



Thèse

Recherche de la désintégration bêta double permise dans le ^{136}Xe



Présentée devant
L'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel
Groupe Physique Corpusculaire

Pour obtenir
Le grade de docteur ès sciences

Par
Gordana Gerber

Soutenue le 30 mai 2005 devant le Jury :

MM.

Prof. Dr. J.-L. Vuilleumier

PD Dr. D. Twerenbold

Dr. R. Luescher

Prof. Dr. C. Amsler

Université de Neuchâtel

Université de Neuchâtel

Rutherford Appleton Laboratory

Université de Zürich

Figure de couverture : *Pleter* croate, décoration en pierre, ornement en forme d'entrelacs (de 8^{ème} à 10^{ème} siècle)

IMPRIMATUR POUR LA THESE

Recherche de la désintégration bêta double permise dans le ^{136}Xe

Gordana GERBER

UNIVERSITE DE NEUCHATEL

FACULTE DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury

MM. J.-L. Vuilleumier (directeur de thèse),
D. Twerenbold, R. Luescher (Rutherford Appleton Laboratory),
et C. Amsler (Zürich)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 21 septembre 2005

La doyenne:



M. Rahier

Faculté des Sciences

■ Rue Emile-Argand 11 ■ CP 2 ■ CH-2007 Neuchâtel
■ Téléphone : +41 32 718 21 00 ■ Fax : +41 32 718 21 03 ■ E-mail : secretariat.sciences@unine.ch ■ www.unine.ch

Sommaire

Avant-propos	1
--------------	---

Partie I

Introduction

1	Phénoménologie	5
1.1	Introduction	5
1.2	Neutrino	7
1.2.1	Neutrino dans le Modèle Standard	8
1.2.2	Au-delà du Modèle Standard	8
	1.2.21 <i>Neutrino – une particule de Majorana ou de Dirac ?</i>	9
	1.2.22 <i>Recherche expérimentale de la nature du neutrino</i>	9
1.3	Recherche expérimentale de la masse du neutrino	10
1.3.1	Mesures cinématiques directes	10
1.3.2	Oscillations de neutrinos	11
	1.3.21 <i>Formalisme</i>	11
	1.3.22 <i>Résultats actuels</i>	12
1.3.3	Désintégration double bêta ($\beta\beta$)	14
	1.3.31 <i>Aspect théorique</i>	14
	1.3.311 Désintégration $\beta\beta 2\nu$	15
	1.3.312 Désintégration $\beta\beta 0\nu$	17
	1.3.32 <i>Recherche expérimentale</i>	18
	1.3.321 Choix de source	19
	1.3.322 Résultats actuels	20
	1.3.323 Avenir de la recherche $\beta\beta$	22
1.3.4	Oscillations de neutrinos et la désintégration double bêta	24
	1.3.41 <i>Spectre hiérarchique : $m_1 < m_2 < m_3$</i>	26
	1.3.42 <i>Spectre à hiérarchie inversée : $m_1 < m_2 < m_3$</i>	26
	1.3.43 <i>Spectre de masses quasi-dégénéré : $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ >> $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$</i>	26

2	Interactions des particules avec la matière	29
2.1	Introduction	29
2.2	Interactions des particules avec la matière	30
2.2.1	Particules lourdes chargées	30
2.2.2	Electrons	33
2.2.3	Photons	35
2.2.4	Neutrons	37
2.3	Particules dans un détecteur à ionisation	38
2.3.1	Ionisation	38
2.3.2	Diffusion	39
2.3.3	Dérive	40
2.3.4	Amplification	41
2.3.5	Composition du gaz	43
2.3.6	Attachement	44

Partie II

Le détecteur du Gothard

3	Chambre à projection temporelle	47
3.1	Introduction	47
3.2	Concept	49
3.2.1	Description géométrique	49
3.2.2	Principe de fonctionnement	50
3.2.3	Développement du signal	51
	<i>3.2.31 Sur l'anode</i>	<i>52</i>
	3.2.311 Origine du signal	52
	3.2.312 Signal dans le temps	54
	<i>3.2.32 Sur le plan XY</i>	<i>55</i>
	3.2.321 Distribution spatiale	55
3.2.4	Traitement du signal	55
	<i>3.2.41 A la sortie de l'anode</i>	<i>56</i>
	3.2.411 Chaîne électronique typique	56
	3.2.412 Voies énergie et temps	57
	<i>3.2.42 A la sortie du plan XY</i>	<i>59</i>
	3.2.421 Electronique typique	59
	3.2.422 Signal et la topologie de l'événement	59
3.3	TPC à l'heure actuelle	61

4	Détecteur du Gothard	63
4.1	Introduction	63
4.2	Choix des matériaux et des paramètres	66
4.2.1	Type de détecteur	66
4.2.2	Quel gaz pour source ?	66
4.2.3	Quencher	69
4.2.4	Pression opérationnelle	70
4.2.5	Champ électrique	71
4.2.6	Situation	71
4.3	La TPC	73
4.3.1	Anode	74
4.3.2	Grille	74
4.3.3	Plan XY	75
4.3.4	Cathode	76
4.3.5	Anneaux de champ	76
4.3.6	Blindage	76
4.4	Système de gaz	78
4.5	Electronique	80
4.5.1	Préamplificateurs	80
4.5.2	Discriminateurs	81
4.5.3	Transient Recorder	81
4.5.4	Interfaces CAMAC	82
4.5.5	Contrôleur CAMAC	82
4.6	Acquisition des données	85
4.7	Analyse des données	86
4.7.1	Analyse en ligne	86
4.7.2	Analyse hors ligne	86

Partie III

Performance du détecteur

5	Performances du détecteur	89
5.1	Introduction	89
5.2	Propriétés du gaz	90
5.2.1	Zone de dérive	90
	5.2.11 <i>Vitesse de dérive</i>	90
	5.2.12 <i>Diffusion</i>	91
5.2.2	Zone d'avalanche	93
	5.2.21 <i>Champ électrique</i>	93
	5.2.22 <i>Attachement et ionisation</i>	94
5.2.3	Stabilité	95
5.3	Résolution en énergie	96
5.4	Reconstruction des traces	99
5.4.1	Événements à un électron ($1e^-$)	102
5.4.2	Événements à deux électrons ($2e^-$)	103
5.4.3	Particules alpha	105
5.4.4	Multiple événements	106
5.4.5	Chaînes radioactives	107
5.4.6	Muons	107

Partie IV

Mesures à 3 bar

6	Procédure d'analyse	111
6.1	Introduction	111
6.2	Etat des lieux et mise en route	113
6.2.1	Marche à suivre lors de l'analyse	114
6.2.2	Problème de qualité des données	114
6.2.3	Structure des fichiers	115
6.3	Uniformisation du gain	117
6.3.1	Carte des gains	117
6.3.2	Correction des données servant à l'étalonnage	118
6.3.3	Correction des données $\beta\beta$	118
6.4	Etude du pic dans les données $\beta\beta$	121
6.4.1	Allure de l'événement	121
6.4.2	Corrélation avec le lieu de production	121
6.4.3	Conclusion	124
6.5	Etalonnage en énergie	125
6.5.1	Sources utilisées	125
	6.5.11 Source de ^{241}Am	125
	6.5.12 Source de ^{133}Ba	127
6.5.2	Spectre déformé. Instabilité du gain.	128
6.5.3	Courbe d'étalonnage	130
6.5.4	Suivi mensuel	130

7	Résultats	133
7.1	Introduction	133
7.2	Événements à deux électrons ($2e^-$)	134
7.2.1	Xénon enrichi	134
7.2.2	Xénon appauvri. Bruit de fond.	135
7.2.3	Qualité des traces. Rendre la comparaison possible.	135
7.2.4	Efficacité du scanning	137
7.3	Événements à un électron ($1e^-$)	138
7.4	Période du processus $\beta\beta_{2\nu}$	141
7.5	Conclusion	144

Annexe

8	Bruit de fond	149
8.1	Introduction	149
8.2	Sources du bruit de fond	150
8.2.1	Rayons cosmiques	150
8.2.2	Chaînes radioactives naturelles	150
8.2.3	Neutrons	152
8.3	Mécanismes d'apparition	153

Bibliographie	157
---------------	-----

Images	163
--------	-----

Avant-propos

La physique du neutrino nous fascine, nous, les physiciens, depuis des nombreuses années. Elle est si intéressante, si mouvementée, si diverse, si mystérieuse. D'une année à l'autre, elle nous pousse graduellement à nous dépasser. Comme résultat, des accélérateurs puissants sont nés, des détecteurs gigantesques sont construits, des projets futuristes sont en train d'être réalisés.

Par conséquent, nous sommes aujourd'hui, plus que jamais, sur le point d'obtenir un certain nombre de réponses relatives au neutrino, qui vont nous amener à mieux comprendre le contenu de l'Univers, en particulier la matière noire et son évolution.

La première réponse que nous cherchons est incontestablement celle de la masse du neutrino. Grâce aux expériences des oscillations des neutrinos, nous avons à présent des indications solides d'une masse non-nulle du neutrino.

Le problème de la masse du neutrino est intimement lié à la nature de cette particule, à savoir s'il est une particule de Dirac ou de Majorana. Deux types d'expériences actuelles sur les neutrinos peuvent apporter la réponse à cette question : la désintégration double bêta et la mesure du moment magnétique. Cette dernière étant plus difficile à réaliser expérimentalement, la communauté a les yeux rivés sur la désintégration double bêta. Actuellement, une multitude d'expériences sont en cours, et une dizaine des nouvelles sont en train de naître.

La désintégration double bêta a lieu lorsque deux neutrons se transforment simultanément en deux protons, deux électrons et deux neutrinos dans le noyau. Il s'agit d'un processus très rare, autorisé par les règles de sélection. Cependant, il existe une désintégration double bêta sans création de neutrinos, se déroulant uniquement si les neutrinos sont des particules de Majorana, c'est à dire identiques à leurs antiparticules. S'il est observé, ce type de la désintégration double bêta prouverait que le neutrino est une particule Majorana, en plus de délivrer l'information sur sa masse effective (ce que les expériences des oscillations ne peuvent pas faire).

L'expérience du Gothard avait pour objectif la recherche de la double désintégration double bêta du ^{136}Xe . Le détecteur qu'elle a utilisé est l'un des plus performants dans la physique des particules, une Chambre à Projection Temporelle, dans laquelle il est possible de visualiser les traces des particules, et ainsi de repérer un événement double bêta. Débutée en 1990, la prise des données s'est poursuivie jusqu'en 2000, lorsque la chambre fut transformée pour les besoins de la R&D, servant principalement à l'expérience EXO.

Mon travail de thèse consistait en l'analyse des dernières données de l'expérience, prises en fin des années 90, à une pression de 3 bar, au lieu des 5 bar habituellement utilisés. Le but en était de déterminer la demi-vie de la désintégration du type $\beta\beta 2\nu$, qui allait

compléter les résultats de la recherche sur la désintégration $\beta\beta 0\nu$, que le groupe venait de terminer à 5 bar.

Suite à des problèmes de variation de gain et des problèmes de codage, les données étaient de qualité variable et demandaient un effort particulier pour les analyser. Malheureusement, une grande partie en était irrécupérable. Les données restantes, étant entachées d'importantes incertitudes, ne nous ont pas permis de voir de manière significative la désintégration permise $\beta\beta 2\nu$ du ^{136}Xe , et n'ont pas apporté d'indications plus précises quant à la demi-vie du processus. Néanmoins, nous avons confirmé nos précédents résultats.

En rédigeant ce texte, il m'a semblé naturel d'introduire le lecteur dans cette thématique par plusieurs paliers, que j'ai appelé «Parties». Dans la première, appelée «Introduction», je présente l'essentiel de la physique des neutrinos, mettant un accent particulier sur la désintégration double bêta. Des résultats expérimentaux actuels sont également présentés. Je termine cette partie par la théorie des interactions des particules avec la matière, qui vont servir à détecter les neutrinos.

La seconde partie est consacrée à la description du détecteur, dans un premier temps de manière générale, avant de se focaliser sur le détecteur du Gothard en particulier.

Dans la troisième partie, je présente les performances du détecteur.

Finalement, la quatrième partie de ce travail est consacrée, à travers deux chapitres, à mon analyse et mes résultats. Je commence par une description de la « Procédure d'analyse », le processus que j'ai dû reconstituer presque entièrement. Je cite également les principales sources de problèmes ayant causé la détérioration d'une grande partie des données. La partie se termine avec la présentation des résultats obtenus à partir des données exploitables.

Bien que nous n'ayons pas pu utiliser pleinement le potentiel de notre détecteur à 3 bar, notre manière de procéder nous semble judicieuse et, dans des meilleures conditions, aurait certainement apporté plus d'informations sur la désintégration double bêta du xénon.

Malgré tout, nous comptons rester dans la course à la masse du neutrino et ceci avec l'expérience-suite du Gothard, l'EXO.

Partie I

Introduction



1 Phénoménologie

1.1 Introduction

1.2 Neutrino

- 1.2.1 Neutrino dans le Modèle Standard
- 1.2.2 Au-delà du Modèle Standard
 - 1.2.21 *Neutrino – une particule de Majorana ou de Dirac ?*
 - 1.2.22 *Recherche expérimentale de la nature du neutrino*

1.3 Recherche expérimentale de la masse du neutrino

- 1.3.1 Mesures cinématiques directes
- 1.3.2 Oscillations de neutrinos
 - 1.3.21 *Formalisme*
 - 1.3.22 *Résultats actuels*
- 1.3.3 Désintégration double bêta ($\beta\beta$)
 - 1.3.31 *Aspect théorique*
 - 1.3.311 Désintégration $\beta\beta 2\nu$
 - 1.3.312 Désintégration $\beta\beta 0\nu$
 - 1.3.32 *Recherche expérimentale*
 - 1.3.321 Choix de source
 - 1.3.322 Résultats actuels
 - 1.3.323 Avenir de la recherche $\beta\beta$
- 1.3.4 Oscillations de neutrinos et la désintégration double bêta
 - 1.3.41 *Spectre hiérarchique : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$*
 - 1.3.42 *Spectre à hiérarchie inversée : $m_1 \ll m_2 < m_3$*
 - 1.3.43 *Spectre de masse quasi-dégénéré : $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \gg \sqrt{\Delta m_{atm}^2}$*

1.1 Introduction

« Le prix Nobel de physique 2002 a récompensé deux « chasseurs de neutrinos », Davis et Koshiba. Il faut beaucoup de patience et de savoir-faire pour détecter ces particules neutres si discrètes qu'elles traversent facilement la terre à la vitesse de la lumière sans interagir. Mais les neutrinos de différentes espèces provenant du soleil ou de l'atmosphère terrestre sont en train de bouleverser la physique fondamentale ... »

A.Abada, Lettre du SPM, No 41, mars-avril 2003

Depuis sa découverte jusqu'à nos jours, le neutrino pousse les physiciens à se remettre en question et à revoir leurs théories. Citons l'exemple du Modèle Standard qui a dû être complété, ne pouvant pas expliquer tous les phénomènes en relation avec les neutrinos. Aussi la physique expérimentale a été mise en défi et a dû se montrer très imaginative, afin de capter le moindre signal de neutrinos. Malgré les avancés technologiques impressionnantes, accompagnées d'une théorie de plus en plus complète, l'homme n'a pas encore pu percer tous les

secrets des neutrinos. Cependant, les dernières années nous ont offerts quelques excitations méritant à être mentionnés dans ce travail.

Les expériences d'oscillations de neutrinos des dernières années, atmosphériques ou solaires, ont démontré de manière convaincante que les neutrinos ont une masse finie. L'accès aux fines masses des neutrinos est ainsi ouvert. Aujourd'hui, les yeux s'orientent vers la recherche de la masse absolue du neutrino, pouvant être obtenue grâce à la désintégration double bêta, par exemple.

Nous vivons dans une époque de profonde transformation; les modèles de physique de notre jeunesse ne conviennent plus ; une physique nouvelle se dessine...

L'objectif de ce chapitre est de montrer les bases de la physique du neutrino et de présenter les méthodes expérimentales de la recherche de la masse du neutrino. L'accent sera tout particulièrement mis sur l'une de ces techniques, à savoir la désintégration double bêta.

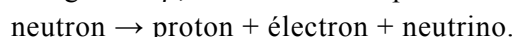
1.2 Neutrino

La naissance du neutrino eut lieu en 1930 lorsque W. Pauli essaya désespérément d'expliquer le spectre continu de la désintégration bêta [Pau 30] :

« ... I have considered .. a way out for saving the law of conservation of energy. Namely, the possibility that there could exist in the nuclei electrically neutral particles, that I will call neutrons which have spin $\frac{1}{2}$ and follow the exclusion principle. The continuous β -spectrum would then be understandable assuming that in β -decay together with the electron, in all cases, also a neutron is emitted in such a way that the sum of energy of neutron and of electron remains constant ... I admit that my solution appears to you not very probable ... »

A l'époque, les électrons et les protons furent, eux seuls, les particules élémentaires et les physiciens savaient que cette image de la matière n'était pas complète, ne pouvant pas, par exemple, expliquer la forme du spectre β , ni le spin de certains noyaux. Ceci amena Pauli à l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle particule, appelée (logiquement pour l'époque) neutron, présente dans le noyau et éjectée de celui-ci lors de la désintégration β . Le « vrai » neutron fut découvert deux ans plus tard, par Chadwick. C'est alors que le problème du spectre β resurgit.

La particule fut quelques années plus tard ressuscitée par E. Fermi qui la nomma neutrino, « le petit neutre », et établit la première théorie de la désintégration β , comme étant le processus :



On observa le neutrino expérimentalement dans les années cinquante, lorsque C.L. Cowan et F. Reines identifièrent les antineutrinos électroniques produits dans une réaction β^+ dans le réacteur nucléaire de Savannah River, en Caroline du Sud. C'est alors que l'ère des découvertes débuta ; citons quelques découvertes marquantes : la violation de la parité (1957), la découverte du neutrino muonique (1962), la détection des neutrinos solaires (1970), la détection des neutrinos de la supernova 1987A (1987), la découverte du neutrino tauïque (2000), la mise en évidence de l'existence de trois types de neutrinos (1990), les oscillations des neutrinos (2002). Plusieurs revues détaillent le riche passé de la recherche des neutrinos : voir par exemple [Bil 97] ou [Web 01].

En 2004, la course aux neutrinos n'est toujours pas achevée : de toutes les particules du Modèle Standard, les neutrinos sont toujours parmi celles qu'on connaît le moins. La raison pour cela repose certainement dans l'absence (ou mieux : l'extrême rareté)

d'interactions des neutrinos avec la matière. Toutefois, la réponse commence à se dessiner petit à petit.

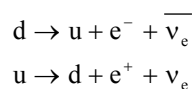
1.2.1 Neutrino dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard [Gla 61] de la physique des particules est la théorie actuelle qui permet d'expliquer la plupart des phénomènes observables à l'échelle des particules. Les particules y citées sont les briques élémentaires de l'univers et sont organisées en 6 quarks et 6 leptons répartis en trois familles.

Le Modèle Standard comprend ainsi trois saveurs de neutrinos : électronique (ν_e), muonique (ν_μ) et tauïque (ν_τ). Ils sont sensibles aux interactions faibles et leurs masses et leurs charges sont supposées être nulles. De plus, ils sont de spin $\frac{1}{2}$ et de chiralité gauche. A chaque neutrino est associé un antineutrino, qui est par conséquent de chiralité droite.

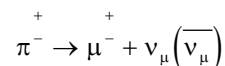
Le nombre de saveurs de neutrinos a été vérifié expérimentalement en 1990 par le LEP en mesurant la largeur du Z^0 : $2,994 \pm 0.012$ [Eid 04].

La saveur du neutrino dépend de la réaction dans laquelle il est produit. Par exemple, les neutrinos et antineutrinos électroniques proviennent de la désintégration bêta :



D'autres processus participent également dans la production des ν_e ($\bar{\nu}_e$), tels la désintégration des muons ou des pions.

Les neutrinos muoniques sont produits lors de la désintégration des muons ou des pions :



Les neutrinos tauïques, n'ayant pas pu être détectés expérimentalement pendant des nombreuses années, ont récemment été mis en évidence par l'expérience DONUT à Fermilab [Kod 01] lors de la désintégration des particules tau.

1.2.2 Au-delà du Modèle Standard

Bien que le Modèle Standard donne une description très satisfaisante des phénomènes observés dans les expériences, il ne résout pas toutes les énigmes de l'univers, dont par exemple :

- Pourquoi l'énorme divergence des masses des particules ?
- Pourquoi les masses sont-elles si différentes de la masse de Planck $M_p \approx 10^{19}$ GeV ?

- Pourquoi existent exactement trois familles de particules ?
- Que représente la matière noire, invisible, mais dont les effets gravitationnels sont observés ?
- Y a-t-il une théorie universelle des interactions qui incorporerait également la gravitation ?

Du point de vue expérimental, il est difficile d'étudier la physique des neutrinos d'au-delà du Modèle Standard. Après de longues années de résistance, elle commence enfin à montrer le bout du nez et ses concepts commencent à se confirmer dans les expériences, notamment d'oscillations. Seulement, pour sa pleine mise en évidence, il est capital de trouver la réponse aux questions suivantes :

- Quelle est la nature des neutrinos ? Sont-ils des particules de Dirac ou de Majorana ;
- Quelle est la masse du neutrino ? Pourquoi, si non nulle, est-elle si petite ?

1.2.21 Neutrino – une particule de Majorana ou de Dirac ?

Une particule dite « de Majorana » est identique à son antiparticule. Elle est donc, entre autres, électriquement neutre. Un neutrino de Majorana est identique à son antineutrino ($\nu = \bar{\nu}$) et est caractérisé par ses moments magnétique et électrique nuls.

Dans le cas où la particule est différente de son antiparticule, on parle des particules « de Dirac ». Ceci dit que les neutrinos sont « de Dirac » si $\nu \neq \bar{\nu}$. Les moments magnétique et électrique du neutrino de Dirac massif peuvent être non-nuls, mais restent très faibles.

1.2.22 Recherche expérimentale de la nature du neutrino

A l'heure actuelle, on compte parmi les nombreuses expériences de la physique des neutrinos, seulement quelques-unes pouvant apporter la réponse quant à la nature du neutrino, telles les expériences de mesure du moment magnétique du neutrino ou de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Les expériences de diffusion de neutrinos sur accélérateurs via processus NC et CC ne permettent pas de distinguer les particules de Dirac ou de Majorana, étant donné que la section efficace de la réaction ne dépend pas de la nature du neutrino.

Je reviendrai sur ce sujet dans la section 1.3.3, dans le cadre de l'étude détaillée de la désintégration double bêta.

1.3 Recherche expérimentale de la masse du neutrino

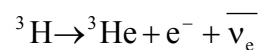
Les expériences en quête de la masse du neutrino peuvent être classées en trois catégories :

- Les expériences mesurant directement la masse des neutrinos (mesures cinématiques directes) ;
- Les recherches d'oscillations de neutrinos entre leurs saveurs ;
- L'étude de la désintégration double bêta (sans émission de neutrinos).

Je présenterai dans les sections suivantes les principes et les résultats de la mesure directe de la masse et des expériences de recherche d'oscillations. La désintégration double bêta sera traitée plus dans les détails dans la section 1.3.3.

1.3.1 Mesures cinématiques directes

La réaction la plus utilisée pour la mesure de la masse du neutrino électronique est la désintégration bêta du tritium :



Le principe de la méthode consiste en une fine analyse du bout du spectre d'électrons émis lors de cette désintégration bêta (diagramme de Kurie). Le fait que dN/dE est proportionnel à

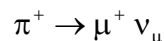
$$\sqrt{1 - m_{\bar{\nu}_e}^2 / E^2}$$

où E est l'énergie de l'électron, est exploité afin de donner une estimation de la limite supérieure sur la masse $m_{\bar{\nu}_e}$. La meilleure limite établie par cette méthode-là a été obtenue par les expériences de Troitsk et Mainz :

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2.2 \text{ eV (95 \% C.L.) [Bon 01]}$$

Conformément à l'invariance CPT, ce résultat est également valable pour les neutrinos ν_e .

La masse du neutrino muonique peut être obtenue en exploitant la désintégration des pions :



En mesurant précisément l'impulsion du muon, on peut calculer la masse du ν_μ , selon la formule :

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

La limite actuelle, établie au PSI, vaut [Ass 96] :

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

La masse du neutrino tauïque peut être obtenue en étudiant la désintégration de la particule tau, principalement à travers le processus :

$$\tau^- \rightarrow 5\pi^- + \nu_\tau$$

La meilleure limite, obtenue par ALEPH en combinant différents processus, vaut [Bar 98] :

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

1.3.2 Oscillations de neutrinos

La première tentative de détection de neutrinos solaires, qui a lieu en 1970 par Davis, lui a réservé une surprise de taille : dans son détecteur dans la mine de Homestake, David n'observa qu'un tiers des neutrinos prédit par le modèle solaire standard (Solar Standard Model, SSM). L'hypothèse émise en 1969 par Pontecorvo et Gribov, que les ν_e se transforment pendant leur trajet entre le Soleil et la terre en ν_μ (non détectables), baptisé *oscillation*, pourrait en être l'explication. En 1985, S.P. Mikheyev et A.Y. Smirnov ont repris le travail de L. Wolfenstein et développé l'idée des oscillations renforcées par la présence de la matière, connu sous le nom « effet MSW ». Ainsi, le déficit observé pourrait également provenir des oscillations de neutrinos à l'intérieur du Soleil-même.

Il était très difficile de prouver que les oscillations étaient bel et bien la cause du déficit des neutrinos solaires, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre. Je vais commencer d'abord par une brève présentation du formalisme des oscillations.

1.3.21 Formalisme

Le phénomène d'oscillation de neutrinos est basé sur l'hypothèse que les neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ ne sont pas des états propres de masse, mais plutôt des combinaisons linéaires de ces états, que nous allons désigner par ν_1, ν_2 et ν_3 . Par exemple :

$$\nu_e = \sum_{i=1}^3 U_{ei} \nu_i$$

Prenons deux saveurs de neutrinos e et τ , par exemple. Ces deux états de saveur sont reliés par la matrice de mélange U aux deux états propres de masse :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

θ est l'angle de mélange entre les deux saveurs.

La probabilité d'apparition d'un neutrino tauïque à distance L d'une source de neutrino électronique est donnée par la relation suivante :

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

Ici, E désigne l'énergie du neutrino initial et Δm^2 la différence du carré des masses des neutrinos. Le fait que la probabilité d'oscillations dépende des masses des neutrinos est exploité pour la recherche de celles-ci.

Pour que la probabilité ne soit pas négligeable, il faut que le second terme soit voisin de 1, ce qui détermine le domaine de Δm^2 accessible aux différentes expériences, en fonction de l'énergie des neutrinos incidents et de la distance L à la source.

Ajoutons encore qu'on distingue deux types d'expériences :

- De disparition : le flux de neutrinos d'une saveur spécifique est mesuré en fonction de la distance de la source ;
- D'apparition : on cherche à mettre en évidence dans un faisceau de neutrinos une saveur préalablement absente dans la source.

1.3.22 Résultats actuels

Les oscillations sont recherchées dans plusieurs expériences étudiant les neutrinos provenant des différentes sources (voir tableau 1.1) :

source	saveur	processus	flux sur terre [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
solaires	ν_e	fusion stellaire	$6.5 \cdot 10^{10}$
atmosphériques	$\nu_\mu, \overline{\nu}_\mu, \nu_e, \overline{\nu}_e$	désintégration des π	10^{-1}
accélérateurs	$\nu_\mu, \overline{\nu}_\mu$	désintégration des π, K	dépend
réacteurs	$\overline{\nu}_e$	réactions nucléaires	dépend

Tableau 1.1 Sources de neutrinos et leurs caractéristiques.

Toutes les expériences de recherche d'oscillations des neutrinos solaires (Homestake [Cle 98], SAGE [Abd 02], GALLEX [Ham 99], GNO [Alt 00], Super-Kamiokande [Fuk 02] et SNO [Ahm 02]) mesuraient un déficit du flux des neutrinos à la surface de la terre comparé à celui prédit par le Modèle Standard du Soleil (MSS) [Bac 92], la seule exception étant la réaction NC dans SNO, $\nu + d \rightarrow p + n + \nu$, sensible à toutes les saveurs de neutrinos, qui est en accord avec le MSS. Ce déficit semble pouvoir s'expliquer par les oscillations, au sein du Soleil, de manière résonante (effet MSW, solutions LMA et SMA, correspondant respectivement à un grand et un faible angle de mélange¹), ou bien pendant leur trajet vers la terre (VO).

¹ Une troisième région se trouvant entre ces deux solutions s'appelle LOW.

L'expérience SNO fournit une preuve solide des oscillations de neutrinos solaires $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ [Ahm 02]. Les données mesurées favorisent la solution LMA-MSW, ce qui a déjà été préconisé par les résultats de Super-Kamiokande. Les résultats récents de KamLAND [Egu 02] confirment cette hypothèse. Une preuve supplémentaire devrait tomber grâce aux résultats de BOREXINO [Ali 98].

Le phénomène d'oscillation pourrait également expliquer le déficit observé des neutrinos atmosphériques, sachant qu'un pion dans l'atmosphère se désintègre donnant naissance à deux ν_μ et d'un ν_e , et qu'à la surface de la terre, nous observons un rapport des flux ν_μ/ν_e inférieur à 2. En 1998 l'expérience Super-Kamiokande a mis en évidence cette disparition [Fuk 98], appuyée par les résultats actuels de Soudan2K2K [San 03], ou de MACRO [Amb 00].

Les expériences auprès des réacteurs ou des accélérateurs n'ont pas observé d'oscillations, à l'exception de LSND prétendant avoir vu l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ [Agu 01] (ce dernier est pour l'instant « en hibernation », en attendant la confirmation, ou l'infirmité, de son résultat par l'expérience MiniBooNE [Baz 03]). Spécialement, les non-observations d'oscillations dans les expériences Chooz [Apo 99] et Palo Verde [Boe 01] permettent de fournir d'importantes restrictions sur les paramètres Δm_{32}^2 et $\sin^2 2\theta_{13}$. L'expérience KamLAND a récemment annoncé la première évidence de la disparition de neutrinos entre un réacteur et le détecteur éloigné, étayant l'hypothèse de la solution LMA-MSW du problème des neutrinos solaires. Ainsi, KamLAND est le premier à tester l'hypothèse d'oscillation en utilisant les neutrinos produits par l'homme.

L'avenir s'annonce intéressant : le projet K2K va améliorer ses résultats en poursuivant ses mesures. En parallèle, MINOS planifie d'améliorer la précision des résultats actuels. De plus, l'excitation monte à l'approche de deux nouvelles expériences: ICARUS [Rub 96] et OPERA [Gul 00], ayant pour but, entre autres, l'observation directe de la transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Les résultats actuels de la recherche des oscillations de neutrinos sont résumés dans le tableau 1.2.

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

Tableau 1.2 Résultats des expériences de recherche d'oscillations.

1.3.3 Désintégration double bêta ($\beta\beta$)

La nécessité de réaliser les expériences exploitant un autre mécanisme outre l'oscillation, provient du fait que les expériences d'oscillations ne donnent pas d'information ni sur la nature du neutrino, ni sur la masse absolue. L'un des mécanismes pouvant combler cette lacune est la désintégration double bêta.

1.3.31 Aspect théorique

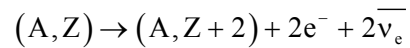
La désintégration double bêta est un processus rare entre deux noyaux de même nombre de masse A , comprenant le changement de nombre atomique Z de deux unités. Ce processus a lieu uniquement entre les noyaux pair-pair, si la désintégration bêta de premier ordre est interdite pour des raisons énergétiques ou à cause de spin.

Il existe un nombre important des noyaux double bêta radioactifs (voir tableau 1.3). Pourtant, ils ne peuvent pas tous être exploités pour la recherche $\beta\beta$ en raison des contraintes expérimentales ou théoriques, comme je l'expliquerai dans les détails dans le paragraphe 1.3.321.

L'intérêt pour la désintégration double bêta ne date pas d'hier : peu après la découverte du neutrino, Goeppert-Mayer étudia la structure nucléaire et estima la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ à plus de 10^{20} années [Goe 35]. En 1937, Racah et Majorana discutaient d'une existence possible de la transformation de deux neutrons en deux protons sans émission de neutrinos. Beaucoup de travail expérimental et théorique fut effectué et la connaissance de la désintégration double bêta accrut rapidement.

1.3.311 Désintégration $\beta\beta 2\nu$

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos, $\beta\beta 2\nu$, est une désintégration bêta simple se reproduisant deux fois successivement, où le noyau atomique subit la transformation de deux neutrons en deux protons (voir figure 1.1) :



Au niveau fondamental (des quarks), il s'agit de la transition de deux quarks d en deux quarks u.

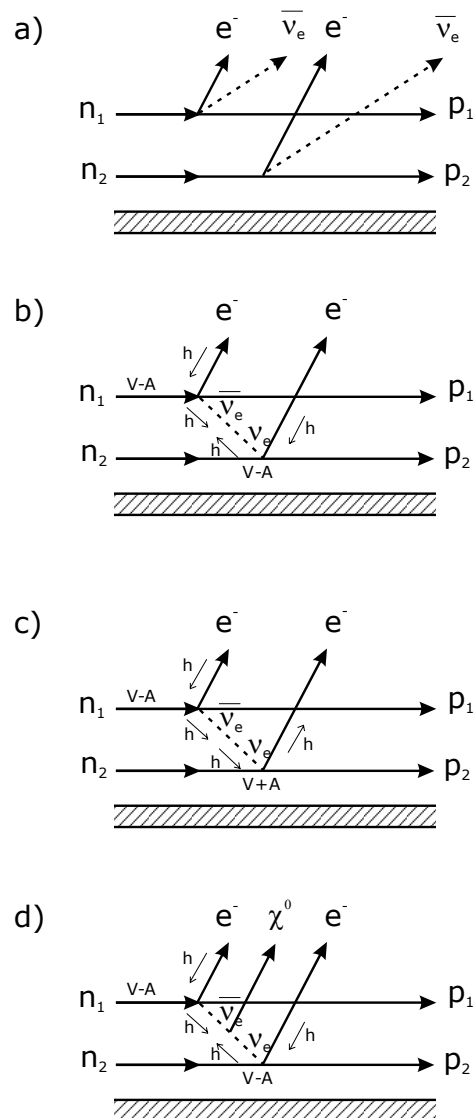
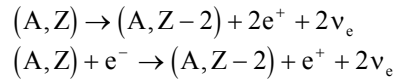


Figure 1.1 Processus de la double désintégration bêta : a) $\beta\beta 2\nu$, b) $\beta\beta 0\nu$ via l'échange des neutrinos massifs par couplage V-A purement, c) $\beta\beta 0\nu$ via l'échange des neutrinos massifs par couplages V-A et V+A, d) $\beta\beta \chi^0$.

Le processus analogue, tel la transformation de deux protons en deux neutrons, peut également avoir lieu :



Le spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons émis est un spectre continu, ayant un maximum à environ 1/3 de l'énergie disponible de la réaction Q (voir figure 1.2).

Le processus $\beta\beta 2\nu$ conserve le nombre de charge et le nombre leptonique et est donc permis par le Modèle Standard. Sa période peut s'écrire sous la forme suivante :

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu}(Q, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2$$

où $G^{2\nu}$ est un facteur d'espace des phases et $M_{GT}^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire du processus $\beta\beta 2\nu$.

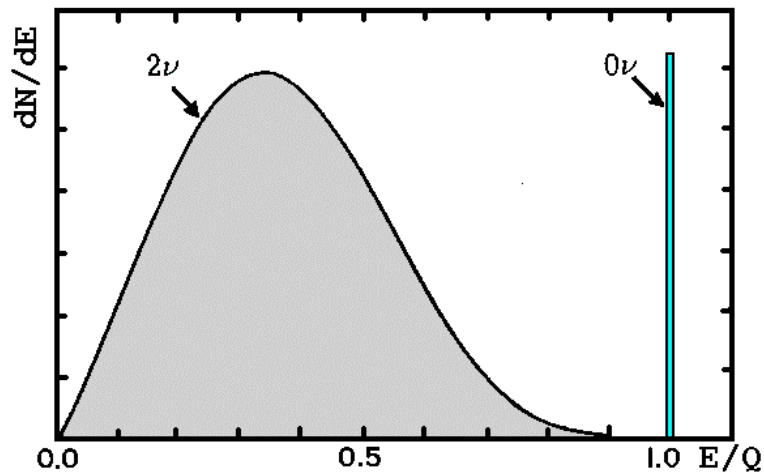
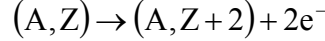


Figure 1.2 Spectre de la somme des énergies des deux électrons émis dans les processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. Source : [Web 02].

1.3.312 Désintégration $\beta\beta 0\nu$

Il s'agit de la désintégration d'un noyau avec émission de deux électrons, mais sans émission de neutrinos :



Les électrons emportent toute l'énergie disponible Q et le spectre se présente sous forme de pic, situé à l'énergie Q . Du point de vue expérimental, le pic est élargi en fonction de la résolution en énergie du détecteur utilisé.

Ce processus est interdit par le Modèle Standard, car il viole le nombre leptonique de deux unités. Plusieurs mécanismes peuvent en être responsables, tels l'échange des neutrinos légers ou lourds, l'échange de majorons (boson neutre et massif) ou de leptoquark, ou autres.

Dans le cas d'échange de neutrinos, ceux-ci sont obligatoirement les particules de Majorana, car les antineutrinos droits émis de la transition $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ doivent être absorbés comme étant des neutrinos gauches dans la réaction qui suit : $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. Or cela n'est possible que si $\nu_e = \bar{\nu}_e$ (voir figure 1.1.b, c). De plus, puisqu'il y a un changement d'hélicité entre les deux vertex, ce qui n'est possible par la transformation de Lorentz que pour une particule de masse non-nulle, le neutrino doit être massif.

La période de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ peut s'écrire sous la forme suivante,

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

où $G^{0\nu}$ est un facteur d'espace des phases connu et $M_{GT}^{0\nu}$ et $M_F^{0\nu}$ sont les éléments de matrice nucléaire du processus $\beta\beta 0\nu$ (de Gamow-Teller et de Fermi) qui varient en fonction du mécanisme d'échange, g_V et g_A sont les constantes de couplage de l'interaction faible, vecteur et axial, et $\langle m_\nu \rangle$ est la masse effective du neutrino Majorana donnée par

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_i m_i U_{ei}^2$$

U étant la matrice de mélange PMNS.

Les éléments de matrice nucléaire sont calculés selon deux formalismes différents, le modèle en couches et le formalisme QRPA. Selon les calculs effectués (pour un même noyau), la période du processus peut varier jusqu'à facteur 10, et la masse effective correspondante d'un facteur 3 [Eli 02]. Ainsi, la mesure expérimentale de la période devient primordiale, pouvant suggérer le modèle théorique le plus approprié.

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ n'a pas été observée à ce jour. Les recherches sont en cours pour améliorer la sensibilité expérimentale et le calcul des éléments de la matrice nucléaire. Vu l'existence de plusieurs canaux de $\beta\beta 0\nu$, un signal nul ne retirerait pas l'hypothèse du neutrino comme étant la particule de Majorana. Par contre, un signal non-nul impliquerait que le neutrino est une particule de Majorana.

Les résultats de la désintégration double bêta sont combinés avec les expériences d'oscillations, comme nous le verrons dans la section 1.3.4.

1.3.32 Recherche expérimentale

Les expériences de recherche de la désintégration $\beta\beta$ visent à séparer les différents modes en mesurant l'énergie totale cinétique de deux électrons qui correspond à la valeur Q de la désintégration :

$$T_{e_1} + T_{e_2} = Q$$

Ceci peut être réalisé par deux types de techniques, qui peuvent même coexister dans un même détecteur, la calorimétrie d'une part, ou par des études des traces, d'autre part.

La particularité des expériences étudiant la désintégration double bêta repose dans le fait que la matière émettant les noyaux $\beta\beta$ radioactifs peut faire office de source et de détecteur simultanément. On dit qu'elle est active. Bien évidemment, il y a certain nombre d'expériences double bêta classiques, dite à source passive, où la source est distincte du détecteur.

L'atout des expériences où la source est confondue avec le détecteur est dans une excellente résolution en énergie, une grande efficacité et dans un bruit de fond relativement faible, dû au fait qu'elles contiennent moins de matériel. Le point critique est la reconnaissance du bruit de fond. Les expériences de ce type utilisent surtout le germanium ^{76}Ge , le krypton ^{86}Kr et le xénon ^{136}Xe .

Les expériences à source passive offrent une meilleure réduction du bruit de fond, compte tenu qu'elles peuvent reconstruire la trajectoire depuis le point de création et le temps de vol des deux électrons. La source doit avoir une taille réduite afin de permettre aux électrons de sortir sans perte d'énergie significative.

Les expériences des dernières années ont fourni beaucoup d'informations sur la désintégration $\beta\beta 2\nu$, découverte pour certain nombre de noyaux (voir tableau 1.4), réduisant de manière impressionnante le bruit de fond. Le défi de la physique actuelle est de découvrir le mode $\beta\beta 0\nu$, à savoir chercher le pic superposé sur un continuum (voir figure 1.2), ce qui requiert une très bonne résolution en énergie, afin de minimiser l'influence du mode $\beta\beta 2\nu$, ainsi qu'une bonne réduction du bruit de fond.

1.3.321 Choix de source

Nous connaissons 35 noyaux $\beta\beta$ (voir tableau 1.3), dont seulement quelques-uns peuvent être utilisés pour la recherche double bêta. Je vais exposer ici quelques arguments liés au choix de ces noyaux.

Transition	Q (keV)	Transition	Q (keV)
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	70.5	$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	1251.0
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112.0	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1255.7
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	133.6	$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1300.0
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	366	$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	1416.5
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	414.0	$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1730.1
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416.5	$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928.6
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	488.0	$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2000.0
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	536.7	$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2038.7
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$	653.9	$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2287.0
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	830.1	$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2468.4
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	842.2	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$	2528.9
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	867.2	$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2804.7
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	990.4	$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995.2
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001.3	$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034.8
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1047.5	$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350.0
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1086.6	$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367.1
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	1144.0	$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4272.0
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145.0		

Tableau 1.3 Les noyaux se désintégrant par la désintégration double bêta.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.3.312 que la masse effective du neutrino dépend de la période du processus $\beta\beta 0\nu$ selon la formule suivante :

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

C est une constante théorique contenant les éléments de la matrice nucléaire et l'espace des phases.

Si l'on dispose d'une source de masse m , d'abondance isotopique a et de masse moléculaire M , dans un détecteur de résolution en énergie δE et d'une efficacité de détection ε qui mesure un bruit de fond b (en coups/ keV·kg·an) dans un temps t , la période du processus $T_{1/2}^{0\nu}$ est donnée par la relation suivante :

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \frac{a \cdot \varepsilon}{M} \sqrt{\frac{m \cdot t}{b \cdot \delta E}}$$

Afin d'atteindre une limite sur la masse effective aussi petite que possible, l'idéal serait d'avoir la constante C faible et une demi-vie

élevée. D'après les relations citées ci-dessus, on peut augmenter la sensibilité en jouant sur plusieurs facteurs :

- La masse de la source doit être la plus élevée possible, en prenant par exemple une source enrichie en l'isotope $\beta\beta$;
- Choisir les isotopes pour lesquels les éléments de la matrice nucléaire sont mieux connus ;
- Minimiser le bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle dans la fenêtre $\beta\beta 0\nu$ en préférant un isotope de grand Q ;
- Minimiser le bruit de fond provenant du signal $\beta\beta 2\nu$ en choisissant les isotopes de période $T_{1/2}^{2\nu}$ élevée ;
- Choisir les matériaux radio-purs et réduire la masse du détecteur au strict minimum ;
- Fabriquer et stocker les appareils sous-terre, afin de les protéger de l'activité cosmologique.

1.3.322 Résultats actuels

La désintégration $\beta\beta$ est un processus de deuxième ordre et le taux de désintégration est typiquement très faible, résultant en une période comparée à la désintégration β de $T_{1/2} \geq 10^{19}$ années.

Actuellement, les expériences ont détecté la désintégration $\beta\beta 2\nu$ (voir tableau 1.4). Aucune expérience n'a observé le mode $\beta\beta 0\nu$. La « découverte » par l'expérience Heidelberg-Moscow [Kla 02] a soulevé une polémique extrêmement vive, dans par exemple [Aal 02], ou [Fer 02]. Entre temps, l'expérience a augmenté la statistique et a publié les nouveaux résultats [Kla 04].

De même, l'observation expérimentale du mode $\beta^+\beta^+$ est très difficile, l'énergie disponible Q étant très faible et n'ayant que sept noyaux à disposition.

Les tableaux 1.4 et 1.5 récapitulent les résultats obtenus pour les différents noyaux.

source	limite sur $T_{1/2}^{2\nu}$ [an]	$M_{GT}^{2\nu}$ [MeV ⁻¹]
⁴⁸ Ca	$(4.2 \pm 1.2) \times 10^{19}$	0.05
⁷⁶ Ge	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{21}$	0.15
⁸² Se	$(9.2 \pm 1.0) \times 10^{19}$	0.10
⁹⁶ Zr	$\left(1.4^{+3.5}_{-0.5}\right) \times 10^{19}$	0.12
¹⁰⁰ Mo	$(8.0 \pm 0.6) \times 10^{18}$	0.22
¹¹⁶ Cd	$(3.2 \pm 0.3) \times 10^{19}$	0.12
¹²⁸ Te (g)	$(7.2 \pm 0.3) \times 10^{24}$	0.025
¹³⁰ Te (g)	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$	0.017
¹³⁶ Xe	$> 8.1 \times 10^{20}$ (90 % C.L.)	< 0.03
¹⁵⁰ Nd	$\left(7.0^{+11.8}_{-0.3}\right) \times 10^{18}$	0.07
²³⁸ U (rc)	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	0.05

Tableau 1.4 Périodes du processus $\beta\beta 2\nu$ obtenues expérimentalement et les éléments de la matrice nucléaire y relatifs. Le tableau est repris de [EII 02].

source	limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ [an]	$\langle m_\nu \rangle$ [meV]
⁴⁸ Ca	$> 9.5 \times 10^{21}$ (76%)	< 8300
⁷⁶ Ge	$> 1.9 \times 10^{25}$	< 350
⁷⁶ Ge	$> 1.6 \times 10^{25}$	$< 330-1350$
⁸² Se	$> 2.7 \times 10^{22}$ (68%)	< 5000
¹⁰⁰ Mo	$> 5.5 \times 10^{22}$	< 2100
¹¹⁶ Cd	$> 7 \times 10^{22}$	< 2600
¹²⁸ Te	$> 7.7 \times 10^{24}$	$< 1100-1500$
¹³⁰ Te	$> 1.4 \times 10^{23}$	$< 1100-2600$
¹³⁶ Xe	$> 4.4 \times 10^{23}$	$< 1800-5200$
¹⁵⁰ Nd	$> 1.2 \times 10^{21}$	< 3000

Tableau 1.5 Limites sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ (à 90 % C.L.) et sur la masse effective du neutrino. Les méthodes du calcul des éléments de matrice varient selon l'auteur. Pour plus de détails, ainsi que les références, consulter la source [EII 02].

