ISN 9898

UNIVERSITE GRENOBLE I – JOSEPH FOURIER
UNIVERSITÄT KARLSRUHE (TH)

Diplôme Européen d'Initation à la Recherche

Stephanie Menzemer

La détection des neutrinos solaires : une revue des expériences

Simulation du bruit de fond et de la réponse en temps pour un nouveau projet (LENS)

Soutenu le 28 Octobre 1998 devant le jury :

M. A. Nemoz	Président
M. D.-H. Koang	Examinateur
Mme A. Stutz	
M. J.-F. Cavaignac	
M. D. Engelhardt	

Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du groupe Neutrino de l'ISN pour son chaleureux accueil et sa volonté de m'intégrer en leur sein.

Je remercie particulièrement Monsieur Dy-Holm Koang pour m'avoir proposé et dirigé ce travail tout à fait intéressant ainsi que pour les précieux conseils qu'il m'a prodiguée tout au long de mon stage.

Je salue aussi Madame Anne Stutz pour les discussions et conseils enrichissants et pour avoir comblé avec patience quelques unes de mes lacunes en informatique.
Je remercie également chaleureusement Monsieur Jean-Francois Cavaignac, qui m'a aidée sur le plan experimental de mon travail. Il a su me faire partager son expérience et sa passion pour la physique.

Je souhaite remercier surtout Monsieur Dieter Engelhardt de l'université de Karlsruhe qui m'a beaucoup aidé à réaliser mon sejour à Grenoble et qui a accepté de diriger mon stage à distance.

Ein dickes Dankeschön geht an meine Eltern für ihre Unterstützung meines Studiums und meiner Arbeit in Frankreich.

Enfin je ne saurais pas oublier Messieurs Cedric Cerna, Valentin Kozlov et Jean-Marc Laborie avec qui je partageais le bureau, dans la convivialité et la bonne humeur.

Deutsche Zusammenfassung

Das Neutrino wurde 1930 von Pauli als masseloses, ungeladenes Fermion postuliert. So konnte das Kontinuum des β-Zerfalls erklärt werden, ohne gegen das Prinzip der Energieerhaltung zu verstoßen. 1956 wurde das Neutrino von Cowan und Reines erstmals experimentell nachgewiesen. Aber bis heute sind noch viele Fragen ungeklärt.

Die Verifikation des Standardmodells der Entwicklung der Hauptreihensterne war die ursprüngliche Motivation, die von der Sonne abgestrahlten Neutrinos zu messen. Aber die unterschiedlichen Defizite zwischen den Vorhersagen des Standard-Sonnen-Modells und den Meßergebnissen der Detektoren warfen ein neues Problem auf, das sogenannte "Problem der Sonnenneutrinos". Diese Defizite sind nicht im Rahmen einer astronomischen Lösung erklärbar. Deshalb wurden mehrere Theorien aufgestellt, die über das Minimale Standard Modell der Teilchenphysik hinausgehen, so zum Beispiel eine Oszillation oder ein anomales magnetisches Moment der Neutrinos. Im Augenblick werden neue Detektoren entwickelt und gebaut, die diese Theorien überprüfen und das Geheimnis der Sonnenneutrinos lüften sollen.

Nach einer Zusammenfassung der wesentlichen physikalischen Eigenschaften der Neutrinos und einer Einführung in das "Problem der Sonnenneutrinos" wird in der vorliegenden Arbeit näher auf die Funktionsweise der existierenden Detektoren eingegangen. Alle Experimente, die derzeit Ergebnisse liefern, messen Defizite im Vergleich zu den Prognosen des Standard-Sonnen-Modells. Aber keiner diese Detektoren und auch keiner der im Bau befindlichen ist in der Lage, das Energiespektrum der Neutrinos der beiden Hauptquellen der Sonne, der pp- und der ^{7}Be-Reaktion, zu messen. Entweder ist der Schwellwert der Detektion zu hoch oder die Detektoren liefern lediglich das Integral des Energiespektrums, so daß es nicht möglich ist, das Spektrum in seine Komponenten zu zerlegen.

Im zweiten Teil der Arbeit wird das Projekt LENS vorgestellt und untersucht. Dieses neue Projekt stellt in Aussicht, die Energien der Neutrinos ab einem niedrigen Schwellwert messen zu können. Sein Prinzip beruht dabei auf folgender Reaktion:

$$\nu_e + A(Z) \rightarrow e^- + A(Z+1) \qquad (1)$$

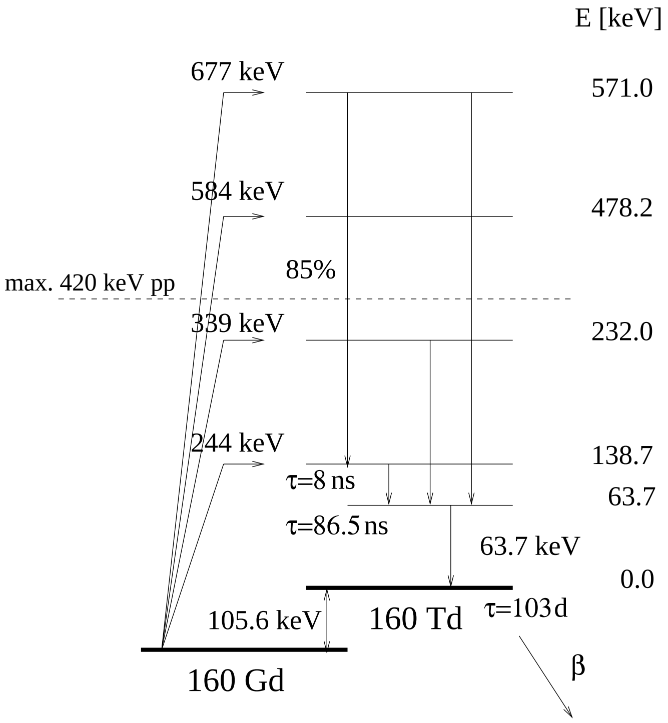


Abbildung 1: Reaktion des Neutrinos mit dem Target ^{160}Gd.

Das Neutrino wird von einem Target-Atom A(Z) eingefangen und führt es unter Emission eines Elektrons in den angeregten Zustand des Atoms A(Z+1) über. Nach einer gewissen Verzögerung zerfällt der angeregte Zustand $A^*(Z+1)$ unter Aussendung eines γ in den Grundzustand. Ein Neutrinoereignis besteht also aus der zeitlichen Koinzidenz eines Elektrons und eines γ vorgegebener Energie. Durch diese Doppelsignatur ist es möglich, einen großen Teil des Untergrunds zu unterdrücken.

In dieser Studie werden ein Flüssigszintillator und Szintillationskristalle untersucht, die mit ^{160}Gd-Target-Atomen angereichert sind. Das Schema der Reaktion (ν, ^{160}Gd) ist in Abbildung 1 dargestellt.

Die Arbeit behandelt die beiden Hauptprobleme von LENS:

- Der Untergrund, verursacht durch die natürliche Radioaktivität der verwendeten Materialien.
- Die zeitliche Auflösung der beiden Signale "Elektron" und "γ".

Bei diesem Experiment gibt es zwei Arten von Untergrund, den zufälligen und den korrelierten. Der zufällige Untergrund besteht aus zwei unabhängigen radioaktiven Zerfällen, die per Zufall am gleichen Ort und in einem entsprechenden Zeitintervall stattfinden. Beim korrelierten Untergrund tritt innerhalb des Zerfallsschemas eines Elements ein metastabiler Zustand mit einer entsprechenden Lebensdauer auf, so daß das Doppelsignal "Elektron+γ" durch einen einzigen Zerfall simuliert werden kann. Dieser Untergrund ist besonders problematisch, da er weder durch räumliche noch durch zeitliche Koinzidenz ausgefiltert werden kann.

Für die Simulation des Untergrunds wurde ein Computerprogramm entwickelt, das die Zerfallsreihen radioaktiver Stoffe beschreibt. Die Signale im Detektor der so entstandenen Zerfallsprodukte wurden mit Hilfe eines GEANT-Programms simuliert.

Als radioaktive Quellen des zufälligen Untergrunds wurden folgende Elemente betrachtet: ^{238}U, ^{232}Th, ^{222}Rn, ^{14}C, ^{40}K, ^{152}Gd, ^{147}Sm und ^{176}Lu.
Für die Szintillationskristalle wurde ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von 10^2-10^4 beobachtet. Der Flüssigszintillator zeigt, vor allem für die beiden Hauptquellen der Sonnenneutrinos, bedeutend schlechtere Werte. Dafür gibt es drei Hauptursachen:

- Die Segmentation des Flüssigszintillators ist wesentlich gröber als die der Kristalle, so daß die Unterdrückung des Untergrunds durch räumliche Koinzidenz schlechter ist.
- Der Zerfall des ^{14}C, das im Flüssigszintillator vorhanden ist, erhöht die Rate der Signale im Energiebereich des γ und steigert so die Rate des zufälligen Untergrunds der Neutrinos im ganzen Energiespektrum.
- Die α-Teilchen der Zerfälle des ^{152}Gd und des ^{147}Sm erzeugen einen enormen Untergrund, der für den Flüssigszintillator in den Energiebereich der pp-Neutrinos fällt, aber wegen eines unterschiedlichen Quenching-Faktors[1] nicht die Detektion der Neutrinos in den Kristallen stört.

Aufgrund dieser Ergebnisse ist vom Flüssigszintillator stark abzuraten.

Die einzige bekannte Quelle des korrelierten Untergrunds ist das ^{231}Th. Es ist Bestandteil der Zerfallsreihe des ^{235}U. 10 % dieser Zerfälle simulieren ein Neutrinoereignis. Um ein Verhältnis 1:1 des korrelierten Untergrunds zum Signal zu erhalten, müssen die Verunreinigungen des Urans in den Szintillatoren auf 10^{-15}g/g gesenkt werden. Der augenblicklich erreichte Reinheitsgrad liegt bei 10^{-10}g/g.
Gelingt es dieses Problem zu lösen, sind die Szintillationskristalle vom Untergrund her realisierbar.

Der letzte Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der zeitlichen Auflösung des Doppelsignals eines Neutrinoereignisses. Dabei ergaben sich zwei Probleme. Zum einem überschneiden sich häufig die Impulse des Elektrons und des γ an den Ausgängen der Photomultiplikatoren, so daß es schwierig ist, die beiden Signale zu trennen. Zum anderen können Fluktuationen eines einzelnen Signals ein Doppelsignal simulieren.

[1] Verhältnis der Energieausbeute im Szintillator zur Energie des α-Teilchens

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurde die Effektivität der Wiedererkennung eines Neutrinoereignisses untersucht. Dabei wurden zwei Auswahlfunktionen mit mehreren Parametern entwickelt und bestmöglich an die Monte-Carlo-Simulation angepaßt. Mit Hilfe dieser Parameter wurde versucht, die Einzelsignale und die Neutrinosignale zu separieren.
Für Zeitdifferenzen $\Delta t \geq 100$ ns zwischen dem Signal des Elektrons und dem γ-Signal konnten die Neutrinoereignisse problemlos erkannt werden, da Einzelereignisse keine längere zeitliche Ausdehnung wie 100 ns besitzen. Das heißt, 30 % aller Neutrinoereignisse können problemlos identifiziert werden.
Eine Steigerung dieses Wertes durch Identifizierung von Neutrinoereignissen mit $\Delta t \leq 100$ ns wird allerdings von einem enormen Untergrund begleitet, da es 10^7 mal mehr Einzelereignisse gibt, die fälschlich als Neutrino erkannt werden können, als tatsächliche Neutrinoereignisse. In erster Näherung konnten durch die Auswahlfunktionen 53 - 82 %[2] der Neutrinoereignisse wiedererkannt werden. Dabei wurden gleichzeitig lediglich weniger als eins von 10^4 Einzelereignissen gezählt. Genauere Aussagen über die Unterdrückung des Untergrunds können hier wegen mangelnder Statistik leider nicht gemacht werden.

Die Ergebnisse der Simulation sind ermutigend, allerdings muß die Statistik noch erweitert und die Auswahlfunktionen verbessert werden, um die Funktionsfähigkeit von LENS weiter zu überprüfen.

[2] je nach Abmessung der Szinillator-Kristalle

Table des matières

Introduction **5**

1 Les neutrinos solaires **7**

1.1 Le neutrino 7

1.2 Les prédictions du Modèle Standard du Soleil 8

1.3 Les principes de la détection des neutrinos 10

1.4 Les déficits des neutrinos solaires 12

2 Les détecteurs existants **14**

2.1 Les premières expériences 14

2.1.1 HOMESTAKE - le premier détecteur de neutrinos solaires . . 14

2.1.2 KAMIOKANDE 15

2.1.3 Les expériences de ^{71}Ga 17

2.2 Les expériences en cours de réalisation 18

2.2.1 BOREXINO : Diffusion ν - e à partir de basse énergie 18

2.2.2 SNO : Test de l'hypothèse de l'oscillation 19

2.3 Les nouveaux projets : spectre des neutrinos solaires à basse énergie . 20

2.4 Résumé 22

3 LENS - détection basé sur une coïncidence temporelle et spatiale **24**

3.1 Le principe de détection proposé par LENS 24

4 Etude du bruit de fond par simulation **27**

4.1 Les conditions de la simulation 27

4.1.1 Les géometries de détecteurs étudiés 27

4.2 Le comportement des γ et des β monoénergétiques dans les détecteurs 28

4.2.1 Les β 29

4.2.2 Les γ 30

4.2.3 Efficacité de détection des neutrinos 32

4.3 Le bruit de fond 33

4.4 Le bruit fortuit 34

4.4.1 Les sources de bruit fortuit 34

4.4.2 Dépôt d'énergie dans les détecteurs 35

4.4.3 Estimation du bruit fortuit 41

4.5 Le bruit de fond correlé 43

5 Etude de la réponse en temps **48**

5.1 La forme du signal à la sortie du photomultiplicateur 48

5.2 La courbe de désintegration du ^{212}Po 50

5.3 La simulation des événements type neutrino 52

5.4 Comparaison des signaux simulés aux distributions théoriques 52

5.4.1 Les ajustements 54

5.4.2 Les résultats 56

5.5 Objectifs pour la suite de cette étude 64

Conclusion **65**

Bibliographie **67**

Annexes **69**

A GALLEX 69

A.1 L'expérience 69

A.1.1 La déscription générale 69

A.1.2 Le compteur proportionnel 70

A.2 Mesure de l'efficacité : L'expérience du ^{51}Cr 72

A.3 Le bruit de fond 73

A.4 Les résultats 74

A.4.1 Les données 74

A.4.2 L'estimation de l'incertitude totale 75

B Les tables de désintégration 77

C Les diagrammes des fits 85

Introduction

Le neutrino est introduit par Pauli en 1930 pour jusifier l'allure continue du spectre β sans renoncer au principe de conservation de l'énergie. En 1956 il a été pour la première fois expérimentalement mis en évidence par Cowan et Reines. Jusqu'à aujourd'hui il reste une particule qui présente bien des mystères.

La perspective de tester la théorie de l'évolution des étoiles de la branche principale était la motivation originale de la mesure des neutrinos solaires. Mais les déficits par rapport aux prédictions du Modèles Standard du Soleil, observés dans les expériences ont conduit au problème des neutrinos solaires. Pour ces déficits que on ne peut pas expliquer dans le cadre d'une solution astrophysique, on a développé des hypothèses comme l'oscillation des neutrinos ou un moment magnétique anormal. On est en train de développer des nouveaux projets pour tester ces hypothèses.

Après un rappel des points principaux de la physique des neutrinos et du problème des neutrinos solaires, nous donnons une description des différentes expériences existants ainsi que des projets en cours. Nous étudions plus en detail l'expérience GALLEX, qui a été la première à détecter les neutrinos pp. Un résumé est donné dans un appendice.

Ensuite nous nous intéressons à LENS, un nouveau projet proposé par R. S. Raghavan. Il envisage la détection des neutrinos solaires de basse énergie à partir de la capture des neutrinos par les noyaux-cibles de ^{176}Yb et ^{160}Gd vers des états exités. Ces réactions permettent une signature par la coïncidence temporelle rapide et spatiale des produits de réaction : électron et γ retardé. Cette signature permet un rejet très important du bruit de fond. D'autre part la mesure de l'énergie de l'électron issu de la réaction permet de recalculer l'énergie du neutrino.

Les plus grands problèmes de la réalisation de ce projet vont être le bruit de fond dû à la radioactivité des matériaux et la reconnaissance du γ retardé laquelle est reliée à la reponse en temps.

Le chapitre 4 de cette étude va presenter une simulation des taux de bruit dans les détecteurs de ^{160}Gd soit sous forme du scintillateur liquide, proposé par Raghavan, soit sous forme des cristaux scintillants proposés par des membres de l'ISN.

Pour le bruit fortuit nous allons considérer les impuretés radioacives dans le scintillateur dont les principaux sont le ^{238}U, ^{232}Th, le ^{222}Rn, le ^{14}C, le ^{40}K, le ^{152}Gd, le ^{147}Sm et le ^{176}Lu.
Le ^{231}Th est la seule source de bruit de fond correlé que on a trouvé. Mais il peut être assez sérieux car on ne peut pas le rejeter par la coïncidence spatiale ou temporelle.

Le cinquième chapitre va analyser le problème de la reconnaissance du γ retardé à l'aide des simulations de Monte Carlo pour des cristaux scintillants de ^{160}Gd. Les simulations vont être basées sur des données des mesures expérimentals. Ces dernières sont aussi brièvement présentées.
Nous allons étudier quelques moyens pour la reconnaissance des événements de neutrinos et la rejection des signaux des particules uniques en même temps.

Chapitre 1

Les neutrinos solaires

1.1 Le neutrino

Le neutrino est une particule sans charge, de spin S=$\frac{1}{2}\hbar$ et sa masse est nulle dans le Model Standard Minimal. Il existe en trois saveurs : ν_e, ν_μ et ν_τ. Ils ont la même nombre leptonique que les leptons à qui ils sont associés.
En plus il y a des antineutrinos aussi en trois saveur : $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_\tau$. Ils ont des nombres respectivement égaux à -1 comme le e^+, le $\bar{\mu}$ et le $\bar{\tau}$.
On suppose la conservation des nombres leptoniques. Cela n'est pas fondé théoriquement mais c'est une loi empirique. Donc on peut s'attendre à une violation de cette loi comme dans l'oscillation du neutrino ($\Delta l \neq 0$).

Les neutrinos interagissent essentiellement par l'interaction faible. Elle se produit soit par l'échange des bosons $W^\pm$ (courant chargé) ou de Z (courant neutre). Les réactions de courant chargé (CC) sont seulement sensibles aux neutrinos d'une saveur donnée, les réactions de courant neutre (CN). sont sensibles à toutes les saveurs. La diffusion (e$^-$, ν_e) par exemple peut se passer par CN ou par CC (fig. : 1.1, 1.2). La capture du neutrino est uniquement une réaction de CC ($\nu_e + n \rightarrow p + e^-$).

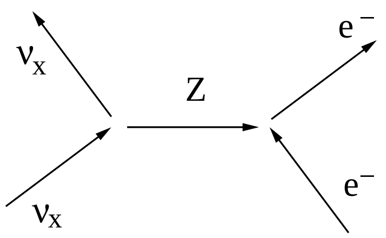


Fig. 1.1 – Diffusion ν_e-e par CN.

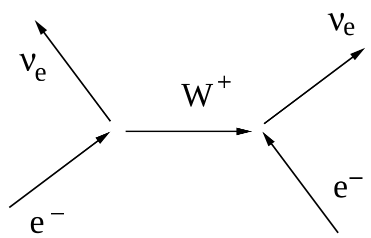


Fig. 1.2 – Diffusion ν_e-e par CC.

Il y a deux raisons pour lesquelles on est surtout interessé à la détection des neutrinos solaires.

– Grâce à leur faible interaction les neutrinos solaires arrivent jusqu'à la Terre. Ils peuvent donc nous renseigner sur l'état actuel du Soleil. Leurs flux et leur spectre servent à tester les prédictions du Modèle Solaire.
– L'observation des neutrinos solaires peut servir à tester l'hypothèse d'une masse non nulle des neutrinos par la présence ou non d'oscillation pendant leur propagation. La distance de 150 million kilomètres entre le Soleil et la Terre est une longeur suiffisante pour observer les valeurs de difference de masse (Δm^2) jusqu'à $10^{-11}(\mathrm{eV/c^2})^2$, car on a la relation ($\mathrm{L} \propto \mathrm{E}/\Delta\mathrm{m}^2$), d'après le formalisme de l'oscillation.

1.2 Les prédictions du Modèle Standard du Soleil

Le Soleil est une étoile de la séquence principale qui est en train de brûler l'hydrogène depuis 4.6 millions années. Le Modèle Solaire qui decrit cette évolution se base sur les paramètres observés suivants [1] :

luminosité solaire	$\mathrm{L}_\odot = 3.90 * 10^{26}$ W
temperature à la surface	$\mathrm{T}_{S\odot} = 5.78 * 10^{3}$ K
masse solaire	$\mathrm{M}_\odot = 1.99 * 10^{30}$ kg
rayon solaire	$\mathrm{R}_\odot = 6.96 * 10^{5}$ km

En plus il y a quatre hypothèses fondamentales sur l'intérieur du Soleil :
– Il est à l'équilibre hydrodynamique.
– On peut le décrire par les équations d'état du gaz parfait.
– Les sources de l'énergie et des neutrinos sont les réaction nucléaires.
– Le transport d'énergie se passe surtout par rayonnement.

