 4401. Il génère un signal qui ouvre une porte d'intégration de 2 microsecondes pour tous les modules 2249 permettant ainsi de détecter les éventuels CsI touchés. Après une période de 2,5 microsecondes les contrôleurs Geiger sont interrogés et ceci constitue le second niveau de déclenchement. Si une cellule est traversée, son signal anodique dépasse le seuil dans un temps inférieur à 1,5 microseconde déclenchant les TDC. Le second niveau de décision exige la présence de signaux venant d'au moins 4 cellules Geiger dans 4 plans différents. Si cette condition est vérifiée alors un signal stop est généré avec un retard constant de 4 microsecondes par rapport au premier niveau de décision. Il permet la mesure des temps de migration des électrons vers l'anode et de propagation du plasma vers les extrémités des fils anodiques. Un signal "BUSY" bloque alors tous les contrôleurs CAMAC jusqu'à ce que, *via* une carte d'interface VME-CAMAC, les données soient

enregistrées par un processeur 68 000 fonctionnant sous système OS-9, sous forme d'un module de données de 0,4 Megabyte pouvant contenir un millier d'événements environ. Lorsque ce tampon est rempli, il est transféré par liaison Ethernet sur un micro-Vax 3300 où les données sont alors stockées sous forme de banque de données Zebra. Outre le transfert des données, la liaison Ethernet permet également de surveiller l'expérience depuis les différents laboratoire de la collaboration.

Le temps mort de l'acquisition est de l'ordre de 1 ms par événement et le taux d'acquisition est de l'ordre de 0,2 Hz pendant les prises de données normales.

3.7 Etalonnage en énergie et en temps

3.7.1 L'étalonnage absolu en énergie

Pour déterminer la relation entre les impulsions converties en canaux ADC et les énergies E correspondantes, nous utilisons une source radioactive, le ^{207}Bi, émettant des rayonnements γ et des électrons monoénergétiques. Le ^{207}Bi émet essentiellement 3 rayonnements gamma dont les énergies sont 0,569(100%), 1,063(75,5%), 1,770(6,95%) MeV. L'émission de ces rayonnements gamma est en compétition avec l'émission d'électrons de conversion, le tableau I [Tr90] donne pour les différentes énergies de rayonnement gamma possibles, les énergies des électrons de conversion et leur intensité relative normalisée à 1000 décroissances. Les électrons correspondant à la transition de 1770 keV peuvent être négligés par rapport aux électrons venant des 2 autres transitions. La figure 9 montre un spectre acquis par un compteur en présence de la source de ^{207}Bi et la déconvolution de ses différentes composantes. Les points d'étalonnage sont donnés par les positions des raies des électrons de conversion venant des couches K et L pour les transitions de 569 et 1063 keV. Les pertes d'énergie des électrons dans l'air et dans l'enrobage des scintillateurs sont prises en compte.

La relation entre l'énergie déposée et le canal ADC est supposée linéaire :

$$E(\text{keV}) = a \times C\,(\text{canaux}) + b$$

La connaissance de la position des pics des électrons permet de calculer les paramètres a et b pour chaque compteur. Les gains des photomultiplicateurs sont ajustés en jouant sur la tension appliquée pour que le canal 250 corresponde à une énergie de 1 MeV.

E_γ	I_γ	E_{e^-}	couche	I
569,702	977,5	481,697	K	15,62
		553,841	L_1	2,30
		554,502	L_2	1,54
		556,667	L_3	0,54
		554,441	L	4,38
1063,662	740,9	975,657	K	72,43
		1047,801	L_1	14,27
		1048,462	L_2	2,81
		1050,627	L_3	1,30
		1048,1	L	18,38
1770,237	68,68	1682,232	K	0,2522
		1754,376	L_1	0,0376
		1755,037	L_2	0,0024
		1757,202	L_3	0,0003
		1754,4	L	0,0403

Table I : Energies des rayonnements gamma et des électrons de conversion émis par une source de ^{207}Bi. Les intensités relatives sont normalisées à 1000 décroissances.

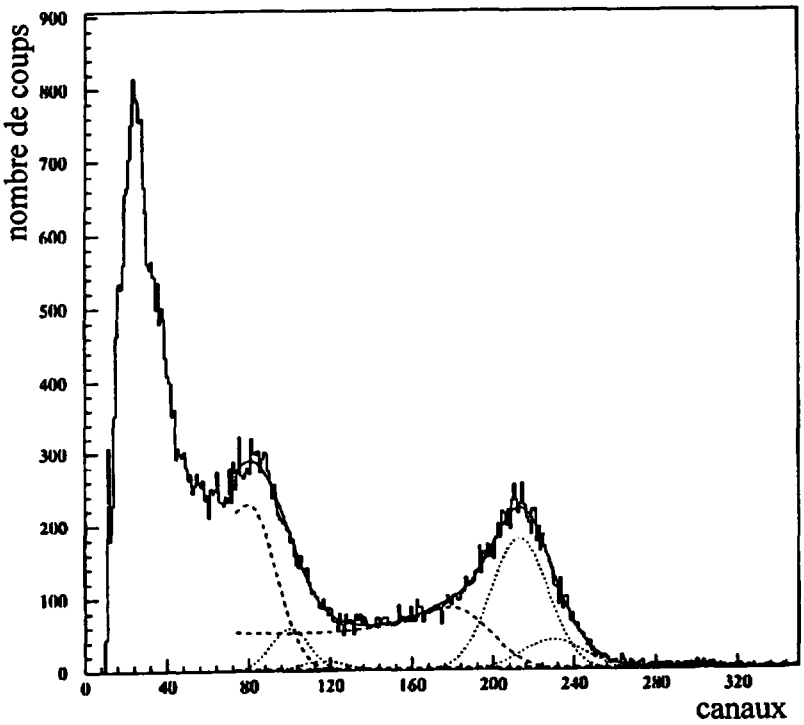


Fig. 9 : Exemple de spectre obtenu avec une source de ^{207}Bi. Le trait plein représente le résultat du fit. Les contributions des électrons correspondent aux ligne pointillées et les tirets aux contributions des photons.

3.7.2 Procédure d'étalonnage en énergie

La source de ^{207}Bi dont l'activité est de 0,1 μCi est placée tour à tour devant le centre de chacun des compteurs. Pour effectuer les déplacements de la source, un cadre porte-source a été construit. Deux moteurs asynchrones permettent les déplacements verticaux et horizontaux. Ces moteurs sont commandés par l'OS9 *via* une carte VME. Lors des étalonnages, les murs sont reculés par rapport au détecteur gazeux et le cadre porte-source est introduit par le haut du détecteur. Cependant, il n'existe pas de repère mécanique absolu permettant de situer la source par rapport au centre de l'un des compteurs. Pour remédier à ceci, nous avons disposé, sur le cadre, des interrupteurs lus par une carte VME qui nous permettent d'avoir un repère absolu horizontalement et verticalement. En partant de ce repére, nous positionnons la source au centre de l'un des compteurs en utilisant le taux de comptage, celui-ci étant maximum lorsque la source est placée au centre. Il est possible de masquer par programme les voies des ADC des modules 4401 ce qui permet d'acquérir les spectres, compteur par compteur. Comme la durée de ces étalonnages avec une source radioactive est de l'ordre de 8 heures pour l'ensemble des 128 compteurs, cette procédure ne peut pas être utilisée fréquemment. Nous parlerons ci-dessous d'un système utilisant un laser pulsé à azote, qui a été développé pour effectuer un suivi quotidien des étalonnages.

3.7.3 L'étalonnage en temps

La possibilité de mesurer le temps de vol est une des caractéristiques du prototype NEMO 2. La précision de cette mesure est primordiale pour rejeter les électrons Compton, créés dans les scintillateurs plastiques, qui traversent le détecteur en 3 ns environ.

Pour l'étalonnage en temps, il faut tenir compte de la relation entre l'énergie déposée et le temps mesuré qui vient de l'emploi des discriminateurs à seuil sur le flanc de montée des impulsions. Comme le temps de montée des impulsions venant des compteurs, dépend de l'énergie détectée, deux impulsions d'amplitudes différentes ne dépassent pas le seuil au même instant. Différentes fonctions permettent de paramétriser la relation entre le temps mesuré et l'énergie détectée [Ne91], la relation utilisée est :

$$TDC = P_1 + \frac{P_2}{ADC} + \frac{P_3}{ADC} e^{\frac{-P_4}{ADC}}$$

où
TDC est la valeur du temps corrigé en unité de canaux TDC,
ADC est la valeur de l'énergie en unité de canaux ADC,
P_1 , P_2 , P_3 , P_4 sont des paramètres.

3.7.4 Le calage en temps

La mesure du temps entre 2 compteurs dépend également du temps de propagation de la lumière dans le scintillateur, du temps de transit des électrons dans le phototube et du temps de propagation du signal électrique dans les cables coaxiaux. Pour mesurer les décalages en temps entre chaque paire de compteurs, nous avons utilisé des sources de ^{60}Co et de ^{22}Na. Ces 2 sources émettent en coïncidence 2 rayonnements gamma de 551 keV pour le ^{22}Na et de 1173 keV et 1332 keV pour le ^{60}Co. En connaissant la distance entre la source et les 2 compteurs touchés, et en tenant compte de la relation temps-énergie, il est possible de mesurer le décalage en temps de chaque compteur.

3.7.5 Le suivi des étalonnages en énergie et en temps

Une expérience cherchant un signal provenant d'une double désintégration bêta sans émission de neutrino nécessite un temps de mesure de plusieurs années. Il est donc nécessaire d'avoir un système permettant le contrôle des étalonnages régulièrement. La conception et la réalisation du système utilisé pour NEMO 2 sont décrites en détail dans le mémoire de thèse de T. Lamhamdi [La93].

Pour la surveillance des étalonnages, nous utilisons la lumière venant d'un laser pulsé à azote. Le schéma du montage est montré sur la figure 10. La lumière émise par le laser traverse un scintillateur plastique qui permet de faire passer la longueur d'onde de 337 nm à 420 nm, longueur d'onde à laquelle sont sensibles les photocathodes des photomultiplicateurs. Ceci permet également d'éviter les problèmes d'interférence et d'absorption. Une partie de cette lumière est conduite par des fibres optiques plastiques vers des compteurs de référence en énergie et en temps et l'autre partie est conduite vers les 128 compteurs de l'expérience.

La référence en énergie est constituée par une photodiode qui reçoit la lumière venant du laser pulsé et celle provenant des particules α de 5,486 MeV d'une source d' américium 241 (fig. 11). Ceci permet de contrôler l'intensité émise par le laser et de déclencher l'acquisition pendant les prises de données laser.

La référence en temps est assurée par un photomultiplicateur RTC XP 2020. Ce photomultiplicateur qui voit la lumière venant du laser, déclenche l'acquisition pour la prises des données laser. Son signal est ensuite retardé et donne un signal STOP commun à tous les compteurs. Il permet la surveillance des étalonnages en temps.

La lumière envoyée vers les compteurs de l'expérience peut être atténuée à l'aide d'un jeu de filtres neutres. Ils nous permettent notamment d'obtenir la relation temps - énergie de la figure 12.

Chaque jour, l'acquisition des données est arrêtée pendant une dizaine de minutes pour prendre des données avec le laser. L'ensemble des opérations nécessaires

peut être effectué à distance depuis un des laboratoire de la collaboration. Dans un premier temps, nous enregistrons les tensions appliquées aux photomultiplicateurs, puis nous procédons à l'acquisition des données avec laser en utilisant tour à tour 2 atténuations de la lumière laser différentes. Ceci est nécessaire car les photomultiplicateurs ne voient pas tous la même quantité de lumière. Les données acquises sont ensuite tranférées sur le micro-Vax où elles sont stockées sous forme de fichiers ZEBRA.

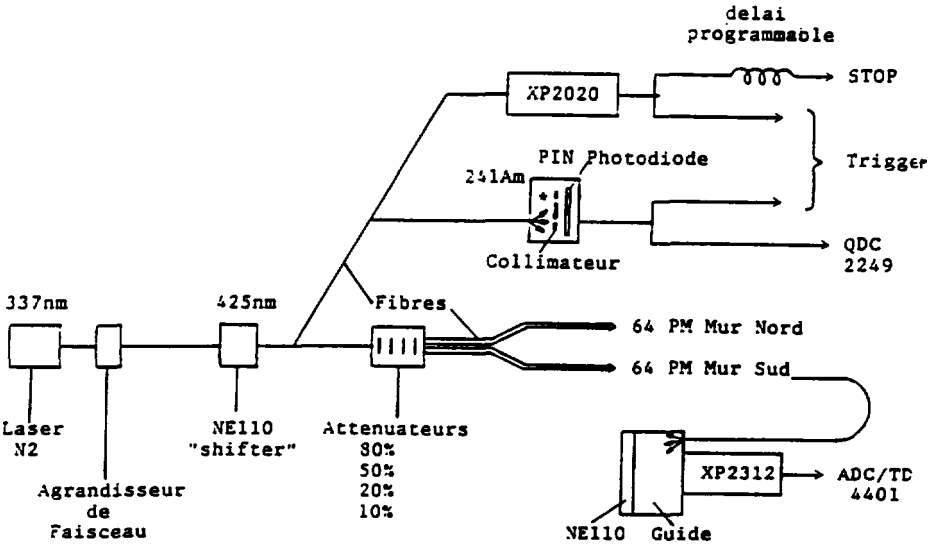


Fig. 10 : Schéma expérimental pour le suivi des étalonnages des compteurs en temps et en énergie.

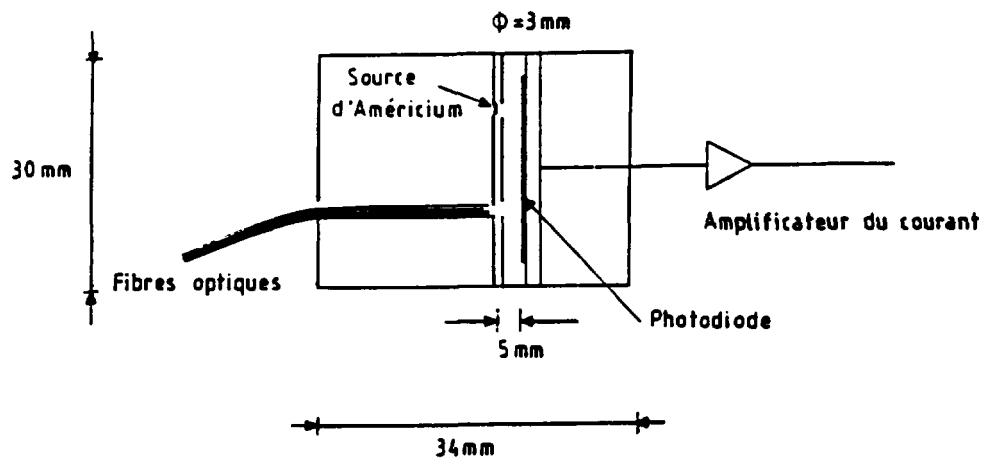


Fig. 11 : Schéma du montage de la photodiode.

Un programme permet de détecter les éventuelles variations de gain en énergie et de mesure du temps, celles-ci sont prises en compte lors de l'étalonnage des données brutes.

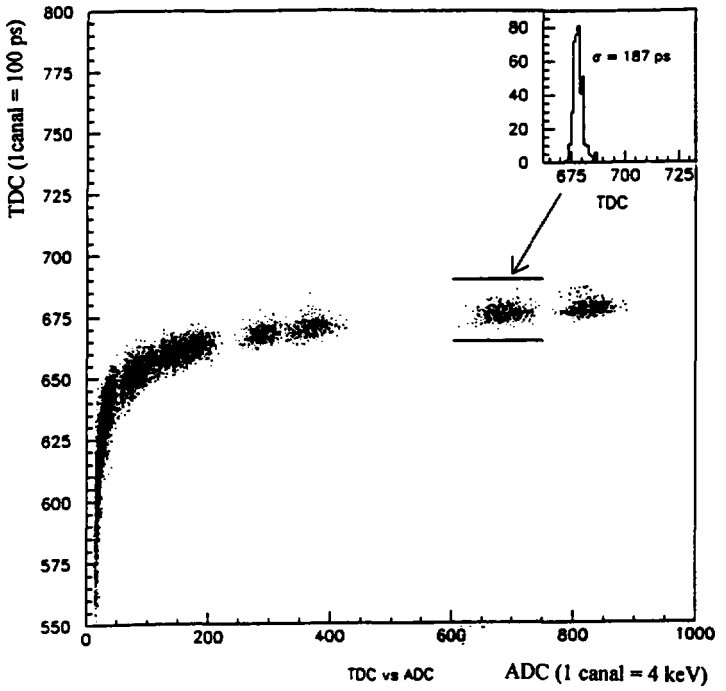


Fig. 12 : Réponse en temps d'un compteur en fonction de l'amplitude des impulsions du laser.

Grâce au système de suivi des étalonnages, nous connaissons l'étalonnage avec une précision de moins de 3% et l'étalonnage en temps avec une précision de l'ordre de 100 ps.

3.8 Le filtrage des données

Le taux d'acquisition de l'expérience est de l'ordre de 0,2 Hz, ce qui correspond à environ 20 000 événements chaque jour. Pour réduire la masse des données, celles-ci sont triées à l'aide d'un programme de filtre. Ce programme permet la reconstruction des traces, l'étalonnage en énergie et en temps des compteurs en prenant en compte les éventuelles dérives. Les critères principaux de réjection sont les suivants :

- les événements avec seulement 2 compteurs touchés adjacents et moins de 2 traces sont éliminés,
- il est nécessaire d'avoir au moins 2 compteurs avec une énergie supérieure à 80 keV,
- les événements avec plus de 10 compteurs touchés sont éliminés,
- le temps de vol des événements doit être inférieur à 3 ns; ce critère permet d'éliminer les données qui correspondent à un électron créé dans un des murs de scintillateurs, qui traverse tout le détecteur et qui ensuite est détecté dans l'autre mur.

Toutes les données dont la somme des énergies déposées dans les compteurs est supérieure à 2 MeV sont conservées sauf celles des événements ayant plus de 10 compteurs touchés.

Ce filtre permet d'éliminer une partie des données venant de la radioactivité du ^{40}K présent dans le verre des photomultiplicateurs et de réduire les données d'un facteur 30.

3.9 Définitions des particules

Un électron sera défini par une trace avec un compteur associé (fig. 13) avec un dépôt en énergie supérieur à 200 keV pour des considérations de temps de vol.

Un scintillateur plastique isolé ayant plus de 200 keV déposé sera assimilé à la détection d'un rayonnement gamma (fig. 13).

Nous considérons qu'un rayonnement X a été détecté lorsqu'un dépôt d'énergie compris entre 40 et 200 keV aura été mesuré dans un CsI, le plastique associé au CsI n'ayant pas de dépôt d'énergie (fig. 13). Un dépôt supérieur à 200 keV sera attribué à un rayonnement gamma.

Une particule alpha sera identifiée par la présence d'au moins 3 fils conjoints déclenchés pendant la lecture retardée des chambres à fils (fig. 14).

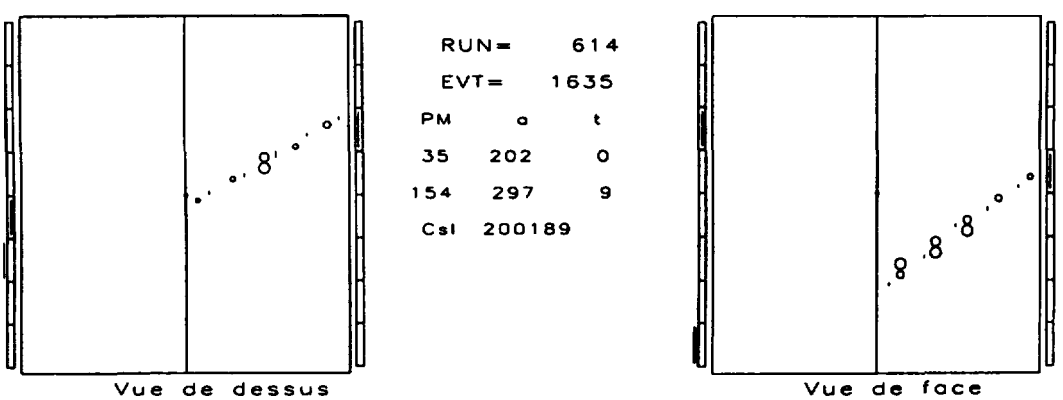


Fig. 13 : Evénement $e - \gamma$–X.

Sélection des événements $e^- - e^-$

La mise en évidence de la double désintégration bêta avec et sans émission de neutrinos nécessite la détection des 2 électrons émis simultanément. Pour sélectionner ce type d'événement, nous demanderons qu'il y ait 2 électrons sortant de la source ce qui correspond, d'après les critères énoncés ci-dessus, à 2 traces avec un compteur touché associé à chacune d'entre-elles, avec un dépôt d'énergie de plus de 200 keV

(fig. 15). La présence d'un autre compteur, ou la présence d'un CsI, sera utilisée comme veto.

Il faut également que le point d'émission soit commun au 2 traces. Compte tenu de la précision sur le vertex du programme de reconstruction de traces utilisé, nous imposons que la différence en X et en Y entre les 2 vertex soit inférieure à 6 cm.

La position du point d'émission doit être comprise entre -46 cm et +46 cm en Y. La position en X est comprise dans l'intervalle [-47,0 cm, 2,5 cm] pour la source de molybdène enrichi en isotope 100 et pour la source de molybdène naturel, il est compris dans l'intervalle [4,5 cm, 47,0 cm].

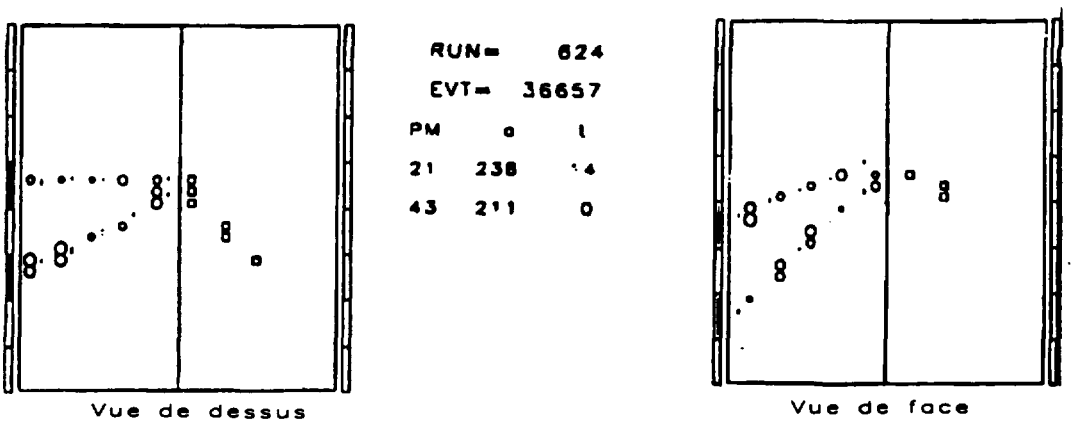


Fig. 14 : Evénement avec une particule α retardée.

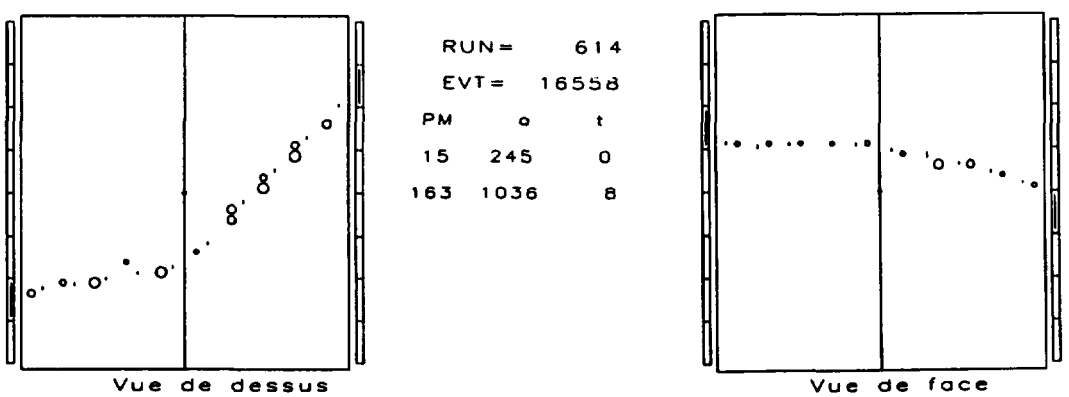


Fig. 15 : Deux électrons émis simultanément.

3.10 Sélection en temps

Le critère du temps de vol nous permet de distinguer les événements provenant de la source, des événements traversant le détecteur. Pour calculer ce temps de vol, il faut tenir compte dans un premier temps de la relation entre le temps mesuré et l'énergie déposée dans les scintillateurs. Ceci provient de l'emploi des discriminateurs

à seuil 4401. Suivant l'énergie déposée dans les scintillateurs plastiques, le temps de montée des impulsions venant des photomultiplicateurs est différent. Le temps de passage du seuil du discriminateur par rapport à un temps de référence t_0 dépend donc de l'énergie. Cette relation temps-énergie déposée est illustrée par la figure 12. L'ajustement de cette relation est donné dans le paragraphe 3.7.3.

Dans le cas des événements à 2 traces $e^- - e^-$, ou dans celui des événements à une trace $e^- - \gamma$, pour déterminer s'ils proviennent de la source ou s'ils ont une origine externe au détecteur, nous comparons 2 hypothèses :

Hypothèse 1 : nous considérons que l'électron traverse le détecteur ; en fonction de l'énergie mesurée et de la longueur du parcours dans le détecteur nous calculons un temps que nous appellerons DTEXT. Nous l'appellerons l'hypothèse externe.

Hypothèse 2 : on suppose que les particules partent de la source. Pour chacune d'entre-elles un temps est calculé en tenant compte de l'énergie détectée, de la longueur du parcours et pour les électrons des pertes d'énergie. La différence entre les 2 temps ainsi calculés est appellée DTINT, il s'agit de l'hypothèse interne.

Ces 2 hypothèses sont ensuite comparées à la différence de temps mesurée DTM. Pour cela on peut tracer le diagramme en 2 dimensions: (DTM - DTINT) en fonction de (DTM - DTEXT) (fig. 16). On peut ainsi distinguer les événements venant de l'intérieur des événements venant de l'extérieur. Une variable VART définie par:

$$\text{VART} = 0,7 \times (\text{abs(DTM)} - \text{DTEXT} + \text{abs(DTM} - \text{DTINT))}$$

permet de sélectionner les événements interne (VART < -1) et
externe (VART > -1).

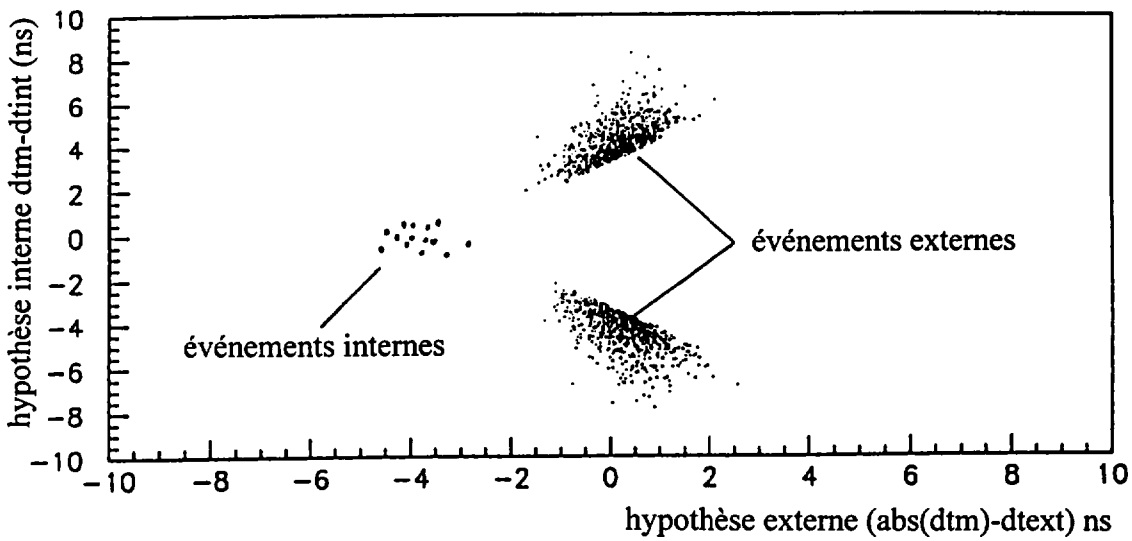


Fig. 16 : Hypothèse externe versus hypothèse interne.

4 Le bruit de fond interne à 3 MeV

Le bruit de fond interne correspond à tous les événements provenant de la désintégration de noyaux radioactifs présents dans la source et dont les modes de désintégration peuvent simuler directement ou indirectement une double désintégration β. Dans le cas de la transition $\beta\beta(0\nu)$, deux noyaux, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl peuvent contribuer au bruit de fond.

4.1 Les noyaux radioactifs dangereux

4.1.1 Le bismuth 214

Le bismuth 214 est un descendant de l'uranium 238 (fig 1). Il décroît à 99,79% par émission β^- avec une période de 19,7 mn et une énergie de transition Q_β de 3,27 MeV vers le polonium 214. Dans 0,021% des cas, il est émetteur α vers le thallium 210 avec une énergie de transition de 5,62 MeV. Nous ne nous intéresserons dans ce qui suit qu'au mode de désintégration par émission β^-.

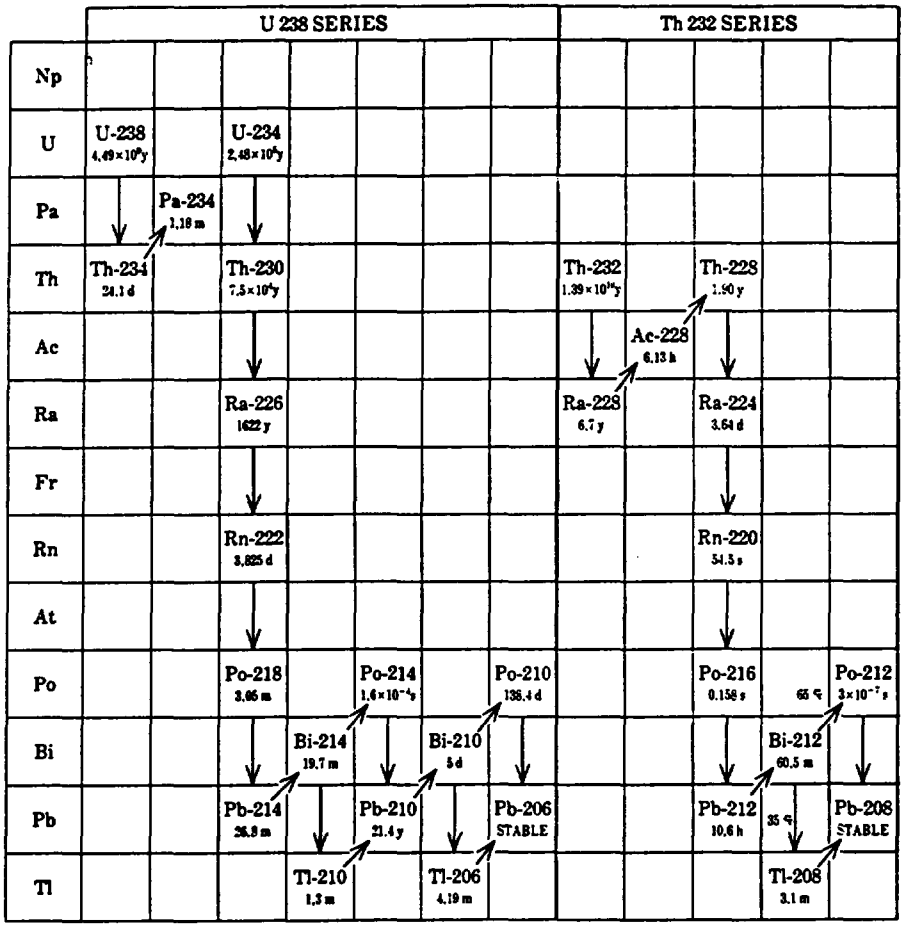


Fig. 1 : Familles radioactives naturelles de l'uranium et du thorium.

La figure 2 montre un schéma de désintégration simplifié du ^{214}Bi. Il décroît soit vers le niveau fondamental du ^{214}Po (17% des cas), soit vers un état excité. Dans ce cas, la désexcitation par rayonnement gamma est en concurrence avec l'émission d'électrons de conversion, le mode de désexcitation par émission de photons étant tout de même le plus probable. Sur la figure 1 nous pouvons noter dans la chaîne de l'uranium 238, la présence du ^{222}Rn qui est un gaz rare ce qui lui permet de sortir de la roche ou des matériaux dans lesquels il est produit et de passer dans l'air ambiant. Si le radon pénètre dans le détecteur, ses produits de décroissance, notamment le ^{214}Bi, peuvent venir former un dépôt sur les feuilles sources. Il est à noter que le ^{214}Po produit par la désintégration β du ^{214}Bi, est un émetteur α avec un période de 164 microsecondes, la détection de l'alpha émis est une signature possible de la présence de ^{214}Bi sur la source.

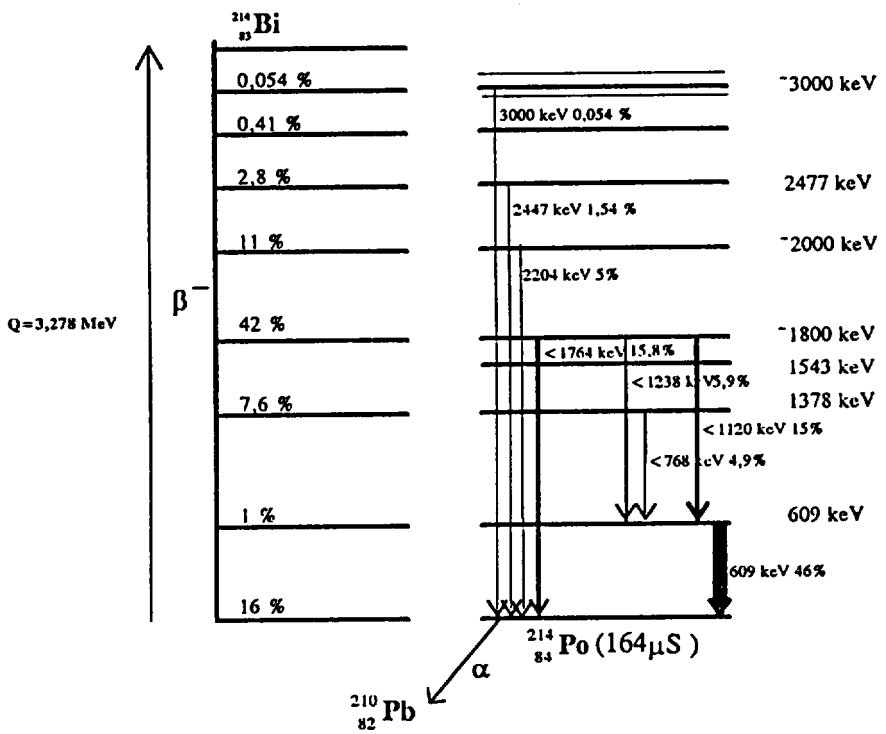


Fig. 2 : Schéma simplifié de la désintégration bêta du ^{214}Bi et de la désexcitation du ^{214}Po.