1.3.323 Avenir de la recherche $\beta\beta$

Les améliorations sont constamment apportées aux expériences actuelles, afin d'accroître la sensibilité et d'accéder aux périodes d'ordre 10^{27} an, en espérant voir un signal positif. La tendance est claire : on a vu dans le paragraphe 1.3.321 qu'on gagnerait en sensibilité en augmentant la masse de la source et en supprimant le bruit de fond. Les yeux des physiciens sont donc particulièrement orientés vers les expériences se prêtant à utiliser des grandes quantités de matériel pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de tonnes. Parmi une dizaine de propositions, quelques-unes pourront jouer un rôle intéressant en atteignant la région de masse de 50 meV : CUORE, GEM, GENIUS, Majorana, MOON et EXO (voir tableau 1.6).

		expérience	isotope	masse	$T_{1/2}^{0\nu}$ (a)	$\langle m_\nu \rangle$	
calorimétrie	bolomètres	CUORICINO	^{130}Te	40 kg TeO_2	$5 \cdot 10^{24}$	0.32	
		CUORE	^{130}Te	750 kg de TeO_2	$5 \cdot 10^{26}$	0.032	
	détecteurs semiconducteurs	GEM	^{76}Ge	1 t Ge enrichi	$7 \cdot 10^{27}$	0.018	
		GENIUS	^{76}Ge	1 t Ge enrichi	$1 \cdot 10^{28}$	0.015	
		Majorana	^{76}Ge	0.5 t Ge enrichi	$3 \cdot 10^{27}$	0.028	
		COBRA	^{130}Te	10 kg CdTe	$1 \cdot 10^{24}$	0.71	
	scintillateurs	CAMEO	^{116}Cd	1 t CdWO_4	$> 10^{26}$	0.069	
		XMASS	^{136}Xe	10 t de Xe liquide	$3 \cdot 10^{26}$	0.086	
		CANDLES	^{48}Ca	~ tonnes de CaF_2	$1 \cdot 10^{26}$	-	
		GSO	^{160}Gd	2 t $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$	$2 \cdot 10^{26}$	0.065	
		Xe	^{136}Xe	1.56 t Xe enrichi	$5 \cdot 10^{26}$	0.066	
	calorimétrie + traces	scintil. + fibres	MOON	^{100}Mo	34t Mo	$1 \cdot 10^{27}$	0.036
			chambres à dérive	NEMO3	^{100}Mo	10 kg	$4 \cdot 10^{24}$
		EXO		^{136}Xe	1 t enrichi Xe	$8 \cdot 10^{26}$	0.052

Tableau 1.6 Futures expériences $\beta\beta$. Les périodes du processus $\beta\beta 0\nu$ sont estimées par leurs collaborateurs et extrapolées sur cinq ans de prise de données.

1.3.4 Oscillations de neutrinos et la désintégration double bêta

Ni les expériences d'oscillations, ni la désintégration bêta ou double bêta ne peuvent fournir l'ensemble d'informations sur les neutrinos (voir tableau 1.7), d'où le besoin de combiner leurs résultats. Par exemple, les oscillations donnent seulement l'information sur la différence des carrés des masses (masses relatives) et aux éléments de la matrice PMNS, ne pouvant rien dire sur la masse du neutrino le plus léger (je vais l'appeler m_1), ni sur les deux phases de violation CP de Majorana (voir ci-dessous). Le rassemblement des résultats des expériences d'oscillations et des désintégrations bêta et double bêta nous offre la totalité d'informations sur les neutrinos : la masse minimale du neutrino m_1 , le spectre de masse et les phases de violation CP de Majorana.

information	β	$\beta\beta$	oscillations
masse absolue	✓	✓	
masse relative			✓
éléments de la matrice PMNS			✓
nature CP neutrino		✓	

Tableau 1.7 Complémentarité des techniques de recherche de la masse et des propriétés des neutrinos.

L'étude que je présente ici a été récemment faite par S.M. Bilenky, S. Pascoli, S.T. Petcov et W. Rodejohann [Pas 01], [Bil 03], [Alb 03] dans le cas du scénario de mélange de trois neutrinos. Une étude semblable traitant le cas de mélange de quatre neutrinos (encouragé par les résultats de LSND) peut être trouvée dans [Bil 01].

L'interprétation des données fournies par les expériences de recherche d'oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques réclame l'existence de mélange de trois neutrinos :

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

Ici, $l=e, \mu, \tau$, sont les états propres de saveur reliés aux états propres de masse m_i (de neutrino ν_i) par la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) U .

Dans le paragraphe 1.3.312, j'ai défini la masse effective du neutrino léger de Majorana. Elle peut également être écrite comme :

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

où α_{21} et α_{31} sont deux phases de Majorana de violation CP. Dans le cas où la symétrie est conservée, ces deux phases sont égales à $k\pi$ ($k=0,1,2,\dots$) donnant :

$$\eta_{21} = e^{i\alpha_{21}} = \pm 1 \quad \eta_{31} = e^{i\alpha_{31}} = \pm 1$$

Les oscillations de neutrinos sont insensibles aux α_{21} et α_{31} . Cette information peut être extraite grâce à la désintégration $\beta\beta 0\nu$.

Les masses m_2 et m_3 et les éléments de la matrice U_{ei} peuvent être exprimés à l'aide de données mesurées expérimentalement, c à d :

- Les masses m_2 et m_3 sont liées aux :
 - $\sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2}$ (oscillations de neutrinos solaires)
 - $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ (oscillations de neutrinos atmosphériques)
 - m_1 ;
- U_{ei} , $i=1,2,3$ sont liés aux :
 - l'angle de mélange ϑ_{sol} (oscillations de neutrinos solaires)
 - paramètre de mélange leptonique $\sin^2 2\vartheta$ (CHOOZ, Palo Verde).

Nous verrons dans cette section, dans quelle mesure la valeur mesurée de la masse effective à travers la désintégration $\beta\beta 0\nu$ nous indiquera le type de spectre de masse (voir figure 1.3), ainsi que comment obtenir les phases de violation CP de Majorana. Les valeurs numériques présentées ci-dessous sont calculées en exploitant les résultats expérimentaux mentionnés auparavant (voir paragraphe 1.3.22) en considérant le meilleur ajustement des données :

$$\begin{aligned} \Delta m_{\text{sol}}^2 &= 5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \tan^2 \vartheta_{\text{sol}} &= 3.4 \cdot 10^{-1} \\ \Delta m_{\text{atm}}^2 &= 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\vartheta_{\text{atm}} &= 1 \\ |U_{e3}|^2 &\leq 5 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Les résultats de l'étude sont illustrés graphiquement sur la figure 1.4.

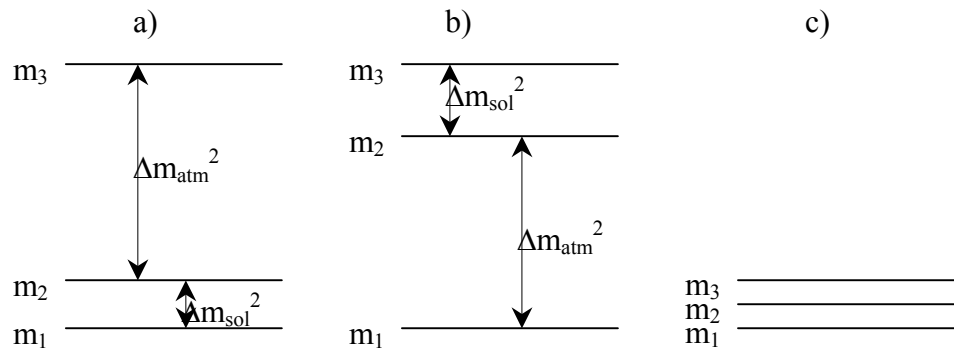


Figure 1.3 Spectres de masses de trois familles de neutrinos : a) Spectre hiérarchique ; b) Spectre à hiérarchie inversée ; c) Spectre quasi-dégénéré.

1.3.41 Spectre hiérarchique : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$

Dans ce cas, la masse effective est donnée par la formule suivante :

$$\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle \leq \sin^2 \theta_{\text{sol}} \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2} + |U_{e3}|^2 \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$$

En considérant le meilleur ajustement des données d'oscillations et de la limite sur $|U_{e3}|^2$ établie par CHOOZ, la limite vaut :

$$\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle \leq 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

Semblablement, en considérant la limite supérieure des paramètres d'oscillations :

$$\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle \leq 8.2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

En comparant cette plage de valeurs avec celles du tableau 1.6, on peut constater qu'elles se situent toujours au-delà des sensibilités des futures expériences $\beta\beta 0\nu$. Une observation du signal par ces futures expériences pourrait exclure cette hiérarchie naturelle de masse.

1.3.42 Spectre à hiérarchie inversée : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$

Ici, la masse effective est donnée par l'expression suivante :

$$\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle \cong (1 - \sin^2 \theta_{\text{sol}} \sin^2 \frac{\alpha_{32}}{2})^{1/2} \cdot \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$$

où $\alpha_{32} = \alpha_{31} - \alpha_{21}$. En prenant en compte la meilleure valeur du paramètre $\tan^2 \theta_{\text{sol}}$, on obtient :

$$\frac{1}{2} \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \leq |m_{\beta\beta}| \leq \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$$

On voit que, dans le cas du spectre à hiérarchie inversée, l'échelle de $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ dépend de $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$. Si les futures expériences $\beta\beta 0\nu$ observent un signal de telle magnitude (ce qui n'est pas inaccessible), l'hypothèse de la hiérarchie inversée sera confirmée.

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ peut permettre en plus d'obtenir l'information sur les phases de violation CP, selon :

$$\sin^2 \frac{\alpha_{31} - \alpha_{21}}{2} \cong \left(1 - \frac{\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle^2}{m_{\text{atm}}^2} \right) \cdot \frac{1}{\sin^2 2\theta_{\text{sol}}}$$

1.3.43 Spectre de masses quasi-dégénéré : $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \gg \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$

La masse effective du neutrino Majorana est dans ce cas donné par :

$$\left\langle m_{\beta\beta} \right\rangle \cong m_1 \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \right|$$

En négligeant les contributions du $|U_{e1}|$, on obtient :

$$|\langle m_{\beta\beta} \rangle| = m_1 \sqrt{1 - \sin^2 2\vartheta_{\text{sol}} \sin^2 \frac{\alpha_{21}}{2}}$$

D'où les limites :

$$\frac{1}{2} m_1 \leq |\langle m_{\beta\beta} \rangle| \leq m_1$$

Ainsi, une valeur mesurée élevée par rapport à $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ conduirait au scénario du spectre de masse quasi-dégénéré (atteignable par les expériences actuelles NEMO3 et CUORICINO et quelques-unes en préparation). Dans ce cas, la masse du neutrino le plus léger se situe entre :

$$|m_{\beta\beta}| \leq m_1 \leq \frac{|m_{\beta\beta}|^2}{|\cos 2\theta_{\text{sol}}|} \cong 2|m_{\beta\beta}|$$

L'information sur la phase CP de Majorana peut être obtenue grâce aux mesures des expériences β (m_1), des oscillations ($\sin^2 2\theta_{\text{sol}}$) et les expériences $\beta\beta 0\nu$ ($\langle m_{\beta\beta} \rangle$), selon :

$$\sin^2 \frac{\alpha_{21}}{2} \cong \left(1 - \frac{|\langle m_{\beta\beta} \rangle|^2}{m_1^2} \right) \cdot \frac{1}{\sin^2 2\vartheta_{\text{sol}}}$$

Puisque l'évaluation de la masse effective est fortement liée aux calculs des éléments de la matrice nucléaire, il s'avère nécessaire d'approfondir nos connaissances sur ceux-ci. Actuellement, nous avons des désaccords entre différents calculs.

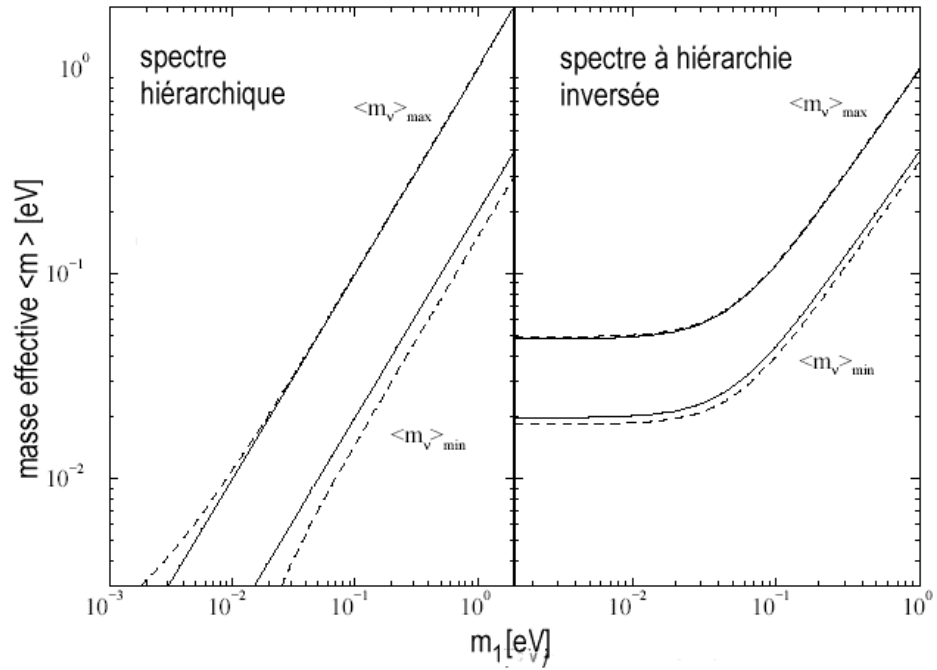


Figure 1.4 La masse effective en fonction de m_1 . Les graphiques sont dessinés en exploitant les résultats expérimentaux obtenus des expériences de recherche d'oscillations de neutrinos solaires (dans l'hypothèse de la solution LMA) et atmosphériques avec :

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2, \Delta m_{\text{sol}}^2 = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2 \text{ et } |U_{e2}|^2 = 0.3.$$

Les lignes pleines correspondent au $U_{e3}=0$ et les traitillées au $|U_{e3}|^2 = 0.025$, obtenus d'après les résultats de Chooz et Palo Verde.

Source : [EII 02].

2 Interactions des particules avec la matière

2.1 Introduction

2.2 Interactions des particules avec la matière

- 2.2.1 Particules lourdes chargées
- 2.2.2 Electrons
- 2.2.3 Photons
- 2.2.4 Neutrons

2.3 Particules dans un détecteur à ionisation

- 2.3.1 Ionisation
- 2.3.2 Diffusion
- 2.3.3 Dérive
- 2.3.4 Amplification
- 2.3.5 Composition du gaz
- 2.3.6 Attachement

2.1 Introduction

Comme c'est le cas pour tous les détecteurs, la détection des particules est basée sur l'interaction de la particule avec le milieu actif du détecteur. Plus particulièrement, dans le cas d'une Chambre à Projection Temporelle gazeuse que nous avons utilisée, la particule interagit avec le gaz en l'ionisant. Les électrons ainsi produits avancent en direction de l'anode où ils génèrent un signal. Analogiquement, un signal inversé est produit sur la cathode.

Semblablement à la TPC, la plupart des détecteurs détectent les ionisations ou excitations provoquées par les particules chargées. Afin de comprendre le fonctionnement d'un tel détecteur, regardons d'abord quel sont les mécanismes d'interactions des particules avec la matière.

2.2 Interactions des particules avec la matière

On appelle interaction entre particule et matière tout phénomène se produisant lorsqu'une particule traverse un milieu quel qu'il soit. Elle peut avoir lieu soit avec les électrons (en général, en basse énergie), soit avec les noyaux du milieu (en haute énergie). Les mécanismes d'interaction sont multiples et dépendent du type de particule, de son énergie et du type de cible.

2.2.1 Particules lourdes chargées

Une particule lourde chargée de basse énergie (keV à MeV) interagit par des interactions électromagnétiques avec les électrons atomiques en leur transférant une portion de leur énergie. Sous l'effet de cette interaction, les atomes du milieu sont excités, ou, si le transfert d'énergie est suffisamment grand, ionisés. On parle de « l'ionisation primaire ».

Parfois, les électrons ainsi éjectés sont assez énergétiques pour ioniser d'autres atomes provoquant « l'ionisation secondaire » ou le rayonnement delta.

Effectuons un calcul bref afin de voir à partir de quelle énergie l'ionisation se produit.

Dans une collision non-relativiste entre la particule incidente et un électron, le transfert d'énergie vaut

$$W_{\max} = \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} \cdot E$$

où m_e et M sont les masses respectives de l'électron et de la particule et E est l'énergie de la particule incidente.

Comme la masse de la particule lourde M est largement supérieure à la masse de l'électron m_e , on obtient pour ce transfert :

$$W_{\max} = \frac{4m_e}{M} \cdot E$$

Pour qu'un électron soit éjecté, il faut lui fournir une énergie supérieure à son énergie de liaison I_0 ($W_{\max} \geq I_0$). Ainsi, l'énergie minimale de la particule susceptible d'ioniser le milieu devient :

$$E_{\min} = \frac{M \cdot I_0}{4m_e}$$

La perte d'énergie de la particule due à l'ionisation est donnée par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \rho \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Avec :

E = énergie de la particule

M = masse de la particule

β = vitesse de la particule (en c)

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ facteur de Lorentz de la particule

z = charge de la particule (en unités de charge élémentaire)

$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,30707 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}$

$r_e = 2,817938 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ rayon classique d'électron

$m_e = 0,511003 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ masse restante d'électron

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mole}}$ Nombre d'Avogadro

Z = nombre atomique du milieu

A = masse atomique du milieu (en $\frac{\text{g}}{\text{mole}}$)

ρ = masse volumique du milieu (en $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$)

I = potentiel d'ionisation moyen du milieu

δ = correction de densité de charge liée à la polarisation des atomes par le champ électrique de la particule

Il ressort de cette équation que la perte d'énergie moyenne dépend de la vitesse de la particule et est proportionnelle (dans une bonne approximation) à la densité d'électrons du milieu ($\rho Z N_A / A$) et au carré de la charge de la particule (z^2). Concrètement, une particule alpha, perd, pour un même milieu et même vitesse, quatre fois plus d'énergie qu'un proton.

Pour des particules non-relativistes, $-dE/dx$ baisse avec $1/\beta^2$, atteint le minimum à $\beta\gamma = 3$ à 4^2 , où la particule devient relativiste. Le minimum est constant pour les différentes particules de même charge dans un même milieu. Même dans des différents matériaux, sa valeur ne change que très peu (voir figure 2.1).

² Les particules ayant une énergie telle $\beta\gamma = 3 - 4$ sont appelées minimum d'ionisation ou MIPs.

Après le minimum, à haute énergie, le $-dE/dx$ augmente de manière logarithmique en $\beta\gamma$ jusqu'à atteindre une valeur constante appelée « Plateau de Fermi ».

A très hautes énergies, la perte d'énergie par radiation devient considérable et la formule doit être complétée par des termes supplémentaires. Similairement, à basses énergies, la relation de Bethe-Bloch n'est plus du tout valable, la vitesse de la particule incidente étant comparable à celle des électrons du milieu.

La figure 2.1 montre l'évolution de la perte d'énergie en fonction de la quantité de mouvement pour plusieurs particules dans plusieurs milieux.

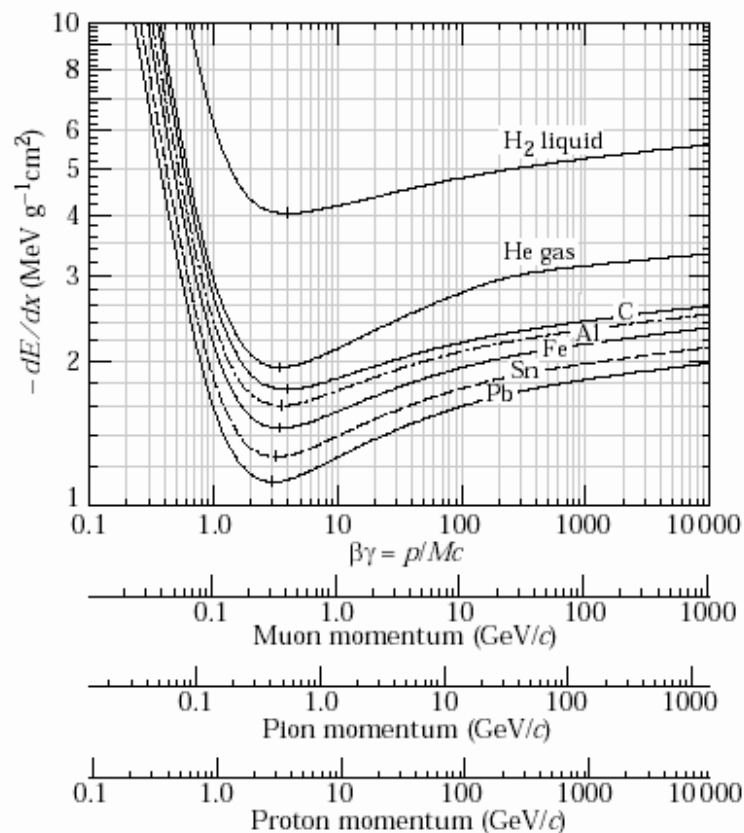


Figure 2.1 $-dE/dx$ en fonction de la quantité de mouvement $\beta\gamma$ de plusieurs particules dans différents milieux. [Eid 04]

Lorsque la particule entre dans un milieu épais, elle freine de plus en plus avant de s'arrêter. Comme le $-dE/dx$ est proportionnel à $1/\beta^2$, la particule déposera de plus en plus d'énergie et la fin de son parcours sera marquée par une ionisation accrue du milieu. La figure 2.2 montre cette perte d'énergie en fonction de la distance de pénétration dans la matière, appelée encore «la courbe de Bragg ».

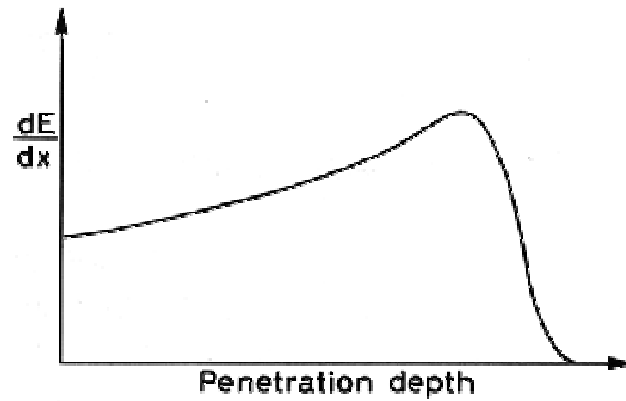


Figure 2.2 Courbe de Bragg. On voit que la particule devient beaucoup plus ionisante vers la fin de son parcours.

La perte d'énergie par ionisation est un phénomène statistique, dont la moyenne est donnée par la formule de Bethe-Bloch. Un grand nombre d'interactions avec faible transfert d'énergie mène à une distribution de Gauss. Par contre, dans des cibles minces, le nombre d'interactions est faible, la fluctuation de $-dE/dx$ est importante et par conséquent la distribution des pertes d'énergie n'est pas symétrique. Là, la perte d'énergie suit la distribution de Landau, caractérisée par une queue vers les grandes valeurs de $-dE/dx$ (voir figure 2.3).

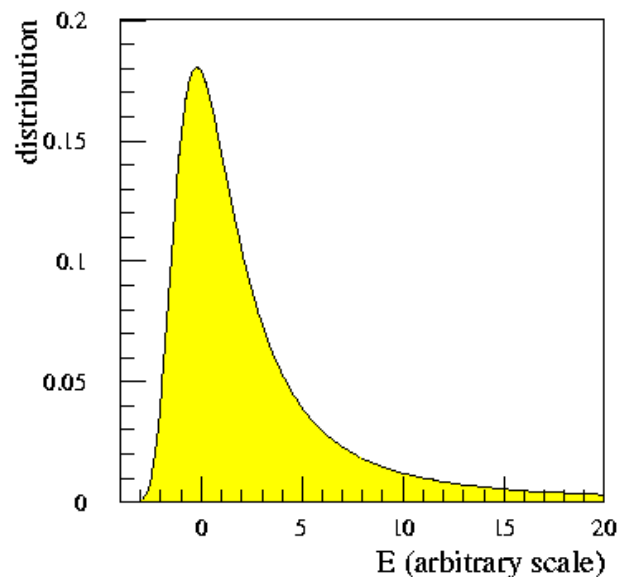


Figure 2.3 Distribution de Landau des pertes d'énergie.

2.2.2 Electrons

Les électrons ont une nature proche de celle des électrons des atomes du milieu. C'est la raison pour laquelle la formule de Bethe-Bloch y relative doit être modifiée.

Les électrons (et positrons) des basses énergies perdent l'énergie uniquement par ionisation et ceci dans les processus suivants :

- diffusion Møller : $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$
- diffusion Bhabha : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

A partir des sections efficaces de ces processus, on obtient la formule de Bethe-Bloch corrigée :

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \rho \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \tau \sqrt{\tau + 1}}{\sqrt{2I}} \right) - \frac{F(\tau)}{2} - \frac{\delta}{2} \right]$$

Avec : τ - l'énergie cinétique de l'électron et

$F(\tau)$ - une fonction différente pour les électrons et les positrons.

Pour des énergies plus importantes, l'électron perd l'énergie principalement par « bremsstrahlung » (rayonnement de freinage), et non en ionisant le gaz (voir figure 2.4). Il s'agit d'une émission de photons, provoquée par l'accélération de l'électron lors de son passage près du noyau. La perte d'énergie par bremsstrahlung augmente linéairement avec l'énergie et quadratiquement avec Z^3 :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} = 4\alpha N_a \frac{z^2 Z^2}{A} \rho r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{-1/3}}$$

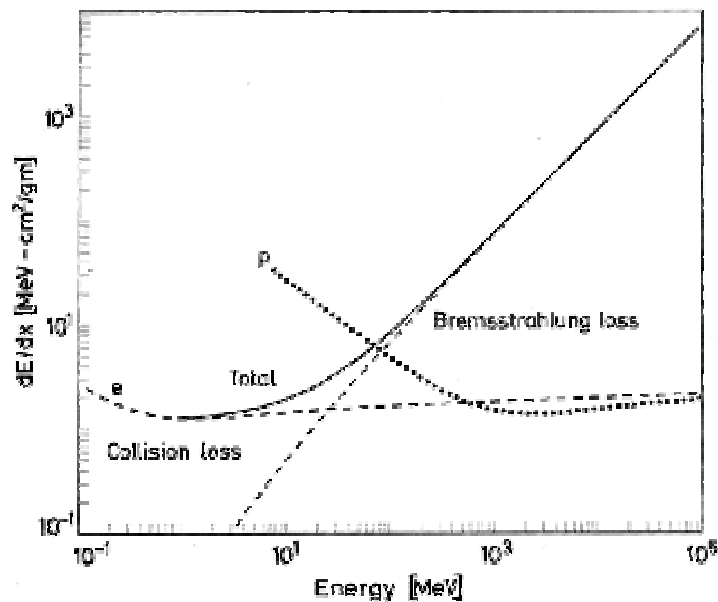


Figure 2.4 La perte par radiation et la perte par collision pour les électrons et les protons dans le cuivre.

³ Cette formule est approximative et n'est valable que pour les particules de $E \geq \text{MeV}$.

2.2.3 Photons

La détection directe des photons n'est pas possible. Toutefois, ils peuvent être détectés grâce à la production des particules chargées lors de leurs interactions avec la matière qui seront, elles, détectées.

Les photons de basse énergie ($E_i < E_\gamma < 100 \text{ keV}$) interagissent avec la matière surtout par l'effet photoélectrique. Pour les photons d'énergie intermédiaire ($E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$), le mécanisme dominant est la diffusion de Compton. Par contre, si l'énergie des photons dépasse $1,022 \text{ MeV}$, on assiste principalement à une création de paire (voir figure 2.5). Regardons ces modes d'interactions plus en détail.

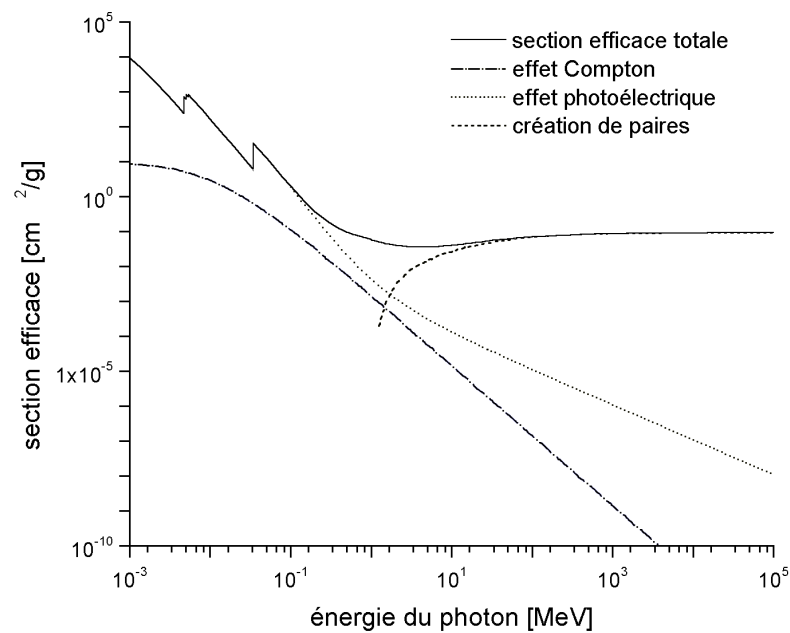


Figure 2.5 Section efficace pour les photons dans du xénon.

- **Effet photoélectrique :** Il s'agit de l'absorption complète du photon par un électron de l'atome, lors de laquelle l'électron est éjecté avec une énergie :

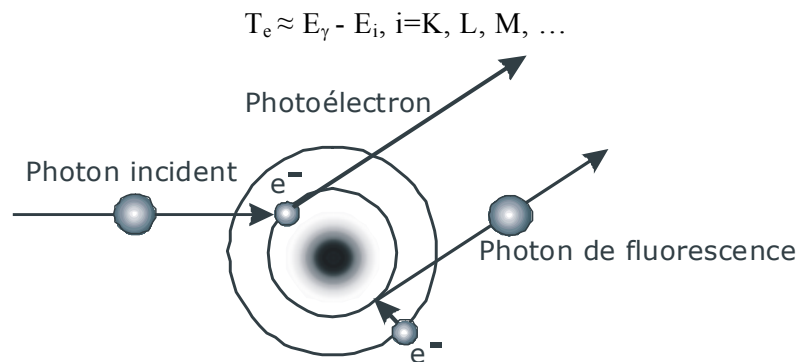


Figure 2.6 Schéma de l'effet photoélectrique.

E_i représente l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Bien évidemment, ce processus est possible seulement si $E_\gamma > E_i$.

L'effet photoélectrique peut être suivi d'une émission d'un rayon X ou d'un autre électron (d'Auger), dû au remplissage des places électroniques libres par d'autres électrons (voir figure 2.6).

- **Diffusion de Compton :** Les photons énergétiques ($E_\gamma \gg E_i$) peuvent subir une diffusion sur les électrons du milieu. L'énergie perdue par le photon est transmise à l'électron qui est subséquemment éjecté. L'énergie qui reste est reprise par un photon d'énergie réduite qui est dévié par rapport à la trajectoire incidente. L'énergie maximale transmise à l'électron est donnée par la formule suivante :

$$T_{\max} = E \left(\frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right) \quad \gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

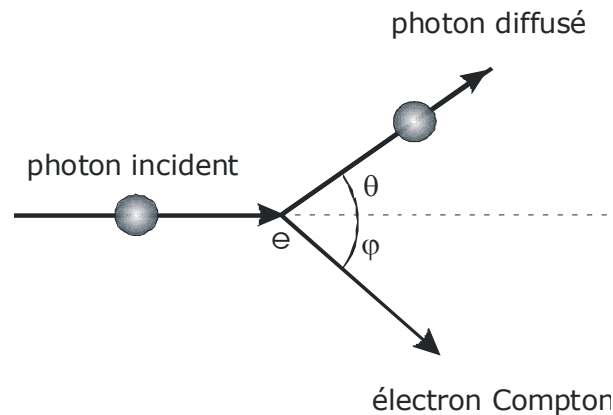


Figure 2.7 Schéma de la diffusion de Compton.

- **Création de paire :** Pour des photons d'énergies supérieures à

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e}{M_N} c^2$$

soit de 1.022 MeV⁴, le photon peut se matérialiser en créant une paire électron-positron. L'excès d'énergie se transforme en énergie cinétique de l'électron et du positron. Ce processus requiert la présence du champ d'une particule chargée (un noyau), qui absorbe une portion de l'impulsion du photon.

⁴ Puisque $M_N \gg m_e$ où M_N est la masse du noyau.

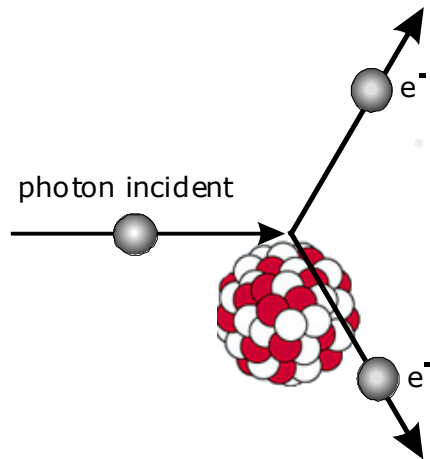


Figure 2.8 Schéma de la création de paire.

2.2.4 Neutrons

N'étant pas chargés, les neutrons ne peuvent pas interagir via l'interaction coulombienne avec les particules chargées. Le seul moyen d'interagir est par l'intermédiaire de l'interaction forte, mais vu la faible portée de la force forte, pour entrer en interaction, le neutron doit se trouver à environ 10^{-13} cm du noyau ! Cela explique pourquoi les neutrons sont très pénétrants.

Les neutrons de haute énergie (>100 MeV) interagissent en formant une gerbe hadronique, similairement aux hadrons chargés. A basse énergie, divers processus peuvent avoir lieu, dont :

- la diffusion élastique,
- la diffusion inélastique,
- la capture $n + (Z,A) \rightarrow \gamma + (Z,A+1)$ ou
- la fission.

2.3 Particules dans un détecteur à ionisation

Le but de cette section qui n'est en aucun cas exhaustive, est de décrire le processus d'ionisation, ainsi que de présenter le comportement des électrons (ions) dans un gaz.

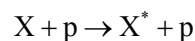
Comme nous venons de le voir dans la section précédente, la détection des particules est basée sur leurs interactions avec le détecteur, lors desquelles la particule laisse une partie de son énergie à l'intérieur de celui-ci et signale de cette manière sa présence. La plupart des détecteurs détectent notamment des excitations ou ionisations du milieu. Quant aux particules neutres ou de hautes énergies, elles sont détectées grâce aux particules secondaires qu'elles produisent.

La plupart des calculs de cette section, par souci de simplification et rationalisation, concernent uniquement les électrons. Bien évidemment, les ions suivent les mêmes mécanismes, avec pour seule différence le fait que, vu leur masse élevée, ils vont nettement moins vite, et, ayant une charge opposée, ils se déplacent dans le sens contraire des électrons.

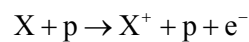
2.3.1 Ionisation

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans le gaz, elle interagit avec les molécules de celui-ci et peut, en fonction de son énergie, provoquer une excitation de ses molécules, ou bien, d'arracher ses électrons et provoquer ainsi une ionisation.

Le premier processus, l'excitation d'une molécule X par une particule p,



est généralement résonnant, c.-à-d. il a lieu pour des énergies précises de la particule, tandis que le deuxième, l'ionisation,



n'a pas d'énergie bien définie, mais se passe à partir des seuils d'énergies élevés. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.1, les électrons et les ions ainsi créés font partie de l'ionisation primaire.

Les collisions que la particule subit sont aléatoires et sont caractérisées par un parcours libre moyen λ , donné par :

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma_{\text{ion}}}$$

Ici, N est le nombre d'électrons par unité de parcours et σ_{ion} la section efficace pour l'ionisation.

Le nombre moyen de collisions sur une longueur L est L/λ et le nombre des paires primaires est donné par la distribution de Poisson :

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} e^{-\frac{L}{\lambda}}$$

Souvent, les électrons primaires ont une énergie suffisante pour créer une ionisation secondaire. Le nombre total des paires électrons-ions, résultant des ionisations primaire et secondaire est donné par la relation suivante,

$$N_{\text{tot}} = \frac{\Delta E}{W_i} = \frac{\frac{dE}{dx} \Delta x}{W_i} \approx 3...4 \cdot N_p$$

où ΔE désigne la perte d'énergie totale, W_i l'énergie effective nécessaire pour la production d'une paire électron-ion et N_p le nombre des paires primaires.

2.3.2 Diffusion

Considérons tout d'abord le cas du champ électrique nul à l'intérieur du détecteur.

Les électrons d'ionisation primaire entrent en nombreuses collisions avec les molécules du gaz. En conséquence, leur énergie cinétique moyenne diminue rapidement, jusqu'à atteindre l'équilibre thermique valant $3kT/2$ en moyenne⁵. Finalement, ils finissent par se recombiner avec les ions.

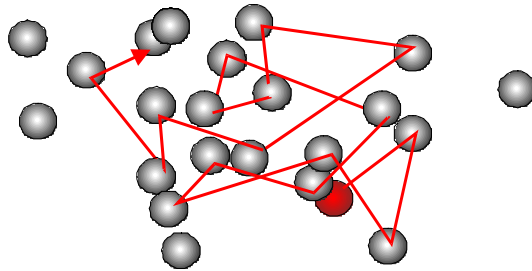


Figure 2.9 Diffusion thermique des électrons.

Chaque collision rend la direction de chaque électron aléatoire. Alors après un grand nombre de collisions et après un temps t long comparé au temps τ entre deux collisions, la densité des électrons suit la distribution de Gauss :

$$n = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$

⁵ Les énergies individuelles sont données par la distribution de Maxwell.

L'équation montre que la largeur du nuage des électrons σ_x , après un temps de diffusion t est :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

Le coefficient D est appelé « coefficient de diffusion ».

En réalité, la situation est plus complexe, car la diffusion des électrons dans des détecteurs à ionisation se déroule dans un champ électrique ou magnétique. Il est par conséquent nécessaire de redéfinir le coefficient de diffusion. Finalement, on distingue deux coefficients de diffusion, latéral D_L et transverse D_T , par rapport au champ électrique (voir figure 2.10).

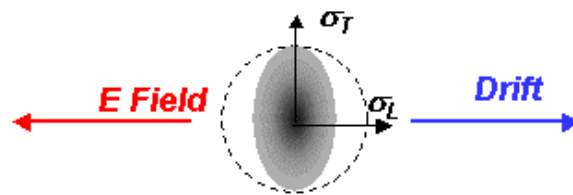


Figure 2.10 Diffusion des électrons dans un champ électrique [Sau 02].

En ce qui concerne le champ magnétique, la diffusion transverse $D_T(B)$ diminue par rapport à $D_T(B=0)$. Par contre, il n'y a pas de changement pour la diffusion longitudinale.

2.3.3 Dérive

En présence d'un champ électrique, les électrons sont, en plus, accélérés le long des lignes de champ en direction de l'anode et par conséquent, la probabilité d'une recombinaison avec les ions est réduite.

Dans les calculs qui suivent, on supposera que le champ électrique ne varie pas, et que le champ magnétique n'est pas appliqué. La théorie complète expliquant la dérive des électrons dans un champ magnétique peut être trouvée dans [Sau 02] ou [Vav 02].

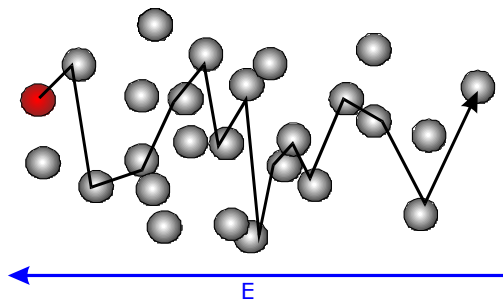


Figure 2.11 La diffusion et la dérive des électrons.

La dérive des électrons dans un champ électrique est également marquée par des nombreux chocs. Les électrons subissent une sorte de frottement, dont la force est proportionnelle à leur vitesse et qui compense l'accélération. Leur vitesse de dérive est finalement constante et dépend du champ électrique à une pression donnée.

La dérive peut être décrite par le système d'équations différentielles suivant :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - K\vec{v}$$

Avec : m – la masse de l'électron ;
 e – la charge de l'électron ;
 \vec{v} – le vecteur de la vitesse de dérive ;
 K – une constante ;
 $K\vec{v}$ – la force de frottement (Langevin) ;

Le rapport m/K a la dimension du temps et représente le temps moyen entre collisions τ .

Lorsque $t \gg \tau$, nous avons $d\vec{v}/dt = 0$, d'où la solution :

$$\vec{v} = \frac{e}{m} \tau \vec{E} = \mu \vec{E}, \quad \mu = \frac{e}{m} \tau$$

Le facteur μ est appelé « la mobilité des électrons ».

Le tableau 2.1 donne quelques ordres de grandeurs qu'on rencontre en pratique.

μ électrons	$10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
μ ions	$1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
τ électrons	2-5 ps
$1/\tau$ électrons (taux de collisions)	$(2-5) 10^{11} \text{ Hz}$

Tableau 2.1 Quelques grandeurs typiques de la dérive dans un gaz.

Nous pouvons maintenant réécrire la définition de la diffusion (voir paragraphe 2.3.2) comme :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{\mu E}}$$

2.3.4 Amplification

La charge primaire et totale produite par la particule incidente est très faible. Toutefois, leur détection serait théoriquement possible, en utilisant des amplificateurs avec des gains élevés. Mais, même ces signaux seraient difficilement distinguables du bruit électronique provenant du mouvement thermique des électrons dans les circuits.

C'est la raison principale pour laquelle on procède à une amplification de charge produite dans le détecteur.

La multiplication a lieu lorsque les électrons d'ionisation primaire sont assez énergétiques (par exemple accélérés dans des champs électriques forts) pour ioniser à leur tour d'autres atomes du gaz. Les électrons secondaires ainsi libérés peuvent ensuite produire une nouvelle ionisation et ainsi de suite. On appelle cela communément « multiplication » ou « amplification » du nombre d'électrons, ou encore « une avalanche ». Comme la mobilité des électrons est plus grande que celle des ions (voir, par exemple, le tableau 2.1), l'avalanche se présente sous forme d'une goutte, comme le montre la figure 2.12.

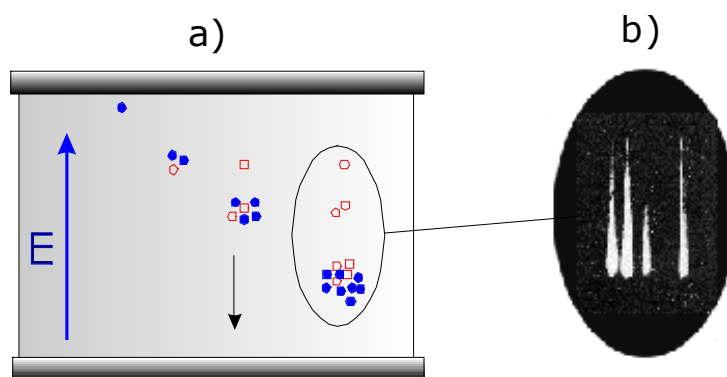


Figure 2.12 a) Principe de création d'une avalanche. b) Photo d'une avalanche prise dans une chambre à bulles [Sau 02].

Si $1/\alpha$ est le libre parcours moyen des électrons, c.-à-d. la distance que l'électron doit traverser pour être impliqué dans une ionisation secondaire, alors α est la probabilité d'une ionisation par unité de distance parcourue (nommé encore « le premier coefficient de Townsend » ou « coefficient d'amplification »). Ceci dit que, pour n électrons pour un parcours dx , nous avons

$$dn = n\alpha dx$$

électrons créés. En intégrant ce nombre sur un parcours x , on obtient

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

où n_0 est le nombre original d'électrons. Le facteur de multiplication ou gain est alors :

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Le nombre d'électrons créés lors de l'amplification est proportionnel au nombre d'électrons primaires seulement dans une plage limitée de valeurs du champ électrique, comme nous le verrons par la suite.

Un détecteur à gaz comporte plusieurs modes de fonctionnement (voir figure 2.13), en fonction de champ électrique appliqué :

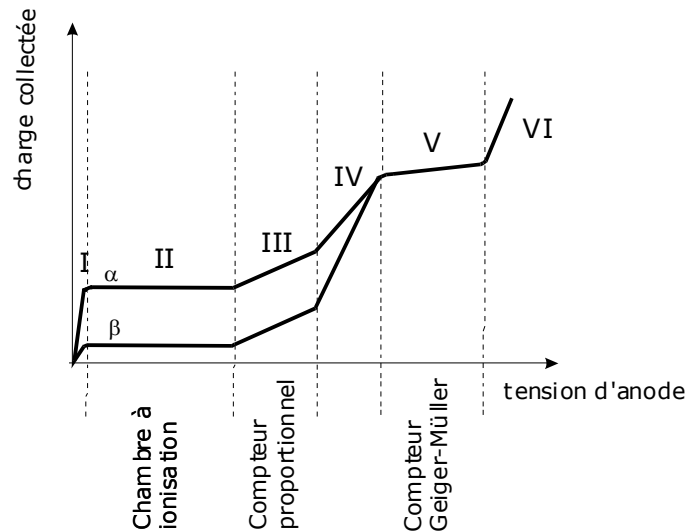


Figure 2.13 Gain du détecteur à gaz en fonction de la tension sur l'anode.

- Zone I : Le champ est trop faible et les charges produites se recombinent sans atteindre les électrodes.
- Zone II : Une collecte de toutes les charges produites a lieu.
- Zone III : Dans cette zone, le champ électrique est suffisamment intense pour permettre la multiplication. La quantité de charge collectée est proportionnelle à la charge de départ, à savoir de l'ionisation primaire. Le gain M est constant.
- Zone IV : La proportionnalité devient limitée, car l'ionisation créée par la multiplication influence le champ électrique autour de l'anode.
- Zone V : La tension étant très grande, les avalanches se produisent dans tout le détecteur et indépendamment de l'énergie déposée. En conséquence, le signal de sortie est quasi le même (mode Geiger).
- Zone VI : La décharge se passe en permanence et sans présence des particules incidentes. Le risque de détruire le détecteur est élevé.

2.3.5 Composition du gaz

Le détecteur idéal aurait un gain élevé, une tension électrique de fonctionnement basse, ou encore une bonne capacité de comptage. Malheureusement, satisfaire ces conditions avec un seul gaz dans le détecteur est difficile, voire impossible, la raison pour laquelle on utilise aujourd'hui des mélanges des gaz, en lieu et place d'un gaz unique.

La plupart des détecteurs à gaz sont remplis avec des mélanges d'un gaz porteur noble et d'un gaz poly-atomique dit « quencher »

dans des proportions propres à chaque détecteur, en fonction de type de détecteur et de son utilisation.⁶

Le gaz porteur est généralement un gaz noble et ceci pour plusieurs raisons ; premièrement, les gaz nobles possèdent peu d'états excités, favorisant ainsi l'ionisation devant l'excitation, et deuxièmement, la probabilité de recombinaison des électrons et des ions est faible.

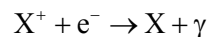
L'inconvénient est dans le fait que la désexcitation des atomes du gaz porteur produit des photons UV qui peuvent par effet photoélectrique réagir avec les matériaux du détecteur (avec les électrodes métalliques, par exemple) et libérer des nouveaux électrons provoquant des nouvelles avalanches.