Le processus principale de génération de l'énergie de fusion dans le Soleil est donnée par l'équation suivante.

$$4\mathrm{p} \longrightarrow \alpha + 2\mathrm{e}^+ + 2\nu_\mathrm{e} + 25.71\ \mathrm{MeV};\ [\mathrm{E}(2\nu_\mathrm{e}) = 0.59\ \mathrm{MeV}] \tag{1.1}$$

Chaque fois quand quatre protons sont transformés en une particule α deux neutrinos sont emis avec un dépôt d'énergie d'environ 26 MeV. Cette énergie sort finalement de la surface du Soleil sous forme de lumière.

Le processus de combustion des quatre protons dans l'intérieur du Soleil est presenté dans le tableau 1.1 [1] avec toutes les réactions nucléaires, leur probabilités d'occurance et les énergies des neutrinos emis. Cette chaine s'appele le cycle de pp, car il commence avec la fusion de deux protons. La chaine de pp donne 98.5 % de l'énergie

réaction	probabilité [%]	ν énergie [MeV]
p + p $\rightarrow$ ^{2}H + e^{+} + ν_e	100	$\leq$ 0.420
ou		
p + e^{-} + p $\rightarrow$ ^{2}H + ν_e	0.4	1.442
^{2}H + p $\rightarrow$ ^{3}He + γ	100	
^{3}He + ^{3}He $\rightarrow$ α +2p	85	
ou		
^{3}He + ^{4}He $\rightarrow$ ^{7}Be + γ	15	
^{7}Be + e^{-} $\rightarrow$ ^{7}Li + ν_e	15	0.861 (90 %)/ 0.383 (10 %)
^{7}Li + p $\rightarrow$ 2α	15	
ou		
^{7}Be + p $\rightarrow$ ^{8}B + γ	0.02	
^{8}B $\rightarrow$ ^{8}Be* + e^{+} + ν_e	0.02	$\leq$ 15
^{8}Be* $\rightarrow$ 2α	0.02	
ou		
^{3}He + p $\rightarrow$ ^{4}He + e^{+} + ν_e	0.00002	$\leq$ 18.77

TAB. 1.1 – La chaine de pp à l'intérieur du Soleil. La valeur moyenne du nombre des pp brulés par terminaison dans le Soleil est 1.85.

du Soleil. Seulement 1.5 % sont produit par le cycle de CNO.

La réaction dominante en intensité de ce cycle est la fusion de deux protons dans le deuteron (^{2}H). Mais ces neutrinos (pp-neutrinos) ont la plus basse énergie (< 420 keV). Leur flux sur Terre est 6 10^{10} cm^{-2}s^{-1} et il depend peu des paramètres du Modèle Solaire. Le flux des pp-neutrinos peut être determiné directement avec la luminosité du soleil et l'équation 1.1.

Beaucoup moins souvent il y a la réaction de trois corps (pep) qui donne un neutrino de l'énergie fixe : 1.442 MeV. Le flux des pep-neutrino est de 1.4 10^{8} cm^{-2}s^{-1}.

Le deuteron qui est produit par une de ces deux réactions se transforme dans le ^{3}He. A partir de là, la chaine se divise dans deux branches.

La plupart de temps (85 %) la chaine de pp aboutit à la fusion de deux ^{3}He. Aucun neutrino n'est plus crée.

La partie plus interessante (15 %) produit de ^{7}Be. Le ^{7}Be se transforme vers le ^{7}Li par capture électronique. En plus un neutrino soit de 0.861 MeV (90 %) soit de 0.383 (10 %) est emis. Le flux des ^{7}Be-neutrinos est de 5 10^{9} cm^{-2}s^{-1}. Il depend du modèle et varie comme la puissance 8 de la temperature centrale du Soleil (T_c).

Plus rarement, sur 1 de 5000 terminaisons de la chaine de pp, le ^{7}Be se transforme

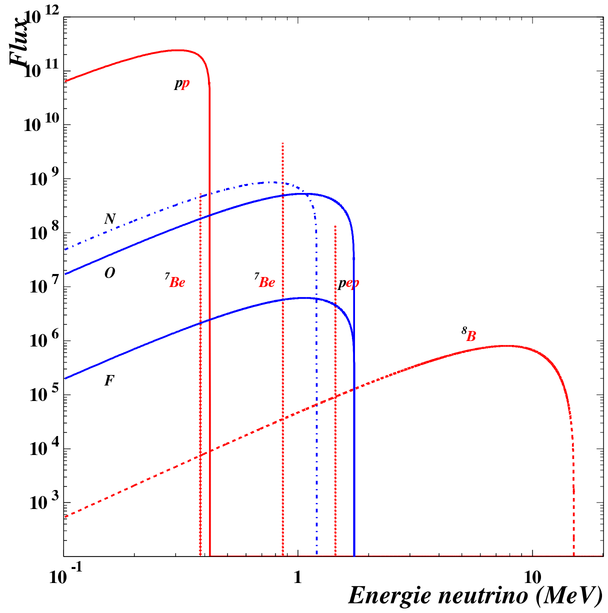


FIG. 1.3 – Spectre en énergie des neutrinos solaires prédit par le SSM de Bahcall-Pinsonneault [1]. Les flux des neutrinos des spectres continus (comme pp et ^{8}B) sont donnés en nombre par $cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$. Les pics monoénergétiques de pep et ^{7}Be sont donnés en nombre par cm^{-2}s^{-1}. Les spectres de la chaine de pp sont en linges continues, ceux du CNO en pointillés.

vers le ^{8}B radioacif par capture d'un proton. Le ^{8}B se desintègre vers l'état metastable de ^{8}Be par emission d'un positron et d'un neutrino. Le flux des ^{8}B-neutrinos est assez faible (5 10^6 cm^{-2}s^{-1}). Il depend du modèle ($\propto$ T$_c^{18}$) et les neutrinos ont des énergies jusqu'à 15 MeV.

La dernière réaction du tableau est extrêmement rare. Il se passe 2 fois dans 10^7 termainisons de la chaine de pp. Le flux des hep-neutrinos est de 8 10^3 cm^{-2}s^{-1} et leur énergie est inferieure à 18.77 MeV.

Le cycle de CNO produit aussi quelques neutrinos mais les flux sont si faibles qu'il n'ont que peu d'influence sur les résultats d'aucun des détecteurs proposés.

On a presenté le spectre en énergie des neutrinos solaires du cycle de pp et du CNO dans la figure 1.3.

1.3 Les principes de la détection des neutrinos

Il a été développé plusieurs détecteurs pour observer le flux des neutrinos et leurs spectres en énergie. En gros on peut les diviser en deux classes par leur mode de

détection :
- les détecteurs basés sur la capture du neutrino (CC)
  - les expériences radiochimiques
  - les expériences en coïncidence (temps réel)
- les détecteurs basés sur la diffusion neutrino-électron (CC+CN ; temps réel)

Les premiers détecteurs des neutrinos solaires sont les expériences radiochimiques. Les neutrinos sont capturés par des atomes A(Z) de la cible :

$$\nu_e + A(Z) \rightarrow A(Z+1) + e^- \tag{1.2}$$

Les atomes A(Z+1) sont radioactives et on compte leur taux de désintégration après un certain temps d'exposition. On est donc capable de recalculer le taux des neutrinos qui ont interagi dans la cible mais on ne recoit aucune information sur l'énergie du neutrino. Ces détecteurs ne travaillent pas en temps réel et ils ne sont sensibles qu'aux neutrinos électroniques. Leur seuil correspond au seuil de la capture.

Récenement, on a repris l'idée d'un détecteur basé à la capture de neutrino dans un des nouveaux projets. Mais on propose une capture vers un atome dans un état exité :

$$\nu_e + A(Z) \rightarrow A^*(Z+1) + e^- \tag{1.3}$$

L'état excité a une durée de vie d'environ une dizaine de ns et se desintègre vers l'état fondamental par emission d'un γ. L'électron emis par la capture et le γ retardé sont detectés par scintillation. On a deux signaux en coïncidence retardé qui confirment la capture de neutrino. Le seuil de la détection depend du seuil de la capture. Grâce à l'énergie de l'électron on peut recalculer l'énergie du neutrino. Ces détecteurs ne sont sensibles qu'aux neutrinos électroniques.

Les détecteurs du deuxième type sont sensibles à toutes les saveurs. La diffusion d'un neutrino électronique ν_e peut se passer par CN ou par CC (fig. : 1.1, 1.2) contrairement à la diffusion des ν_μ et de ν_τ qui ne se passe qu'avec des réactions de CN.

Ces détecteurs n'ont pas de seuil de réaction. Leur seuil provient de l'électronique et de la réjection du bruit de fond.

Les électrons diffusés sont observés soit par l'effet de Cerenkov soit par scintillation ou leur trace sont obtenues dans des TPCs (time projection chamber).

L'observation par l'effet de Cerenkov apporte des informations sur le vertex et l'énergie de l'électron diffusé. La mesure de l'angle sert surtout à la rejection du bruit de fond.

Les TPCs apportent des informations sur le vertex et l'énergie de l'électron. On peut donc recalculer l'énergie du neutrino incident, grace à la mesure de l'angle de la diffusion et de la relation cinématique ($E_\nu(T_e, \Theta)$).

Les détecteurs qui travaillent par scintillation n'observent que l'énergie de l'électron diffusé.

Enfin, il y a un détecteur qui travaille par l'interaction des deuterons avec des neutrinos soit par réaction CN possible pour toutes les saveurs (equ. 1.4) soit par réaction CC qui n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques (equ. 1.5).

$$d + \nu_x \rightarrow p + n + \nu_x \tag{1.4}$$

$$d + \nu_e \rightarrow p + p + e^- \tag{1.5}$$

Les interactions des neutrinos dans la cible sont détectées soit par comptage des neutrons soit par l'observation de l'effet de Cerenkov des e^-.
Ce détecteur permet de comparer le taux des ν_e par rapport aux ν_x.

Les critères à prendre en considération pour un détecteur sont son seuil en énergie, sa sensibilité aux saveurs, son efficacité, la rejection de bruit de fond et surtout les informations qu'il apporte sur les neutrinos (spectre d'énergie ou seulement taux integré).
Un nouveau projet de détection doit toujours apporter une information supplémentaire par rapport aux anciens détecteurs.

1.4 Les déficits des neutrinos solaires

Il y a cinq détecteurs des neutrinos solaires qui ont déjà donné des résultats. Ce sont KAMIOKANDE et SUPERKAMIOKANDE qui observent la diffusion (ν_e, e^-). Ils sont sensibles aux neutrinos du ^{8}B.
De plus ce sont trois détecteurs radiochimiques : l'expérience de HOMESTAKE qui est capable de détecter des neutrinos de ^{7}Be et de ^{8}B par la capture des ν_e sur le chlore et deux expériences de gallium qui sont particulièrement sensibles aux neutrinos du pp et du ^{7}Be mais aussi du ^{8}B.

Ces quatres expériences observent toutes un déficit de neutrinos comparé aux prédictions du Modèle Standard du Soleil. On a presenté les résultats par rapport aux prédictions dans le tableau 1.2.

Expérience	résultat/théorie
HOMESTAKE	0.32 ± 0.05
KAMIOKANDE	0.48 ± 0.07
GALLEX	0.60 ± 0.10
SAGE	0.53 ± 0.10
SUPERKAM.	0.47 ± 0.20

TAB. 1.2 – Les résultats par rapport aux prédictions [2].

Les problèmes des neutrinos solaires [3, 4]

Les résultats des cinq détecteurs conduisent à trois problèmes incompatibles avec le SSM.

Le premier problème sont les déficits par rapport aux prédictions.

Les éxpériences de gallium (GALLEX et SAGE) sont les seules qui peuvent observer les neutrinos de la réaction pp. On connait bien le flux de ces neutrinos (73 $\pm$ 1 SNU, 1 SNU : 10^{-36} interaction par atome du cible et par seconde). Il est pratiquement indépendant du modèle. La valeur moyenne des résultats des expériences de gallium donne 74 SNU. Donc il n'y a plus de place pour des neutrinos de ^{7}Be et de ^{8}B. C'est le deuxième problème des neutrinos solaires.

Puis on a trouvé des contradicions entre les résultats. La plus grande réduction de taux dans HOMESTAKE comme dans KAMIOKANDE indique que la plus grande suppression des neutrinos doit se trouver au milieu du spectre des neutrinos solaires (le pic de ^{7}Be et le début du spectre de ^{8}B). Mais on ne peut pas expliquer cela dans le cadre d'une solution astrophysique. Le ^{8}B est produit par le ^{7}Be. Les autres possibilités de production de ^{8}B sont négligables. Toutes les suppression de ^{7}Be doivent donc être accompagnées par une suppression au moins égal du ^{8}B. Le déficit de ^{7}Be par rapport au ^{8}B est le toisième problème des neutrinos solaires.

Trois hypothèse peuvent être envisagées :
- Au minimum trois des cinq expériences ne donnent pas des valeurs correctes.
- Il faut changer sérieusement le Modèle Standard du Soleil.
- Il y a des proprietés des. neutrinos en dehors du Modèle Standard Minimal. Cela peut être l'oscillation ou un moment magnétique anormal.

En tout cas, la connaissance du spectre des neutrinos á basse énergie (pp et ^{7}Be) sera necessaire pour comprendre les problèmes des neutrinos solaires.

Chapitre 2

Les détecteurs existants

2.1 Les premières expériences

2.1.1 HOMESTAKE - le premier détecteur de neutrinos solaires

Commencé en 1970, l'expérience de DAVIS était pendant une dizaine d'anneés le seul détecteur des neutrinos solaires.
Il se trouve dans Homestake Gold Mine à South Dakota à plus d'un kilomètre sous terre.

C'est un détecteur du type radiochimique et il se sert de la capture des neutrinos électroniques par le chlore :

$$\nu_e +^{37} Cl \rightarrow e^- +^{37} Ar \tag{2.1}$$

La cible consiste en 615 tonnes de perchloroethylene (C_2Cl_4). Elle contient 2.2 10^{30} atomes du ^{37}Cl.
Le seuil de la capture est de 814 keV. On est donc capable d'observer des neutrinos de la réaction du ^{7}Be et du pep et une partie du spectre des neutrinos de ^{8}B Mais il ne peut pas détecter les neutrinos du pp.
La section efficace de la capture est assez grande pour permettre l'observation d'environ 2-3 événements de neutrinos par semaine.

Par période de quelques mois, on extrait du ^{37}Ar (environ de 15 atomes) de la solution et les envoie dans des compteurs proportionnels pour mesurer l'activité. On peut donc recalculer le taux des neutrinos capturés dans la cible.
On obtient des efficacités de plus de 90 % pour l'éxtraction du ^{37}Ar.

Ce détecteur ne mesure qu'un nombre des neutrinos qui ont intéragit dans le détecteur :

$$N = \int_{E_S} \Phi_{\nu_e}(E)\sigma_{\nu_e}(E)dE \qquad (2.2)$$

E_S : seuil (814 keV)
Φ_{ν_e}(E) : flux des ν_e
σ_{ν_e} : section efficace de la capture

Ce premier détecteur a mesuré 33 % des événements attendus.

2.1.2 KAMIOKANDE

En 1986 KAMIOKANDE, le deuxième détecteur des neutrinos solaires, a commencé à donner des résultats. Il se trouve au Japon dans les mines de Kamioka, 1 km sous terre.

Il observe la diffusion (ν_x, e^-) dans 680 tonnes de l'eau pure (2.27 10^{32} électrons).
Il est sensible à toutes les saveurs. Mais la diffusion des neutrinos électroniques est beaucoup plus probable que la diffusion des neutrinos des autres saveurs.

L'électron diffusé est observé par l'effet de Cerenkov. Cet effet est l'émission de lumière le long de la trajectoire d'une particule chargée qui se déplace à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans un milieu transparent. L'indice de réfraction de l'eau est de 1.333. On est donc capable d'observe des électrons diffusé qui ont une vitesse plus grande que c/1.333.

Plus de 2000 photomultiplicateurs sont installés dans le réservoir de KAMIOKANDE pour observer les cônes du Cerenkov. La direction du neutrino peut être déterminée par la direction de ce cône et l'énergie de l'électron diffusé par la longueur du parcours.
Pour éviter le bruit de fond qui provient des électrons qui ne sont pas diffusés par des neutrinos on a dû choisir un seuil de 7 MeV sur les électrons diffusés. Cela correspond a un seuil d'environ 9 MeV pour les neutrinos. KAMIOKANDE n'est donc sensible qu'aux neutrinos de la réaction de ^{8}B.

Les grands avantages de KAMIOKANDE sont la détection en temps réel et l'observation de l'angle de la diffusion.
La détection en temps réel sert à tester la dépendance du flux mesuré des effets périodiques, comme nuit et jours ou les saisons.
La mesure de l'angle θ et de l'énergie T_e permet théoretiquement de reconstruire l'énergie du neutrino. Mais l'angle sert ici principalement pour rejeter le bruit de fond. Grâce à la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie on sait

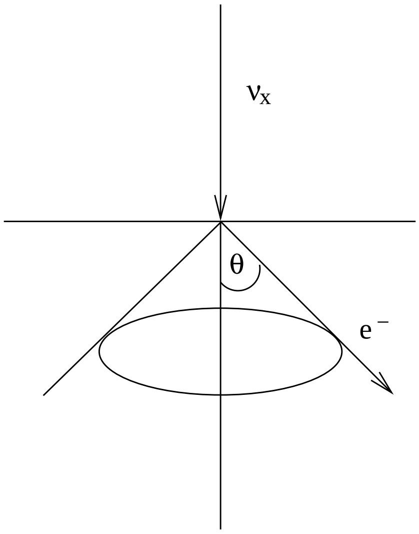


Fig. 2.1 – L'angle θ de la diffusion

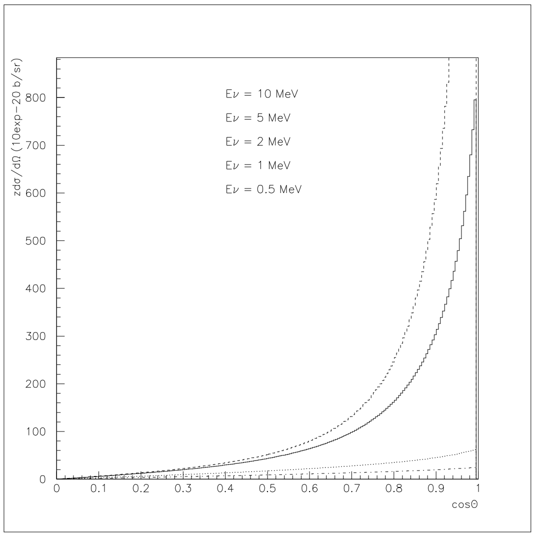


Fig. 2.2 – Section efficase de la diffusion en dependance du l'angle θ

que les électrons avec $\theta > \pi/2$ ne proviennent pas de la diffusion par les neutrinos solaires (fig 2.1).

Le taux mesuré à KAMIOKANDE est égal à 45 % du taux prédit par le Modèle Solaire.

Une version agrandie de KAMIOKANDE, SUPERAMIOKANDE fonctionne depuis 1996. Elle a un volume de cible de 22.000 tonnes, plus que dix fois plus que KAMIOKANDE. On utilise 11.000 photomulitplicateurs et on a réussi à baisser le seuil de détection á 6.5 MeV.
On a trouvé le même taux que pour KAMIOKANDE pour la détection des neutrinos solaires.

Nous avons fait des simulation de Monte Carlo sur la distribution des électrons diffusé pour donner une idée de la rejection de bruit.
Les formules intèressantes [1] sont les suivantes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{dT_e} * \frac{p_e^2}{2\pi m_e \cos\theta} \tag{2.3}$$

$$\frac{d\sigma}{dT_e} \propto g_R^2 + g_L^2 (1 - \frac{T_e}{E_\nu})^2 - g_L g_R \frac{m T_e}{E_\nu^2} \tag{2.4}$$

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_w \tag{2.5}$$

$$g_R = \sin^2\theta_w = 0.2325 \tag{2.6}$$

$$p_e = \frac{2E_\nu \cos\theta m (E_\nu + m)}{(E_\nu + m)^2 - E_\nu^2 \cos^2\theta} \tag{2.7}$$

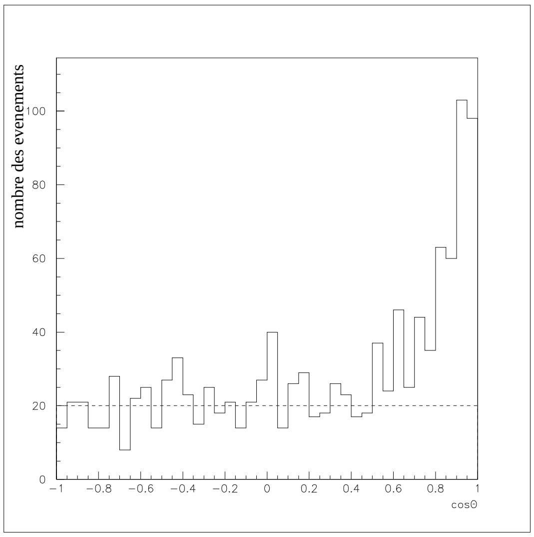


FIG. 2.3 – Rejection du bruit par l'angle de la diffusion pour des neutrinos de 10 MeV.

$$T_e = \frac{\cos\theta p_e E_\nu}{m + E_\nu} \tag{2.8}$$

T_e : énergie cinetique de l'électron diffusé;
p_e : quantité de mouvement de l'électron diffusé;
E_ν : l'énergie du neutrino incident;
m_e : masse au repos d'électron;
g_L, g_R : paramètres de la diffusion;

La figure 2.2 présente la variation de $d\sigma/d\Omega$ en fonction de $\cos\theta$ pour plusieurs énergies de neutrinos (500 keV - 10 MeV).
On voit bien que la diffusion est plus probable pour des neutrinos de grandes énergies et pour des petits angles de diffusion.
Nous avons simulé la distribution de bruit et des vrais signaux.Pour tenir compte des fluctuation statistique nous avons tiré 400 électrons ($\approx$ taux 1 an de KAMIOKANDE) qui proviennet de la diffusion d'un neutrino de 10 MeV ainsi que deux fois plus de bruit (800 événements) (figure 2.3). Nous n'avons pas pris compte la résolution sur la mesure de θ et de T_e pendant ces simulations.
Nous pouvons bien distinguer le bruit des événements provenant du Soleil à l'aide du $\cos\theta$.