4.1.2 Le thallium 208

Le thallium 208 qui appartient à la chaîne du ^{232}Th (fig. 1) est également un émetteur β avec une énergie de transition de 4,992 keV (fig. 3). Cependant, la transition vers le niveau fondamental du ^{208}Pb n'est pas possible, l'énergie maximun

que peut avoir l'électron émis est de 2380 keV. Le schéma de désintégration simplifié du ^{208}Tl montre qu'il y a toujours un rayonnement gamma de 2,614 MeV qui est émis en coïncidence avec l'électron et qu' il y a également, dans la majorité des cas, émission d'un photon de l'ordre de 600 keV. A la place des rayonnements gamma, il est possible d'avoir des électrons de conversion. Le rayonnement gamma de 2614 keV est le rayonnement gamma le plus élevé venant de la radioactivité naturelle, (à l'exception d'une transition de $\sim$ 3 MeV alimentée très faiblement dans le ^{214}Bi). Le ^{208}Tl décroît vers un élément stable, le ^{208}Pb.

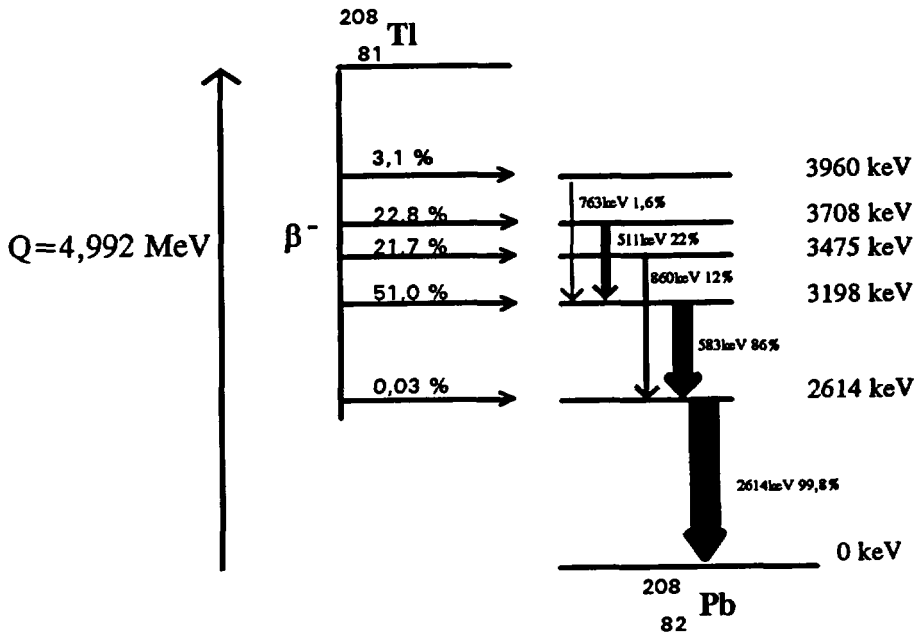


Fig. 3 : Schéma simplifié de la désintégration bêta du ^{208}Tl et de la désexcitation du ^{208}Pb.

4.2 Description des processus possibles

- Emission β suivie d'un électron de conversion

Après une désintégration β, le noyau fils peut se retrouver dans un état excité et émettre un rayonnement gamma de désexcitation. L'émission d'un photon est alors en compétition avec l'émission d'un électron de conversion qui partage l'énergie de la transition avec un rayon X qui emporte l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Il y a dans ce cas 2 électrons qui sortent de la source, dont la somme en

énergie peut atteindre 3 MeV. Un moyen d'éliminer ces événements est de détecter les rayonnements X qui sont émis simultanément. Leur énergie est de l'ordre de 100 keV. C'est pour les détecter que nous utilisons des scintillateurs d'iodure de césium.

- Emission β suivie d'un gamma de désexcitation donnant lieu à un effet Compton dans la source (fig. 4)

Le photon de désexcitation qui suit l'émission de l'électron β^- subit un effet Compton dans la source produisant ainsi un deuxième électron sortant de la source. L'effet Compton est la diffusion d'un photon sur un électron libre (fig. 5). L'énergie T de l'électron Compton et celle $h\nu'$ du rayonnement gamma diffusé sont liées par la relation :

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1-\cos\theta)}{1+\gamma(1-\cos\theta)}$$

où $\gamma = \dfrac{h\nu}{m_e c^2}$

$h\nu$: énergie du photon incident
m_e : masse de l'électron.

L'énergie maximum pouvant être transmise à l'électron est :

$$T_{\max} = h\nu \left(\frac{2\gamma}{1+2\gamma}\right)$$

La probabilité totale d'effet Compton pour un photon d'énergie $h\nu$ est :

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ell n(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ell n(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\}$$

avec
r_e : rayon de l'électron.

Pour un photon traversant un matériau de densité ρ, de nombre atomique A et ayant Z électrons, la probabilité d'interaction par unité de longueur est donnée par :

$$\mu = \frac{Z\,\rho\,N a\,\sigma_c}{A} \qquad (\mathrm{cm}^{-1})$$

N_A : nombre d'Avogadro
ρ : densité (atomes par cm^3).

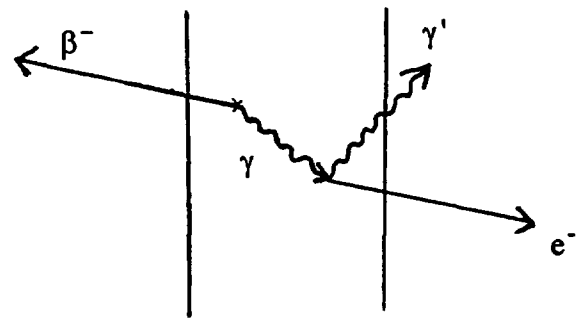


Fig. 4a : Emission β^- suivie d'un photon de désexcitation donnant lieu à un effet Compton dans la source.

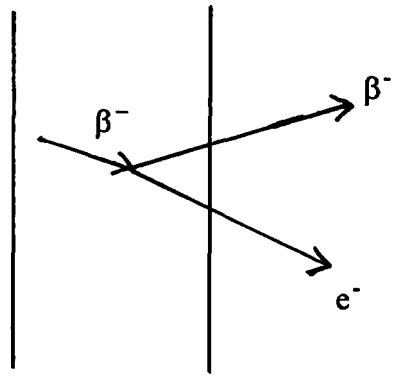


Fig. 4b : Emission β^- donnant lieu à un effet Moeller dans la source.

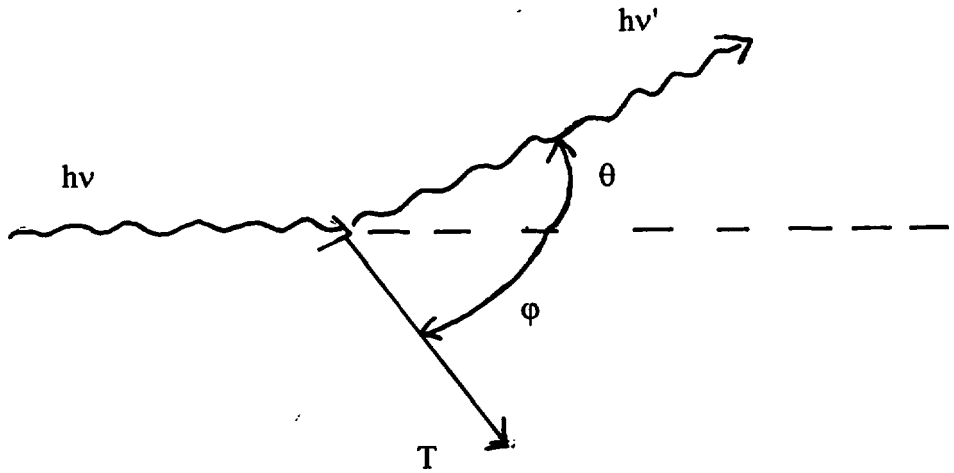


Fig. 5 : Effet Compton; $h\nu$: énergie du photon incident, $h\nu'$: énergie du photon diffusé, T : énergie de l'électron Compton.

Pour un flux incident I_0 sur un matériau d'épaisseur d (cm), la fraction de photons interagissant est :

$$\frac{I}{I_0} = (1 - e^{-\mu d})$$

Dans le détecteur ces événements peuvent être signés par la détection du photon résiduel de l'interaction Compton.

- *Emission β suivie d'un effet Moeller dans la peau (fig. 4b)*

L'effet Moeller consiste en la diffusion d'un électron libre sur un électron lié du cortège électronique d'un atome, le transfert d'énergie étant suffisant pour arracher l'électron lié. On obtient ainsi 2 électrons libres sortant de la source. Seul le ^{214}Bi peut donner deux électrons dont la somme en énergie peut atteindre 3 MeV car l'énergie des électrons qu'il émet peut aller jusqu'à 3,27 MeV (fig. 2). Le seul moyen de signer les événements venant de ce processus est de détecter la particule alpha venant du ^{214}Po. Cependant si la pollution en ^{214}Bi est connue, il est possible d'estimer à l'aide de simulations le nombre des événements attendus correspondant à ce processus. C'est également vrai pour les 2 cas précédents.

- *La double désintégration β avec émission de neutrino*

A cause de la résolution en énergie, la fin du spectre à haute énergie de la transition double β avec émission de neutrinos contribue au bruit de fond de la désintégration $\beta\beta(0\nu)$ (fig. 6).

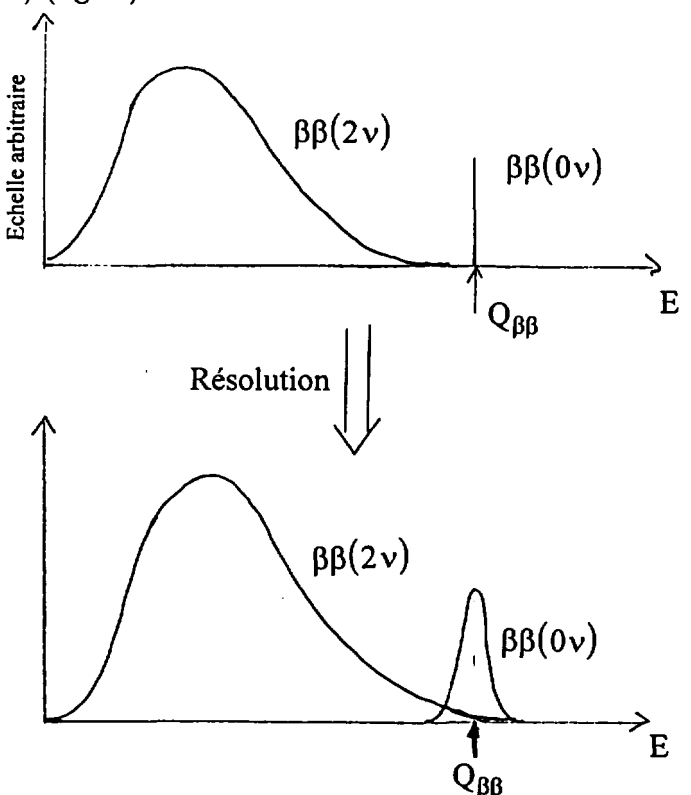


Fig. 6 : Effet de la résolution sur les spectres $\beta\beta(0\nu)$ et $\beta\beta(2\nu)$.

Il s'agit du bruit de fond ultime pour une expérience cherchant un signal $\beta\beta(0\nu)$. Si la période de la transition $\beta\beta(2\nu)$ est connue précisément, le nombre d'événements dans un certain intervalle d'énergie peut être estimé. Pour diminuer cette composante du bruit de fond, il faut choisir un intervalle d'énergie dans lequel le rapport $\frac{\text{nombre d'événements } \beta\beta(0\nu)}{\text{nombre d'événements } \beta\beta(2\nu)}$ est maximum et essayer d'obtenir la meilleure résolution possible.

On peut aussi choisir un noyau émetteur double β qui a une grande période pour la double désintégration avec émission de neutrinos.

4.3 Recherche des "polluants"

Une des caractéristiques du prototype NEMO 2 est de pouvoir mesurer la pollution de la source avec une précision aussi bonne que par spectroscopie gamma avec un détecteur germanium. Plusieurs canaux de désintégration permettent la mesure de la pollution en ^{214}Bi et en ^{208}Tl. Le plus sensible est le canal e^--γ où l'on cherche à détecter l'électron et le ou les photons de désexcitation émis simultanément. Des coupures sur l'énergie des électrons et des photons permettent de distinguer la contribution venant du ^{214}Bi de la contribution venant du ^{208}Tl. D'autres voies sont possibles comme les canaux $e^- - e^-$−X ou e^--γ-α pour le ^{214}Bi. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux signatures utilisant les CsI afin d'évaluer l'apport de cette méthode par rapport aux signatures utilisant les canaux e^--γ ou e^--γ-α.

4.3.1 Recherche des événements $e^- - e^-$−X

Pour détecter les événements liés à la présence de Bismuth ou de Thallium nous pouvons rechercher les rayonnements X dans les CsI ou dans les plastiques. La probabilité de détection des rayonnements X qui ont une énergie autour de 100 keV est plus grande dans les CsI que dans les scintillateurs plastiques. Nous ne nous intéresserons qu'aux événements ayant 2 traces d'électrons, un vertex sur l'une des sources (cf. chapitre 3), 2 plastiques touchés avec plus de 200 keV dans chacun d'eux et un CsI avec une énergie déposée supérieure à 40 keV. Cette limite à 40 keV élimine les CsI déclenchant dans le bruit.

A partir des événements filtrés, le nombre d'événements ayant deux électrons et un CsI touché est de 3315. La figure 7 montrant l'énergie déposée dans le Csi, présente 3 parties :

- la contribution des rayonnements X entre 40 et 200 keV
- un pic Compton aux environs de 300 keV correspondant à des photons de l'ordre de 500 keV

- une accumulation d'événements au-delà de 1000 keV correspondant à une saturation des CsI.

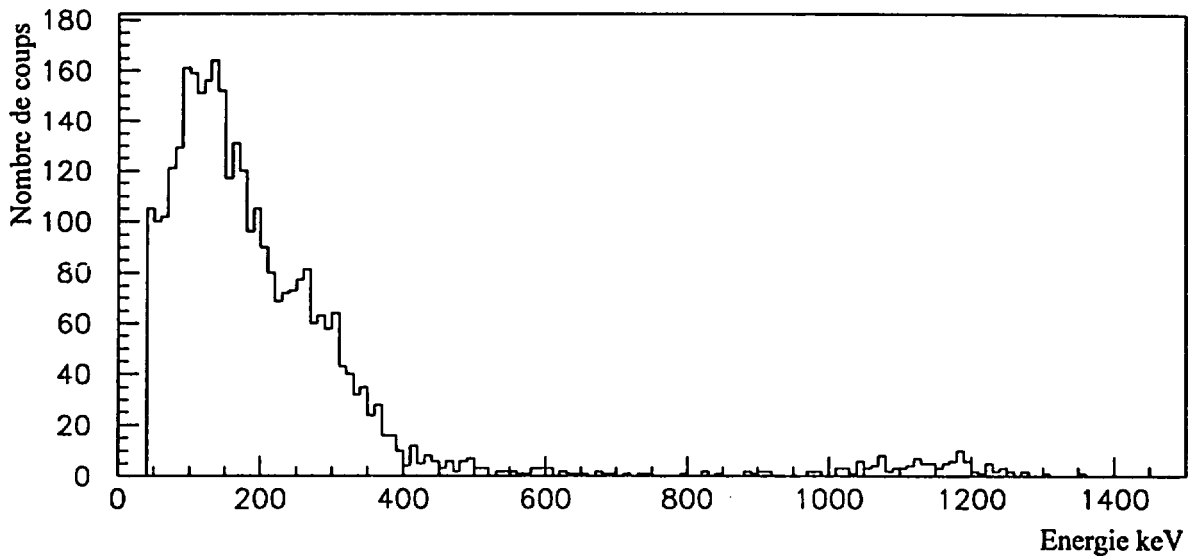


Fig. 7 : Energie déposée dans les CsI pour les événements à 2 électrons.

Les événements participant au bruit de fond sont les événements qui proviennent de la source. En appliquant le critère de sélection en temps VART < -1 (cf. chapitre 3), il ne reste plus que 197 événements dont le spectre de l'énergie déposée dans les CsI est représenté figure 8 et la somme de l'énergie déposée dans les plastiques, figure 9.

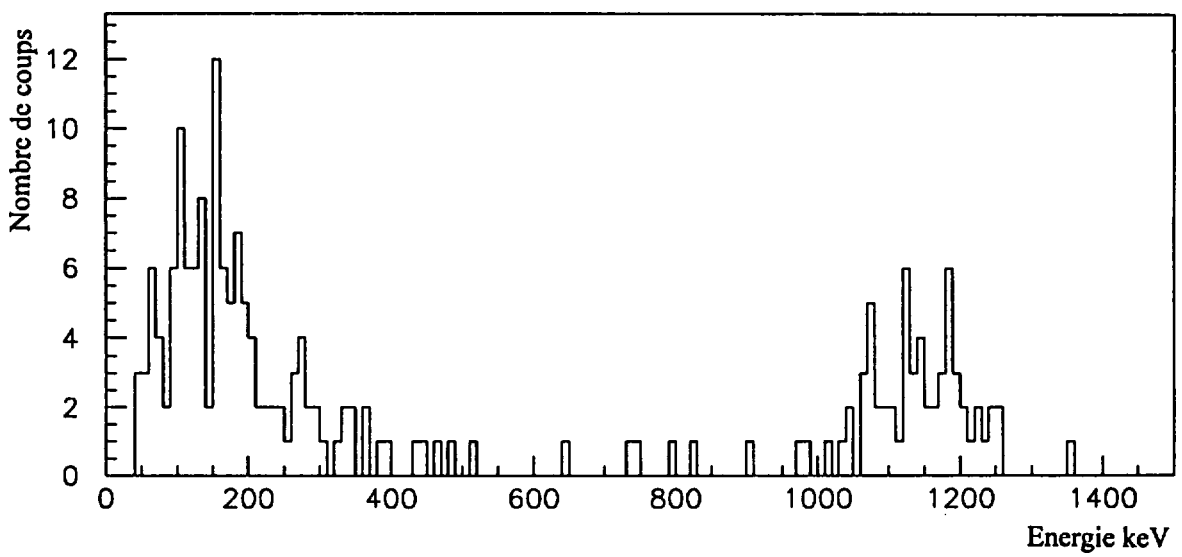


Fig. 8 : Energie déposée dans les CsI pour les événements à 2 électrons venant de la source.

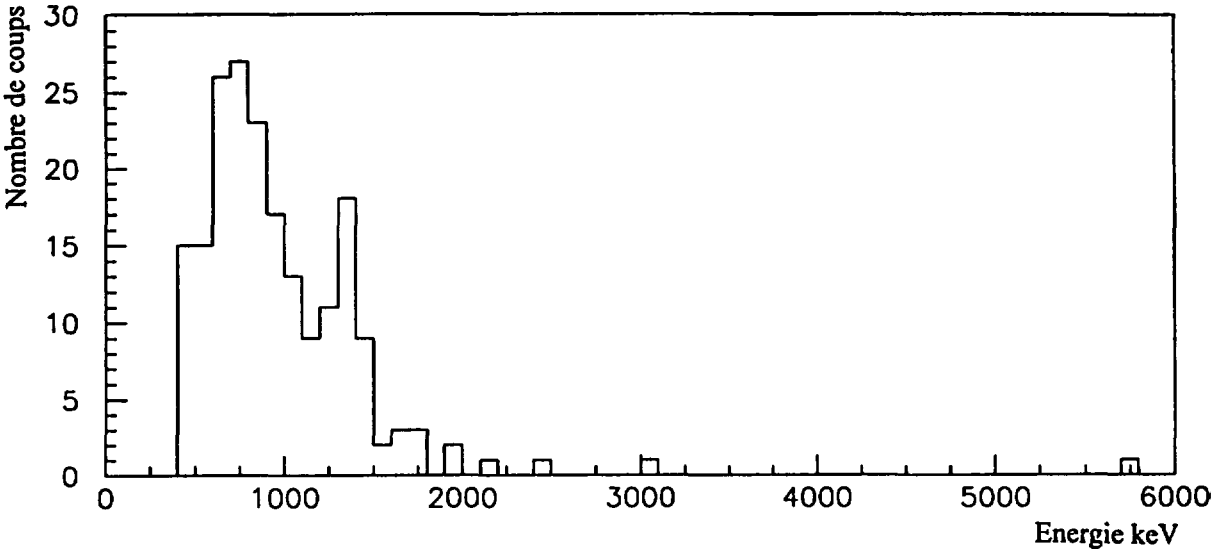


Fig. 9 : Somme de l'énergie des 2 électrons venant de la source lorsqu'un CsI est touché.

Tous les événements sauf quatre ont une énergie déposée dans les plastiques inférieure à 2 MeV. En ce qui concerne l'énergie déposée dans les CsI, après l'application du critère en temps, nous pouvons constater que la proportion d'événements saturés devient plus importante après la sélection en temps. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à ces événements.

Les événements saturant les CsI

Lorsque le dépôt d'énergie dans un CsI dépasse 1 MeV, l'ADC du scintillateur plastique associé fait apparaître également un dépôt d'énergie qui reste inférieur à 300 keV (fig. 10a).

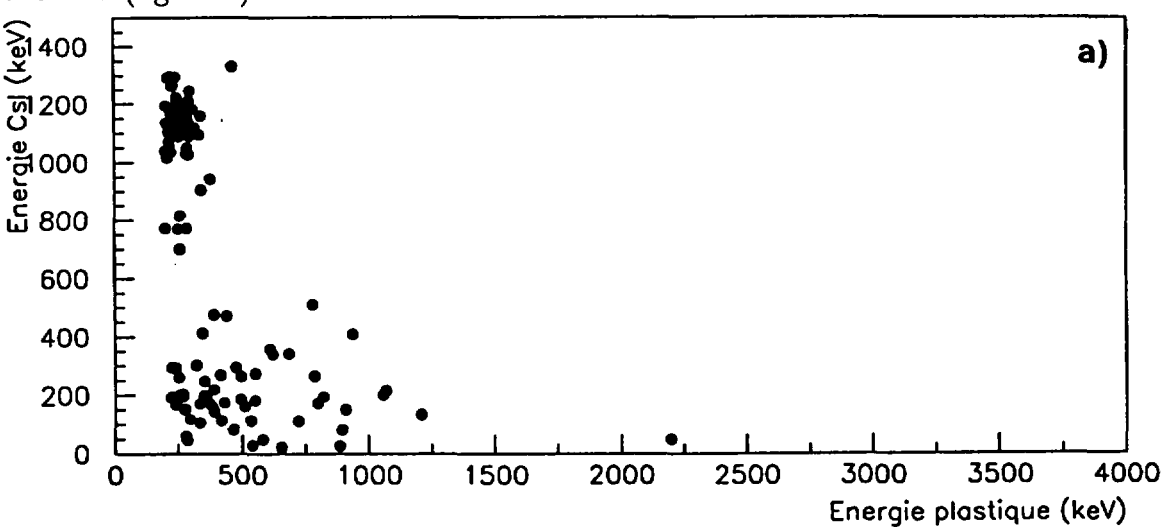


Fig. 10a : Energie mesurée dans le plastique associé au CsI.

La corrélation entre le fait que de la lumière semble vue par le scintillateur plastique quand le CsI est touché avait déjà été mise en évidence avec une source de ^{207}Bi (fig. 10b).

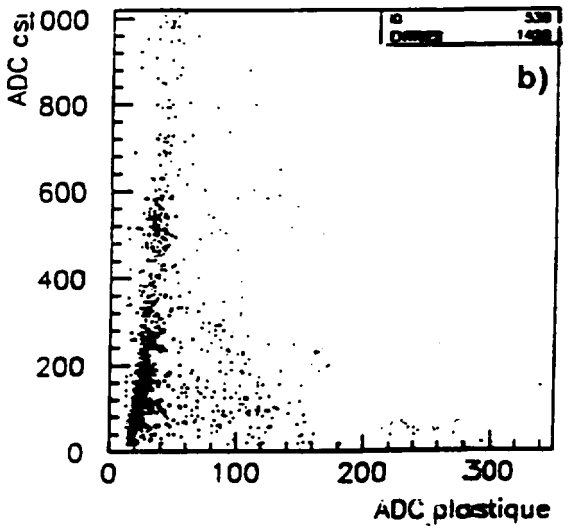


Fig. 10b : Corrélation entre l'énergie mesurée dans les scintillateurs plastiques et CsI en présence d'une source de ^{207}Bi.

Cet effet provient de l'électronique associée aux compteurs. Les impulsions rapides (3,3 ns) venant des scintillateurs plastiques sont intégrées dans les modules 4401, pendant une durée fixe de 50 ns (fig. 11). Les impulsions venant des CsI sont, elles, beaucoup plus lentes, leur temps de montée est de 650 ns.

Des modules 2249 ADC sont utilisés, ils ont l'avantage d'avoir une durée d'intégration réglable. Les signaux entrant dans les modules 2249 ADC proviennent des sorties LO (cf. chapitre 3) des modules 4401 qui répètent les signaux venant des photomultiplicateurs.

Lorsque le seuil de discrimination est dépassé dans un module 4401, une porte de 50 ns est ouverte pour l'intégration du signal rapide, puis après un délai de 140 ns, une porte de 2 microsecondes est ouverte sur les modules 2249 ADC (fig. 12). Si le signal CsI déclenche le module 4401, une partie de sa charge est intégrée dans la porte de 50 ns du module 4401 tandis que la totalité l'est dans la porte de 2 microsecondes du module 2249 ADC (fig. 13). De cette façon, il semble qu'il y ait eu un dépôt d'énergie dans le scintillateur plastique alors que seul le CsI a été touché. La figure 10b obtenue en présence d'une source de ^{207}Bi montre la relation entre la charge intégrée dans les modules 2249 ADC et celle intégrée dans les modules 4401.

Une impulsion venant d'un CsI (cf. la photo fig. 14) montre une forme très irrégulière, ce qui rend le signal de temps peu significatif. Ceci peut être mis en évidence à partir de la figure 15, où t_0 est le temps de référence, et S_1 et S_2 sont deux

impulsions de même énergie venant d'un CsI. Ces signaux franchissent le seuil du

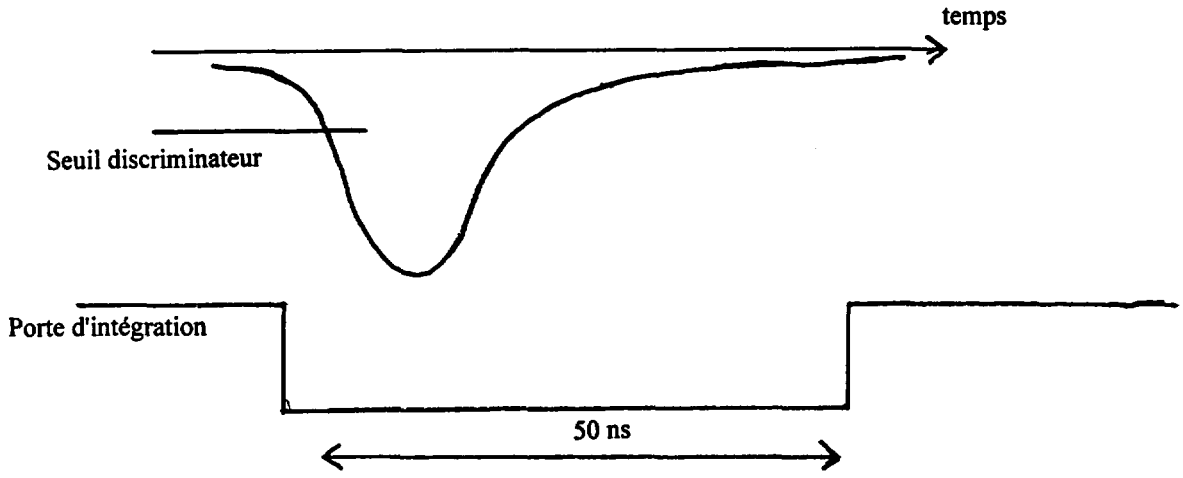


Fig. 11 : Durée d'intégration du signal venant du scintillateur plastique.

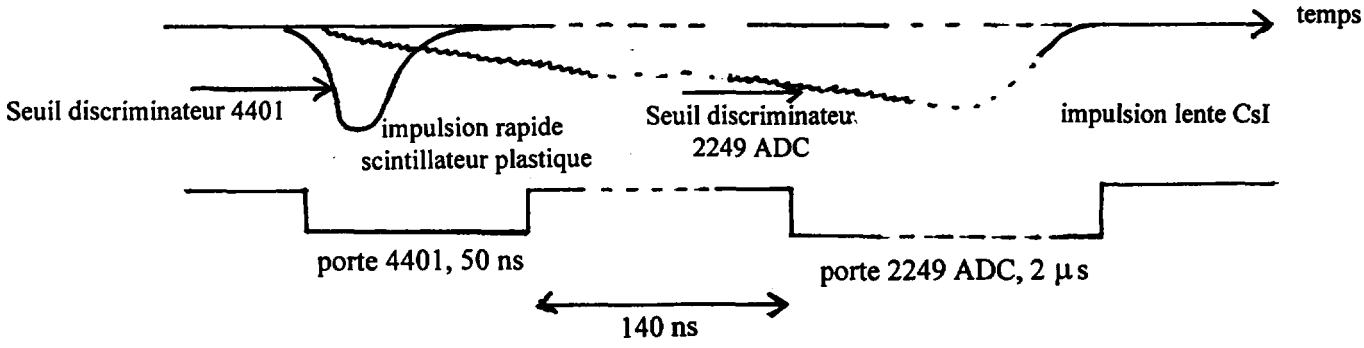


Fig. 12 : Echelle de temps de l'intégration des signaux venant d'un scintillateur plastique et d'un CsI.

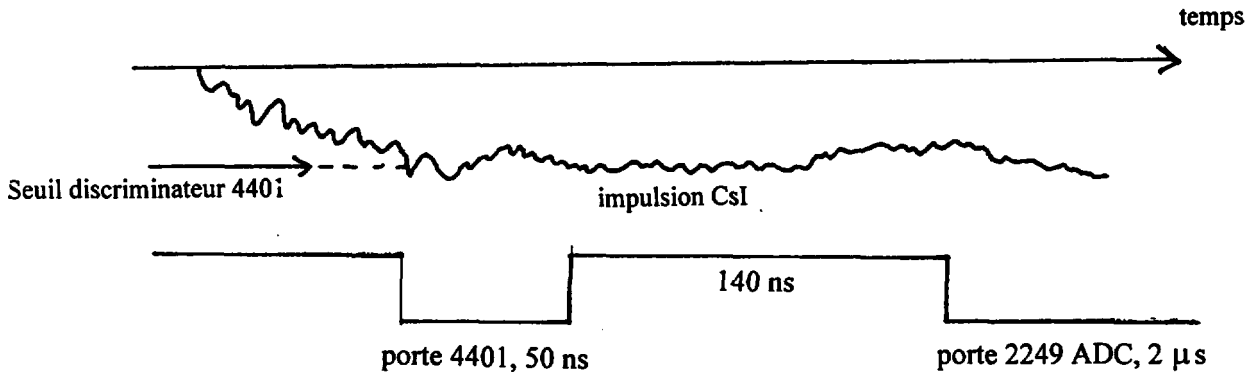


Fig. 13 : Déclenchement d'un module 4401 par une impulsion venant d'un CsI.

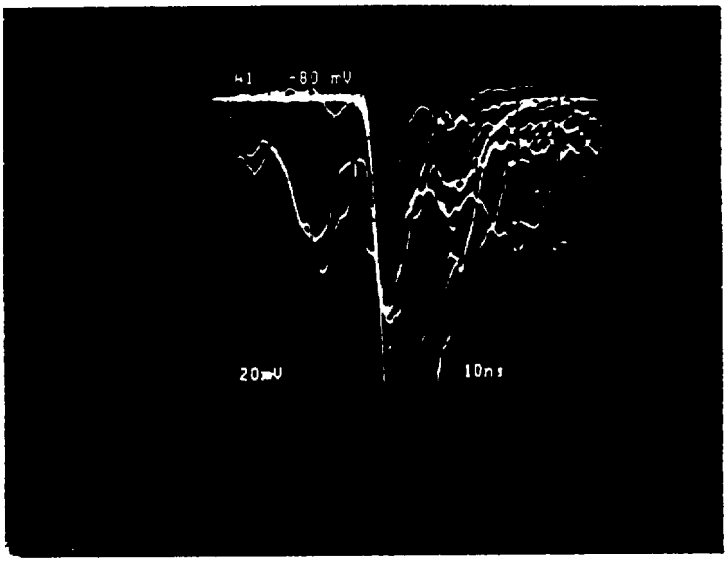


Fig. 14 : Photographie représentant les impulsions rapides venant d'un scintillateur plastique et d'autres, plus lentes venant d'un CsI.

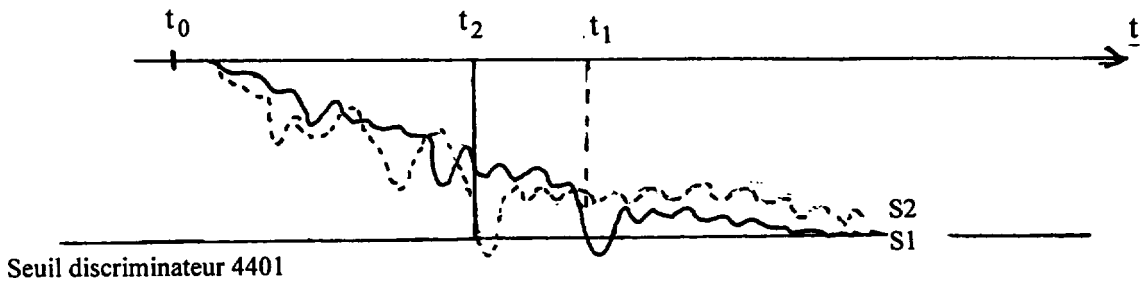


Fig. 15 : Différence de temps de déclenchement pour 2 signaux de même amplitude venant d'un CsI.

discriminateur aux instants t_1 et t_2. La différence apparente des temps entre $(t_1 - t_0)$ et $(t_2 - t_0)$ peut être de plusieurs nanosecondes et ainsi des événements venant de l'extérieur peuvent être pris comme venant de l'intérieur si le déclenchement du 4401 est provoqué par le signal produit par un CsI.

Ces événements avec 2 traces et le CsI associé à l'un des scintillateurs saturé (fig. 16) correspondent en fait à un événement où un électron est détecté dans un des plastiques et un photon est détecté dans un CsI ; le dépôt d'énergie dans le deuxième scintillateur plastique est fictif.

Il est toutefois surprenant que les compteurs touchés où seul le CsI a reçu un dépôt d'énergie, aient une trace associée. La seule explication est la présence de noyaux émetteurs β à proximité de la face avant du scintillateur. L'électron émis traverse le détecteur et le rayonnement gamma de désexcitation du noyau fils est détecté dans le CsI le plus proche (fig. 17). Ceci signifie que des noyaux radioactifs sont présents devant les murs de scintillateur.

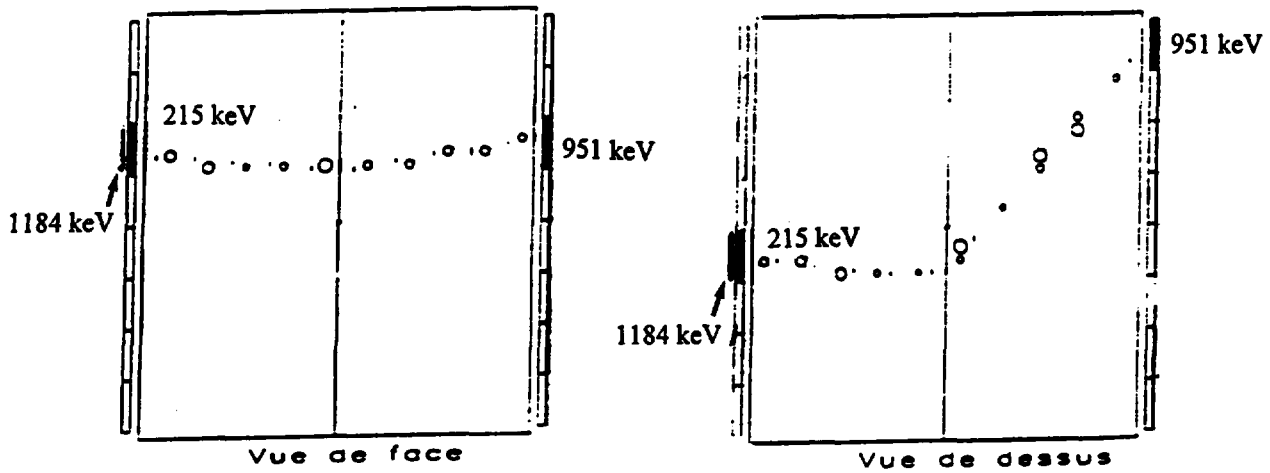


Fig. 16 : Evénement à 2 traces avec un CsI saturé et moins de 300 keV dans le scintillateur plastique associé.