Pour éviter cette multiplication, on ajoute au gaz porteur un gaz approprié appelé *quencher*, qui absorbe les photons UV indésirables et évacue leur énergie à d'autres canaux, notamment en s'excitant à des nombreux niveaux rotationnels et vibrationnels qu'il possède. L'énergie de la désexcitation des molécules du quencher est ensuite dissipée dans des collisions ou par dissociation de la molécule-même, ce dernier amenant, malheureusement, à une altération (ou même une disparition) du quencher. De plus, la reconstitution des fragments produit des polymères qui sont susceptibles de se déposer sur les matériaux et ainsi changer leurs propriétés électriques.

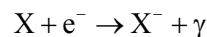
2.3.6 Attachement

Les électrons peuvent être non seulement créés, mais aussi capturés par les molécules du gaz. Ainsi, ils ne restent pas suffisamment longtemps dans le gaz pour être collectés et, en conséquence, le signal mesuré est inférieur au signal réellement produit.

Deux processus en sont responsables : Il s'agit en premier lieu de la recombinaison des ions (X^+) et des électrons, se passant en général en l'absence de champ électrique :



Le deuxième processus, appelé l'attachement, est propre aux gaz halogènes et l'oxygène (O_2 , Cl_2 , NH_3 et H_2O). Leurs molécules, en effet, captent les électrons pour former des ions négatifs :



En raison de la réduction du nombre d'électrons par attachement, l'amplification réelle est donnée par la différence des coefficients d'amplification et d'attachement.

⁶ Bien évidemment, le gaz noble et le gaz quencher n'ont pas les mêmes propriétés de dérive, de diffusion ou d'ionisation.

Partie II

Le détecteur du Gothard



3 Chambre à projection temporelle

3.1 Introduction

3.2 Concept

3.2.1 Description géométrique

3.2.2 Principe de fonctionnement

3.2.3 Développement du signal

3.2.31 *Sur l'anode*

3.2.311 Origine du signal

3.2.312 Signal dans le temps

3.2.32 *Sur le plan XY*

3.2.321 Distribution spatiale

3.2.4 Traitement du signal

3.2.41 *A la sortie de l'anode*

3.2.411 Chaîne électronique typique

3.2.412 Voies énergie et temps

3.2.42 *A la sortie du plan XY*

3.2.421 Electronique typique

3.2.422 Signal et la topologie de l'événement

3.3 TPC à l'heure actuelle

3.1 Introduction

"The TPC opened new opportunities for experimentation across a broad range of particle and nuclear physics," Cahn said. "The purity and power of his proposal are why, more than 20 years later, new TPCs are still being built."

[Cah 95]

La chambre à projection temporelle (*Time Projection Chamber*, TPC) représente l'un des détecteurs les plus puissants de la physique des particules. Elle réunit deux détecteurs en un seul : la chambre à fils de Charpak et la chambre à dérive.

La première TPC (voir figure 3.1) [Web 03] fut construite en 1974 par David Nygren pour être utilisée à Stanford dans l'anneau du collisionneur positron - électron. L'idée était de construire une chambre cylindrique où régnait un champ électrique parallèle à l'axe de révolution. Les électrons d'ionisation produits par la particule à détecter dérivent sous l'influence du champ électrique vers l'une des extrémités du détecteur, qui pouvait collecter cette charge, après l'avoir amplifiée, et ainsi fournir l'information sur l'énergie de la particule. En même temps, un plan segmenté placé à proximité détectait les mêmes signaux, fournissant les coordonnées radiales de la trace. En mesurant le temps de l'arrivée de l'ionisation sur l'anode, il

était possible de déterminer la coordonnée longitudinale. Ainsi, grâce à la mesure du temps, la reconstitution *tridimensionnelle* de la trace de la particule ionisante devenait possible. C'est pourquoi on l'appela Chambre à Projection Temporelle.



Figure 3.1 La première TPC construite à Berkeley en 1974. D. Nygren est à gauche.

3.2 Concept

3.2.1 Description géométrique

Une TPC est une enceinte le plus souvent cylindrique, des dimensions pouvant aller jusqu'à plusieurs mètres de diamètre et de longueur, remplie d'un gaz ou d'un liquide. Ses extrémités sont équipées des plans mis à haute tension.

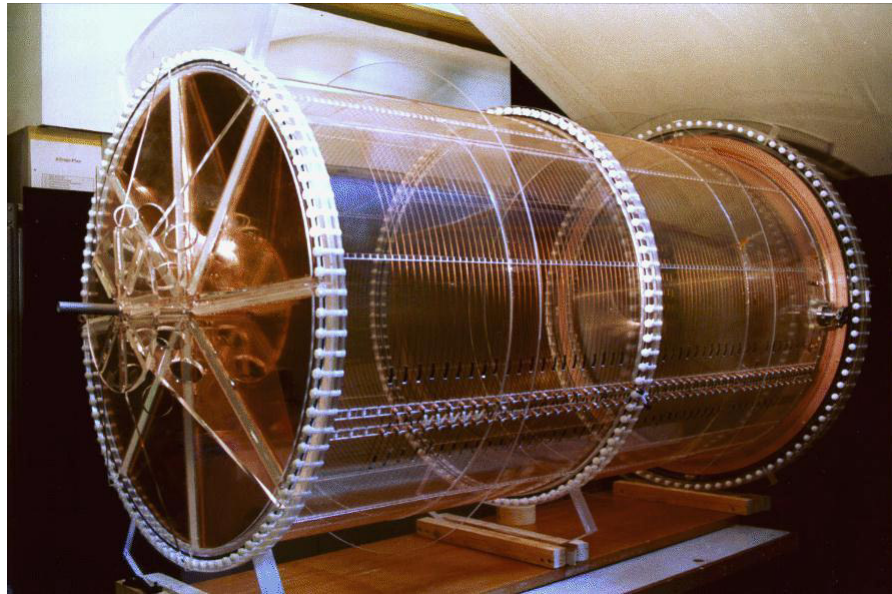


Figure 3.2 La chambre à projection temporelle (TPC) de l'expérience MUNU.

La zone centrale de la chambre, dite *de dérive*, est délimitée d'un côté par une cathode, et de l'autre par une grille. L'homogénéité du champ dans cette zone est assurée en ajoutant des anneaux dits de champ le long de la chambre.

Derrière la grille se trouve une chambre proportionnelle multi-fils, composée d'une série des fils d'anode portés à haute tension positive avec pour but de multiplier et collecter les charges. C'est *la zone d'avalanche* ou encore *la zone de multiplication*. Non loin du plan des fils se trouve un plan cathodique fait de petits pavés de quelques millimètres de côté, de formes géométriques simples, telles carrées, losanges, etc., chargés de localiser les avalanches dans le plan radial. La géométrie des damiers est déterminée de façon à ce que l'avalanche se produisant sur le fil d'anode influence de manière sensible les damiers les plus proches et que, en même temps, *le bavardage* entre les rangés soit minime.

3.2.2 Principe de fonctionnement

Si l'on reprend le schéma de la figure 2.13, la TPC est opérationnelle dans la zone III, fonctionnant comme une chambre proportionnelle, de gain constant. Cette amplification de charge est nécessaire vu le faible signal produit par la collecte de l'ionisation primaire.

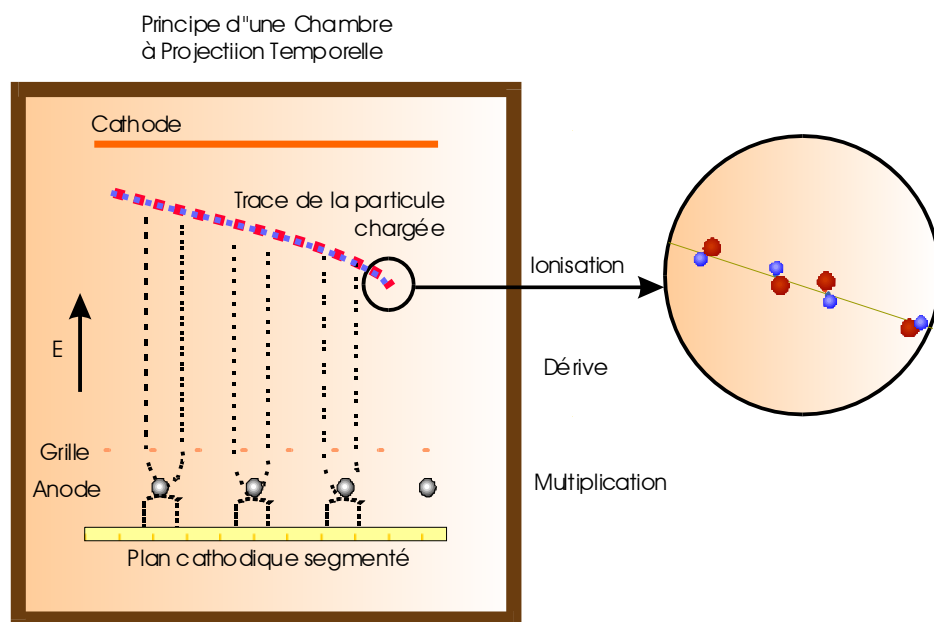


Figure 3.3 Principe de fonctionnement d'une TPC.

Lorsqu'une particule entre dans le gaz, elle l'ionise et produit des électrons libres le long de sa trajectoire (voir figure 3.3). Le champ électrique appliqué dans l'enceinte force ces électrons à la migration vers l'extrémité de tension positive (anode), à proximité de laquelle se déroule la multiplication. L'arrivée de l'avalanche d'électrons sur l'anode est perçue à travers une induction du courant sur celle-ci. Si les fils d'anode sont reliés ensemble, le courant total mesuré correspond à la charge totale et est proportionnel à l'énergie perdue par la particule dans le volume actif.

Entre les fils d'anode on intercale des fils de potentiel, pour assurer un champ cylindrique autour de chaque fil.

Le plan d'anode est précédé d'une grille, qui délimite la zone de dérive, dans laquelle les électrons d'ionisation se déplacent à vitesse constante, et celle de l'amplification où ils sont accélérés et multipliés. La grille récupère une partie des ions positifs produits dans l'avalanche se déplaçant dans le sens opposé des électrons et limite de cette manière les effets négatifs des charges d'espace.

Derrière le plan d'anode se trouve un plan cathodique segmenté, appelé plan XY, qui détecte les signaux induits lors des

avalanches sur l'anode tout proche (voir figure 3.4). Ces pistes étant connectées séparément, un courant induit dans celles-ci nous permet de connaître les coordonnées (X,Y) de l'impact de l'avalanche.

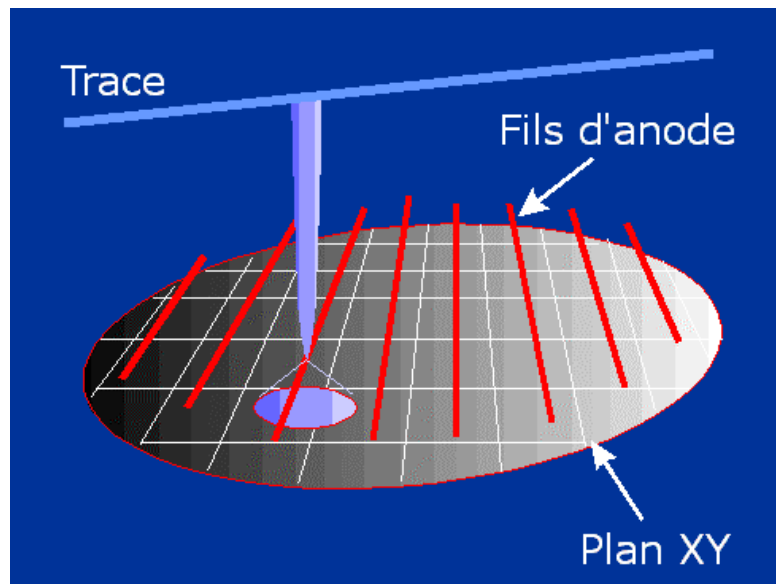


Figure 3.4 Principe de lecture des événements.

Jusqu'ici, le principe présenté ressemble fortement à celui d'une chambre proportionnelle multi-fils. La différence se trouve dans le fait qu'une TPC utilise l'information temporelle provenant des signaux d'anode pour retrouver la troisième dimension de la trace (Z). Le principe en est simple : en connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le gaz et le temps d'arrivée de l'ionisation, et en même temps, en utilisant une électronique adaptée, il est possible de calculer la position relative Z de la trace.

Certaines TPC sont longues, ce qui a pour conséquence une importante diffusion spatiale des électrons de dérive (voir chapitre 2.3). Cet effet peut être atténué en appliquant un champ magnétique axial, dans lequel les électrons vont suivre une trajectoire hélicoïdale. Leur diffusion sera par conséquent réduite.

3.2.3 Développement du signal

La lecture des signaux se déroule simultanément sur deux niveaux, sur l'anode et sur le plan XY. Leurs rôles dans une TPC étant différents, bien que la physique de la création du signal sur ceux-ci demeure semblable, je vais présenter ces deux cas séparément.

3.2.31 Sur l'anode

3.2.311 Origine du signal

Dans la zone d'amplification, sous l'influence du champ électrique, les électrons dérivent vers les fils d'anode, où, en raison de la valeur élevée du champ, ils acquièrent assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes du gaz. On assiste à une multiplication du nombre d'électrons à mesure que l'on s'approche des fils. L'avalanche ainsi induite ne cesse que lorsque tous les électrons ont atteint l'anode. Le déplacement des charges induit par effet capacitif un courant sur les fils d'anode, qui, comme nous allons le voir par la suite, provient essentiellement du mouvement des ions (voir figure 3.5).

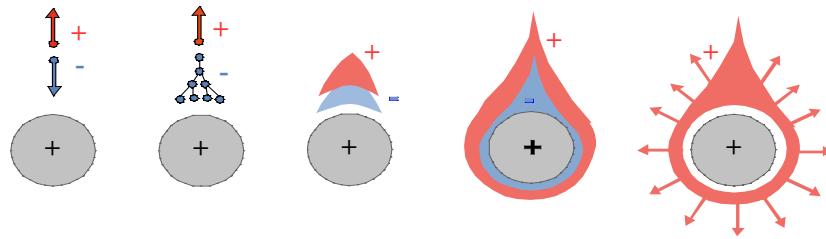


Figure 3.5 La création de l'avalanche est suivie de la collection des électrons par le fil d'anode. Enfin, c'est le déplacement des ions positifs qui induit un courant sur l'anode [Sau 02].

Le calcul qui suit nous permettra de comprendre la physique sous-jacente de la faible contribution des électrons dans le développement du signal d'anode.

J'ai déjà dit que la zone d'avalanche représente une sorte de compteur MWPC cylindrique, les fils d'anode pouvant être approximativement assimilés à un condensateur cylindrique. Dans une telle géométrie, le champ électrique radial à la distance r du fil d'anode est donné par la relation suivante,

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

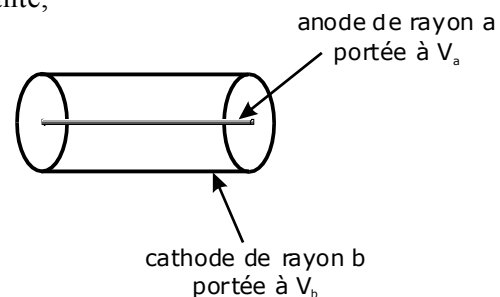


Figure 3.6 La zone autour de l'anode peut être considérée comme une cellule cylindrique remplie d'un gaz, avec une paroi conductrice (la cathode) et un fil le long de l'axe principal (l'anode).

C représentant la capacité linéique de la cellule et V_0 le potentiel relatif entre la paroi du cylindre et le fil au centre, $V_0 = V_a - V_b$ (voir figure 3.6).

Selon le théorème de Ramo, l'incrément de charge induite sur les électrodes de cette cellule dQ provoqué par le mouvement de l'avalanche de charge q , est donné par la formule :

$$dQ = \frac{qE(r)dr}{V_0}$$

Pour calculer cette charge, du fait qu'ils ont des parcours différents, on considèrera les électrons et les ions séparément. Dans les calculs qui suivent, on supposera que l'avalanche a lieu à une distance r' de l'anode.

En intégrant l'équation précédente, on trouve le signal induit sur l'anode, du au déplacement des électrons :

$$Q^- = \frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \int_{a+r'}^a \frac{dr}{r} = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{a+r'}{a}$$

Similairement, le signal du aux ions vaut :

$$Q^+ = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \int_{a+r'}^b \frac{dr}{r} = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a+r'}$$

La somme de ces deux contributions donne le signal total induit sur l'anode, à savoir,

$$Q_{\text{TOTAL}} = Q^- + Q^+ = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a} = -q$$

En comparant Q^- et Q^+ , on s'aperçoit que leur rapport dépend des paramètres géométriques de la cellule, ainsi que du lieu d'apparition de l'avalanche,

$$\frac{Q^-}{Q^+} = \frac{\ln(a+r') - \ln(a)}{\ln(b) - \ln(a+r')}$$

Or, pour une TPC typique nous avons $a \sim 10 \mu\text{m}$, $b \sim 10 \text{mm}$ et $r \sim 1\mu\text{m}$, d'où la faible contribution des électrons :

$$Q^- / Q^+ \sim 1\%$$

3.2.312 Signal dans le temps

Considérons le cas d'un courant d'ions, qui partent tous de très près de la surface du fil d'anode. Dans cette approximation, $r(0) \cong a$. La charge induite totale est une fonction de temps selon la formule :

$$Q(t) = Q^+(t) = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \int_{r(0)}^{r(t)} \frac{dr}{r} = -\frac{qC}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r(t)}{a}$$

Afin de déterminer $r(t)$, utilisons la définition de la vitesse de dérive,

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+ E = \frac{\mu^+ C V_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

En intégrant cette équation, on obtient $r(t)$:

$$\int_{r(0)}^{r(t)} r dr = \frac{\mu^+ C V_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \int_0^t dt \Rightarrow r(t) = \sqrt{a^2 + \frac{\mu^+ C V_0}{\pi\epsilon_0} t}$$

Le signal résultant sur l'anode est donc :

$$Q(t) = -\frac{qC}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(1 + \frac{\mu^+ C V_0}{\pi\epsilon_0 a^2} t \right) = -\frac{qC}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

avec $t_0 = \frac{\pi\epsilon_0 a^2}{\mu^+ C V_0}$

Celui-ci est graphiquement présenté à la figure 3.7.

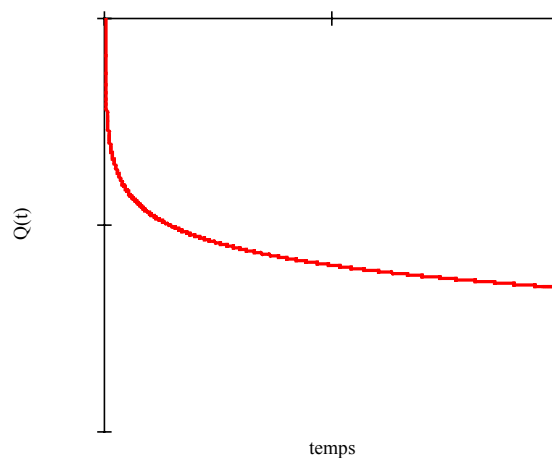


Figure 3.7 Evolution temporelle de la charge induite dans la cellule.

La forme définitive du signal dépend du dispositif électronique associé aux plans de lecture. Cette forme, pour quelques montages les plus courants, est présentée à la figure 3.11.

3.2.32 Sur le plan XY

3.2.321 Distribution spatiale

L'apparition d'avalanche sur l'anode induit sur les pistes du plan XY un courant électrique à proximité de celle-ci. Le mécanisme de génération des signaux dans le temps étant le même comme dans le cas de l'anode, je vais me concentrer ici sur la distribution de charge en fonction de la distance par rapport au point d'avalanche. Une description détaillée peut être trouvée dans [Mat 91].

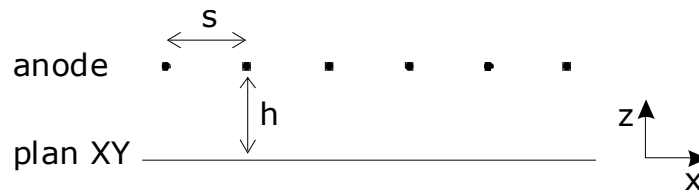


Figure 3.8 Définitions des distances pour la formule de Mathieson.

La distribution de charge induite sur le plan XY en fonction de la distance normalisée $\lambda = x/h$ (voir figures 3.8 et 3.9) est donnée par la formule empirique de Mathieson [Gat 79] :

$$\Gamma(\lambda) \equiv \frac{\rho(\lambda)}{|q_a|} = K_1 \frac{1 - \tanh^2(K_2 \lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2 \lambda)}$$

Avec

$$\lambda = \frac{x}{h}, \quad K_1 = \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \tan^{-1} \sqrt{K_3}} \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2} \right)$$

K_1 , K_2 et K_3 sont des paramètres qui dépendent de la géométrie du détecteur. Plus particulièrement, le coefficient K_3 dépend du rapport a/s et h/s . Le même formalisme est valable pour les pistes Y.

3.2.4 Traitement du signal

Chaque expérience a ses particularités quant à l'électronique qu'elle utilise. Par exemple la charge typique à la sortie peut varier d'un facteur 10^6 selon le détecteur utilisé. De même pour la capacité du détecteur. Pour cette raison, seulement quelques étapes typiques du procédé du traitement des signaux, communes à la plupart des TPC, seront présentées ici.

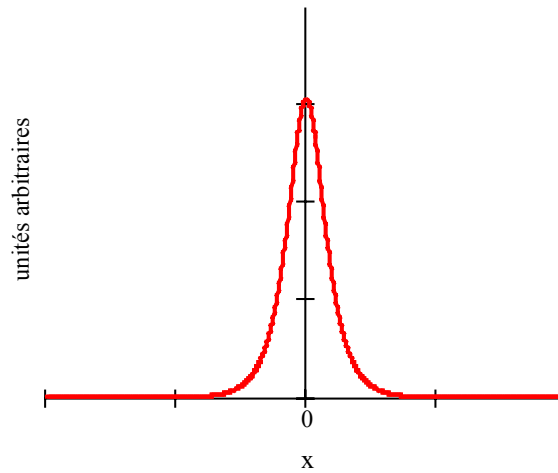


Figure 3.9 Charge électrique induite sur les pistes X (ou Y) en fonction de la distance. Son amplitude est proportionnelle à la charge collectée par l'anode.

3.2.41 A la sortie de l'anode

3.2.411 Chaîne électronique typique

La chaîne typique associée à l'anode est représenté à la figure 3.10.

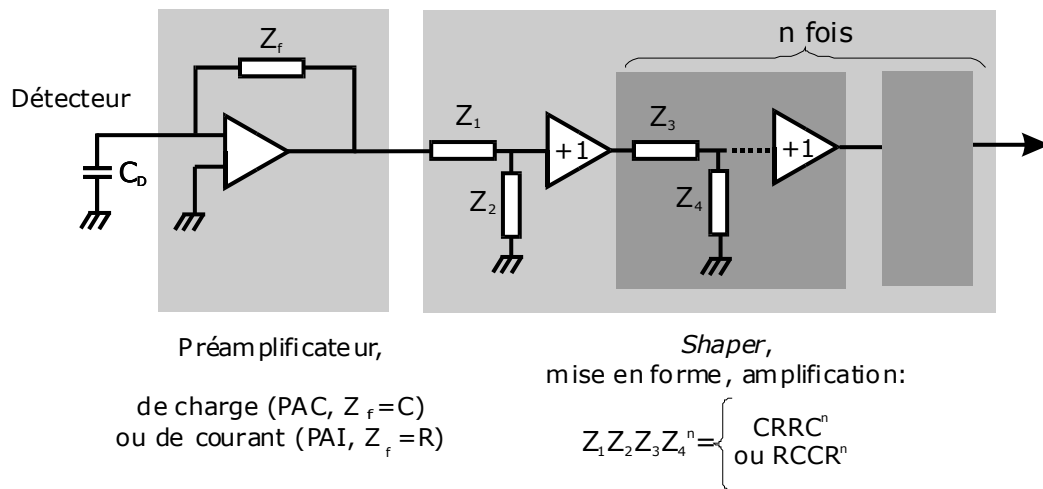


Figure 3.10 Chaîne électronique typique.

Le premier stade consiste à transformer le courant en tension et à l'amplifier. Ceci est fait à l'aide d'un préamplificateur, de courant (PAI) ou de charge (PAC). Un préamplificateur de type PAC produit une tension de sortie proportionnelle à la charge totale déposée dans le détecteur $V_{\text{sortie}} = -Q_D/C_f$, tandis que un préamplificateur PAI donne une tension de sortie instantanée proportionnelle au courant instantané dans le détecteur $V_{\text{sortie}} = -R_f I_D$.

Suit une seconde mise en forme, effectuée à l'aide d'un filtre appelé de l'anglais « *shaper* ». Il s'agit d'une cascade de plusieurs filtres passe-haut et passe-bas, qui ont pour objet de couper le bruit basses fréquences du signal $V_{\text{sortie}}(t)$, respectivement hautes fréquences. De cette manière, le *shaper* améliore le rapport signal sur bruit.

Prenons l'exemple d'une chaîne typique⁷ PAI + *shaper* CRRCⁿ, de constante du temps $\tau=RC$. La réponse temporelle de ce système est donnée par la relation suivante :

$$V_{\text{sortie}}(t) = R_f I_0 \left(\frac{t}{\tau} \right)^n \frac{1}{n!} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Le signal de sortie de ce système a ainsi la forme présentée à la figure 3.11.

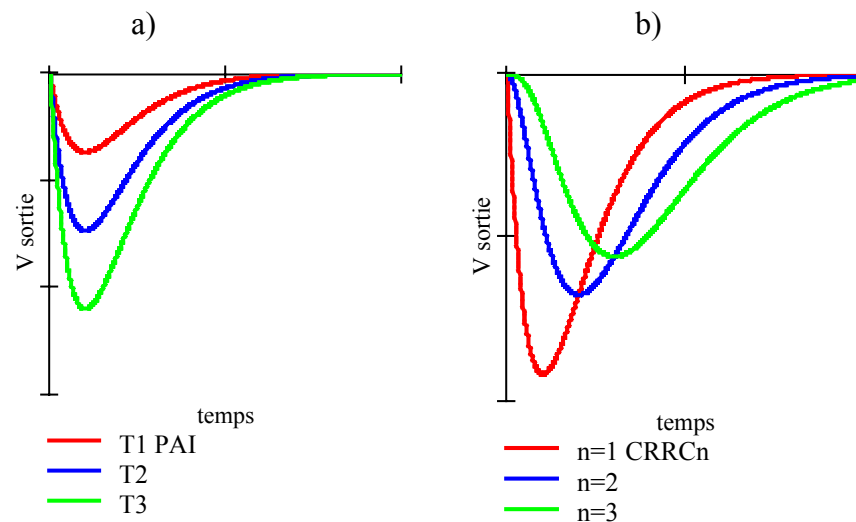


Figure 3.11 Réponse temporelle d'un circuit PAI+CRRCⁿ, en fonction de : a) constante du temps du préamplificateur ($\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$) et b) nombre d'intégrations n du *shaper*.

3.2.412 Voies énergie et temps

Rappelons que l'anode d'une TPC doit fournir non seulement l'information sur l'énergie, mais aussi donner des indications du temps de passage et de la durée de celui-ci, les autres composantes de la TPC ne pouvant généralement pas le faire. Les circuits qui lui sont associés sont par conséquent de design différent, ayant cependant pour élément de base le système montré à la figure 3.10. On les appelle : *la voie énergie et la voie temps*.

⁷ C'est un dispositif classique. Son *shaper* est composé d'un filtre passe haut, suivi de n filtres passe bas.

La voie énergie (voir figure 3.12) permet de mesurer l'énergie de la particule. Après avoir amplifié et mis le signal en forme, la valeur numérique du signal (voir figure 3.11) est convertie par un codeur, avant d'être stockée sur un support informatique.

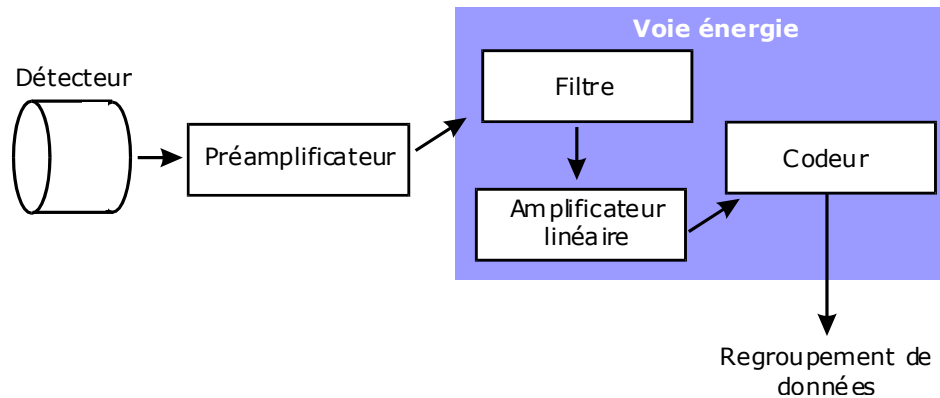


Figure 3.12 Chaîne électronique typique de la voie énergie.

La figure 3.13 illustre le principe de la voie temps. Le signal est présenté à un discriminateur possédant (au moins) un seuil de détection, qui, si dépassé, produit un signal logique « 1 » transmis à un déclencheur de mesure (*trigger*). La voie temps possède un temps mort, représentant la durée minimale entre les moments d'arrivée de deux particules, pour que la deuxième soit détectée.

Une voie temps idéale aurait ces deux paramètres, le seuil de détection et le temps mort, les plus faibles.

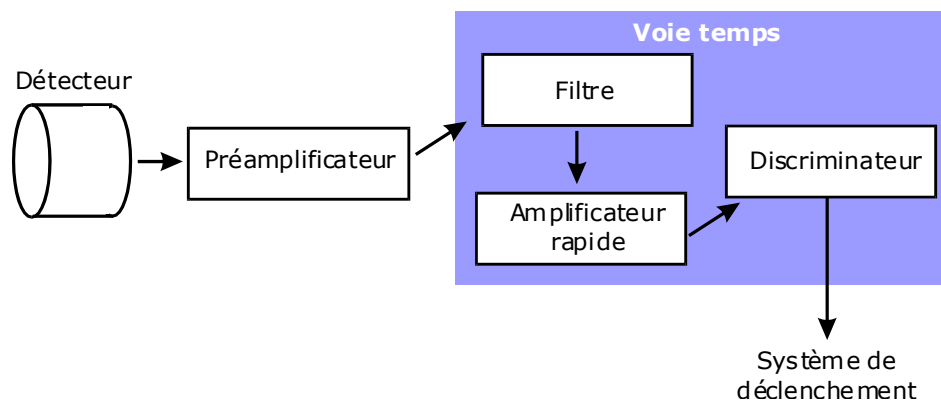


Figure 3.13 Chaîne électronique typique de la voie temps.

3.2.42 A la sortie du plan XY

3.2.421 Electronique typique

Le signal analogique à la sortie des pistes XY ne peut pas, comme dans le cas des signaux d'anode, être manipulé directement. Il doit d'abord passer par un préamplificateur avant d'être transformé dans un standard logique à l'aide d'un comparateur (voir figure 3.14). On dit que le signal analogique est *discriminé*.

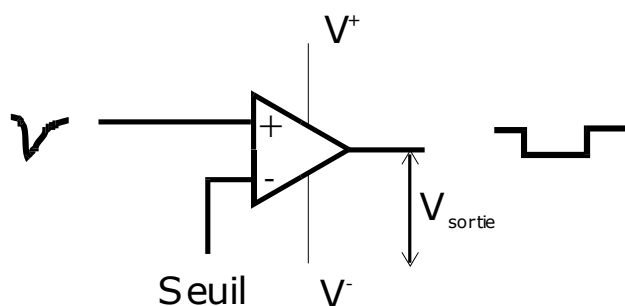


Figure 3.14 Schéma d'un discriminateur.

La chaîne typique associée aux pistes XY est essentiellement identique à celle de la voie temps d'anode (voir figure 3.13). D'habitude, les signaux issus de pistes XY ne sont pas utilisés pour déclencher l'acquisition, mais uniquement pour la visualisation des traces, effectuée à l'aide d'un logiciel : Une piste qui détecte un signal supérieur au seuil du discriminateur sera dessinée par le logiciel d'analyse comme étant « allumée ». En combinaison avec les signaux de la voie temps d'anode, il devient possible de retracer la trajectoire de la particule dans les plans x-t et y-t, ou bien, après un peu de calcul, dans le plan x-z, respectivement y-z.

En utilisant plusieurs seuils de discrimination, il est possible d'affiner cette représentation des traces, en fonction de la quantité de charge déposée.

3.2.422 Signal et la topologie de l'événement

Nous venons de voir la réponse temporelle typique de l'électronique associée à l'anode (voir figure 3.11). Avant d'être convertis en signaux logiques, les signaux issus du plan XY sont traités par une électronique semblable et sont ainsi de forme analogue. Comme nous avons à faire à des avalanches successives issues des traces plus ou moins courbés, orthogonales ou non par rapport au plan XY, le signal détecté peut avoir des aires différents.

En fonction de la topologie de l'événement, on distingue trois allures typiques (voir figure 3.15) :

- Cas 1 : La trace est inclinée ou parallèle au plan XY. Plusieurs pistes adjacentes détectent des impulsions uniques ;
- Cas 2 : La trace se recourbe sur elle-même : Le signal contient deux impulsions séparées ;
- Cas 3 : La trace est orthogonale au plan XY : La même piste détecte plusieurs avalanches successives et le signal est composé d'une superposition des impulsions.

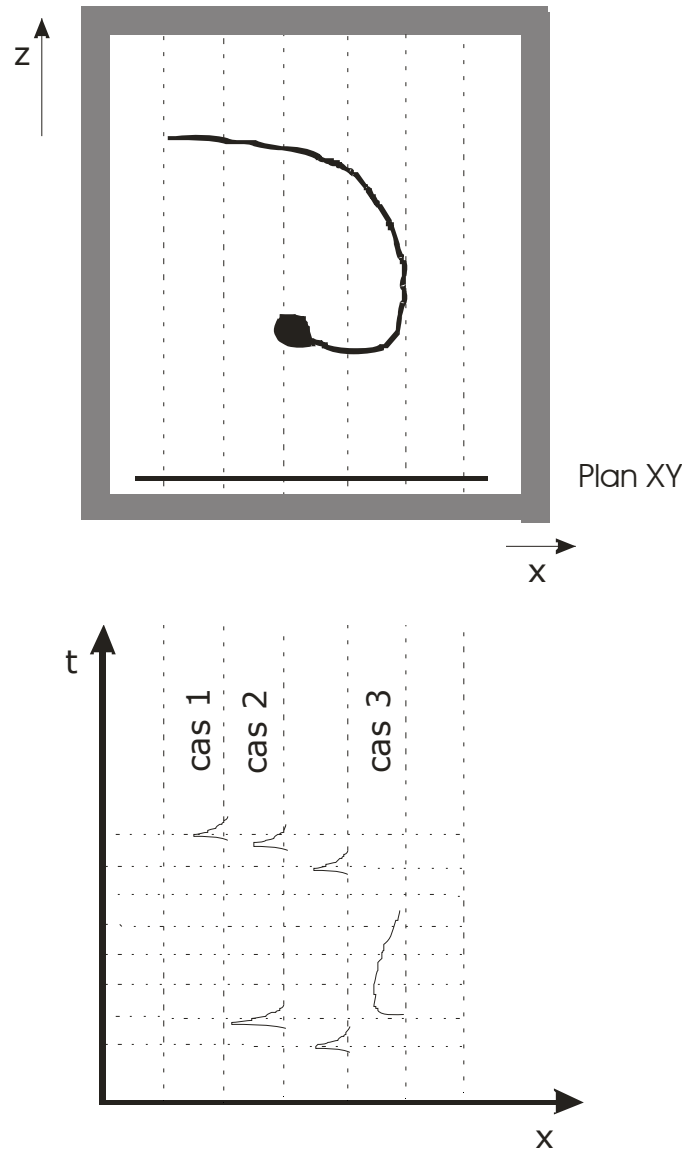


Figure 3.15 La forme des signaux induits sur les pistes X (ou Y) en fonction de la topologie de la trace.

3.3 TPC à l'heure actuelle

Depuis sa découverte jusqu'à nos jours, les TPC représentent des détecteurs des particules parmi les plus attractifs. Diverses TPC sont opérationnelles aujourd'hui et plusieurs en sont en construction. Bien évidemment, elles évoluent : les modifications contemporaines sont surtout apportées au niveau de la lecture de l'événement, où on favorise aujourd'hui des microstructures telles GEM's (Gas Electron Multiplier) ou MicroMEGAS (Micro-Mesh Gas Structure), pour leur capacité de suppression de l'effet $\vec{E} \times \vec{B}$ présent dans les TPC traditionnelles, un bon potentiel de refoulement des ions et une bonne granularité.

Le champ d'application des TPC est très vaste : citons les études d'annihilation e^+e^- , les collisionneurs des hadrons, la physique des ions lourds, la détection des événements rares (recherche de la matière noire et d'axions), la physique des neutrinos ou la désintégration double bêta.

Quelques expériences réalisées dans des TPC classiques sont résumées dans le tableau 3.1.

Expérience	Site
ALEPH	LEP, CERN
DELPHI	LEP, CERN
TOPAZ	TRISTAN, Japon
STAR	RHIC, BNL
ALICE	LHC, CERN
MUNU	Bugey, France
Gotthard	Gotthard, Suisse
NA49	SPS, CERN
EOS	AGS, BNL
TPC90	LEP, CERN
BaBar	PEP-II, SLAC
CDF (Microvertex Project)	Fermilab

Tableau 3.1 Quelques expériences utilisant des TPC classiques et leurs sites.

4 Détecteur du Gothard

4.1 Introduction

4.2 Choix des matériaux et des paramètres

- 4.2.1 Type de détecteur
- 4.2.2 Quel gaz pour source ?
- 4.2.3 Quencher
- 4.2.4 Pression opérationnelle
- 4.2.5 Champ électrique
- 4.2.6 Situation

4.3 La TPC

- 4.3.1 Anode
- 4.3.2 Grille
- 4.3.3 Plan XY
- 4.3.4 Cathode
- 4.3.5 Anneaux de champ
- 4.3.6 Blindage

4.4 Système de gaz

4.5 Electronique

- 4.5.1 Préamplificateurs
- 4.5.2 Discriminateurs
- 4.5.3 Transient Recorder
- 4.5.4 Interfaces CAMAC
- 4.5.5 Contrôleur CAMAC

4.6 Acquisition des données

4.7 Analyse des données

- 4.7.1 Analyse en ligne
- 4.7.2 Analyse hors ligne

4.1 Introduction

L'expérience du Gothard est le fruit de la collaboration des trois institutions, le CalTech (California Institute of Technology), l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel et le PSI (Paul Scherrer Institut)⁸, ayant pour but d'étudier des propriétés des neutrinos à travers la désintégration double bêta dans le ^{136}Xe .

Si le concept date de 1984 [Bel 84]⁹, ce n'est qu'en mai 1990 que l'expérience a vu le jour, dans le tunnel de Gothard, en Suisse, après plusieurs années de recherche et de développement. Les premières données furent prises entre 1990 et 1993. En 1994, le

⁸ Initialement, la collaboration était composée de deux groupes : Milano et Caltech.

⁹ La collaboration initiale étudia déjà en 1976 la désintégration double bêta du ^{136}Xe dans une chambre à brouillard.

détecteur a été modifié afin de réduire davantage le bruit de fond, un nouveau plan d'anode ainsi qu'un blindage supplémentaire y ayant été ajoutés.

Un nouveau système d'acquisition par PC (Pentium 200 MHz) a été installé en 1996, remplaçant l'ancien, composé d'un PDP 11/73 et d'un Textronix 6130.

La prise des données à 5 bar a été terminée en 1998. C'est alors que la pression dans le détecteur a été abaissée à 3 bar, afin de couvrir expérimentalement une plus grande partie du spectre $\beta\beta_{2\nu}$ du ^{136}Xe (voir figure 4.2 et chapitre 7).

L'expérience du Gothard s'est achevée en été 2000.



Figure 4.1 Détail du laboratoire.

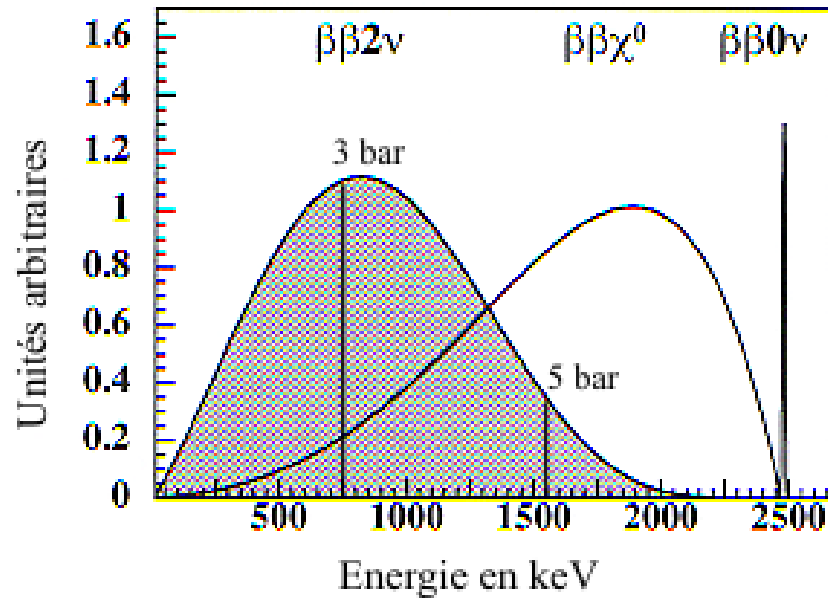


Figure 4.2 Spectre en énergie de la somme des énergies cinétiques de deux électrons émis par les différents types de processus double bêta dans le ^{136}Xe . Les lignes verticales désignent les seuils en énergie à partir desquelles les mesures sont plausibles, comme commenté dans le chapitre 7. La figure est modifiée d'après [Lue 99].

4.2 Choix des matériaux et des paramètres

4.2.1 Type de détecteur

Comme la désintégration double bêta est signée par une émission simultanée de deux électrons, il est indispensable de pouvoir reconnaître ce type d'événement. Le détecteur utilisé doit donc satisfaire un certain nombre d'exigences, dont par exemple :

- Il doit être capable de reproduire correctement les traces des particules chargées traversant son milieu actif, et ceci de préférence en trois dimensions ;
- Il doit pouvoir mesurer l'énergie de la particule ;
- Il doit être construit à partir des matériaux de basse activité ;
- Il doit être protégé de toute activité externe.

Le choix s'est alors porté sur une chambre à projection temporelle rempli d'un gaz, qui a déjà fait ses preuves dans plusieurs expériences précédemment menées (voir section 3.3). De plus, le fait d'avoir la source confondue avec le milieu-détecteur, contribue en une meilleure résolution en énergie, comme discuté dans le paragraphe 1.3.32. De ce fait, l'expérience de Gothard est classée dans la catégorie des expériences à source active.

4.2.2 Quel gaz pour source ?

En principe, tout gaz ou mélange gazeux peut donner lieu à la production d'avalanche. Mais, peu de gaz satisfont les exigences fondamentales nécessaires pour le développement du signal, telles

- une densité électronique élevée ;
- un nombre d'électrons primaires élevé ;
- une vitesse de dérive des électrons élevée pour une rapide collection du signal ;
- un gain suffisamment élevé (dépassant 1000) pour une bonne efficacité de détection ;
- un faible numéro atomique, afin de réduire la diffusion pour obtenir une bonne résolution spatiale ;
- une faible émission de photons UV (par désexcitation radiative) pour empêcher la multiplication de décharges ;
- une absence des contaminations électronégatives.

D'une manière générale, les gaz nobles denses sont les meilleurs candidats, leur dissipation d'énergie se passant principalement par ionisation (voir figure 4.3 pour le cas du xénon [Web 04]). De plus, la multiplication survient dans un gaz noble à des champs moins forts que

dans des gaz des molécules complexes. Malheureusement, le problème lié au gaz nobles repose dans le fait que la désexcitation de leurs molécules est accompagnée d'une émission des photons qui peuvent provoquer à leur tour des nouvelles avalanches, engendrant des décharges permanentes dans le détecteur. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 2, ce problème peut être résolu en ajoutant d'autres molécules au gaz (quencher).

Le tableau 4.1 donne un aperçu des propriétés physiques des gaz couramment utilisés dans des détecteurs gazeux.

Gaz	Z	A	ρ	Ex	Ei	Wi	[dE/dx]	Np	Nt
								NTP	NTP
He	2	2	0.178	19.8	24.5	41	0.32	4.2	8
Ar	18	39.9	1.782	11.6	15.7	26	2.44	23	94
Ne	10	20.2	0.9	16.67	21.56	36.3	1.56	12	43
Xe	54	131.3	5.86	8.4	12.1	22	6.76	44	307
CF ₄	42	88	3.93	12.5	15.9	54	7	51	100
DME	26	46	2.2	6.4	10.0	23.9	3.9	55	160
CO ₂	22	44	1.98	5.2	13.7	33	3.01	35.5	91
CH ₄	10	16	0.71	9.8	15.2	28	1.48	25	53
C ₂ H ₆	18	30	1.34	8.7	11.7	27	1.15	41	111

Tableau 4.1 Propriétés physiques des gaz à 20°C et à 760 Torr [Sha].

Z – numéro atomique, A – masse atomique, ρ – masse volumique [10^{-3} g cm⁻³], Ex – énergie d'excitation [eV], Ei – énergie d'ionisation [eV], Wi – énergie moyenne pour former une paire ion-électron [eV], [dE/dx]_{MIP} – perte d'énergie la plus probable pour une MIP [keVcm⁻¹], Np – nombre de paires primaires [cm⁻¹], Nt – nombre total de paires [cm⁻¹].

Dans notre cas, le choix s'est porté au xénon qui est couramment utilisé dans des détecteurs à ionisation (non seulement dans les TPC), pour ses bonnes propriétés de dérive. Son isotope ¹³⁶Xe est l'un des isotopes double bêta, d'énergie disponible de la réaction de 2,48 MeV.

En raison de la faible abondance du ¹³⁶Xe dans le xénon naturel (voir tableau 4.2), pour augmenter la masse de la source, il est indispensable de se procurer du xénon enrichi en cet isotope. L'enrichissement isotopique s'effectue le plus souvent à l'aide de la séparation centrifugale, qui produit également le xénon appauvri en ¹³⁶Xe, aussi utilisé dans notre expérience. Notre gaz, fourni par [Mon] (voir figure 4.4), a une densité isotopique de 62,5% (enrichi), respectivement <0.5% (appauvri).

Isotope	Masse atomique(ma/u)	Abondance naturelle (%)
^{124}Xe	123.9058942 (22)	0.09 (1)
^{126}Xe	125.904281 (8)	0.09 (1)
^{128}Xe	127.9035312 (17)	1.92 (3)
^{129}Xe	128.9047801 (21)	26.44 (24)
^{130}Xe	129.9035094 (17)	4.08 (2)
^{131}Xe	130.905072 (5)	21.18 (3)
^{132}Xe	131.904144 (5)	26.89 (6)
^{134}Xe	133.905395 (8)	10.44 (10)
^{136}Xe	135.907214 (8)	8.87 (16)

Tableau 4.2 Composition isotopique du xénon naturel [Web 05].