Dans KAMIOKANDE, pour la première fois on voit les neutrinos qui proviennent du soleil grâce à l'angle qui apporte un bon rejet S/B. Mais le seuil est très élevé.

2.1.3 Les expériences de ^{71}Ga

En 1990 deux expériences radiochimiques à bas seuil ont commencé. Ce sont GALLEX dans les Grand Sasso Underground Laboratories en Italy et SAGE en Russie.

Elles sont basées sur la capture d'un neutrino électronique par le ^{71}Ga :

$$\nu_e +^{71} Ga \to e^- +^{71} Ge \tag{2.9}$$

La durée de vie de ^{71}Ge est de 11.4 jours.
Le grand avantage de ces deux détecteurs par rapport aux détecteurs existants (HOMESTAKE, KAMIOKANDE) est le seuil de 233 keV. Ils sont donc capables de détecter une partie des neutrinos de la réaction de pp.

L'expérience GALLEX utilise 30 tonnes de gallium sous la forme d'une solution ($GaCl_3$-HCI). Le principe du traitement et pareil que pour HOMESTAKE. Par période d'environ trois semaines on extrait les germaniums. On a ajouté quelques atomes de germanium nonactives, qui produit aussi du $GeCl_4$ dans la solution comme le ^{71}Ge de la capture des neutrinos. Donc on peut contrôler l'efficacité de l'extraction du germanium ($>$ 99 %).
Le taux attendu est d'environ d'une capture par jour.

Des mesures ont été faites avec une source de neutrinos de ^{51}Cr, placée au milieu du déteteur. A partir de taux des neutrinos emis par le ^{51}Cr on a retrouvé une efficacité du 1.04 avec une erreur de 11 %. Cela confirme bien la validité du principe du détecteur.
Une description détaillée du détecteur de Gallex est donnée dans l'appendice A.

L'expérience SAGE utilise deux fois plus de gallium (60 t) que GALLEX. Le Germanium est sous forme métallique. La cible métal est moins sensible aux produits des impuretés radioactives et son volume est plus petit car il a une densité plus elevée. Mais chaque fois qu'on extrait le ^{71}Ge il faut faire fondre le métal. Avant la prochaine exposition il faut contrôler à nouveau les impuretés du germanium.

Comme HOMESTAKE les deux expériences ne donnent que le nombre des neutrinos qui ont intági dans le détecteur mais avec un seuil qui permet de détecter aussi les neutrinos de la réaction du pp.

2.2 Les expériences en cours de réalisation

2.2.1 BOREXINO : Diffusion ν - e à partir de basse énergie

Le détecteur de BOREXINO détecte les neutrinos par diffusion dans un scintillateur liquide. Il se trouve dans les Grand Sasso Underground Laboratories comme GALLEX et il est prú de prendre des données en 2000.

La détection des particules dans les scintillateurs liquides est une méthode souvent utilisée dans la physique des particules. Mais le faible taux de bruit de fond à

atteindre est exceptionnel. On cherche à l'obtenir par le choix des matériaux et des techniques de purification.
Les puretés necessaires pour BOREXINO (10^{-16}g/g) vont probablement être une difficulté de la réalisation.

Les photons sont detectés par 2.000 photomultiplicateurs. La quantité de lumière émise est proportionnelle à la perte de l'énergie de l'électron mais malheureusement on ne recoit aucune information sur sa direction.

On attend un taux de 18.000 événements par an (60 par jours) pour des électrons de recul entre 250 et 665 keV. Le détecteur peut voir les électrons à partir de 50 keV mais un seuil de 250 keV a été choisi pour eviter le bruit de fond, qui provient principalement du spectre de β du ^{14}C (E_β = 157 keV).

L'énergie de l'électron de recul T_e est surtout une information supplémentaire par rapport au nombre totale qu'on reçoit par des expériences radiochimiques. Même si on ne peut pas calculer l'énergie du neutrino on peut observer sélectivement la région de T_e qui correspond à l'électron diffusé par les neutrinos de ^{7}Be.

Nous avons calculé la forme du spectre des électrons diffusés du spectre de pp et du pic de ^7Be avec l'équation 2.4. Ils sont presentés dans la figure 2.4.
On peut noter que les neutrinos de pp donnent un spectre continu justqu'à 260 keV, le pic monoénergétique donne un spectre justqu'à 665 keV.

Si on fixe un seuil pour des électrons diffusés dans le scintillateur on coupe aussi une partie des neutrinos au-dessus du seuil. L'influence de cette coupure sur le flux des neutrinos monoénergiques de ^{7}Be et sur le spectre continue des neutrinos de pp est présentée dans la figure 2.5.
Le seuil prevu de BOREXINO de 250 keV coupe plus de 60 % des neutrinos de la réaction du ^{7}Be qui ont interagi dans le scintillateur.

2.2.2 SNO : Test de l'hypothèse de l'oscillation

Le détecteur de SNO (Sundbury Neutrino Observatory), situé dans une mine active de nickel 2 km sous terre, est encore un détecteur Cerenkov dans l'eau. Mais il est rempli de 1.000 tonnes de l'eau lourde.

SNO va observer les neutrinos solaires soit par dissociation des deuterons (equ. 2.10), soit par capture avec production d'un électron (equ. 2.11).

$$d + \nu_x \rightarrow p + n + \nu_x \tag{2.10}$$

$$d + \nu_e \rightarrow p + p + e^- \tag{2.11}$$

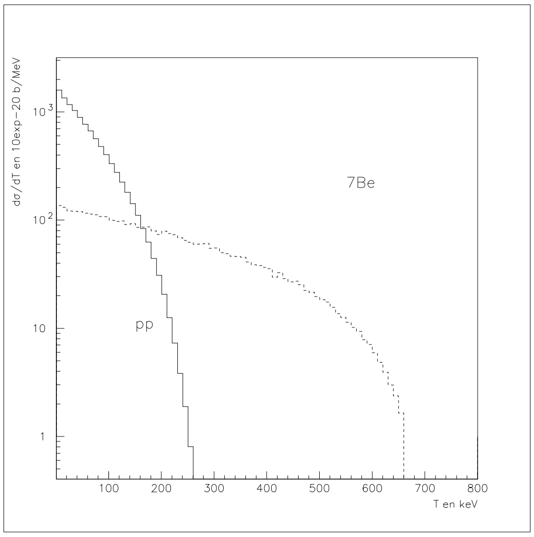


FIG. 2.4 – Spectre des électrons diffusés par des neutrinos.

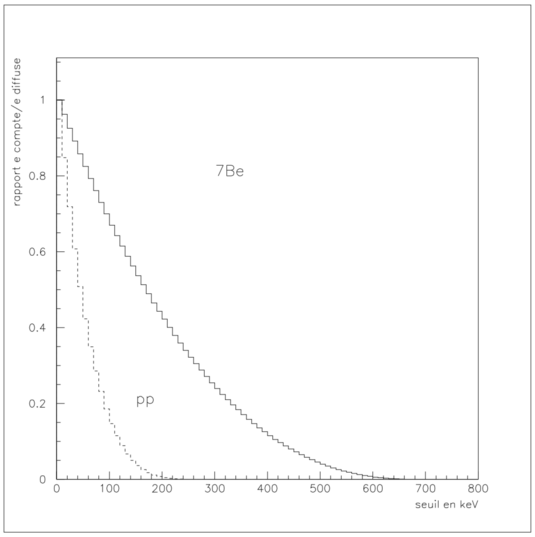


FIG. 2.5 – Coupure du seuil concernant les électrons diffusés.

L'idée fondamentale de SNO est la comparaison des taux de neutrinos détectés par les deux réactions. La deuxième permet de mesurer un effet d'oscillation, la première le flux initial des neutrinos.

La première réaction a un seuil de 2.2 MeV qui provient de l'énergie de liaison du deuteron. Elle est observée par le comptage du neutron produit. Donc on obtient un nombre qui est à comparer au chiffre attendu.

Dans la deuxième réaction on peut mesurer l'énergie du neutrino. Elle est à peu près l'énergie de lélectron plus 1.4 MeV ; les protons emportant très peu d'énergie cinétique ($\frac{T_e}{T_p} \approx \frac{m_e}{m_p}$). L'électron emis par cette réaction est détecté par l'effet de Cerenkov.

SNO va commencer la remplissage du réservoir et des premiers tests de mesure au cours de cette année. Mais il ne pourra pas non plus détecter les ν_{pp} et les $\nu_{^7Be}$.

2.3 Les nouveaux projets : spectre des neutrinos solaires à basse énergie

Les mesures du spectre des neutrinos solaires à basse énergie sont particulièrement intéressantes puisque les indications actuelles permettent de supposer qu'il y a une importante suppression de ces neutrinos dans cette gamme d'énergie, en particulier les neutrino du ^{7}Be.

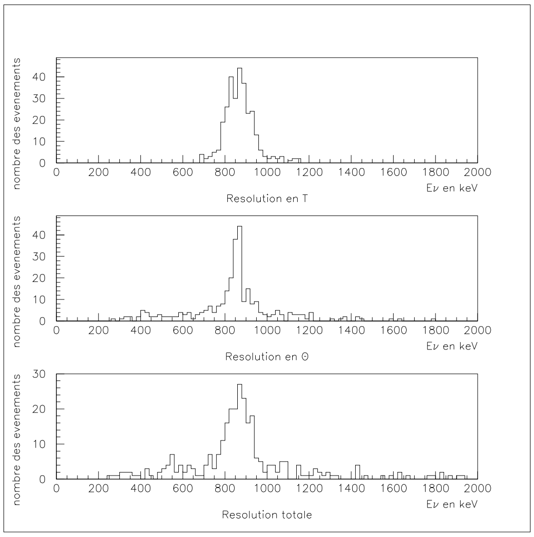


FIG. 2.6 – Spectre des électrons diffusés par des neutrinos.

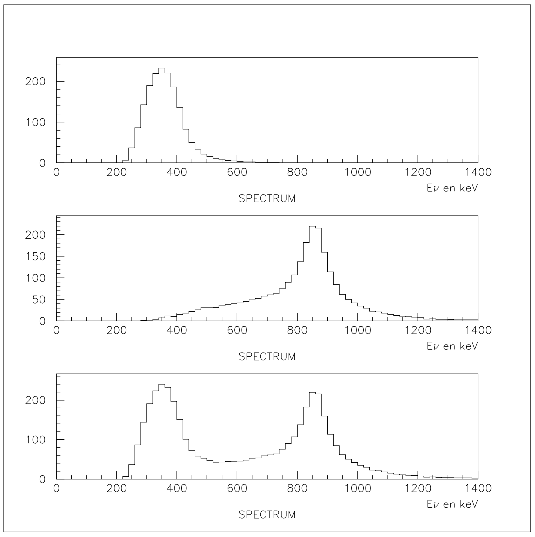


FIG. 2.7 – Coupure du seuil concernant les électrons diffusés.

Il y a deux projets pour la mesure de ce spectre, ce sont :
- LENS avec scintillateur liquide ou cristaux chargés au Gd ; il sera presenté dans les chapitres suivants.
- HELLAZ/SUPERMUNU avec des TPCs.

Les projets basés sur TPCs (chambre à projection temporelle) observent la diffusion (ν_e, e^-).
Les électrons de recul de la diffusion ionisent le gaz de la TPC le long de leur trajectoire. Les électrons sont attirés vers l'anode derrière laquelle un plan x-y est placé qui permet de mesurer la projection de ces trajectoires. La projection z est obtenue par le temps de dérive des charges électriques crées pendant l'ionisation.
A partir de la trajectoire et du signal d'anode on obtient l'énergie de l'électron de recul et l'angle de la diffusion. On peut donc recalculer l'énergie des neutrinos incidents ($E(T_e,\theta)$).
De plus la connaissance de la trace dans la TPC permet de mesurer et rejeter le bruit de fond par les même considerations que KAMIOKANDE.

Les TPCs travaillent avec un seuil d'environ 100 keV sur l'énergie des électrons diffusés. Ils nous permettent d'obtenir le spectre des neutrinos à partir de 200 keV compte tenu de la cinématique.

Il y a deux projets qui proposent la détection avec des TPCs. Ce sont HELLAZ et SUPERMUNU. Les différences entre les deux sont le gaz de remplissage et la blindage.

SUPERMUNU est la version agrandie du détecteur MUNU à Bugey. MUNU est prévu pour détecter des antineutrinos emis du réacteur et en déduire une limite sur leur moment magnétique.

La conaissance et la compréhension du bruit de fond de l'éxpérience MUNU est un test crucial pour toute expérience de neutrinos solaires utilisant la technique des chambres à projection temporelle.

On propose 4 TPCs d'un volume de 50 m^3 chacune pour SUPERMUNU. Avec le seuil de 100 keV on attend 700 événements de neutrinos solaires par an. Des simulations basées sur une extension des dimension de MUNU permettent de distinguer au bout d'une année de comptage les différentes solutions de l'oscillation du neutrino.

La résolution du spectre en énergie du neutrino obtenu dans des TPCs dépend surtout de la résolution angulaire et de la résolution en énergie de la trace de l'électron diffusé.

Une simulation Monté-Carlo (300 événements) pour des neutrinos monoénergétiques de la réaction de ^{7}Be est presenté dans la figure 2.6. On a tenu compte des incertitudes de la mesure de l'énergie des électrons diffusés (T_e) et de l'angle de la diffusion (θ). On suppose une distribution gaussienne pour T_e avec une déviation standard de 4 % par MeV et une gaussienne avec $\sigma_\theta = 0.05\ \theta/T[\mathrm{MeV}]$ pour la distribution de θ. Le seuil choisi est de $T_S = 100$ keV.
De plus nous avons étudier la possibilité de la distinction des deux pics de pp et de ^{7}Be. Ils sont présenté dans la figure 2.7. On n'a pas tenu compte des effets statistiques dans cette simulation, mais même avec des fluctuations on pourrait reconnaitre les deux pics.

Donc les détecteurs basé sur des TPCs permettent de mesurer le spectre des neutrinos solaires à basse énergie avec une résolution suffisante pour distinguer les neutrinos des deux composants : pp, ^{7}Be. De plus on peut aussi otenir une bonne reconnaissance et donc de la rejection du bruit de fond qui est obtenue par des mesures effectuées hors l'alignement avev le Soleil.

2.4 Résumé

Nous présentons un tableau (2.1) qui resume les characteristiques principales des détecteurs étudiés.
On peut en deduire les progrès déjà faits ou à venir dans le domaine de la détection des neutrinos solaires.

détecteur	**seuil**	**infomation obtenu**	**rejection du bruit**	**réaction**
HOMESTAKE	E_S = 814 keV	nombre des ν	-	ν_e + n $\rightarrow$ p + e^-
(SUPER)KAMIOKANDE	T_S = 7.5 MeV/T_S= 5 MeV	$E_\nu(\theta,T_e)$	mesure de l'angle θ	ν_x + e^- $\rightarrow$ ν_x + e^-
GALLEX/SAGE	E_S = 233 keV	nombre des ν	-	ν_e + n $\rightarrow$ p + e^-
BOREXINO	T_S = 250 keV ($E_S \approx$ 400 keV)	T_e	ultrapurification	ν_x + e^- $\rightarrow$ ν_x + e^-
SNO 1) SNO 2)	E_S = 2.2 MeV E_S = 6.4 MeV	nombre des ν $E_\nu(\theta,T_e)$	- mesure de l'angle θ	d + ν_e $\rightarrow$ p + n +ν_x d + ν_e $\rightarrow$ p + p + e^-
TPC - HELLAZ TPC - SuperMUNU	T_S = 100 keV ($E_S \approx$ 200 keV)	$E_\nu(\theta,T_e)$	θ θ, anticompton	ν_x + e^- $\rightarrow$ ν_x + e^-
LENS	E_S = 244 keV	$E_\nu(Q,T_e)$	coïncidence	ν_e + n $\rightarrow$ p + e^-

TAB. 2.1 – Les caractéristiques principales des détecteurs existants et des projets futurs.

Chapitre 3

LENS - détection basé sur une coïncidence temporelle et spatiale

3.1 Le principe de détection proposé par LENS

La mesure de l'énergie de l'électron emis par la capture d'un neutrino est une possibilité pour déterminer le spectre des neutrinos du Soleil (equ. 3.1).

$$\nu_e + A(Z) \rightarrow e^- + A(Z+1) \tag{3.1}$$

Le seuil minimun correspond au gap d énergie (Q) entre A(Z) et A(Z+1). L'énergie du neutrino est donnée directement par l'énergie de l'électron emis par la capture :

$$E_\nu = E_e + Q \tag{3.2}$$

Mais la seule mesure d'un dépot d'énergie est toujours accompagnée par un bruit de fond enorme dû à la radioactivité ambiante. Si on veut détecter des neutrinos en dessous d'1 MeV il faut donc avoir une signature supplémentaire.

La groupe de R. S. Raghavan [6, 7] propose un nouveau mode de détection. Elle est basée sur une réaction de capture vers un état exité du noyau final :

$$\nu_e + A(Z) \rightarrow e^- + A^*(Z+1) \tag{3.3}$$

Après un certain temps de retard il retombe sur l'état fondamental par emission d'un γ d'énergie fixe. L'observation de ce γ donne la signature supplémentaire desirée.

Pour eviter le bruit de fond provenant de la désintegration directe de A(Z) vers A(Z+1) par emission d'un β on cherche des materiaux qui remplissent la condition M(A(Z)) < M(A(Z+1)). La seule façon de désintegration directe est donc l'emission de $\beta\beta$ vers A(Z+2), qui est beaucoup moins probable.
La recherche des noyaux cible s'est donc fixée sur les systèmes $\beta\beta$ qui remplissent en plus les conditions suivantes :

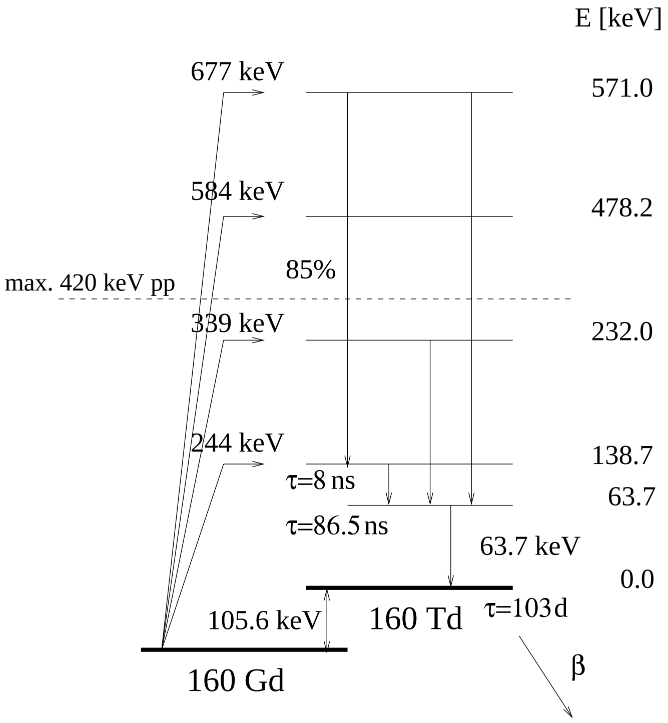


FIG. 3.1 – Le schéma de la capture du ν_e par le ^{160}Gd.

- Le seuil de la capture Q est plus petit que 420 keV, car on veut observer aussi des neutrinos de la réaction pp.
- La capture conduit vers un état exité de A(Z+1) d'une durée de vie assez petite pour une fenêtre en temps stricte.
- La section efficace de la capture des neutrinos est assez elevée.
- L'isotope intéressant est naturellement abondant.

Raghavan a proposé plusieurs matériaux, qui remplissent ces conditions et dont aussi le gadolinium. On a presenté les transitions possibles de la capture du ν_e par le gadolinium dans la figure 3.1.

La capture la plus probable se passe vers l'état exité de ^{160}Tb de 138.7 keV. La réaction a un seuil de 244 keV. On est donc capable de détecter les neutrinos de la réaction de pp.
L'électron emis par cette capture est suivi par un γ prompt (durée de vie $\tau = 8$ ns). L'atome se trouve alors dans l'état exité de 63.7 keV dont la durée de vie est de 86.5 ns. Il se desintègre par emission du γ de 63.7 keV vers l'état fondamental du ^{160}Tb. Ce γ est le signal attendu en coïncidence avec l'électron.
L'énergie du γ prompt est détecté avec l'énergie de l'électron.

Le groupe de Raghavan propose l'utilisation de 10 T de gadolinium sous la forme de 100 T scintillateur liquide. Le scintillateur se trouve dans 132 cellule d'un volume de $50\times50\times300$ cm^3. A chaque extrémité d'une cellule il se trouve un photomultipli-

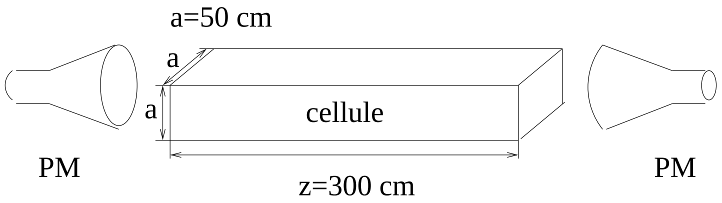


FIG. 3.2 – L'ensemble d'une cellule et de deux PMs.

cateur. Donc on peut localiser la cellule dans laquelle il y a un dépôt d'énergie et aussi sa position en z (fig 3.2).