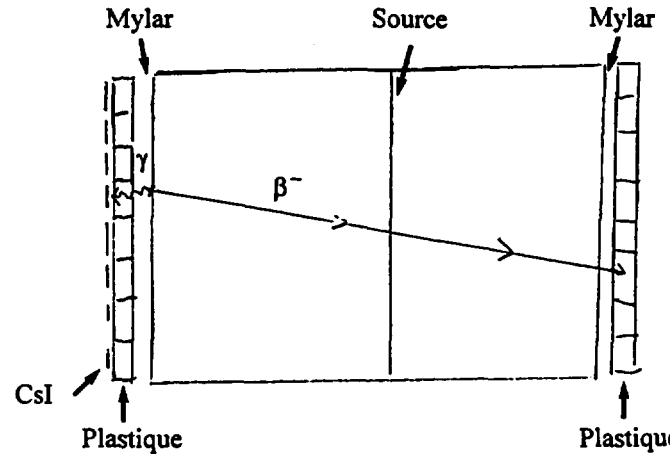


Fig. 17 : Emission d'un électron et d'un rayonnement gamma depuis le bord du détecteur.

Comme nous l'avons vu, l'information en temps n'est pas correcte pour ce type d'événements donc dans la suite de ce paragraphe nous ne mettrons pas de coupure en temps sur ces événements, de même afin d'améliorer la statistique nous ne mettrons pas de coupure sur l'énergie du scintillateur plastique associé, puisque ces informations sont fictives.

La figure 18 montre le nombre journalier de ces événements au cours de la prise de données portant sur plusieurs mois. Ces événements ne sont manifestement pas répartis uniformément dans le temps. Si l'on superpose le taux de déclenchement du détecteur à la figure 18 (fig. 19), on constate une corrélation entre les deux distributions. Normalement le taux de comptage du détecteur est stable, il est de l'ordre de 0,21 herz, mais il est sensible à la présence de radon dans le laboratoire.

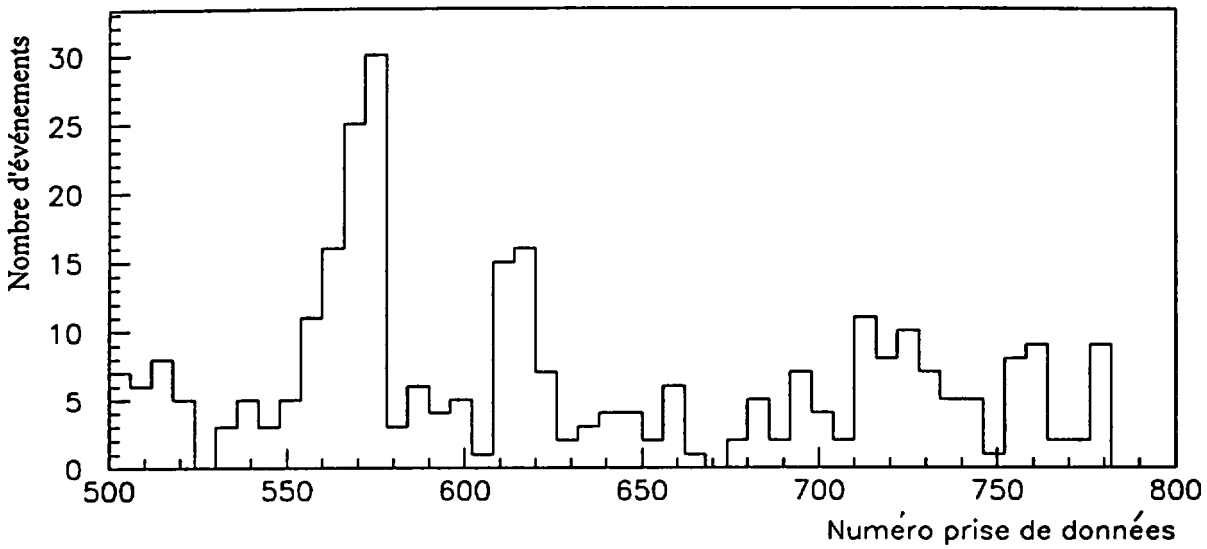


Fig. 18 : Distribution dans le temps des événements avec un CsI saturé et 2 traces.

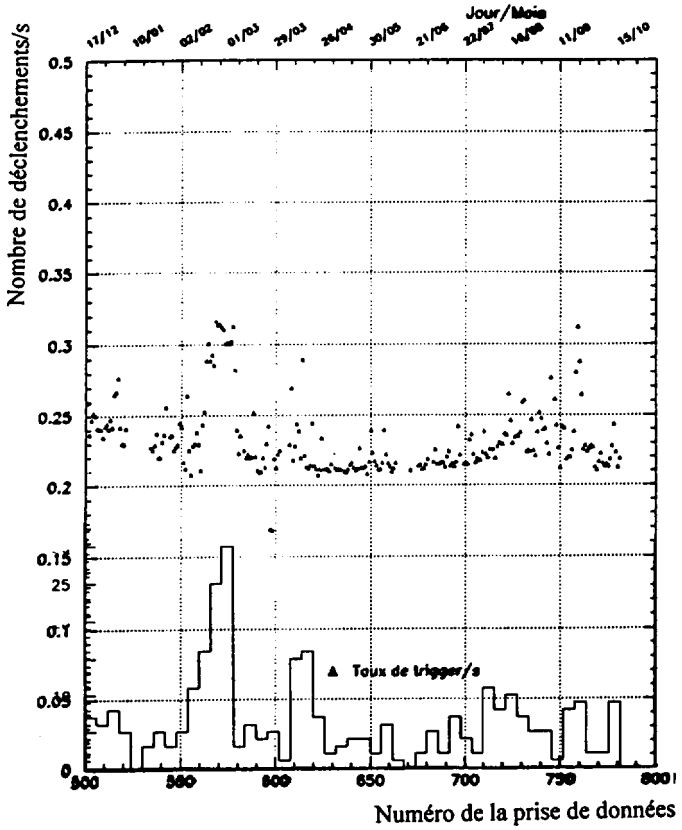


Fig. 19 : Corrélation entre le taux de déclenchement (seconde^{-1}), par jour, de l'expérience qui dépend de la présence de radon et le nombre d'événements détectés avec un CsI saturé et 2 traces.

Les fluctuations du taux de comptage dans la figure 19 correspondent aux variations du taux de radon dans le laboratoire dues à des problèmes de ventilation. Ainsi la présence d'événements avec 2 électrons et 1 CsI saturé est corrélée avec la présence de radon.

Pour estimer cette corrélation, nous allons utiliser le coefficient de corrélation r qui est défini par :

$$r = \frac{\sum_i (x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{\sqrt{\sum_i (x_i - \overline{x})^2}\sqrt{\sum_i (y_i - \overline{y})^2}}$$

Ce coefficient, compris entre -1 et 1, n'est pas forcément la preuve de la corrélation, il donne surtout la force de cette corrélation entre 2 variables . Si r est proche de 1 ou -1 les variables sont corrélés, si r est proche de 0 les variables ne sont pas corrélés.

Pour les données de la figure 19, le calcul de r donne $r = 0,7$, on peut donc conclure que les variables sont corrélés.

Cette corrélation montre qu'il y a un dépôt de ^{214}Bi provenant du radon au voisinage des feuilles de mylar fermant le détecteur. Le spectre en énergie de l'électron qui traverse le détecteur (fig. 20) est tout à fait compatible avec le spectre β du ^{214}Bi. Le nombre d'événements venant du côté nord et du côté sud sont équivalents, ils sont respectivement de 154 et 141. Il faut noter que les événements où le rayonnement gamma est détecté dans les plastiques ne peuvent pas être des contributions au bruit de fond car dans ce cas ces événements sont éliminés par le critère du temps de vol.

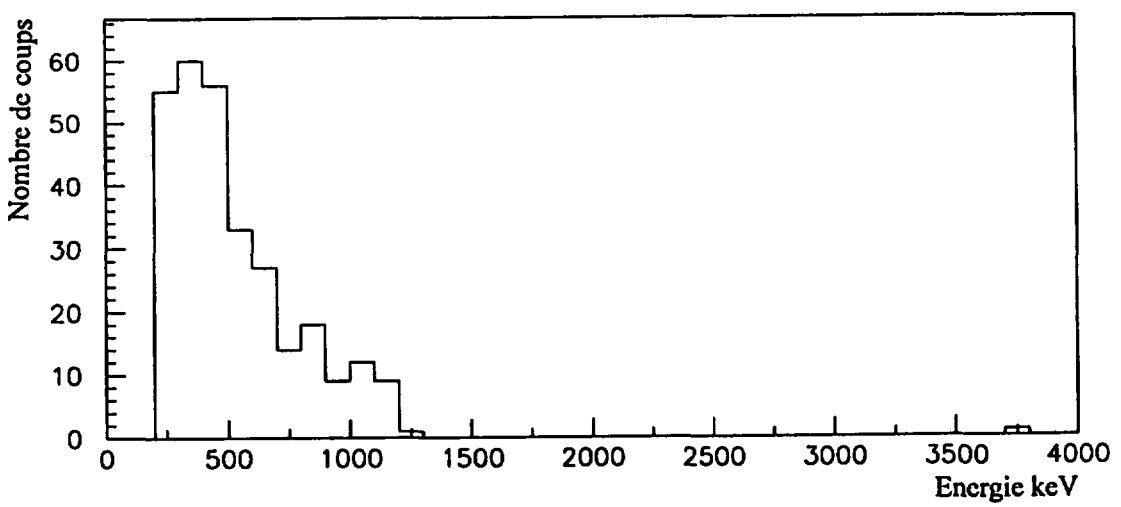


Fig. 20 : Energie de l'électron dans les événements venant du bord du détecteur.

La présence d'un dépôt de ^{214}Bi liée au radon près du mylar du détecteur étant clairement mise en évidence, on peut se demander si le radon pénètre dans le détecteur et s'il est à l'origine d'un dépôt de ^{214}Bi sur la source ?

Recherche d'un dépôt de ^{214}Bi sur la source

Nous allons rechercher dans ce paragraphe la manifestation d'un dépôt de bismuth sur la source, lié au radon présent dans le laboratoire en utilisant le canal e^-, électron de conversion et rayon X associés. Il est à noter que par ce canal nous sommes également sensible à la pollution interne de la source en ^{214}Bi et en ^{208}Tl. La signature de la détection du rayonnement X sera un CsI touché avec une énergie déposée comprise entre 40 et 200 keV. Pour éviter les problèmes de temps, nous ne prendrons en compte que les événements où le CsI est isolé, c'est-à-dire sans dépôt d'énergie dans le scintillateur plastique associé. Le choix de l'intervalle en énergie vient de la résolution des CsI qui est de l'ordre de 40% à 100 keV et de leur étalonnage qui est assez approximatif : dans l'analyse du canal $e^- - e^-$ qui correspond aux doubles désintégrations β, les CsI sont utilisés en veto et un étalonnage très précis n'était pas nécessaire. Les critères appliqués pour sélectionner les deux électrons sont ceux définis dans le chapitre 3. Avec ces critères de sélection, il reste 55 événements venant de la source, le spectre de la somme de l'énergie des 2 électrons est montré, figure 21.

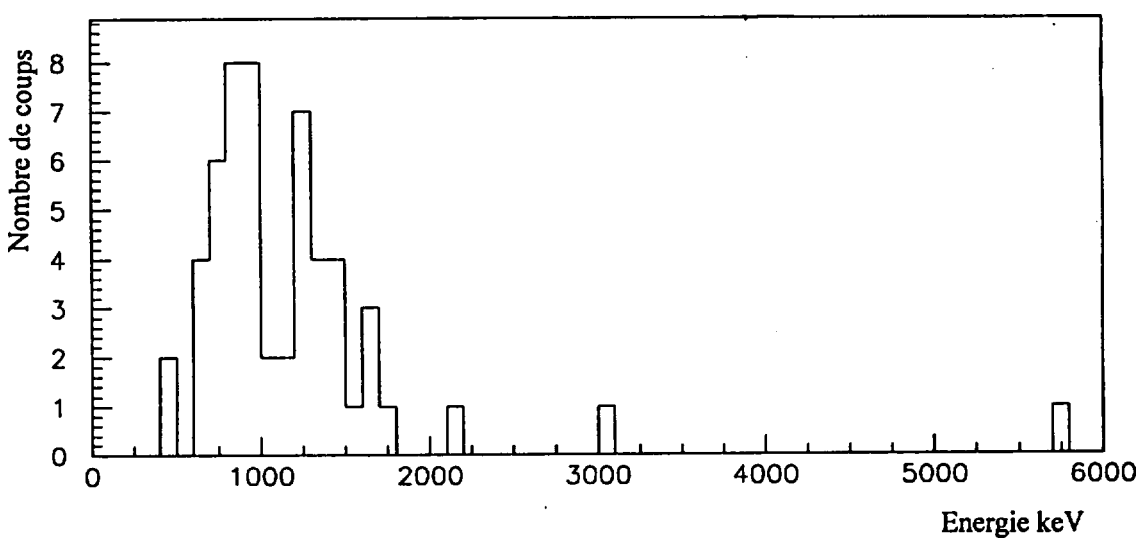


Fig. 21 : Spectre de la somme en énergie des événements $e^- - e^-$–X venant de la source.

On constate la présence d'un événement ayant une énergie de 5,7 MeV. Il s'agit d'un événement dont les deux électrons sont émis du même côté de la source et formant entre eux un angle très faible (cosinus directeur proche de 1) cela apparaît sur la figure 22 qui montre la distribution du cosinus directeur entre les 2 traces en

fonction de l'énergie des 2 électrons. On peut l'interpréter comme une paire créée dans la source avec en plus la détection dans le CsI de l'un des gamma de 511 keV d'annihilation du positron. Cet événement sera retiré dans la suite de l'analyse car il ne peut en aucun cas provenir du ^{214}Bi ou du ^{208}Tl, leurs énergies de transition étant inférieures à 5 MeV.

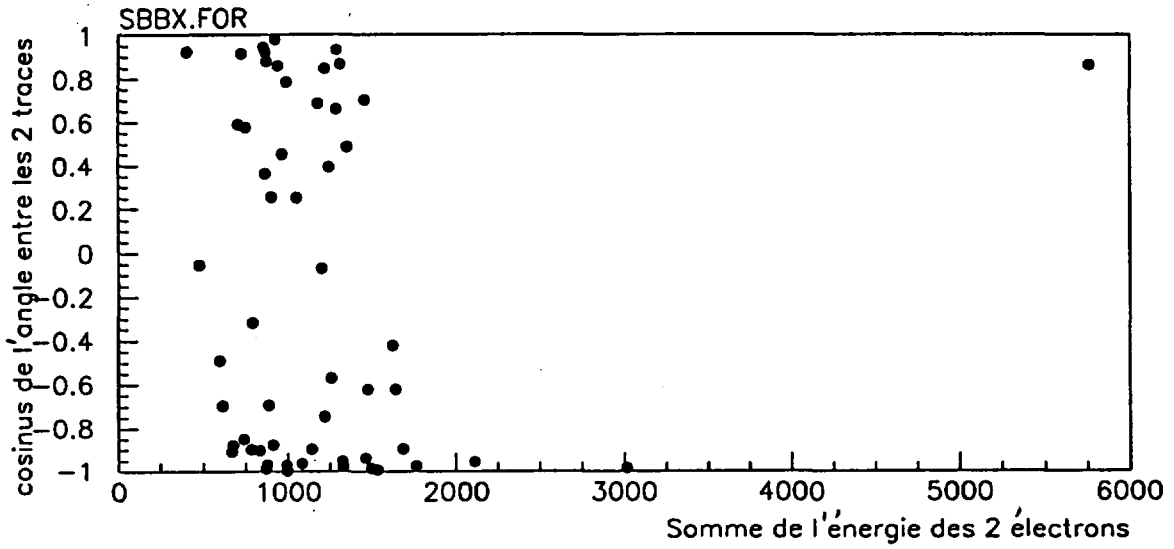


Fig. 22 : Cosinus de l'angle entre les deux traces des électrons en fonction de la somme de leyr énergie dans le canal $e^- - e^- - X$.

Dans le spectre de la figure 21, un événement à 3 MeV a également été détecté avec un CsI dans lequel 60 keV est déposé. L'énergie des 2 électrons sortant de la source est tout à fait compatible avec une émission venant du ^{214}Bi ou du ^{208}Tl. La détection du rayonnement X dans le CsI permet de le rejeter dans l'analyse des événements $\beta\beta(0\nu)$.

Après avoir retiré l'événement de 5,7 MeV, il reste 54 événements répartis équitablement sur les 2 sources (fig. 23), 27 événements sur la feuille de molybdène enrichi en isotope 100 et 26 sur la feuille de molybdène naturel. Cette répartition indique que les dépôts en ^{214}Bi et/ou en ^{208}Tl sont identiques dans les 2 sources. Sur les figures 24a et b sont représentées respectivement l'énergie du premier compteur touché et l'énergie du second compteur touché. Le but est de chercher un éventuel pic correspondant aux électrons de conversion qui sont monoénergétiques. Ce n'est pas le cas dans ces 2 spectres. Cette absence de pic, peut s'expliquer par la faible statistique et aussi par les pertes d'énergie des électrons dans le détecteur et dans la source. La figure 25 montre la corrélation entre le moment de la détection de ces événements et le taux de radon dans le laboratoire. Le coefficient de corrélation est $r = 0,2$ ce qui indique que les variables sont faiblement corrélées. Il est toutefois difficile de tirer une conclusion définitive étant donné le faible nombre d'événements.

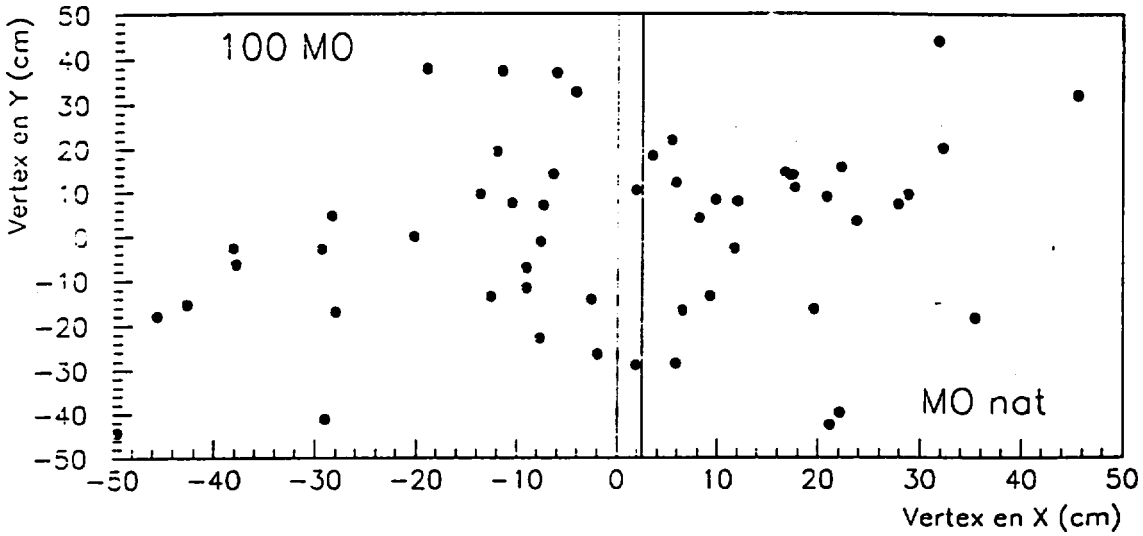
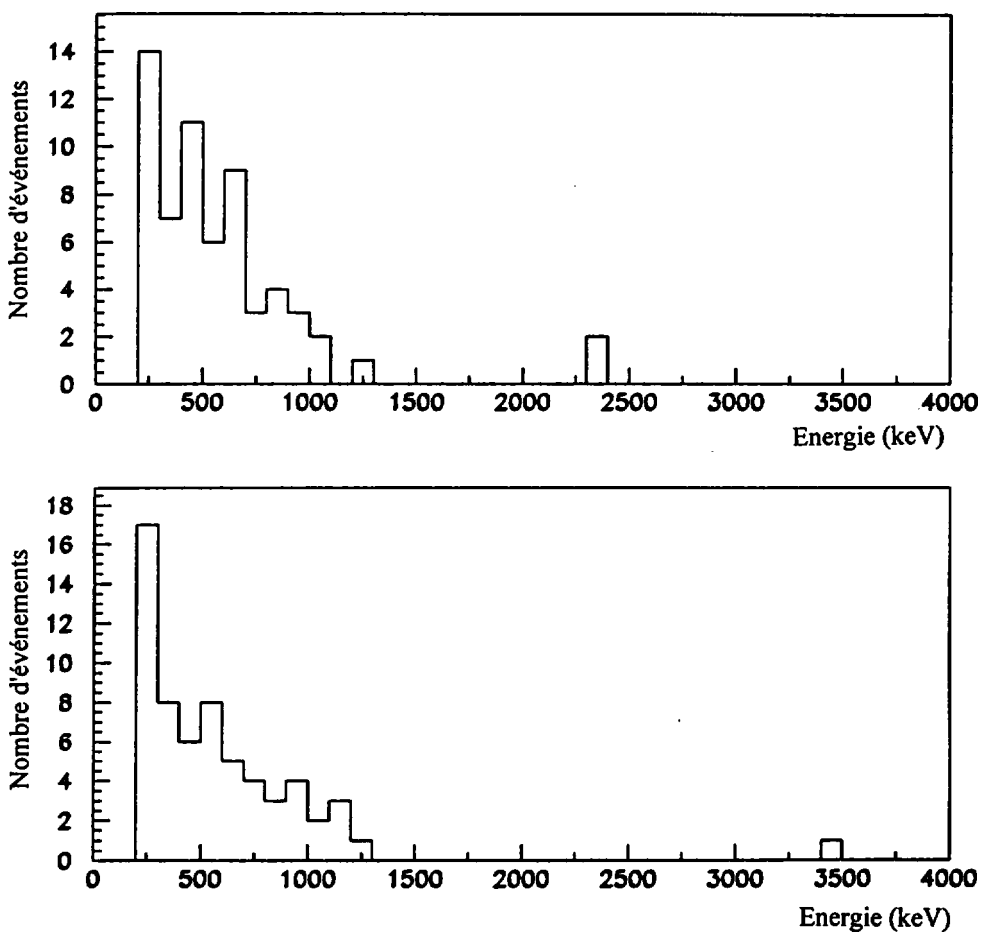


Fig. 23 : Répartition des vertex d'émission sur les feuilles source pour les événements $e^- - e^-$–X.



Figs. 24 : Spectres de l'énergie déposée dans chacun des compteurs dans les événements $e^- - e^-$–X.

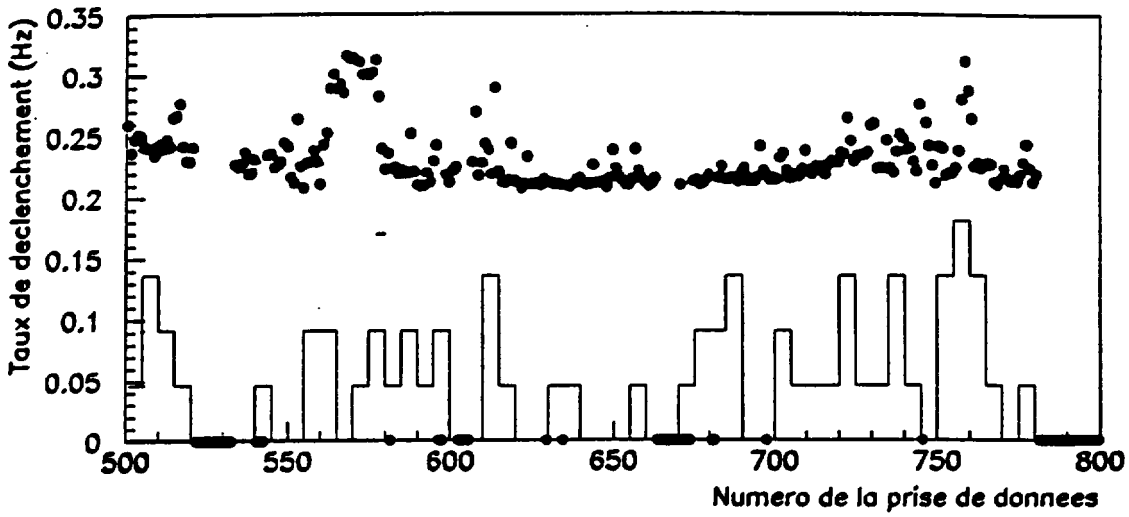


Fig. 25 : Evolution comparée dans le temps du nombre d'événements $e^- - e^-$−X et du taux de radon dans le laboratoire.

La présence d'un dépot de bismuth sur la source est indéniable, mais on ne peut pas trancher avec certitude sur son origine à partir de l'étude du canal $e^- - e^-$-X. Une autre étude [Co94] recherchant l'alpha venant du ^{214}Po a montré qu'il y a une corrélation entre le nombre d'événements venant du bismuth présent dans la source et le taux de radon dans le laboratoire.

Conclusion sur l'étude du canal $e^- - e^-$−X

La recherche des rayonnements X a mis en évidence un problème dans la mesure du temps de vol lorsque le CsI associé à un plastique est aussi déclenché. Cet effet a dû être pris en compte dans les études utilisant les canaux avec un rayonnement gamma car celui-ci est défini par un ensemble de plastiques et/ou de CsI touchés. Le canal $e^- - e^-$−X avec un CsI saturé est le seul canal permettant de mettre en évidence le dépôt de radon sur les feuilles de mylar fermant le détecteur.

4.3.2 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos

A cause de la résolution en énergie, la transition $\beta\beta(2\nu)$ participe au bruit de fond de la double désintégration β sans émission de neutrino.

La recherche et la mesure de la désintégration $\beta\beta(2\nu)$ ont déjà fait l'objet de publications et de communications [La93], [Ar93], [Ar94] et de mémoires de thèse [Na93], [Is93], [Iz93]. Nous nous contenterons ici de rappeler brièvement la méthode d'analyse et le résultat obtenu.

Le principe est de rechercher un excès d'événements $e^- - e^-$ venant de la feuille enrichie en isotope 100 par rapport à la feuille de molybdène naturel. Ceci n'est

possible que si les pollutions sur les 2 feuilles sont identiques, aussi bien en ce qui concerne leur origine que leur quantité. Les noyaux dont la présence dans la source est gênante sont essentiellement le ^{214}Bi et le ^{208}Tl.

Les différents polluants dans la source peuvent être identifiés par spectroscopie gamma avec un détecteur en germanium ou même par le détecteur NEMO 2 à l'aide du canal e^--γ notamment, leur niveau de pollution est également mesurable en utilisant ces méthodes. Les résultats de ces mesures [Ar94] ont montré que les pollutions sur les 2 sources sont semblables et que les limites sur les pollutions en ^{214}Bi et ^{208}Tl sont comparables. Les spectres des événements à 2 électrons obtenus en 6140 h de prises de données venant des feuilles sources de molybdène naturel et molybdène enrichi en isotope 100 sont montrés sur les figures 26a et 26b.

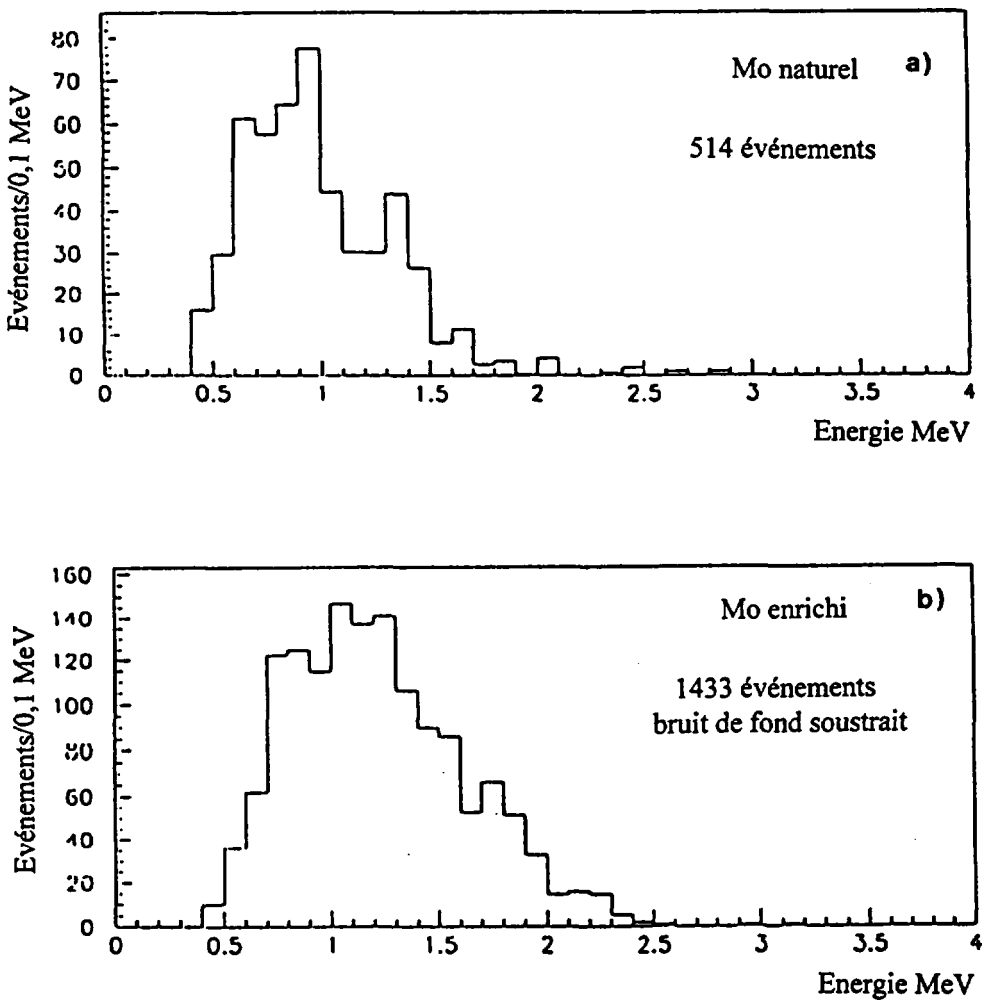


Fig. 26 : Spectres de la somme en énergie des événements à 2 électrons obtenus en 6 140 heures, pour la feuille de molybdène naturel a), pour la feuille de molybdène enrichi en isotope 100 b).

La comparaison de ces 2 spectres permet d'extraire le signal $\beta\beta(2\nu)$ (fig. 27) venant du molybdène enrichi. Les détails permettant d'obtenir ce spectre sont donnés dans [Ar94]. La période mesurée est :

$$T_{1/2} = 0,95 \pm 0,04(stat.) \pm 0,09(syst.)\ 10^{19} \text{ ans}$$

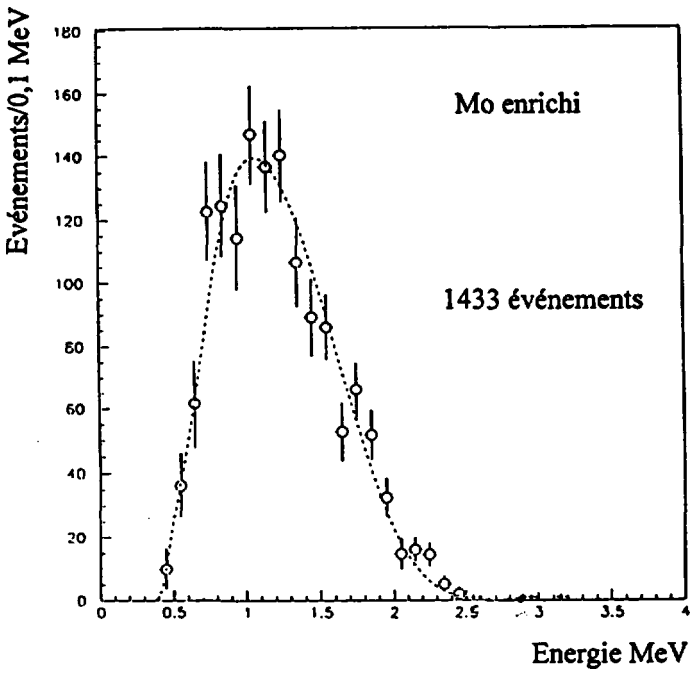


Fig. 27 : Spectre de la désintégration $\beta\beta(2\nu)$ de molybdène 100.

NEXT PAGE(S) left BLANK

5 Le bruit de fond à 3 MeV externe à la source

Il s'agit d'événements dont l'origine est extérieure à la feuille source mais qui se manifestent néanmoins par l'apparition de deux électrons sortant de cette feuille.

5.1 Description des processus possibles

Dans la région de 3 MeV, le bruit de fond à 2 électrons, dont l'origine est externe à la source, peut être induit soit par des rayonnements gamma de grande énergie soit par des électrons ayant une énergie supérieure à 3 MeV. Trois processus sont possibles :

- la création de paires,
- le double effet Compton,
- un effet Compton suivi d'un effet Moeller.

Les probabilités d'effet Compton et de création de paire dans 40 microns de Molybdène sont données dans la figure 1.

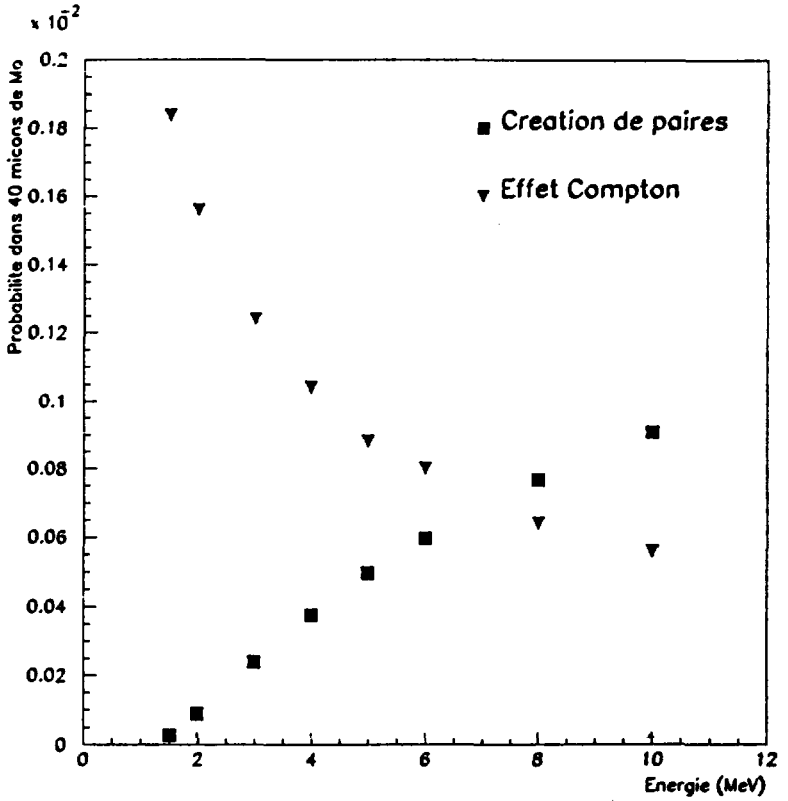


Fig. 1 : Probabilités d'effet Compton et de création de paires dans la source de molybdène.