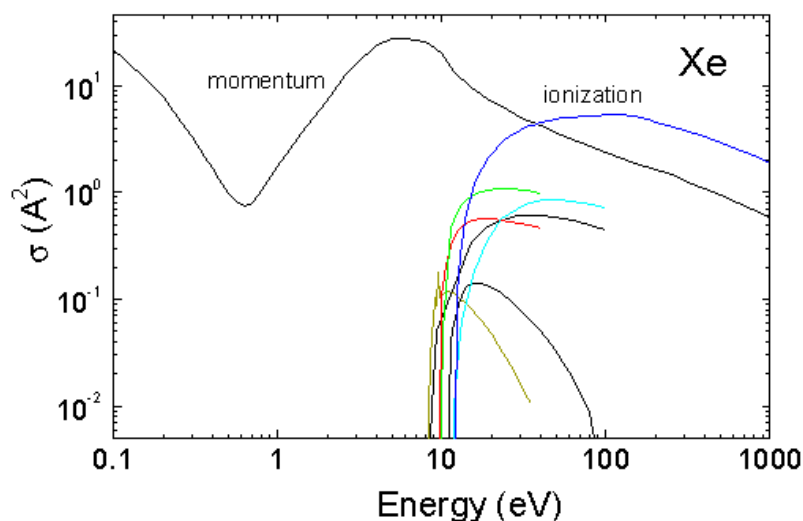


Figure 4.3 Section efficace pour les électrons dans le xénon.

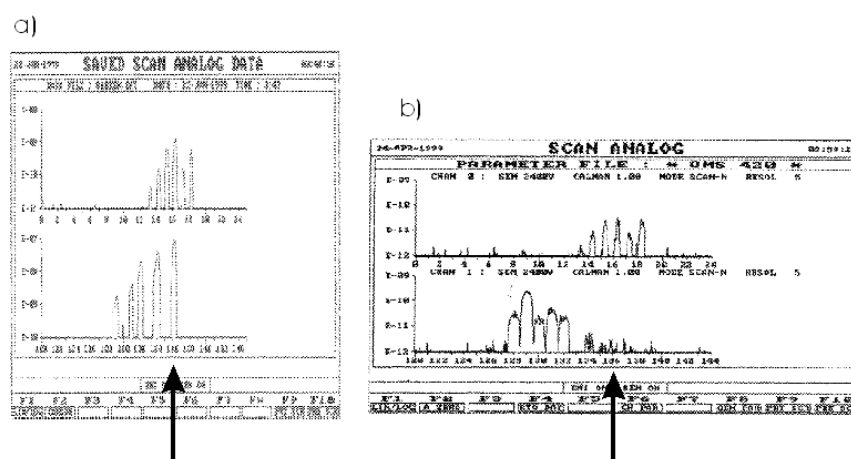


Figure 4.4 Composition du xénon utilisée mesurée à l'aide d'un spectromètre de masse. a) Enrichi ; b) Appauvri. La flèche désigne l'isotope 136. Les contaminations électro-négatives n'y sont pas perceptibles, étant au-dessous de la sensibilité de l'appareil.

4.2.3 Quencher

Le xénon est mélangé au méthane, servant de quencher. Suite à l'absorption des photons UV provenant du xénon, ses molécules s'excitent aux niveaux rotationnels ou vibrationnels (voir figure 4.5), se désexcitant ensuite par collisions élastiques avec le milieu ou par dissociation. De cette manière, l'énergie est dissipée sans production de nouvelles avalanches.

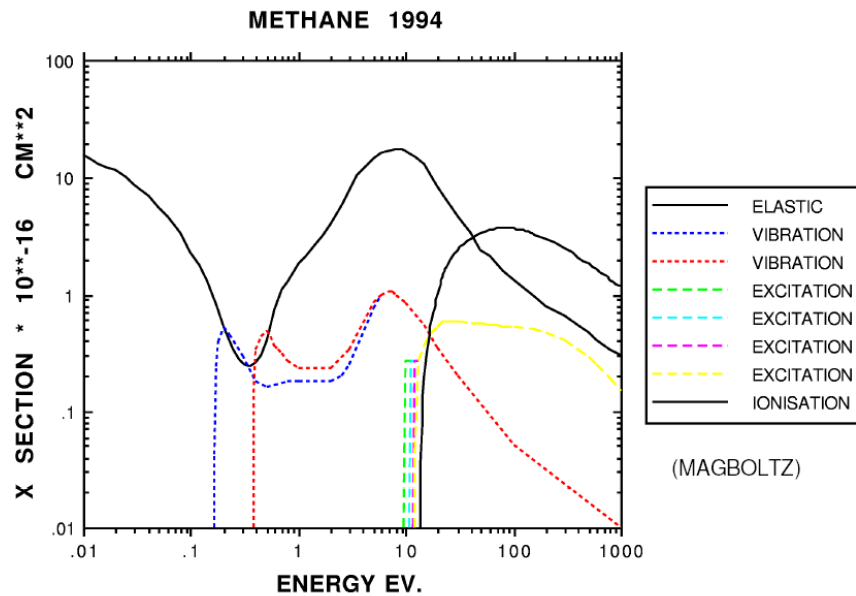


Figure 4.5 Section efficace pour les photons dans du méthane [Jor 97].

Des essais avec un prototype, une mini TPC, ont été effectués afin de déterminer la concentration optimale du quencher. La proportion choisie Xe-CH₄ de 96% - 4% permet d'augmenter la vitesse de dérive d'une grandeur de magnitude à environ 1 cm/μs pour le champ électrique d'environ 200 V cm⁻¹ bar⁻¹. Cette configuration permet en outre de réduire la diffusion d'un facteur 10, par rapport au xénon pur (voir figure 4.6).

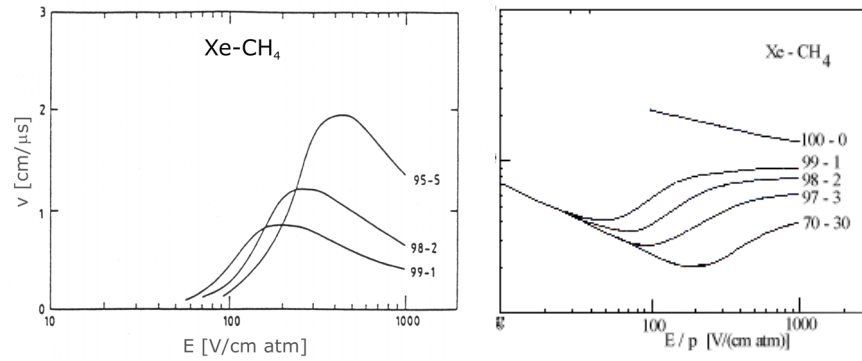


Figure 4.6 Vitesse de dérive (à gauche) et diffusion des électrons (à droite) en fonction du champ électrique réduit E/p pour différentes composition du gaz [Won 90].

Puisque la scintillation du xénon est réduite par le quencher, elle ne peut pas être utilisée comme déclencheur d'acquisition ($t=0$). En conséquence, il n'y a pas de mesure de z absolu pour les événements. C'est l'arrivée de l'avalanche sur la voie temps de l'anode qui déclenche l'acquisition.

4.2.4 Pression opérationnelle

Pour la recherche de la masse du neutrino, l'idéal serait de disposer d'une grande quantité de source $\beta\beta$, quelque soit le détecteur utilisé (voir paragraphe 1.3.32). Dans une TPC, cela peut être obtenu soit en augmentant la taille de la TPC, soit en la pressurant davantage. Malheureusement, les deux conduisent à un certain nombre de problèmes, surtout de nature technique. En guise d'exemple, la réalisation des plans de lecture des grandes dimensions est très délicate, surtout pour des plans XY d'une superficie supérieure à 1 m^2 . Ou encore, l'augmentation de la pression peut entraîner la perte d'information sur les traces, qui, à mesure que la pression monte, deviennent de plus en plus courts et ainsi moins reconnaissables. Ajoutons enfin que l'attachement des électrons pourrait poser un problème supplémentaire, car il augmente quadratiquement avec la pression.

Face à ces contraintes, un compromis a été trouvé en une pression de 5 bar pour la première série de mesures, respectivement 3 bar pour la fin de l'expérience. Dans notre volume actif de 160 l, cela correspond à $1.5 \cdot 10^{25}$ noyaux de ^{136}Xe à 5 bar, respectivement $8.8 \cdot 10^{24}$ noyaux à 3 bar.

4.2.5 Champ électrique

Le champ électrique dans la zone de dérive doit être uniforme, afin d'assurer que tous les électrons de l'ionisation dérivent parallèlement à l'axe de la chambre et avec une vitesse constante. Pour ce faire, une série d'anneaux à des potentiels progressifs a été installée le long de la chambre, reliant la cathode à la grille. Le champ de dérive réduit résultant de la différence de potentiels entre la grille et la cathode est de 184 V/cm bar.

La tension de l'anode est choisie en tenant compte de deux facteurs :

- Une certaine multiplication doit avoir lieu, ce qui requiert une tension élevée.
- La TPC doit rester dans la zone de proportionnalité (voir figure 2.13, zone III). Un nombre important de charges d'espace dans le cas d'une trop grande tension perturberait le champ électrique.

Ces arguments étant contradictoires, le compromis trouvé fut une tension d'anode inférieure à 3 kV à 5 bar et d'environ 2 kV à 3 bar, permettant une multiplication de l'ordre 10^3 - 10^4 .

4.2.6 Situation

L'expérience est installée dans un des locaux adjacents au tunnel routier de Gothard, au sud de la Suisse, sous 1070 m de roche (équivalent au 3000 m.w.e.), essentiellement en granite. Cet endroit a été choisi pour sa capacité élevée de réduction du flux des cosmiques (muons), soit de l'ordre 10^6 . Dans ce genre d'expériences, un emplacement sous terre s'avère nécessaire si l'on veut réduire le bruit de fond provenant des captures des muons par l'enceinte (voir chapitre 8). Une comparaison entre diverses expériences neutrino est présentée à la figure 4.7.

Le principal désavantage d'un site souterrain tient surtout à la proximité des roches en granite résultant en une radioactivité naturelle élevée dans les environnements. C'est la raison pour laquelle un blindage efficace du détecteur est indispensable.

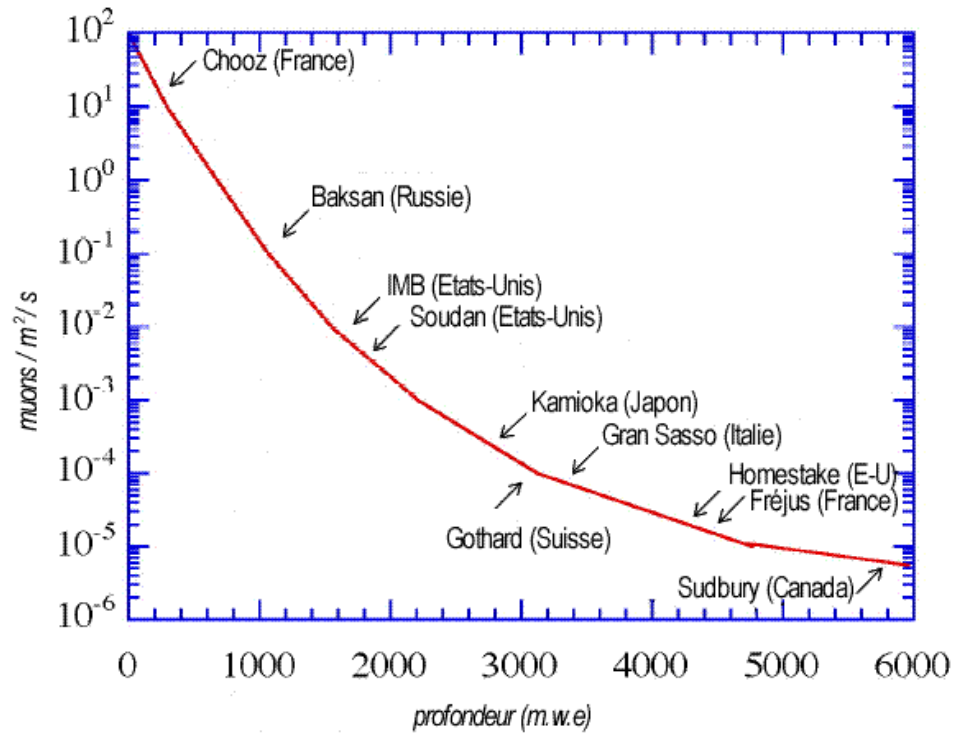


Figure 4.7 Taux des muons en fonction de la profondeur pour quelques expériences neutrino souterraines.

4.3 La TPC

Maints aspects sont à prendre en compte lors du choix du dimensionnement de la TPC. Le principal en est probablement que la taille de la TPC doit être suffisante pour que les traces des électrons soient y contenus entièrement.

La TPC de Gothard est un récipient cylindrique en cuivre [Mac] de 72,9 cm de diamètre extérieur et 78,7 cm de hauteur pour une épaisseur de 5,3 cm, mis debout. La chambre pèse 1t.

L'extrémité inférieure contient la cathode et un passage électrique pour la haute tension, tandis que l'extrémité supérieure comporte l'anode, la grille, le plan XY et leur connections électriques. Le tout est relié au système de gaz par des passages latéraux. Quatre autres ouvertures latérales de petites dimensions sont prévues pour permettre différents étalonnages en énergie, ou encore comme des portes d'accès.

Un soin particulier est apporté au choix des matériaux et aux techniques d'assemblage, car toute contamination possible doit être évitée. Les matériaux choisis sont de type dit OF (Oxygen Free¹⁰) et l'assemblage des pièces de la TPC et du système de gaz est effectué en réduisant au minimum l'utilisation des colles, connues pour être radioactives. L'une des particularités de la construction est dans la manière dont les fils d'anode, de potentiel et de la grille sont attachés aux cadres (voir figure 4.9) : on insère les fils dans des aiguilles en cuivre, puis on resserre l'une de ses extrémités. Les aiguilles sont ensuite encastrées dans des canaux prévus à cet effet se trouvant au bord des cadres. De cette manière, le fil est fixé et tenu tendu mécaniquement sans la moindre colle.

Lors du fonctionnement habituel, la TPC n'est pas perceptible, étant protégée par un blindage en plomb (partiellement visible à la figure 4.1). Le gaz du détecteur circule en permanence passant, entre autres, par un système de purification se trouvant à l'extérieur du blindage. Les plans de lecture sont reliés au système d'acquisition de données, placé également à l'extérieur.

Nous donnerons dans ce chapitre la description technique des différentes parties de la TPC, ainsi que du blindage qui l'entoure. Le système de gaz et l'électronique seront présentés séparément dans les sections 4.4 et 4.5.

¹⁰ Ces matériaux sont également intéressants pour leur faible activité.

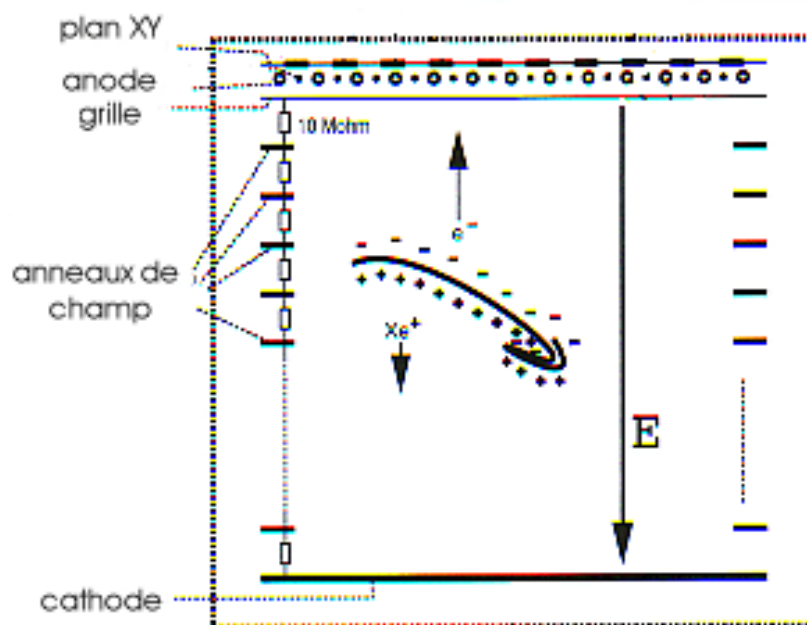


Figure 4.8 Schéma du détecteur. D'après [Lue 99].

4.3.1 Anode

Le plan d'anode comporte un cadre en cuivre et acrylique [Ste] de diamètre inférieur de 70 cm, sur lequel sont tendues, en parallèle et en alternance, deux sortes de fils : les fils d'anode, fabriqués en tungstène plaqué or, de diamètre 20 μm , espacés entre eux de 4,95 mm et tendus à environ 70 g, et les fils de potentiel, en tungstène pur, de 100 μm de diamètre et de 90g de tension. Pour éviter la soudure, ces fils sont insérés dans des aiguilles avant d'être encastrés dans le cadre (voir figure 4.9).

Les anciens plans, abandonnés depuis 1994, ont été construits de la même manière, hormis les fixations des fils aux cadres, faits par soudage et collage. Ils se sont avérés être contaminant, l'activité ayant eu l'origine notamment dans la colle. De plus, tous les fils étaient en tungstène plaqué or.

4.3.2 Grille

Un plan des fils en tungstène de 100 μm de diamètre représentant la grille est placé à 8,5 mm du plan d'anode dans le but de collecter les ions produits dans l'avalanche, et de séparer la zone de la multiplication de la zone de dérive. Ces fils sont orientés orthogonalement par rapport aux fils d'anode (voir figure 4.10).

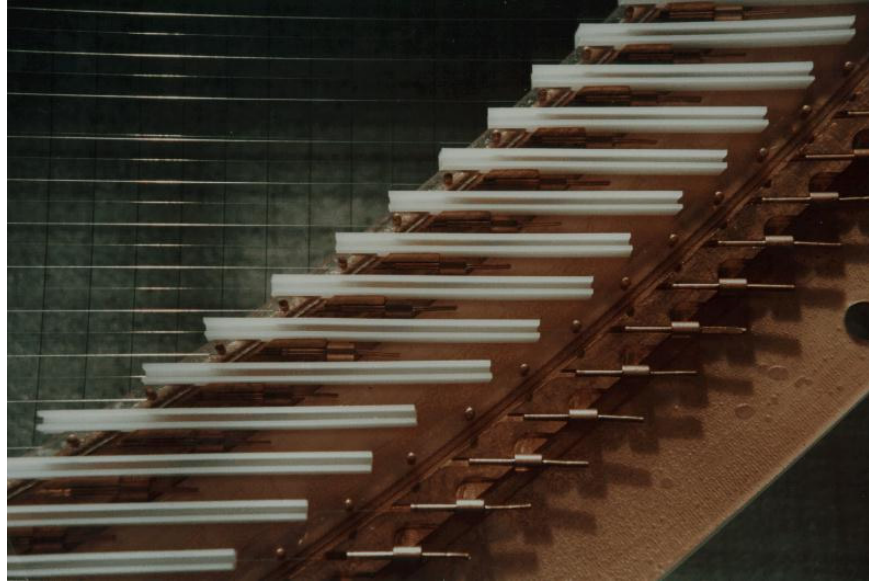


Figure 4.9 Détail de fixation des fils d'anode et de potentiel (horizontaux), et de la grille (verticaux).

4.3.3 Plan XY

Le plan XY est un disque de feuille PET enveloppée de deux côtés par un film conducteur de cuivre de $35 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les 2×168 bandelettes conductrices orthogonales, appelés encore pistes X et Y, y sont photogravées. Le tout est collé à un cadre circulaire en cuivre et acrylique et visé à la TPC à 3 mm derrière l'anode. Les pistes X et Y font un angle de 45° avec les fils d'anode et sont espacées de 3.5 mm (voir figure 4.11).

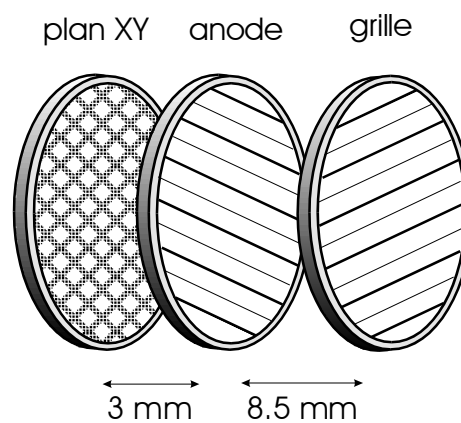


Figure 4.10 Disposition des plans d'anode, de la grille et du plan XY.

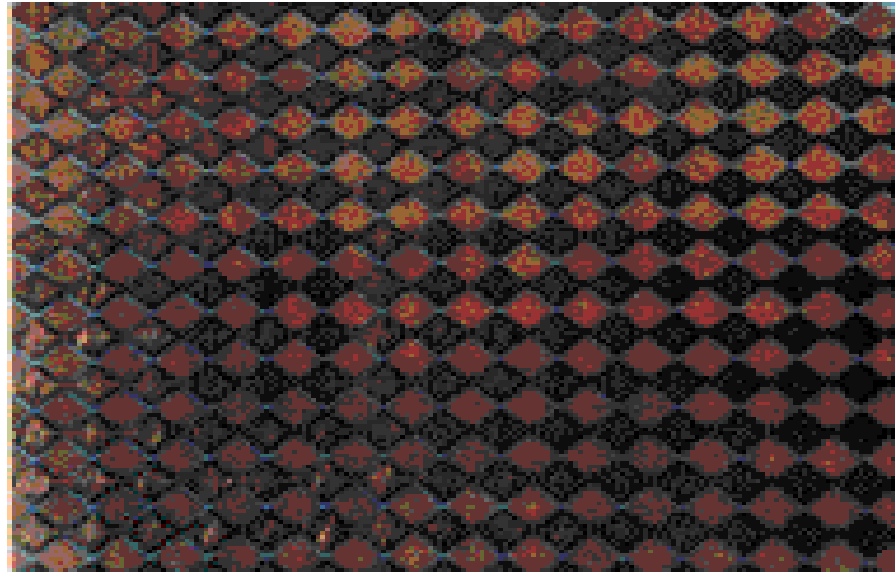


Figure 4.11 Détail du plan XY.

4.3.4 Cathode

La cathode est une plaque de cuivre OFHC, de diamètre 63 cm et d'épaisseur de 1,6 mm, dont les bords sont arrondis, pour éviter les décharges.

4.3.5 Anneaux de champ

Près de la paroi latérale dans la zone de dérive de la TPC, se trouve un cadre en Delrin (acétal), reliant la cathode et l'anode qui contient 69 anneaux faits en cuivre OFHC de 1,6 mm d'épaisseur, séparés chacun de 1 cm.

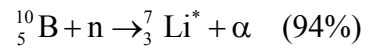
4.3.6 Blindage

Vu la faiblesse du taux de comptage, il est indispensable de réduire le bruit de fond générant également, entre autres, des événements ayant deux électrons (nous reviendrons sur ces processus aux chapitres 7 et 8). Pour ce faire, un blindage efficace de l'enceinte est requis.

Les parois de la TPC étant relativement épaisses, une grande partie de la protection est faite par l'enceinte même. Toutefois, il s'est avéré nécessaire de renforcer ce blindage par une adjonction de plomb d'une épaisseur de 30 cm (fourni par [Sch]). Ce blindage pèse environ 18 tonnes. Il permet une atténuation de facteur 10^7 du flux des rayons gamma à 2,5 MeV, ainsi que des neutrons thermiques de facteur 10^3 [Lue 99].

En 1994 fut installé un blindage additionnel, se composant d'une couche de 5 cm de B₄C, avec pour but de capter les neutrons thermiques. En effet, l'interaction des muons cosmiques avec la matière produit des neutrons, qui après s'être thermalisés, sont capturés donnant des noyaux γ et β émetteurs (voir Annexe).

Pour y remédier, on ajoute du bore entre l'enceinte et la couche de plomb, qui capture les neutrons selon la réaction :



Comme le montre [Lue 99], ce type de blindage n'est pas indispensable dans notre expérience. Par contre, l'adjonction du bore s'est avérée utile dans l'expérience MUNU, d'un concept semblable, qui a été également menée par notre groupe.

4.4 Système de gaz

La pollution du gaz représente l'un des problèmes majeurs de l'expérience ; citons en premier lieu la dégradation de la dérive des électrons due à la présence d'oxygène ou autres contaminations électronégatives (voir chapitre 2). Citons également le radon, le gaz dont l'origine se trouve dans les chaînes radioactives naturelles du ^{232}Th et de ^{238}U . Des traces minimales de ces isotopes dans les matériaux de construction suffisent pour polluer le xénon avec du radon, qui sera dégazé en faible quantité et ceci en permanence.

C'est pour cela que le gaz circule dans un système équipé des purificateurs, afin de le maintenir à un niveau de qualité constant.

Le schéma du système de gaz est représenté à la figure 4.12. On y distingue trois parties :

- La circulation du gaz, composée d'une pompe de circulation qui maintient une circulation continue de 5 l/min à 5 bar ;
- Les réserves de gaz, comportant une bouteille de xénon, une bouteille de CH_4 et une bouteille de récupération, ainsi qu'une pompe turbo moléculaire. La récupération du xénon se fait à l'aide du pompage cryogénique, c.-à-d. en refroidissant la bouteille de récupération à la température de l'azote liquide ;
- La purification du gaz, incluant un filtre Hydrox [Mat], dont la substance active est un alliage de zirconium, de titane et de nickel, grâce auquel le taux de contamination par les molécules électronégatives est réduit à 0,1 ppm. Afin d'assurer sa pleine efficacité, il est important de le maintenir à 500°C.

Deux autres filtres, l'Oxysorb et l'Humisorb [Mes], installés dans la phase pilote de l'expérience, étaient abandonnés, à cause d'une contamination en radon trop élevée.

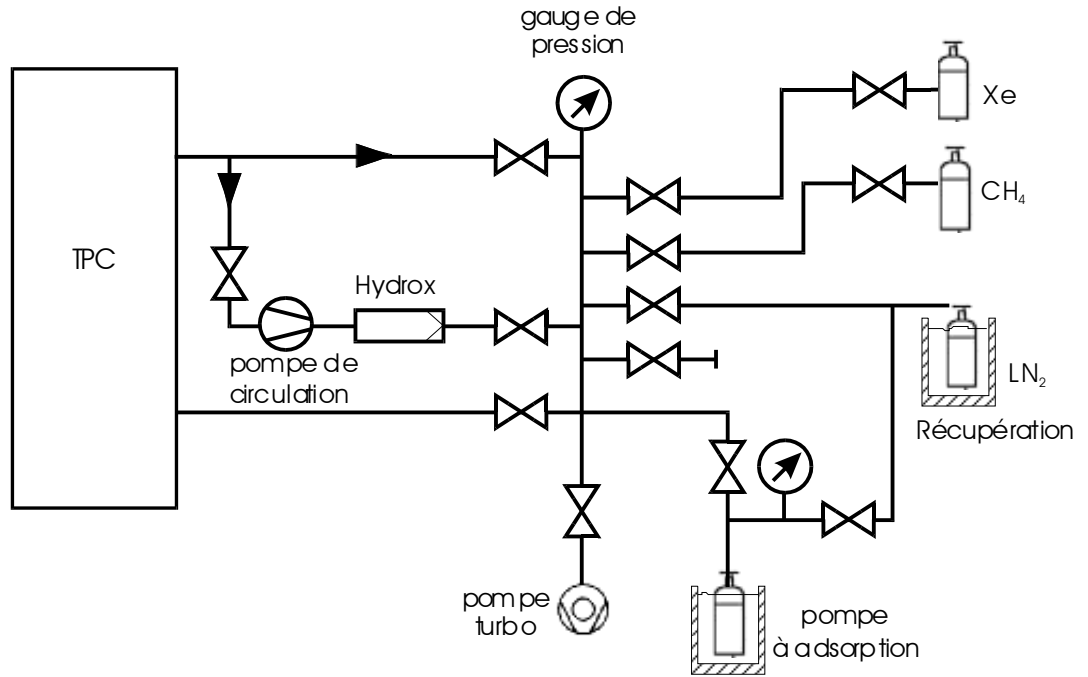


Figure 4.12 Système de circulation, de purification et de récupération du gaz.

4.5 Electronique

J'ai déjà présenté dans ce travail l'électronique typique et ses caractéristiques à la sortie d'un détecteur à ionisation. Nous verrons dans ce chapitre, que, dans le cas du détecteur de Gothard, le principe est resté inchangé.

Nous verrons également comment sont collectionnées et stockées les informations provenant des voies énergie et temps de l'anode et des pistes XY. Le codage des signaux sera, par contre, décrit en détail dans le chapitre 6, faisant partie d'une des recherches effectuées pour cette thèse.

L'acquisition commence dès la détection du début du signal sur l'anode et se poursuit pendant 64 μ s. Pendant que le signal analogique issu des fils d'anode (reliés ensemble) est digitalisé par un Transient Recorder, les signaux de chacune des 512 pistes du plan XY sont traités par des préamplificateurs et des discriminateurs. Les données ainsi obtenues sont stockées temporairement dans la mémoire des modules interfaces CAMAC, en attendant de recevoir le signal LAM (Look At Me) permettant leur transfert vers l'ordinateur.

4.5.1 Préamplificateurs

Un électron MIP dans le xénon à 5 bar perd environ 30 keV/cm (voir tableau 4.1) ce qui correspond à une production d'environ 1500 paires ion-électron, ces derniers migrant ensuite sous l'influence du champ électrique vers l'anode. Comme on a vu à la figure 4.6, la vitesse de dérive attendue est de l'ordre de 1 cm/ μ s, ce qui, pour une trace verticale, correspond, sans tenir compte de la multiplication, à un très faible signal d'ordre de 0.1 nA. La multiplication qui se déroule autour de l'anode rend ce signal manipulable ; en prenant pour le gain $m \cong 1000$, le courant atteint une valeur d'ordre de quelques μ A, qui amplifié par la suite avec un préamplificateur de gain convenable peut atteindre une taille raisonnable.

Les préamplificateurs utilisés pour l'anode et les pistes XY sont des préamplificateurs de courant, PAC, de gain 100 mV/ μ A. Tous sont identiques et ont pour pièce de base le chip IC LeCroy TRA1000, qui a d'ailleurs été souvent utilisé dans les chambres proportionnelles. A présent, ce type de chip n'est plus disponible sur le marché.

Du côté de l'anode, on a ajouté un condensateur (6kV, 100pF) pour bloquer la haute tension, ainsi qu'une résistance de 22M Ω à travers laquelle on applique la haute tension. Elle a pour rôle d'empêcher les signaux d'anode d'atteindre le générateur et limiter le courant du générateur.

4.5.2 Discriminateurs

Un discriminateur compare les tensions d'entrée avec un ou plusieurs seuils et sépare (« discrimine ») les signaux se trouvant au-dessus. Le signal à la sortie est digitalisé, c.-à-d. converti en logique bipolaire TTL, bipolaire ECL, MOS, ..., en fonction de la technologie de fabrication du circuit intégré utilisé.

Comme dans le cas de préamplificateurs, nous avons utilisé les mêmes discriminateurs pour l'anode et le plan XY. Chaque fois ils sont précédés des PAC.

Pour une résolution spatiale de quelques mm, correspondant au temps de dérive de ~ 100 ns, des discriminateurs 100 ns sont requis.

Notre discriminateur utilise le comparateur IC (LM319). En effet, chaque signal passe par deux de ces comparateurs, donnant lieu à deux signaux TTL. Pendant qu'un « 1 » logique du comparateur de niveau bas sur l'anode peut servir à déclencher l'acquisition de l'événement, le « 1 » logique sur le comparateur du niveau haut pourrait faire de même pour la lecture des blobs.

En ce qui concerne les pistes XY, les discriminateurs, possédant deux seuils, procèdent à une séparation des signaux en deux sortes – le signal de l'amplitude se trouvant entre les seuils inférieur et supérieur sera appelé pixel, tandis que le signal de l'amplitude d'au-delà du seuil supérieur va donner lieu à un blob. En termes de valeurs, le niveau inférieur est fixé au-dessous du signal d'une MIP, et le second est dix fois supérieur, afin de s'activer lorsque l'ionisation est forte¹¹.

La fréquence d'échantillonnage est 2 MHz.

4.5.3 Transient Recorder

Les signaux provenant de la voie énergie sont transmis depuis le PAC dans le Transient Recorder, de type LeCroy TR8837F. C'est un module CAMAC, de fréquence d'échantillonnage de 32 MHz maximum, d'une mémoire de 8 k maximum et équipé d'une fonction de pré-déclenchement (*pretrigger*).

¹¹ Comme les particules telles les électrons et les alpha sont très ionisantes à la fin du parcours, en ayant deux sortes des signaux (désignant une forte respectivement une faible ionisation), il devient possible de distinguer le début de la fin des traces.

4.5.4 Interfaces CAMAC

Les signaux TTL des discriminateurs sont conservés dans la mémoire des 14 modules CAMAC, d'une fréquence d'échantillonnage de 8 MHz et de mémoire 2048.

Le circuit contenant les interfaces CAMAC peut être dans deux états : de lecture et d'écriture des données. Dans le mode « *Ecrire* », et lorsque le signal « *Start* » arrive depuis l'anode (voir ci-dessous), le système se met à écrire les données dans la mémoire. Si le signal LAM est envoyé pendant l'événement, le système attend 4 ms (*post-trigger*), puis le PC lit la mémoire où les données ont été stockées. Comme il reste de la mémoire libre, on peut l'utiliser pour stocker des événements différés par rapport à l'événement enregistré.

A la fin, le système est remis dans l'état « *Lire* », en attendant un nouveau déclenchement.

Quant aux données des discriminateurs reliés aux pistes XY, elles sont gardées dans deux différentes parties de la mémoire réservées aux blobs, respectivement aux pixels.

4.5.5 Contrôleur CAMAC

Comme son nom le dit, il contrôle et dirige les modules CAMAC, ainsi que l'échange d'informations entre eux. Il produit quatre signaux de contrôle,

- Horloge ou *Clock*,
- *Start Trigger*,
- *LAM Trigger*,
- *Veto Trigger*¹²,

qui sont transmis à l'intérieur du réseau CAMAC.

Le *Start Trigger* permet de débiter l'acquisition. Il est activé lorsqu'un signal TTL de bas niveau est aperçu sur le discriminateur de la voie temps d'anode.

Suit le *LAM Trigger* qui peut être généré par n'importe quelle combinaison des signaux de déclenchements suivants :

- *Blob trigger*
Le discriminateur de l'anode a envoyé un signal TTL de haut niveau. Ce signal peut être utilisé pour rejeter les événements MIP.
- *Energy trigger*
Il est généré lorsque le signal d'anode intégré dépasse une certaine valeur. Il sert à éliminer des événements de basse énergie.

¹² Utilisé éventuellement pour des signaux venus des veto externes.

- *Length trigger*

Il est produit lorsque le *Start Trigger* est plus long qu'un certain temps prédéfini. Ainsi, on peut écarter les événements courts, provenant du bruit ou des très basses énergies.

A la fin d'un événement, le *LAM Trigger* génère un signal « *Stop* ». C'est alors que l'interface CAMAC attend 4 ms, avant d'écrire les données dans la mémoire.

PREAMPLIFICATEURS	Gain	280 mV μ A ⁻¹
	Seuil bas, anode VT	5 mV
	Seuil haut, anode VT	20 mV
DISCRIMINATEURS	Seuil bas , XY	5 mV
	Seuil haut, XY	45 mV
	Seuil, anode VE	10 mV
TRANSIENT RECORDER	Taille mémoire	128
	Echantillonnage	8 MHz
	Pretrigger	5/8
INTERFACES CAMAC	Taille mémoire	128
	Echantillonnage	2 MHz
	Post-trigger	4 ms

Tableau 4.3 Caractéristiques techniques de l'électronique utilisée. VT- voie temps ; VE – voie énergie, XY-plan XY.

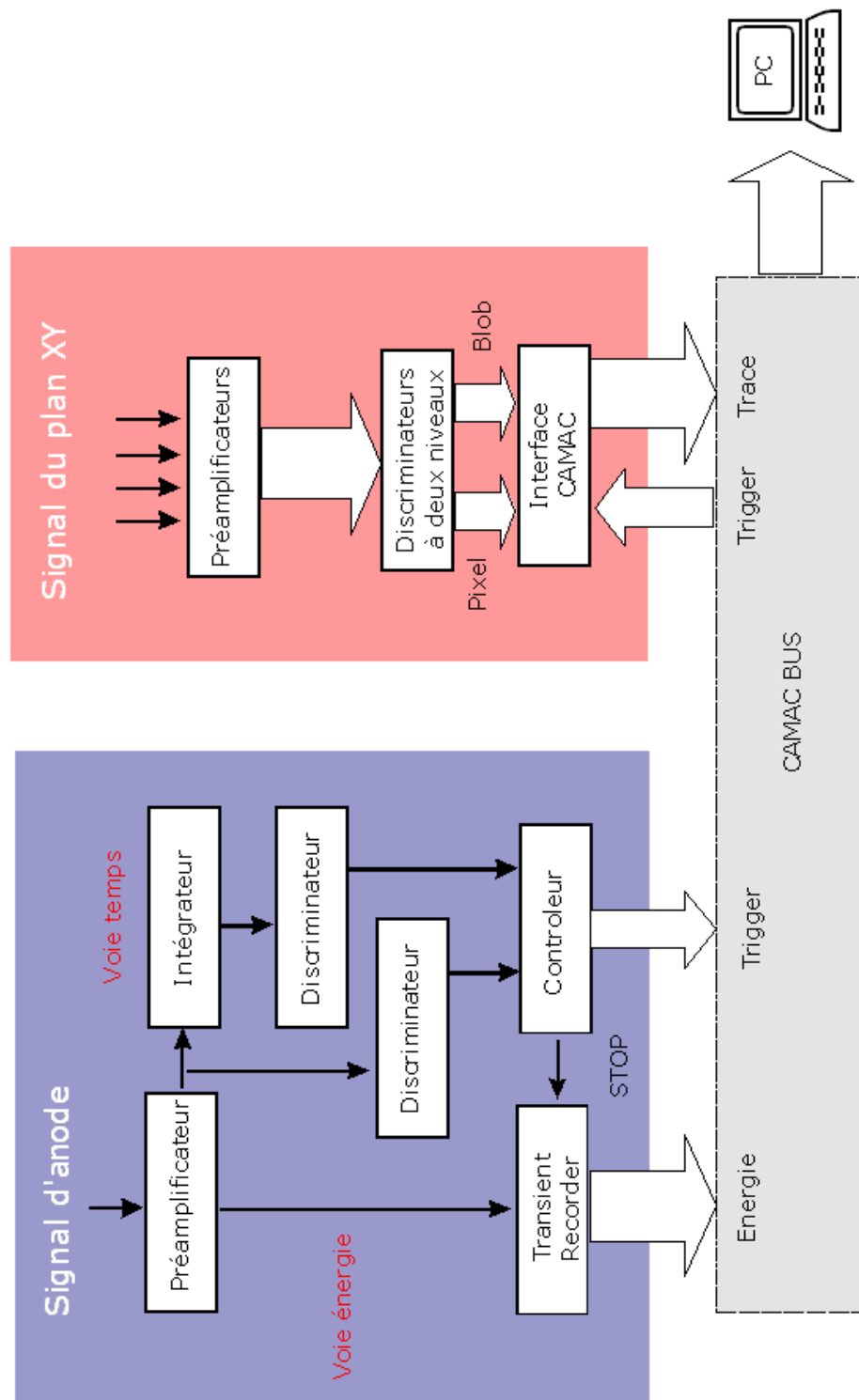


Figure 4.13 Principe du traitement et d'acquisition des données.

4.6 Acquisition des données

Dans son ancienne version, le système d'acquisition des données était composé d'un processeur front-end PDP 11/73 qui lisait les modules interface CAMAC, compressait les données et les envoyait à un Tektronix 6130, qui pouvait faire une certaine analyse en ligne des données. Les événements étaient stockés sur des cassettes cartridge 60 Mbyte. En 1996 ce système a dû être modifié à la suite d'une panne irréparable. N'ayant pas pu le remplacer, le tout a été repensé, et un nouveau système composé d'un PC (Pentium 200 MHz) a été implanté.

Après avoir reçu l'ordre du fin d'événement « *Stop* », le PC met les modules dans l'état « *Lire* ». A ce moment il accède au Transient Recorder pour lire l'énergie et aux modules CAMAC pour la lecture des blobs et des pixels, entre autres, les informations qu'il code avant de les stocker sur des CD ou des ZIP.

4.7 Analyse des données

4.7.1 Analyse en ligne

Bien que les possibilités de déclenchement soient multiples (voir paragraphe 4.5.5), ne connaissant pas leurs *acceptances*, nous avons utilisé uniquement les déclenchements selon l'énergie (*Energy trigger*). Nous avons ainsi gardé exclusivement les événements d'au-dessus d'un certain seuil d'énergie.

4.7.2 Analyse hors ligne

Les données étaient sauvegardées dans le tunnel sur des CD ou sur des ZIP. A Neuchâtel, elles étaient décompactées par le logiciel d'analyse de données *xytrack* développé par notre groupe. Après les avoir déballées, le programme reconstruit les traces dans les plans x-t, y-t et x-y, entre autres. Comme il est très difficile de programmer un algorithme pouvant donner des projections tridimensionnelles des traces, les discontinuités, le bruit ou les électrons delta compliquant la tâche, c'est au physicien de les visionner avant de donner le dernier mot sur la nature de la particule. Mais, avant de se pencher sur les détails de l'analyse hors ligne, présentée dans la partie IV de ce travail, voici un petit récapitulatif des performances du détecteur.

Partie III

Performances du détecteur



5 Performances du détecteur

5.1 Introduction

5.2 Propriétés du gaz

- 5.2.1 Zone de dérive
- 5.2.11 *Vitesse de dérive*
- 5.2.12 *Diffusion*
- 5.2.2 Zone d'avalanche
- 5.2.21 *Champ électrique*
- 5.2.22 *Attachement et ionisation*
- 5.2.3 Stabilité

5.3 Résolution en énergie

5.4 Reconstruction des traces

- 5.4.1 Événements à un électron ($1e^-$)
- 5.4.2 Événements à deux électrons ($2e^-$)
- 5.4.3 Particules alpha
- 5.4.4 Multiple événements
- 5.4.5 Chaînes radioactives
- 5.4.6 Muons

5.1 Introduction

L'étude expérimentale de la désintégration double bêta repose en premier lieu sur l'identification et l'évaluation du nombre des événements double bêta. Une expérience double bêta compétitive nécessite donc de disposer d'un détecteur de particules performant.

Ce chapitre est divisé en deux parties. Premièrement, je présenterai les performances de notre détecteur liées au gaz : la vitesse de dérive, la diffusion et le gain, dans une section illustrée des résultats expérimentaux et des simulations. Comme la plupart des calculs présentés ont été effectués dans la phase de l'élaboration de l'expérience, plusieurs images concernent le cas de 5 bar. L'étude à 3 bar n'est pas essentiellement différente.

L'imagerie des particules doit également être performante, vu le fait que l'analyse de données est basée sur la discrimination visuelle des événements en fonction de leur topologie, elle-même liée à la physique expliquée dans le chapitre 2. C'est la raison pour laquelle je parlerai dans la deuxième partie de ce chapitre de l'aspect visuel des traces des différentes particules dans le détecteur.

5.2 Propriétés du gaz

5.2.1 Zone de dérive

5.2.1.1 Vitesse de dérive

Dans le chapitre 2, consacré aux « Interactions des particules avec la matière », nous avons vu qu'un nuage d'électrons libéré par la particule ionisante migre sous l'influence d'un champ électrique vers l'anode avec une vitesse de dérive moyenne \bar{v} , donnée par la relation :

$$\bar{v} = \frac{e}{m} \tau \vec{E} = \mu \vec{E}, \quad \mu = \frac{e}{m} \tau$$

Ici, τ est le temps moyen entre deux collisions d'un électron. τ étant proportionnel au libre parcours moyen, qui est lui-même inversement proportionnel au nombre de molécules par m^3 (densité moléculaire), et ainsi à la pression p , la mobilité μ est une fonction de $1/p$. Par conséquent, la vitesse de dérive est une fonction du champ dit réduit E/p .

La figure 5.1 montre la dépendance de la vitesse de dérive du champ électrique dans deux mélanges Xe-CH₄ à 20°C mesurée expérimentalement par [Ber 04]. Les mesures sont comparées avec les prédictions faites par Magboltz.

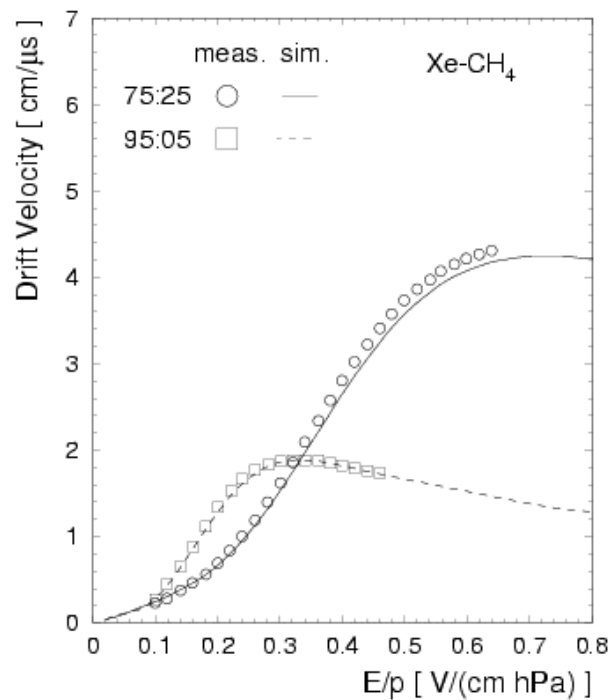


Figure 5.1 Vitesse de dérive dans deux mélanges Xe-CH₄ (1 hPa = 1mbar) en fonction du champ réduit.

Dans la phase préliminaire de l'expérience, notre groupe a effectué les mêmes mesures pour différents mélanges xénon-méthane [Won 90], dont un exemple est déjà montré sur la figure 4.6, dans le cadre d'étude composition du gaz. Ici, j'ai choisi de présenter uniquement les résultats des mesures relatifs aux concentrations de méthane de 4%, respectivement 5% (voir figure 5.2), correspondant à la concentration finalement choisie. Ces mesures sont en bon accord avec la figure 5.1.

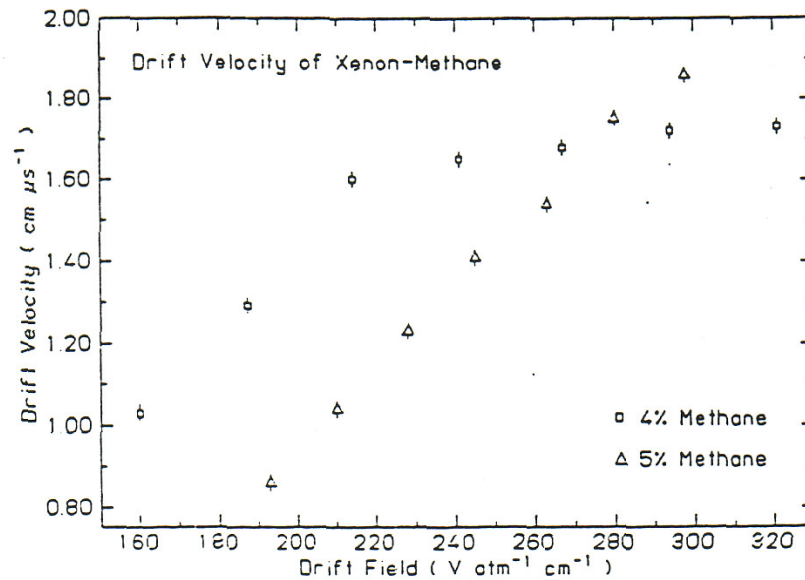


Figure 5.2 Mesures de la vitesse de dérive en fonction de E/p dans deux mélanges Xe-CH₄.