On propose la rejection du bruit de fond par la coïncidence temporelle et spatiale. C'est à dire on compte seulement les électrons et les γ qui sont emis au même endroit avec un retard correspondant au $\tau = 86.5$ ns.

L'idée de Raghavan semble genial sur le papier mais avant sa réalisation il faut tester la faisabilité. Cela concerne en particulier la reponse en temps et le bruit de fond provenant des impurtés du scintillateur.

Chapitre 4

Etude du bruit de fond par simulation

4.1 Les conditions de la simulation

Toutes les simulations sont faites a l'aide de GEANT, un logiciel du CERN qui traite le passage des particules dans des détecteurs. On a utilisé et adapté un programme qui est écrit par des membres de la collaboration MUNU, et qui simule soit des particules d'énergies données soit des chaines de désintegration d'éléments radioactifs. Il inscrit les résultats dans un fichier lu par nos programmes de GEANT.

On a observé les effets du bruit de fond dans trois détecteurs de coïncidence utilisant le ^{160}Gd comme cible : Un détecteur sous la forme de scintillateur liquide proposé par Raghavan et deux détecteurs qui contiennent des cristaux scintillants de différentes tailles, proposés par notre groupe.

4.1.1 Les géometries de détecteurs étudiés

Le premier détecteur contient 121 cellules de scintlillateur liquide de taille $50 \times 50 \times 300$ cm^3 (fig 4.1) qui se regroupent de la facon suivante : 11×11. C'est un volume de $550 \times 550 \times 300$ cm^3. On a introduit 10 T de gadolinium. La composition chimique du scintillateur est de 33 wt% de $Gd(EH)_3$ ($EH = CH_3(CH_2)_3CH(C_2H_5)CO_2$) et le reste $CH_{1.8}$, ce qui donne une masse d'environ 100 T.
De chaque côté d'une cellule, on trouve un photomultiplicateur (PMD, PMG).

Les cristaux ont une forme hexagonale avec soit une distance D entre les faces de 2.5 cm et une longeur Z de 26 cm (les petits cristaux) soit D = 5 cm et Z = 30 cm

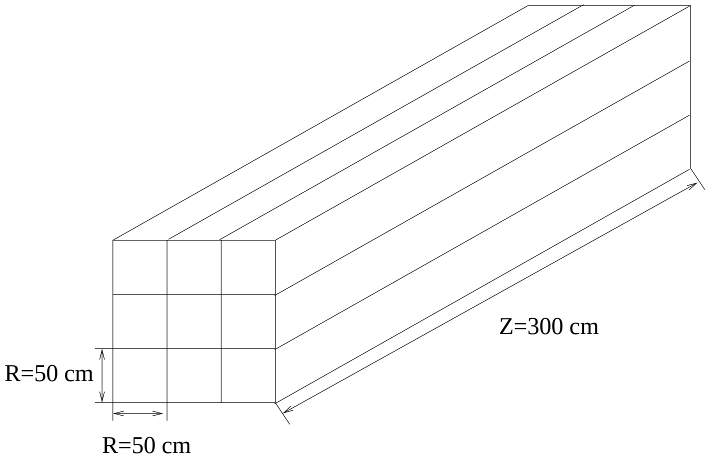


FIG. 4.1 – Géometrie du scintillateur liquide.

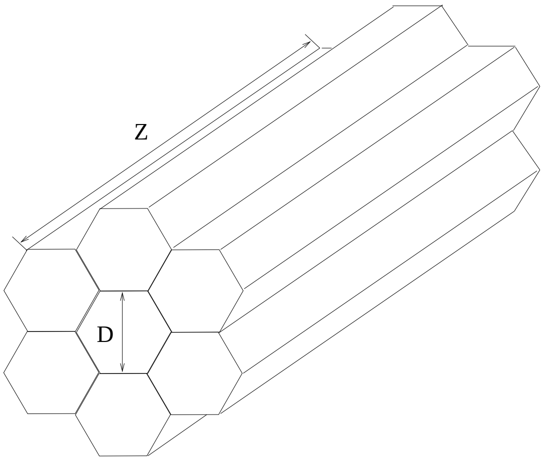


FIG. 4.2 – Géometrie des cristaux.

(les grands cristaux) (fig 4.2). La composition chimique des cristaux est Gd_2SiO_5 avec une densité de 6.8 g/cm^3. On les a regroupés sous forme de couronnes autour d'un cristal central.
Pour comparer les détecteurs on a normalisé à 10t de gadolinium. Cela donne un volume de 1.95 m^3 et une masse de 13.3 T. Ce sont 13650 cellules dans le cas des petits cristaux et 2950 pour les grands.

4.2 Le comportement des γ et des β monoénergétiques dans les détecteurs

Avant l'étude du bruit de fond qui provient des désintégrations des éléments radioacitfs et qui est donc une superposition de plusieurs γ, β et α emis, on va étudier des particules monoénergétiques pour mieux comprendre leur comportement dans les détecteurs.
On a tenu compte de l'effet Compton, de la création des paires et de l'effet photoélectrique pour les γ et du Bremsstrahlung pour les β.

On a étudié des γ de 80 keV, de 500 keV, de 1.4 keV et de 2.7 keV ainsi que des β des mêmes énergies mais aussi ceux de 692 keV et de 1.273 MeV.
On a placé la source de particules au centre de la cellule centrale v0 (fig 4.3, 4.4).

Pour le scintillateur liquide on va regarder combien de particules laissent toute leur énergie
– dans v0 et les 8 cellules autour (d1, d2, d3, d4, c1, c2, c3, c4),
– dans v0 et les quatre voisins les plus proches (d1, d2, d3, d4)
– et dans v0.
Pour les cristaux on a etudié la partie qui laisse toute son énergie

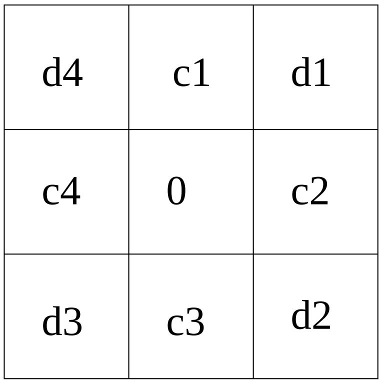


FIG. 4.3 – Nom des cellues du scintillateur liquide.

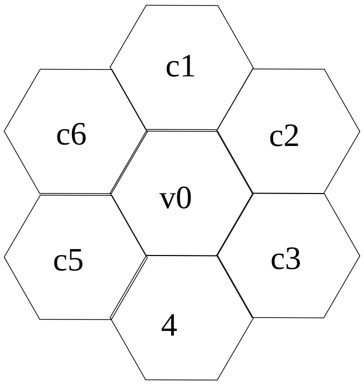


FIG. 4.4 – Nom des cellules des cristaux.

– dans v0 et dans les deux couronnes autour (c1 - c6, d1 - d12),
– dans v0 et la première couronne autour
– et dans v0.

Par ailleurs on a ajouté une condition sur la valeur moyenne $\bar{z}$ de la cordonnée en z du dépôt d'énergie dans une cellule. On veut que la particule laisse toute son énergie dans v0 et en plus dans un interval de z qui correspond à la taille de la cellule. On a -25 cm $\leq \bar{z} \leq$ 25 cm pour le scintillateur liquide et -1.25 cm $\leq \bar{z} \leq$ 1.25 cm pour les petits cristaux et -2.5 cm $\leq \bar{z} \leq$ 2.5 cm pour les grands cristaux.
On n'a pas tenu compte de la résolution dans ces simulations.

4.2.1 Les β

Pour le scintillateur liquide plus de 99.7 % des β d'énergie inférieuere à 2.5 MeV laissent toute leur énergie dans la cellule v0 (fig. : 4.5). Même avec la restriction sur $\bar{z}$ toute l'énergie des électrons qui proviennent des neutrinos issus des réactions pp, ^{7}Be et pep sera détectée dans plus de 99 % des cas. L'efficacité de la détection des électrons emis par la capture est donc très bonne. Malheureusement, cela est pareil pour les β qui proviennent du bruit de fond. On ne peut pas les rejeter par des conditions spatiales.
Les grands cristaux ont une efficacité de plus de 97.5 % pour la détection des électrons au-dessous de 1600 keV pour toutes les conditions que l'on a mises (fig. : 4.7). La valeur corresondante des petits cristaux est de 96.5 % (fig. : 4.9).
On peut constater que le scintillateur liquide est un peu plus éfficace que les cristaux à cause de la plus grande taille des cellules.
Les différentes conditions appliquées ne changent pas beaucoup dans les cas des trois détecteurs.

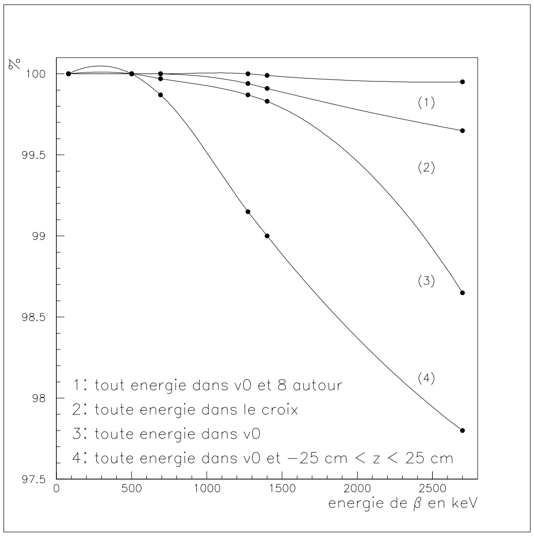


FIG. 4.5 – Dépôt d'énergie des β dans le scintillateur liquide.

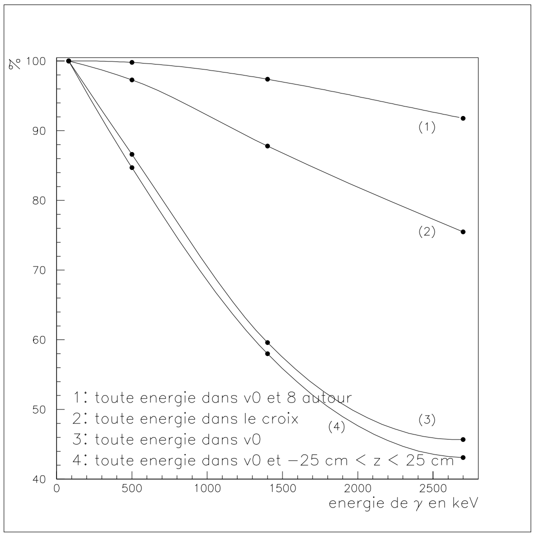


FIG. 4.6 – Dépôt d'énergie des γ dans le scintillateur liquide.

4.2.2 Les γ

Les γ de 80 keV laissent pour les trois détecteurs toute leur énergie dans v0. Alors, on a une efficacité de détection du γ retardé de 100 %. Mais les γ de plus hautes énergies, qui ne proviennent que du bruit de fond, laissent beaucoup moins souvent leur énergie complete dans la cellule centrale mais ils en deposent une partie dans les cellules voisines.
On pourra donc les rejeter par le critère de localisation de l'événement.
On voit que la restriction supplémentaire sur $\bar{z}$ n'améliore pas beaucoup les résultats.

Par la suite on va essayer de rejeter le bruit de fond provenant des γ en étudiant les événements qui laissent un dépôt d'énergie d'au moins 75 keV, correspondant à l'énergie du γ prompt, dans la cellule centrale mais rien autour. Puisque les γ retardé de 80 keV laissent toute leur énergie dans la cellule centrale les conditions appliquées ne vont pas modifier l'éfficacité de leur détection.

Pour le scintillateur liquide on a regardé :

- L'énergie déposée dans v0 et -25 cm $\leq \bar{z} \leq$ 25 cm et rien dans c1-c4.
- L'énergie déposeée dans v0, -25 cm $\leq \bar{z} \leq$ 25 cm et rien dans c1-c4 et d1-d4.

Pour les cristaux on a regardé :

- L'énergie déposée dans v0, -2.5 cm $\leq \bar{z} \leq$ 2.5 cm et rien dans la première couronne autour.

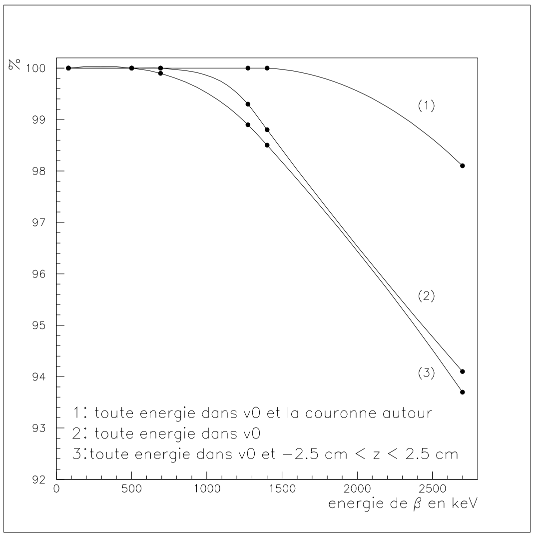


FIG. 4.7 – Dépôt d'énergie des β dans les grands cristaux.

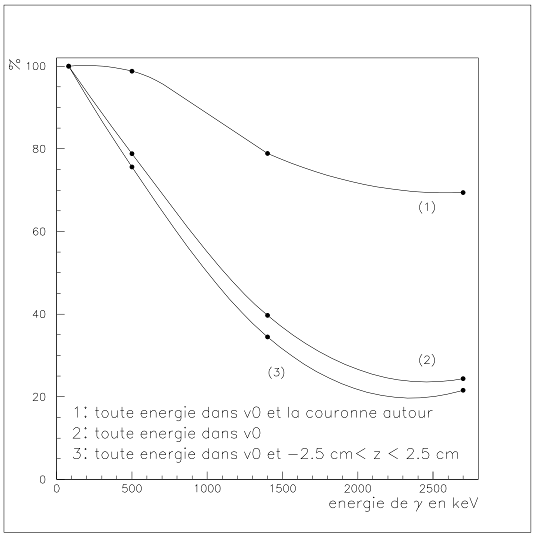


FIG. 4.8 – Dépôt d'énergie des γ dans les grands cristaux.

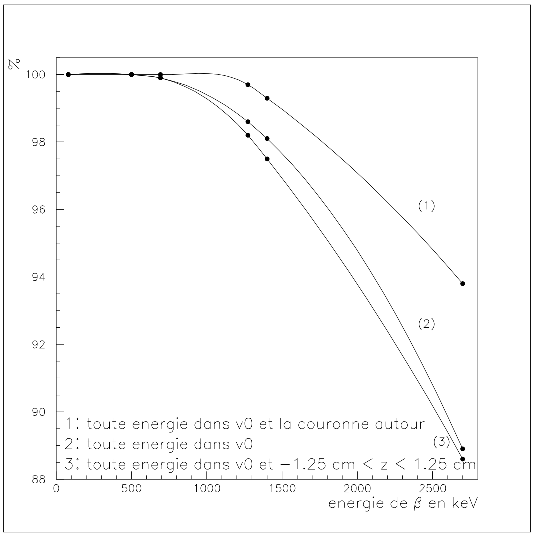


FIG. 4.9 – Dépôt d'énergie des β dans les petits cristaux.

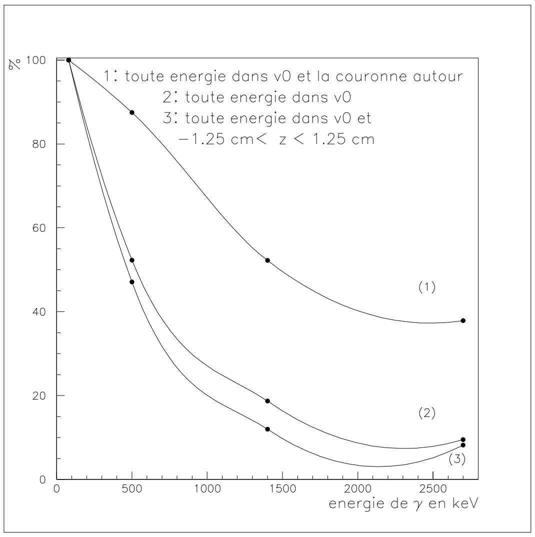


FIG. 4.10 – Dépôt d'énergie des γ dans les petits cristaux.

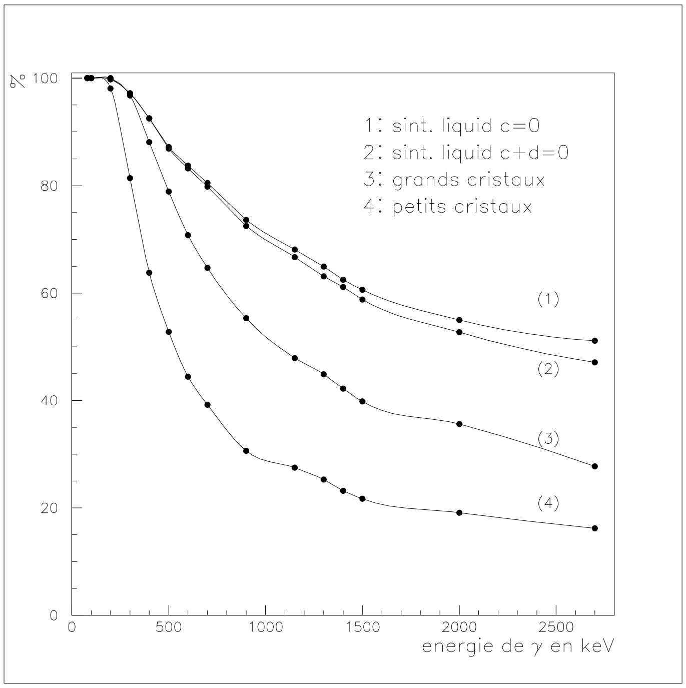


FIG. 4.11 – La fraction des γ qui laissent de l'énergie plus grande que 75 keV dans v0 mais rien autour.

Les resultats sont présentés sur la figure 4.11.

Ce sont les γ de basse énergie qui vont nous apporter le plus de bruit, car ils ne quittent pas la cellule centrale et donc ne sont pas rejetés par un critère de localisation spatiale.
On voit qu'il y n'a pas une grande différence entre les deux conditions appliquées sur le scintillateur liquide.

Si on compare les trois détecteurs entre eux on voit bien que les petits cristaux sont plus selectifs vis à vis des γ de haute énergie que les grands cristaux et surtout que le scintillateur liquide, la segmentation étant plus fine.
Par exemple, les γ de 692 keV qui peuvent simuler un électron de la capture d'un neutrino de la réaction de ^{7}Be sont détectés dans une seule cellule à 80 % dans le scintillateur liquide, à 60 % dans les grands cristaux et seulement à 25 % dans les petits cristaux.

4.2.3 Efficacité de détection des neutrinos

Les énergies des neutrinos (fig 1.1.3) solaires sont présentées dans le tableau 4.1.

pp	$E_\nu < 0.420$ MeV
Be	$E_\nu = 0.861$ MeV
pep	$E_\nu = 1.442$ MeV
N + 0	$E_\nu < 1.732$ MeV

TAB. 4.1 – L'énergie des neutrinos.

L'énergie du neutrino détecté est donnée par :

$$E_\nu = E_{e^-} + E_{\gamma_{prompt}} + 105\ keV + 64\ keV \tag{4.1}$$

105 keV correspond à la différence entre le niveau fondamental de Gd et de Tb et 64 keV corresond à la différence entre le premier état exité et l'état fondamental de Tb.
La somme d'énergie $E_{e^-}+E_{\gamma_{promt}}$ à détecter est présentée dans le tableau 4.2 en fonction de l'origine des neutrinos.

pp	0.075 MeV $<$ E $<$ 0.312 MeV
Be	E $=$ 0.692 MeV
pep	E $=$ 1.273 MeV
N + 0	0.075 MeV $<$ E $<$ 1.563 MeV

TAB. 4.2 – L'énergie des électrons et γ_{prompt} emis par la capture de neutrino.

L'efficacité de la détection d'un événement du neutrino dépend de l'efficacité de la détection de l'électron et du γ prompt et de celle du γ retardé. On a vu que les γ de 64 keV sont détectés à 100 %. Donc l'efficacité de la détection des neutrinos est egale à celle de l'électron et du γ prompt.
On a étudié des dépôts des énergies des électrons ensemble avec un γ de 75 keV. On a tiré ces particules de manière homogène dans toute la cellule pour tenir compte des effets de bord. Pour des énergies correspondant aux neutrinos de pp et de ^{7}Be on a trouvé une éfficacité de détection de 99.2 % pour le scintillateur liquide de 98.8% pour les grands cristaux et de 98.2 % pour les petits.
Mais l'efficacité de la détection des neutrinos n'est pas seulement reliée à la détection des deux signaux e^- + γ prompt et γ retardé mais aussi à la reconaissance de la coïncidence temporelle entre ces signaux qui dépend de la résolution en temps. Nous allons étudier ce problème dans le chapitre suivant.

4.3 Le bruit de fond

Pour simuler un événement de neutrino on a besoin de deux signaux. Un qui simule l'électron emis par la capture et l'autre qui simule le γ retardé. Le signal qui simule

le γ doit tomber dans un fenêtre de temps qui correspond au temps de désintegration du premier état éxite de Tb (84 ns).
On a deux sources de bruit de fond différentes : le bruit fortuit et le bruit correlé. Le premier est constitué de deux événements qui n'ont aucun lien. Le signal de 64 keV tombe par hasard dans la fenêtre de temps d'un événement qui simule un électron.
Le deuxième type de bruit provient d'une chaine de désintégration dans laquelle il existe un état exité qui a une durée de vie assez courte ($<$ qq μs). D'abord il y a une emission d'une particule d'énergie qui correspond à celle des électrons attendus vers cet état éxité qui ensuite se désintègre par un signal qui peut simuler le γ de 64 keV.
Ce type de bruit de fond est très dangereux, parce qu'on ne peut pas le distinguer des vrais événements.
En dehors du bruit qui est constiué de deux signaux il faut aussi tenir compte des fluctuations de la distribution en temps des photoélectrons d'une impulsion simple qui peut simuler une coïncidence à temps court. Cet effet est relié à la résolution temporelle qui dépend des caractéristiques du scintillateur et des PMs.