5.1.1 La création de paires dans la source (fig.2)

Dans le champ d'un noyau atomique, un rayonnement gamma peut donner lieu à la création d'une paire électron-positron, dont l'énergie cinétique totale est l'énergie du photon initial diminuée de l'énergie de masse de l'électron et du positron. Ce processus ne peut donc se produire que pour des rayonnements gamma d'énergie supérieure à 1,022 MeV et dépend fortement de l'effet d'écran des électrons atomiques comme dans le cas du bremstrahlung. Sa section efficace dépend du carré du nombre atomique Z et de l'énergie du rayonnement gamma incident : plus l'énergie est grande, plus la probabilité de création de paires devient importante. La probabilité d'interaction par unité de longueur est donnée par :

$$\mu = \frac{\sigma_p N_A \rho}{A} \qquad (\mathrm{cm}^{-1})$$

σ_p : section efficace de création de paires par atome (cm^2),
N_A : nombre d'Avogadro,
ρ : densité (atomes par cm^3),
A : masse atomique (u.m.a.).

Pour une intensité I_0 incidente sur un matériau, la fraction I des rayonnements gamma ayant donné lieu à une création de paires dans un matériau d'épaisseur d (cm) est :

$$I = I_0(1 - e^{-\mu d})$$

Dans le détecteur NEMO 2, des rayonnements gamma de l'ordre de 4 MeV pourraient créer des paires dont l'électron et le positron auraient une énergie somme de 3 MeV. Si les deux rayonnements gamma de 511 keV produits lors de l'annihilation du positron dans la matière ne sont pas détectés, il est impossible sans champ magnétique, de distinguer l'électron du positron. Cependant, un critère possible pour caractériser les paires est la mesure de l'angle entre les deux traces. Dans le cas d'une création de paires, l'électron et le positron sont émis tous les deux très à l'avant par rapport à la direction du rayonnement gamma incident et donc avec un faible angle entre les 2 traces. Dans 40 microns de molybdène la probabilité de création de paires est de l'ordre de 10^{-3} pour des photons de 4 MeV.

5.1.2 Le double effet Compton dans la source (fig. 3)

Ce processus consiste en une première diffusion Compton dans laquelle est produit un électron, suivie par une interaction Compton du photon diffusé qui donne lieu à l'émission d'un second électron. Il est nécessaire que le rayonnement gamma incident ait une énergie supérieure à 3 MeV pour que la somme en énergie des 2 électrons puisse être de 3 MeV. Ce bruit de fond qui est un processus du second ordre est beaucoup moins probable que la création de paires. Sa probabilité est de l'ordre de 10^{-6}.

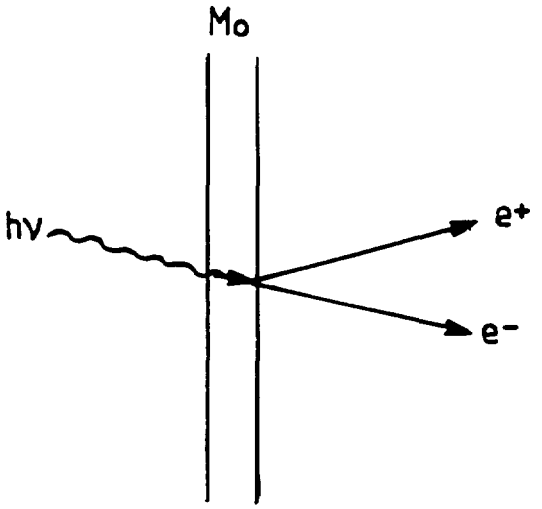


Fig. 2 : Création de paires dans la source.

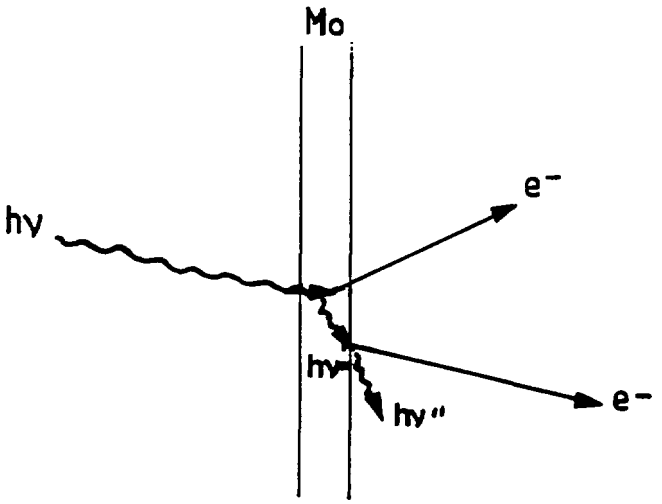


Fig. 3 : Double effet Compton dans la source.

5.1.3 Un effet Compton suivi d'un effet Moeller (fig. 4)

La diffusion Moeller consiste en la diffusion élastique d'un électron libre sur un électron atomique.

Un premier électron produit par une interaction Compton crée un deuxième électron libre par diffusion Moeller dans la feuille source. La somme de l'énergie des deux électrons est alors égale à l'énergie du premier électron Compton moins l'énergie de liaison de l'électron venant de la diffusion Moeller. L'énergie du photon incident doit donc être d'au moins 3 MeV. Cet effet du second ordre est également beaucoup moins probable que la création de paires.

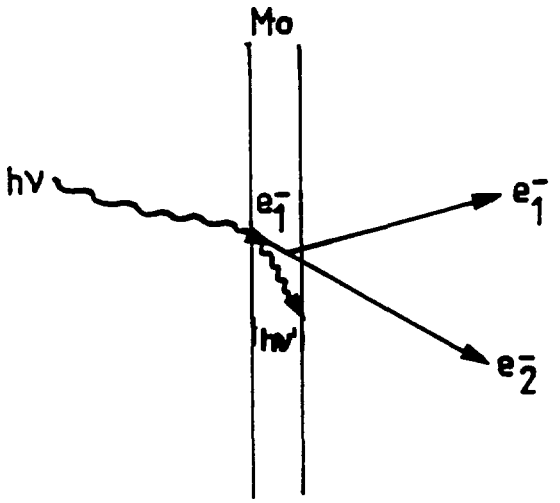


Fig. 4 : Effet Compton suivi d'un effet Moeller dans la source.

5.2 Origines du bruit de fond externe

Les rayonnements gamma de haute énergie dans le laboratoire ont pour origine soit la capture neutronique qui peut donner lieu à la création de rayonnements gamma allant jusqu'à 10 MeV, soit l'interaction des muons cosmiques dans le blindage du détecteur.

5.2.1 Les neutrons

L'interaction des neutrons avec les noyaux dépend de la masse du noyau et de l'énergie des neutrons, c'est la raison pour laquelle ils sont classifiés en fonction de leur énergie cinétique :

- 0 - 1000 eV : neutrons lents
- 1 keV - 500 keV : neutrons intermédiaires
- 500 keV - 10 MeV : neutrons rapides.

Le processus dominant dans les interactions entre les neutrons lents et la matière est la capture radiative. Des résonances peuvent apparaître dans la section efficace qui est fonction de l'énergie. Les neutrons lents sont eux-mêmes divisés en sous-classes :

- les neutrons froids qui correspondent à une énergie inférieure à 0,002 eV,

- les neutrons thermiques dont les vitesses sont réparties selon une distribution maxwellienne :

$$dn(v) = Av^2 e^{\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

T est la température absolue du milieu dans lequel les neutrons diffusent. Ils ont une énergie d'environ 1/40 eV à 300 ^{0}K,

- les neutrons épithermiques qui ont une énergie comprise entre 0,1 eV et 100 keV.

Les neutrons intermédiaires donnent essentiellement lieu à des diffusions élastiques. Les neutrons rapides interagissent surtout par diffusion inélastique.

Les neutrons rapides dans le laboratoire proviennent en majorité de la fission spontanée d'éléments tels que ^{238}U, ^{235}U, ^{234}U, ^{232}Th, ^{230}Th qui sont présents dans la roche. Les neutrons rapides peuvent également provenir des interactions liées aux cascades électromagnétiques causées par le passage des muons dans la roche ou dans le blindage. Le taux de production des neutrons dans la roche est proportionnel à $E_\mu^{0.7}(x)$ où E_μ est l'énergie du muon et x l'épaisseur de matière traversée. Mais cette dernière contribution est moins importante car il faut que l'interaction des muons se fasse à proximité de la cavité. Les neutrons rapides se thermalisent au cours de leurs collisions avec la matière environnante. Le nombre moyen de collisions nécessaires pour thermaliser un neutron dans un matériau de masse atomique A est :

$$\bar{n} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$$

avec

E_0 : énergie de départ du neutron,
E : énergie finale,
ξ : léthargie échangée en moyenne lors d'une collision

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1}.$$

Un neutron sera donc d'autant plus vite thermalisé qu'il traverse un matériau constitué d'éléments légers. Par exemple, pour thermaliser à 1/40 eV un neutron de 1 MeV dans du plomb il faut 1817 collisions, dans de l'hydrogène il faut seulement 17 collisions en moyenne. La distance moyenne de thermalisation d'un neutron dans un milieu est donnée par :

$$\bar{r}^2 = \frac{2\ln(E_0/E)}{\xi} \frac{\lambda_{sc}^2}{\left(1 - \frac{2}{3A}\right)}$$

où $$\frac{1}{\lambda_{sc}} = \frac{N_A \rho \sigma_{sc}}{A}$$

σ_{sc} : section efficace de diffusion élastique [Se53].

A titre d'exemple on peut appliquer grossièrement cette équation à des neutrons de 7 MeV traversant 20 cm de fer et 5 cm de plomb, ce qui correspond au blindage du détecteur NEMO 2 :

Pb : $\overline{r} = 177$ cm,

Fe : $\overline{r} = 36$ cm.

Ces résultats indiquent que les neutrons rapides ne sont pas thermalisés dans le blindage se trouvant entre la source et le détecteur. Ils sont thermalisés dans la roche ou dans la matière présente dans le laboratoire et un équilibre est créé entre les neutrons rapides produits et les neutrons thermalisés. Ces derniers se comportent comme un gaz et constituent un flux homogène dans le laboratoire. Le tableau I donne les flux de neutrons à différentes énergies au niveau du sol et dans le Laboratoire Souterrain de Modane. On voit que dans le laboratoire le flux de neutrons thermiques est réduit d'un facteur compris entre 10^3 et 10^4 par rapport au flux à la surface de la terre.

Lieu	Neutrons thermiques	Neutrons épithermiques	Neutrons rapides
Surface terre	$1.4\ 10^{-3}$	$6.9\ 10^{-3}$	$5.7\ 10^{-3}$
Gran Sasso (3500 M.W.E.)	$2.5\ 10^{-6}$	$1.28\ 10^{-6}$	$2.5\ 10^{-6}$
L.S.M. Fréjus (3800 M.W.E.)	$\sim 10^{-6} - 10^{-7}$		$2.4\ 10^{-7}$

Tableau I : Flux de neutrons ($cm^{-2}s^{-1}$)

5.2.2 Interactions des neutrons avec les noyaux

Lorsqu'un neutron d'énergie E pénètre dans un noyau, il se forme un noyau composé et l'énergie cinétique du neutron est répartie entre l'ensemble des nucléons. L'énergie d'excitation E' du noyau est égale à :

$$E' = E + E_L \tag{5}$$

E_L est l'énergie de liaison du neutron dans le noyau produit, elle est de l'ordre de quelques MeV.

Le noyau composé se désexcite ensuite soit par émission de rayonnements gamma, soit par émission de particules. La section efficace de formation d'un noyau composé et d'émission d'une particule a (neutron, proton, photon, alpha ....) est :

$$\sigma(n,a) = \sigma_c \frac{\Gamma_a}{\Gamma}$$

où

σ_c est la section efficace d'absorption,

Γ_a représente la probabilité relative de désexcitation d'un noyau par émission a.

Γ représente la probabilité de désexcitation pour l'ensemble des voies.

La section efficace est de la forme Breit-Wigner pour tenir compte des résonances. Dans le cas de la capture radiative, son expression au voisinage d'une résonance est :

$$\sigma(n,\gamma) = \pi \lambda^2 g \left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

E : énergie du neutron
E_0, λ : énergie et longueur d'onde à la résonance
Γ_n, Γ_γ : largeurs partielles de résonances pour l'émission de neutrons et de photons

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$$

I : spin du noyau,
$J = I \pm \frac{1}{2}$.

L'émission de particules chargées est peu probable à cause de la barrière coulombienne et seuls les noyaux légers sont susceptibles d'émettre des protons et des particules alpha. Nous ne nous intéresserons qu'à deux processus d'émission, la capture radiative X(n, γ)Y et la diffusion inélastique X(n, n'γ)X qui peuvent induire des photons de grande énergie.

La capture radiative

Un noyau composé excité peut décroître vers son niveau fondamental par émission de rayonnements gamma. Ce processus est toujours possible quelle que soit l'énergie du neutron absorbé. Le temps de désexcitation du noyau est alors de l'ordre 10^{-13}s sauf si un des niveaux est métastable. La probabilité de transition étant proportionnelle à $E^{2(\ell-1)}$ (E énergie de la transition, ℓ différence de moment angulaire entre les 2 niveaux), les transitions vers des niveaux à moins de 1 MeV du niveau excité sont peu probables. L'énergie d'excitation lors de l'absorption de neutrons lents est d'après (5) de l'ordre de l'énergie de liaison du neutron dans le noyau produit. La plus grande transition par émission de rayonnement gamma sera donc de l'ordre de l'énergie de liaison du neutron. Dans le cas des neutrons lents, en dehors des énergies de résonances, la section efficace de capture varie en $1/v$ où v est la vitesse des neutrons. Pour les neutrons intermédiaires, la section efficace suit une loi en $1/E$. Lorsque les neutrons sont rapides, la capture radiative est défavorisée car elle entre en compétition avec la diffusion inélastique et il n'y a pas de loi générale pour le comportement de la section efficace. La désexcitation par émission de rayonnement gamma est en compétition avec la création de paires de conversion interne, cependant le taux de désexcitation par création de paires est 10^3 fois moins probable que le taux de désexcitation par émission de photons. Le tableau II donne pour les éléments présents dans le détecteur, les sections efficaces de capture radiative ainsi que les rayonnements gamma possibles.

Elément	Abondance	σ_{th} (barns)	1-2 MeV*	2-3 MeV*	3-4 MeV*	4-5 MeV*	5-6 MeV*	6-7 MeV*	7-8 MeV*	8-9 MeV*	>9 MeV*	$E_{\gamma\ max}$ *	Nb. moyen photons/capt
^{54}Fe[e]	5%	2,24[a]	4	11,4	8,1	14,4	5,9	5,1	2,0	12,6	68	9,39 (68%)	1,7
^{56}Fe[e]	95%	2,6[a]	21	6,8	8,3	13,8	10	11	60			7,65 (25%)	1,7
^{63}Cu[e]	69%	4,4[a]	14	5	8,4	9	8,6	12,7	69			7,92 (27%)	2,6
^{65}Cu[e]	31%	2,1[a]	44,6	19,6	19,7	17,2	26	35,6	2,2			7,06 (2,2%)	2,6
^{127}I[c]	100%	6,1[a]				10	20,6	6,3				6,83 (<1%)	
^{133}Cs[c]	100%	27[a]				13,48	43,6	16,3				6,72 (1,1%)	
^{1}H	100%	0,332		100								2,23 (100%)	
^{12}C[b]	99%	0,003[a]			32,5							3,68 (32%)	1,3
^{206}Pb[d]	24%	0,03[b]		12,1	37,6	12,1	20,9	50,2				6,76 (32,6%)	
^{207}Pb[d]	23%	0,71[b]		17		17			83			7,41 (83%)	
^{208}Pb	53%	0,0005[b]											
^{40}K	93%	2,0[f]	81	57	106		37		4,7			9,716	

*Photons pour 100 captures

Tableau II : Energie des photons émis lors de captures radiatives pour les différents éléments présents dans le détecteur.

[a] : Lederer ; [b] : Nucl. Phys. A449 ; [c] : Nucl. Phys. 83(1966)241 ; [d] : ADNT 16 ; [e] : Nucl. Data Sheets ; [f] : Nucl. Phys. A521(1990).

La diffusion inélastique

Lorsque l'énergie du neutron incident est plus petite que l'énergie du premier niveau excité du noyau, le neutron est réémis avec son énergie incidente diminuée de l'énergie de recul du noyau. Dans le cas contraire, si son énergie est supérieure au premier état excité, le neutron peut ressortir avec une énergie inférieure en laissant le noyau dans un état excité, on parle alors de diffusion inélastique. Pour la majorité des noyaux, il s'agit du processus le plus probable pour les neutrons rapides.

5.2.3 Les muons

Les particules provenant du flux cosmique et pouvant être une source de bruit de fond sont essentiellement les muons. Dans l'atmosphère, les nucléons de très haute énergie interagissent pour donner essentiellement des pions et des kaons qui ont une durée de vie très courte (10^{-8}s). Leur désintégration conduit à l'apparition de deux composantes dans le flux cosmique, une composante "soft" composée essentiellement d'électrons et de photons, et une composante "hard" constituée de muons de haute énergie qui représentent 80% du flux des particules incidentes au niveau du sol. Ces muons dont la durée de vie est de 2,2 μs ont une énergie comprise entre 10 MeV et $10^6 - 10^8$ MeV. Les muons arrivant au niveau du sol pénètrent dans la roche et perdent leur énergie. Sur la figure 5 est représentée l'intensité du flux de muons en fonction de l'épaisseur de roche traversée. La perte d'énergie des muons dans la roche est due à différents effets et peut être décomposée sous la forme :

$$-\frac{dE}{dx} = k(E) + b_b(E) + b_p(E) + b_n(E)$$

où pour une roche standard ($A = 22$, $Z = 11$),
x : épaisseur en $\mathrm{g \cdot cm^{-2}}$
$k(E)$: énergie perdue par ionisation

$$k(E) = 1,888 + 0,0768 \ell n \frac{E}{M_\mu} \,\mathrm{MeV\, g^{-1} \cdot cm^2}$$

$b_b(E)$: perte par bremstrahlung

$$b_b(E) = \begin{cases} 1,96[\ell n \dfrac{E}{M_\mu} 0,257]^{-7} \,\mathrm{g^{-1} \cdot cm^2} & E < 2.5\,\mathrm{TeV} \\ 1,92\ 10^{-6} rm\, g^{-1} \cdot \mathrm{cm^2} & E > 2,5\,\mathrm{TeV} \end{cases}$$

b_p : production de paires

$$b_p = 2,40[1 - e^{-\ell n \frac{E}{M_\mu}}]\ 10^{-6}\ \mathrm{g^{-1} \cdot cm^2} \qquad E > 100\,\mathrm{MeV}$$

b_n : interaction nucléaire

$$b_n = 0,43\ 10^{-6}\ \mathrm{g^{-1} \cdot cm^2}$$

M_μ : masse du muon en MeV.

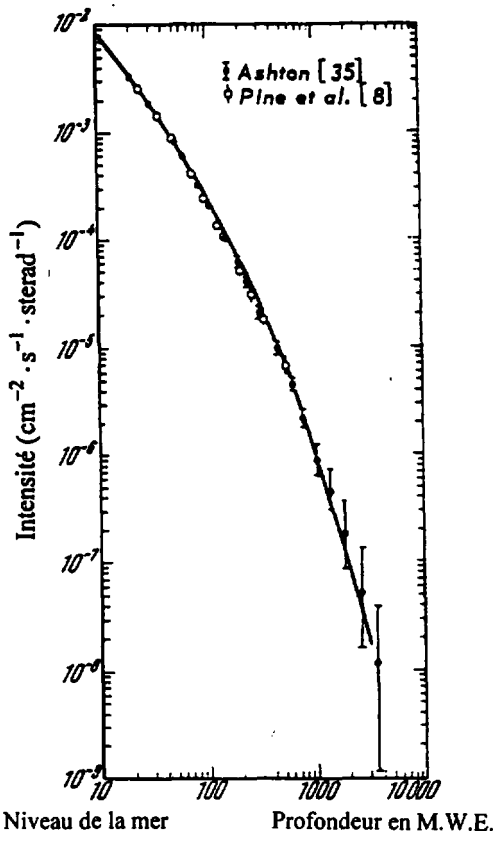


Fig. 5 : Intensité du flux de muons en fonction de la profondeur.

Les distances dans la roche sont généralement exprimées en Mètres Equivalent Eau (M.W.E), 1 MWE= 100 g · cm^{-2}.

Les muons suffisamment énergétiques qui traversent le laboratoire peuvent produire du bremsstrahlung dans le blindage du détecteur et donner ainsi des photons de haute énergie. Une autre interaction possible est la capture muonique : lorsqu'un muon a une très faible énergie, il peut être capturé par un noyau sur une orbitale atomique, le muon capturé orbite autour du noyau et change de niveau orbital jusqu'à l'orbitale 1s. Les changements de niveau sont accompagnés d'émission de rayonnements X dont l'énergie varie du keV au MeV. Pour les noyaux tels que le carbone et l'oxygène, les énergies des rayonnements X sont en majorité inférieures à 80 keV, pour des noyaux plus lourds les rayonnements X ont une énergie de plusieurs centaines de keV. Ce phénomène se produit en 10^{-14}s et lorsque le muon arrive sur l'orbitale 1s, il peut interagir avec un des protons du noyau par la réaction :

$$\mu^- + p \longrightarrow n + \nu_\mu$$

Le neutron produit peut quitter le noyau ou partager son énergie avec les autres nucléons. Dans ce cas le noyau se trouve dans un état excité et il se désexcite

soit par émission de rayonnements gamma, soit par émission de particules chargées, cependant ce dernier mode est défavorisé du fait de l'attraction coulombienne. Il peut ainsi y avoir production de rayonnements gamma de haute énergie.

5.3 Etude de la contribution des neutrons

Il est difficile de simuler les effets du flux de neutrons thermiques, présents dans le laboratoire, sur le détecteur. Pour comprendre et quantifier cette contribution, nous avons comparé la réponse du détecteur au flux du laboratoire et à un flux plus élevé provenant d'une source de neutrons. Cette exposition à un flux élevé de neutrons permet de faire une extrapolation au détecteur NEMO 3 du nombre de paires créées provenant des photons produits par capture radiative. De plus, la présence de la source de neutrons permet de faire une topologie des événements dus à l'interaction des neutrons et de déterminer quels matériaux contribuent à la présence de rayonnements gamma de haute énergie.

5.3.1 Limites expérimentales de l'étude

Les neutrons interagissent avec la plupart des matériaux constituant le détecteur. Ces interactions conduisent à la production de rayonnements γ de grande énergie. Les conditions de fonctionnement standard du détecteur NEMO 2 (2 compteurs touchés et 1 signal dans 4 chambres à fils) demandent la détection d'au moins un électron. De ce fait, la détection de ces rayonnements γ de grande énergie produits par capture neutronique dans les matériaux constituant le détecteur ne peut se faire qu'en détectant les électrons Compton. L'origine des électrons Compton peut être déterminée grâce à la figure 6 et au tableau II qui donne les matériaux contribuant le plus à la production de rayonnements γ de grande énergie ($E_\gamma \sim 9$ MeV). Or les compteurs saturent pour des énergies d'environ 4 MeV. Il faut donc que ces électrons Compton soient créés dans un scintillateur et traversent le détecteur pour déposer leur énergie dans un deuxième compteur pour atteindre une limite de détection d'environ 8 MeV. Nous examinerons les conséquences de ce biais expérimental dans la simulation et l'analyse des captures neutroniques.

D'autre part, compte tenu de la géométrie du détecteur, les électrons Compton qui traversent le détecteur, ne peuvent être produits que par des photons venant de l'arrière des scintillateurs. En effet, l'effet Compton favorise les électrons émis dans la direction du photon incident (fig. 7). Les électrons Compton créés par des rayonnements gamma entrant par la face avant de l'un des murs de scintillateurs et partant dans la direction de l'autre mur sont donc peu probables. De plus ces électrons partant dans la direction opposée à la direction incidente ont une faible énergie. Les photons émis par les matériaux qui sont placés entre les deux murs ne pourront donc pas contribuer au spectre des électrons Compton créés dans les scintillateurs. Dans l'analyse, les électrons traversant le détecteur sont considérés

comme étant des événements à 2 traces car ils ont une trace de part et d'autre de la source.

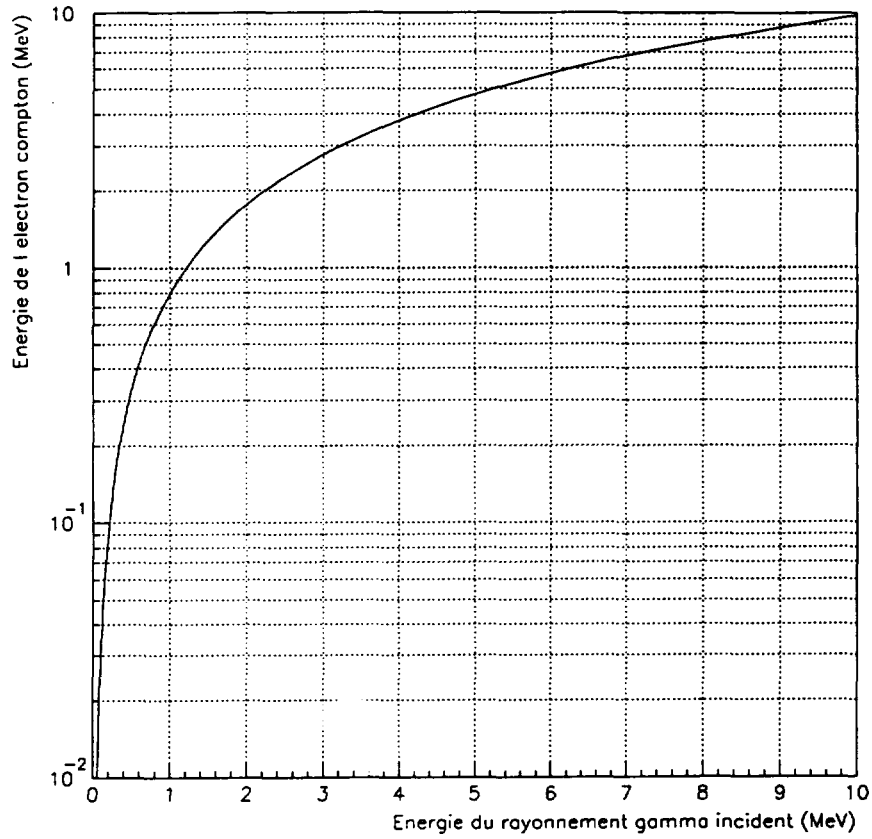


Fig. 6 : Energie du pic Compton en fonction de l'énergie du rayonnement gamma.

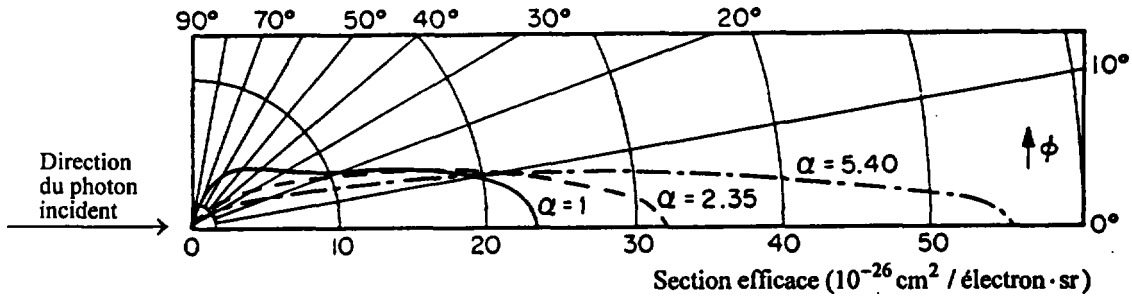


Fig. 7 : Distribution de l'angle d'émission du photon Compton par rapport à la direction incidente du photon en fonction de l'énergie du photon ($\alpha = E_\gamma\,(\mathrm{MeV})/0,511$).

Tous les matériaux présents dans les murs de scintillateurs (fig. 8) peuvent donner lieu à une capture radiative. Le tableau III présente les différents isotopes présents dans les murs, leur volume, le nombre total de noyaux ou de molécules qu'ils représentent. La variable ϵ représente la contribution relative de chacun

des matériaux à la production d'électrons Compton. Elle tient compte de la section efficace de capture neutronique, du nombre de noyaux ou de molécules et de l'efficacité de détection. Cette efficacité contient la probabilité qu'a le photon d'arriver jusqu'au scintillateur sans avoir subi d'interaction, ainsi que la probabilité d'interaction Compton dans le scintillateur et l'efficacité de détection de l'électron Compton. Le cuivre, l'iodure de césium et l'hydrogène sont les composantes les plus importantes.

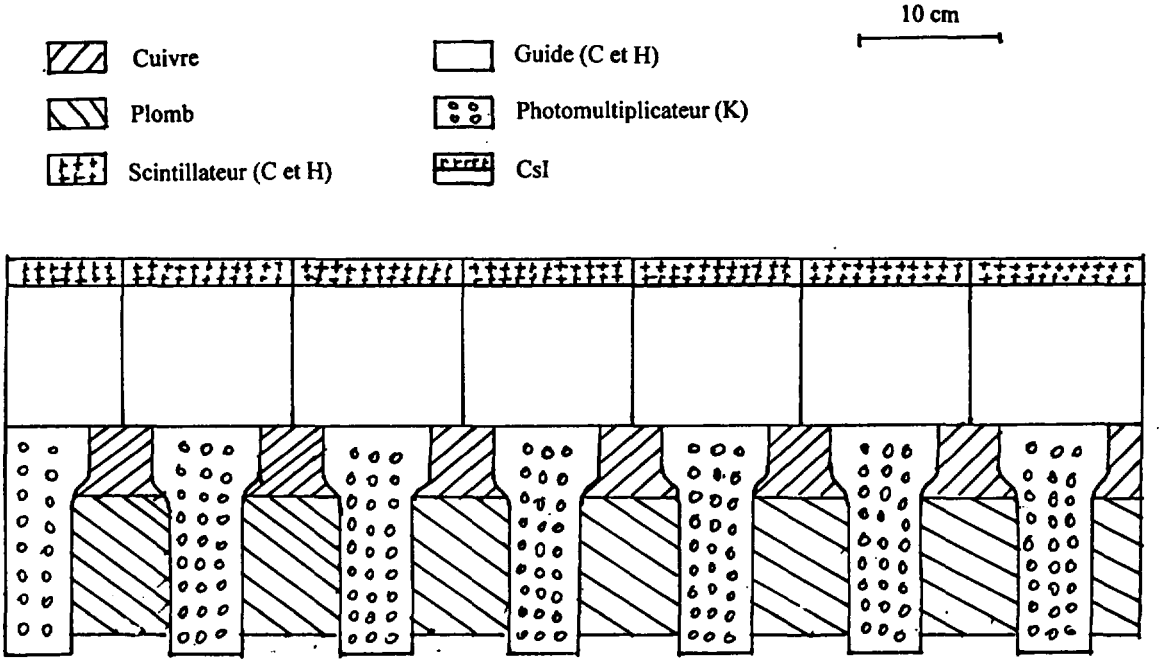


Fig. 8 : Schéma représentant une des 8 barres composant un mur de scintillateurs.

Elément	Section efficace barn	Volume ou masse dans un mur	densité g/cm^3	Masse moléculaire	Nombre de noyaux (10^{25})	Efficacité	ϵ
Cu	3.6	20106 cm^3	8.94	63.54	170	$6.3\ 10^{-2}$	38.5
K	1.6	9408 g	0.87	39.1	14	$0.18\ 10^{-2}$	0.044
Pb	0.17	54286 cm^3	11.35	207.21	179	$0.24\ 10^{-2}$	0.07
CsI	17.5	2300 cm^3	4.51	129.95	4.8 mol	10^{-2}	0.84
$(CH)^n$ (Plastique)	0.33	110592 cm^3	1.02	11.07	613 mol	10^{-2}	2.0

Tableau III : Contribution relative des matériaux présents dans les murs de scintillateurs.

5.3.2 Méthode expérimentale

La source utilisée était une source Am-Be composée d'un cœur de beryllium 9 entouré d'américium 241. L'américium 241 est un émetteur alpha avec une période de 433 ans :

$$^{241}\mathrm{Am} \longrightarrow {}^{237}\mathrm{Np} + \alpha \qquad Q = 5,637\,\mathrm{MeV}$$

En présence de ^{9}Be, la particule α donne la réaction suivante :

$$^{9}\mathrm{Be} + \alpha \longrightarrow {}^{13}\mathrm{C}^{*} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n} \tag{6}$$

ou

$$^{9}\mathrm{Be} + \alpha \longrightarrow {}^{13}\mathrm{C}^{*} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C}^{*} + n \tag{7}$$

Dans la réaction (6), l'énergie du neutron peut aller jusqu'à 10 MeV (fig. 9). Les neutrons provenant de la réaction (7) ont au plus 5,6 MeV car le premier niveau du ^{12}C est à 4,43 MeV. Ces neutrons seront donc accompagnés de l'émission d'un rayonnement γ de désexcitation de 4,43 MeV (fig. 10).

La source émettait 2.10^4 neutrons/s et 10^4 photons/s de 4,43 MeV. Elle a été placée devant le côté est du détecteur à 1,80 m du blindage dans le plan de la source de molybdène et à 1,60 m de hauteur (fig. 11). Dans cette configuration, des données avec et sans blindage ont été prises afin d'étudier l'effet de celui-ci. Le déclenchement était identique à celui utilisé dans les prises de données avec la source de molybdène, c'est-à-dire que le déclenchement se faisait lorsque nous avions au moins 2 compteurs touchés et un signal dans au moins 4 chambres à fils. Le tableau IV montre la durée des différentes prises de données ainsi que le nombre d'événements acquis. Dans la suite de ce chapitre, sauf indications contraires, l'effet du temps mort (1 ms par événement) dans l'acquisition sera négligé.

La sélection des événements se fait en demandant 2 traces, car l'électron doit traverser tout le détecteur, et 2 compteurs touchés sans CsI. On impose également que le point d'émission des 2 traces sur la source soit le même et que l'énergie déposée dans chacun des compteurs soit au minimum de 200 keV. Le nombre d'événements 2 traces, 2 compteurs avec au plus 2 CsI représente 26% des événements acquis. Sans aucun CsI et avec les coupures sur le vertex, il ne reste plus que 7,3% du total. Le spectre de la somme en énergie des 2 compteurs de ces événements est présenté sur la figure 12.

	Avec blindage	Sans blindage
Durée (s)	12960	6780
événements acquis	29429	33286
événements.s^{-1}	2.3	4.9

Tableau IV : Caractéristiques des prises de donnees avec la source de neutrons.