Rappelons que le champ électrique a une valeur de $E = 184 \text{ V}/(\text{cm bar})$ (voir paragraphe 4.2.5), ce qui, d'après les figures 5.1 et 5.2, permet d'obtenir une vitesse de dérive d'environ $1.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Effectivement, la vitesse de dérive mesurée à l'aide des muons verticaux¹³ correspond très bien à cette valeur :

$$v = (1.29 \pm 0.01) \text{ cm}/\mu\text{s}$$

5.2.12 Diffusion

Lors de la dérive, le nuage d'électrons s'élargit, les électrons subissant les diffusions longitudinales et transverses, selon la relation suivante (voir paragraphe 2.3.2) :

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2D_{L,T}t} = \sqrt{2D_{L,T} \frac{x}{v}}$$

x étant la longueur de dérive, v la vitesse de dérive et D le coefficient de diffusion longitudinale (L) ou transverse (T).

La figure 5.3 illustre l'évolution de la déviation standard de la diffusion en fonction du champ électrique pour une de nos conditions d'expérimentation (5 bar), obtenue au moyen du logiciel Garfield, conçu pour la simulation des chambres à fils [Vee 94]¹⁴. On y voit que l'effet maximal sur les diffusions est de 380 μm pour 1 cm, ce qui donne une dispersion de $70^{1/2} \cdot 380 = 3 \text{ mm}$ après 70 cm de parcours. Cette valeur étant faible, la trajectoire de la particule n'est pas affectée par ce phénomène et de ce fait, il est justifié de ne pas appliquer le champ magnétique.

Plus précisément, à 10^3 V/cm la diffusion longitudinale vaut 240 μm , et la transverse à 280 μm par centimètre de parcours, résultant en une dispersion de l'ordre de 2 mm après 70 cm de dérive.

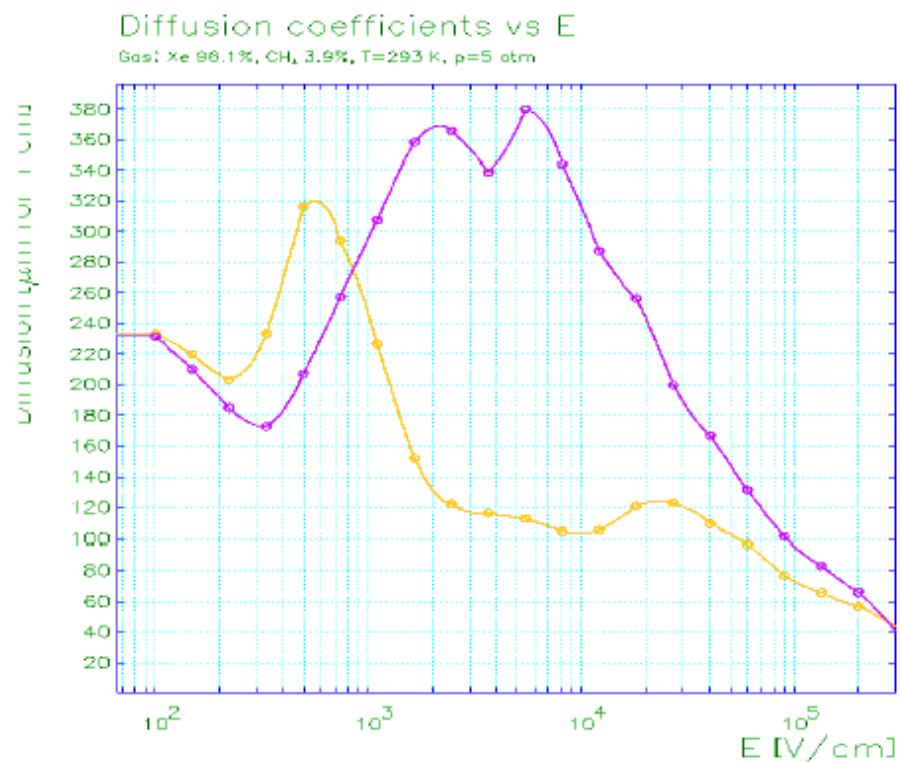


Figure 5.3 Diffusions longitudinale (courbe orange) et transverse (courbe mauve) en fonction du champ électrique dans le mélange Xe-CH₄ (96.1-3.9) à 5 bar [Oun 04].

¹³ Obtenue en mesurant le temps de dérive des électrons d'ionisation pour la distance de 70 cm, d'après la formule : $v = \text{distance de dérive} / (\text{nombre de « bins » de temps} \cdot \text{période de l'horloge})$

¹⁴ Toutes les simulations dans ce chapitre sont effectuées avec des logiciels spécialisés dans ce domaine, à savoir Garfield, Magboltz, Maxwell ou Imonte.

5.2.2 Zone d'avalanche

5.2.2.1 Champ électrique

La figure 5.4 montre les cartes de champs électriques de la chambre, en particulier de la zone d'avalanche, créées au moyen des logiciels Garfield et Maxwell. On y aperçoit que les fils d'anode peuvent être considérés comme des chambres proportionnelles cylindriques. Leur potentiel et le champ électrique sont illustrés à la figure 5.5.

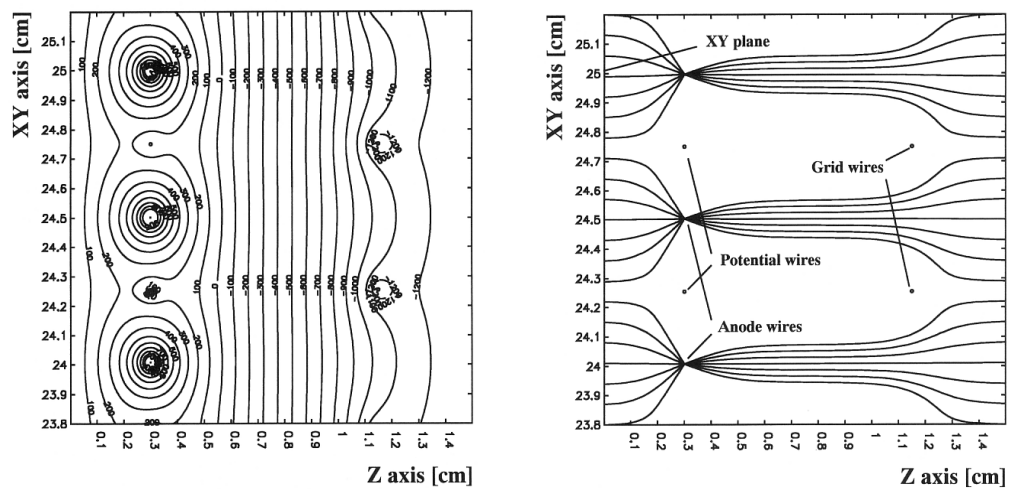


Figure 5.4 Surfaces équipotentiels et lignes de champ électrique dans la chambre à 3 bar. La zone d'avalanche se trouve à gauche.

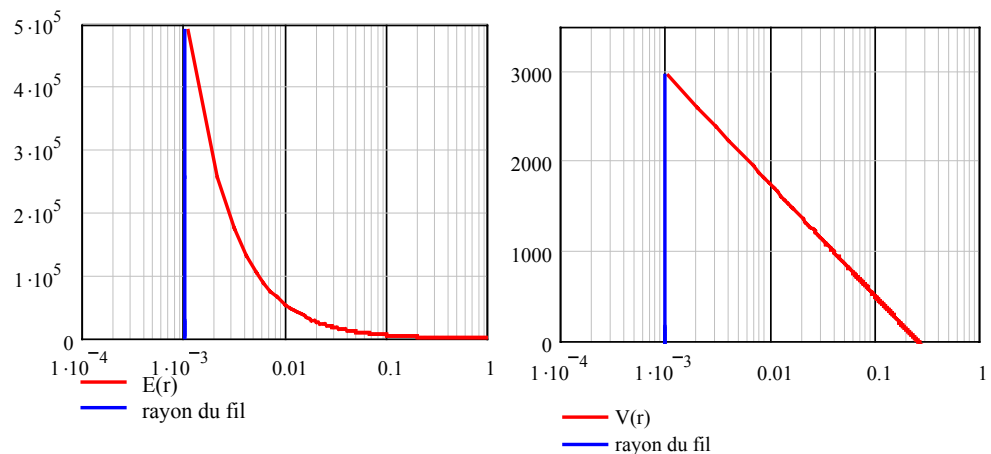


Figure 5.5 Champ électrique et potentiel autour du fil d'anode de notre détecteur (en bleu), calculé d'après les formules citées dans le chapitre 3. Les distances sont en centimètres.

5.2.2 Attachement et ionisation

A 5 bar, les électrons d'ionisation se trouvent premièrement dans un champ de dérive de valeur d'environ 1000 V/cm. En se déplaçant vers l'anode et la zone de multiplication, ils doivent traverser une zone de champs intermédiaires, non suffisamment élevés pour permettre la multiplication. La figure 5.6 montre que la multiplication a lieu à partir de $3.5 \cdot 10^4$ V/cm, à savoir à quelques dixièmes de millimètre du fil, si on se réfère à la figure 5.5.

L'attachement d'électrons, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, consiste en une capture d'électrons de dérive par les atomes électronégatifs. Notre gaz porteur, le xénon, possède une électronégativité non-négligeable, et par conséquent, il pourrait théoriquement contribuer à la perte d'électrons. Les simulations de la figure 5.6 montrent que, dans notre cas, il n'y a pas d'attachement aux atomes de xénon dans la zone de dérive. En revanche, il se produit à partir de $8 \cdot 10^4$ V/cm et reste inférieur à l'ionisation, dans toute la zone d'avalanche.

Il est intéressant de mentionner que dans l'expérience MUNU ces deux processus entrent en compétition, l'attachement dans du CF_4 devenant supérieur à l'ionisation dans une plage spécifique des champs électriques (à une distance donnée) d'un fil d'anode.

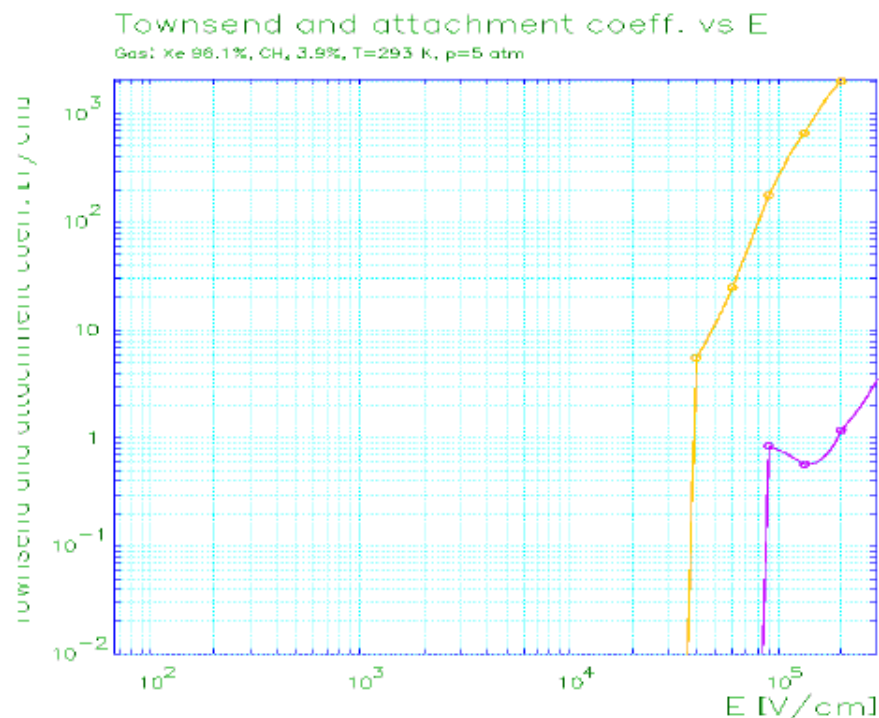


Figure 5.6 Coefficients d'attachement et de Townsend en fonction du champ électrique dans le mélange Xe-CH₄ (96.1-3.9) à 5 bar [Oun 04].

5.2.3 Stabilité

Les phénomènes de transport des électrons dépendent non seulement du champ électrique E , mais également de la pression, donc aussi de la température du gaz (à volume constant). En conséquence, le gain, qui est, comme vu dans le paragraphe 2.3.6, dépendant de la différence des coefficients d'attachement et de multiplication, est sensible au changement de température ou de pression.

La stabilité de gain est contrôlée en utilisant le pic des rayons X de 30 keV de xénon, la valeur de dE/dx des MIPs ou en mesurant la longueur des muons verticaux.

Prenons l'exemple des muons verticaux. Le spectre des longueurs des signaux des muons est illustré à la figure 5.7. Les mesures ont été faites sur deux échantillons de gaz : un « propre », correspondant à la qualité que demande l'expérience, et un autre, « pollué », obtenu après avoir arrêté la purification. Le spectre du gaz propre se distingue par la présence d'un pic intense. Par contre, dans du gaz pollué, nous constatons l'absence du pic, ainsi qu'un raccourcissement des signaux suggérant un attachement plus important.

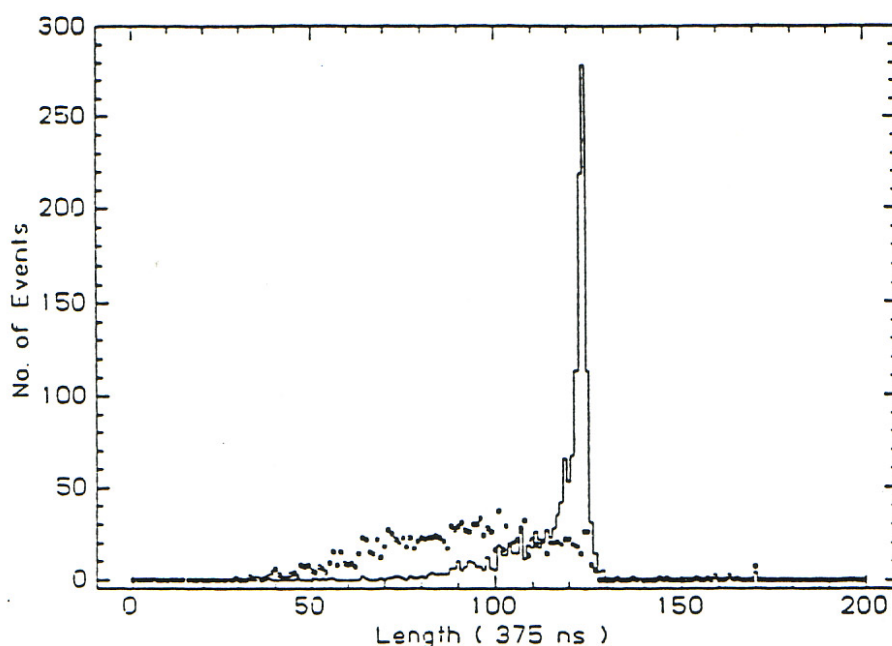


Figure 5.7 Distribution des longueurs des signaux des muons verticaux dans deux échantillons de gaz (··· gaz pollué, — gaz propre).

5.3 Résolution en énergie

La résolution en énergie¹⁵ est un indicateur très sensible de la qualité du signal à la sortie du détecteur. Ses origines se trouvent dans les processus physiques se déroulant dans le gaz, tels l'ionisation, l'attachement et la multiplication des électrons, eux-mêmes sensibles aux variations de température et de pression, mais aussi dans d'autres processus de nature différente, provenant de l'imperfection de l'appareil de mesure. Par exemple, la présence des zones isolatrices dans le détecteur peut empêcher la multiplication. Ou encore, les déformations du plan d'anode peuvent influencer sur l'homogénéité du gain. Les mesures préliminaires [Won 90] ont démontré que la détérioration de la résolution provient essentiellement de ce deux derniers phénomènes et qu'il faut porter une attention particulière à l'uniformisation du gain.

Nous avons vu que l'énergie est obtenue à l'aide du *Transient Recorder*, qui digitalise le signal d'anode. Celui-ci est ensuite intégré par le logiciel d'analyse. Avant de procéder à l'étalonnage d'énergie ou à une analyse quelconque des spectres, une correction des gains s'impose, pour des raisons précédemment cités. Les principes d'étalonnage et de correction du gain seront décrits en détail dans le chapitre 6 de ce travail.

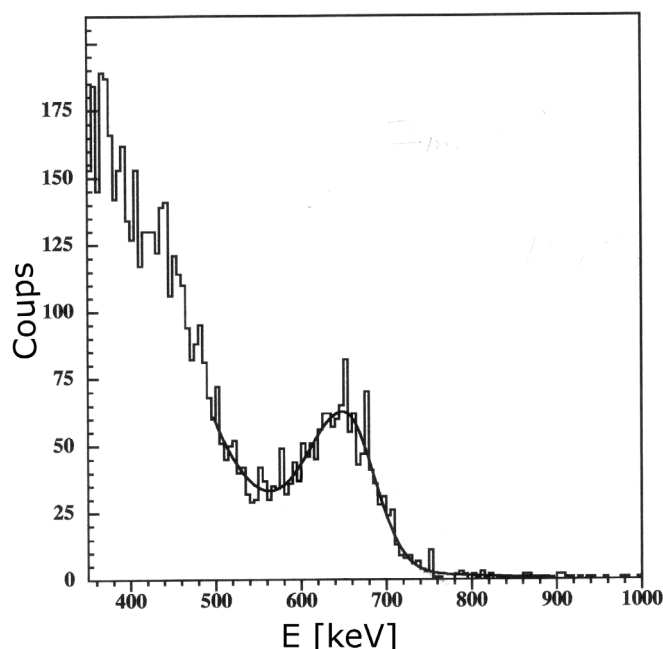


Figure 5.8 Spectre en énergie mesuré de ¹³⁷Cs avec une ligne à 662 keV. La courbe superposée représente l'ajustement par une gaussienne.

¹⁵ La résolution est définie comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution en énergie du signal mesuré sur la position du pic.

La figure 5.8 illustre le spectre d'énergie de la source ^{137}Cs à 5 bar, obtenu après la correction du gain sur l'anode. Le pic au milieu correspond à la raie γ de 662 keV, qui est, dans la mesure du possible, ajusté sur une gaussienne. Il en découle une résolution de 12 % à 662 keV.

Nous avons réalisé les mêmes opérations avec d'autres sources, à deux pressions opérationnelles, 5 et 3 bar, répétées régulièrement. La figure 5.9 en montre un autre exemple, à savoir le spectre en énergie de la source ^{241}Am à 3 bar.

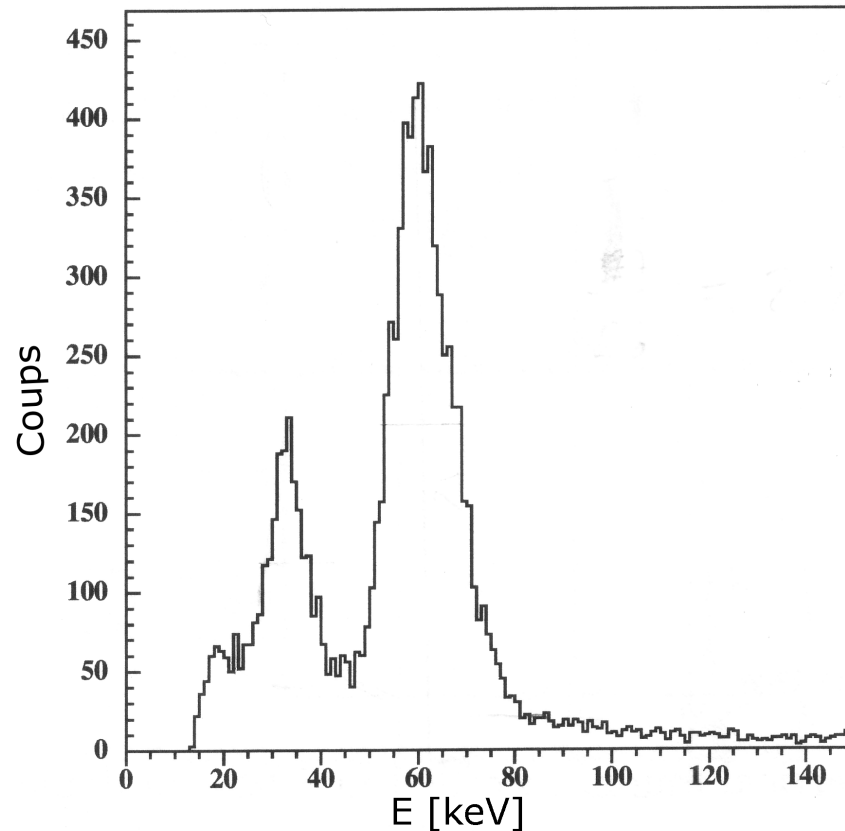


Figure 5.9 Spectre en énergie mesuré de ^{241}Am avec une ligne γ à 59.5 keV à droite, et une raie X photoélectrique de xénon de 30 keV à gauche du spectre.

Différentes mesures de résolution sont résumées dans les figures 5.10 et 5.11. Les données sont ajustées avec la loi $\sigma/E \propto E^{-1/2}$. Les deux figures montrent la compatibilité des grandeurs obtenues avec les prédictions théoriques.

En outre, l'ajustement illustré à la figure 5.10 permet de calculer la résolution du détecteur à 2480 keV, à savoir 6.6 %.

Je reviendrai sur ces mesures dans le chapitre 6, dans le cadre d'étude d'impact des problèmes des codages des données sur la

détérioration de la résolution à 3 bar. La stabilité dans le temps sera également abordée.

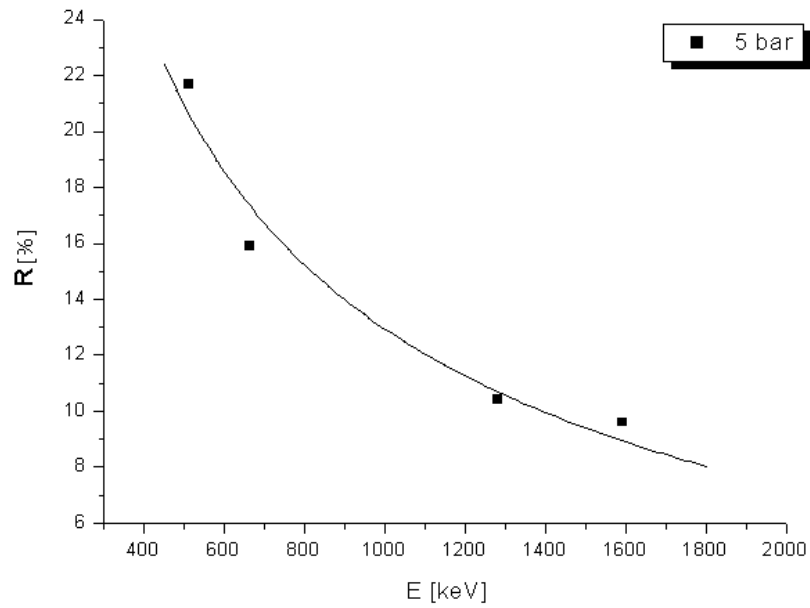


Figure 5.10 Résolutions en énergie obtenues avec différentes sources à 5 bar.

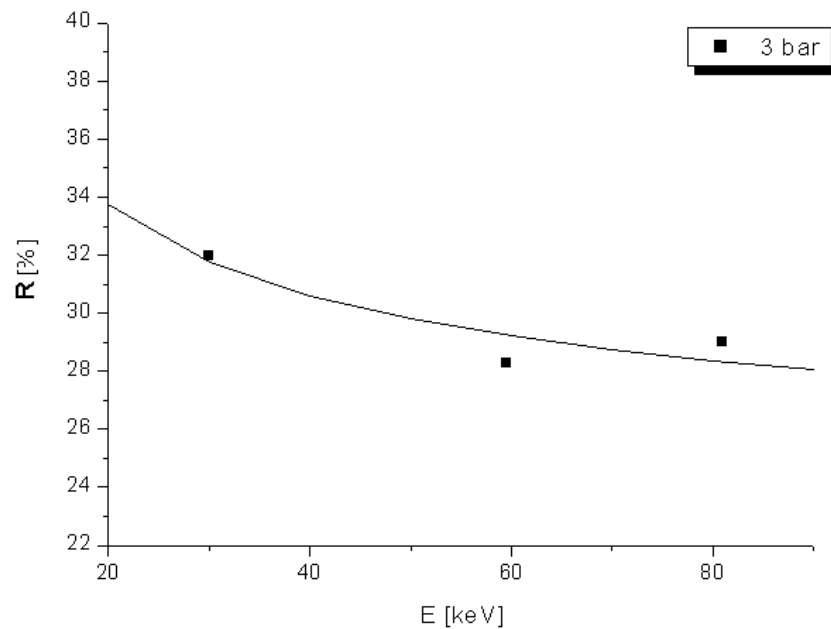


Figure 5.11 Résolutions en énergie obtenues avec différentes sources à 3 bar.

5.4 Reconstruction des traces

Dans cette section, nous allons nous intéresser aux aspects physiques des traces dans le détecteur. L'utilitaire de décompactage des données, *xytrack*, permet, entre autres, la visualisation des traces sur l'écran d'un ordinateur. Elles sont retracées au moyen de deux sortes de points, de taille et de couleur variable, représentant les pixels et les blobs (voir section 4.5), indiquant un faible, respectivement un niveau élevé d'ionisation.

L'écran est, comme le montre la figure 5.12, divisé en plusieurs fenêtres, dont deux principales (en haut de l'écran), qui contiennent les projections des traces dans les plans ($x ; t \propto z$) et ($y ; t \propto z$). Les unités des axes horizontaux, x et y , équivalent aux numéros des pistes X ou Y, pouvant facilement être converties en cm. L'axe vertical, représentant le temps, comporte des « bins » équivalant chacun à 125 ns. Leur conversion en centimètres se fait en connaissant la vitesse de dérive. La coordonnée $z = 0$ correspond à l'arrivée du signal sur l'anode, la raison pour laquelle tous les événements débutent en bas de la fenêtre.

Le logiciel ouvre également deux autres fenêtres, l'une qui contient l'ensemble d'associations possibles entre les coordonnées x et y , et une autre indiquant la position de la plus forte déposition de charge. A droite de l'écran se trouve l'évolution du signal d'anode dans le temps. Enfin, les informations sur l'événement en question s'affichent en bas de l'écran : son numéro, la date, l'heure d'apparition et l'énergie en keV¹⁶.

¹⁶ Les paramètres d'étalonnage doivent être préalablement introduits dans le code.

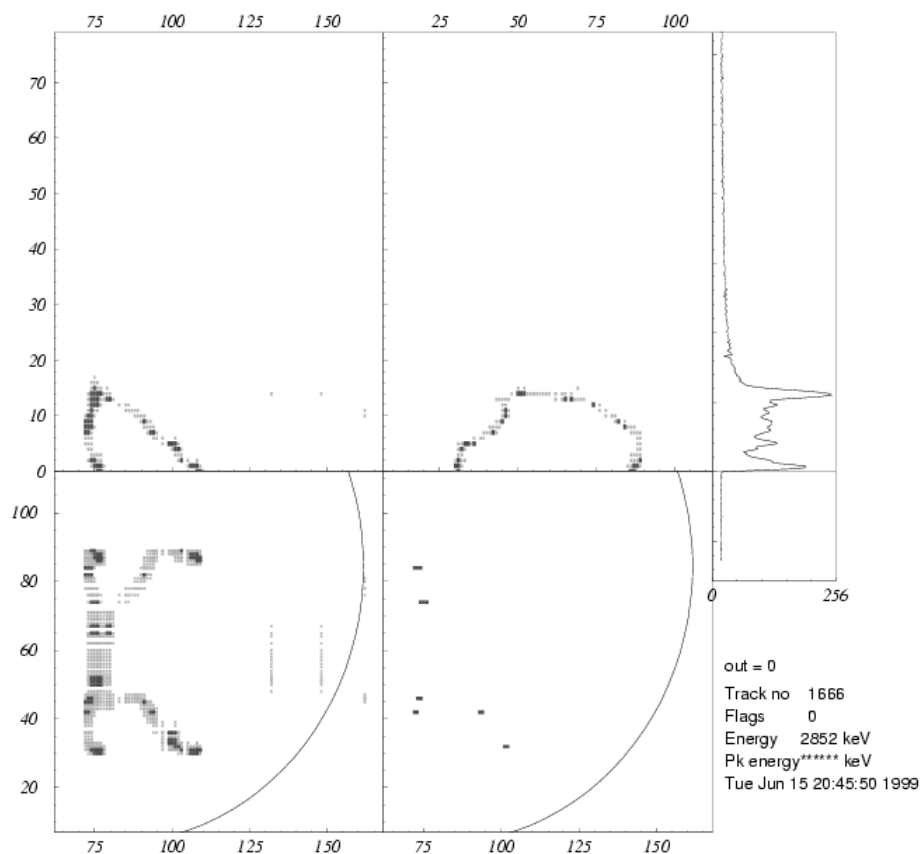


Figure 5.12 Capture d'écran du programme de visualisation de traces. Les trajectoires sont retracées à l'aide des pixels (carrés gris) et des blocs (carrés noirs).

Malheureusement, aucun algorithme ne peut associer correctement toutes sortes de traces des particules. En réalité, les traces peuvent être raccourcies par des pistes mortes, présenter des trous, avoir des parties plus bruyantes ou être prolongées ou déformées à cause du bruit. La présence de l'un ou plusieurs de ces problèmes peut provoquer la confusion lors de l'association des points, la topologie pouvant être de ce fait mal interprétée. C'est la raison pour laquelle la dernière et ultime étape du visionnement, ou plus couramment appelé *scanning*, est laissée aux (plusieurs) physiciens qui évaluent conjointement la topologie de la trace de la particule.

L'intérêt de ceci apparaît sur la figure 5.12, qui montre, en plus, un exemple d'une association complexe. La figure 5.13 illustre deux trajectoires possibles relatives à cet événement. La deuxième trace semble être plus plausible, d'après un *scanning* minutieux, par une personne expérimentée.

L'efficacité du *scanning* dépend de plusieurs paramètres. Par exemple, elle diminue avec l'énergie, du fait que les traces sont plus courtes, tourbillonnant sur elles-mêmes sur une courte distance et formant ainsi une tache difficilement reconnaissable. Il n'est donc pas

possible d'avoir une efficacité du scanning constante sur toute la plage d'énergies mesurables.

Le même problème apparaît lorsque la pression augmente.

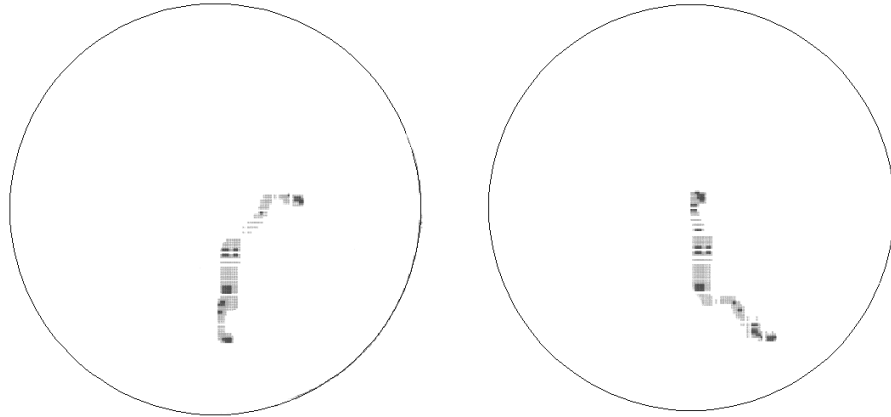


Figure 5.13 Deux topologies possibles dans le plan XY pour l'événement de la figure 5.12.

Regardons maintenant quelques exemples des traces les plus intéressantes pour notre étude, qui représentent des signatures des particules nées à l'intérieur du détecteur, ou bien de passage.

5.4.1 Événements à un électron ($1e^-$)

Comme je l'ai expliqué dans le chapitre 2, l'énergie que dépose un électron dans le gaz est inversement proportionnelle à son énergie cinétique. Un électron au départ, d'énergie typiquement d'ordre de 1 MeV, est une MIP qui ionise très peu le gaz, créant par conséquent une trace relativement droite. Au fil de son parcours, l'électron perd de plus en plus d'énergie et fini par s'arrêter. Parallèlement, sous l'effet de la diffusion dans le gaz, sa trace se courbe de plus en plus en fin de son parcours avant de se terminer en une tache intense (voir figure 5.14).

Etant donné que le système d'acquisition utilise deux types de symboles pour retracer le parcours de la particule, pixels et blobs, dont l'intensité (et la couleur dans l'expérience MUNU, par exemple) varient en fonction de la quantité de charge déposée à un endroit donné, le logiciel ou le physicien qui visionne les données sera en mesure de distinguer le début de trace (pixels) de la fin (blobs) d'un électron.

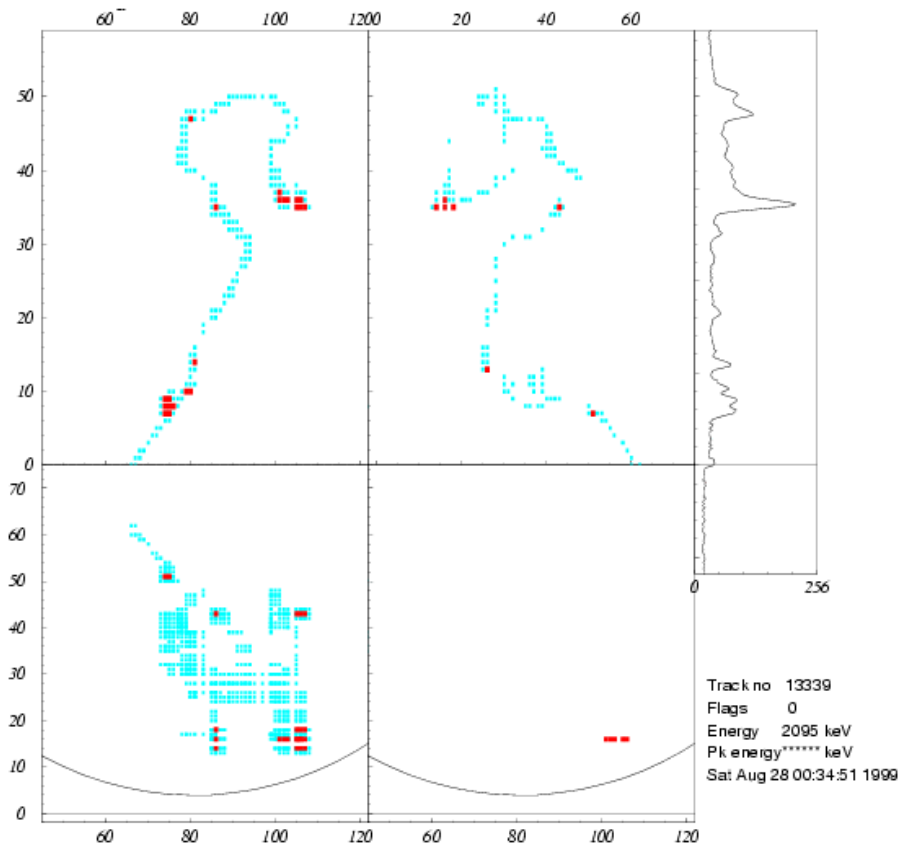


Figure 5.14 Electron défini comme « montant ». L'extrémité supérieure de la trace contient plusieurs bobs, tandis que l'extrémité inférieure est droite et composée uniquement des pixels.

5.4.2 Événements à deux électrons ($2e^-$)

Ce type d'événement est avant tout caractérisé par une trace ayant des bobs aux deux extrémités. Toutefois, ce critère doit être pris sous toutes réserves, car il ne s'agit pas obligatoirement d'un événement double bêta. En guise d'exemple, un événement composé de deux électrons d'une énergie supérieure à 1,1 MeV peut être confondu avec une paire e^+e^- , contenant, elle aussi, des bobs aux extrémités. Dans le cas d'une paire, un vertex pointu situé au centre de la trace devrait être visible.

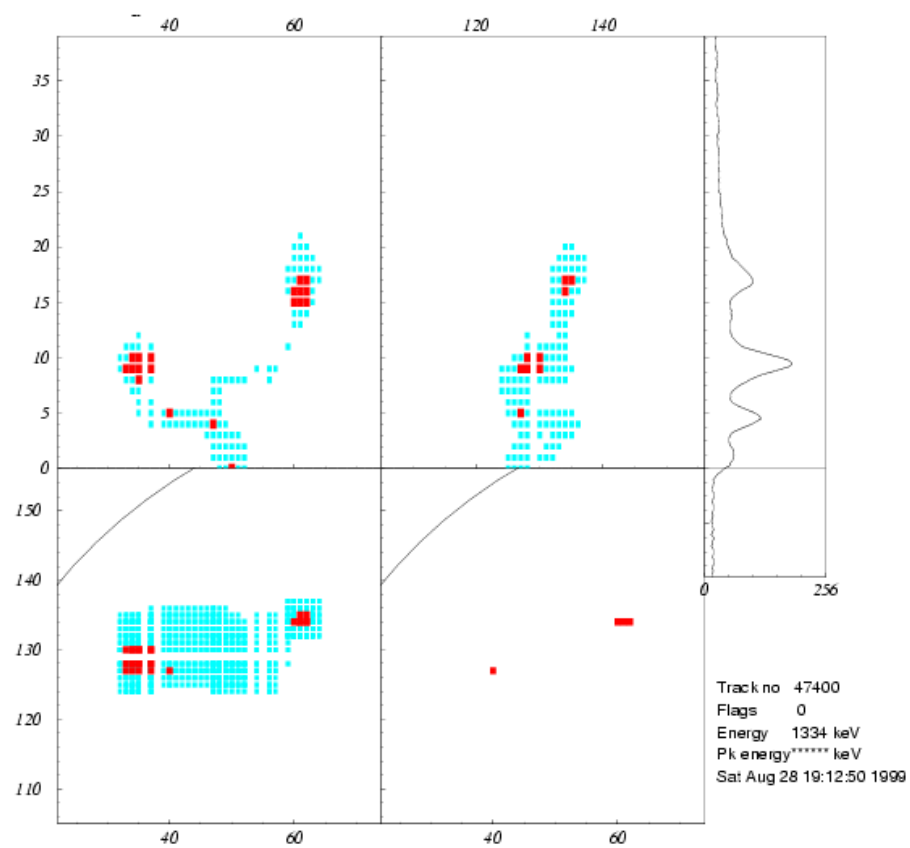


Figure 5.15 Candidat deux électrons. La déposition de charge est équivalente pour les deux extrémités.

5.4.3 Particules alpha

Les particules alpha, lourdes et porteuses d'une double charge électrique positive, perdent leur énergie très rapidement et leur parcours dans la matière est de ce fait très court (quelques millimètres). En conséquence, lors de l'acquisition de données double bêta, elles ressemblent typiquement à une goutte, dont le signal sur l'anode est saturé.

Les particules alpha (voir figure 5.16) aperçues dans le volume actif du détecteur proviennent tout d'abord des matériaux de construction, témoignant de la pollution de ceux-ci en chaînes radioactives naturelles, comme décrit dans l'annexe.

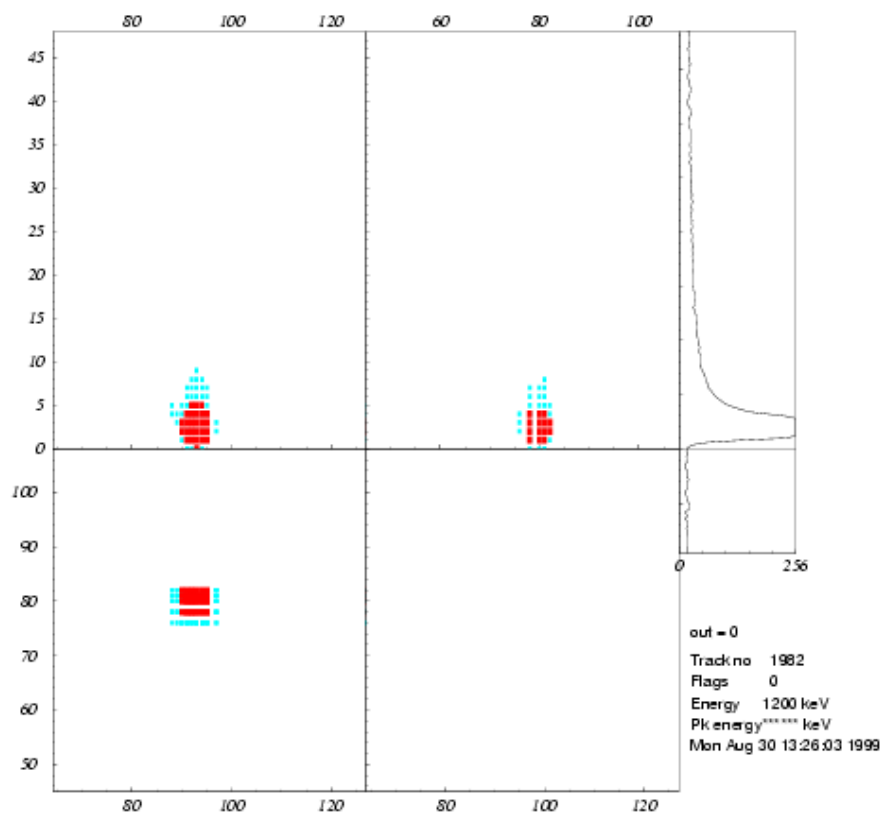


Figure 5.16 Trace typique d'une particule alpha d'énergie de quelques MeV (correspondant au parcours de 1,6 cm dans du xénon à 3 bar). L'énergie en keV affichée sur l'écran n'est pas correcte, les paramètres de l'étalonnage n'ayant pas été introduits dans le logiciel.

5.4.4 Multiple événements

La figure 5.17 illustre un événement dit multiple. Il s'agit de plusieurs dépositions de charge isolées, accompagnées d'un électron plus énergétique. Elles sont issues de la diffusion de Compton d'un photon d'énergie élevée (voir paragraphe 2.2.3).

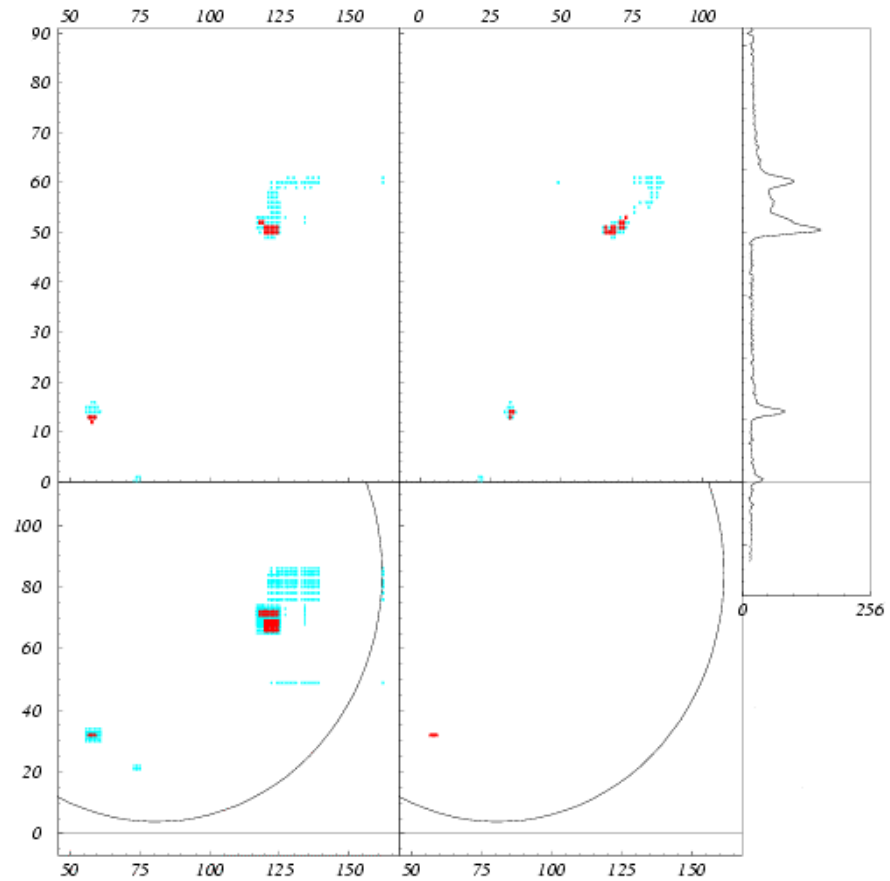


Figure 5.17 Un événement multiple.

5.4.5 Chaînes radioactives

Certaines chaînes radioactives émettent plusieurs particules dans un laps de temps court, ce qui donne la possibilité de les observer ensemble. L'exemple en est la désintégration bêta de ^{214}Bi suivie d'une désintégration alpha de ^{214}Po , dans la chaîne de ^{238}U (voir annexe). Une telle coïncidence $\beta\alpha$, à savoir un électron suivi d'une émission d'une alpha 33 μs plus tard, est illustré à la figure 5.18. Ce type d'événement peut s'avérer être utile, notamment pour l'étude du bruit de fond.

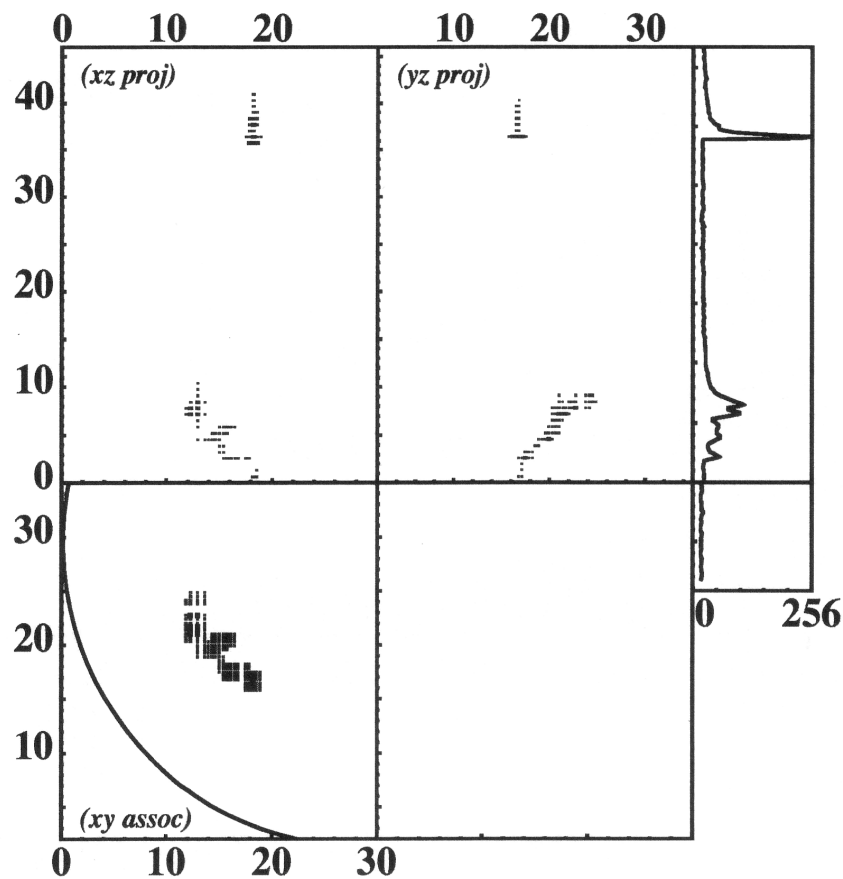


Figure 5.18 Coïncidence $\beta\alpha$: Un électron suivi d'une particule alpha 33 μs plus tard (mesuré à 5 bar) [Lue 99].