4.4 Le bruit fortuit

4.4.1 Les sources de bruit fortuit

Comme source on a étudié le ^{176}Lu, le ^{147}Sm, le ^{40}K, le ^{14}C, le ^{152}Gd , le ^{238}U, le ^{232}Th et le ^{222}Rn.
Le ^{176}Lu et le ^{147}Sm sont des éléments qui sont proches du ^{160}Gd et qui peuvent donc être introduits lors de la fabrication.
Le ^{40}K ce trouve dans le scintillateur mais il provient aussi du verre des PMs.
Le sintillateur liquide est de ($CH_{1.8}$) donc on a le ^{14}C qui se trouve dans le carbone naturel. Mais le ^{14}C n'est pas une source de bruit de fond pour des cristaux.
Le gadolinium naturel inclue 0.2 % de ^{152}Gd donc on en a dans le scintillateur.
Le ^{238}U et le ^{232}Th sont dangereux car ils se desintègrent par des chaines qu'on suppose en équilibre. Chaque désintégration d'uranium provoque une désintégration de tous les autres 13 éléments de la chaine de l'uranium.
Une désintégration du thorium est suivi par 10 autres désintégrations.
La chaine de ^{238}U se casse quelque fois au niveau du ^{222}Rn et il faut donc observer la chaine à partir du radon.

On a presenté les schémas de désintégrations du ^{14}C, du ^{176}Lu et du ^{40}K et leurs spectres en énergie emise dans les figures 4.12 - 4.17.
Les graphiques des spectres (fig 4.13, 4.15, 4.17) montrent 1000 désintegrations.

Le ^{152}Gd emet un α de 2.14 MeV, le ^{147}Sm un de 2.23 MeV.

Pour le ^{238}U, le ^{232}Th et le ^{222}Rn on montre leur schémas de désintégration dans l'appendice B car ils sont très complexes.
On a simulé leurs spectres aussi avec 1000 désintégrations. Comme on regarde les chaines en équilibre on a seulement à peu près 1000/14 désintégrations du uranium, 1000/11 du thorium et 1000/8 du radon. On presente les α séparement (fig 4.18 - 4.21).

On a travaillé avec les taux d'impurtés radioactives presentées dans le tableau 4.3. On a ajouté les donnés utilisées sur les différentes isotopes et les nombres des désintégrations par seconde pour le scintillateur liquide et les cristaux. (Pour le ^{238}U, le ^{232}Th et le ^{222}Rn les valeurs donnent les nombres des désintégration du noyaux père.)

source	taux d'impurté	$t_{1/2}$[ans]	teneurs natureles	cp/s 18tGSO	cp/s 100tliquide
^{238}U(α, β, γ)	0.1 ppb	4.468 10^{9}	99.9 %	24.3	130
^{232}Th	0.1 ppb	1.41 10^{10}	100 %	7.3	40.5
^{40}K	0.1 ppm	1.28 10^{9}	0.0117 %	54.5	302.6
^{176}Lu	0.5 ppm	3.6 10^{10}	2.61 %	273	273
^{14}C	10^{-17}	5730	/	0	150
^{222}Rn	10 mBq/T	/	/	0.18	1
^{152}Gd (α)	/	1.08 10^{14}	0.2 %	15324.8	15324.8
^{147}Sm (α)	0.5 ppm	1.06 10^{11}	15 %	919.4	919.4

Tab. 4.3 – Les impurtés des isotopes radioactifs; les valeurs en ppb et ppm sont donnés par rapport aux teneurs des éléments naturels. Les valeurs de ^{176}Lu est de ^{147}Sm sont donnés par rapport à la masse de gadolinium les autres par rapport à la masse du scintillateur.

4.4.2 Dépôt d'énergie dans les détecteurs

Les spectres que l'on observe dans les détecteurs ont une forme différente de ceux qui sont emis par la source. Tous les γ promts qui suivent les α et β sont detectés avec ces α et β car les scintillateurs peuvent seulement distinguer les événements qui ont une distance en temps plus grande que quelque ns.
Cela ne change rien pour le ^{15}C et le ^{40}K parcequ'ils n'ont pas de γ promts, mais cela change les spectres de ^{176}Lu, de ^{238}U de ^{232}Th et de ^{222}Rn. On a presenté leurs spectres emis avec la sommation des énergies des événements promts (Δt $<$ 5 ns)

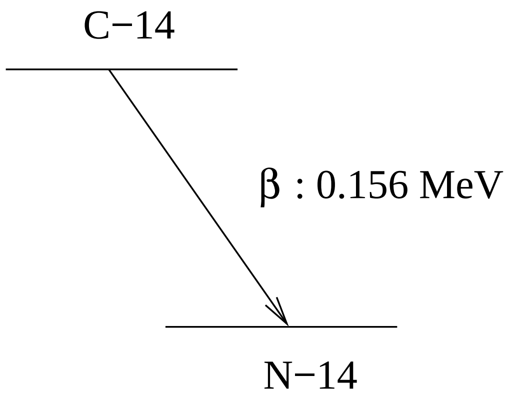


FIG. 4.12 – Schéma de désintégration de ^{14}C.

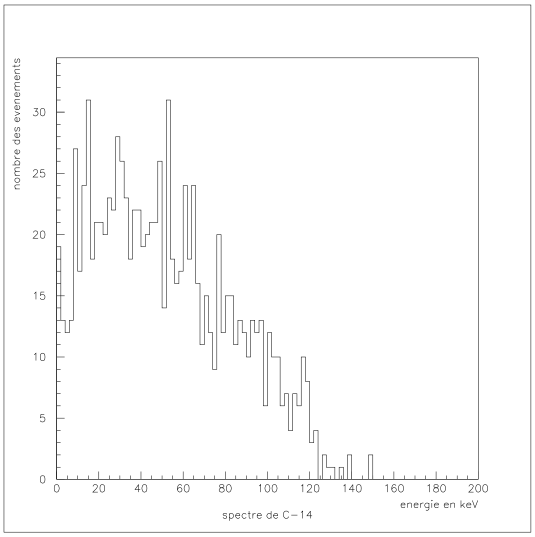


FIG. 4.13 – Spectre de désintégration de ^{14}C.

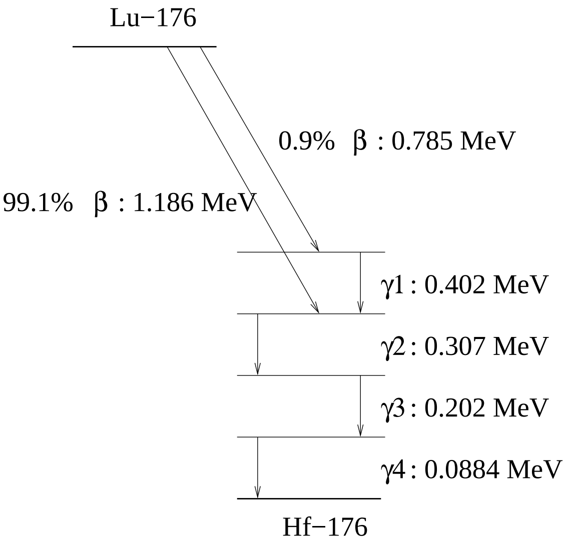


FIG. 4.14 – Schéma de désintégration de ^{176}Lu.

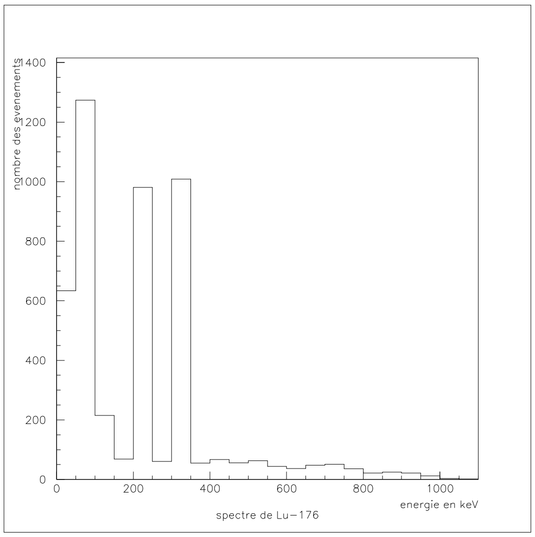


FIG. 4.15 – Spectre de désintégration de ^{176}Lu.

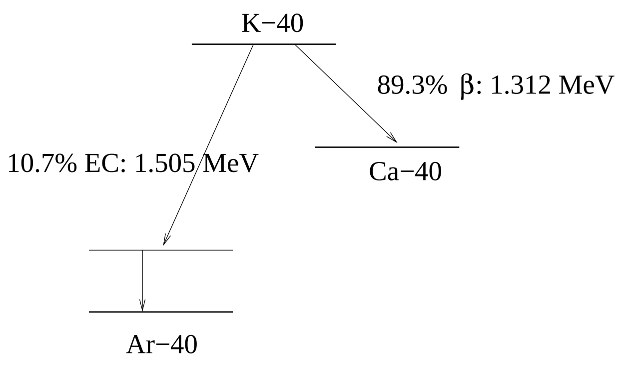


FIG. 4.16 – Schéma de désintégration de ^{40}K.

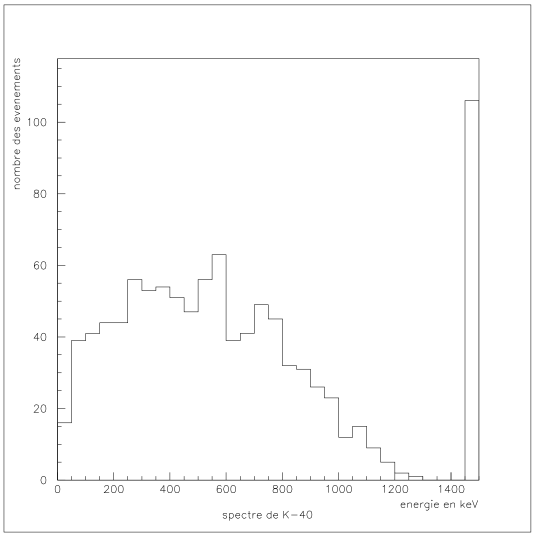


FIG. 4.17 – Spectre de désintégration de ^{40}K.

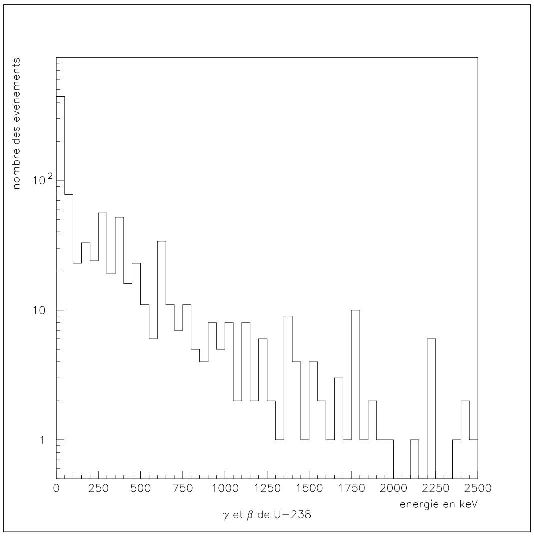


FIG. 4.18 – Spectre de désintégration des γ et β de ^{238}U.

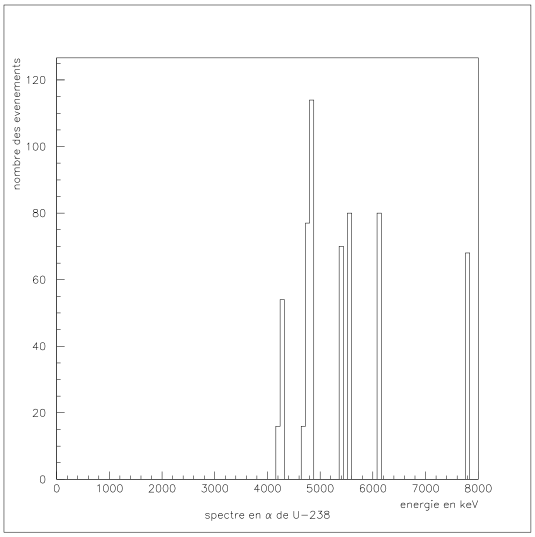


FIG. 4.19 – Spectre de désintégration des α de ^{238}U.

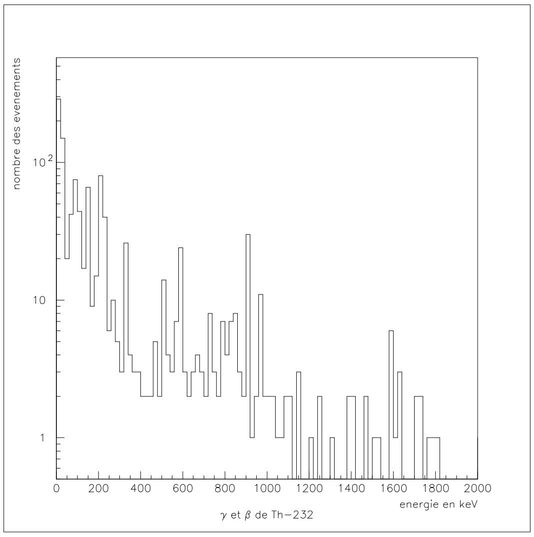


FIG. 4.20 – Spectre de désintégration des γ et β de ^{232}Th.

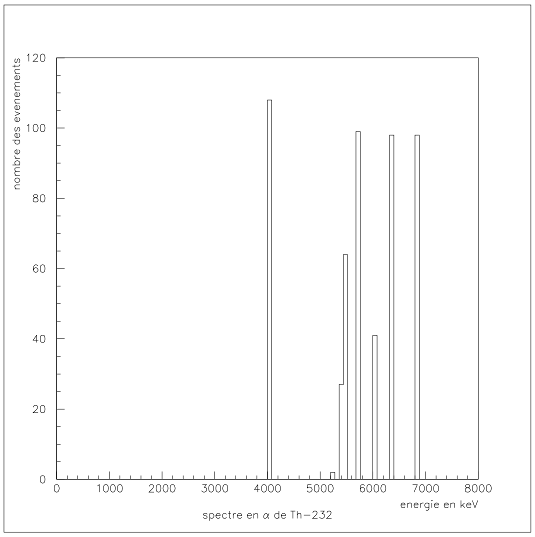


FIG. 4.21 – Spectre de désintégration des α de ^{232}Th.

vvp

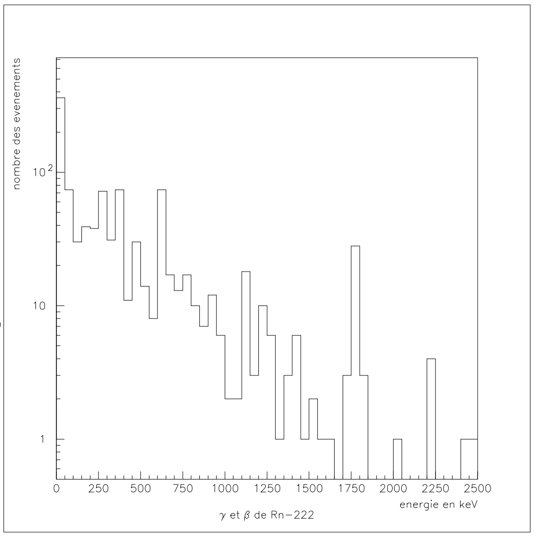


FIG. 4.22 – Spectre de désintégration des γ et β de ^{222}Rn.

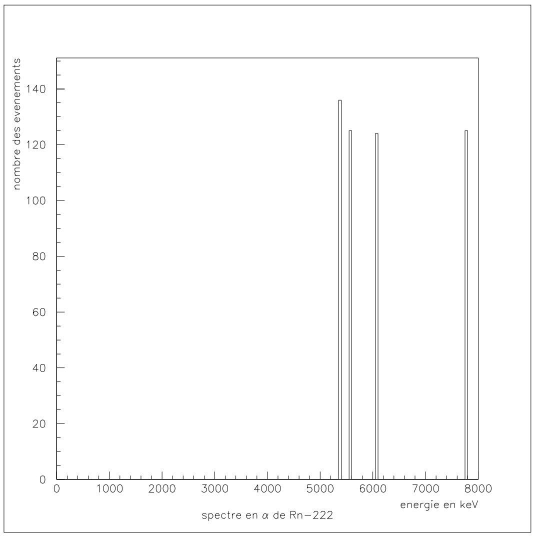


FIG. 4.23 – Spectre de désintégration des α de ^{222}Rn.

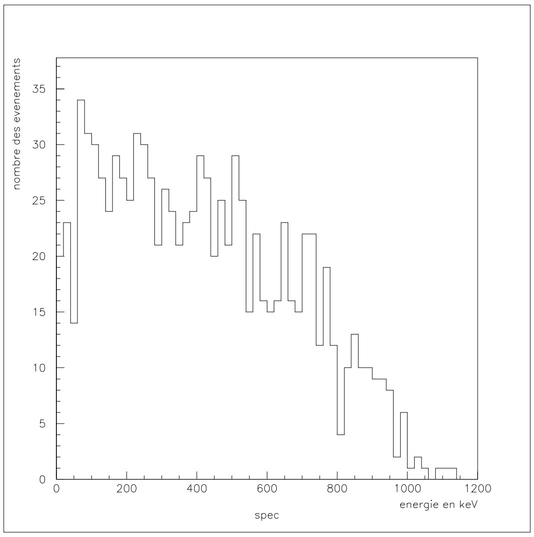


Fig. 4.24 – Spectre de ^{176}Lu, vu par les détecteurs.

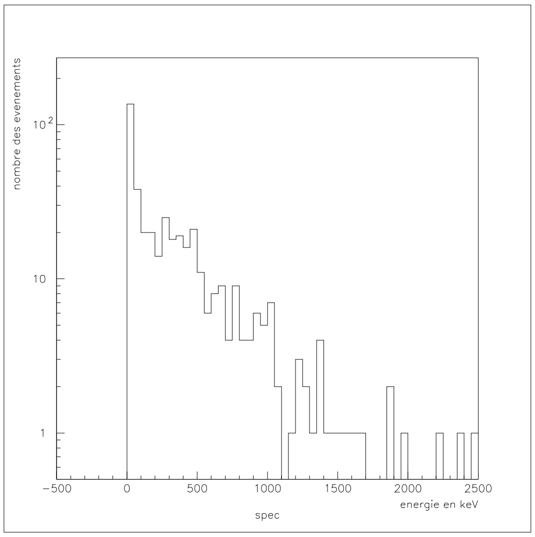


Fig. 4.25 – Spectre de ^{222}Rn, vu par des détecteurs.

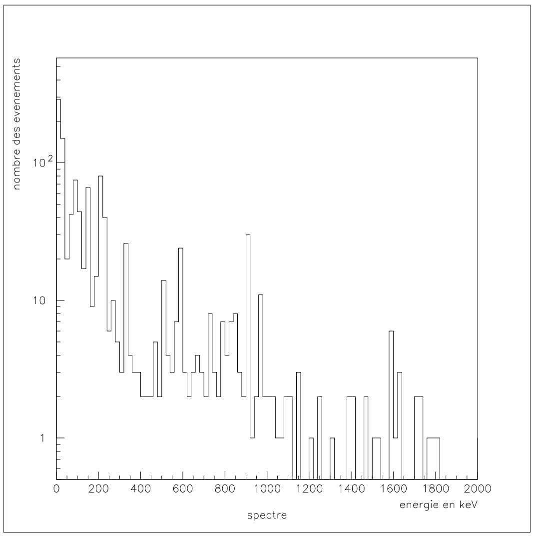


Fig. 4.26 – Spectre de ^{232}Th, vu par les détecteurs.

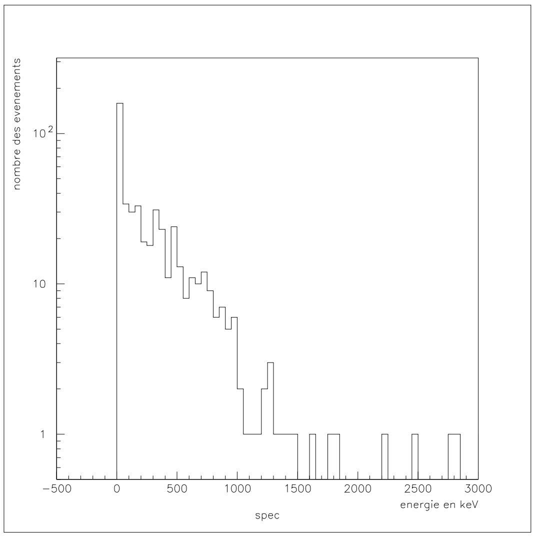


Fig. 4.27 – Spectre de ^{222}Rn, vu par des détecteurs.

dans les figures 4.24 - 4.27.
C'est la forme du spectre qui est vu par les détecteurs. Même si une partie des particules quitte la cellule centrale et que l'on tienne compte de la résolution et des conditions sur les cellules voisines la forme du spectre détectée dans v0 a à peu près cette forme pour les trois détecteurs.