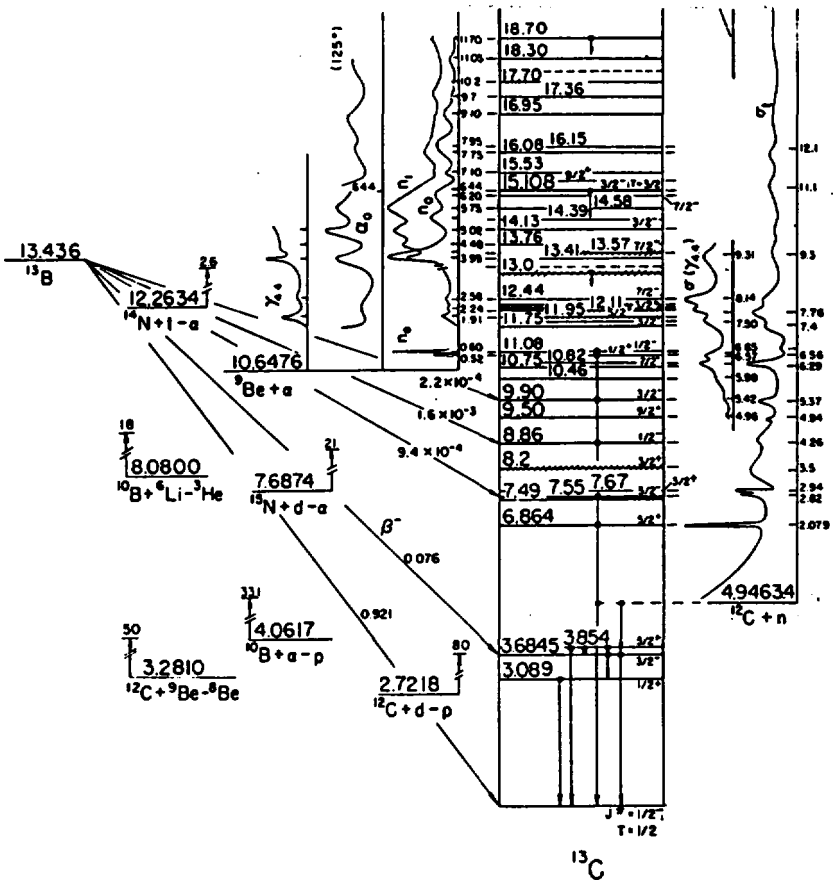


Fig. 9 : Schéma des niveaux du ^{13}C.

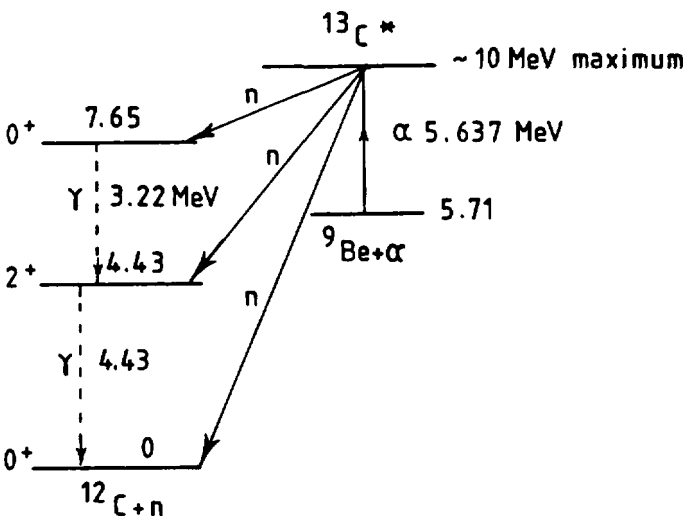


Fig. 10 : Schéma simplifié de la réaction $^{9}\mathrm{Be} + \mathrm{d} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n}$.

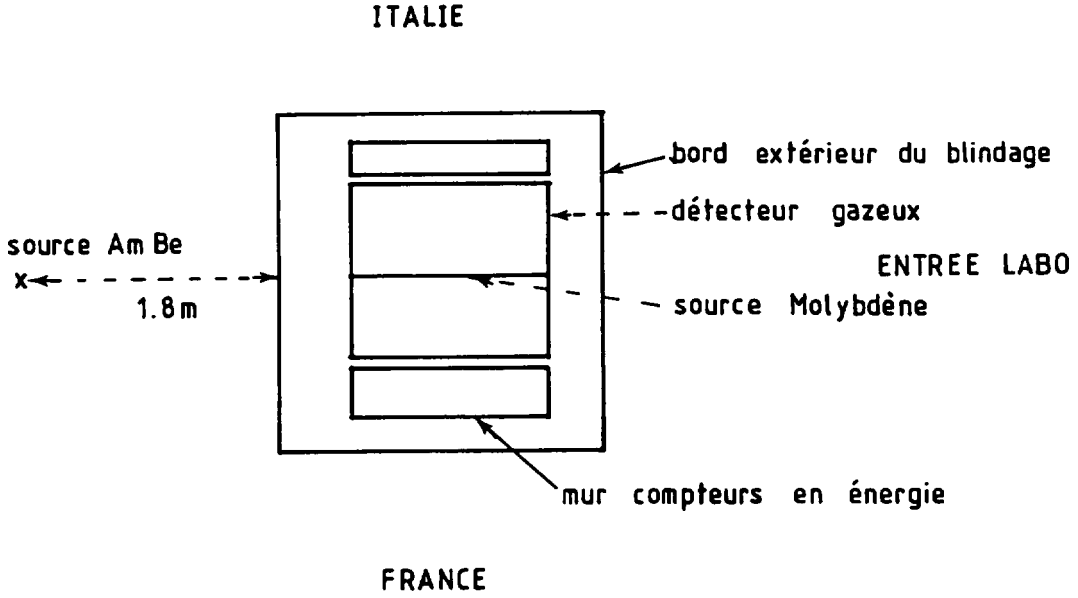


Fig. 11 : Position de la source par rapport au détecteur.

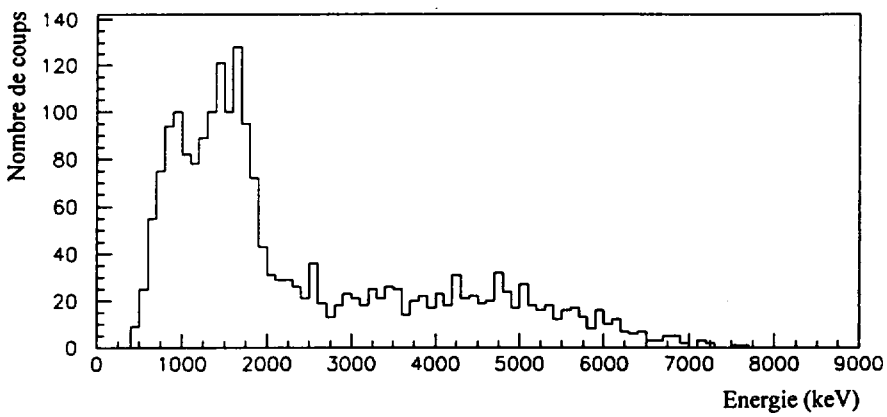


Fig. 12 : Somme de l'énergie des événements à 2 électrons en présence de la source de neutrons et du blindage.

L'étude du temps de vol de ces événements montre qu'il s'agit essentiellement d'événements traversant le détecteur, figure 13, car seuls 14 événements (6,4%) correspondent à des électrons venant de la peau. L'étude de ces 14 événements est l'objet du paragraphe 5.4.5. Nous nous intéresserons dans un premier temps, aux événements créés dans les murs de scintillateur pour tenter de déterminer le lieu de production des rayonnements gamma de haute énergie.

Certains de ces événements (4,5%) sont rétrodiffusés sur la peau (fig. 14a) ; ils seront éliminés de l'analyse car il est impossible d'estimer la perte d'énergie lors de la rétrodiffusion. Le spectre sans les événements rétrodiffusés est donné figure 14b. Le cosinus de l'angle entre les 2 traces des électrons qui traversent la source est

montré figure 15, plus de 50% des électrons qui ont une énergie supérieure à 2 MeV ont un angle supérieur à 140 degrés ce qui correspond à une diffusion inférieure à 20 degrés lorsqu'ils traversent la source de molybdène. La diffusion multiple est donc un phénomène important pour les électrons de basse énergie.

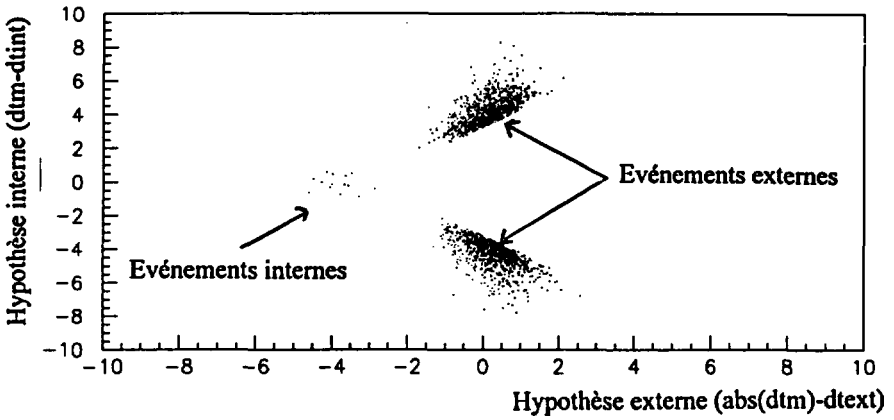


Fig. 13 : Distribution en temps des événements à 2 traces en présence de la source de neutrons et du blindage.

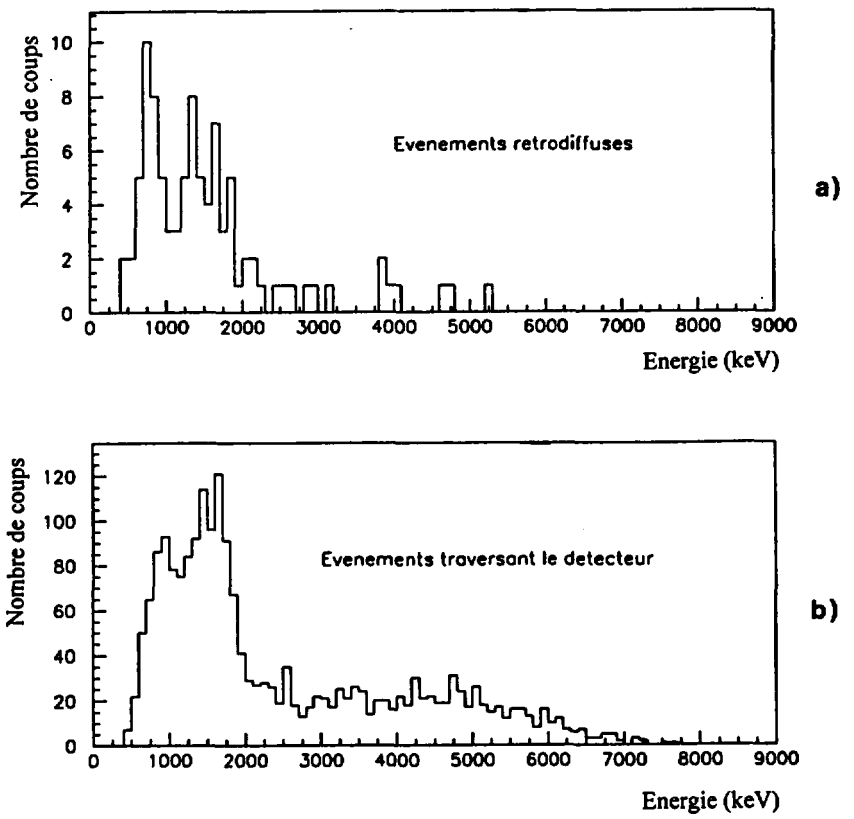


Fig. 14 : Spectres de l'énergie des électrons rétrodiffusés par la source a) et traversant le détecteur b).

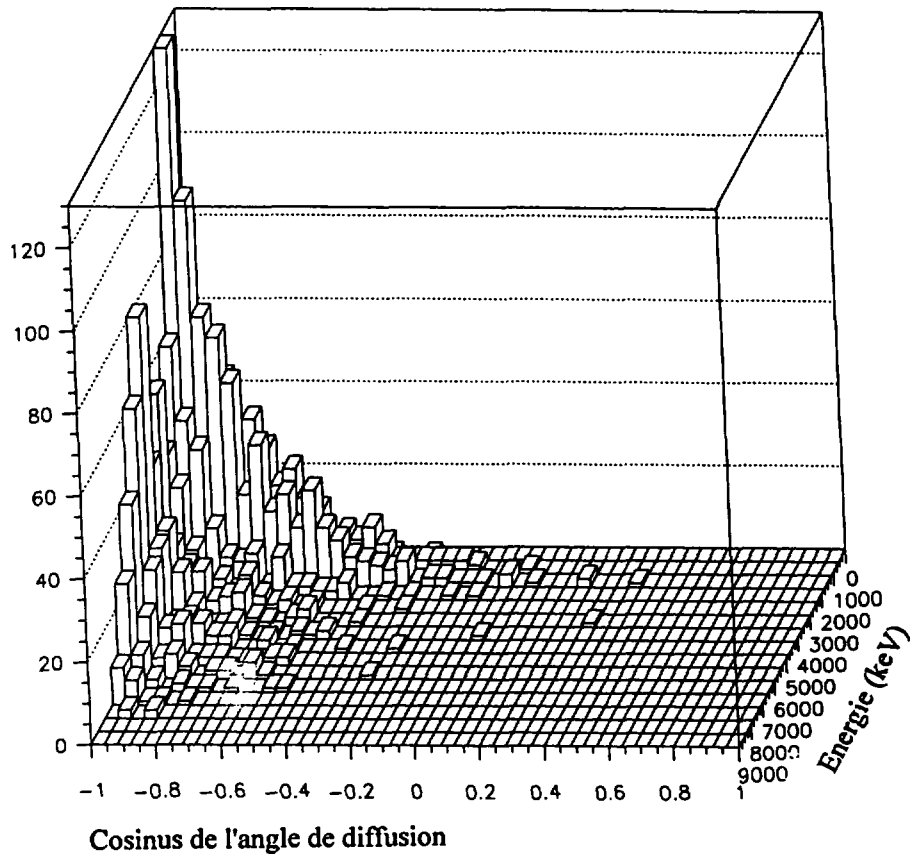


Fig. 15 : Cosinus directeur de l'angle de diffusion des électrons dans la source en fonction de l'énergie.

5.3.3 Simulation des captures neutroniques

Pour comprendre les différentes composantes du spectre de la figure 14b, nous avons écrit un programme simulant l'émission de photons par les éléments des murs dans lequel ne sont pris en compte que les effets Compton et les créations de paires. Pour chaque élément pouvant donner lieu à une capture radiative, nous tenons compte des différentes probabilités d'émission dans la génération de l'énergie des photons.

La figure 16 montre les énergies générées pour les différents matériaux avec leurs intensités relatives. La capture radiative donne lieu à une cascade de rayonnements gamma et généralement, les photons les plus énergétiques correspondent au premier photon émis. Nous n'avons pris en compte dans la génération des photons que les photons primaires sauf dans le cas du potassium pour lequel nous générons également des photons secondaires qui peuvent avoir une énergie de l'ordre de 3 à 4 MeV.

La résolution en énergie des compteurs et les pertes d'énergie dans le détecteur sont intégrées dans la simulation.

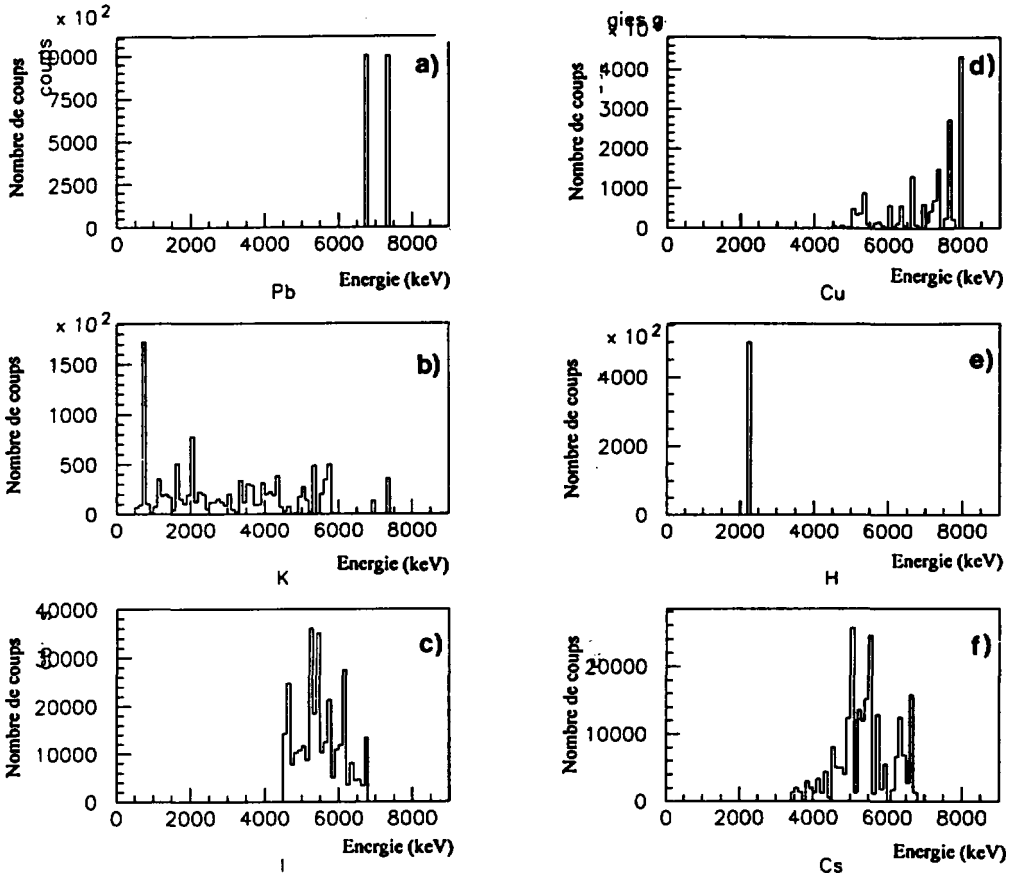


Fig. 16 : Energies générées dans la simulation pour les rayonnements émis lors de captures radiatives dans le Pb a), Cu b), K c), H d), I e) et Cs f).

Dans la perte d'énergie nous ne prenons pas en compte le bremstrahlung qui, à haute énergie, n'est plus négligeable (fig. 17), car la probabilité que les photons de bremstrahlung soient détectés dans un des deux compteurs touchés par l'électron est très faible.

Dans la simulation il faut également tenir compte de la saturation en énergie des compteurs. On considère qu'un compteur est saturé lorsque la réponse de son ADC correspond à un canal supérieur ou égal au canal 1024. A l'aide des droites d'étalonnage, on peut calculer l'énergie de saturation correspondant au canal 1024. En moyenne, cette énergie est de 3860 keV (fig. 18), voisine de l'énergie déposée par un électron de grande énergie traversant 2 cm de plastique (fig. 19).

L'effet de la saturation est montré sur la figure 20 dans laquelle sont superposés les spectres simulés pour le cuivre avec et sans la saturation. Celle-ci a pour effet de

couper le spectre à haute énergie et donc de diminuer la contribution des photons énergétiques. Cet effet ne permettant pas de mesurer avec deux compteurs plus de 7,7 MeV, rend *a priori* l'identification des électrons Compton liés aux photons venant du fer impossible.

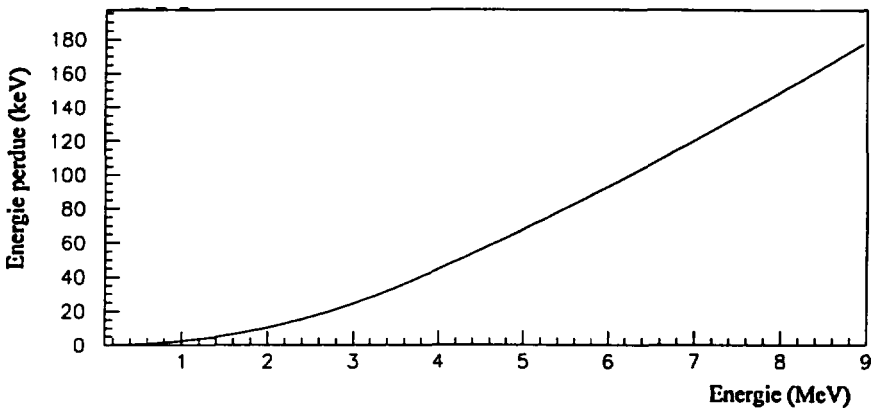


Fig. 17 : Energie perdue par bremstrahlung pour des électrons traversant 2 cm de scintillateur plastique.

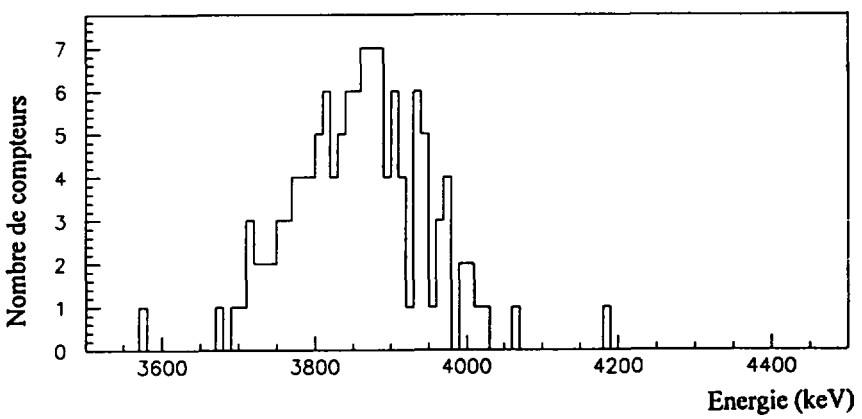


Fig. 18 : Distribution de l'énergie de saturation pour l'ensemble des compteurs.

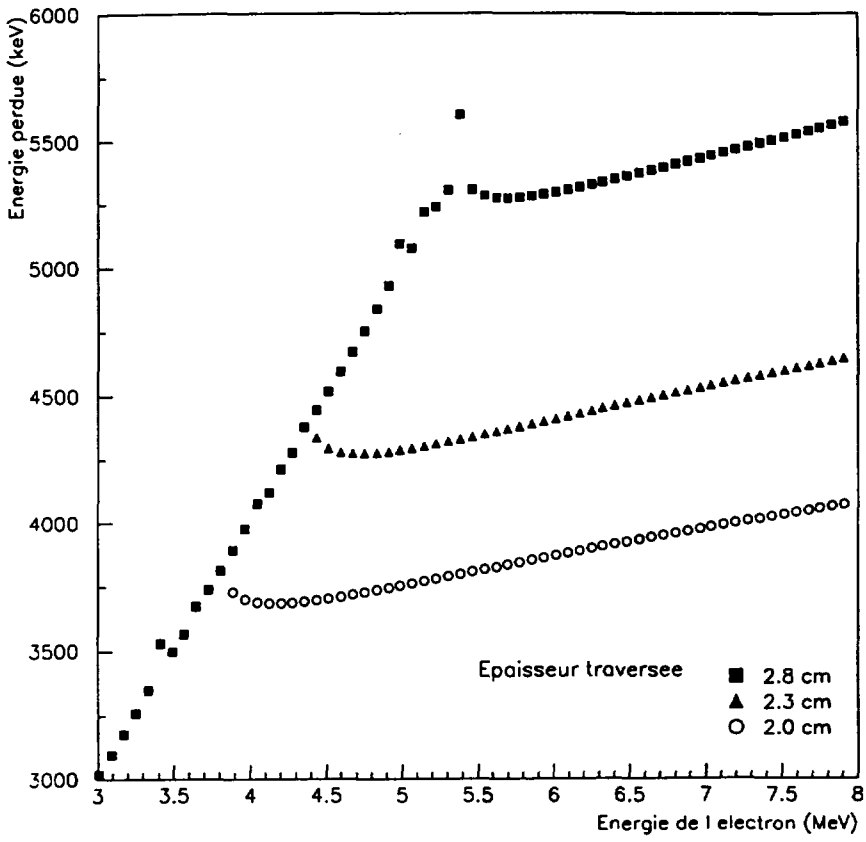


Fig. 19 : Energie perdue par un électron lors de la traversée d'un scintillateur plastique.

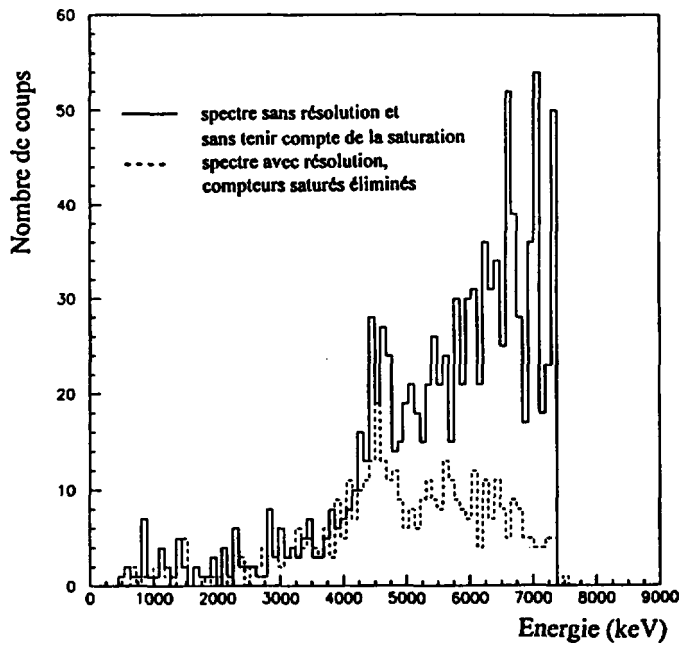


Fig. 20 : Influence de la saturation et de la résolution des compteurs en énergie sur le spectre des électrons Compton créés par les photons venant du Cu.

5.3.4 Recherche des rayonnements γ du fer

Pour en être tout à fait sûr nous avons tenu compte de la possibilité d'avoir dans un même événement plusieurs compteurs saturés. En effet, la présence d'événements dans lesquels deux compteurs sont saturés pourrait être une indication de la présence de photons de plus de 7,7 MeV.

L'analyse des événements acquis en 3h30 mn avec la source de neutrons montre qu'il n'y a pas d'événements avec 2 compteurs saturés.

On peut également rechercher les événements ayant un plastique et un CsI saturé ce qui correspond à au moins 5 MeV déposés dans un compteur et si l'on détecte dans le second compteur une énergie de plus de 3 MeV, ceci pourraît être le signe de la présence de photons de plus de 8 MeV venant du fer. Ces événements ont deux origines possibles, la première est une interaction Compton dans le CsI, l'électron traverse alors une partie du CsI et entièrement le scintillateur plastique (hypothèse 1), la seconde est une interaction Compton dans le premier scintillateur avec un électron suffisamment énergétique après sa traversée du détecteur pour atteindre le CsI dans le second compteur (hypothèse 2). On peut différencier ces événements par le temps de vol.

Les CsI seront considérés comme saturés à partir de 1 MeV étant donné que le codeur des CsI a 1024 canaux et que l'étalonnage est d'environ 1 keV par canal. L'existence d'événements avec un CsI saturé et 2 compteurs saturés mettrait en évidence la présence de rayonnements gamma de plus de 9 MeV que l'on pourrait attribuer au fer.

Il existe 73 événements avec 2 traces, 1 compteur saturé et 1 CsI touché, dont 33 correspondent à la première hypothèse et 40 à la seconde. Seuls 14 événements ont un CsI touché avec une énergie supérieure à 1 MeV (fig. 21). Pour ces événements, l'autre compteur touché a une énergie inférieure à 2,0 MeV. Ils sont compatibles avec des énergies de l'ordre de 7 MeV qui correspondent aux énergie des photons venant du plomb et du cuivre. Cette absence de contribution du fer qui est pourtant l'élément le plus abondant dans le détecteur, peut être comprise à partir de la figure 22 qui montre l'atténuation de rayonnements gamma de différentes énergies ayant parcouru 10 cm de fer et traversant du plomb. Les photons qui sortent du blindage doivent ensuite pour la plupart traverser encore le plomb et le cuivre qui sont à l'arrière des murs. La probabilité de détecter des photons venant du fer devient donc très faible.

5.3.5 Analyse des données avec la source Am-Be

La figure 23 représente la somme de l'énergie des 2 compteurs en retirant les événements où l'un des compteurs est saturé, il reste 1927 événements soit 6,5% du nombre total d'événements. L'énergie maximun détectée est de 7,1 MeV. Pour chercher les

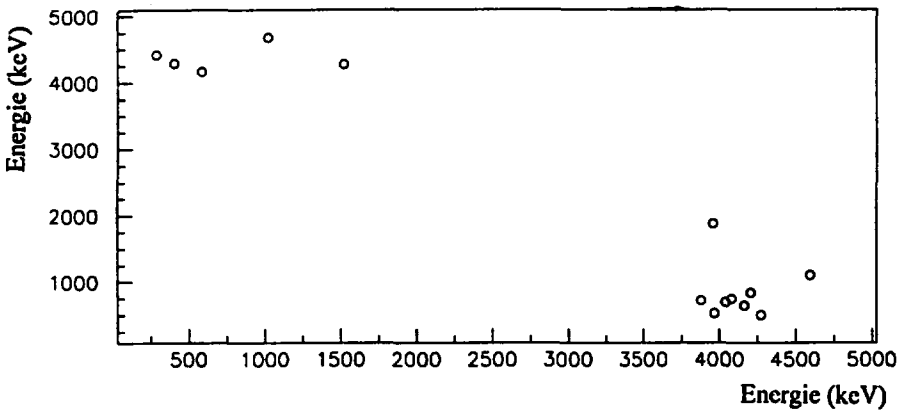


Fig. 21 : Energie déposée dans le second compteur lorsque le premier est saturé.

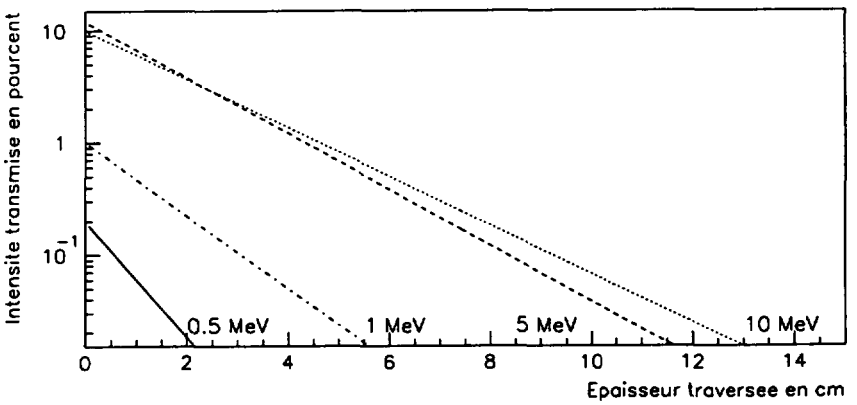


Fig. 22 : Atténuation du flux de protons venant du fer, traversant 10 cm de fer et 5 cm de plomb pour différentes énergies de photons.

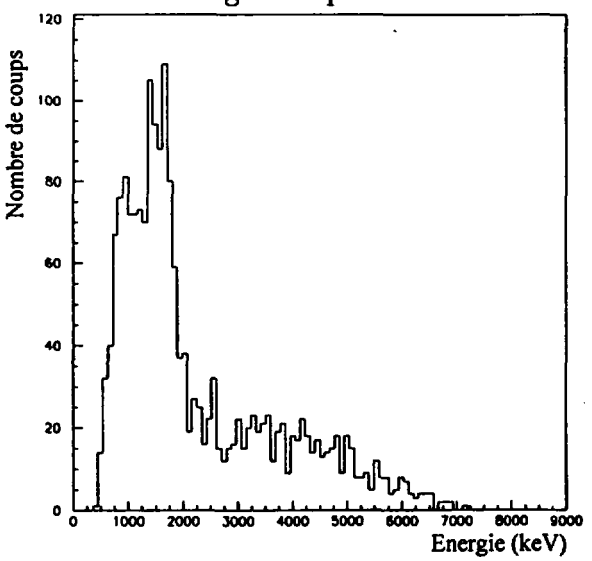


Fig. 23 : Spectre expérimental de l'énergie des électrons Compton traversant le détecteur en éliminant les compteurs saturés.

différentes composantes dans ce spectre, nous nous servirons des spectres simulés, la figure 24 montre les résultats des simulations pour les différents matériaux présents dans le mur en tenant compte des éventuelles saturations.

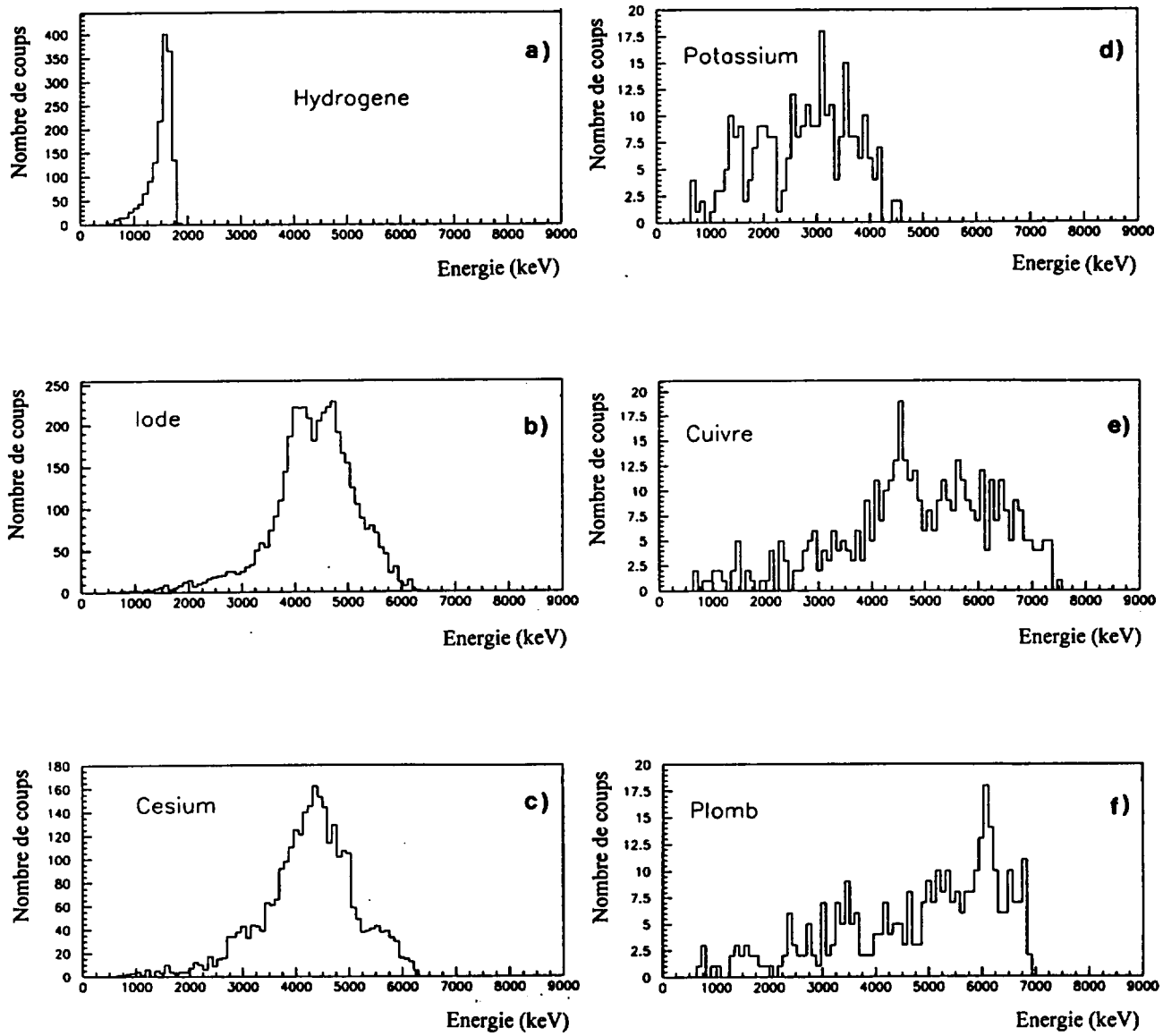


Fig. 24 : Spectres simulés des électrons Compton créés par les photons venant de l'hydrogène venant des scintillateurs et des guides de lumière a), de l'iode b), du césium c), du potassium présent dans les photomultiplicateurs d), du cuivre e), et du plomb f) entourant les photomultiplicateurs.