5.4.6 Muons

D'une énergie moyenne de quelques GeV, les muons cosmiques sont les MIP et perdent donc très peu d'énergie dans la TPC. Leur trace est droite et, dans la plupart des cas, va bien au-delà des limites du détecteur, la TPC étant traversée par le muon de part en part (voir figure 5.19).

Il arrive que les cosmiques interagissent avec les noyaux environnants, produisant des spectaculaires gerbes des particules, qui peuvent également traverser la TPC.

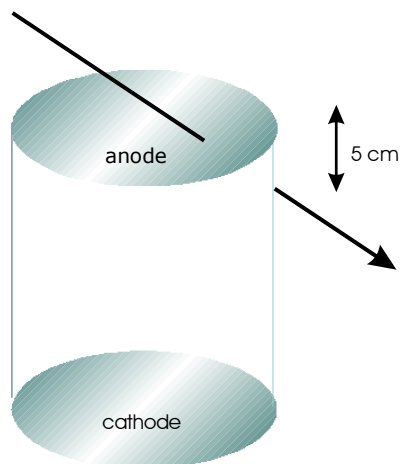
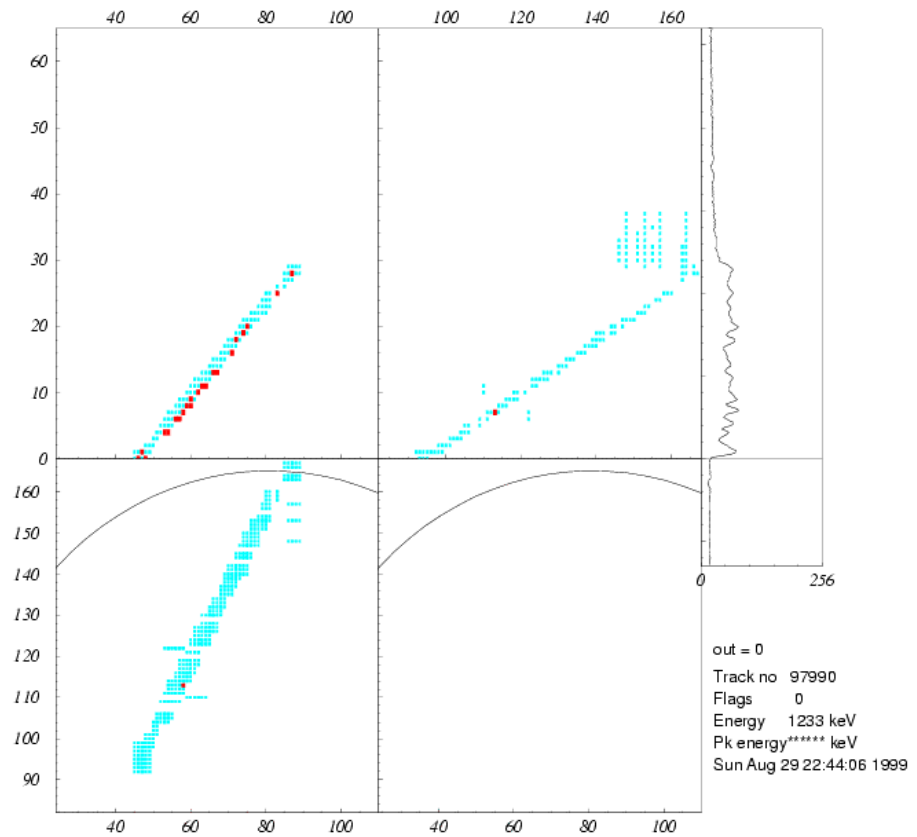
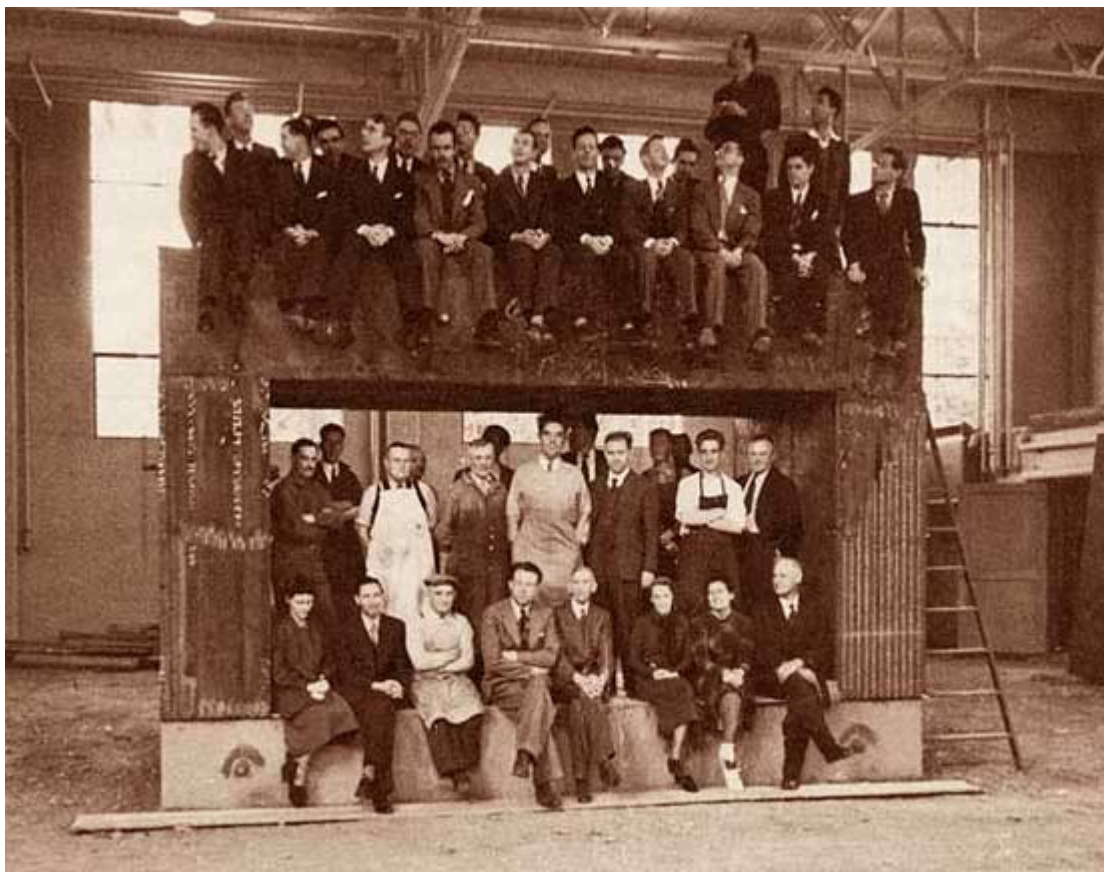


Figure 5.19 Trace d'un muon entrant dans la chambre par le plan d'anode et sortant après 5 cm par la paroi latérale.

Partie IV

Mesures à 3 bar



6 Procédure d'analyse

6.1 Introduction

6.2 Etat des lieux et mise en route

- 6.2.1 Marche à suivre lors de l'analyse
- 6.2.2 Problème de qualité des données
- 6.2.3 Structure des fichiers

6.3 Uniformisation du gain

- 6.3.1 Carte des gains
- 6.3.2 Correction des données servant à l'étalonnage
- 6.3.3 Correction des données $\beta\beta$

6.4 Etude du pic dans les données $\beta\beta$

- 6.4.1 Allure de l'événement
- 6.4.2 Corrélation avec le lieu de production
- 6.4.3 Conclusion

6.5 Etalonnage en énergie

- 6.5.1 Sources utilisées
- 6.5.11 *Source de ^{241}Am*
- 6.5.12 *Source de ^{133}Ba*
- 6.5.2 Spectre déformé. Instabilité du gain.
- 6.5.3 Courbe d'étalonnage
- 6.5.4 Suivi mensuel

6.1 Introduction

La première campagne de prise de données à 5 bar comprend 6830 heures de données recueillies entre 1991 et 1993 [Vui 93]. En 1994, un nouveau plan de lecture a été installé, ainsi qu'un blindage supplémentaire. Les mesures qui ont suivi comprennent 6013 h de prise de données entre 1994 et 1996. Ces données ont été analysées et combinées avec les anciennes [Lue 98].

Le tableau 6.1 résume les principaux résultats.

	1991 - 1993	1994 - 1996
$T_{1/2}^{0\nu, \langle m_\nu \rangle}$ (an)	$> 3.4 \times 10^{23}$	$> 4.4 \times 10^{23}$
$T_{1/2}^{0\nu, V-A}$ (an)	$> 2.6 \times 10^{23}$	-
$T_{1/2}^{\chi^0}$ (an)	$> 4.9 \times 10^{21}$	$> 0.72 \times 10^{22}$
$T_{1/2}^{2\nu}$ (an)	$> 2.1 \times 10^{20}$	$> 3.6 \times 10^{20}$
$\langle m_\nu \rangle$ (eV)	$< 2.8 - 4.3$	$< 1.8 - 2.7$

Tableau 6.1 Limites sur les périodes des processus double bêta relatives aux deux cycles de prise de données. Les résultats du deuxième cycle sont obtenus en combinant toute la statistique depuis 1991. Tous les résultats sont donnés avec 90 % de limite de confiance. La masse est calculée selon le modèle QRPA.

En 1996, suite à une panne irréparable de l'ordinateur, le système d'acquisition de données a été remplacé et le programme d'analyse modifié. Nous avons profité de cette pause forcée pour préparer un troisième cycle de mesures, cette fois-ci à 3 bar, qui a été entamé à la fin des travaux. Les mesures à une pression inférieure permettent d'augmenter la sensibilité de l'expérience ; concrètement, les mesures à 3 bar permettent de couvrir environ 60% du spectre de la figure 4.2, par rapport à seulement quelques pourcents dans le cas de 5 bar. Cette différence provient du fait que, à une pression donnée, il existe un seuil d'énergie E_{eff} au-delà duquel l'efficacité du scanning est élevée et constante. Comme l'aspect des traces dépend de la pression, le seuil E_{eff} baisse avec celle-ci.

	3 bar	5 bar
E_{eff} (keV)	750	1600
Partie du spectre	60.4 %	~1 %
Masse de ^{136}Xe (mole)	14.6	24.3

Tableau 6.2 Caractéristiques des mesures à différentes pressions.

Dans un premier temps, les mesures à 3 bar ont été prises avec le xénon enrichi en ^{136}Xe comme gaz porteur, d'abondance isotopique de (62.5 ± 4) %. Ensuite, des mesures ont été réalisées avec le xénon appauvri, dont l'abondance en ^{136}Xe est inférieure à 0.5 %. Les résultats préliminaires de ces derniers ont été présentés dans [Lue 99]. Mon travail de thèse représente la suite de l'analyse de ces données.

6.2 Etat des lieux et mise en route

J'ai commencé en avril 2002 avec l'analyse de données de l'expérience double bêta du Gothard recouvrant dans un premier temps la période d'acquisition du 10.06.1999 au 17.7.2000. La TPC était alors remplie de 3 bar de xénon enrichi.

Le set de données comporte 19 fichiers servant à l'étalonnage en énergie accompagnés de fichiers d'acquisitions double bêta, ainsi qu'un fichier appelé *map*, une carte qui permet d'extraire les paramètres de correction de l'énergie pour corriger la dépendance géométrique du gain (voir paragraphe 6.3). Ces données étaient enregistrées – la plupart sous forme compressée – sur des disques zip (100MB) ou des CD-ROM.

La nomenclature des fichiers commence par deux lettres désignant la nature de l'acquisition, à savoir,

- *am* pour un étalonnage avec une source d'américium ^{241}Am ,
- *ba* pour une source de baryum ^{133}Ba et
- *bb* pour une acquisition $\beta\beta$, donc sans source radioactive externe,

suivies de six chiffres désignant la date du début de l'acquisition (yymmdd). Ainsi *am990826.dat* est le fichier d'une mesure d'étalonnage avec une source d'américium qui a débuté le 26 août 1999.

S'agissant de données qui ont reposé un bon moment dans des tiroirs avant que quelqu'un trouve le temps de les analyser, les outils informatiques nécessaires à l'analyse n'étaient plus en état de marche et plus personne n'était sur place pour m'initier aux détails de cette procédure. Néanmoins, j'ai retrouvé les codes source du programme principal d'analyse qui, après quelques modifications et recompilation, étaient à nouveau fonctionnels. L'exécutable de ce programme appelé *xytrack* était finalement mis sur un disque de la station de travail Unix appelée *sg4* (*Silicon Graphics*).

6.2.1 Marche à suivre lors de l'analyse

Le programme de reconstruction de traces, *xytrack*, permet d'effectuer une classification des événements selon deux différents modes. Premièrement, il est possible d'effectuer un « scanning automatique », l'utilité informatique qui classe *automatiquement* les événements dans plusieurs catégories selon des critères topologiques. Il est par exemple capable de reconnaître et rejeter presque la totalité des muons et la plupart des électrons simples (~70%). Deuxièmement, le logiciel offre la possibilité de visualiser les traces sur l'écran d'un ordinateur, permettant ainsi une classification des événements *à la main*, appelé « scanning manuel ». On visionne les traces de tous les événements d'intérêt, parmi ceux qui n'ont pas été écartés par le scanning automatique. En tenant compte de la topologie de la trace, du signal de l'anode, de la présence de dépôts de charge parasites et en contrôlant que la totalité de la trace se trouve à l'intérieur du volume actif de la TPC, on catalogue tous ces événements en une bonne quinzaine de catégories, dont les plus importantes sont : un événement $2e^-$ (candidat double bêta), un événement $1e^-$, une paire, une particule alpha, en événement sortant du volume actif, un événement multiple et une décharge électrique.

La combinaison des deux approches est intéressante, car elle permet d'extraire les événements d'intérêt particulier de manière plus efficace.

Les événements $2e^-$ sont ensuite soigneusement rescannés une deuxième fois manuellement par plusieurs personnes et seuls les événements qui passent ce cap sont finalement comptabilisés et utilisés pour calculer la période du processus double bêta.

6.2.2 Problème de qualité des données

Les données à analyser sont les ultimes de l'expérience $\beta\beta$ du Gothard. Les conditions climatiques qui régnaient dans la caverne où se situait l'expérience étaient dures. Une humidité élevée et – malgré une climatisation – haute température accélèrent le vieillissement de l'appareillage. Notamment les modules électroniques ont dû être échangés à plusieurs reprises affectant ainsi un déroulement normal de l'expérience. L'équilibre fragile qui rend un détecteur stable n'a pu être trouvé que temporairement. Notamment des instabilités de gain et du bruit électronique sur le signal de l'anode ont rendu la vie dure à mes collègues. Peu étonnant alors que les données émanant de cet époque s'annonçaient de qualité variable. Les problèmes affectant le signal de l'anode ont été découverts immédiatement et des mesures –

pour autant que l'emploi du temps serré le permettait – ont été prises. Bien plus tard, lorsque le temps d'analyser ces données est venu, on s'est aperçu qu'il y avait d'autres problèmes bien plus graves encore [Bus 02] : en premier lieu, les spectres d'étalonnage possèdent une oscillation inhabituelle les rendant inutilisables s'ils ne se laissaient pas enlever et deuxièmement, les fichiers de données étaient corrompus. Ils contenaient des trous, ce qui avait pour conséquence, soit l'arrêt du programme, soit une mauvaise association des informations.

Mon rôle était de trouver – si possible – une procédure de « nettoyage » qui rendrait ces données analysables.

6.2.3 Structure des fichiers

Afin de pouvoir résoudre ce problème, il était indispensable de connaître la structure interne des fichiers binaires de données. Malheureusement, le programme d'acquisition de données qui créa nos fichiers de données, n'était plus accessible. Mais en décortiquant octet par octet de plusieurs fichiers de données et en utilisant toutes les sources d'informations possibles, j'ai pu reconstituer cette structure.

Les fichiers ont une structure binaire, ou les informations sont codées par octet (*byte*) entier (pas de structures avec la granularité *bit* (puce)). En général, un événement occupe un bloc de mémoire de 1603 octet [0 .. 1602]. Voici l'emploi des octets :

- [0 .. 4] Les fichiers débutent par 5 caractères ' þ ' (ASCII 254, Unicode FE (hex)).
- [5 .. 580] Viennent ensuite 576 bytes contenant le signal de l'anode. Ce signal est constamment digitalisé par un ADC (convertisseur analogique-digital) à 8 bit cadencé à 8 MHz. Avec 8 bit on peut distinguer 256 niveaux d'amplitudes, donc l'ADC va effectuer tous les 125 ns une transformation de l'amplitude du signal de l'anode en un nombre entier entre 0 et 255. Ce chiffre représente l'énergie déposée temporellement dans la TPC et nous appelons cette unité d'énergie le TRU (transient recorder unit). L'ADC contient une mémoire de 2 kB (2048 octets). 5/8 de cette mémoire (1280 octets) est utilisée pour mémoriser (un octet contenant 8 bit, un octet entier suffit pour emmagasiner l'information d'un point de mesure de l'ADC) le signal prétrigger, c'est-à-dire le signal de l'anode avant l'arrivée d'un événement (donc essentiellement le bruit électronique de l'anode). Dès que le signal de l'anode dépasse un certain seuil (trigger !), l'ADC cesse de remplir le tampon circulaire du prétrigger et commence immédiatement à remplir le reste de sa mémoire (768 octets). Sont alors écrits dans le fichier de données : d'abord 64 octets appelés prétrigger (les 64 octets qui précèdent le trigger) et ensuite 512 octets appelés 'signal de l'anode' (les 512 octets qui suivent le trigger).

- [581 .. 600] Les 20 prochains octets sont réservés pour un string de commentaire alphanumériques introduit lors du lancement de l'acquisition.
- [601 .. 608] 8 octets sont utilisés pour coder la date et le temps de l'événement. Ces octets ont, après avoir été lus individuellement comme caractère et transformé de suite en un *unsigned int*, une valeur entre 0 et 255. On interprète alors ces 8 octets comme un nombre entier positif ou nul composé de 8 chiffres dans la base 256. La date et le temps sont codées en suivant la logique de *time_t* de la bibliothèque C *time.h* : on note le nombre de secondes écoulés depuis le premier janvier 1970.
- [609 .. 612] Viennent 4 octets qui ne sont officiellement pas utilisés.
- [613 .. 616] Ces 4 octets sont utilisés, en suivant la même logique comme expliqué précédemment, pour mémoriser l'énergie totale de l'événement.
- [617 .. 620] Les 4 prochains octets indiquent le numéro de l'événement enregistré (commençant par 0).
- [621 .. 1602] Cette partie de la mémoire est utilisée pour coder la trace de l'événement. Cet information spatiale est organisée en 2 blocs de données dont le premier est réservé pour les dépositions d'énergie moyennes appelées 'pixel' et le deuxième pour les 'blobs' (grande déposition d'énergie). Un bloc est divisé en 14 modules à 24 canaux; chaque module est séparé par deux caractères 'y' (ASCII 255, Unicode FF (hex)). Les deux blocs de mémoires contiennent, par paires de deux octets, les coordonnées (x,z), puis (y,z) de la trace. La mémoire non-utilisée pour coder la trace est remplie jusqu'à l'octet 1602 par des caractères 'p'.

Vingt événements ainsi enregistrés dans le fichier de données sont (généralement) suivis par 708 caractères 'p' ($20 \cdot 1603 + 708 = 32768 = 2^{15}$). Le tout est compliqué par l'existence d'événements rares qui nécessitent 894 octets supplémentaires pour coder la trace.

6.3 Uniformisation du gain

6.3.1 Carte des gains

L'anode est constituée de fils fins (de diamètre 20 μm), tendus sur un cadre de diamètre 70 cm placé dans la position horizontale. Le choix de la taille du détecteur est commenté dans le chapitre 4. Malheureusement, une dimension aussi élevée du plan d'anode est aussi un inconvénient : malgré tous les soins apportés à sa réalisation, le plan d'anode pourrait ne pas être parfaitement horizontal, ce qui pourrait modifier le champ électrique dans la zone d'avalanche et ainsi influencer sur le gain. C'est ce que nous avons effectivement mesuré : les variations maximums du gain dues à la déformation du plan d'anode sont de l'ordre 15 %.

Afin de minimiser cet effet, on procède à une uniformisation du gain sur les données accueillies avec un programme informatique utilisant une carte de gains préalablement introduite. Pour ce faire, on effectue une prise de données avec une source ^{137}Cs , dont la position de la raie gamma de 662 keV est lue sur 49 zones d'anode numérotées de 0.6×0.6 . Ceci permet d'établir une carte des gains, qui représente, numériquement parlant, une série de coefficients, servant à corriger les énergies des événements enregistrés en fonction de leur position.

Un exemple de spectres en énergie du ^{137}Cs mesuré sur deux zones adjacentes du plan d'anode est donné à la figure 6.1.

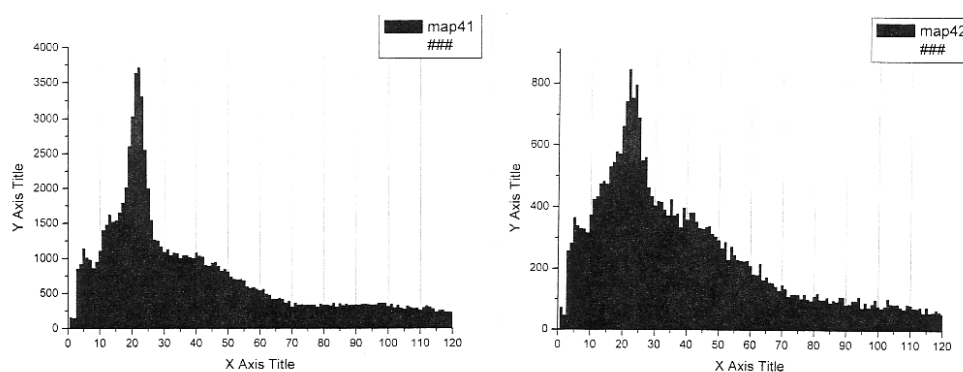


Figure 6.1 Spectres en énergie du ^{137}Cs mesuré sur deux zones voisines de l'anode, situées au milieu des pistes X et à la périphérie des pistes Y (à 3 bar).

6.3.2 Correction des données servant à l'étalonnage

D'habitude, l'uniformisation du gain n'apportait que des changements mineurs¹⁷, la raison pour laquelle, lors des mesures à 5 bar, elle a été effectuée en fin d'analyse. Dans notre cas, vu la mauvaise qualité des données, j'ai décidé de procéder à l'uniformisation du gain avant toute analyse. La figure 6.2 illustre bien l'utilité d'une telle correction : une partie des spectres de mauvaise qualité, particulièrement des sources servant à l'étalonnage présentant des oscillations, des pics inexplicables ou bien un spectre plat, pouvaient être récupérés grâce à l'uniformisation du gain.

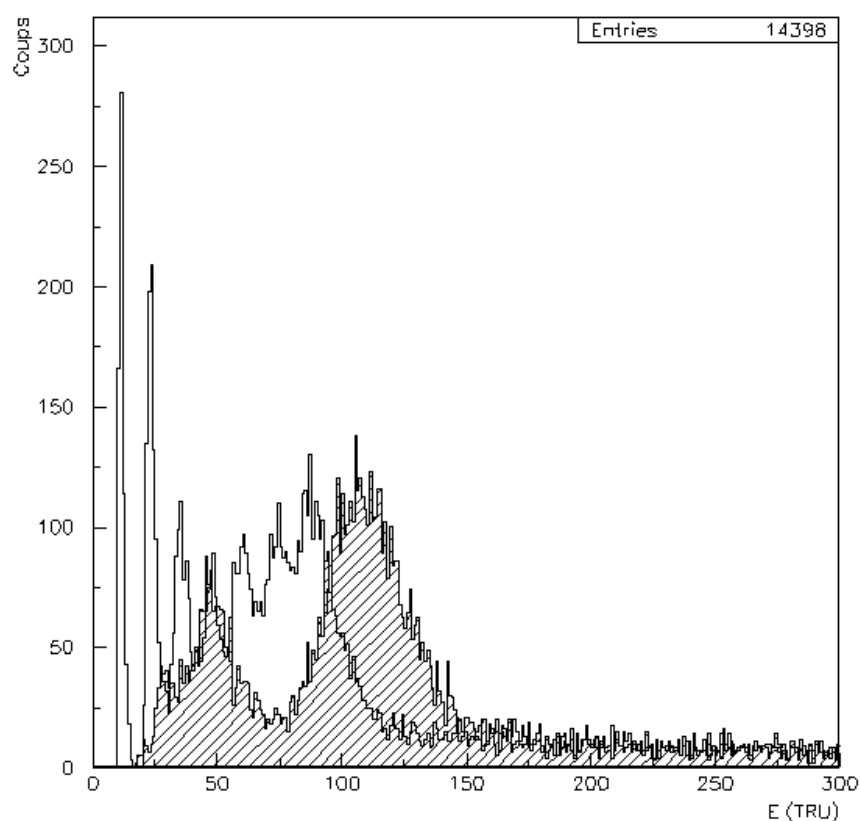


Figure 6.2 Spectre de ²⁴¹Am sans aucune correction préalable (en blanc) et ce même spectre après l'uniformisation du gain (en hachuré).

6.3.3 Correction des données $\beta\beta$

Avant de commencer toute analyse, j'ai pensé qu'il serait intéressant de jeter un coup d'œil sur les données brutes double bêta. Dans la plupart des cas, elles affichent un pic (voir figure 6.3), suggérant, à

¹⁷ Dans l'expérience MUNU, elle n'a pas servi [Bus 02].

première vue, une contamination du détecteur. L'hypothèse d'une contamination de la cathode au ^{210}Po a été émise par [Far 96].

Après l'uniformisation du gain, une nette diminution et dispersion du pic a été observée (voir figure 6.3). Le même phénomène est constaté dans les données prises dans du xénon appauvri, comme le montre la figure 6.4. Les origines de ce pic, physiques ou non, seront étudiées dans la section suivante.

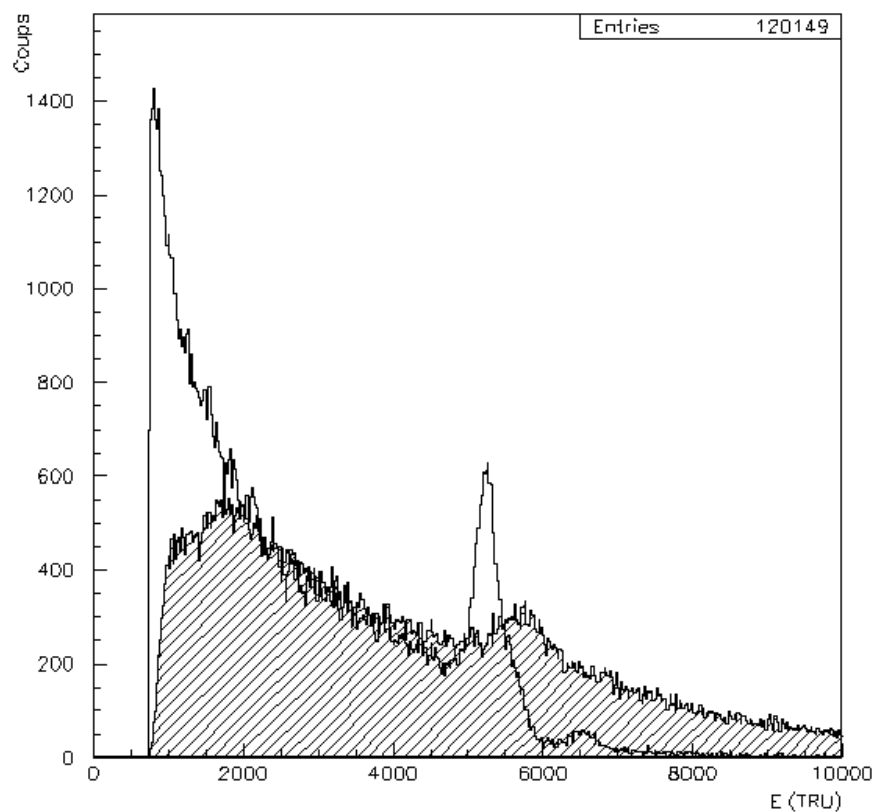


Figure 6.3 Spectre brut du xénon enrichi en ^{136}Xe avant (en blanc) et après uniformisation du gain (en hachuré).

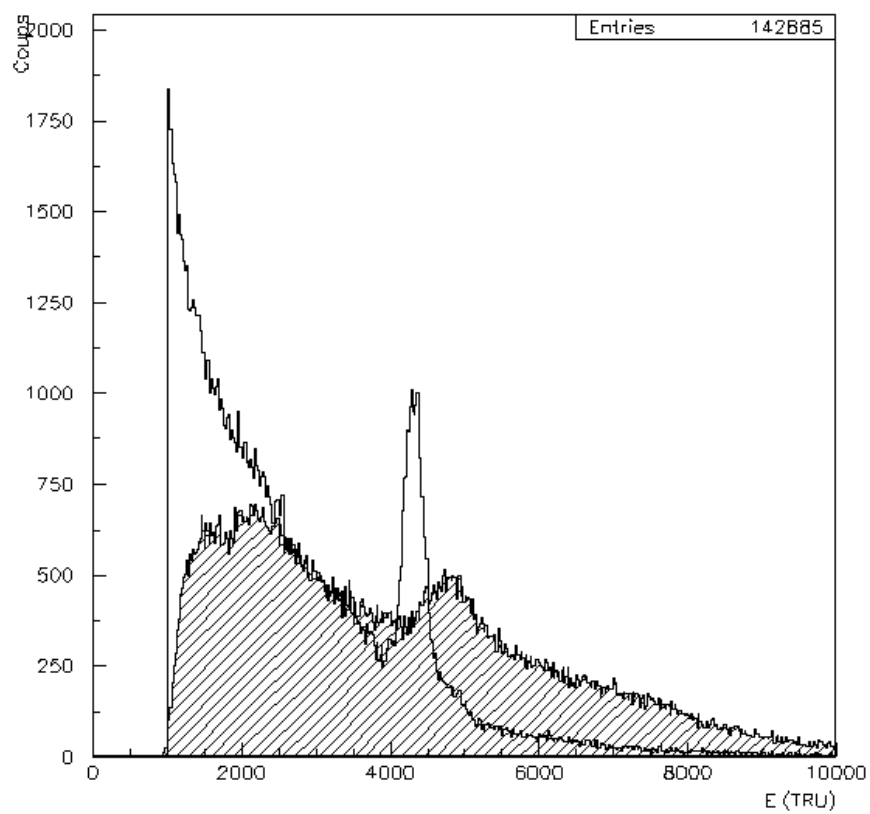


Figure 6.4 Spectre brut du xénon appauvri en ^{136}Xe avant (en blanc) et après uniformisation du gain (en hachuré).

6.4 Etude du pic dans les données $\beta\beta$

6.4.1 Allure de l'événement

Je me suis intéressée de plus près à la nature des événements constituant le pic et j'ai commencé par les extraire, un par un, et les visualiser. Comme le montre la figure 6.5, la trace d'un tel événement ressemble à celle d'une particule alpha.

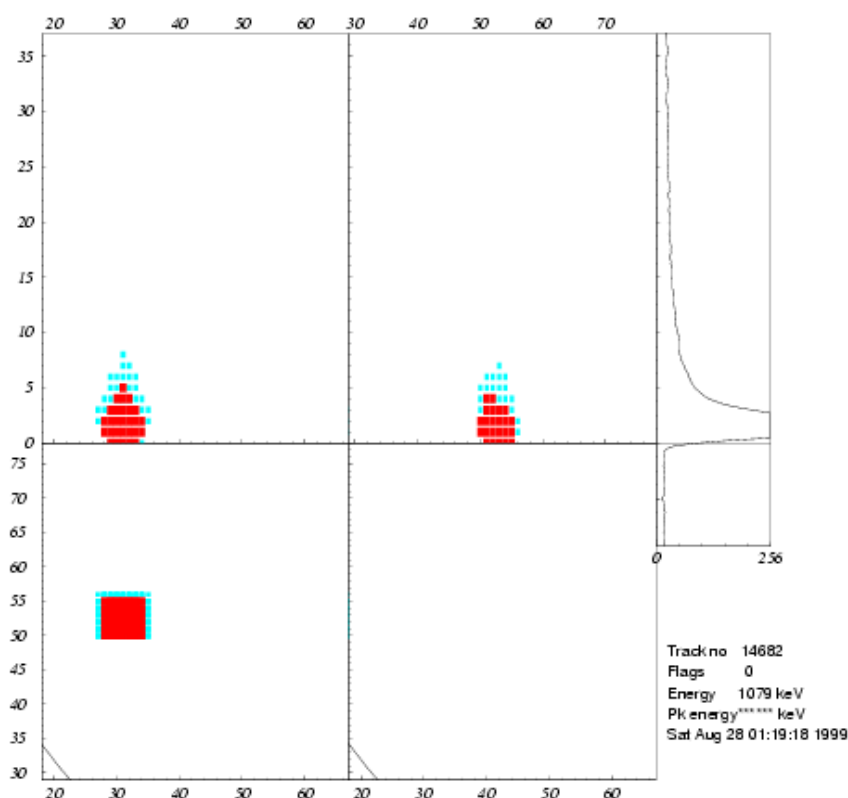


Figure 6.5 Allure typique d'un événement du pic.

6.4.2 Corrélation avec le lieu de production

La figure 6.6 montre les distributions des pixels et de blobs en fonction du numéro de piste d'un échantillon de 465 événements originaires du pic. Une distribution plus ou moins uniforme (malgré quelques pistes mortes) est à observer sur les pistes X. Par contre, sur les pistes Y, la distribution est fortement concentrée vers le centre.

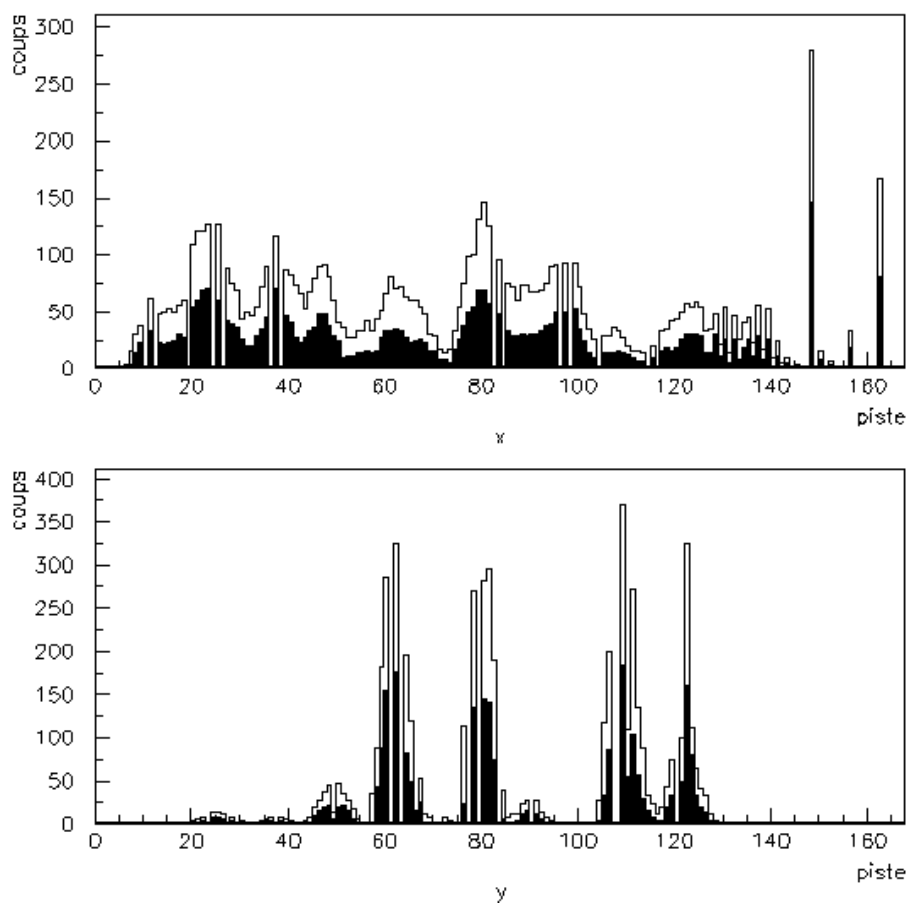


Figure 6.6 Distribution des pixels (en blanc) et des blobs (en noir) des événements constituant le pic.

La figure 6.7, qui résulte du scanning manuel d'un échantillon de 158 événements du pic, montre clairement que ce type d'événement s'est produit principalement sur quelques pistes isolées du plan XY.

La figure 6.8 montre les mêmes distributions obtenues sur la totalité des données du fichier. Les pistes X, comme on peut le voir, sont plus bruyantes à l'extrémité du détecteur, tandis que les pistes Y plutôt au centre du plan. Il n'y a pas de corrélation avec les pistes bruyantes de la figure 6.6, comme l'illustre la figure 6.9.

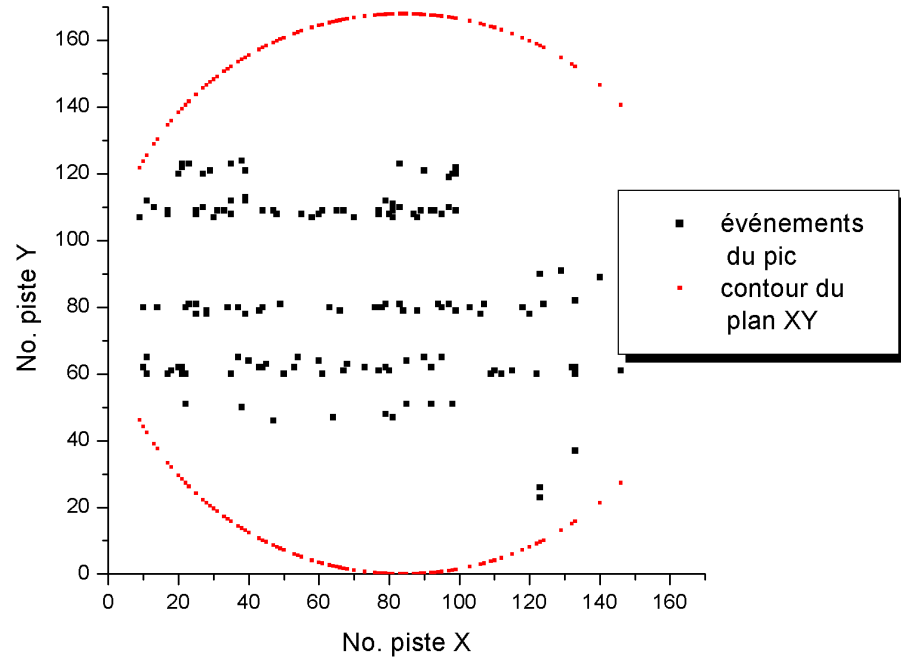


Figure 6.7 Distribution de centres de gravité des événements du pic. Certaines pistes sont privilégiées.

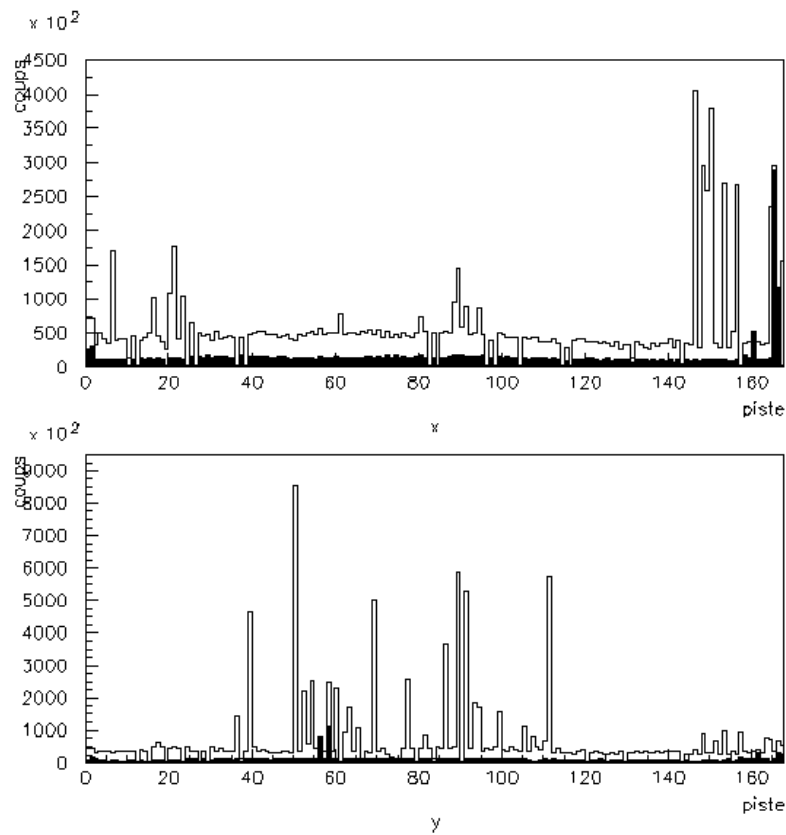


Figure 6.8 Distribution spatiale des pixels (en blanc) et des blocs (en noir) de l'ensemble des événements.

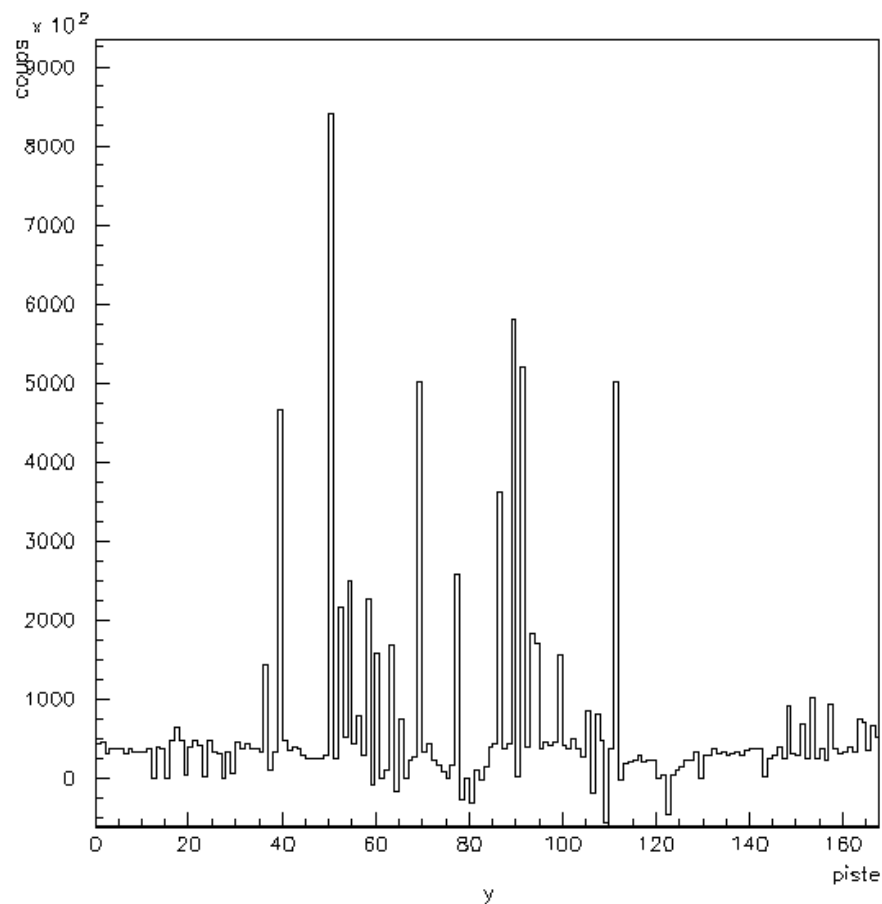


Figure 6.9 Soustraction de la distribution des pixels sur les pistes Y des événements du pic (normalisés) de la distribution correspondante de tous les événements montre qu'il ne s'agit pas de mêmes pistes.

6.4.3 Conclusion

On ne peut pas parler d'une contamination d'anode, étant donnée que ses fils ne sont pas parallèles aux pistes XY. Il est également étrange que la contamination sur la cathode soit localisée de cette manière.

Il ne me semble non plus judicieux d'expliquer ce phénomène par la présence des trous dans les données, vu que ces événements n'étaient pas précédés d'événements corrompus.

Possible explication pourrait être dans le seuil trop bas sur les discriminateurs reliés aux pistes 62, 81, 109 et 123, ou des décharges.

6.5 Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie de la TPC, permettant de relier la valeur de la charge mesurée et codée par le Transient Recorder, à l'énergie de la particule, est effectuée tous les mois à l'aide des sources radioactives ^{241}Am et ^{133}Ba , placées dans une des ouvertures dans le blindage, près du détecteur. La prise de données double bêta était ainsi interrompue durant une heure environ.

Dans cette section, je vais présenter les sources utilisées pour l'étalonnage et montrer l'allure de leurs spectres. Je finirai par une discussion de la stabilité des paramètres d'étalonnage dans le temps.

6.5.1 Sources utilisées

6.5.1.1 Source de ^{241}Am

L'isotope ^{241}Am décroît à 100% par émission des particules alpha dont l'énergie se situe autour de 5.5 MeV, vers le ^{237}Np . Le branchement principal se fait vers le niveau excité de 59.5 keV. Le tout est accompagné d'un large spectre des photons, comme illustré à la figure 6.10.¹⁸

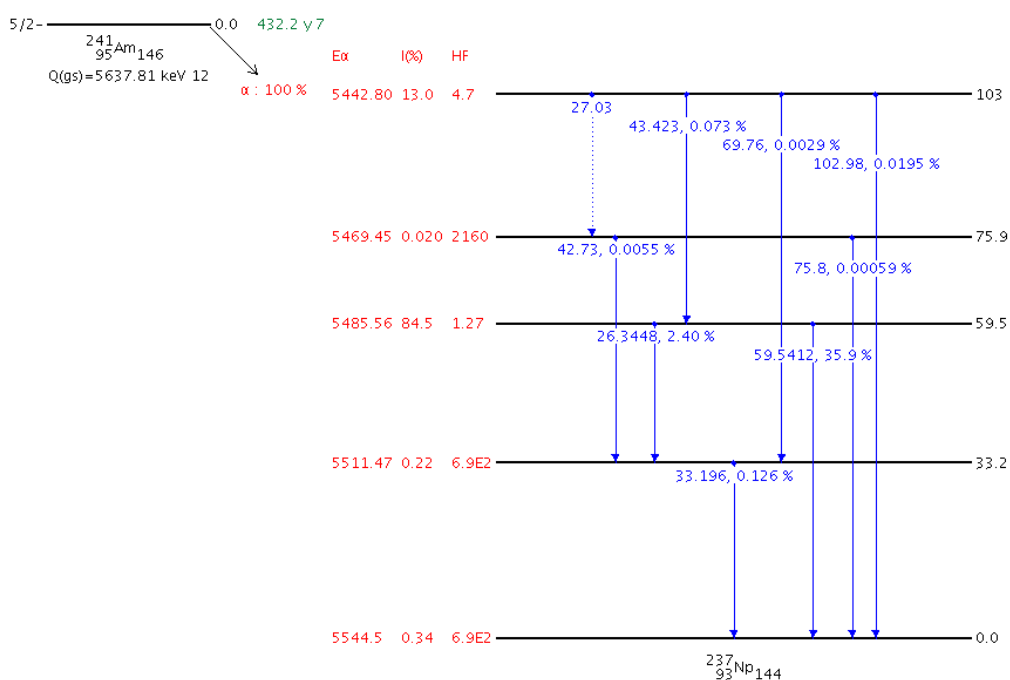


Figure 6.10 Schéma partiel de désintégration du ^{241}Am . Les raies gamma sont en bleu.