On n'a pas presenté les α et leur γ promts. En effet, la section efficace des α est assez grande. Ils laissent toujours toute leur énergie dans la cellule où ils sont emis mais elle n'est pas observée complètement, elle se perd dans des états éxités du scintillateur. On observe seulement une fraction de cette énergie. Ce facteur s'appelle quenching. Il est à peu près de 2.5 pour des grandes énergies (α de 8.78 MeV du Po) dans les cristaux et 5 pour les petites (α de ^{152}Gd, ^{147}Sm). On suppose de 10 pour le scintillateur liquide mais on ne le connait pas bien. Dans le cas du scintillateur liquide on va ensuite présenter les α et les β et γ séparément.

Choix des fenêtre en énergie

Chaque PM reçoit 300 photoélectrons par 1 MeV de dépôt d'énergie dans le scintillateur. Ainsi la résolution se calcule par la formule suivante :

$$\sigma[MeV] = \frac{\sqrt{E\nu[MeV]}}{\sqrt{600}} \tag{4.2}$$

On a choisi des fenêtres de $\pm\ 3\sigma$ autour des énergies attendues. On va donc y retrouver 98 % des événements des neutrinos. On les a presentées dans le tableau 4.4.

	σ [keV]	fenêtre en énergie [keV]
pp	$\sigma_1 = 11$	$[41, 312]$
	$\sigma_2 = 20.5$	
Be	34	$[590, 794]$
pep	46	$[1135, 1411]$
N + 0	$\sigma_1 = 11$	$[41, 1716]$
	$\sigma_2 = 51$	
$\gamma_{retardé}$	10.3	$[33, 95]$

TAB. 4.4 – Les fenêtres en énergie.

Pour l'étude des taux de bruit dans ces fenêtres on a mis une resolution de 600 photoélectrons par MeV et on a appliqué les conditions "rien dans les 8 cellules autour"pour le scintillateur liquide et "rien dans les deux couronnes autour"pour les cristaux.

Les éléments radioactifs à l'intérieur du scintillateur sont tirés de facon homogène sur toute la cellule centrale.

4.4.3 Estimation du bruit fortuit

Le taux de bruit fortuit (BF) se calcule avec l'équation suivante :

$$BF = N_1 * N_2 * \Delta\tau * \frac{\delta V}{V} \tag{4.3}$$

N_1 : taux dans la fenêtre de γ retardé.
N_2 : taux dans la fenêtre des électrons des neutrinos.
$\Delta\tau$: fenêtre en temps.
$\frac{\delta V}{V}$: résolution spatiale.

Les taux N_1 et N_2 sont obtenus par la simulation des différentes sources.

On va prendre une localisation en z qui correspond à un tiers d'une cellule. Donc on trouve :

- $\frac{\delta V}{V} = \frac{1}{121} * \frac{1}{3} \approx 2.7 * 10^{-3}$ (scintillateur liquide)
- $\frac{\delta V}{V} = \frac{1}{4150} * \frac{1}{3} \approx 8 * 10^{-5}$ (grands cristaux)
- $\frac{\delta V}{V} = \frac{1}{19200} * \frac{1}{3} \approx 1.7 * 10^{-5}$ (petits cristaux)

Ces très bonnes résolutions spatiales pour les cristaux vont encore permettre de réduire le bruit fortuit par rapport au scintillateur liquide.
On observe les γ retardés dans une fenêtre de coíncidence de 300 ns. Cela nous donne $\Delta\tau \approx 3\ 10^{-7}$.
A partir de ces valeurs et à l'aide de l'équation 4.3 on a calculé le taux des fortuites. On les a presenté avec les taux des neutrinos attendus par an presentés par Raghavan [6, 7] pour 10 tonnes de gadolinium (tab 4.5 - 4.7).

Les résultats de bruit fortuit pour des cristaux sont convaincants. On trouve des valeurs de 10^{-2} - 10^{-1} événements par an pour les fenêtres de pp, ^{7}Be et pep. Donc on peut travailler avec un taux d'impurtés plus elevé sans déranger la détection des neutrinos.
La détection des neutrinos de N+O est perturbée par le bruit provenant de ^{152}Gd et de ^{147}Sm.
Son bruit est dans la même ordre de grandeur comme les vrais événements.
Ces bonnes valeurs proviennent d'une part de la plus faible masse totale pour un même nombre de noyaux cibles dans le cas des cristaux et de la meilleure segmentation du détécteur cristallin d'autre part. Ceci permet un meilleur rejet des événements par l'unicité de la cellule touchée ainsi qu'une meilleure résolution spa-

	$\gamma_{\text{retardé}}$	pp	^{7}Be	pep	N + O
^{238}U : γ, β [coup/s]	15.8	23.1	5.8	2.6	50.5
^{238}U : α [coup/s]	0.0	0.0	22.3	0.0	97.8
^{232}Th : γ, β [coup/s]	0.7	16.8	2.2	2.9	39.2
^{232}Th : α [coup/s]	0.0	0.0	51.9	2.2	132.2
^{40}K [1/s]	1.2	7.4	5.7	0.3	28.7
^{222}Rn : γ, β [coup/s]	0.8	1.0	0.4	0.0	2.4
^{222}Rn : α [coup/s]	0.0	0.0	1.7	0	4.1
^{15}C : β [coup/s]	78.2	85.2	0.0	0.0	85.2
^{176}Lu : γ, β [coup/s]	0.0	0.0	47.3	36.5	180.0
^{152}Gd : α [coup/s]	0.0	15324.8	0.0	0.0	15324.8
^{147}Sm : α [coup/s]	0.0	919.4	0.0	0.0	919.4
Σ [coup/s]	96.7	133.5	61.4	42.3	386.0
		16378 (α)	137.3 (α)	44.5 (α)	16864 (α)
bruit fortuit [coup/an]	/	329	152	104	953
	/	40455 (α)	339 (α)	110 (α)	41656 (α)
évé. des ν [coup/an]	/	73	80	6	20

TAB. 4.5 – Le bruit fortuit dans le scintillateur liquide.

	$\gamma_{\text{retardé}}$	pp	^{7}Be	pep	N + O
^{238}U [coup/s]	3.0	5.0	1.0	0.3	11.1
^{232}Th [coup/s]	1.0	6.4	5.0	0.2	23.9
^{40}K [coup/s]	0.2	1.5	1.2	0.1	5.5
^{222}Rn [coup/s]	0.2	0.2	0.1	0.0	0.5
^{176}Lu [coup/s]	0.0	0.0	45.0	57.2	181.5
^{152}Gd [coup/s]	0.0	0.0	0.0	0.0	15324.8
^{147}Sm [coup/s]	0.0	0.0	0.0	0.0	919.4
Σ [coup/s]	4.4	13.1	52.3	57.8	16466.7
bruit fortuit [coup/an]	/	$9.3\ 10^{-3}$	$3.7\ 10^{-2}$	$4.1\ 10^{-2}$	11.7
évé. des ν [coup/an]	/	73	80	6	20

TAB. 4.6 – Le bruit fortuit dans les petits cristaux.

	$\gamma_{retardé}$	pp	^{7}Be	pep	N + O
^{238}U [coup/s]	3.0	5.1	1.3	0.4	11.6
^{232}Th [coup/s]	1.0	6.3	6.0	0.2	24.3
^{40}K [coup/s]	0.2	1.5	1.2	0.1	5.6
^{222}Rn [coup/s]	0.2	0.2	0.1	0.0	0.5
^{176}Lu [coup/s]	0.0	0.0	50.0	58.5	192.1
^{152}Gd [coup/s]	0.0	0.0	0.0	0.0	15324.8
^{147}Sm [coup/s]	0.0	0.0	0.0	0.0	919.4
Σ [coup/s]	4.4	13.1	57.6	59.2	16478.3
bruit fortuit [coup/an]	/	$4.4\ 10^{-2}$	$1.9\ 10^{-1}$	$2.0\ 10^{-1}$	54.9
évé. des ν [coup/an]	/	73	80	6	20

TAB. 4.7 – Le bruit fortuit dans les grands cristaux.

tiale. A ces critères on peut ajouter l'absence de ^{14}C dans le cas du cristal, et l'effet du quenching sur l'α du ^{152}Gd.

Pour le scintillateur liquide, les taux de fortuites sont fortement dépendentants du facteur de quenching utilisé pour prendre en compte les α. C'est un des premiers points à verifier expérimentalement et qui conditionnera la faisabilité d'un tel détecteur.
Il faut remarquer qu'on a négligé une partie du bruit qui va probablement augmenter le taux dans la fenêtre de γ et donc affecter tout le spectre. On a seulement regarder le dépôt dans la cellule centrale, mais des particules de hautes énergies peuvent laisser aussi un dépôt dans une autre cellule et rien autour d'elle. Nos resultats sont un peu trop optimistes.

4.5 Le bruit de fond correlé

On a trouvé un élément qui peut nous apporter beaucoup de bruit de fond correlé. C'est le ^{231}Th qui fait partie de la chaine de ^{235}U (appendice B). Il se désintègre vers le ^{231}Pa. Environ 40 % des désintegrations passent par un état metastable d'une durée de demi-vie de 31 ns. Le gap d'énergie entre le ^{231}Th et cet état metastable est de 305 keV qui sont surtout emis par des β.
Ce dépôt d'énergie peut simuler un signal dans la fenêtre de pp et de N + O.
L'état metastable se désintègre vers l'état fondamental par emission d'un γ de 84 keV, qui peut simuler le γ retardé. On a présenté le schéma de désintègration du ^{231}Th dans la figure 4.28.

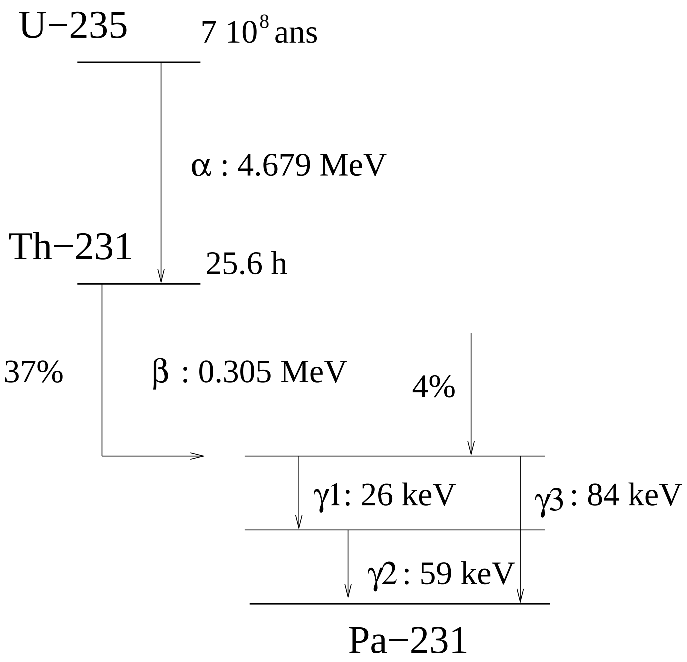


FIG. 4.28 – Le schéma de désintégration du ^{231}Th.

On a simulé 1000 fois la coïncidence du ^{231}Th. Pour chaque désintégration β, on a appliqué les trois critères :

(1) fenêtre β : [41, 312 keV]
(2) fenêtre γ retardé : [33, 95 keV]
(3) fenêtre coïncidence en temps : 0-300 ns

Dans le tableau 4.8 on a presenté l'influence de chaque critère independamment des autres pour une résolution de 600 photoélectrons par MeV.
Le résultat final, prenant en compte les rapports d'embranchement, montre que dans ce cas 23 % des désintégrations de ^{231}Th peuvent simuler un événement neutrino, quelque soit le type de détecteur.

	cristaux	scint.liquide
eff. critère (1)	69.5 %	72.2 %
eff. critère (2)	83.4 %	81 %
eff. critère (3)	100 %	100 %
eff. totale	58.0 %	58.5 %

TAB. 4.8 – Application des coupures en énergie et temps sur les coïncidences (β, γ) du ^{231}Th.

Avec un taux d'impurtés d'uranium 238 de 0.1 ppb (0.72 % ^{235}U) on attend 2 10^8

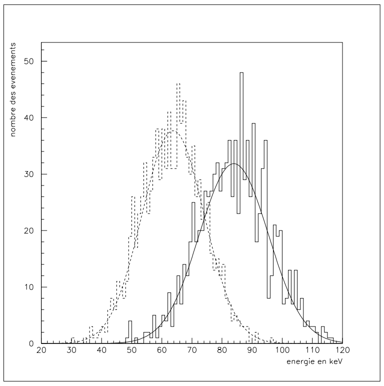


FIG. 4.29 – Pics de 64 et de 84 keV avec une résolution de 600 photoélectrons par MeV.

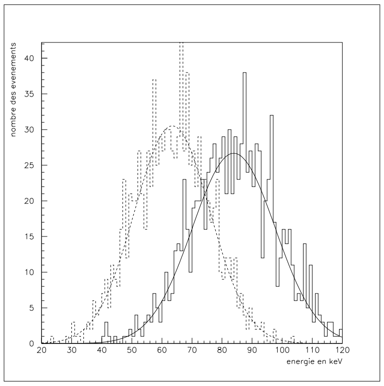


FIG. 4.30 – Pics de 64 et de 84 keV avec une résolution de 400 photoélectron par MeV.

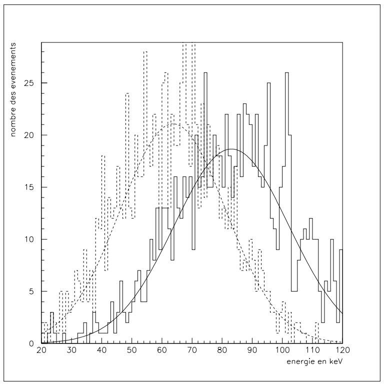


FIG. 4.31 – Pics de 64 et de 84 keV avec une résolution de 200 photoélectron par MeV.

désintegration du thorium 231 par an pour le scintillateur liquide et 3 10^7 pour les cristaux qui simulent une capture neutrino.

Le fenêtre en temps

La durée de vie de l'état metastable du ^{231}Pa est lègerement differente du temps des neutrino : plus petit.
Si on tient compte de la difficulté de mesurer les coïncidences très courtes on choisit un fenêtre en temps de 40-300 ns. Ce sont 60 % des γ retardés qui tombent dans cette fenêtre est 41 % des γ de l'état metastable du ^{231}Pa.
Donc on trouve une efficacité totale de 8.6 %

Les fenêtres en énergie du γ retardé

On a étudié l'effet de la resolution sur les pics de 64 keV (γ retardé) et de 84 keV (γ de l'état metastable du ^{231}Pa) pour des résolutions qui correspondent à 600, 400 et 200 photoélectrons par MeV (fig 4.29-4.31). L'effet de la resolution est peu sensible pour le spectre continue du β.

On a étudié deux types de fenêtres : l'une à 2σ autour du γ retardé : on perd de l'efficacité sur les neutrinos, mais on est plus sélectif vis à vis du 84 keV et l'autre à 3σ qui conserve l'efficacité pour les neutrinos mais aussi sur le bruit.
On a présenté les fenêtres suivant la résolution dans le tableau 4.9.

On a présenté les résultats des simulation de la désintégration du ^{231}Th dans les figures 4.32, 4.33.

A partir d'une valeur moyenne de 10 % de désintegration du ^{231}Th qui simule un

σ	$\pm\ 2\sigma$	$\pm\ 3\sigma$
$\frac{1}{\sqrt{600}}$	$[43,\ 85\ keV]$	$[33,\ 95\ keV]$
$\frac{1}{\sqrt{500}}$	$[41,\ 87\ keV]$	$[30,\ 98\ keV]$
$\frac{1}{\sqrt{400}}$	$[39,\ 89\ keV]$	$[26,\ 102\ keV]$
$\frac{1}{\sqrt{300}}$	$[35,\ 93\ keV]$	$[20,\ 108\ keV]$
$\frac{1}{\sqrt{200}}$	$[28,\ 100\ keV]$	$[10,\ 118\ keV]$

TAB. 4.9 – Les fenêtres du γ retardé dépendantes de la résolution.

événement de neutrino on va recalculer le taux des impurtés d'uranium necessaire pour avoir un rapport moins de 1 :1 du bruit correlè du ^{231}Th et des événements des neutrinos solaires détectés.
On suppose 73 événements des neutrinos dans la fenêtre de pp par an. Donc on veut avoir moins de 730 désintégration de ^{231}Th et aussi de ^{235}U par an, car on suppose la chaine en equilibre. A partir de la durée de vie de ^{235}U ($t_{1/2} = 10^9$ ans) et sa teneur en uranium naturel (0.72 %) on trouve une valeur maximale de 10^{14} atomes $\approx 5.8\ 10^{-8}$g d'uranium dans le scintillateur.
Ce sont des taux par rapport à la masse totale de 6 10^{-16}g/g pour le scintillateur liquide et 3 10^{-16}g/g pour les cristaux. Au moment on suppose une impurté de 1 ppb. Donc il faut soit baisser le taux des impurtés d'uranium par un facteur 10^6-10^7, soit ameliorer le rapport de ^{235}U et de ^{238}U. Ces deux solutions ne sont pas faciles à réaliser.
Mais si on n'arrive pas à diminuer le taux de ^{235}U dans les scintillateurs on ne peut recevoir aucune information sur les neutrinos solaires de la réaction de pp.

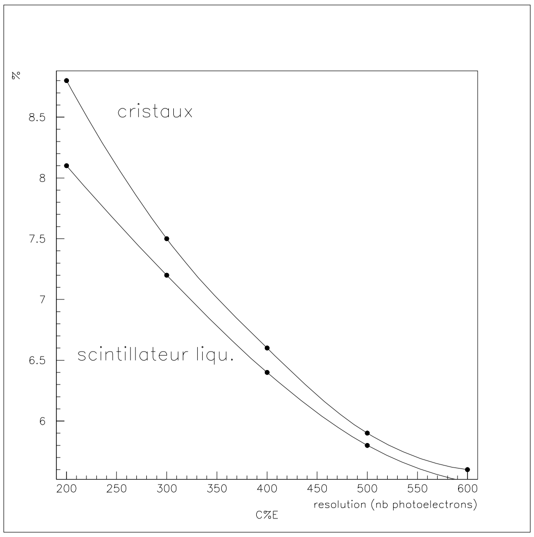


FIG. 4.32 – Bruit correlé du ^{231}Th dans des fenêtre $\pm\ 2\sigma$.

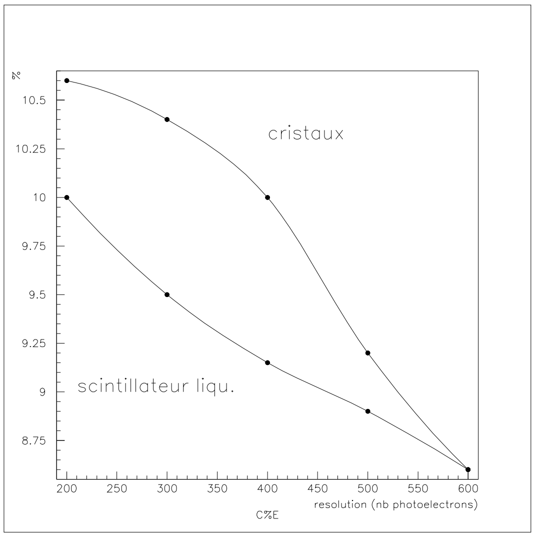


FIG. 4.33 – Bruit correlé du ^{231}Th dans des fenêtre $\pm\ 3\sigma$.

On peut aussi penser à trouver une manière de différencier les signaux des α par leur forme à la sortie du PM. On peut alors blocker la cellule correspondante pendant quelque jours ($t_{1/2} = 25.6$ h) après la reconaissance d'un α de l'^{235}U pour eviter le bruit correlé du ^{231}Th. Mais ca ne marche qu'avec les cristaux car avec le scintillateur liquide on coupe trop de l'efficacité de la détection du neutrino en bloquant la cellule. Il faut vérifier cette possibilité de distinguer les α et les β et γ.

Chapitre 5

Etude de la réponse en temps

Nous allons seulement maintenant étudier les proprietés des cristaux scintillants. Nous avons abandonné le scintillateur liquide car sa réalisation est défavorable par rapport aux cristaux.
Les données sur lesquelles nos simulations sont basées proviennent des mesures que nous avons fait avec un cristal et deux photomultiplicateurs (PMs).

5.1 La forme du signal à la sortie du photomultiplicateur

Les particules qui laissent leur énergie dans le scintillateur excitent ses atomes le long de leur trajectoire. Les atomes excités se désintègrent par émission de photons. Le matériau du scintillateur est choisi de facon à être transparent à ces photons. Ils sont émis isotropiquement mais on s'efforce de les conduire vers les PMs aux extremités du cristal grace à des materiaux de réfléchissant.
A la cathode des PMs les photons libèrent des électrons qui sont ensuite multipliés dans les dynodes. La forme du signal à la sortie du PM est donnée par la distribution des photons. Ils sont emis suivant une exponentielle avec un temps de décroissance correspondant à la durée de vie de l'état excité du scintillateur.
On a presenté la distribution qu'on a choisi pour les simulations sur la figure 5.1. Elle corependà un temps de monté de 7 ns et une exponentielle de décroissance de 30 ns, caractéristiques du GSO.