Le pic situé à 1,8 MeV correspond aux électrons Compton des photons de 2,23 MeV émis par le deutérium lors de la capture d'un neutron thermique par l'hydrogène des scintillateurs. Le pic Compton correspondant à un rayonnement gamma de 2,23 MeV est de 2,00 MeV (fig. 6), en plus il faut tenir compte de la perte d'énergie lors de la traversée du détecteur qui est comprise entre 100 et 150 keV suivant l'angle que fait la trace avec la normale à la source (fig. 25) d'où la position du pic à 1,8 MeV. Les événements présents à plus basse énergie correspondent aux électrons Compton venant des rayonnements gamma secondaires qui ont une énergie inférieure à 2 MeV et du potassium 40.

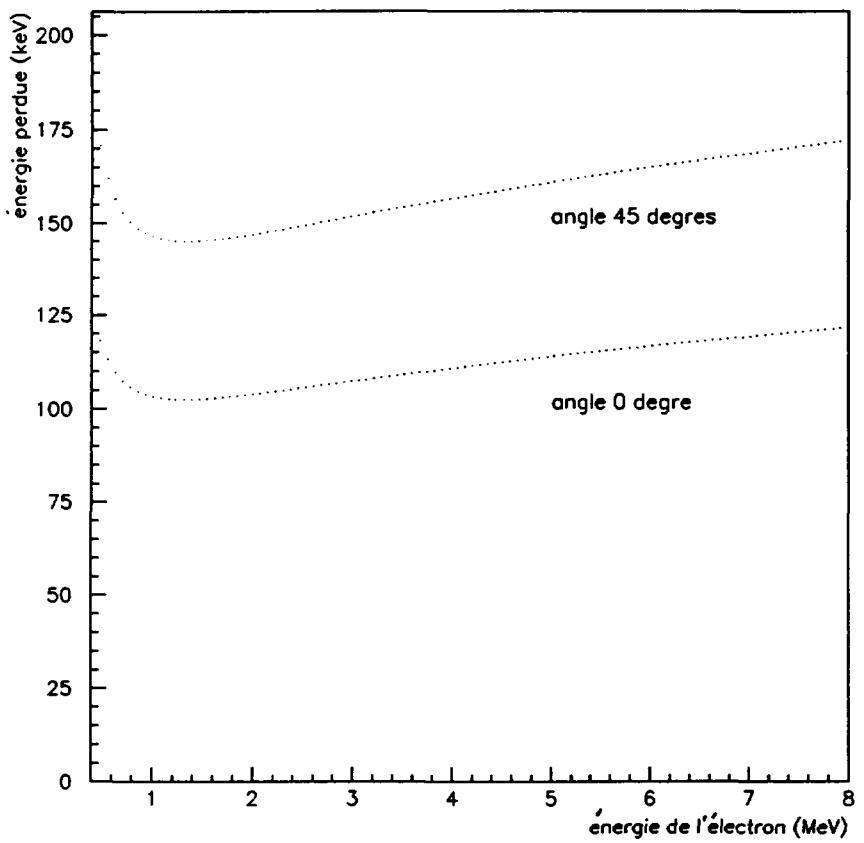


Fig. 25 : Energie perdue dans la source de molybdène par un électron la traversant perpendiculairement ou avec un angle de 45°.

Les figures 26 et 27 montrent les spectres simulés du cuivre et du plomb normalisés au-dessus de 6 MeV au spectre expérimental, les événements ayant un compteur saturé sont retirés de la simulation. Il est impossible à partir de ces spectres de trancher en faveur de l'un ou l'autre élément. Certainement les deux contribuent à la fin du spectre. Ils n'expliquent pas cependant les événements en-dessous de 5 MeV qui semblent être bien reproduits en ajoutant une contribution du césium et de l'iode, figure 28. La partie entre 2 MeV et 4 MeV est inexpliquée, elle pourrait être

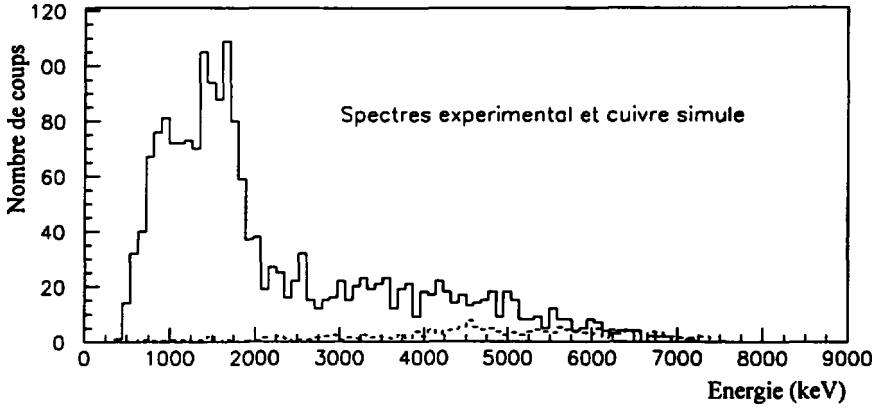


Fig. 26 : Spectre expérimental de l'énergie des électrons traversant le détecteur et contribution simulée provenant du cuivre.

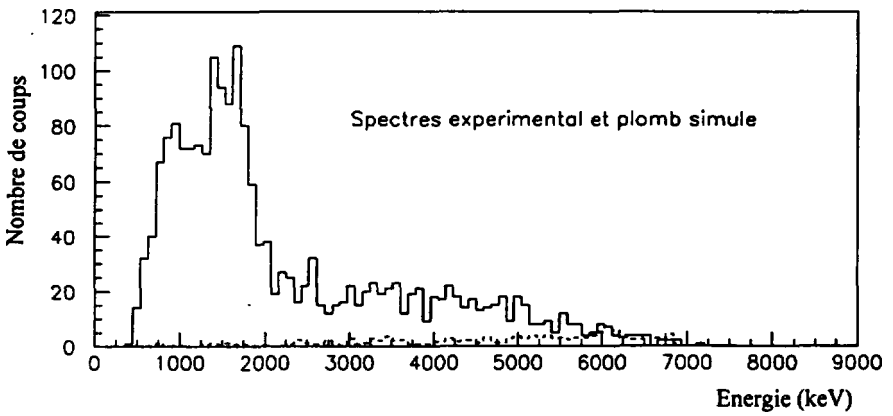


Fig. 27 : Comme figure 26, contribution du plomb.

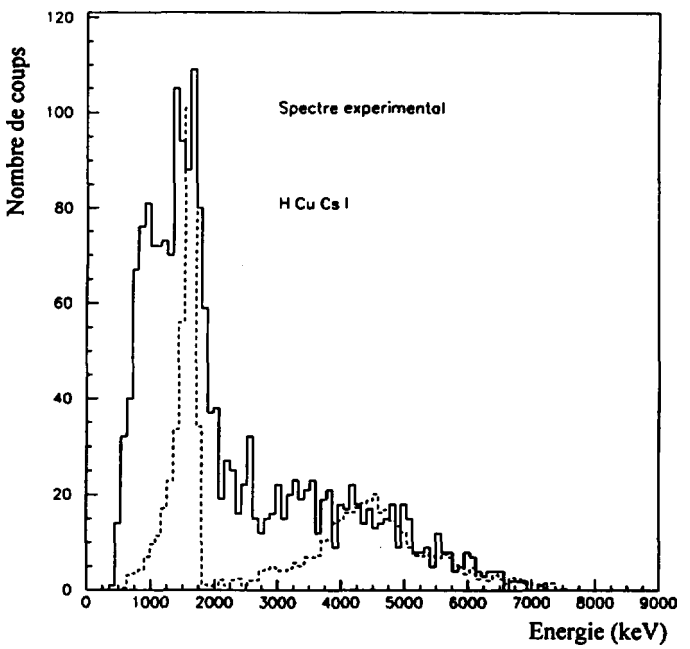


Fig. 28 : Comme figure 26, contributions de H, Cu, CsI.

due à des transitions non mentionnées dans la littérature, ces énergies pourraient correspondre à des photons secondaires, et aux approximations du calcul. Nous avons tenté d'ajuster le spectre expérimental en prenant en compte les différentes composantes simulées dont le potassium qui pourrait expliquer la partie inférieure à 4 MeV. Cela conduit à des résultats peu réalistes compte tenu de la quantité de potassium présente dans le détecteur.

On peut cependant conclure sur l'origine des photons supérieurs à 4 MeV qui sont susceptibles de donner des créations de paires dans la source. Ces photons qui viennent des murs de scintillateurs sont créés dans le cuivre, le plomb, l'iode et le césium, contenus dans le détecteur. La géométrie du détecteur atténue les contributions du plomb et du cuivre dans le spectre des électrons traversant le détecteur, mais ce sont les photons de ces matériaux qui contribuent le plus au niveau de la création de paires dans la source.

5.3.6 Etude de l'influence du blindage

Pour estimer l'influence du blindage sur les neutrons, des données ont été prises en enlevant une partie du blindage situé devant la source de neutrons. La comparaison a été effectuée sur les événements 2 traces, 2 compteurs touchés avec et sans sélection en temps, c'est-à-dire en considérant les événements créés dans la feuille source de molybdène et les événements qui proviennent d'effets Compton dans les scintillateurs. Les événements venant de la feuille source de molybdène permettent de prendre en compte la contribution du cuivre des chambres et du plomb du blindage. Lorsque le blindage devant la source de neutron est enlevé, les matériaux du détecteur sont soumis directement au flux de neutrons rapides qui peuvent engendrer des réactions X(n, n'γ)X dans les compteurs et aux rayonnements gamma de 4,43 MeV de la source. Les photons de la source Am-Be ne peuvent pas contribuer au spectre Compton venant des scintillateurs car ils pénètrent par la face avant des murs. La probabilité qu'ils puissent donner des événements dans la feuille de molybdène est également très faible car la source de neutrons est placée dans le même plan que la feuille de molybdène.

Le spectre des événements 2 traces sans blindage, sans sélection sur le temps de vol et normalisé en durée au spectre avec blindage (fig. 29), contient un excès de coups entre 2,5 et 4 MeV. Ces événements sont dus à la présence des neutrons rapides qui, par réaction ^{12}C (n,n'γ) ^{12}C sur le ^{12}C présent dans le plastique, donnent des rayonnements gamma de 4,43 MeV. La simulation de ces photons reproduit bien le pic observé aux environs de 3,6 MeV.

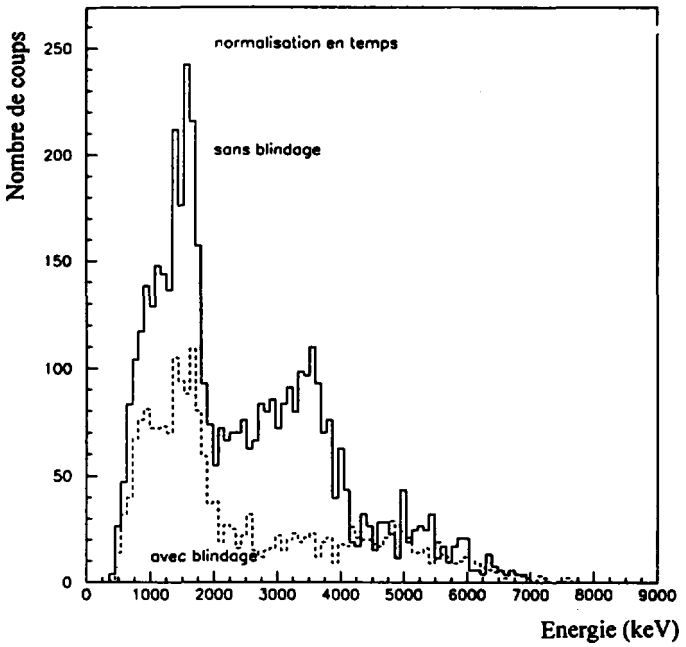


Fig. 29 : Spectre expérimental de l'énergie des électrons Compton traversant le détecteur, avec et sans blindage.

Il est difficile de déterminer d'où viennent les photons créant des électrons Compton entre 2 et 4 MeV car de nombreux noyaux différents peuvent être activés et l'énergie des photons dépend de l'énergie des neutrons incidents. Le rapport du nombre de coups entre les prises de données avec et sans blindage est tracé sur la figure 30. La droite correspondant au facteur de normalisation 1,892 est également tracée. Tous les points qui se situent sur cette droite correspondent aux mêmes effets qu'il y ait ou non un blindage. Entre 4 MeV et 6 MeV, sur la figure 30, les points sont systématiquement en-dessous de la droite de normalisation ce qui correspond à une diminution de 20% du nombre d'événements. Au-delà de 6 MeV, ils sont au-dessus de cette droite. Il est difficile d'expliquer ce spectre, on peut seulement estimer que l'effet du blindage est de l'ordre de 20% sur le nombre de photons créés en-dessous de 6 MeV.

La comparaison est également possible avec les événements qui proviennent des interactions dans la feuille de molybdène. Ces événements sont sélectionnés avec les coupures utilisées dans la sélection des événements double bêta. Ils peuvent provenir des photons créés dans les murs, dans le blindage ou dans le cuivre des chambres.

Dans la prise de données avec blindage, il existe 15 événements venant de la source de molybdène tandis que 12 événements ont été détectés en 1h50 dans la prise de données sans blindage. Les distributions angulaires montrent que la majorité des

événements correspondent à des électrons émis vers le même mur, ce que l'on peut attribuer à des créations de paires. L'absence de blindage augmente le nombre d'événements venant de la source de molybdène ce qui était prévisible car le flux de neutrons rapides crée un flux de photons supplémentaires par l'intermédiaire des réactions (n, n'γ). La normalisation en temps de la prise de données sans blindage donne 21 événements à comparer aux 15 événements de la prise de données avec blindage. Sans blindage, les neutrons rapides augmentent d'un tiers environ le nombre de rayonnements gamma de grande énergie. Le blindage évite donc la présence de neutrons rapides dans le détecteur et diminue ainsi le nombre de photons de grande énergie. Le blindage joue essentiellement un rôle de modérateur, une certaine quantité du flux de neutrons thermiques est absorbée par le fer. Un blindage uniquement en fer serait beaucoup moins efficace pour la protection vis-à-vis des neutrons thermiques qu'un blindage en plomb car le fer a une section efficace de capture 8 fois plus élevée que celle du plomb et les photons émis par le fer sont au-dessus de 8 MeV. La présence du plomb entre le fer et le détecteur permet d'atténuer le flux de photons venant des captures dans le fer.

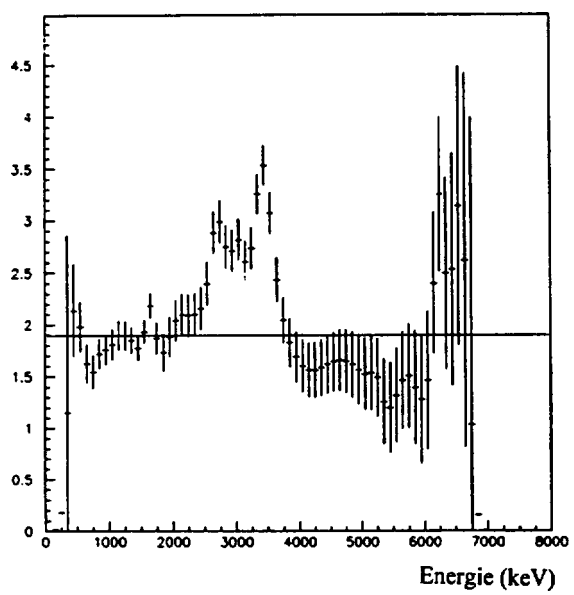


Fig. 30 : Rapport du nombre d'événements avec et sans blindage.

5.3.7 Comparaison avec les données du prototype NEMO 1

Un premier prototype avait été construit pour tester le fonctionnement des cellules Geiger, étudier le bruit de fond dans le Laboratoire Souterrain de Modane et optimiser le blindage, celui-ci étant essentiellement destiné à réduire le flux de photons de la radioactivité naturelle. Le blindage le plus efficace serait un blindage constitué uniquement de plomb, mais pour des raisons de coût, il a été décidé d'utiliser du fer pour remplacer une partie du plomb. Différentes épaisseurs de fer et de plomb ont été utilisées dans différentes configurations (fer côté détecteur ou fer côté externe),

mais, dans tous les cas, l'ensemble était équivalent à au moins 15 cm de plomb. Le prototype (fig. 31) était constitué de 8 plans de 8 cellules Geiger chacun, placés entre 2 × 2 barres de scintillateurs plastiques de 2 cm d'épaisseur. Chaque barre de scintillateur ($28 \times 2 \times 100\,\mathrm{cm}^3$) était couplé à 2 photomultiplicateurs XP2312. La résolution (σ) en énergie était de $20\%/\sqrt{E(\mathrm{MeV})}$ et la gamme en énergie s'étalait de 0 à 8 MeV. L'ensemble du détecteur était entouré de plaques de cuivre de 1 cm d'épaisseur.

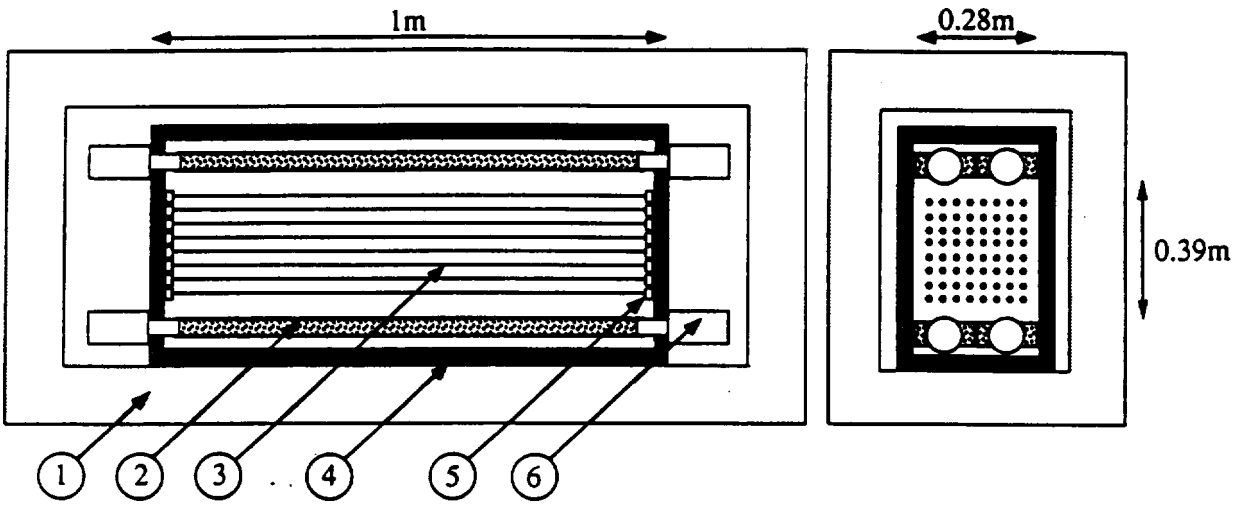


Fig. 31 : Prototype NEMO 1 ; 1. blindage, 2. scintillateurs plastiques, 3. fils des cellules Geiger, 4. mur de cuivre (1 cm d'épaisseur), 5. anneaux cathodiques, 6. phototubes.

Des données ont été prises en présence d'une source (Am-Be) de neutrons pendant une durée de 1 heure. Le blindage du détecteur était alors constitué par 16 cm de fer et 5 cm de plomb, le plomb étant du côté extérieur au détecteur.

Le spectre obtenu (fig. 32) à partir des électrons Compton créés dans les scintillateurs plastiques contient des événements ayant des énergies jusqu'à 9,5 MeV. Il est à noter que pour ce détecteur les événements à haute énergie ne sont pas supprimés par la saturation des photomultiplicateurs, mais par le fait qu'il n'y a que 2 cm d'épaisseur de plastique ce qui ne permet pas de détecter plus de 5 MeV (fig. 19). La présence possible d'un pic à 5 MeV dans le spectre, semblerait correspondre aux événements dont l'électron est créé dans les derniers millimètres du premier scintillateur et qui ensuite traverse entièrement le second scintillateur. Les matériaux suceptibles de contribuer le plus étaient le fer et le cuivre. Le volume de fer était 36 fois plus important que celui du cuivre. Le nombre d'atomes par cm^3 étant le même pour les deux ($8{,}48 \cdot 10^{22}$ pour le Fe et $8{,}46 \cdot 10^{22}$ pour le Cu), pour un même flux de neutrons thermiques et en tenant compte du rapport des sections efficaces Fe/Cu qui est de 0,68, il y avait 25 fois plus de photons produits dans le

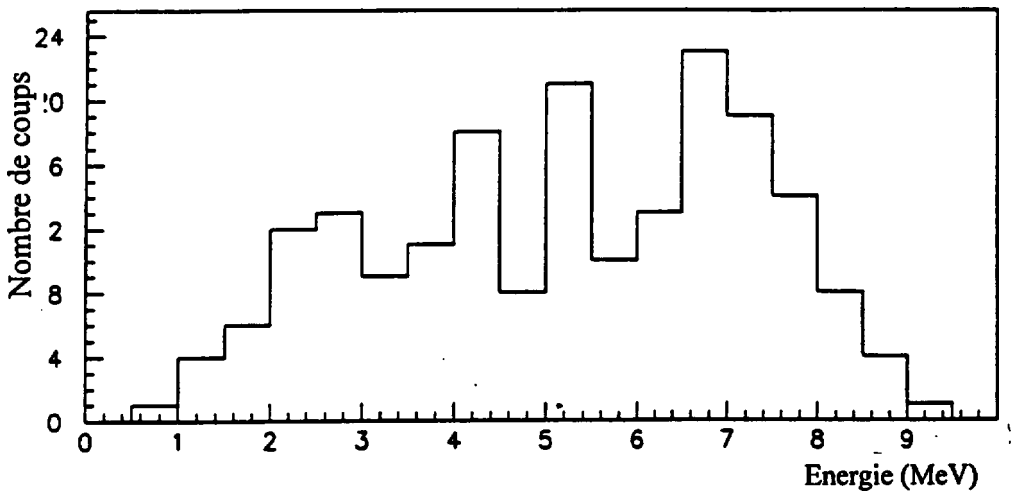


Fig. 32 : Spectre de la somme en énergie des électrons Compton traversant le détecteur en présence d'une source de neutrons et avec un blindage de plomb et de fer, le fer étant sur les faces internes du blindage.

fer que dans le cuivre. Il faut encore tenir compte des absorptions dans le fer et le cuivre. Pour le fer, on considère qu'en moyenne les photons traversent 8 cm de fer et 1 cm de cuivre avant d'arriver dans les scintillateurs. Pour une énergie moyenne de 7 MeV, 90% du flux de photons venant du fer seront absorbés. Dans le cas du cuivre, on considère qu'en moyenne les photons traversent 0,5 cm avec une énergie moyenne de 7 MeV également, ce qui correspond à une atténuation du flux de 14%. Finalement, on peut estimer qu'il y avait entre 2 et 3 fois plus de photons venant du fer que du cuivre qui traversaient les scintillateurs plastiques. Il n'est donc pas surprenant de constater la présence d'événements au-dessus de 8 MeV que l'on peut attribuer aux photons venant du ^{54}Fe (cf. tableau II). La majorité des événements présents dans ce spectre en-dessous de 8 MeV, peuvent être attribués au ^{56}Fe du blindage, avec une contribution inférieure à 30% du cuivre qui entoure le détecteur.

On peut constater que contrairement au spectre obtenu avec NEMO 2, il n'y a pas de contribution venant de l'hydrogène celui-ci étant en trop faible quantité dans NEMO 1. La prise de données en présence d'une source de neutrons a montré dans NEMO 1, la nécessité de mettre le plomb entre le fer et le détecteur pour atténuer le flux de photons venant des captures radiatives dans le fer. Dans NEMO 2 avec cette configuration de blindage, le fer n'est plus la source principale de photons de haute énergie (cf. §5.3.1). Ceci montre que dans tous les cas, il est préférable de ne pas mettre de fer à l'intérieur du détecteur et qu'un blindage de fer autour des photomutiplicateurs dans NEMO 2 aurait été une source de photons de haute énergie. En effet, pour obtenir le même effet de blindage aux photons, il faudrait utiliser 16 cm de fer au lieu de 10 cm de plomb. Le rapport du nombre d'atomes étant de 2,6 atomes de Fe pour un atome de Pb par unité de volume et compte

tenu des sections efficaces, il y aurait 100 fois plus de photons produits par capture radiative qui sortiraient du fer que du plomb.

5.3.8 Contribution au bruit de fond de la transition $\beta\beta(0\nu)$

La comparaison des événements issus de la source de molybdène avec et sans la source de neutrons dans le laboratoire permet d'évaluer le nombre d'événements dus aux neutrons au-dessus de 2,7 MeV par MeV et par an. Les événements sont sélectionnés avec les mêmes critères que pour la recherche de la double désintégration bêta avec émission de 2 neutrinos, mais sans distinction des 2 sources de molybdène et en gardant les traces émises du même côté dans un faible angle. Sur la figure 33 sont représentés les spectres en énergie de la somme des 2 électrons pour les périodes de prises de données courantes et en présence de la source de neutrons. La coupure en temps est VART < -1 (définition VART chapitre 3) ce qui correspond à un intervalle de temps Δt de $\pm$ 1,2 ns.

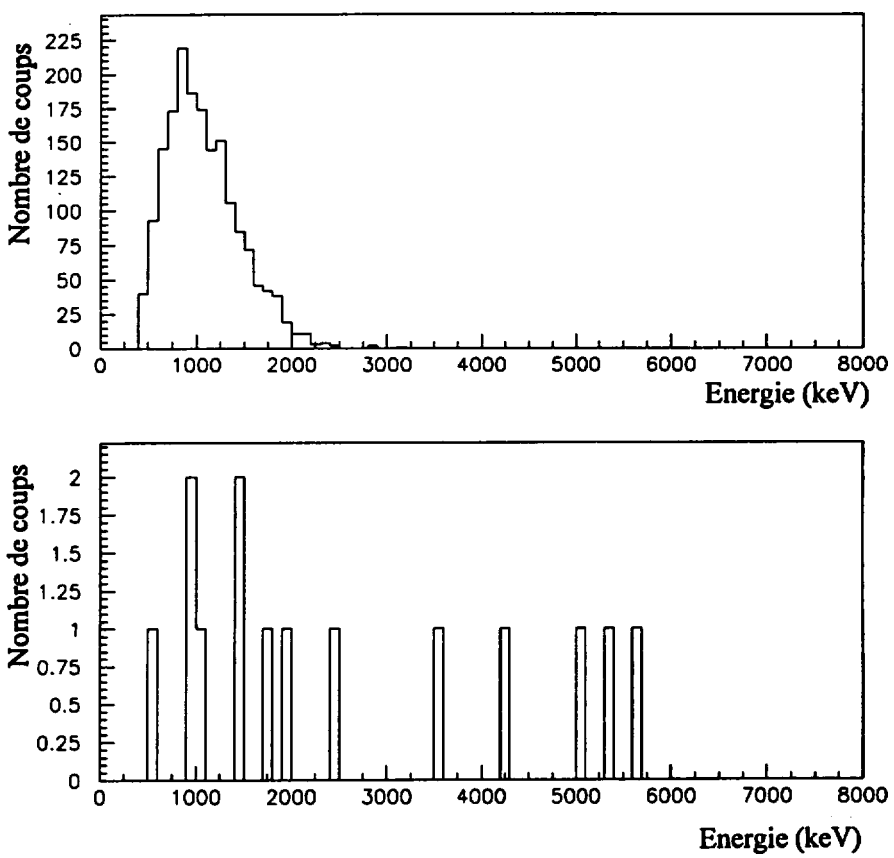


Fig. 33 : Spectres de la somme en énergie des événements à 2 électrons venant de la source de molybdène, pendant l'ensemble des prises de données normales a), en présence de la source de neutrons avec blindage b).

Avec la source de neutrons, il reste 14 événements dont l'énergie maximum est 5,6 MeV (fig. 33b). Parmi ces 14 événements, 9 sont des événements où les électrons sont émis vers le même mur. Tous les événements au-delà de 2,7 MeV correspondent à des électrons émis dans un angle inférieur à 45 degrés dont l'origine peut être attribuée à une création de paires dans la source. Sans la source de neutrons il y a 1767 événements, dont 3 événements ont une énergie au-delà de 2,7 MeV en 6167 h de prise de données.

Pour estimer le nombre de paires détectées par MeV et par an, il faut calculer combien d'années sont nécessaires dans le laboratoire pour avoir le même nombre de neutrons avec le flux naturel qu'avec la source de neutrons. Pour cette estimation, nous avons utilisé les événements non filtrés en temps afin d'avoir une meilleure statistique et seulement ceux correspondant à une énergie supérieure à 2,7 MeV. Cette limite tient compte du fait que les événements venant d'une double désintégration bêta sans neutrinos pourraient avoir une énergie en-dessous de 3 MeV compte tenu des pertes d'énergie dans le détecteur et de la résolution.

En 3h 36 mn, avec la source de neutrons, 651 événements ont été détectés. Sans la source il n'y en a que 41 en 5594 h 44 mn (prises de données numéros 534 à 781). Si l'on suppose que tous ces événements au-dessus de 2,7 MeV proviennent des neutrons, ces valeurs correspondent à une augmentation du flux de neutrons de $(2{,}5 \pm 0{,}15)\ 10^4$. Les données prises avec la source de neutrons correspondent alors à une prise de données avec le flux du laboratoire de 10,1 ans.

En présence de la source, 5 événements répondant au critère de temps ont été détectés, ce qui conduit à un taux d'événements de $(0,13 \pm 0,10)$evt/an$\times$MeV pour un intervalle d'énergie de 2,7 à 8 MeV.

5.3.9 Comparaison avec le flux de photons

Pendant les mesures de "bruit de fond" effectuées pour le suivi de l'étalonnage en énergie, le déclenchement du détecteur permet de détecter les électrons Compton provenant des photons qui traversent les scintillateurs plastiques. Les événements qui saturent les compteurs sont alors attribués aux photons de grande énergie.

En tenant compte de l'efficacité de détection, il est possible d'évaluer ce flux de photons de grande énergie traversant la feuille-source. Dans ces conditions, le temps mort n'est pas négligeable, car l'acquisition est saturée. Le taux d'acquisition étant de 605 événements/s, il est nécessaire de calculer une efficacité de détection prenant en compte ce temps mort. Soit N_c le nombre d'événements mesuré par seconde dans l'ensemble des compteurs à l'aide d'une échelle de comptage ($N_c \simeq 2000$c/s). On peut définir ε_a l'efficacité d'acquisition due à la saturation de l'acquisition par :

$$\varepsilon_a = \frac{605}{N_c} \simeq 0.3$$

Le nombre d'événements acquis est de 465 000 000 en 213 h 30. Il reste 34 événements ayant une énergie supérieure à 3,9 MeV. Nous supposons que ces événements proviennent d'électrons Compton, qui sont créés soit dans le CsI, soit dans le plastique. Dans le cas où l'effet Compton a lieu dans le plastique, il faut tenir compte du fait que les 3,9 MeV correspondent à environ 2 cm de plastique traversé. La trajectoire de l'électron n'étant pas forcément perpendiculaire au plan des scintillateurs plastique nous considèrerons que nous avons 0,5 cm de plastique efficace pour la création d'électrons Compton détectés ayant plus de 3,9 MeV. Les électrons Compton créés dans la source ou dans le cuivre des chambres à fils sont pris en compte et traités comme des électrons créés dans le plastique par le flux de photons de haute énergie. Ceci conduit à une majoration du nombre de paires créées par ce flux dans la feuille source. Pour le CsI, la courbe de la figure 34 montre la perte d'énergie d'un électron en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs. Nous prendrons 2,5 mm d'épaisseur efficace pour le CsI.

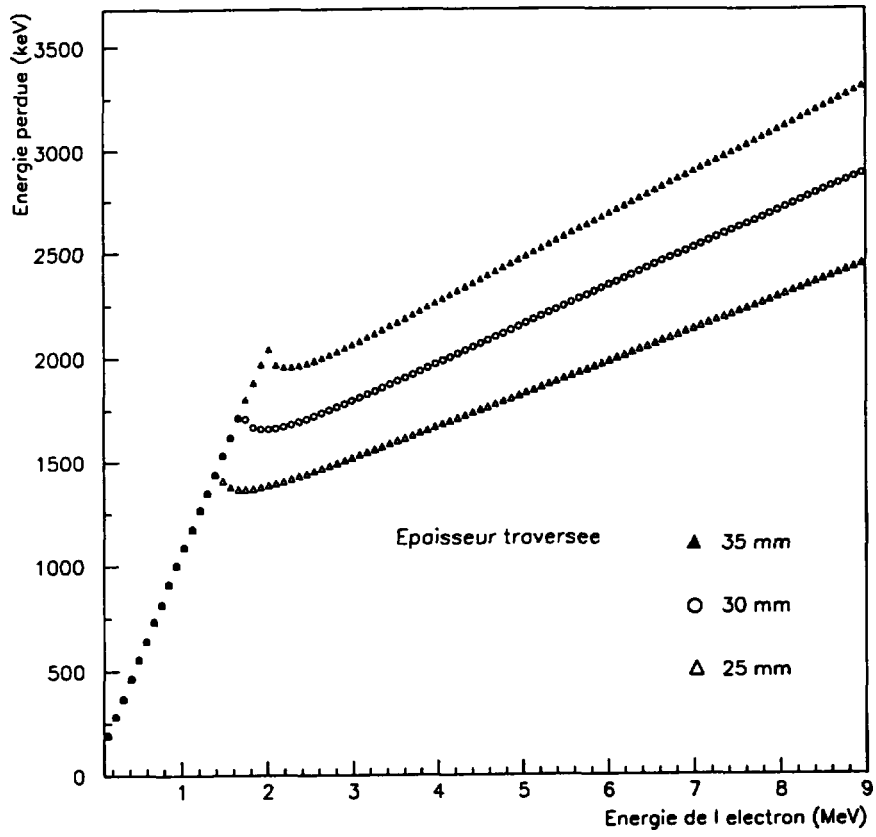


Fig. 34 : Energie perdue par un électron traversant le scintillateur CsI.

L'efficacité de détection ε_d est dans ces conditions de 3,3%. Le nombre de photons d'énergie supérieure à 3,9 MeV traversant un mur de 1 m^2 en 1 an (8760 heures) est :

$$N_p = 34 \times \frac{8760}{213,5} \times \frac{1}{\varepsilon_a} \times \frac{1}{\varepsilon_d} = 1,4\ 10^5 \text{ photons}$$

On suppose que le nombre de photons traversant la feuille source de même surface est le même, le nombre N_{cp} de paires supérieures à 2,7 MeV créées en un an dans la source est :

$$N_{cp} = N_p(1 - e^{-(\mu_{M_0} \times d)}) = 56 \text{ paires/an}$$

μ_{M_0} : coefficient d'atténuation linéaire de création de paires dans le molybdène (0,095 cm^{-1} à 4 MeV)

d : épaisseur de molybdène traversée (40 μm).

En prenant comme efficacité de détection des paires, l'efficacité qui correspond à la transition $\beta\beta(0\nu)$ on trouve 2 ± 1 paires par an au-dessus de 2,7 MeV ce qui correspond à l'ordre de grandeur obtenu avec la source de neutrons. L'erreur est estimée en prenant une incertitude de 30% sur la connaissance du temps mort de l'acquisition. Une incertitude de 25% sur le nombre d'événements tient compte de la coupure en énergie à 3,9 MeV. La comparaison des taux d'événements trouvés à partir des mesures de bruit de fond et des mesures en présence de la source de neutrons semble montrer que la majorité des photons de haute énergie qui traversent le détecteur proviennent des captures neutroniques.