¹⁸ Pour le schéma complet, consulter par exemple [Web 06].

Pour l'étalonnage, nous avons utilisé la raie gamma de 59,5 keV, ayant le plus grand rapport de branchement.

Les photons émis par l'américium interagissent avec le xénon par effet photoélectrique (voir figure 2.5) qui est suivi d'un réarrangement des électrons dans les couches électroniques est donc d'émission des rayons X (voir tableau 6.3). Ainsi, dans certains cas, il est possible d'apercevoir les pics photoélectriques du xénon, pouvant également servir pour l'étalonnage (voir figure 6.11).

Transition	Energie (eV)
KL ₂	29 458.4(30)
KL ₃	29 778.3(29)
KM ₂	33 563.0(36)
KM ₃	33 624.6(35)
KN ₂	34 408.9(69)
KN ₃	34 408(11)
K edge	34 566.5(26)

Tableau 6.3 Energies des rayons X émis par des transitions entre les couches K, L et N. Seulement ceux qui ont été observés expérimentalement sont cités [Web 07].

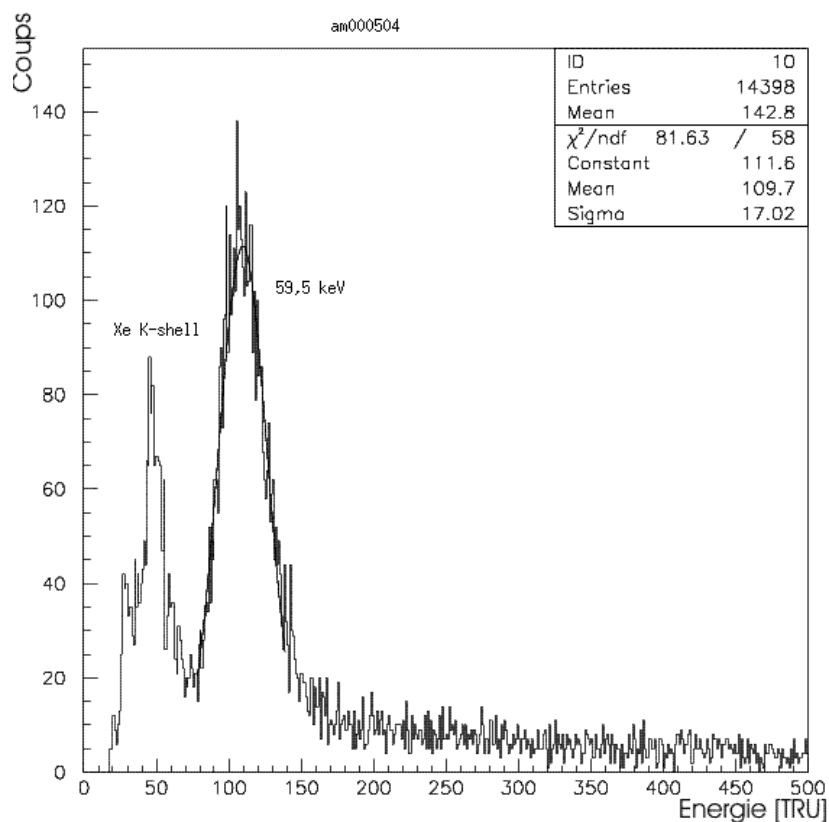


Figure 6.11 Spectre obtenu avec la source de ²⁴¹Am.

Les pic dans les données américium sont ajustés par une ou deux gaussiennes. Dans le cas de la figure 6.11, les deux gaussiennes sont centrées à 50 et 110 TRU (*Transient Recorder Unit*), correspondant à 30, respectivement 59,5 keV.

6.5.12 Source de ^{133}Ba

La source ^{133}Ba se désintègre par capture électronique vers les niveaux excités de ^{133}Cs de 437 et 384 keV, émettant par la suite un large spectre des photons. Une partie du schéma de désintégration est illustré à la figure 6.12. Pour les besoins de l'étalonnage, nous avons utilisé la raie de 81 keV (voir figure 6.13).

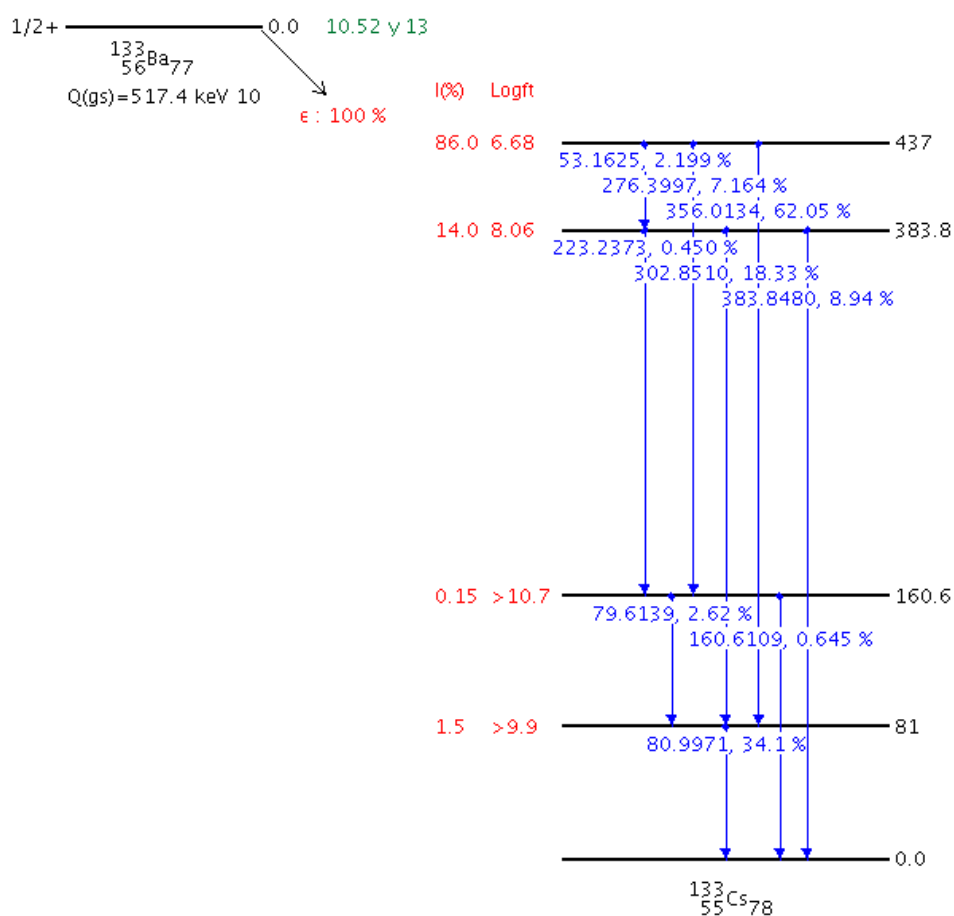


Figure 6.12 Schéma partiel de désintégration du ^{133}Ba .

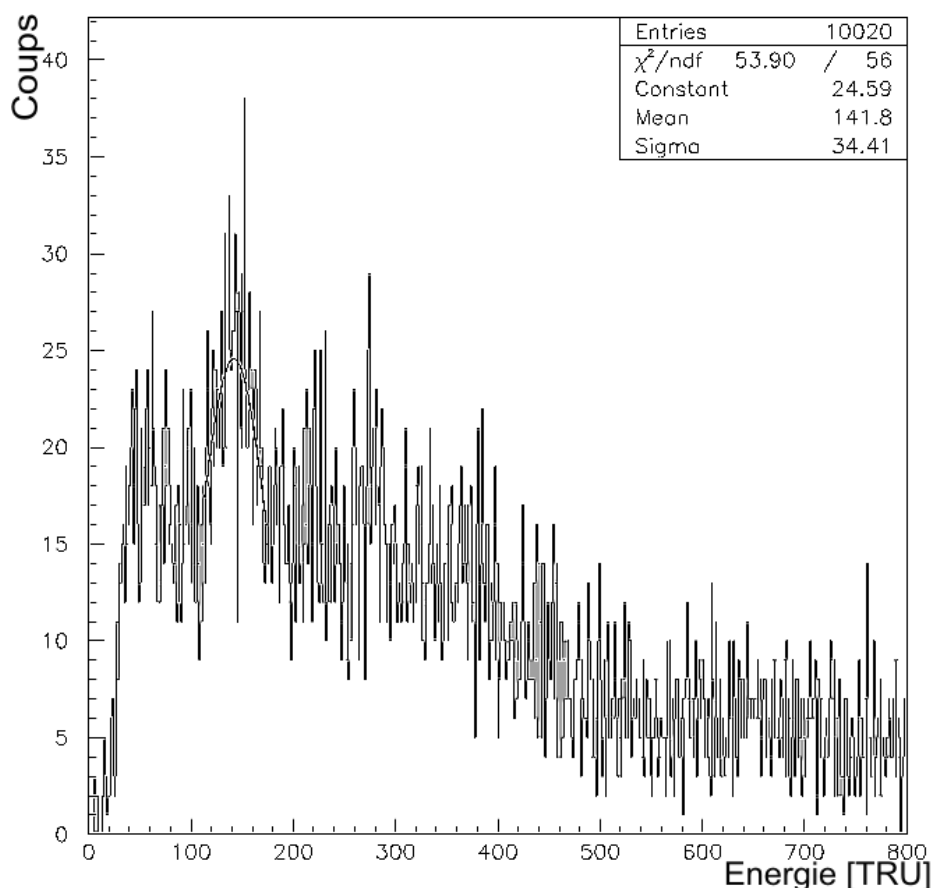


Figure 6.13 Spectre obtenu avec la source de ^{133}Ba .

6.5.2 Spectre déformé. Instabilité du gain.

Outre les problèmes d'oscillations dans les spectres que nous avons déjà examinés (voir figure 6.2), quelques-uns des spectres étaient déformés. Soupçonnant une migration du pic au cours du temps, qui amènerait à une telle forme, j'ai scindé les données et dessiné les spectres pour des intervalles de temps de 1,4 h environ. L'évolution dans le temps d'un spectre de ^{241}Am est donné à la figure 6.14. En superposant les spectres, on peut s'imaginer la déformation du spectre initial.

Les données en question ont été prises suite à une modification du système de purification du gaz, à savoir ajout du filtre Hydrox. Le phénomène observé démontre clairement la sensibilité de nos mesures aux impuretés présentes dans le gaz.

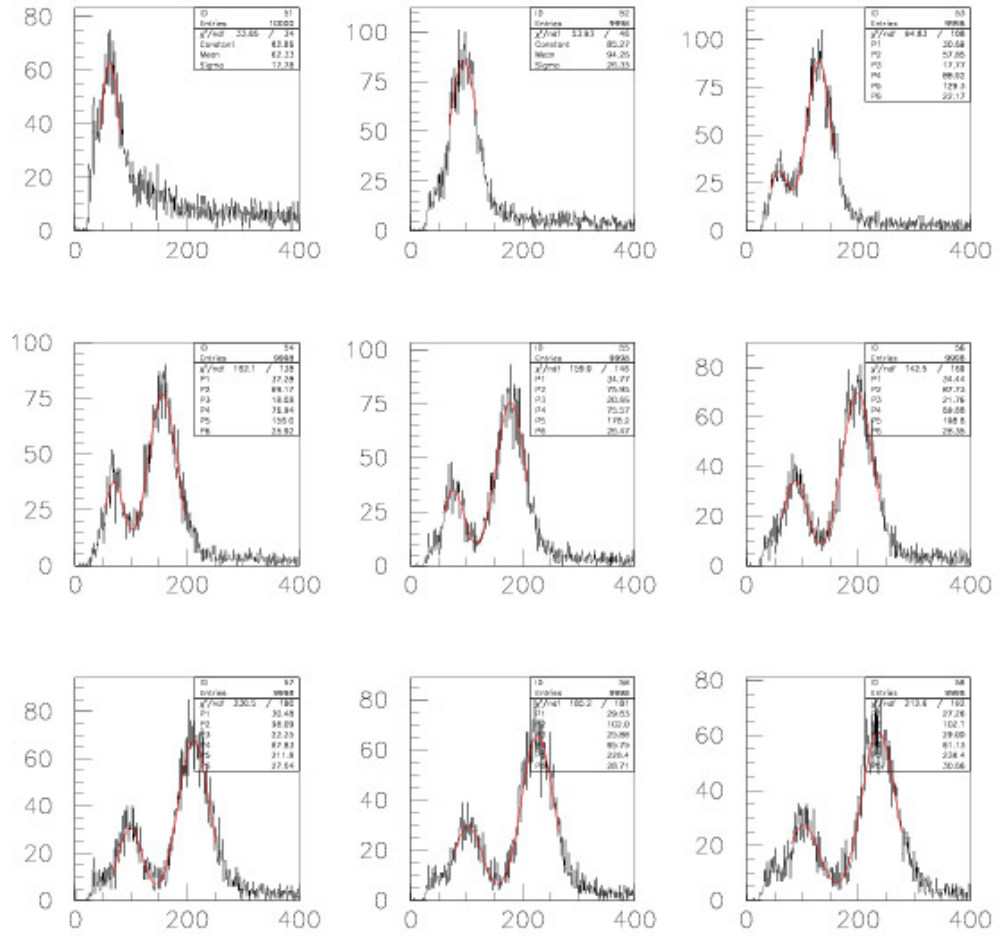


Figure 6.14 Migration des spectres obtenus avec une source de ²⁴¹Am.

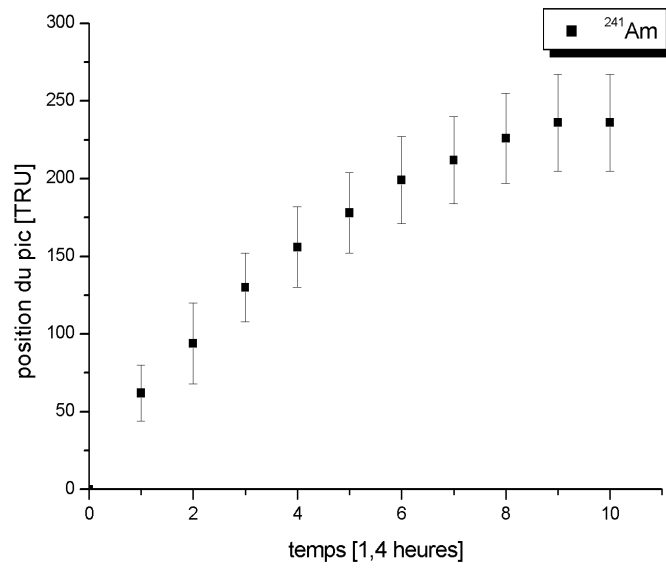


Figure 6.15 Suivi horaire de la positions du pic.

6.5.3 Courbe d'étalonnage

Les fichiers d'étalonnage ne représentant pas d'oscillations après la correction d'énergie avec la carte de gains et dont le gain s'est avéré suffisamment constant pouvaient être utilisés pour l'étalonnage.

L'ajustement sur une ou deux gaussiennes des pics a donné les positions (en unités TRU) qui, dessinées en fonction des énergies correspondantes et après avoir appliqué une régression linéaire, permettaient d'établir les coefficients d'étalonnage du détecteur. Un exemple d'étalonnage effectué au moyen de trois points est montré à la figure 6.16.

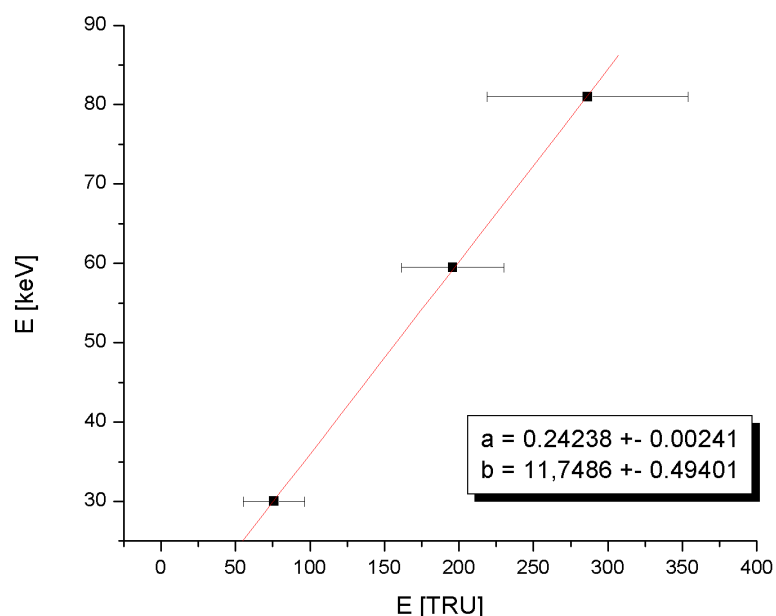


Figure 6.16 Droite d'étalonnage. Les points sont (dans l'ordre): K-couche de xénon, ^{241}Am et ^{133}Ba .

6.5.4 Suivi mensuel

Nous avons vu sur la figure 6.14 un exemple extrême de variation de gain en espace de quelques heures, liée à la qualité du gaz¹⁹. Comme les prises de données dureraient plus longtemps que celles des données pour l'étalonnage, il est impératif de ne pas avoir de telles extrêmes variations au cours de la mesure. Pour une partie des mesures, nous n'avons malheureusement aucune connaissance sur la stabilité du gain. Toutefois, il est tout à fait « naturel » d'avoir deux prises de données ayant les gains différents, la différence pouvant provenir des

¹⁹ Qui allait plutôt dans « le bons sens ».

différences des pressions, température, qualité du gaz due à la saturation de l'Hydrox, craquage des molécules de quencher etc. Il est donc indispensable de répéter l'étalonnage du détecteur aussi souvent que possible, pour en suivre l'évolution.

Les paramètres d'étalonnage obtenus par le procédé expliqué dans le paragraphe précédent sont suivis en fonction du temps. Une interpolation linéaire permet d'obtenir les coefficients pour une période de données définie.

La relation définitive qui nous servira à calculer l'énergie en keV à partir de l'énergie en unités TRU, et qui en même temps inclue les variations du gain dans le temps est la suivante,

$$E = \left(\frac{dg}{dt} \cdot \Delta t + g_0 \right) \cdot \text{TRU} + \frac{do}{dt} \cdot \Delta t + o_0$$

où g désigne le gain, o l'offset, E l'énergie et Δt le temps entre les points d'étalonnage. Le cas $\Delta t=0$ donne la courbe d'étalonnage comme celle de la figure 6.16.

En ce qui concerne les données à 3 bar, le suivi mensuel du gain a confirmé des variations importantes (voir figure 6.17). La figure 6.18 illustre les variations relatives entre le début et fin de chacune des mesures. Trois périodes se sont montrées plus stables et ont été utilisées. Certaines périodes ayant pu être utilisées sont ensuite marquées par la mauvaise qualité du spectre double bêta. Malheureusement, rien ne garantit qu'il n'y avait pas d'instabilité du gain entre les points mesurés. Dans ce cas, notre hypothèse d'une variation linéaire du gain dans le temps serait inexacte.

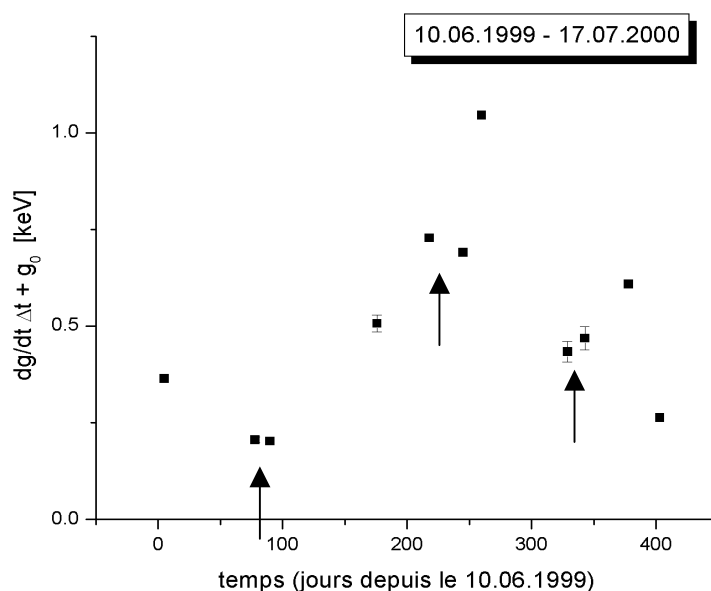


Figure 6.17 Gain en fonction du temps, pour les mesures du xénon enrichi en ^{136}Xe à 3 bar. Les flèches désignent les périodes finalement utilisées pour l'analyse.

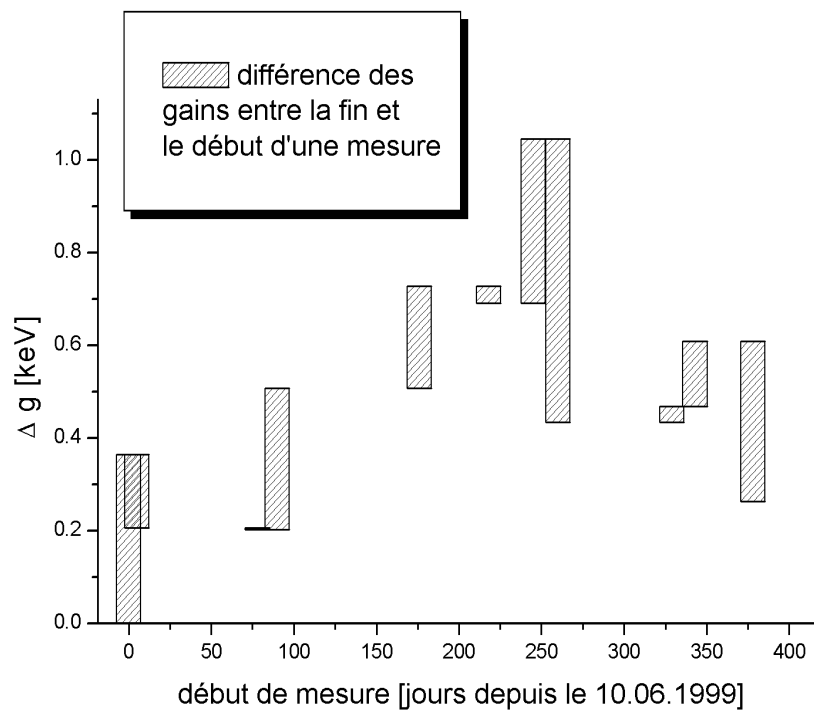


Figure 6.18 Variations des gains pour chacune des mesures $\beta\beta$ de la figure 6.17.

7 Résultats

7.1 Introduction

7.2 Événements à deux électrons ($2e^-$)

7.2.1 Xénon enrichi

7.2.2 Xénon appauvri. Bruit de fond.

7.2.3 Qualité des traces. Rendre la comparaison possible.

7.2.4 Efficacité du scanning

7.3 Événements à un électron ($1e^-$)

7.4 Période du processus $\beta\beta 2\nu$

7.5 Conclusion

7.1 Introduction

Toute la période de prise de données à 3 bar avec du xénon enrichi a été marquée par des nombreux problèmes expérimentaux. Un scénario semblable a été déjà vu lors les mesures précédentes, avec du xénon appauvri [Lue 99]. Citons les différentes sources de problèmes : primo, le manque d'information indispensable pour effectuer l'étalonnage en énergie, ou bien des variations importantes des paramètres de celui-ci, et secundo, des erreurs dans le codage des événements. C'est la raison pour laquelle seulement une partie des données double bêta a pu être exploitée – uniquement celle pour laquelle l'étalonnage en énergie a pu être réalisé et dont les spectres n'avaient pas d'allure corrompue. De plus, dans certains fichiers, une partie d'événements qui ont été mal codés a dû être exclue d'analyse. Le temps de prise de données était par conséquent réduit.

Pour récolter un maximum d'information, j'ai fait une utilité informatique simple capable de réparer une partie des fichiers corrompus, en enlevant les données mal codées, permettant ainsi au programme d'analyse de poursuivre son exécution sur un maximum des données.

Les résultats ci-présentés correspondent aux 100.5 heures de mesures avec du xénon appauvri en ^{136}Xe (d'abondance isotopique inférieure à 0.5%) et à 64.2 heures de mesures du xénon enrichi en ^{136}Xe à 62.5%. Dans le reste de ce chapitre, je désignerai ces deux mesures par les termes « du xénon appauvri », ou bien « du xénon enrichi », par souci de simplicité.

7.2 Événements à deux électrons ($2e^-$)

7.2.1 Xénon enrichi

La recherche de la désintégration double bêta repose sur l'identification et la sélection des événements à deux électrons. Un premier tri des données a été effectué au moyen des algorithmes (scanning automatique). Les événements qui ont passé ce cap étaient ensuite soigneusement scannés manuellement. Les $2e^-$ ainsi sélectionnés ont été visionnés une troisième fois par deux physiciens. Leur spectre en énergie est donné à la figure 7.1, dans l'intervalle d'énergies entre 750 et 2100 keV.

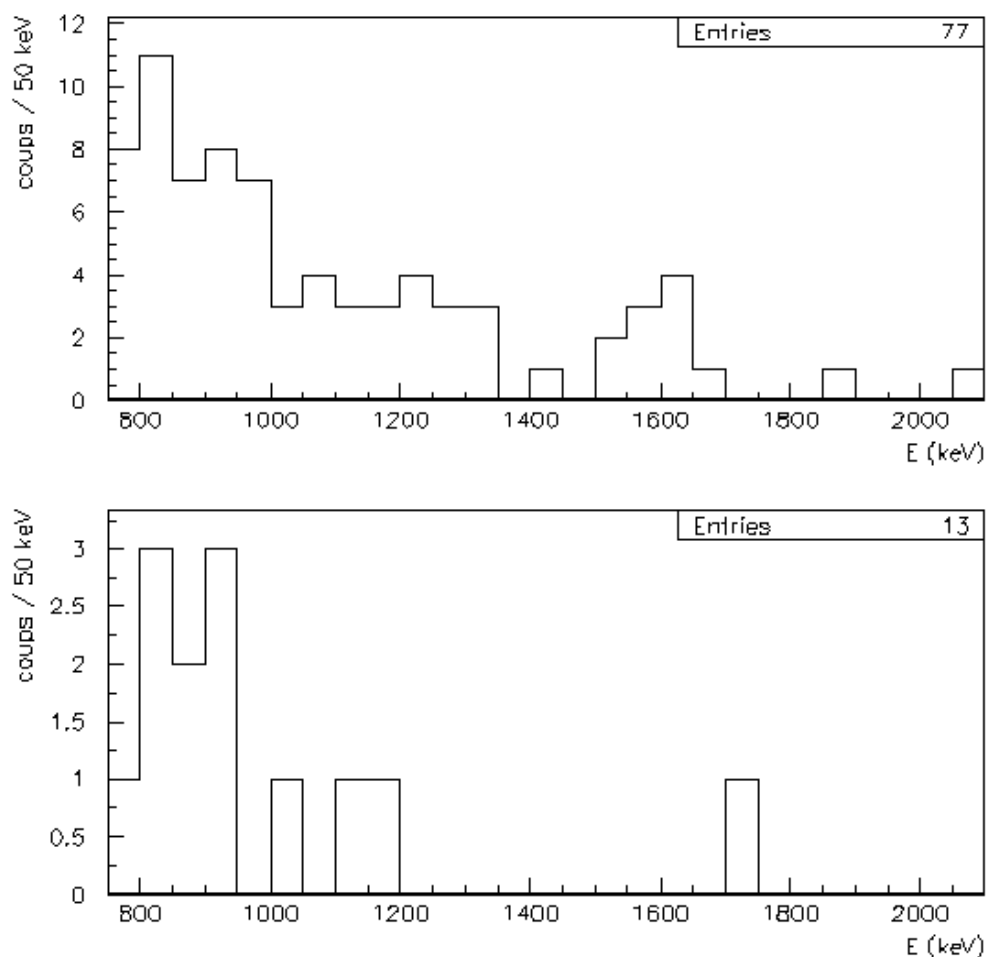


Figure 7.1 Somme des énergies cinétiques des deux électrons mesurés dans le xénon enrichi (en haut) et le xénon appauvri (en bas).

7.2.2 Xénon appauvri. Bruit de fond.

Les mêmes mesures ont été effectuées avec le xénon appauvri. Ayant une quantité des noyaux émetteurs quasiment nulle, le spectre en énergie ainsi obtenu donne une idée du bruit de fond. Nombreux sont les processus pouvant engendrer des événements $2e^-$ et ainsi mimer les événements $\beta\beta$. Les candidats les plus « dangereux » sont les électrons issus de la diffusion Møller des particules bêta, ou bien des cascades $\beta\gamma$. Leurs origines, ainsi que les mécanismes de création sont expliqués plus en détail dans l'annexe.

Le spectre $2e^-$ mesuré dans le xénon appauvri est illustré en bas de la figure 7.1.

7.2.3 Qualité des traces. Rendre la comparaison possible.

Lors du scanning manuel des données, j'ai constaté de visu la mauvaise qualité des traces, à savoir la présence de trous dans les traces de certains fichiers des données appauvries. La reconnaissance visuelle des traces a été rendue, par ce fait, plus difficile par rapport aux données enrichies. J'ai pu établir qu'il s'agissait de 52% des pistes X, respectivement 57% des pistes Y, dont nous n'avions pas de réponse. Comme on peut le voir en haut de la figure 7.2, chaque deuxième piste restait muette, laissant penser que le châssis qui les alimentait était hors service.

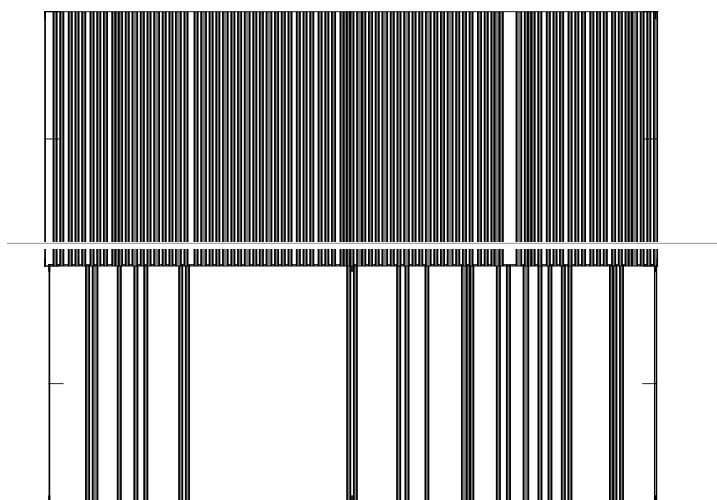


Figure 7.2 Etat des pistes X lors de certaines mesures. (Haut : appauvri ; bas : enrichi). Les pistes Y étaient dans un état semblable.

Pour comparaison (voir en bas de la figure 7.2), le taux maximal des pistes défectueuses est habituellement de l'ordre 15 %.

Il est évident que le scanning allait être affecté par ce phénomène, vu la faible qualité de la reproduction de la trace. La figure 7.3 illustre une même trace vue pas ces deux différents dispositifs expérimentaux.

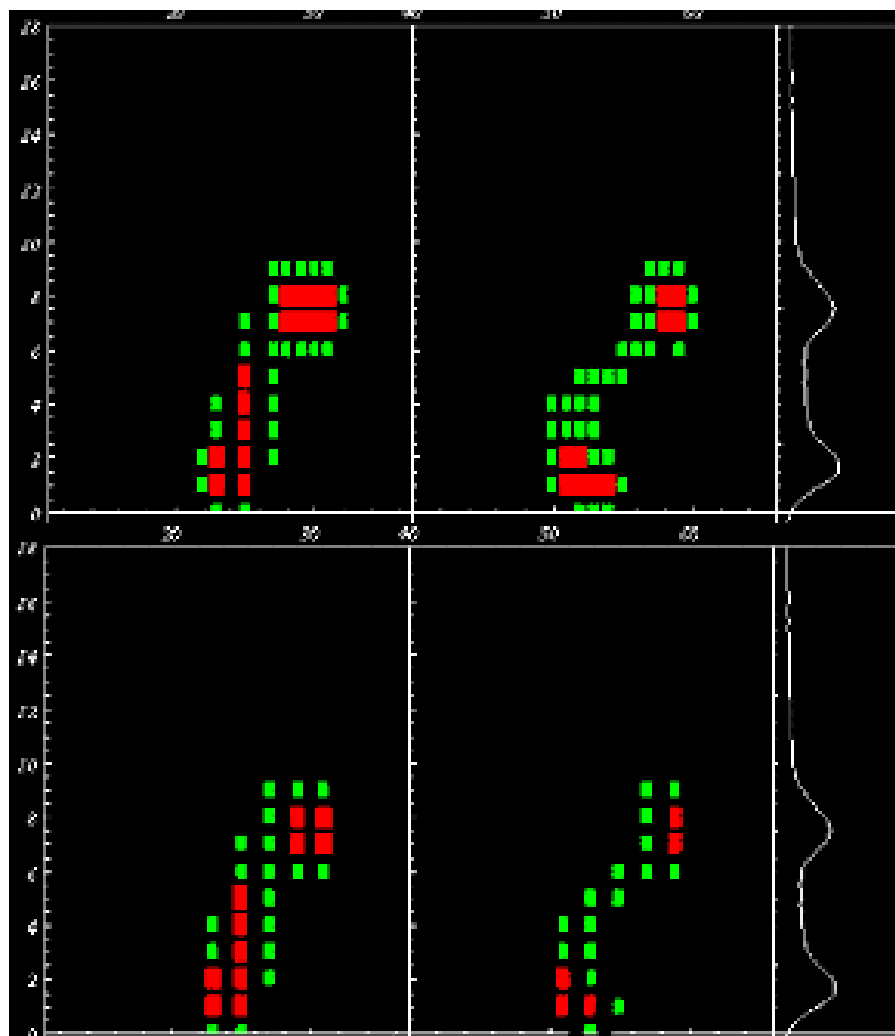


Figure 7.3 La même trace vue sur les pistes fonctionnant normalement (en haut) et sur les pistes à moitié défectueuses (en bas). Cette dernière a été simulée. L'événement s'est produit dans le xénon appauvri.

Comme aucune réparation des données appauvries n'était possible, il fallait inventer un procédé qui permettrait de rendre les données comparables. Dans ce but, j'ai fait un exercice simple pour estimer l'influence des pistes mortes sur les données enrichies. Plus précisément, je les ai visionnées après avoir discrédité les pistes concernées (voir figure 7.2, en haut). Le résultat de ce scanning n'était pas vraiment surprenant : seulement 58% des événements mesurés dans

l'enrichi (de la figure 7.1) étaient désignés comme des $2e^-$. Leur distribution en énergie est illustrée à la figure 7.4.

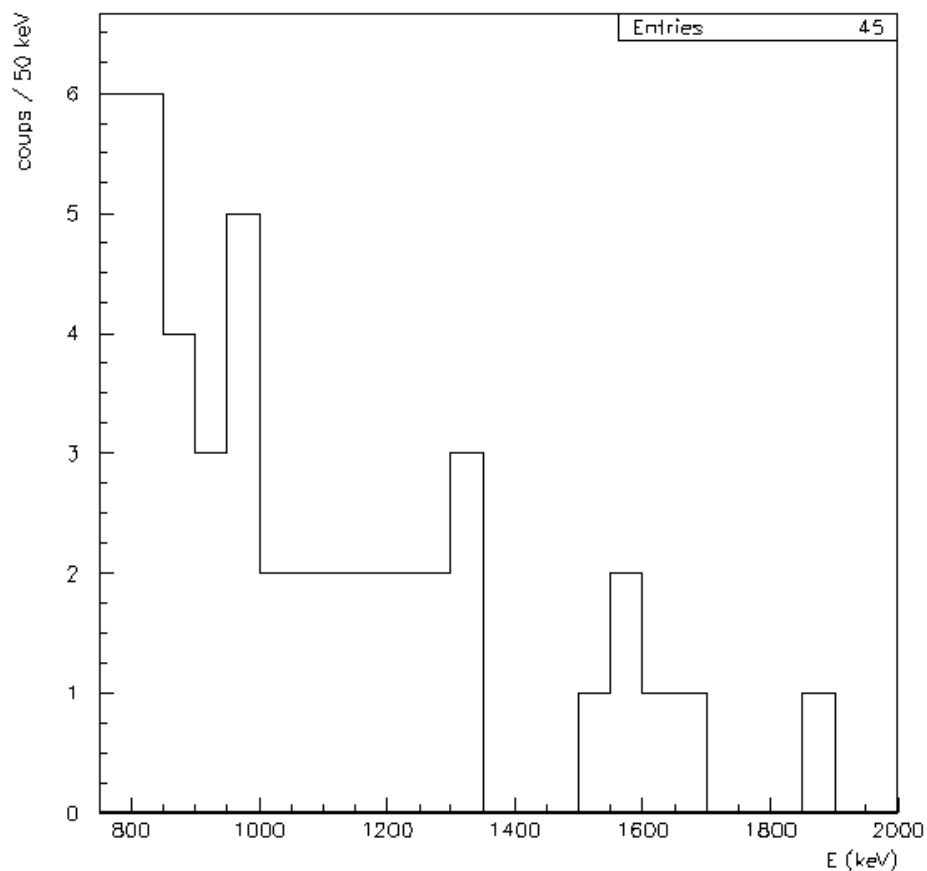


Figure 7.4 Spectre de $2e^-$ dans le xénon enrichi obtenu après la suppression par simulation des pistes insensibles de la figure 7.2.

7.2.4 Efficacité du scanning

Dans notre groupe, l'efficacité du scanning est usuellement calculée au moyen des simulations Monte Carlo basées sur GEANT²⁰. Les détails sur ces calculs peuvent être trouvés dans [Vui 93] et [Lue 99].

L'efficacité moyenne du scanning à 5 bar s'élève à 68 %. Pour les mesures à 3 bar, nous avons pris la même valeur, affectée d'une incertitude de 20%, à cause de pistes défectueuses.

²⁰ GEANT : Logiciel de simulation de la propagation et des interactions des particules dans la matière.

7.3 Événements à un électron (1e⁻)

Le spectre en énergie des événements à un électron représente l'activité totale bêta de la contamination de la source, ainsi que les événements Compton. C'est le résultat de la superposition des contributions individuelles β (ou β semblables) des différents radionuclides provenant principalement des chaînes ^{232}Th et ^{238}U (voir annexe). Les spectres 1e⁻ mesurés dans les xénon enrichi et appauvri sont illustrés à la figure 7.5.

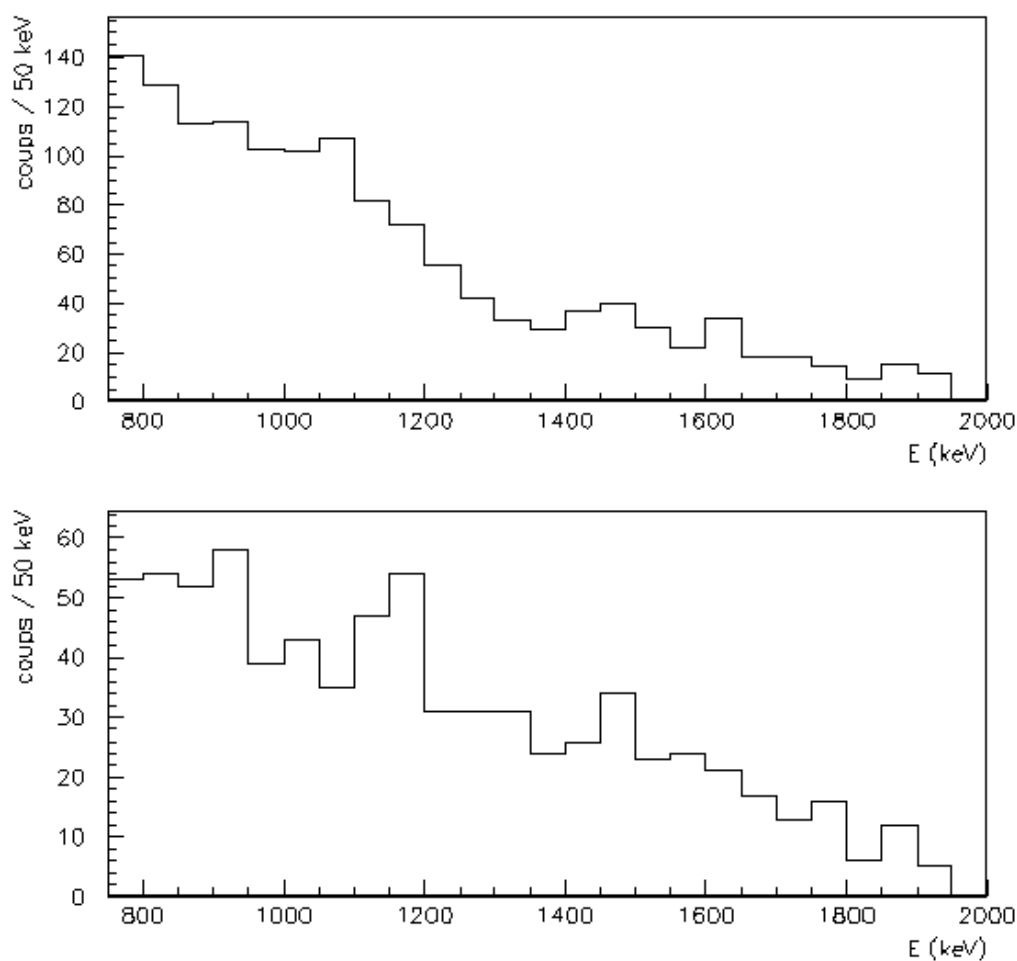


Figure 7.5 Spectre en énergie cinétique des événements 1e⁻ mesuré dans le xénon enrichi (en haut) et appauvri (en bas).

Le premier spectre doit également être pondéré en fonction des pistes mortes. Pour ce faire, un échantillon des électrons a été rescanné après avoir masqué les pistes d'intérêt. Le facteur de correction y relatif s'élève à 76 %. La différence par rapport aux électrons doubles n'est pas surprenante, les électrons ayant une topologie plus simple.

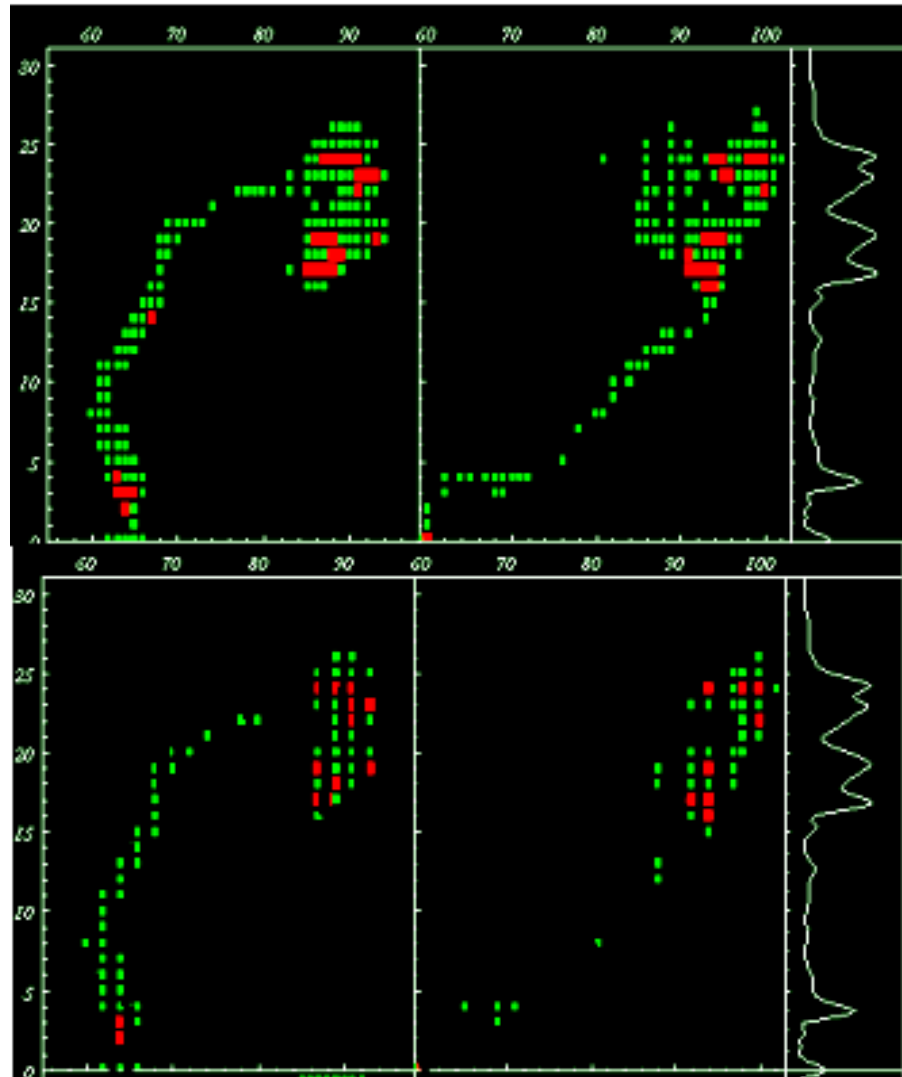


Figure 7.6 Un électron vu sur les pistes fonctionnant normalement (en haut) et sur les pistes à moitié défectueuses (en bas, simulé).

La figure 7.6 montre l'influence des pistes mortes sur les électrons.

Après avoir pris en compte le facteur de correction, les taux de comptage des électrons dans le xénon enrichi, respectivement appauvri sont compatibles, comme le montre le tableau 7.1.

	Enrichi	Appauvri
Taux (coups/h)	16.2 ± 0.5	15.2 ± 0.6

Tableau 7.1 Comparaison de taux de comptage des électrons.

Bien que les taux de comptage soient comparables, nous sommes témoins d'une inconsistance en distribution en énergie dans la fenêtre des énergies considérée, comme l'illustre la figure 7.7. L'explication pourrait se trouver dans le fait que les étalonnages en énergie ne sont pas compatibles. Le même effet n'est, par contre, pas visible dans le cas des événements $2e^-$, vu la faible statistique dans le xénon appauvri.