On suppose 400 photoélectrons (pe^-) détectés par les deux PMs pour 1 MeV de dépôt d'énergie dans le scintillateur. Ce nombre est une valeur moyenne qui fluctue statistiquement avec $\sigma = \sqrt{400}$. Cette fluctuation dépend du facteur de multiplication dans les PMs et surtout du nombre de photoélectrons collectés. Ce dernier résulte

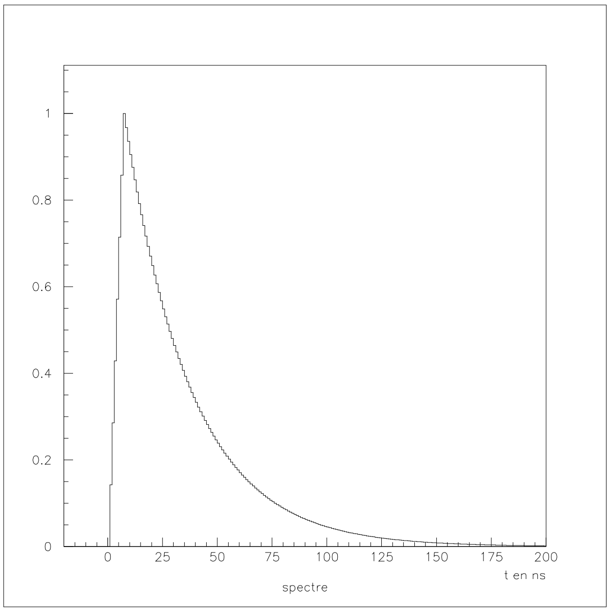


FIG. 5.1 – Distribution théorique des photons emis par le scintillateur.

du nombre des photons emis dans le scintillateur et de l'efficacité de transformation des photons en photoélectron à la cathode du PM ($\approx$ 30 %).

Le chiffre de 400 photoélectrons concerne la position centrale de la source. On reçoit un plus grand nombre de photoélectrons sur les deux PMs si les photons sont emis plus proche de l'un ou de l'autre côté du cristal qu'au centre.

Nous avons tenu compte de ces effets dans nos simulations. D'abord on tire sur une gaussiène correspondant au nombre de photoélectrons qu'on attend pour le dépôt d'énergie qu'on veut simuler (400 pe^- par MeV).
Nous tirons ensuite le nombre de ces photoélectrons qui sont reçus par le PM gauche ou le PM droit. A partir du nombre de photoélectrons qu'on reçoit sur chaque PM on tire sur la distribution en temps donnée dans la figure 5.1 pour simuler la reponse du scintillateur.
Enfin on remplace chaque photoélectron par une gaussienne de surface unité et d'une largeur de demie hauteur de 2 ns pour tenir compte de la collection de la charge dans les PMs. Nous avons mesuré une FWHM (lageur à mi-hauteur) de 2 ns. La valeur est probablement encore plus petite mais on est limité par la résolution de l'oscilloscope pour la déterminer.

On choisi une échantillonnage du signal chaque ns. Cela correspond à la valeur qu'on peut obtenir avec des convertisseurs rapides (FADC, 1GHz).

Le signal simulé pour un dépôt de 300 photoélectrons est présenté sur la figure 5.2. C'est la somme des signaux du PMG et du PMD.

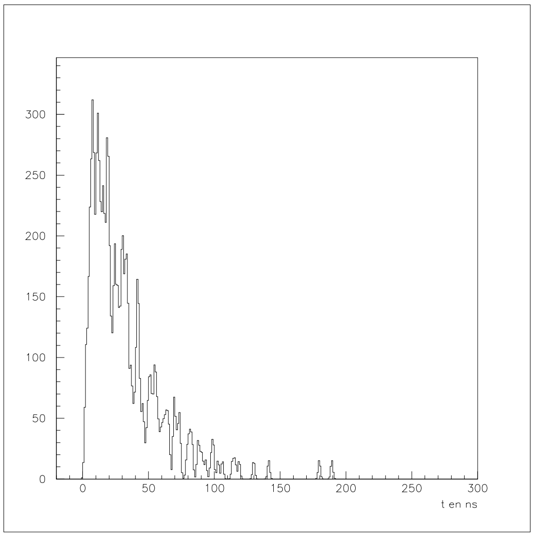


FIG. 5.2 – Simulation d'un signal de 300 photoélectrons.

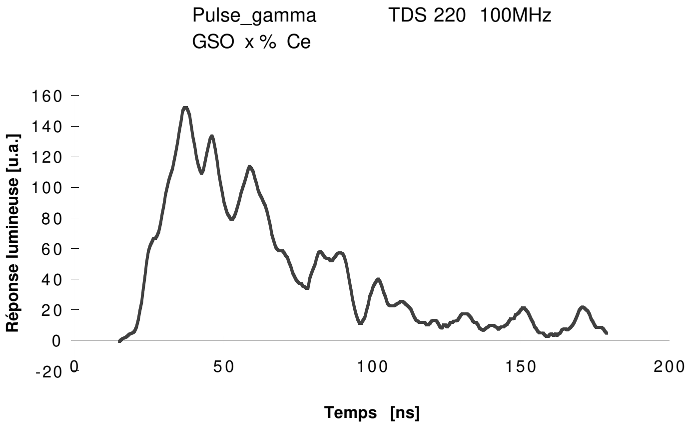


FIG. 5.3 – Un signal mesuré de 300 photoélectrons (662 keV).

Nous avons mesuré un signal de 662 keV de la désintégration du ^{137}Cs qui donne aussi 300 pe$^-$ (fig. : 5.3). On retrouve le temps de monté de 7ns et la temps de décroissance de 30ns dans le diagramme mesuré.
Il faut noter que on a pris le signal avec un oscilloscope d'un largeur de bande de 100 MHz, donc tous les photoélectrons sont vu comme des gaussienne d'une largeur à mi-hauteur de 10 ns.
Aussi la valeur de 400 pe$^-$ par MeV est probablement trop pessimiste puisqu'on a trouvé 300 pe$^-$ par 660 keV soit 450 pe$^-$ par MeV et on plus on a placé la source au centre du cristal et on n'a pas utilisé des reflecteur autour du cristal. La valeur correcte est environ de 600 pe$^-$ par MeV.
On a déjà fait toutes les simulation avec 400 pe$^-$ par MeV donc on va garder cette valeur.

5.2 La courbe de désintegration du ^{212}Po

Une manière de tester les résultats de la détection des neutrinos solaires est l'observation de la distribution de temps (Δt) entre l'électron et le γ retardé ($\tau \approx 86.5$ ns). Si cette distribution a la forme d'une exponentielle d'une durée de vie de 86.5 ns on est sur d'avoir détecté surtout des neutrinos. Par contre une valeur à peu près constante pour tous les Δt indique trop de bruit de fond.

Nous avons pris une source de ^{212}Bi. Il se désintègre vers le ^{212}Po qui a une durée de demi-vie de 300 ns.
Si on arrive à détecter la coïncidence d'un signal de la désintégration β du bismuth

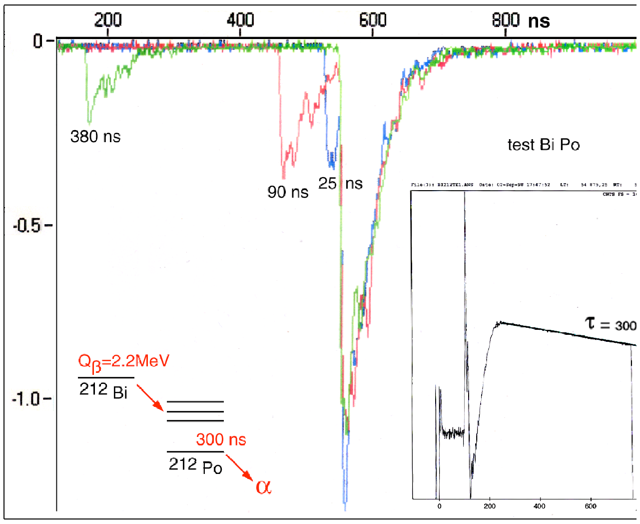


FIG. 5.4 – Mesure de la coïncidence ^{212}Bi-^{212}Po.

avec l'α (8.8 MeV) de la désintégration du polonium on peut déjà montrer la validité du principe du détecteur dans cette ordre de grandeur de Δt.

Le départ et l'arret de la mesure du temps sont reglés par les signaux mesurés dans le scintillateur. Nous avons retardé le départ de 50 ns pour eviter que le même signal donne le depart et l'arret. Donc les temps mesurés sont 50ns trop petit mais cela nous ne gène pas car on regarde seulement les temps relatifs.
On a presenté le resultat de cette mesure dans la figure 5.4 ensemble avec le spectre de quelques événements retardé. On voit bien la droite qui proviennent de la desintégration du ^{212}Po. Les signaux constants avant le debut de la droite sont de bruit de fond qui est aussi supperposé à la droite. Le pic provient du déclenchement du CTA.
La mesure de la pente de la droite donne bien la durée de la demi-vie de 300ns.

Il serait interessant de refaire cette mesure avec une source du ^{235}U. Dans sa chaine de désintegration se trouve le ^{231}Th dont nous avons déjà parlé dans le chapitre du bruit de fond correlé. Autant il nous gène pour la détection des neutrinos autant il peut aider à tester la validité du principe du détecteur pour des Δt de 44ns (durée de vie).
Si on retrouve cette exponontielle la reconnaissance de la durée de vie de 84 ns paraitra assurée.

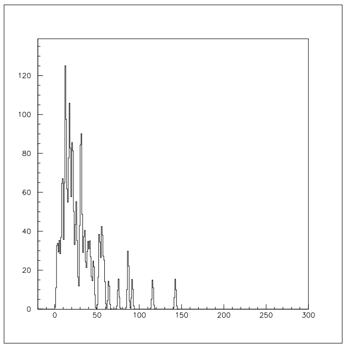


FIG. 5.5 – Simulation d'un "single"de 80 pe^{-}.

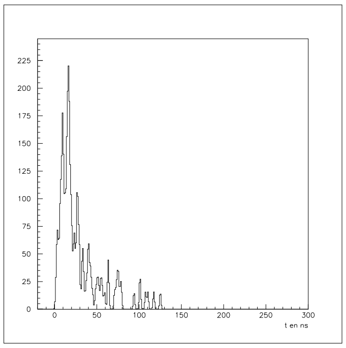


FIG. 5.6 – Simulation d'un "single"de 130 pe^{-}.

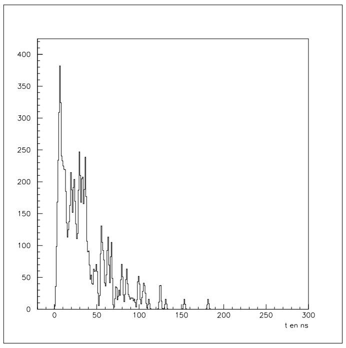


FIG. 5.7 – Simulation d'un "single"de 310 pe^{-}.

5.3 La simulation des événements type neutrino

Nous avons simulé plusieurs événements des neutrinos à différentes énergies et avec différents retards pour avoir une idée de la valeur à partir de laquelle on peut correctement distinguer les deux événements.
Nous avons simulé des neutrinos de 300 keV (juste au dessus du seuil de 244 keV), de 420 keV (l'énergie maximale du pp) et de 860 keV (l'énergie du ^{7}Be). Cela correspond à 20, 70 et 250 pe^{-} pour l'électron, 30 pe^{-} pour le γ prompt et 30 pe^{-} pour le γ retardé de 64 keV.
Le temps de desintégration du γ "prompt"est tiré sur l'exponontielle qui correspond à sa durée de vie de 8 ns.
Pour le γ retardé nous avons choisi des retards Δt=20, 50, 100 et 200 ns.
Les résultats sont présentés dans la figure 5.8
On peut noter que le γ retardé à tendance à disparaitre d'avantagedans les fluctuations des électrons de grandes énergies. Mais pour toutes ces trois énergies on peut reconnaitre le γ retardé à partir d'un retard de 100 ns à prioiri pour 200 ns.

Pour comparaison on a présenté des simulations des événements à électron unique avec autant des photoélectrons que les événements des neutrinos de 300 (80 pe^{-}), 420 (130 pe^{-}) et 860 keV (310 pe^{-}) dans les figures 5.5 -5.7.

5.4 Comparaison des signaux simulés aux distributions théoriques

On s'intéresse aux moyens de reconnaitre les événements des neutrinos (signaux doubles) et les distinguer des signaux à électron unique (singles).

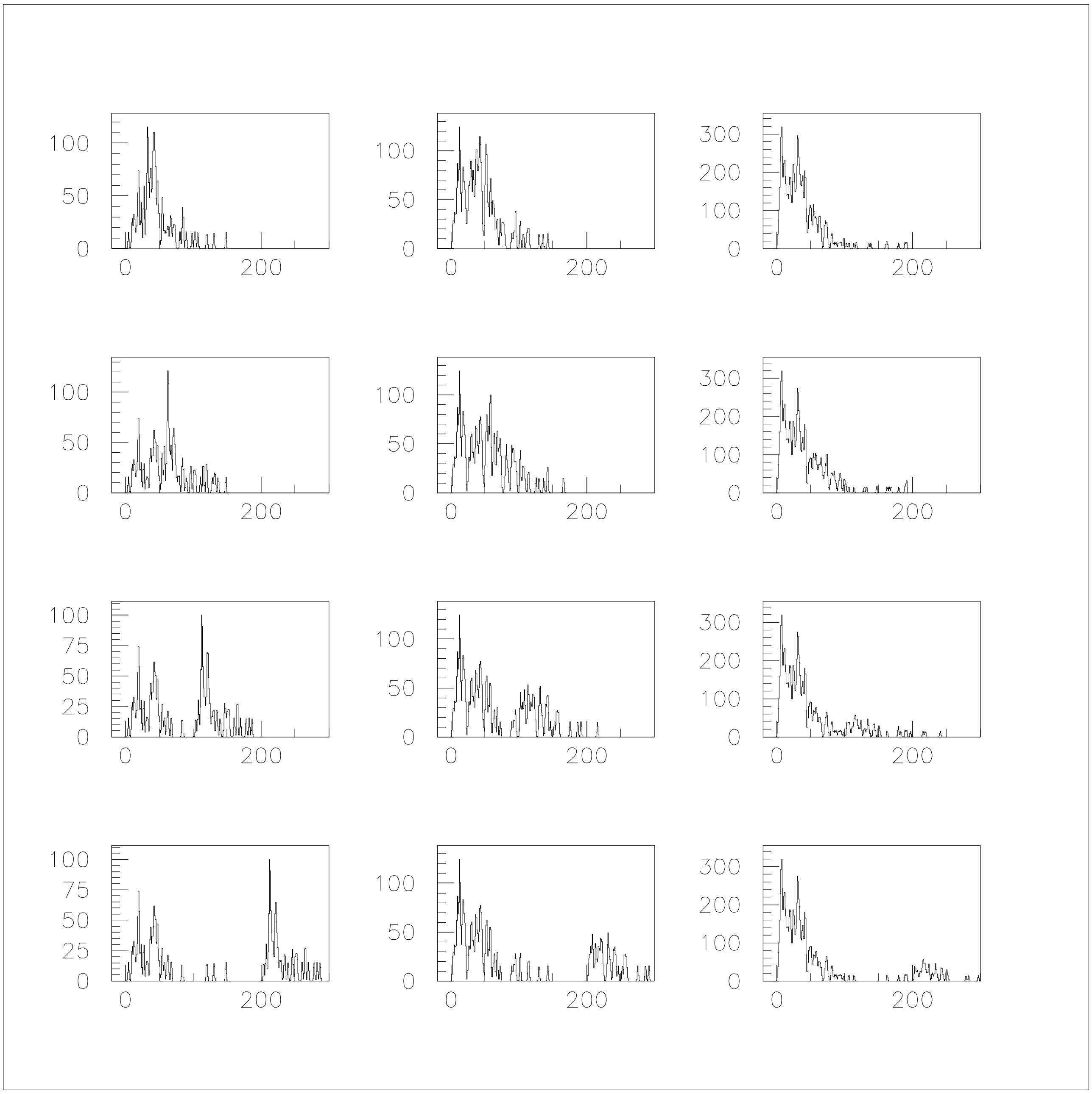


FIG. 5.8 – Simulation d'événements neutrinos. La première ligne presente des retards de 20 ns, la deuxième 50 ns, la troisième 100 ns et la dernière 200 ns. La première colonne simule les neutrinos de 300 keV la deuxième ceux de 420 keV et la dernière ceux de 860 keV.

Si on regarde le taux attendu du bruit (single) dans les cristaux calculé dans le chapitre 4.4.2 on retrouve à peu près 100 désintégrations par seconde dans les fenêtres du pp, ^{7}Be et pep. Cela représente 3 10^9 singles par an.
Pour obtenir un rapport bruit-signal de 1/1 il faut trouver des moyens de reconnaissance des événements des neutrinos qui ne prennent pas plus de 10^{-7} single pour des doubles.

Cette étude est juste une approche de la problématique.
Nous avons cherché des ajustement que nous avons appliqué aux doubles et aux singles. Nous proposons de les distinguer par des conditions sur les paramètres des ajustements.
Mais nous sommes limités par la mémoire de nos ordinateurs et leur capacité de travail.
Nous avons simuler 10.000 singles (question de temps de calcul). Donc on ne peut donner qu'une limite $< 10^{-4}$ pour l'erreur d'identification des singles.

5.4.1 Les ajustements

Nous avons choisi deux fonctions à ajuster. La première est appliquée au spectre direct, la deuxième est appliquée à l'intégrale de celui. Nous avons ajusté jusqu'a 300 ns aprés le premier signal.

Les ajustements sont faits à l'aide de du librairie HBOOK. Le meilleur ajustement est trouvé par minimisation du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{1 \leq i \leq n} \Big(\frac{C(I) - F(I, A_1, A_2, ...)}{E(I)} \Big)^2 \tag{5.1}$$

n : nombre des canaux
C(I) : valeur du canal I
E(I) : erreur de C(I)
A_1, A_2, ... : paramètres du fit
F : fonction du fit

On a choisi E(I)=1 pour tous les canaux. Donc on ne fovorise ni les grandes ni les petites valeurs. Les canaux vides ne sont pas pris en compte.

Pour la première fonction (fit1) on a pris la distribution des photons de la figure 5.1. Nous avons ajusté avec la somme de trois de ces courbes avec des hauteurs variable et des retards variables entre eux. La première courbe represente l'électron, la deuxième le γ "prompt"et la troisième le γ retardé. On a presenté le schéma de ce fit dans la figure 5.9.

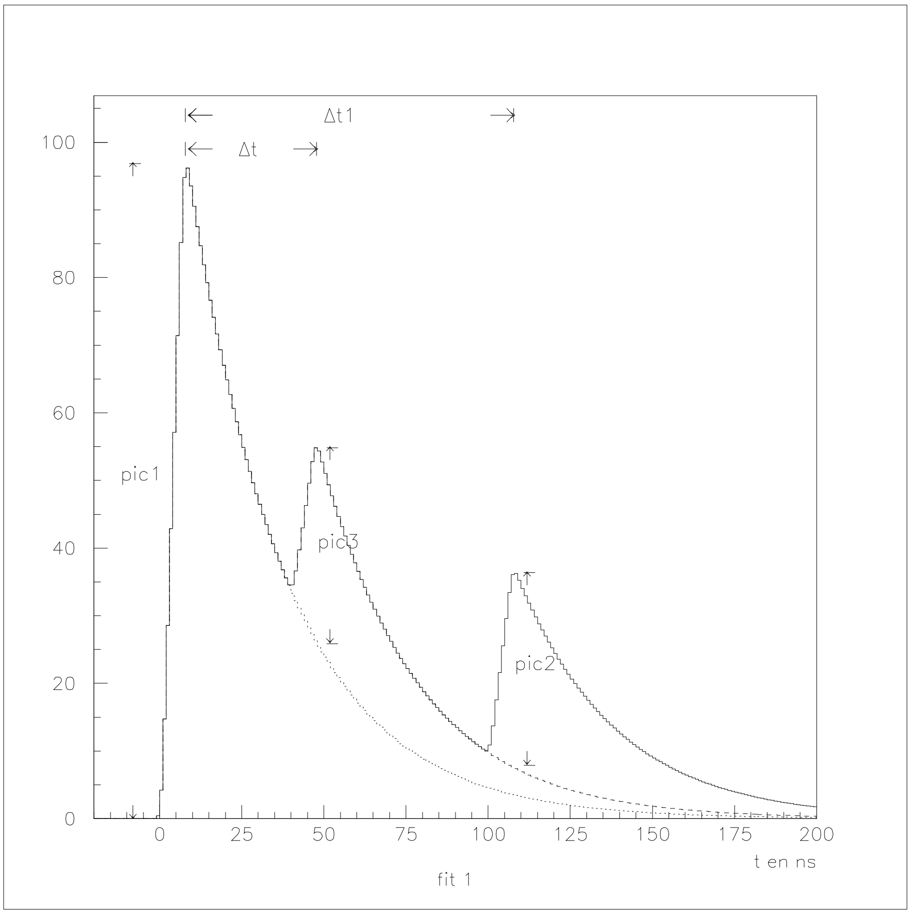


FIG. 5.9 – Schéma du fit1.

Nous avons appliqué cet ajustement sur chaque PM (gauche, droite) et sur leur somme avec des limites suivantes pour les différentes paramètres :

- pic1 ≥ 0 (électron)
- pic2 ≥ 0 (γ retardé)
- 180 ns $\geq \Delta$t ≥ 0 ns
- 20 pe$^-$ $\geq$ pic3 $\geq$ 10 pe$^-$ (pour un PM) (γ prompt) 40 pe$^-$ $\geq$ pic3 $\geq$ 20 pe$^-$ (pour la somme)
- 20 ns $\geq \Delta$t1 ≥ 0 ns

Les limites sur les paramètres du γ prompt sont assez strict, on ne le retrouve pas bien par ajustement car il est trop proche du premier pic.
Mais le fait de le tenir compte dans les ajustements permet une meilleur reconnaisance des paramètres sur pic1 et pic2. Mais nous n'allons pas nous servir des paramètres du γ prompt pour distinguer entre les singles et les doubles.