5.3.10 Extrapolation à NEMO 3

Pour estimer le nombre d'événements attendus dans NEMO 3 venant des neutrons nous allons supposer que la masse des matériaux dans NEMO 3 est augmentée d'un facteur 10 par rapport à NEMO 2. Nous nous plaçons dans l'hypothèse où l'essentiel des photons de grande énergie proviennent du cuivre et du plomb. L'efficacité utilisée est celle de la désintégration $\beta\beta$ sans émission de neutrinos qui dans NEMO 2 est de 5,3% et qui dans NEMO 3 sera de l'ordre de 30%. Cette efficacité et la masse de molybdène qui sera 20 fois supérieure à celle présente dans NEMO 2, conduisent à un nombre d'événements attendus par an et par MeV dans NEMO 3 de (160 ± 100) événements. Dans le même temps, une double désintégration bêta sans émission de neutrinos de période 10^{24} ans, produirait entre 5 et 17 événements selon la coupure en énergie [Ne93].

Le seul moyen de distinguer les paires des vrais événements est de pouvoir différencier les électrons des positrons. Ceci est possible en utilisant un champ magnétique : la présence d'un tel champ fait que les trajectoires des électrons et positrons se courbent en sens opposés ce qui permet leur identification sans aucune ambiguïté. Etant donné l'ordre de grandeur du nombre de création de paires dans NEMO 3 par rapport au nombre d'événements attendus provenant de

désintégrations $\beta\beta(0\nu)$, il est nécessaire d'avoir un champ magnétique dans NEMO 3 qui permette d'avoir un facteur de réjection de l'ordre de 100.

5.3.11 Topologie des événements liés aux neutrons

La recherche de la caractérisation des événements liés aux neutrons a pour but de trouver des critères permettant de séparer les événements dûs aux cosmiques des événements dûs aux neutrons dans les prises de données journalières afin d'estimer le taux de cosmiques traversant le détecteur chaque jour, leur interaction avec le blindage pouvant être à l'origine de la production de photons de haute énergie. *A priori*, cette distinction peut se faire soit par un critère sur la multiplicité de plastiques et/ou de CsI touchés, de traces et sur l'énergie totale déposée.

La majorité des événements (59%) correspondent à deux plastiques touchés sans CsI ou avec un CsI touché derrière un des plastiques.

La multiplicité sur le nombre de plastiques touchés est dans 96% des cas inférieure ou égale à 3 et il y a eu au maximun 7 plastiques touchés par événements pendant cette prise de données avec la source de neutrons. Il n'y a pas d'événements avec plus d'un plastique saturé et dans ce cas le nombre de plastiques touchés est toujours inférieur ou égal à 5. La somme de l'énergie déposée dans les plastiques pour l'ensemble des événements et sans sélections, ne dépasse pas 7,8 MeV (fig. 35), il est à noter que les événements les plus énergétiques ne correspondent pas à ceux qui ont le plus grand nombre de compteurs touchés (fig. 36).

En ce qui concerne le nombre de CsI, 99% des événements ont au plus 3 CsI touchés ; dans les 1% restant, la limite est de 5 CsI touchés. La somme de l'énergie déposée dans les CsI ne dépasse pas 2,8 MeV et le fait de tenir compte de cette énergie ne change pas la limite sur l'énergie totale détectée lors d'un événement comme le montre la figure 37. Ceci confirme que les neutrons n'engendrent pas d'événements au-delà de 8 MeV.

Il n'existe pas d'événements avec plus d'un compteur ayant son plastique et son CsI saturé. Il s'agit d'une caractéristique importante car un muon lorsqu'il traverse un compteur sature à la fois le plastique et le CsI, donc un événement avec au moins 2 compteurs complètement saturés sera attribué à un muon ou à un électron Compton créé par un photon très énergétique, lié à l'interaction d'un muon dans le blindage. Le nombre maximun de CsI saturés, sans que le plastique associé le soit, est de 2.

La multiplicité du nombre de traces pendant la prise de données avec la source de neutrons est représentée figure 38. Les événements avec 0 trace sont ceux qui ne peuvent être reconstruits par le programme de reconstruction de traces. Cette figure montre que le nombre de traces ne peut pas être un critère de sélection car

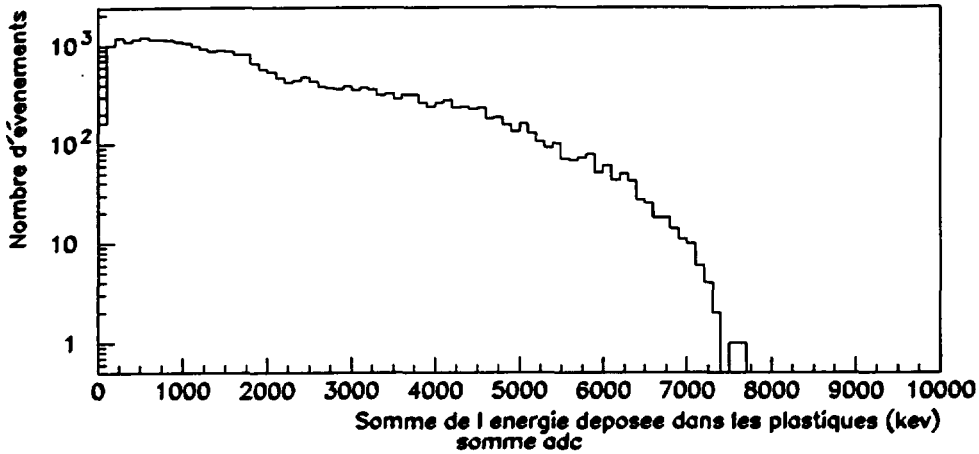


Fig. 35 : Somme des énergies déposées dans les plastiques pour les événements liés aux neutrons ($< 7,8\,\mathrm{MeV}$).

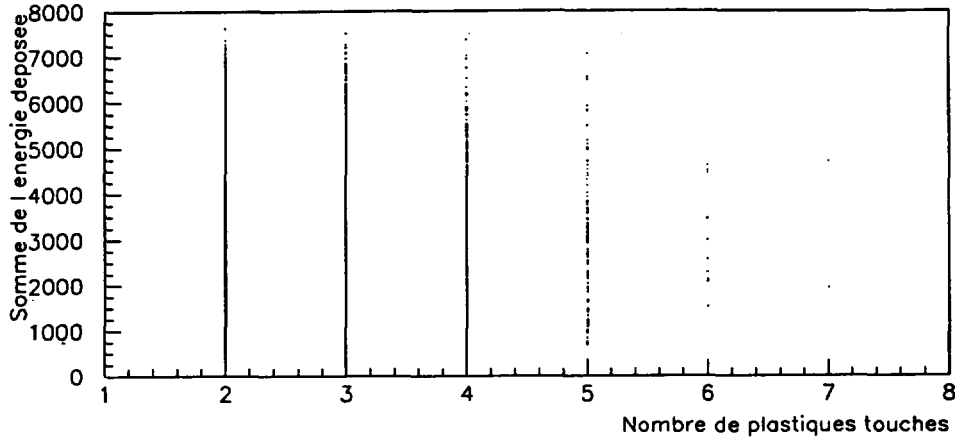


Fig. 36 : Corrélation entre la somme des énergies déposées et le nombre de compteurs touchés pour les événements liés aux neutrons.

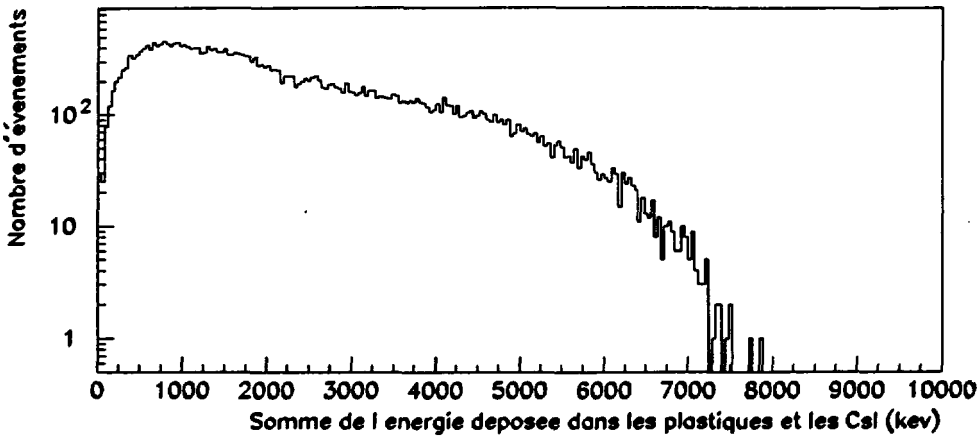


Fig. 37 : Somme des énergies déposées dans les plastiques et dans les CsI pour les événements liés aux neutrons.

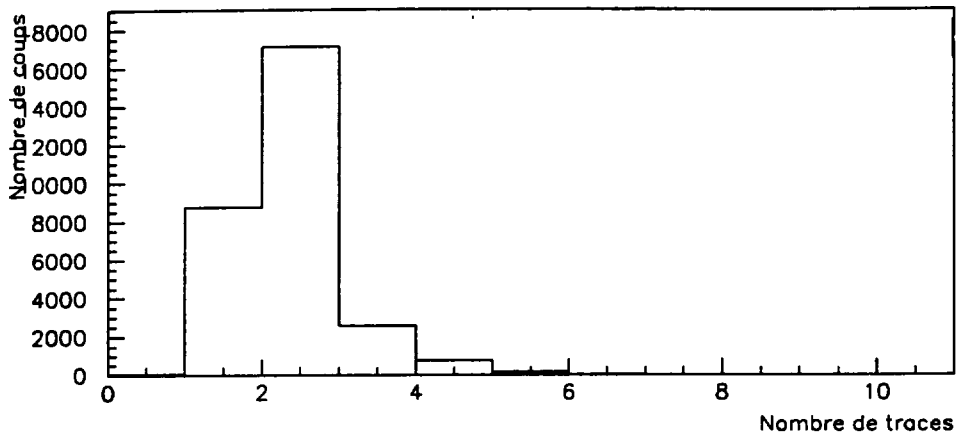


Fig. 38 : Multiplicité des traces pour les événements liés aux neutrons.

il y a jusqu'à 7 traces. On peut tout de même remarquer que les événements qui ont le plus grand nombre de traces ne sont pas les plus énergétiques (fig. 39). De même ce ne sont les événements qui ont la plus grande multiplicité de plastiques touchés ou de CsI touchés qui ont le plus grand nombre de traces.

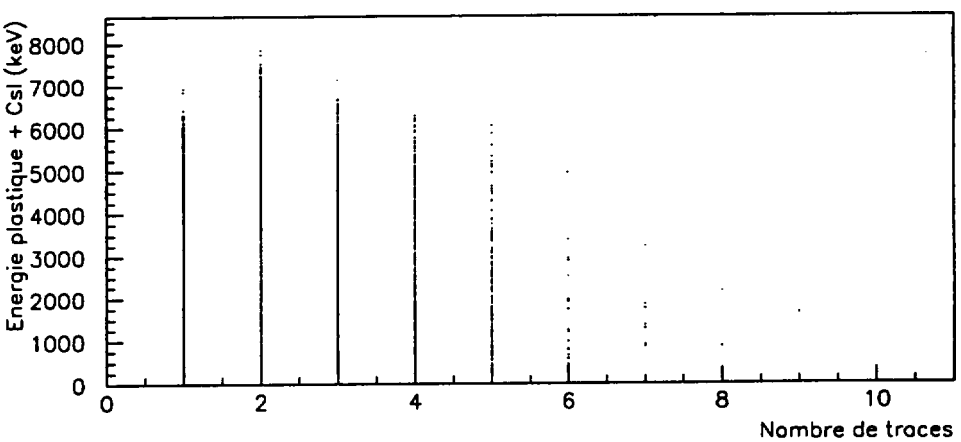


Fig. 39 : Energie totale en fonction du nombre de traces pour les événements liés aux neutrons.

En résumé pour identifier les événements liés aux neutrons et les distinguer des événements liés aux muons nous pouvons utiliser l'un des critères suivants :

- Somme de l'énergie déposée dans les plastiques et dans les CsI inférieure à 8 MeV (**critère 1**),
- Moins de 7 plastiques touchés et/ou moins de 5 CsI touchés (**critère 2**),
- Au plus un compteur ayant son plastique et son CsI saturés (**critère 3**).

5.4 Contribution des cosmiques

Au-dessus de 3 MeV, les événements ne peuvent provenir que des photons liés à la capture radiative de neutrons ou à l'interaction du rayonnement cosmique dans le blindage. Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que les événements venant des neutrons peuvent être caractérisés par l'énergie déposée et par la multiplicité de compteurs touchés. Tous les événements ne pouvant être expliqués par la radioactivité naturelle ou par les neutrons, seront rangés dans la catégorie des événements liés aux "cosmiques". Nous cherchons essentiellement à déterminer en quelle proportion les cosmiques interviennent dans le bruit de fond de la transition $\beta\beta$ par rapport aux neutrons.

Pour rechercher les événements liés aux cosmiques, nous utiliserons d'une part 5595 h de données filtrés (nous avons 6137 h de prise de données filtrées dont 542 heures ne contiennent pas les événements pouvant provenir des cosmiques), et, d'autre part, 825 heures de données non filtrées (13% de la prise de données) dans lesquelles sont conservés les événements ayant plus de 10 plastiques touchés qui sont éliminés par le filtre (cf. chapitre 3). Ces 825 heures contiennent 680 162 événements.

5.4.1 Les événements éliminés par le filtre

Dix-sept événements ayant plus de 10 compteurs touchés ont été détectés, l'énergie totale déposée dans le détecteur et leur multiplicité en compteurs touchés sont montrées respectivement dans les figures 40 et 41.

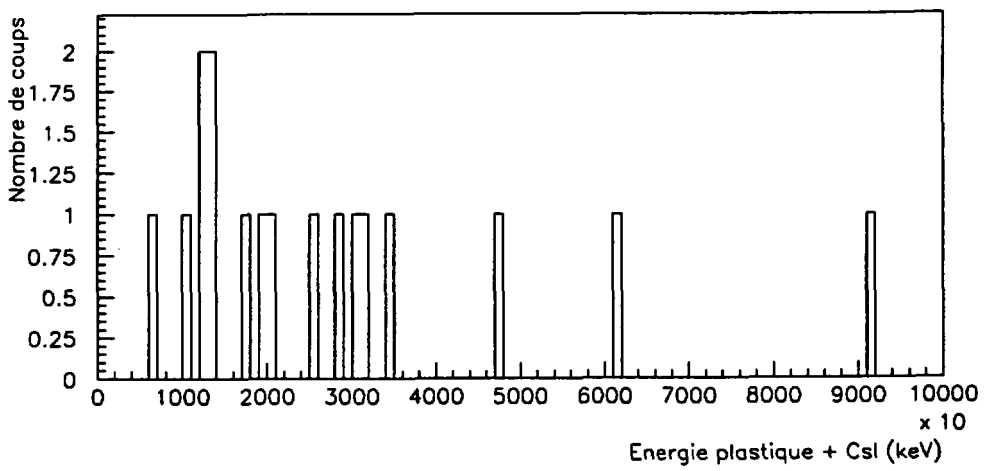


Fig. 40 : Energie totale pour les événements de plus de 10 compteurs.

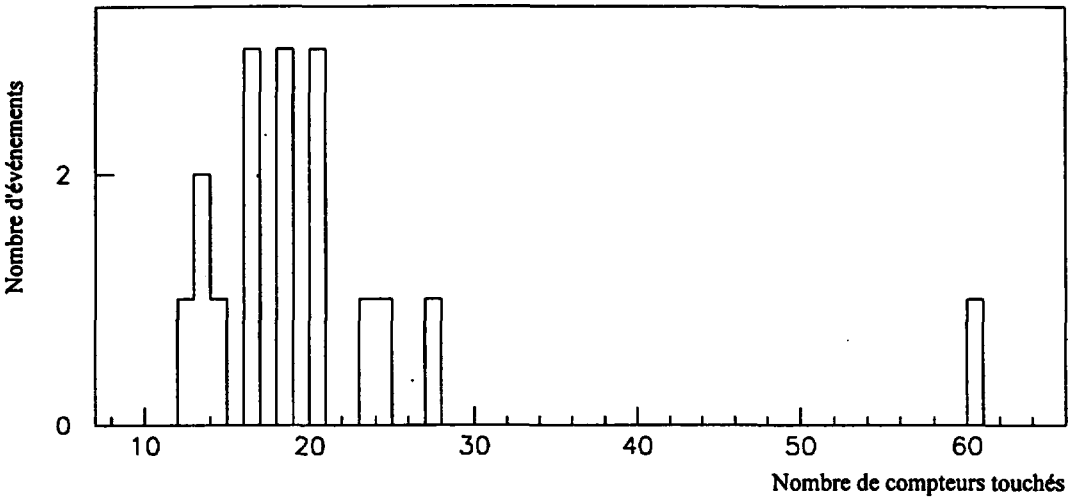


Fig. 41 : Multiplicité des compteurs pour les événements de plus de 10 compteurs.

Ces événements qui peuvent déposer jusqu'à 90 MeV peuvent être associés à la détection directe de muons traversant le détecteur ou de leur gerbe électromagnétique dans le blindage. Nous pouvons estimer que sur 5595 h nous avons eu 115 événements (0,5 evt/jour) avec plus de 10 plastiques touchés que nous avons éliminés lors du filtrage des données.

5.4.2 Estimation du nombre de muons traversant le détecteur

Les événements répondant uniquement au critère 1 sont au nombre de 112 sur 139 événements détectés (81%), le spectre de la somme de l'énergie déposée dans les CsI et dans les plastiques est présenté sur la figure 42. L'accumulation d'événements aux environs de 8 MeV est un effet de la saturation des plastiques. Dans 94% des cas, ces événements comprennent au moins 2 plastiques saturés et dans 88% des cas, il y a au moins un compteur avec un plastique et un CsI saturé.

En appliquant le critère 2 qui concerne la multiplicité de compteurs touchés, il reste 79 événements (fig. 43). Les accumulations d'événements aux environs de 5,5 MeV et 8,5 MeV sont liés à la saturation de plastiques. La multiplicité des plastiques touchés en fonction des CsI touchés (fig. 44) montre une certaine corrélation avec toutefois 4 événements pour lesquels le nombre de plastiques est inférieur à 4 et le nombre de CsI supérieur à 11. Ceci vient d'un problème sur deux modules ADC 2249 qui déclenchaient de façon intempestive pendant quelques runs. Ces 4 événements seront éliminés dans la suite.

La sélection selon le critère 3 donne 43 événements (Fig. 45) dont 80% ont au moins un compteur saturé avec une limite à 3 compteurs saturés.

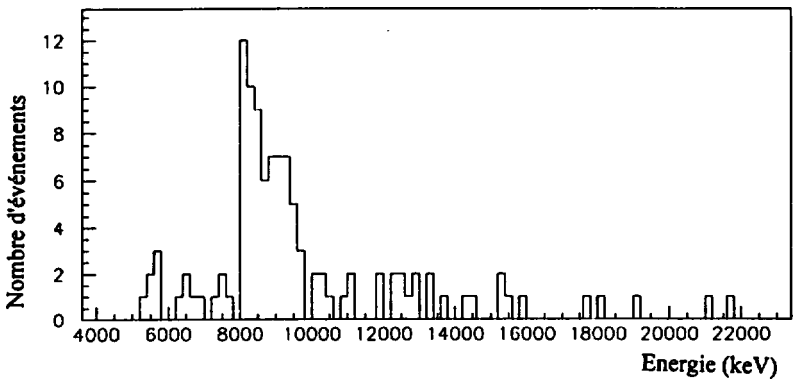


Fig. 42 : Spectre de la somme de l'énergie déposée dans les CsI et dans les plastiques pour les événements répondant au critère 1.

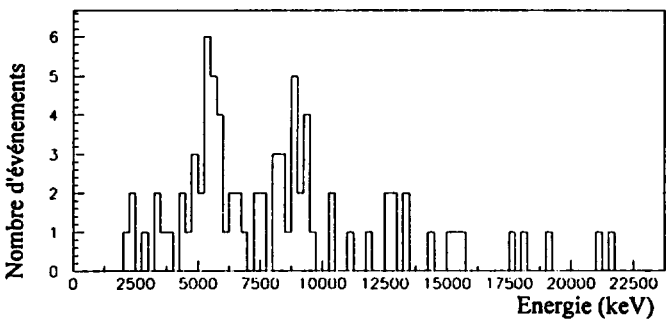


Fig. 43 : Spectre de la somme de l'énergie déposée dans les CsI et dans les plastiques pour les événements répondant au critère 2.

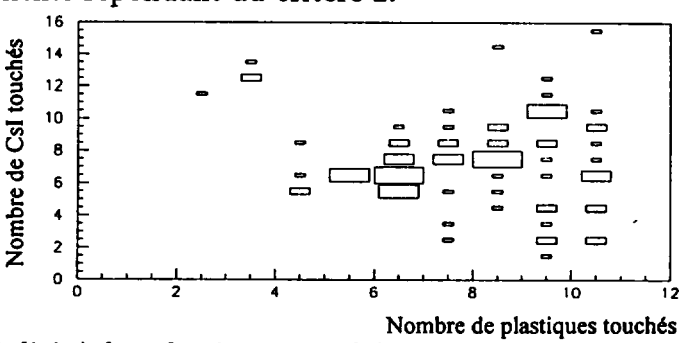


Fig. 44 : Multiplicité des plastiques touchés en fonction du nombre de CsI touchés.

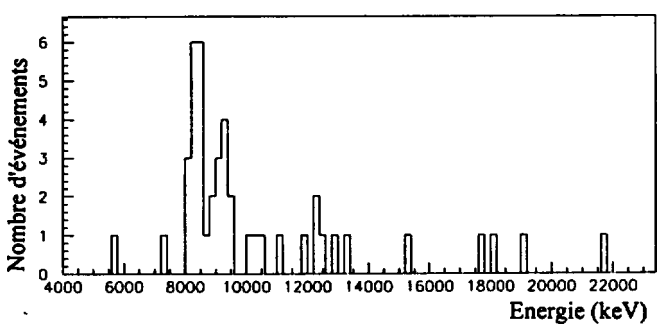


Fig. 45 : Spectre de la somme de l'énergie déposée dans les CsI et dans les plastiques pour les événements répondant au critère 3.

Tous critères confondus, le nombre d'événements avec 2 traces qui sont susceptibles de participer au bruit de fond de la transition $\beta\beta(0\nu)$ est de 54. Le spectre de la somme de l'énergie déposée dans les plastiques pour ces événements est donné figure 46. En demandant en plus 2 compteurs touchés, il reste 3 événements dont la somme est comprise entre 8,0 et 8,5 MeV. Il y a 2 de ces événements qui correspondent à 2 compteurs complètement saturés et un pour lequel il y a un des compteurs complétement saturé et l'autre avec juste le plastique saturé. Il peut s'agir d'un muon traversant le détecteur ou d'un électron Compton créé par un rayonnement gamma de haute énergie. Cette dernière hypothèse est la plus vraisemblable pour l'événement qui ne compte qu'un seul compteur saturé car le compteur qui est déclenché en premier, n'a pas son CsI touché, il s'agit donc d'une interaction Compton dans le plastique.

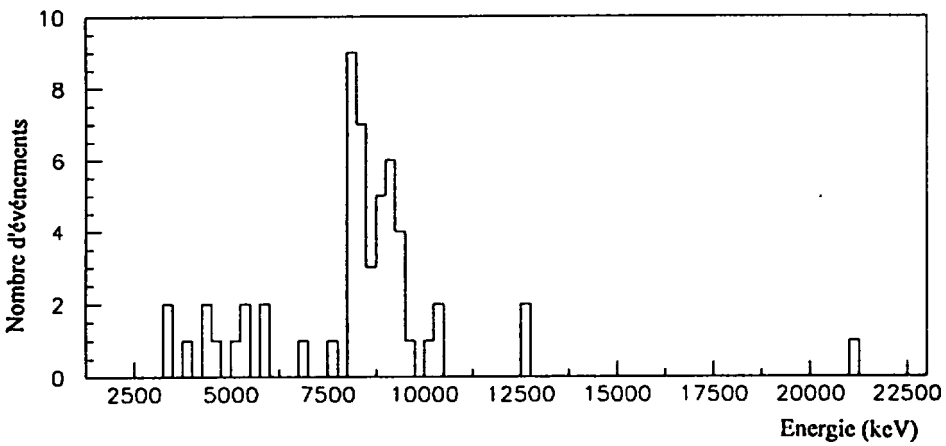


Fig. 46 : Spectre de la somme de l'énergie des événements à 2 traces tous critères confondus.

En conclusion, 135 événements ont été détectés dans les données filtrées correspondant à 5595 h de prise de données auxquels il faut rajouter 115 événements éliminés par le filtre. Ceci correspond à 1 événement par jour en moyenne lié au rayonnement cosmique ce qui est compatible avec le taux de muons dans le laboratoire qui est de 4 muons par m^2 et par jour.

5.4.3 Contribution des muons au flux de photons

Pour estimer la contribution des cosmiques par rapport à la contribution des neutrons, nous allons utiliser les spectres de l'énergie déposée lors de chaque événement sans sélection pendant les prises de données normales et en présence de la source de neutrons normalisés en temps à 6167 heures. Nous ne considérerons dans ce qui suit que les événements d'énergie supérieure à 2,7 MeV pour ne pas être gêné par la radioactivité naturelle. La figure 47 montre la superposition du spectre de la somme de l'énergie dans les plastiques venant des prises de données courantes et

du spectre venant de la prise de données avec la source de neutrons, les 2 spectres étant normalisés en temps. La différence du nombre de coups en-dessous de 3,2 MeV est due au ^{208}Tl et au ^{214}Bi. Ces noyaux ne contribuent pas dans le spectre en présence de la source de neutrons, car la prise de données n'a duré que 3h36mn. Les deux spectres coïncident entre 3,2 MeV et 4,5 MeV et au-delà de 4,5 MeV, il y a un excès d'événements que l'on peut attribuer aux interactions de cosmiques dans le détecteur ou dans le blindage. Si nous utilisons uniquement les événements avec 2 traces et 2 compteurs touchés sans CsI, nous obtenons les spectres représentés dans la figure 48. Avec cette sélection, nous sommes surtout sensibles aux électrons Compton venant des rayonnements gamma de haute énergie. La forme du spectre venant des données courantes est expliquée par le spectre venant de la prise de données avec neutrons, ce qui montre que les rayonnements gamma de haute énergie proviennent essentiellement des captures neutroniques.

La contribution des photons venant du bremstrahlung des muons dans le blindage à la production de paires dans la source est difficile à estimer. Cependant, elle est faible par rapport à la contribution des photons venant des captures neutroniques car le spectre des électrons Compton traversant le détecteur obtenu avec les données journalières est très bien reproduit par le spectre obtenu en présence de la source de neutrons.

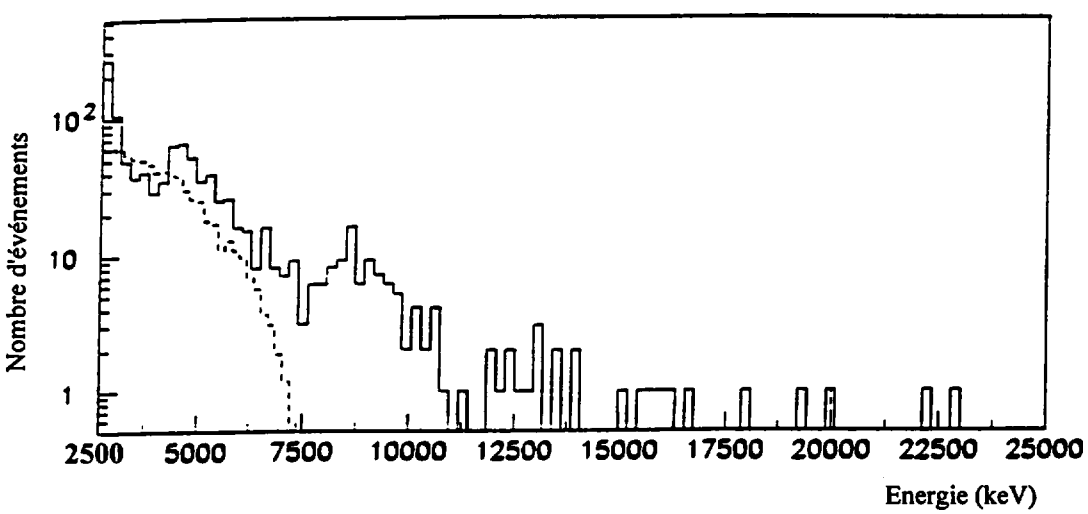


Fig. 47 : Spectres d'énergie totale normalisée en temps pour les prises de données courantes et la prise de données avec source de neutrons.

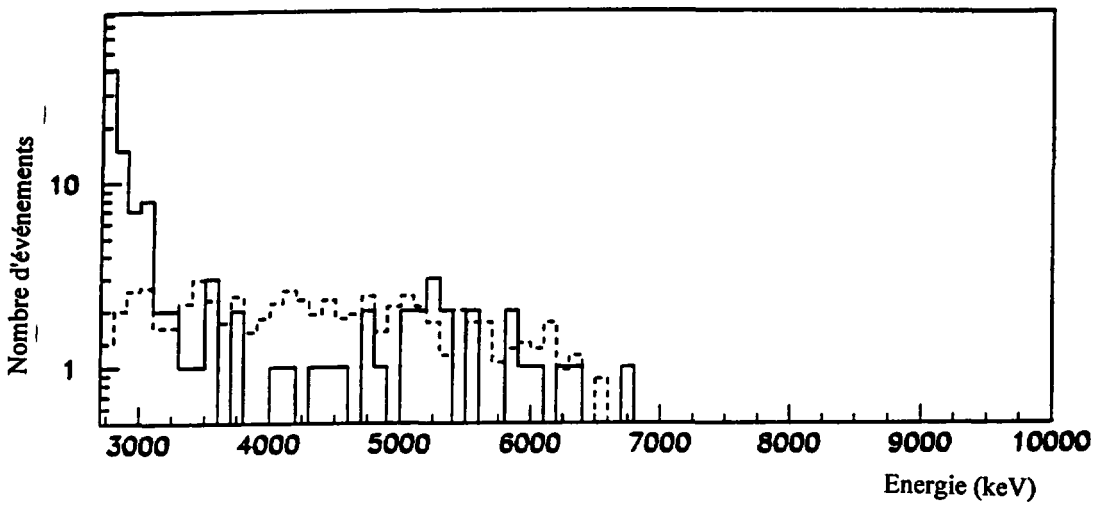


Fig. 48 : Comme figure 47 mais seulement pour les événements avec 2 traces et 2 compteurs touchés sans CsI.

6 Discussion sur les événements entre 2,7 MeV et 3,3 MeV

6.1 Les événements autour de 3 MeV

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié les bruits de fond internes et externes. Nous allons maintenant chercher les événements entre 2,7 et 3,3 MeV enregistrés par le détecteur pendant les 6167 h de prises de données courantes pour essayer de comprendre leur origine et donner les raisons pour lesquelles ils peuvent être éliminés. Pour le choix de l'intervalle en énergie nous tenons compte des pertes en énergie des électrons dans la source et dans le détecteur et de la résolution en énergie. L'intérêt de cette étude est de vérifier qu'il n'y a pas de biais expérimentaux.

En 6167 h, 403 événements ont été détectés dans l'intervalle d'énergie considéré, soit 1,6 événements par jour. Parmi ces événements, seuls, les 275 événements avec 2 traces sont susceptibles de participer au bruit de fond. Les critères imposés pour la recherche d'événements $\beta\beta(0\nu)$ sont 2 traces partant de la source avec une origine commune, seulement 2 compteurs touchés, aucun CsI et pas de diffusion dans le détecteur gazeux. L'énergie déposée dans chacun des scintillateurs doit être supérieure à 200 keV pour avoir une bonne résolution sur le temps de vol.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser au nombre de traces dans chaque événement pour vérifier si le programme de reconstruction de traces utilisé n'apporte pas de biais. Le nombre de traces est donné à partir du nombre de traces reconstruites par le programme de reconstruction de trace. A partir de 4 traces, le nombre de traces n'est pas forcément fiable, mais il rend compte de la complexité de l'événement. Le tableau I donne la répartition du nombre d'événements en fonction du nombre de traces. La majorité des événements (68%) sont des événements avec 2 traces. Ceux qui ont 5 traces correspondent à des événements entrant ou sortant du détecteur avec de multiples diffusions dans le détecteur. Les événements à 4 traces correspondent essentiellement à des diffusions multiples dans le détecteur, un exemple est donné figure 1. Mais on trouve également des événement tels que celui de la figure 2 qui correspond à l'émission d'un électron suivi d'un électron de conversion depuis le bord du détecteur, ces 2 électrons traversent entièrement le détecteur et le rayonnement X associé à l'électron de conversion est détecté dans un CsI.

Nombre de traces	1	2	3	4	5
pourcentage	18,6%	67,7%	9,7%	3,2%	0,7%

Tableau I : Répartition du nombre de traces pour les événements compris entre 2,7 et 3,3 MeV

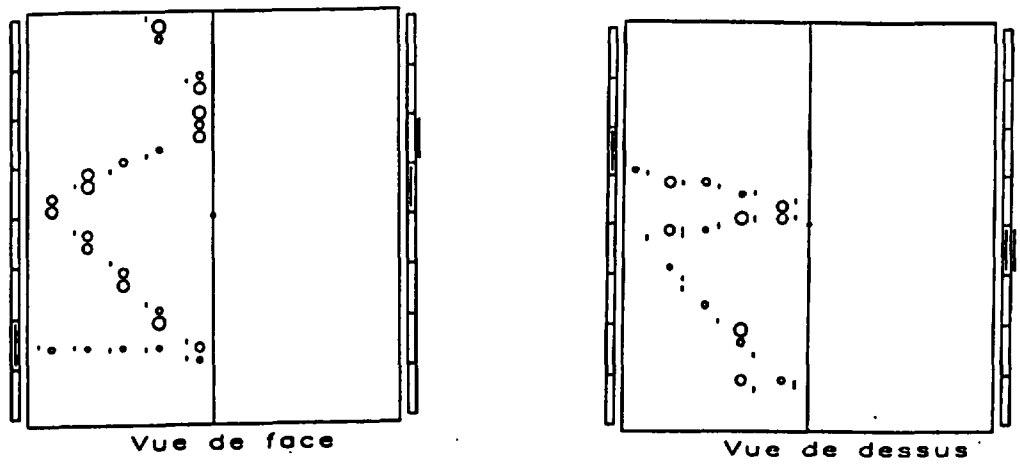


Fig. 1 : Evénement à 4 traces correspondant à des diffusions multiples.

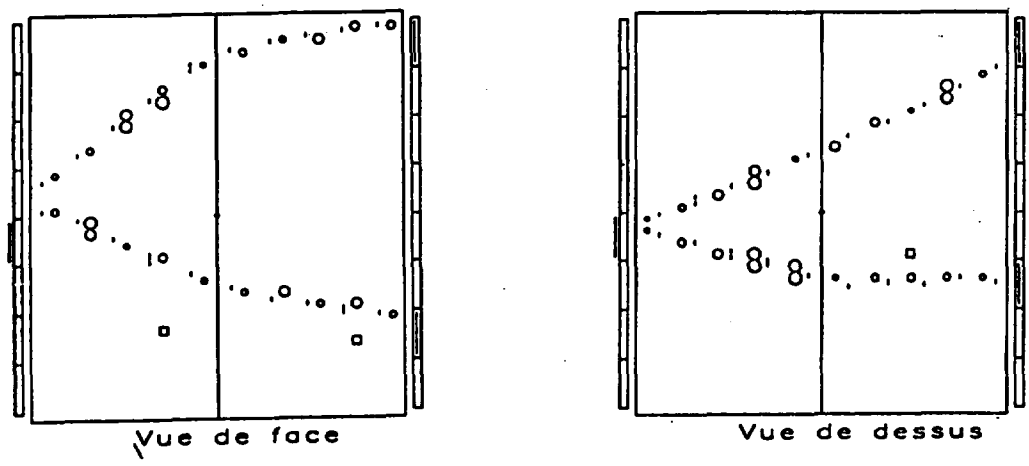


Fig. 2 : Evénement à 4 traces correspondant à l'émission d'un électron suivi d'un électron de conversion émis depuis le bord du détecteur, avec détection du rayonnement X associé.