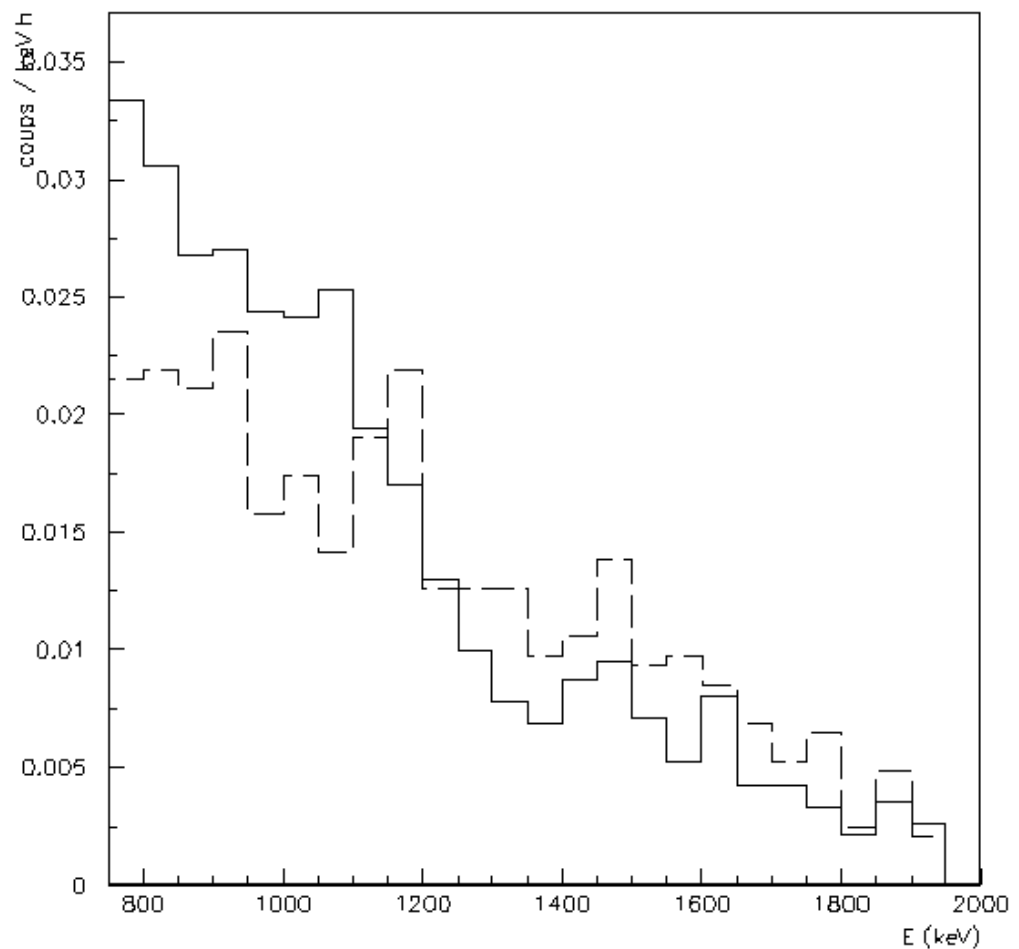


Figure 7.7 Spectre en énergie cinétique des événements $1e^-$ obtenu dans le xénon enrichi (—) et appauvri (----).

7.4 Période du processus $\beta\beta 2\nu$

Après avoir distingué les événements à deux électrons dans les deux sets de données, on procède au calcul de la période du processus double bêta selon la formule :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} = \frac{\ln 2 \cdot \varepsilon_{sc} \cdot \varepsilon_{cont} \cdot \varepsilon_{det} \cdot N_0 \cdot ab \cdot t}{N_{\beta\beta}}$$

où

ε_{sc} – efficacité du scanning (voir 7.2.4) ;

ε_{cont} – *containment* (60.4 %) ;

ε_{det} – efficacité du détecteur ;

N_0 – le nombre de noyaux de xénon dans le détecteur ($1.4 \cdot 10^{25}$) ;

ab – abondance de l'isotope 136 ($62.5 \% \pm 4 \%$) ;

t – durée des mesures ;

$N_{\beta\beta}$ – nombre d'événements double bêta détecté.

La figure 7.8 nous permet de déterminer l'efficacité du détecteur pour les mesures à 3 bar. Pour la plage d'énergies qui nous intéresse, nous avons pris la valeur moyenne, à savoir 50%, et une incertitude de 15%.

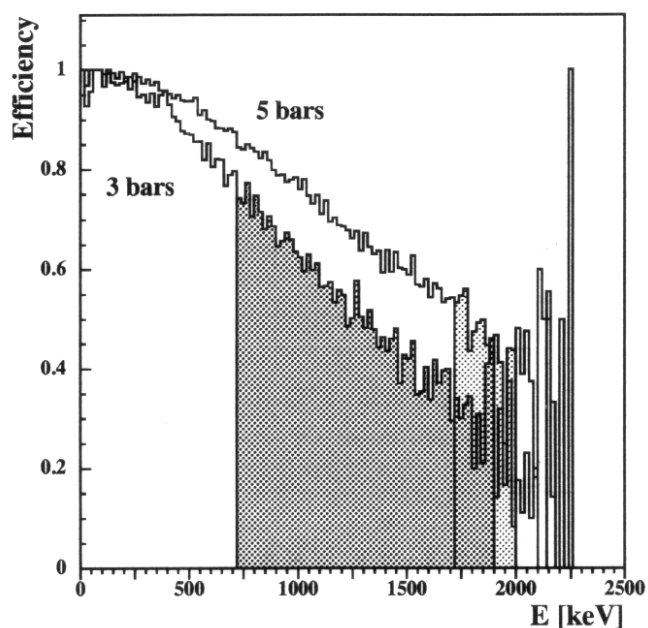


Figure 7.8 Efficacités du détecteur pour les mesures à 3, respectivement 5 bar. Dans les fenêtres d'énergies considérées (hachuré), elle est linéaire avec l'énergie.

Les résultats correspondent aux 64.2 h de mesures du xénon enrichi et 100.5 h de l'appauvri. Les deux spectres, normalisés, sont illustrés à la figure 7.9.

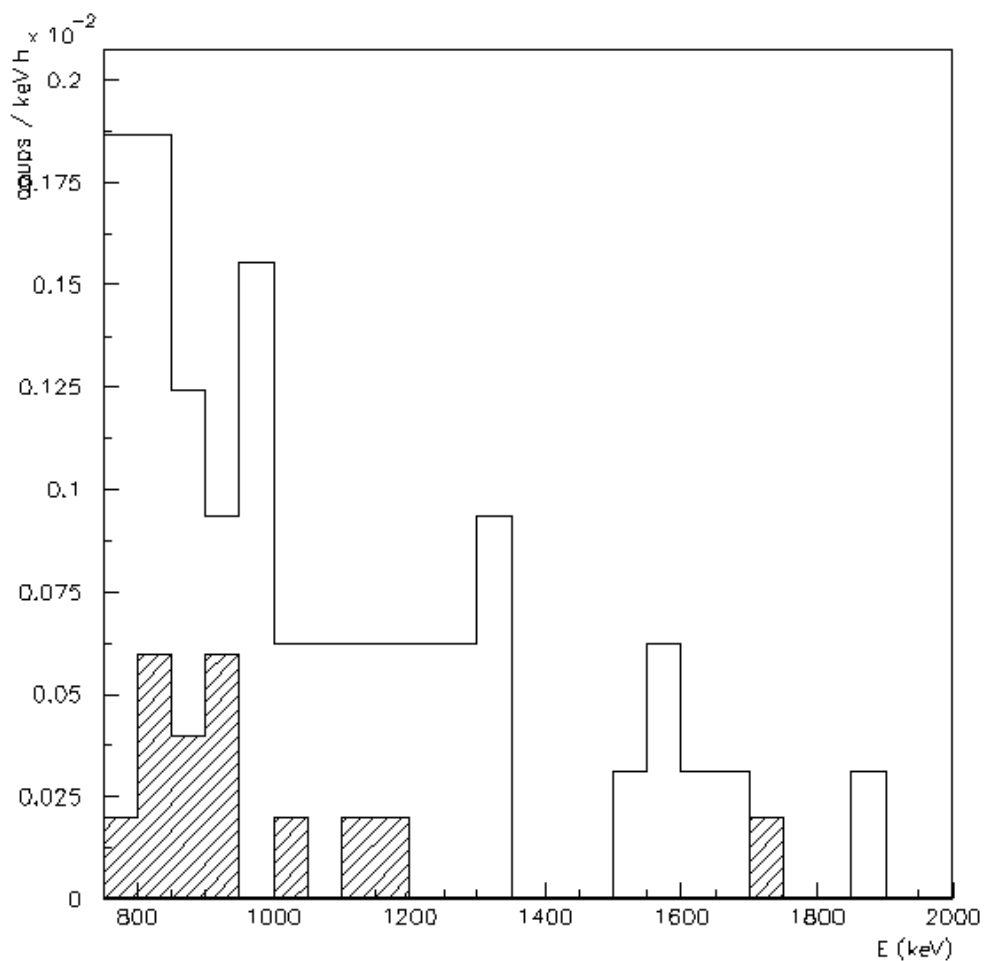


Figure 7.9 Somme des énergies cinétiques des deux électrons mesurés dans le xénon enrichi (en blanc) et le xénon appauvri (hachuré).

Le spectre de la désintégration $\beta\beta_{2\nu}$ est obtenu après la soustraction du bruit de fond ($2e^-$ du xénon appauvri) du spectre $2e^-$ mesuré dans le xénon enrichi (voir figure 7.10). Ce spectre est comparé avec la courbe théorique.

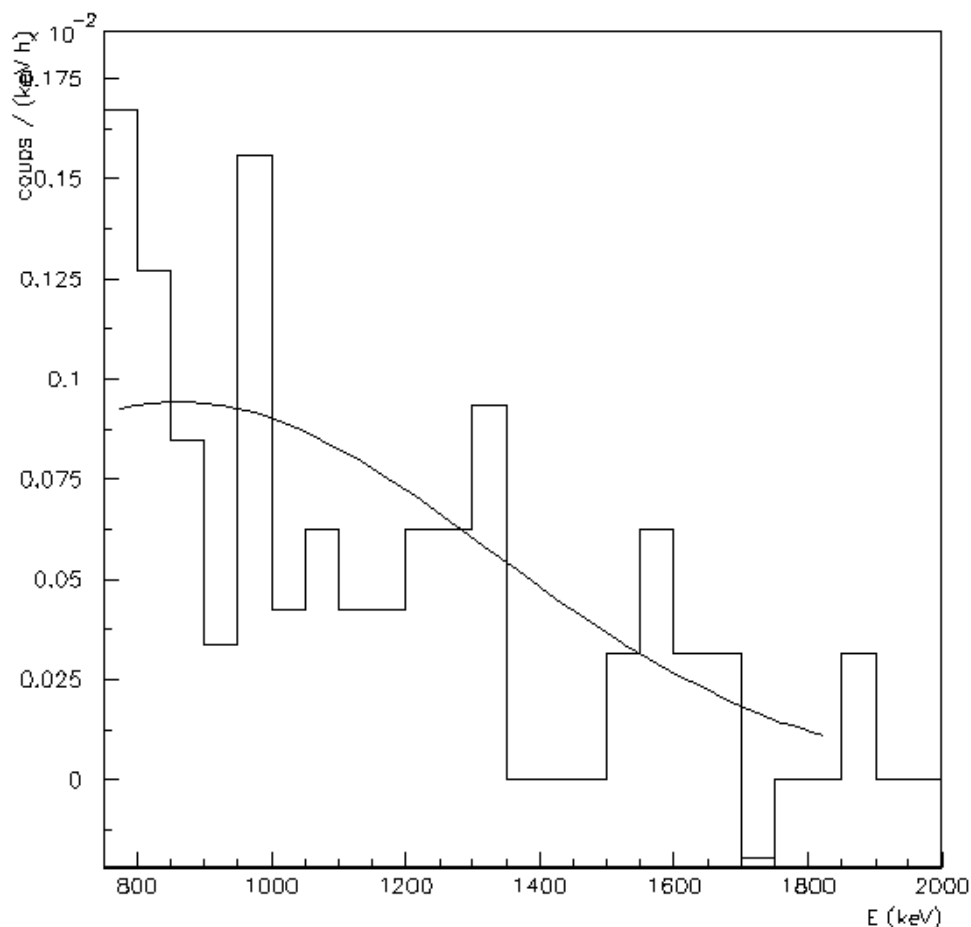


Figure 7.10 Spectre de somme des énergies des événements $\beta\beta$ obtenu après la soustraction des spectres $2e^-$ de l'enrichi et $2e^-$ de l'appauvri. Il est comparé avec la courbe théorique de la désintégration double bêta du ^{136}Xe .

Nous avons détecté (45 ± 7) désintégrations $\beta\beta$ dans le xénon enrichi, respectivement (8 ± 3) désintégrations dans le xénon appauvri²¹. Il s'agit des nombres bruts, non corrigés par les efficacités.

La période du processus $\beta\beta 2\nu$ de ^{136}Xe y correspondante s'élève à

$$T_{1/2}^{2\nu} = (2.5 \pm 1.2) \times 10^{20} \text{ an.}$$

Vu l'incertitude de ce résultat, l'évidence de l'observation $\beta\beta 2\nu$ est faible.

Si l'on exclut la soustraction du bruit du fond du calcul, qui a, comme vu, apporté une grosse incertitude au résultat, la demi-vie se situe dans la plage suivante :

$$T_{1/2}^{2\nu} > (2.0 \pm 0.7) \times 10^{20} \text{ an.}$$

²¹ Les deux normalisés à un temps de mesure de 64,2 heures.

7.5 Conclusion

L'analyse des données a porté sur les mesures à 3 bar de la désintégration double bêta du ^{136}Xe de l'expérience du Gothard. Les mesures ont été effectuées entre 1999 et 2000 à l'aide d'une Chambre à Projection Temporelle, située dans le laboratoire souterrain du Gothard.

Vu la qualité variable des données prises à l'époque, seules 62.4 h de données avec le xénon enrichi en ^{136}Xe et 100.5 h de données appauvries en ce même isotope ont pu être analysées.

La période du processus $\beta\beta 2\nu$ déterminée à partir de ces données s'élève à

$$T_{1/2}^{2\nu} = (2.5 \pm 1.2) \times 10^{20} \text{ an.}$$

Ce résultat est compatible avec nos précédentes mesures à 5 bar dans le même gaz [Lue 98] (voir tableau 7.2). L'accord avec les autres expériences, plus récentes, est moins bon (voir tableau 7.3).

Finalement, si on supprime la soustraction des données appauvries particulièrement affectées par le problème des pistes défectueuses, et qui a apporté une erreur statistique importante au résultat précédent, on obtient pour la limite inférieure de la demi-vie le résultat suivant :

$$T_{1/2}^{2\nu} > (2.0 \pm 0.7) \times 10^{20} \text{ an.}$$

		$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$ [an]
Théorie		
QRPA [Sta 90] ($T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu \text{max}}$)		2.1×10^{22}
QRPA [Vog 94]		8.4×10^{20}
NSM [Cau 96]		2.1×10^{21}
Mesures		
5 bar		$> 3.6 \times 10^{20}$ (90% C.L.)
3 bar		$(2.5 \pm 1.2) \times 10^{20}$

Tableau 7.2 Périodes du processus $\beta\beta 2\nu$ calculées par trois modèles théoriques et comparées avec celles mesurées précédemment dans l'expérience du Gothard.

Expérience	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$ [an]	$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}$ [an]
Gothard (TPC) ^{a)}	$> 3.6 \times 10^{20}$	$> 4.4 \times 10^{23}$
Baksan (CPMF) ^{b)}	$> 8.1 \times 10^{20}$	-
LNGS (CP) ^{c)}	$> 1.0 \times 10^{22}$	$> 1.2 \times 10^{22}$

Tableau 7.3 Limites sur la période des processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ établies par trois expériences double bêta de ^{136}Xe . Les résultats a), b) et c) sont données à 90% C.L. et sont tirés de, dans l'ordre, [Lue 98], [Gav 00] et [Ber 02].

Annexe

Bruit de fond

8 Bruit de fond

8.1 Introduction

8.2 Sources du bruit de fond

8.2.1 Rayons cosmiques

8.2.2 Chaînes radioactives naturelles

8.2.3 Neutrons

8.3 Mécanismes d'apparition

8.1 Introduction

Une bonne connaissance du bruit de fond, ainsi qu'une réduction efficace de celui-ci s'avère d'une importance primordiale dans des expériences double bêta. Tout événement à deux électrons émis d'un vertex commun, d'énergie dans la fenêtre étudiée et qui, en même temps, ne provient pas de la désintégration $\beta\beta$, représente le bruit de fond.

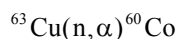
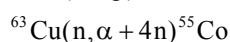
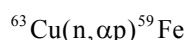
Etudier le bruit de fond dans les détails demanderait une étude séparée. Je me contenterai de présenter ici une synthèse des sources principales et des mécanismes de production des événements $2e^-$ non originaires du processus $\beta\beta$, sans aller dans les détails.

8.2 Sources du bruit de fond

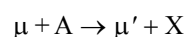
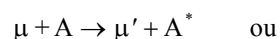
8.2.1 Rayons cosmiques

Les particules qui atteignent l'atmosphère terrestre, entrent en collisions avec les noyaux de celle-ci produisant, entre autres, des pions qui se désintègrent ensuite en muons. Ces derniers contribuent au bruit de fond à travers plusieurs processus se déroulant soit dans la roche, soit dans l'enceinte du détecteur, et ceci par exemple :

- En produisant des neutrons rapides dans l'enceinte en cuivre, pouvant conduire à des réactions suivantes :



- En créant des noyaux non-stables excités (*) ou d'autres noyaux X selon la réaction :



Les isotopes ainsi obtenus n'ont pas de longue vie ou ont une basse énergie. Ce type de bruit de fond est en conséquence négligeable.

- En produisant des photons de haute énergie par le rayonnement de freinage.

Les effets de ce type de bruit de fond sont passablement atténués dans notre cas, grâce à l'emplacement souterrain du détecteur (voir chapitre 4).

8.2.2 Chaînes radioactives naturelles

Il est connu que la radioactivité du granite est plus importante que celle des terrains sédimentaires. Les mesures ont été faites pour connaître la radioactivité naturelle de la roche du Gothard : étant composée de granite rouge, elle contient 10 ppm de ${}^{232}\text{Th}$ et ${}^{238}\text{U}$, deux isotopes précurseurs de principales chaînes de la radioactivité naturelle (voir figure 8.6).

Les particules α et β produites dans la roche ne représentent pas directement une source de bruit de fond, vu leur faible pouvoir de pénétration. Par contre, certaines étapes de la désintégration sont accompagnées par une production des photons, qui, pénétrants, peuvent contribuer au bruit de fond.

Comme la roche, les composantes du détecteur contiennent aussi des traces des chaînes radioactives. Le danger de contamination potentielle n'est pas négligeable, étant donné que ces matériaux sont voisins ou en contact direct avec le gaz. Seulement une purification

constante et efficace du gaz, ainsi qu'un choix soigneux de matériaux de construction peut diminuer les effets de cette source de bruit de fond.

Pour la recherche $\beta\beta$ et plus particulièrement du signal $\beta\beta 0\nu$, malgré la valeur Q de ^{136}Xe élevée, certains isotopes présents dans les chaînes naturelles sont des sérieuses sources de bruit de fond²². Il s'agit de ^{214}Bi ($Q_\beta = 3.27 \text{ MeV}$) et de ^{208}Tl ($Q_\beta = 4.99 \text{ MeV}$). Les figures 8.1 et 8.2 illustrent leurs schémas de désintégration simplifiés, où l'on peut apercevoir les transitions principales.

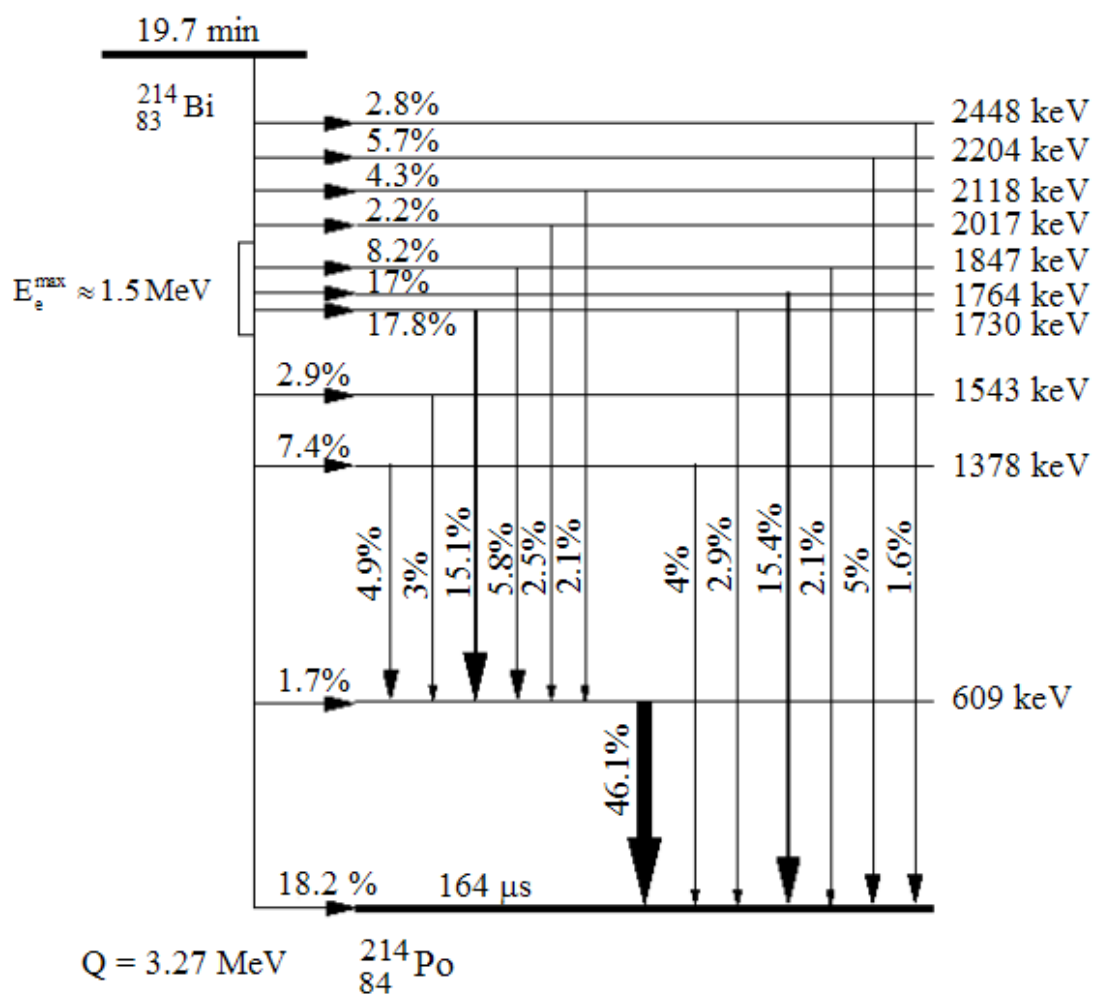


Figure 8.1 Schéma simplifié de désintégration de ^{214}Bi . Seulement les transitions γ et β principales, d'intensité supérieure à 2 % sont affichées.

²² Comme déjà discuté dans le chapitre 1, la désintégration $\beta\beta 2\nu$ représente aussi une source potentielle du bruit de fond pour la recherche $\beta\beta 0\nu$.

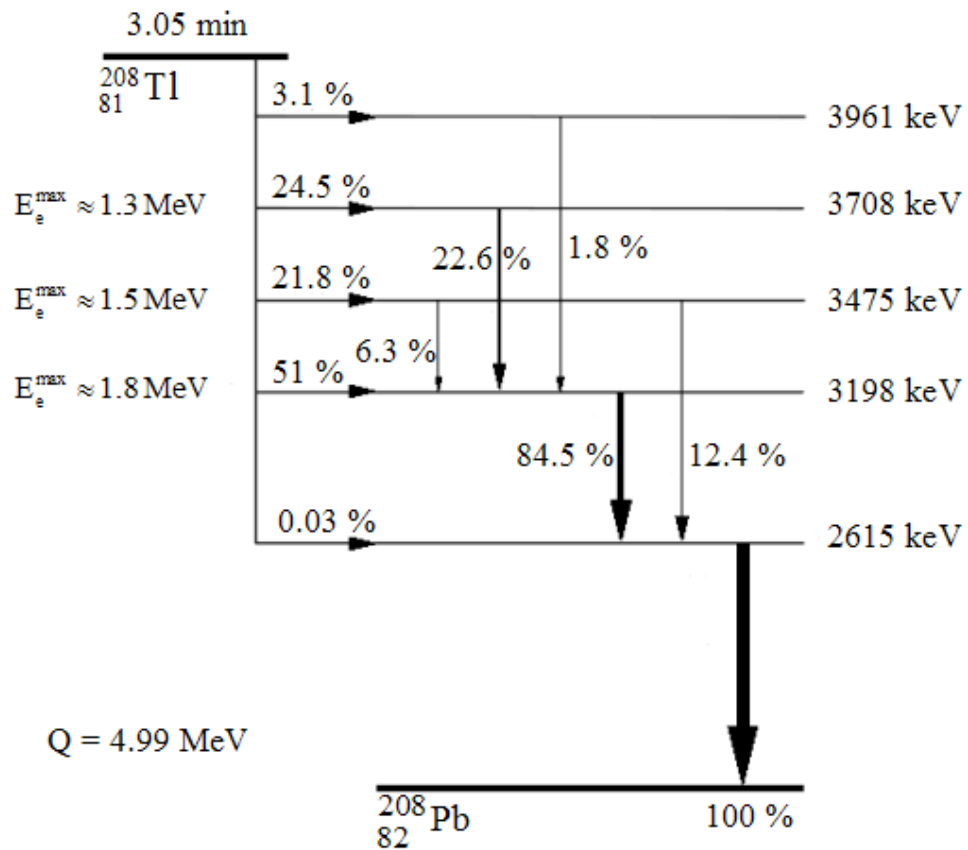


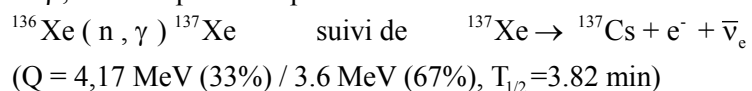
Figure 8.2 Schéma simplifié de désintégration de ^{208}Tl .

8.2.3 Neutrons

La présence des chaînes radioactives dans les environnements donne également naissance à des neutrons à travers des réactions des fissions spontanées de l'uranium et du thorium. De plus, les neutrons peuvent être éjectés des matériaux par des particules α ou des muons cosmiques. Ils ont des énergies élevées et sont par conséquent appelés rapides ($E > 1\text{MeV}$). Dans la matière, on trouve également les neutrons thermiques ($E = 0.025\text{eV}$) ou épithermiques ($0.025\text{eV} < E < 1\text{MeV}$).

Les neutrons rapides sont thermalisés dans les matériaux, tandis que les neutrons thermiques sont en principe vite arrêtés, étant capturés par les noyaux. Leur capture résulte en émission des protons, particules α et de photons, ces derniers étant très énergétiques. Ce type d'événement peut, entre autres, participer dans le bruit de fond.

La capture de neutrons dans le gaz peut aussi donner lieu à la désintégration β , comme par exemple :



L'électron de cette réaction suivi de l'électron éjecté par le photon peut mimer un événement $\beta\beta$.

8.3 Mécanismes d'apparition

Une partie des événements $2e^-$ sont produits par des photons venant de l'extérieur ou de l'intérieur, qui interagissent avec les atomes du gaz selon les mécanismes expliqués dans le chapitre 2. La section efficace de ces processus dépend de l'énergie du photon. La figure 8.3 montre le spectre des rayons γ mesuré dans le laboratoire.

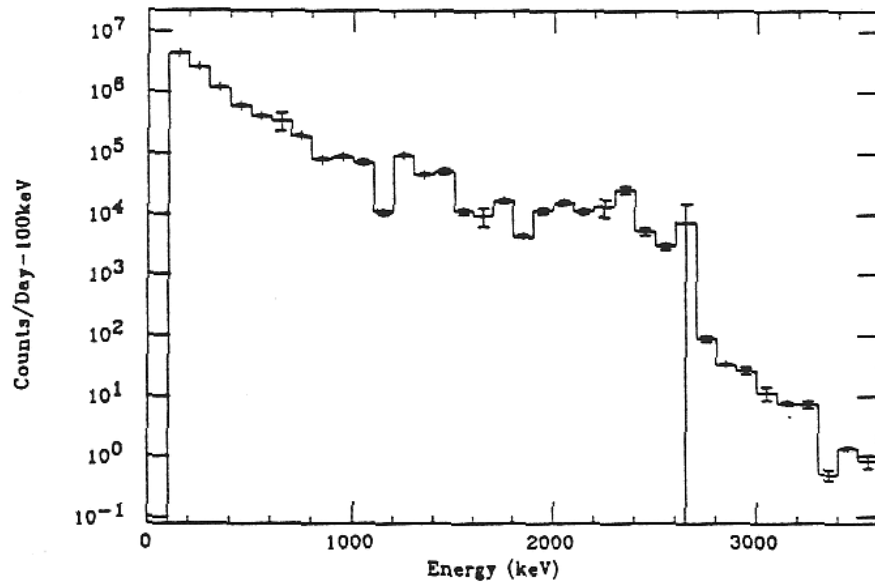


Figure 8.3 Flux de photons mesuré avec un détecteur de germanium dans le tunnel.

La figure 8.4 récapitule les différents processus pouvant produire un événement $2e^-$, causés par des photons.

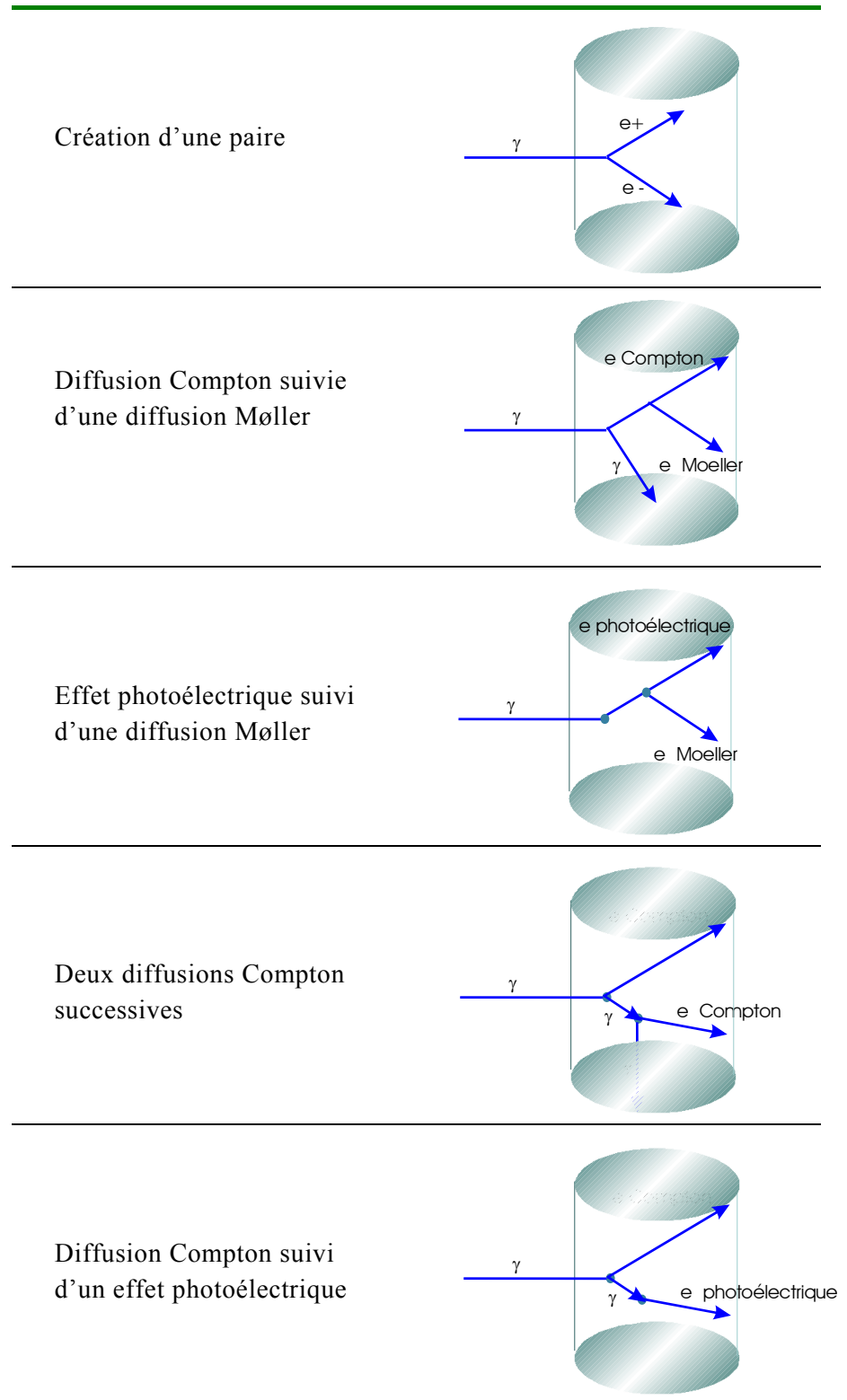


Figure 8.4 Interactions produisant des événements susceptibles de simuler les événements double bêta liés aux sources γ .

La présence des désintégrations β des radioéléments naturels à l'intérieur du détecteur peut également créer des événements $2e^-$, le premier électron étant issu de la désintégration β de ces noyaux et le deuxième provenant de l'un des processus illustrés par la figure 8.5.

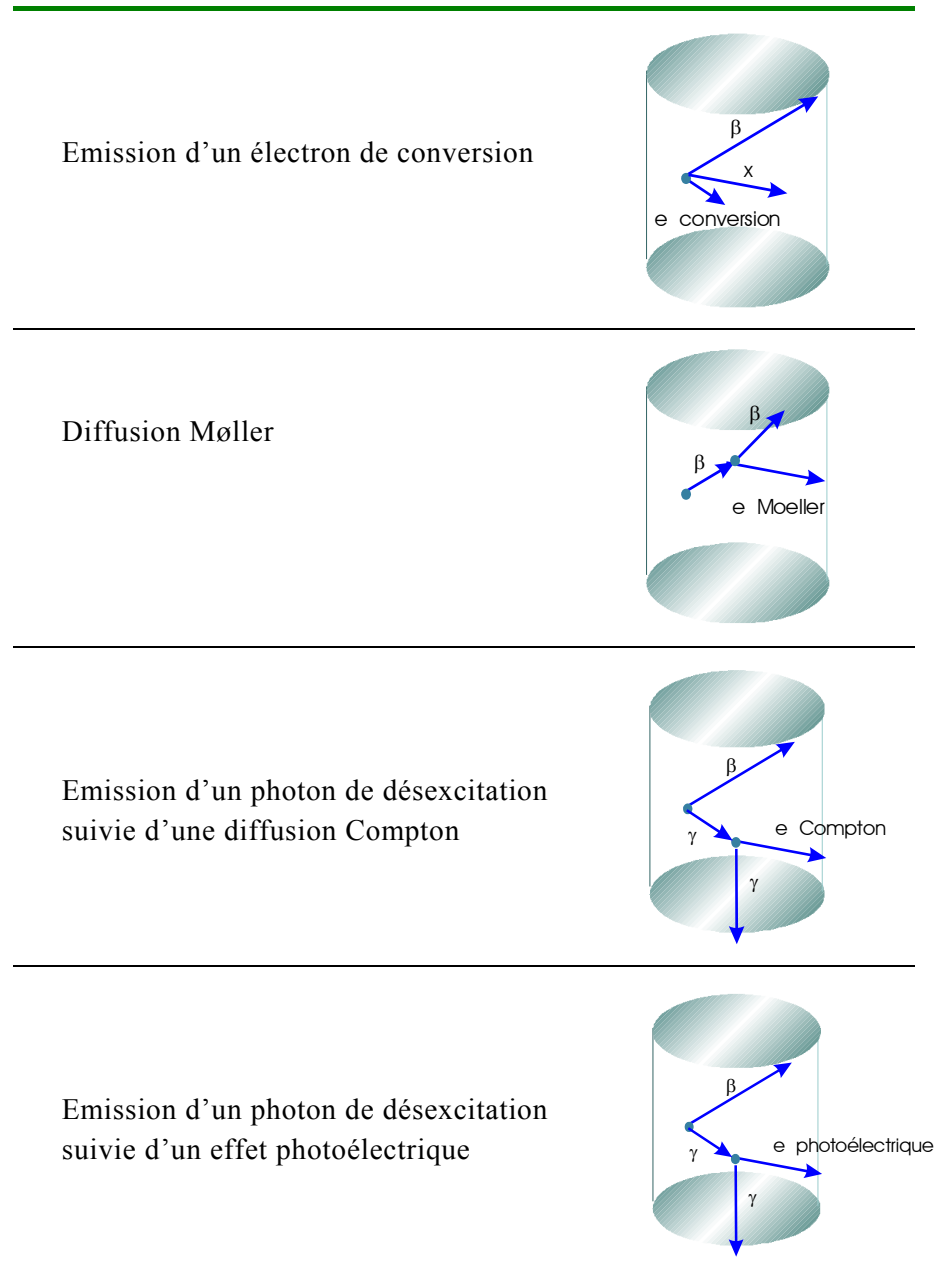


Figure 8.5 Interactions produisant des événements susceptibles de simuler les événements double bêta liés aux sources internes β .

chaînes de désintégrations												^{238}U											
																					$\frac{^{234}\text{Th}}{24.1 \text{ j}}$ ↘	←	$\frac{^{238}\text{U}}{4.47 \text{ Ga}}$
												$\frac{^{234\text{m}}\text{Pa}}{70.2 \text{ s}}$ ↘											
	$\frac{^{214}\text{Pb}}{27 \text{ min}}$ ↘	←	$\frac{^{218}\text{Po}}{186 \text{ s}}$ ←	$\frac{^{222}\text{Rn}}{3.82 \text{ j}}$ ←	$\frac{^{226}\text{Ra}}{1600 \text{ a}}$ ←	$\frac{^{230}\text{Th}}{75.4 \text{ ka}}$ ←						$\frac{^{234}\text{U}}{245 \text{ ka}}$											
	$\frac{^{210}\text{Tl}}{1.3 \text{ min}}$ ↘	←	$\frac{^{214}\text{Bi}}{19.9 \text{ min}}$ ↘																				
	$\frac{^{210}\text{Pb}}{22.3 \text{ a}}$ ↘	←	$\frac{^{214}\text{Po}}{164 \mu\text{s}}$							α ←													
	$\frac{^{206}\text{Tl}}{4.2 \text{ min}}$ ↘	←	$\frac{^{210}\text{Bi}}{5 \text{ j}}$ ↘									β^- ↘											
	$\frac{^{216}\text{Pb}}{\text{stable}}$	←	$\frac{^{210}\text{Po}}{138.4 \text{ j}}$																				
^{232}Th																							
								$\frac{^{228}\text{Ra}}{5.75 \text{ a}}$ ↘	←	$\frac{^{232}\text{Th}}{14 \text{ Ga}}$													
										$\frac{^{228}\text{Ac}}{6.15 \text{ h}}$ ↘													
	$\frac{^{212}\text{Pb}}{10.64 \text{ h}}$ ↘	←	$\frac{^{216}\text{Po}}{0.145 \text{ s}}$ ←	$\frac{^{220}\text{Rn}}{55.6 \text{ s}}$ ←	$\frac{^{224}\text{Ra}}{3.66 \text{ j}}$ ←	$\frac{^{228}\text{Th}}{1.91 \text{ a}}$																	
	$\frac{^{208}\text{Tl}}{3.1 \text{ min}}$ ↘	←	$\frac{^{212}\text{Bi}}{60.6 \text{ min}}$ ↘																				
	$\frac{^{208}\text{Pb}}{\text{stable}}$	←	$\frac{^{212}\text{Po}}{299 \mu\text{s}}$																				
	thallium	plomb	bismuth	polonium	astate	radon	francium	radium	actinium	thorium	protactinium	uranium											
	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92											
nombre atomique Z																							

Figure 8.6 Chaînes radioactives naturelles de ^{238}U et ^{232}Th .

Bibliographie

- [*Aal 02*] C.E. Aalseth et al., Phys. Rev. D65 (2002) 092007, hep-ex/0202026
- [*Abd 02*] J.N. Abdurashitov et al. (SAGE Collaboration), J. Exp. Theor. Phys. 95 (2002) 181-193, astro-ph/0204245
- [*Agu 01*] A. Aguilar et al. (LSND Collaboration), Phys. Rev. D64 (2001) 112007, hep-ex/0104049
- [*Ahm 02*] Q.R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301, nucl-ex/0204008
- [*Alb 03*] W.M. Alberico, S.M. Bilenky, hep-ph/0306239
- [*Ali 98*] G. Alimonti et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 32 (1998) 149-155
- [*Alt 00*] M. Altmann et al. (GNO Collaboration), Phys. Lett. B490 (2000) 16-26, hep-ex/0006034
- [*Amb 00*] M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), Phys. Lett. B478 (2000) 5-13
- [*Apo 99*] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration), Phys. Lett. B466 (1999) 415-430, hep-ex/9907037
- [*Ass 96*] K. Assamagan et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6065-6077
- [*Bac 92*] J.N. Bachall, M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 885

- [Bar 98] R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Eur. Phys. J C2 (1998) 395
- [Baz 03] A.O. Bazarko (MiniBooNE Collaboration), hep-ex/9906003
- [Bel 84] E. Bellotti et al., The Time Projection Chamber, ed. J.A Macdonald, AIP Conf. Proc. 108, New York, 1984
- [Ber 02] R. Bernabei et al., Phys. Lett. B 546 (2002) 23
- [Ber 04] Th. Berghöfer, J. Blümer, J.R. Hörandel, Nucl. Instrum. Meth A 525 (2004) 544
- [Bil 01] Bilenky, Samoil M., Pascoli, S., Petcov, S. T., Phys. Rev. D64 (2001) 113003, hep-ph/0104218
- [Bil 03] S. M. Bilenky, hep-ph/0307186
- [Bil 97] S.M. Bilenky, Neutrinos : past, present, future, Lecture presented at the International School of Physics « Enrico Fermi », Varena, Italy, hep-ph/9710251
- [Boe 01] F. Boehm et al. (Palo Verde Collaboration), Phys. Rev. D64 (2001) 112001, hep-ex/0107009
- [Bon 01] J. Bonn et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) 91 (2001) 273
- [Bus 02] J. Busto, communication personnelle
- [Cah 95] R. Cahn, Discours à Berkeley, 1995, <http://www.lbl.gov/Science-Articles/Archive/distinguished-standing.html>
- [Cau 96] E. Caurier et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1954
- [Cle 98] B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496 (1998) 505
- [Dan 00] M. Danilov et al., Phys.Lett. B 480 (2000) 12
- [Egu 02] K. Eguchi et al. (KamLAND Collab.) Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802

- [*Eid 04*] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 592, 1 (2004), <http://pdg.lbl.gov>
- [*Ell 02*] S.R. Elliott, P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52 (2002) 115-151, hep-ph/0202264
- [*Far 96*] J. Farine, Nouvelles techniques bas-bruit pour expériences neutrino à basse énergie. Premiers résultats., 1996, thèse
- [*Fer 02*] F. Feruglio, A. Strumia et F. Vissani, Nucl. Phys. B637 (2002) 345-377, hep-ph/0201291
- [*Fuk 02*] S. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B539 (2002) 179-187, hep-ex/0205075
- [*Fuk 98*] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562, hep-ex/9807003
- [*Gat 79*] E. Gatti et al., Nucl. Instrum. Meth 163 (1979) 83-92
- [*Gav 00*] Ju.M. Gavriljuk et al., Phys. Rev. C61 (2000) 035501
- [*Gla 61*] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [*Goe 35*] M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. 48 (1935) 512-16
- [*Gul 00*] M. Guler et al. (OPERA Collaboration), CERN-SPSC-2000-028, 2000
- [*Ham 99*] W. Hampel et al. (GALLEX Collaboration), Phys. Lett. B447 (1999) 127
- [*Jor 97*] C. Joram, Particle Detectors, CERN Academic Training 97/98
- [*Kla 02*] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Part. Nucl. Lett. 110 (2002) 57-79.
- [*Kla 04*] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Nucl. Instrum. Meth. A522 (2004) 371-406, hep-ph/0403018.
- [*Kod 01*] K. Kodama et al. [DONUT Collaboration], Phys.Lett. B 504 (2001) 218-224

- [Lue 98] R. Luescher et al., Phys. Lett. B434 (1998) 407
- [Lue 99] R. Luescher, Double beta decay in ^{136}Xe : upgrade of the Gotthard experiment, new results and low pressure investigations, 1999, thèse
- [Mac] Mac Kellar Materials Co., Los Angeles
- [Mat 91] E. Mathieson, Induced charge distributions in proportional detectors, Monograph, 1991, Leicester University, England.
- [Mat] Matheson Hydrox Purifier Model 8301
- [Mes] Messer Griesheim GmbH
- [Mon] Monsanto Research Corporation (Mound Oak Ridge USA)
- [Oun 04] L. Ounalli, Charge study in a Xe-CH₄ filled TPC for rare event detection, Dolomieu, 2004, poster
- [Pas 01] S. Pascoli, S.T. Petcov et L. Wolfenstein, Phys.Lett. B524 (2002) 319-331, hep-ph/0110287
- [Pau 30] W. Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Radiaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen, 1930
- [Rub 96] A. Rubbia et al. (ICARUS Collaboration), CERN-SPSLC-96-58, 1996.
- [San 03] M. Sanchez et al. (Soudan 2 Collaboration), Phys. Rev. D68 (2003) 113004, hep-ex/0307069
- [Sau 02] F. Sauli, Gas-filled Detectors, Short Courses, IEEE NSS/MIC, Norfolk, 2002
- [Sch] Scheller, Zürich, plomb provenant d'une mine en Suède
- [Sha] A. Sharma, Properties of some gas mixtures used in tracking detectors, GSI-Darmstadt, Germany
- [Sta 90] A. Staudt, K. Muto, and H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Europhys. Lett. 13(1990) 31

- [*Ste*] Stesalit, Suisse
- [*Vav 02*] J. Va'vra, Detector Lecture in Rome, 2002
- [*Vee 94*] R. Veenhof, A drift-chamber simulation program, User's guide, CERN, Version 5.05, 1994
- [*Vog 94*] M. Moe and P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 44 (1994) 247
- [*Vui 93*] J.-C. Vuilleumier et al., Phys. Rev. D 48 (1993) 1009-1020
- [*Web 01*] <http://www.lapp.in2p3.fr/neutrinos/aneut.html>
- [*Web 02*] <http://www.unizar.es/lfnae/grafs/2beta.gif>
- [*Web 03*] <http://www.lbl.gov/Science-Articles/Research-Review/Magazine/1981/81fchp7.html>
- [*Web 04*] http://cpa94.ups-tlse.fr/operations/operation_03/POSTERS/BOLSIG/xe_xsect.gif (Boltzmann Simulation Software and DataBase)
- [*Web 05*] <http://www.webelements.com/webelements/elements/text/Xe/isot.html>
- [*Web 06*] http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_dec.jsp
- [*Web 07*] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>
- [*Won 90*] T.W. Wong, A Search for Double Beta Decay in ^{136}Xe with a Time Projection Chamber, California Institute of Technology, 1991, these

Images

- Partie I* Max Born and Wolfgang Pauli
Source: http://www.ethbib.ethz.ch/exhibit/pauli/pauli_frame.html
- Partie II* Hans Bethe en compagnie de Boyce McDaniel, en train de pédaler dans le Wilson Synchrotron Cornell Electron Storage Ring Laboratory.
Source : <http://www.news.cornell.edu/releases/March99/APS/Bethe-Bike.GIF>
- Partie III* Poteaux électriques en forme d'un " Electron - positron " à Firenze.
Source : <http://personal.tcu.edu/~quarles/images/Spirals.jpg>
- Partie IV* Les scientifiques et le personnel du Lawrence Berkeley Laboratory's au sommet de l'aimant du cyclotrone, 1939.
Source: <http://www.aip.org/history/lawrence/larger-image-page/bigsci-lblstaff.htm>