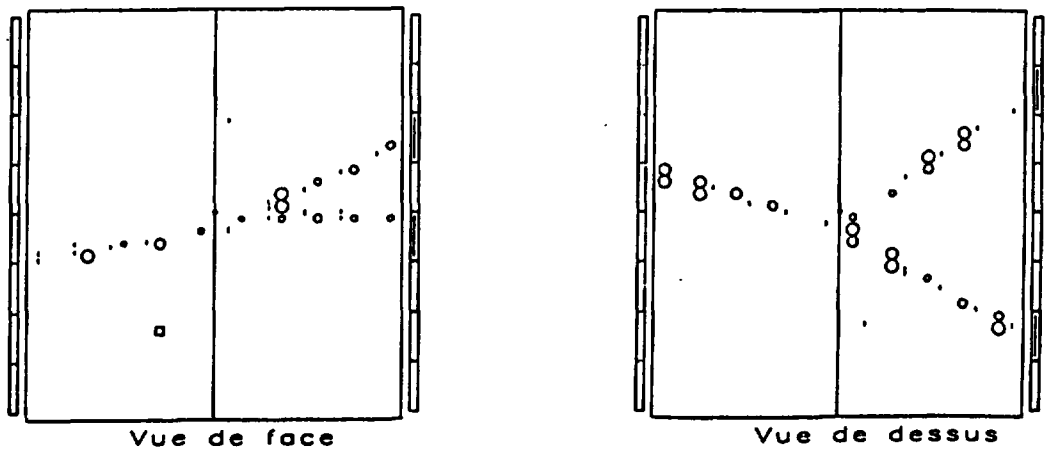


Fig. 3 : Diffusion Moeller dans la source d'un électron émis depuis le bord du détecteur.

Parmi les 13 événements avec 4 traces, il y en a un qui est mal reconstruit par le programme de reconstruction de traces, il correspond en fait à un événement à 2 traces. Mais cet événement est de toute façon rejeté par le critère du temps de vol. Les événements avec 3 traces correspondent pour la plupart à la présence d'une diffusion Moeller sur un fil ou dans la source ou à la rétrodiffusion d'un électron sur un plastique. La figure 3 montre un électron émis depuis le bord du détecteur et subissant une diffusion Moeller dans la source : les 2 électrons sont détectés dans le mur opposé. La somme en énergie de cet événement qui est de 2,813 MeV, est tout à fait compatible avec une émission β^- du ^{214}Bi vers le niveau fondamental du ^{214}Po, l'énergie de cette transition étant de 3,27 MeV.

Un tiers des événements à une trace correspond à des traces entrant ou sortant du détecteur avec au moins 2 compteurs adjacents touchés (fig. 4). On peut expliquer ceci par un électron déposant son énergie dans les 2 compteurs. Les autres événements proviennent essentiellement d'événements e^--γ.

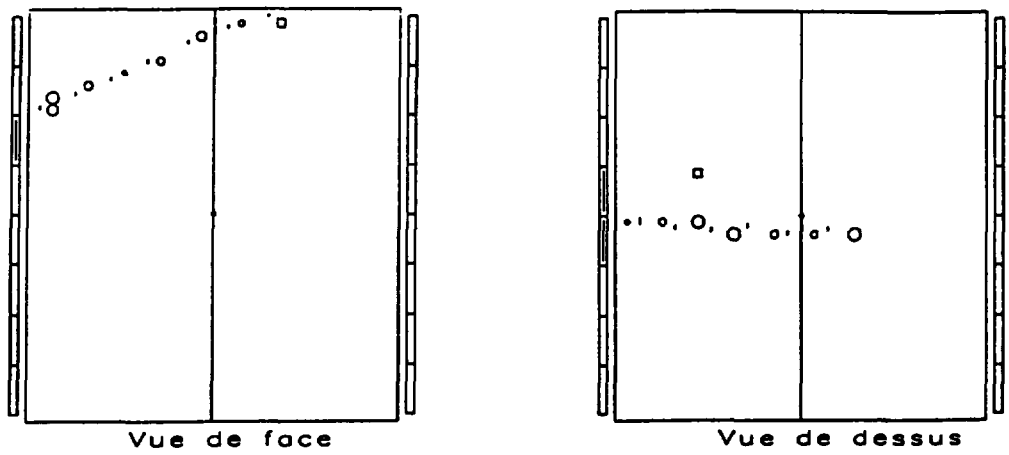


Fig. 4 : Electron entrant dans le détecteur et perdant son énergie dans 2 compteurs.

6.2 Les événements à 2 traces

Le tableau II donne en pourcentage la répartition du nombre de plastiques touchés en fonction du nombre de CsI touchés. La moitié des événements à 2 traces a seulement 2 compteurs touchés sans aucun CsI. Si nous imposons en plus qu'à chaque trace soit associé un compteur, il ne reste plus que 96 événements qui sont susceptibles de participer au bruit de fond de la transition $\beta\beta(0\nu)$. En rajoutant une sélection sur la trace, notamment en demandant que l'électron ne subisse pas de diffusion dans le détecteur gazeux, nous obtenons 81 événements. Nous imposons que les compteurs touchés aient une énergie déposée supérieure à 200 keV afin d'avoir une

bonne résolution en temps, cette sélection supprime 9 événements. Les 2 traces doivent avoir la même origine sur la source ; après cette coupure, il ne reste plus que 69 événements.

		plastiques touchés								
		2	3	4	5	6	7	8	9	10
	0	50,00	10,65	3,24	0,46	0	0	0	0	0
CsI	1	11,57	12,04	5,09	0,46	0	0	0	0	0
	2	1,85	3,24	0,93	0	0	0	0	0	0
touchés	3	0	0,46	0	0	0	0	0	0	0
	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Tableau II : Distribution du nombre de plastiques touchés en fonction du nombre de CsI touchés en %.

A ce niveau nous appliquons la coupure en temps de vol. La figure 5 montre la séparation en temps des événements. En prenant comme condition sur le temps de vol que dans l'hypothèse interne la quantité (DTM - DTINT) soit inférieure en valeur absolue à 1,2 ns et que dans l'hypothèse externe la quantité (DTM - DTEXT) soit supérieure en valeur absolue à 2 ns, il reste pour les 6167 heures de prise de données 3 événements (fig. 6 à fig. 8) dont les énergies sont respectivement 2,769, 2,807 et 3,141 MeV. La figure 9 donne un récapitulatif des coupures utilisées et du nombre d'événements restant après chacune d'elles. Nous pouvons constater qu'il y a un événement dont les électrons sont émis du même côté de la source et deux événements dont les électrons sont émis de part et d'autre de celle-ci. Les 2 événements correspondant aux figures 6 et 8 proviennent de la source de molybdène enrichi en isotope 100, l'événement de la figure 7 ayant son origine sur la source de molybdène naturel.

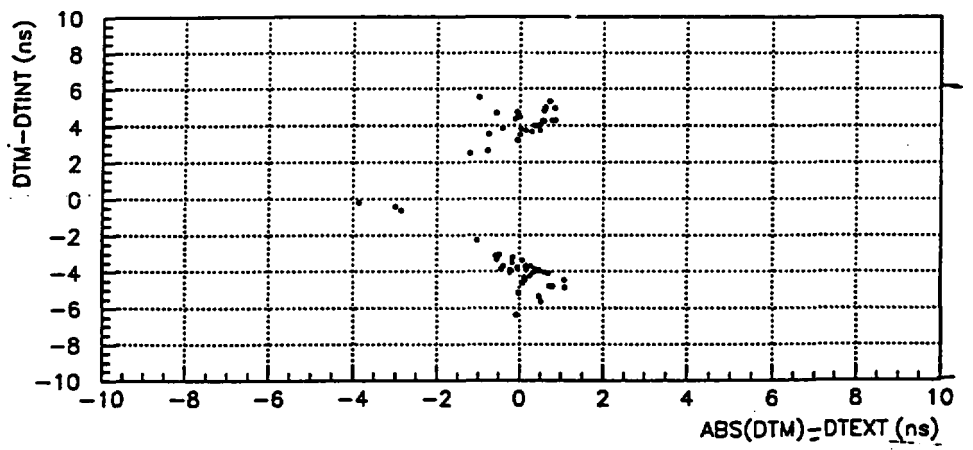


Fig. 5 : Séparation en temps des événements à deux traces entre 2,7 et 3,3 MeV.

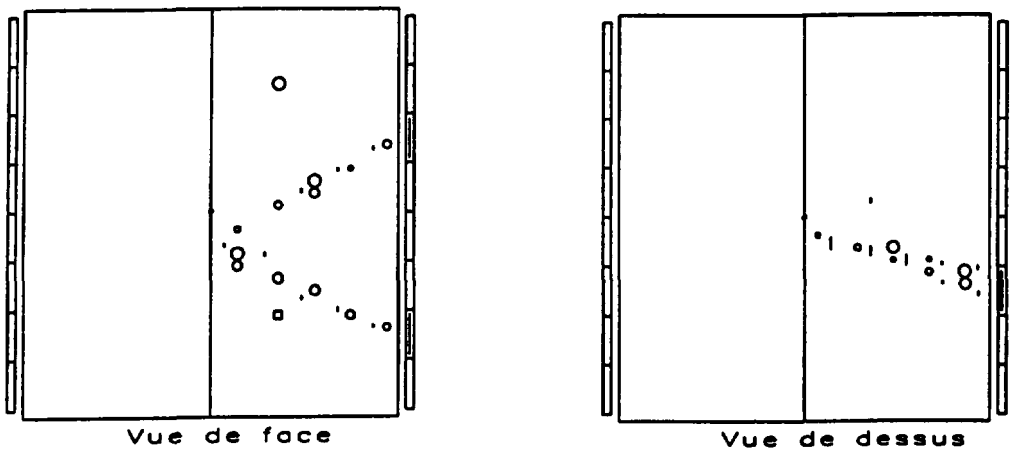


Fig. 6 : Evénement à 2,77 MeV sur la source de molybdène enrichi en isotope 100.

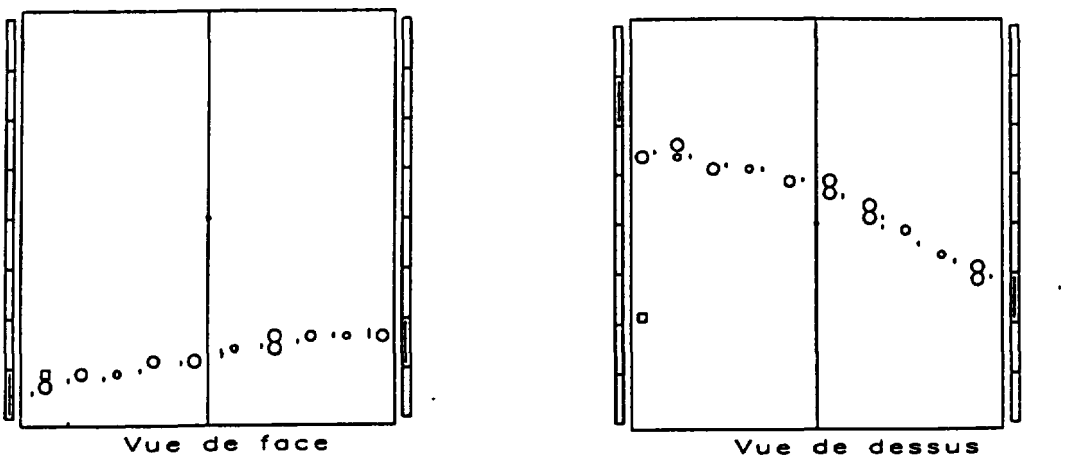


Fig. 7 : Evénement à 2,8 MeV sur la source de molybdène naturel.

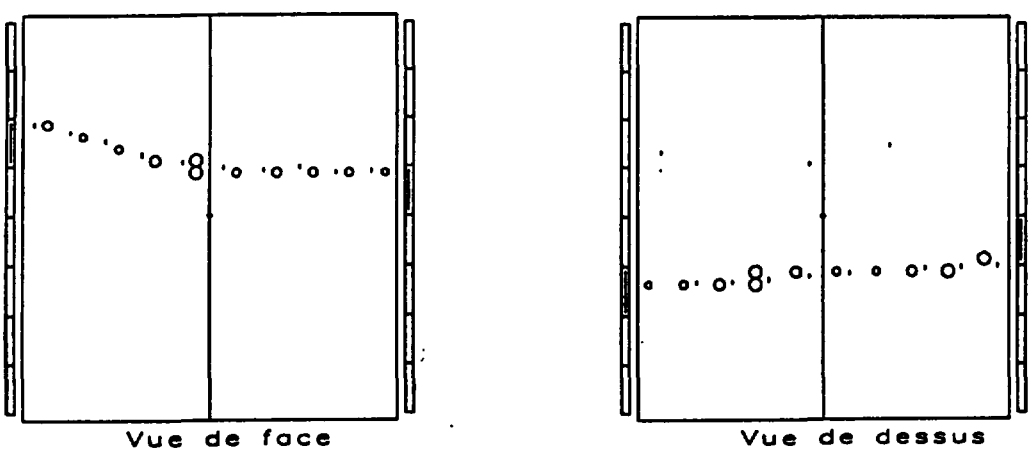


Fig. 8 : Evénement à 3,14 MeV sur la source de molybdène enrichi en isotope 100.

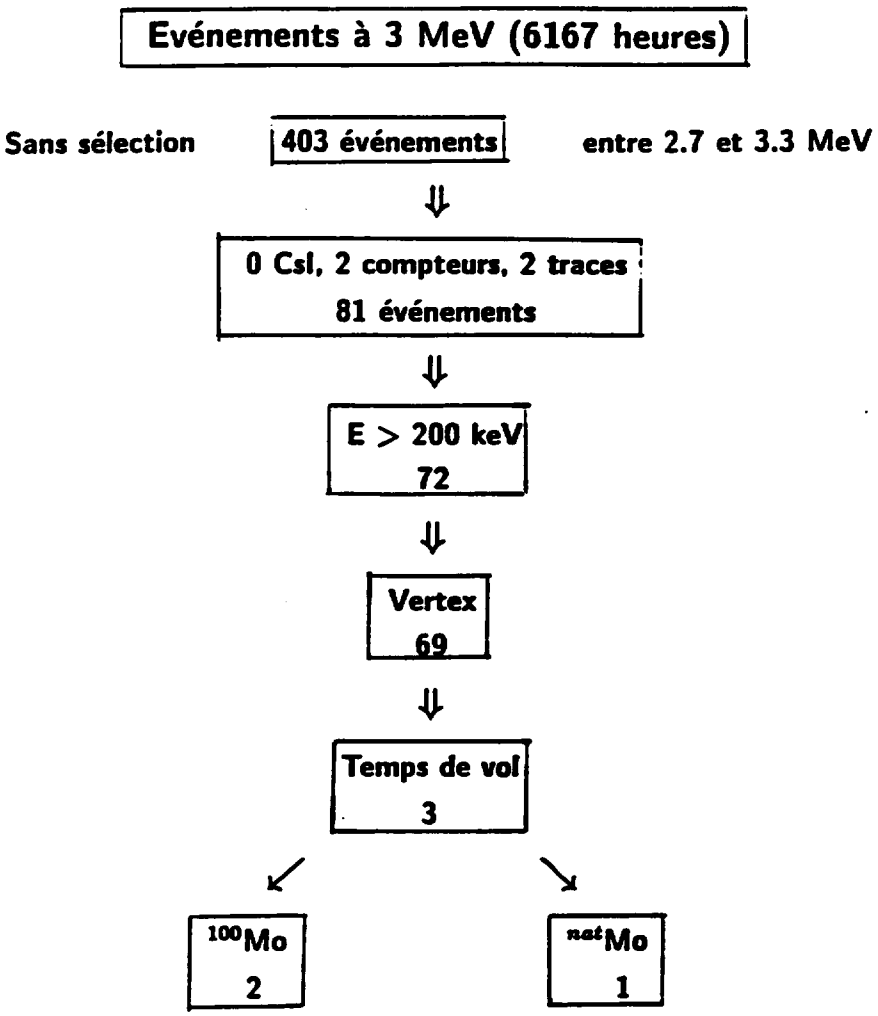


Fig. 9 : Récapitulatif des coupures sur les événements détectés en 6167 heures et ayant une énergie comprise entre 2,7 et 3,3 MeV.

Pour vérifier si ces événements ne sont pas liés à un problème ponctuel de variations de l'étalonnage en temps ou en énergie, nous avons regardé le comportement des compteurs touchés dans ces événements à partir des prises de données de surveillance de l'étalonnage. Un exemple du suivi en temps et en énergie du compteur S36 est donné figures 10a et 10b ; nous pouvons constater que ce compteur n'a pas subi de variations brutales à proximité de la prise de donnée numéro 679 pendant laquelle l'événement de la figure 6 a été détecté. La même étude pour les autres compteurs intervenant dans les 3 événements, montre que ceux-ci étaient stables en temps et en énergie. Aucune anomalie n'apparaît pour la résolution en temps et en énergie.

Ces événements ne sont donc pas dus à un biais expérimental, ils constituent le bruit de fond de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

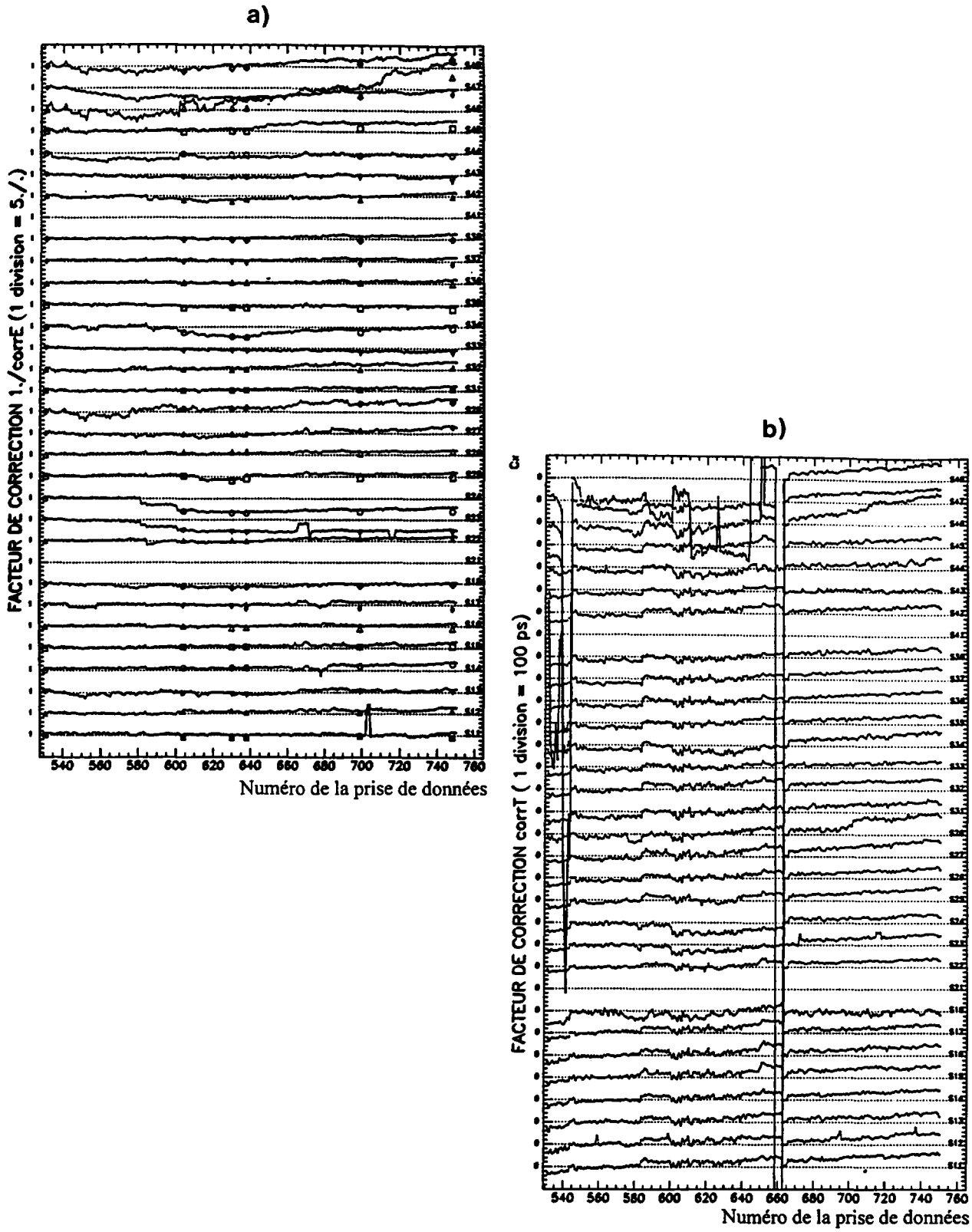


Fig. 10 : Exemples de suivi de l'étalonnage en énergie a) et de l'étalonnage en temps b), notamment pour les compteurs S32 et S36.

6.3 Limite sur la période $\beta\beta(0\nu)$

Statistiquement, il est impossible d'attribuer un événement particulier à la double désintégration bêta, au ^{214}Bi , au ^{208}Tl , ou aux neutrons. Les 2 événements détectés sur la feuille de molybdène enrichi en isotope 100 sont utilisés pour calculer en terme d'exclusion la limite sur la période de la transition $\beta\beta(0\nu)$. Nous considérons que la distribution statistique est poissonnienne, ceci signifie qu'en l'absence de bruit de fond, la détection de 2 événements exclut à 90% 3,5 événements provenant de la double désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Ceci conduit à la limite suivante sur la période de la transition $\beta\beta(0\nu)$:

$$T_{1/2}\,(0^+ \longrightarrow 0^+) \;>\; 5,3\;10^{21}\text{ans}$$

Suivant les valeurs prises pour les éléments de matrice nucléaire, cette limite conduit à la limite suivante sur la masse du neutrino:

$$< m_\nu > \;<\; [6,7 \;-\; 13,4]\text{eV}$$

La présentation détaillée de ces résultats est donnée dans [Ar94].

7 Conclusions

Ce travail constitue une contribution à l'étude des bruits de fond susceptibles de masquer la transition $\beta\beta(0\nu)$ du ^{100}Mo. Nous avons vu dans le chapitre 2 l'importance de l'observation d'une telle désintégration qui indiquerait que le neutrino est un neutrino de Majorana massif. Pour être sensible à une masse de 0,1 eV, il faut pouvoir mesurer une période de 10^{25} ans pour le ^{100}Mo ce qui, même avec plusieurs kilogrammes d'isotope, correspond à seulement quelques événements $\beta\beta(0\nu)$ par an. Une très bonne connaissance de l'origine et de l'importance des bruits de fond est donc indispensable. C'est dans ce but, que nous avons analysé les données de NEMO 2, prototype à l'échelle 1/10 du détecteur final en nous intéressant aux événements pouvant simuler une double désintégration bêta dans la région de 3 MeV, énergie à laquelle est attendu un signal $\beta\beta(0\nu)$ pour le ^{100}Mo. Ces événements peuvent avoir diverses origines ; nous avons étudié plus particulièrement les créations de paires dans la source venant des rayonnements gamma de haute énergie et les émissions d'électrons suivies d'électrons de conversion et d'un rayonnement X venant de la désintégration des produits de décroissance du radon.

Une des origines des photons de grande énergie est la capture de neutrons thermiques présents dans le laboratoire par les matériaux composant le détecteur. L'interaction de ces neutrons avec NEMO 2 étant difficile à simuler, nous avons étudié le comportement du prototype en présence d'une source Am-Be de neutrons. Parmi les événements détectés avec cette source, 5 peuvent être confondus avec une double désintégration bêta. Ils sont dus à des créations de paires e^+e^- dans la source de molybdène.

La prise de données avec la source de neutrons a duré 1h30, ce qui correspond à 10 ans de prise de données avec le flux de neutrons thermiques du laboratoire. Nous en avons déduit que le nombre d'événements venant des captures neutroniques dans NEMO 2 est de $(0{,}13 \pm 0{,}1)$ par an et par MeV entre 2,7 et 8 MeV.

Les données acquises avec la source Am-Be nous ont permis de montrer que les photons d'énergie supérieure à 2,7 MeV provenaient essentiellement des captures dans le cuivre et le plomb présents dans le blindage et dans les cristaux d'iodure de césium qui sont un des composants des compteurs calorimétriques.

Nous avons d'autre part mesuré le flux de photons dont l'énergie est supérieure à 3,9 MeV en utilisant les données pendant lesquelles nous déclenchons sur un seul compteur. En prenant en compte le temps mort et l'efficacité de détection des photons dans les scintillateurs plastiques, nous avons pu estimer que $1{,}4\ 10^5$ photons de plus de 2,7 MeV traversent les murs de scintillateurs, cette valeur conduit à un nombre de paires e^+e^- dans la source de molybdène comparable à celui obtenu à partir des données acquises avec la source de neutrons c'est-à-dire 1 paire par an dans NEMO 2 au-dessus de 3 MeV.

Une extrapolation pour le détecteur NEMO 3 en utilisant des arguments simples montre que le nombre d'événements liés aux neutrons sera de l'ordre de 200 créations de paires par MeV et par an au-dessus de 2,7 MeV. La présence d'un champ magnétique est donc indispensable afin de distinguer les électrons et les positrons et le facteur de réjection doit être de l'ordre de 100.

Une autre source de photons de grande énergie est le bremstrahlung des muons dans le blindage du détecteur. Parmi les données enregistrées avec la source de neutrons, nous avons pu séparer les événements venant des neutrons, des événements venant des muons à partir de critères que nous avons définis sur la multiplicité de compteurs touchés ou sur l'énergie déposée. En appliquant ces critères, nous attribuons de l'ordre de 1 événement par jour aux muons. La contribution du bremstrahlung au flux de photons est donc négligeable par rapport au flux de photons venant des captures neutroniques.

Une autre source de bruit de fond est due aux événements avec 2 électrons et un rayonnement X qui correspondent à une désintégration bêta suivie d'un électron de conversion. Ils permettent de signer la présence de polluants dont les désintégrations peuvent aussi simuler une transition $\beta\beta(0\nu)$. Nous avons pu mettre en évidence par ce canal un dépôt de ^{214}Bi, produit de décroissance du radon, sur les feuilles de mylar fermant le détecteur, le nombre d'événements observés étant corrélé avec le taux de radon présent dans le laboratoire.

Des événements e^--e^--X venant de la source ont aussi été détectés sans qu'une corrélation puisse être établie de façon certaine avec la présence de radon dans le laboratoire. Nous n'avons pas pu trancher sur l'origine du ^{214}Bi : il provient soit d'une pollution interne, soit du radon ou des deux à la fois. On ne peut donc pas exclure que le radon pénètre dans le détecteur et contribue à ce dépôt, c'est la raison pour laquelle le détecteur NEMO 3 sera protégé du radon par une tente anti-radon.

Dans le spectre de l'énergie somme des 2 électrons émis par la source de molybdène enrichi en isotope 100, en 6140 heures, nous n'avons détecté que 2 événements dans la région de 3 MeV, en accord avec nos déductions. Ceci montre que nous sommes arrivés à une limite dans la détection du bruit de fond qui est de l'ordre d'un événement par an et nous permet d'envisager avec confiance d'atteindre les objectifs poursuivis par la collaboration NEMO : mesurer une période de 10^{25} ans pour la transition $\beta\beta(0\nu)$ du ^{100}Mo avec le détecteur NEMO 3.

Références

[Ab91] A.I. Abazov et al., SAGE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **67** (1991)332.

[Al93] A. Albrecht et al., Nucl. Phys. **31** (Proc. Suppl.) (1993).

[Al93] M. Alston-Garnjost et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993)831.

[Al88] M. Alston-Garnjost et al., NIM **A271** (1988)475-482.

[An82] H.G. Anderhub et al., Phys. Lett. **B 114** (1982)76.

[An92] P. Anselmann et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. **B285**. (1992)390.

[Ar93] R. Arnold et al., International Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille, July 22-28, 1993.

[Ar94] R. Arnold et al., soumis à Nuclear Physics, 1994.

[Ba93] H. Backe et al., Nucl. Phys. **B 31** (Proc. Suppl.) (1993).

[Bi78] S.M. Bilenky and B. Pontecorvo, Phys. Rep. **41** (1978)225.

[Bi87] R. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987)1494.

[Bl92a] S.A. Bludman et al., preprint UPR-0516T (revised), December 1992.

[Bl92b] D. Blum et al., NEMO Collaboration, Phys. Lett. **B275** (1992)506-511.

[Bo87] F. Boehm and P. Vogel, "Physics of Massive Neutrinos" (Cambridge University Press, 1987).

[Bo91] F. Boehm et al., NIM **A300** (1991) 395.

[Bo92] J. Bouchez, "La physique auprès des réacteurs nucléaires", GIF 92.

[Ca92] J.E. Campagne,"A la recherche de la double désintégration bêta", GIF 92.

[Ch92] P. Chardonnet, "Mystère des neutrinos - Mystères de l'univers", GIF92.

[Co94] Compte-rendus réunions de collaboration NEMO.

[Da68] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205.

[Da92] F.A. Danevich et al., PROC. III Int. Symp. Weak and Electroweak Int. in nuclei: Wein'92, Junel6-22,1992 (à paraître).

[Do85] M. Doi et al., Progress of Theorical Physics (Suppl.) **83**, 1985.

[Ej91] Ejiri et al., NIM **A302** (1991)304-314.

[Ej91b] Ejiri et al., Phys. Lett. **B258** (1991)17.

[Ej92] H. Ejiri et al., PROC. III Int. Symp. Weak and Electroweak Int. in nuclei: Wein'92, Junel6-22,1992 (à paraître).

[El88] S. R. Elliot et al., NIM **A273** (1988)226-239.

[El91] S. E. Elliot et al., J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **17**(1991) S145.

[El92] S. E. Elliot et al., **C46** (1992)1535.

[Fi89] E. Fiorini et al., NIM **A279** (1989)142-147.

[Fu39] W. H. Furry, Phys. Rev. **56** (1939)1184.

[Ge81] H. Georgi, S.L. Glashow and S. Nusinov, Nucl. Phys. **B193** (1981)297.

[Gr90] K. Grotz and H. V. Klapdor, "The weak interaction in nuclear, particle and astrophysics".

[Gl80] S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. **52** (1980)539.

[Go35] M.Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **48** (1935)513.

[Hi87] K. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987)1490.

[Hi89] K. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. **63** (1989)6.

[Is93] M. P. Isaac, Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux, 1993.

[Iz93] C. Izac, Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux, 1993.

[Ja92] C. Jarlskog, "Neutrinos, A Theorical Introduction", GIF 92.

[Ki69] T. Kirsten et al., Earth and Planet. Sci. Lett. **6** (1969)271.

[Kr92a] P.I. Krastev and S.T. Petcov, Phys. Lett. **B285** (1992)85.

[Kr92b] P.I. Krastev and S.T. Petcov, Phys. Lett. **B299** (1992)99.

[La93] T. Lamhamdi, Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1993.

[Mi85] S.P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42** (1985)1441.

[Mo87] M. Moe et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987)1651.

[Na93] F. Natchez, Thèse de Doctorat de l'Université de Clermont-Ferrand, 1993.

[Ne91] J.E. Campagne, M. Isaac, F. Piquemal, note NEMO 3/91 (1991).

[Ne93] Proposition d'expérience de double désintégration bêta pour la recherche d'une masse de neutrino de Majorana de 0,1 eV. Réunion de la collaboration NEMO au Mt Ste-Odile, 22-26 mars 1993.

[Pa30] W. Pauli, Letter to the Physical Society of Tübingen, publié dans Physics today, **31**, numéro 9,23.

[Pi93] A. Piepke, Proc. XIII Moriond Workshop, Perspectives in Neutrinos, Atomic Phys. and Gravitation, Villars-sur-Alon, Jan. 30 - Feb. 7, 1993 (à paraître).

[Po57] B. Pontecorvo, Zb. Ekspr. Theor. Fiz **33** (1957)549, **34** (1958)247, **53** (1967)1717.

[Re56] F. Reines and C.L. Cowan, Nature, vol. **178** (1956)446.

[Sa74] A. Salam, Phys. Rev. **D10** (1974)275.

[Sa92] P. Salati, "La supernova SN 1987A", GIF 92.

[Se53] E. Segré, "Experimental Nuclear Physics" Vol.II, (1953).

[Sh92] X. Shi, D.N. Schramm and J.N. Bachall, Phys. Rev, Lett. **69** (1992)717.

[Si89] J.J. Simpson et al., Phys. Rev. **D39** (1989) 1825.

[Tr90] W.H. Trzaska, NIM **A297** (1990)223-239.

[Va90] S.I. Vasiliev et al., JTEP Lett. **51** 1990 622.

[Va92] F. Vannucci, "La physique des neutrinos aux accélérateurs", GIF 92.

[We80] S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52** (1980)515.

[Wo78] L.Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369.

Résumé

La double désintégration bêta sans émission de neutrino permet de tester certaines propriétés du neutrino, notamment sa masse et sa nature (Majorana ou Dirac). Expérimentalement, l'observation de ce processus correspondrait à un pic à l'énergie de transition dans le spectre de la somme de l'énergie des 2 électrons émis.

La période attendue pour un tel phénomène est extrêmement longue (de l'ordre de 10^{25} ans pour le ^{100}Mo), il est donc indispensable d'avoir une très bonne connaissance de l'origine et de l'importance des bruits de fond dans la région où le signal est attendu.

Il est montré que dans la région de 3 MeV, les causes principales de bruit de fond sont les créations de paires e^+ - e^- induites par les rayonnements gamma de haute énergie accompagnant la capture de neutrons thermiques dans les composants du détecteur.

Une autre cause possible est la radioactivité naturelle ; un dépôt de ^{214}Bi sur les bords du détecteur corrélé avec le taux de radon dans le laboratoire a été mis en évidence.

Les données prises avec le prototype NEMO 2 et une feuille source de molybdène enrichi en ^{100}Mo montrent que la limite atteinte pour le bruit de fond est de l'ordre de 1 événement par an dans la région de 3 MeV. Les résultats obtenus dans ce travail montrent la nécessité d'ajouter un champ magnétique dans NEMO 3 pour rejeter les paires e^+ - e^-.

Mots clés : Double décroissance bêta, neutrino, capture de neutrons, muons, radon, bruit de fond.

Abstract

Double beta decay without neutrino emission provides a test of the mass and nature of neutrinos (Majorana or Dirac). Experimental proof would be the observation of a peak at the transition energy in the sum energy spectrum of the two emitted electrons.

The expected half-life of the process is extremely long (about 10^{25} years for ^{100}Mo). So, being thus, it is very important to get a good knowledge of the origins and contributions of background noise in the region where the signal could occur.

The main origins of the background noise are found to be e^+ - e^- pairs induced by heavy energy gamma rays. These gamma rays follow the thermal neutron capture by the components of the detector.

Another factor in the production of background noise is natural radio-activity. For example, the presence of Radon in the laboratory has been observed to produce deposits of ^{214}Bi on the sides of the detector.

Data taken with the NEMO 2 prototype and an enriched molybdenum source foil indicates that the background limit reached is of the order of 1 event per year in the 3 MeV region. Results of this work have proven the necessity to have a magnetic field in NEMO 3 in order to reject e^+ - e^- pairs.

Key words: double beta decay, neutrino, neutron capture, muons, radon, background noise.