Pour la deuxième fonction on a pris l'intégrale de la distribution des photons d'un électron unique. On a presenté la fonction d'ajustement (fig. : 5.10) et ajusté un

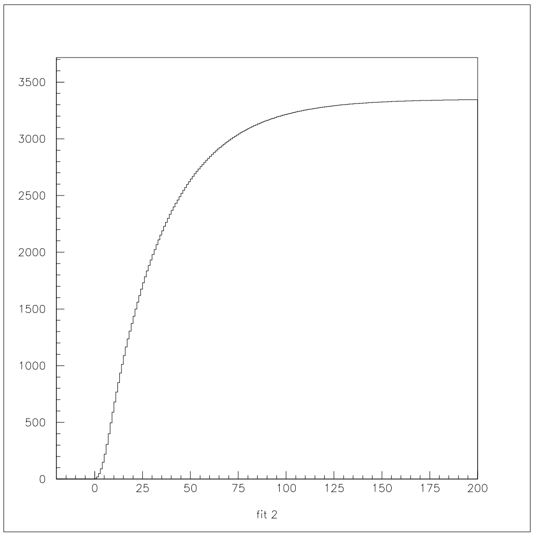


FIG. 5.10 – Forme du fit2.

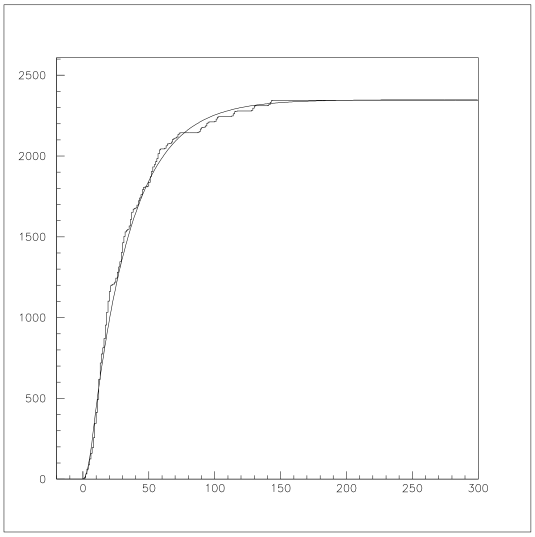


FIG. 5.11 – Integrale d'un single événement ajusté avec fit2.

événement single (130 pe$^-$) simulé à la fonction (5.11). On a seulement un paramètre de fit. C'est la hauteur de la courbe. Elle est limitée aux valeurs plus grandes que 0.

L'avantage de la fonction l'integrale est d'avoir moins de fluctations. Nous avons calculé la valeur de χ^2 de ce fit et nous nous en servons aussi pour distinguer entre les singles et les doubles.

La figure 5.12 montre les spectres ajustés par les fonctions fit1 et fit2 des PM gauche, droite et de leur somme pour un événements de neutrinos de 420 keV et un Δt fixe de 40ns.

5.4.2 Les résultats

Par la suite on va observer pour chaque événement les 12 paramètres de fit. Ce sont les trois paramètres de fit1 pour le PM gauche, le PM droit et leur somme et le χ^2 du fit2 aussi sur les deux PMs et leur somme.
On a simulé les spectres de 1000 neutrinos de 420 keV avec des retards Δt=20, 40, 80 ns et 10.000 singles correspondants de 130 pe$^-$.
Nous avons presenté les paramètres des fits trouvé dans les figures 5.13 -5.16
Nous avons ajouté une présentation biparamétrique des paramètres de PMD et de la somme dans la figure 5.17. Les echelles de pic1 et pic2 sont en pe$^-$ celle de Δt en ns. Si on regarde les paramètres des ajustement pour des doubles avec Δt = 20 ns, on retrouve pour à peu près 80 % les valeurs on a introduit : 70 pe$^-$ pour pic1s, 30

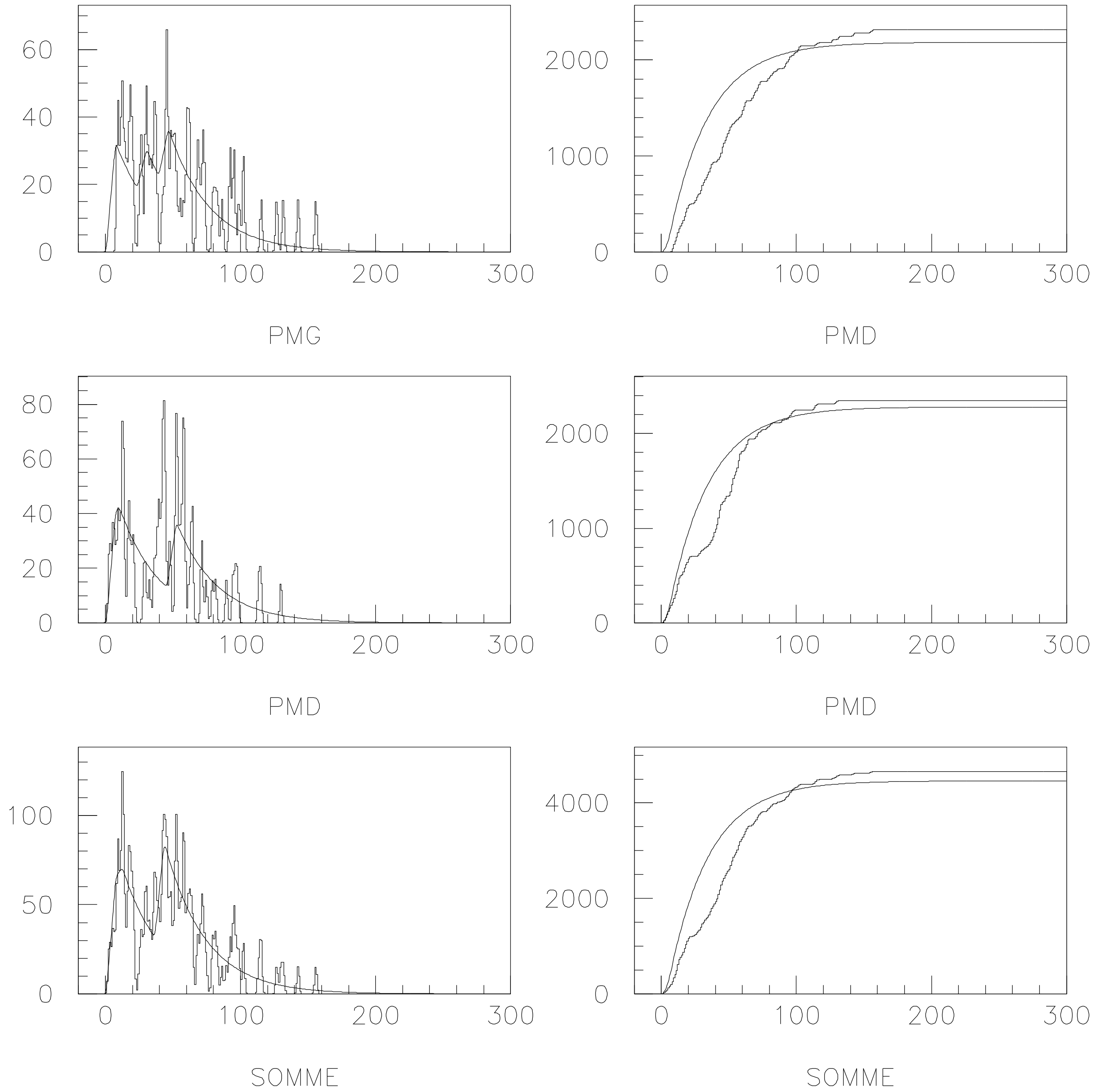


FIG. 5.12 – Fit1 et fit2 appliqués à un événement neutrino de 420 keV.

pe^- pour pic2s et les $\Delta t = 20$ ns. La reconnaissance pour des retards de 40 et 80 ns est encore meilleure.
Les présentations biparamétriques montrent que les ajustements qui retrouvent des bonnes valeurs pour un PM le retrouve aussi pour la somme et l'inverse.
Si on compare les valeurs de χ^2 des doubles et des singles on voit qu'ils sont beaucoup plus petits pour les singles.
On retrouve une accumulation des valeurs de Δt à 0 et 180ns pour des singles. Ce sont les limites données. Donc les ajustements n'ont pas trouvé le pic du γ retardé.

Efficacité de la reconnaissance des doubles et de la rejection des singles

Nous avons essayé plusieurs conditions sur les paramètres pour garder l'éfficacité de la reconnaissance des doubles mais éliminer les singles.
Les meilleures conditions que on a trouvé sont :

- 1 ns $\geq$ deltd $\geq$ 175 ns
- 1 ns $\geq$ deltg $\geq$ 175 ns
- 1 ns $\geq$ delts $\geq$ 175 ns
- chi2s $\geq$ 45000

Les trois premières conditions éliminent les événements qui n'ont pas trouvé le γ retardé. La dernière rejete les événements dont l'intégrale est trop proche de celle d'un single.
Nous avons réussi à eliminer les singles au niveau de $< 10^{-4}$. Les taux des doubles reconnus sont présentés dans la figure 5.18. Nous avons calculé l'efficacité pour la reconnaisance des doubles en tenant compte de la fenêtre en temps de 0 à 300 ns, elle est de 70 %

On a appliqué les mêmes ajustements aussi pour des énergies de neutrinos de 300 et de 861 keV. Les diagrammes des paramètres sont donnés dans l'appendice C.
On a adapté les mêmes conditions sur deltd, deltg et delts mais on a changé la conditions sur chi2s car ils sont plus efficaces.

- chi2s $\geq$ 25000 (300 keV)
- chi2s $\geq$ 60000 (860 keV)

On a aussi réussi à eliminer les singles à un niveau de $\leq 10^{-4}$. Les taux des doubles sont presentés dans les figures 5.19 et 5.20. On trouve une efficacité de 82 % pour la reconnaissance des doubles de 300 keV et 53 % pour des doubles de 861 keV.

On peut noter que les doubles sont mieux reconnus pour les faibles énergies des neutrinos. Ceci est dû aux plus grandes fluctuations des événements de grandes énergies. Le pic du γ retardé se perd dans ces fluctuations et il est donc difficile de le reconnaitre.

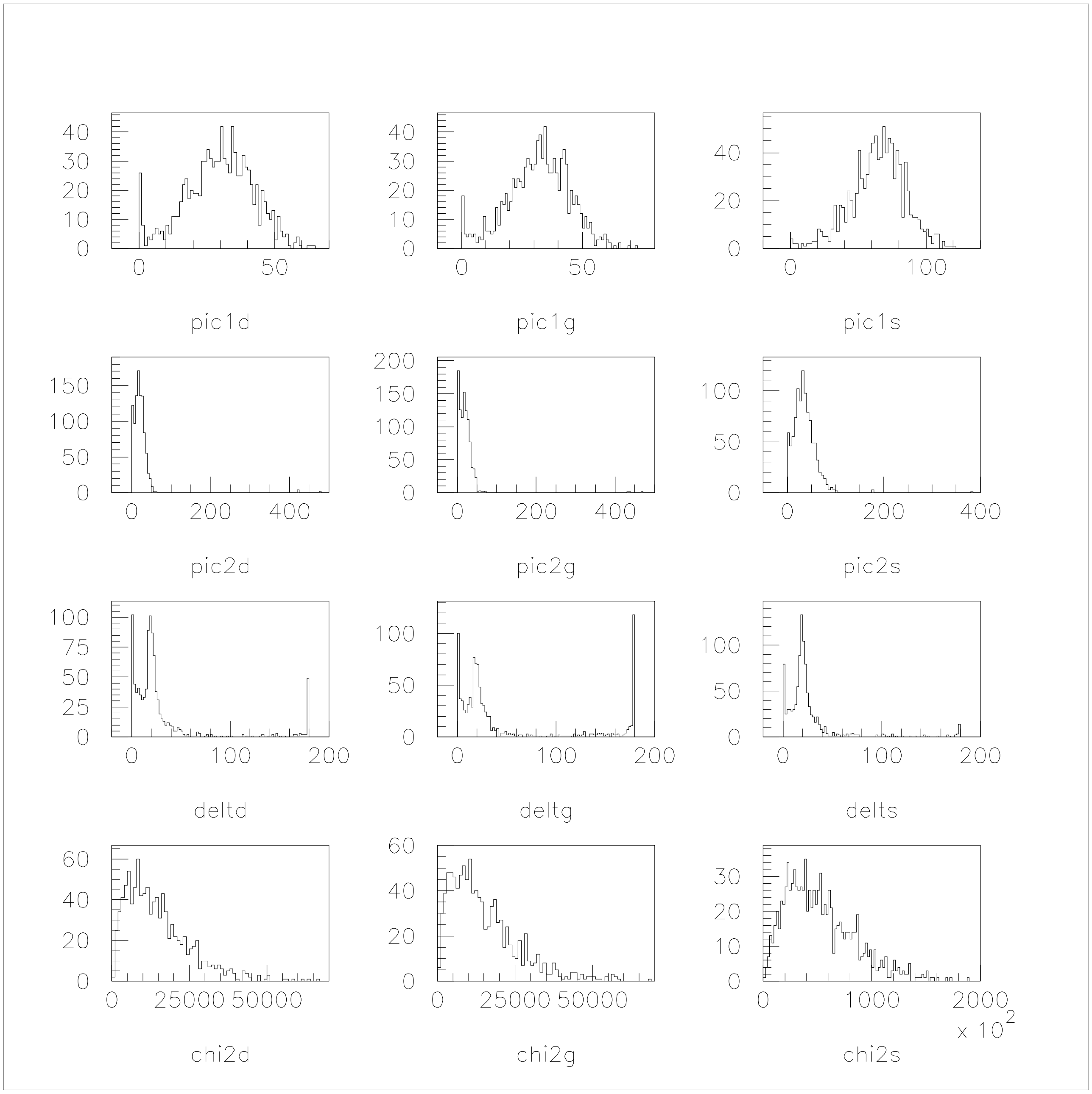


FIG. 5.13 – Paramètres des ajustements des événements des neutrinos de 420 keV (Δt = 20ns).

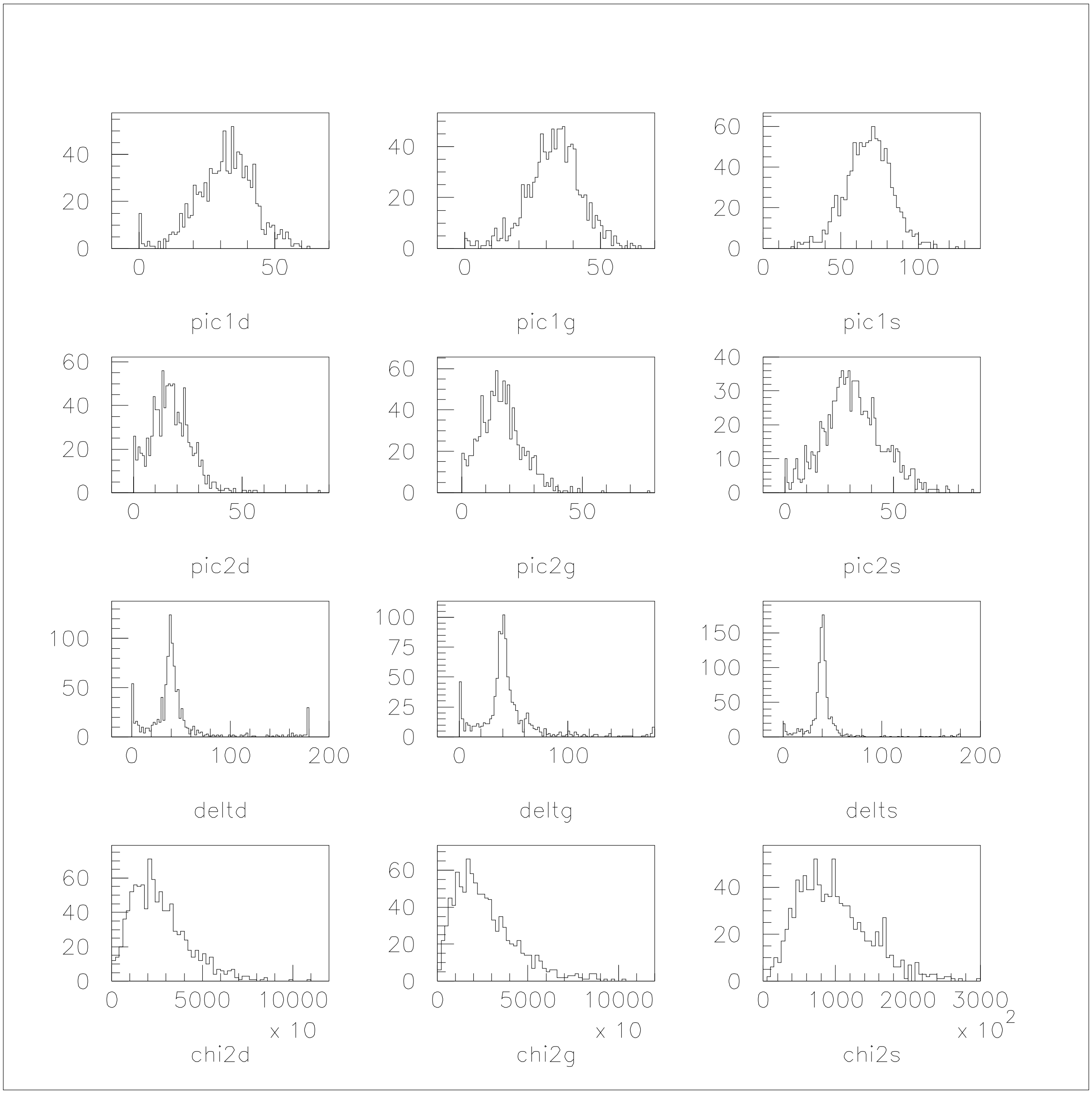


FIG. 5.14 – Paramètres des ajustements des événements des neutrinos de 420 keV (Δt = 40ns).

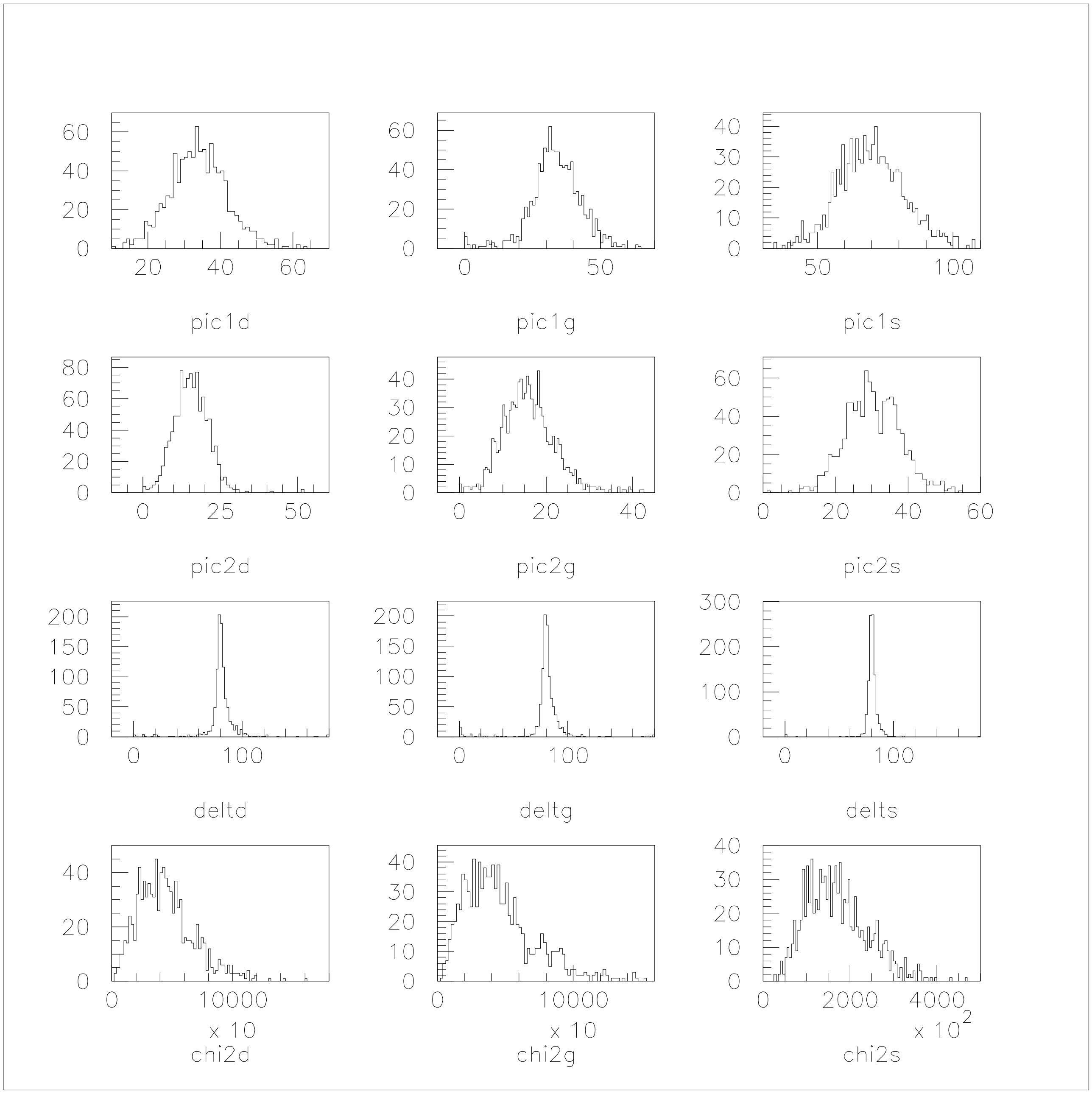


FIG. 5.15 – Paramètres des ajustements des événements des neutrinos de 420 keV (Δt = 80ns).

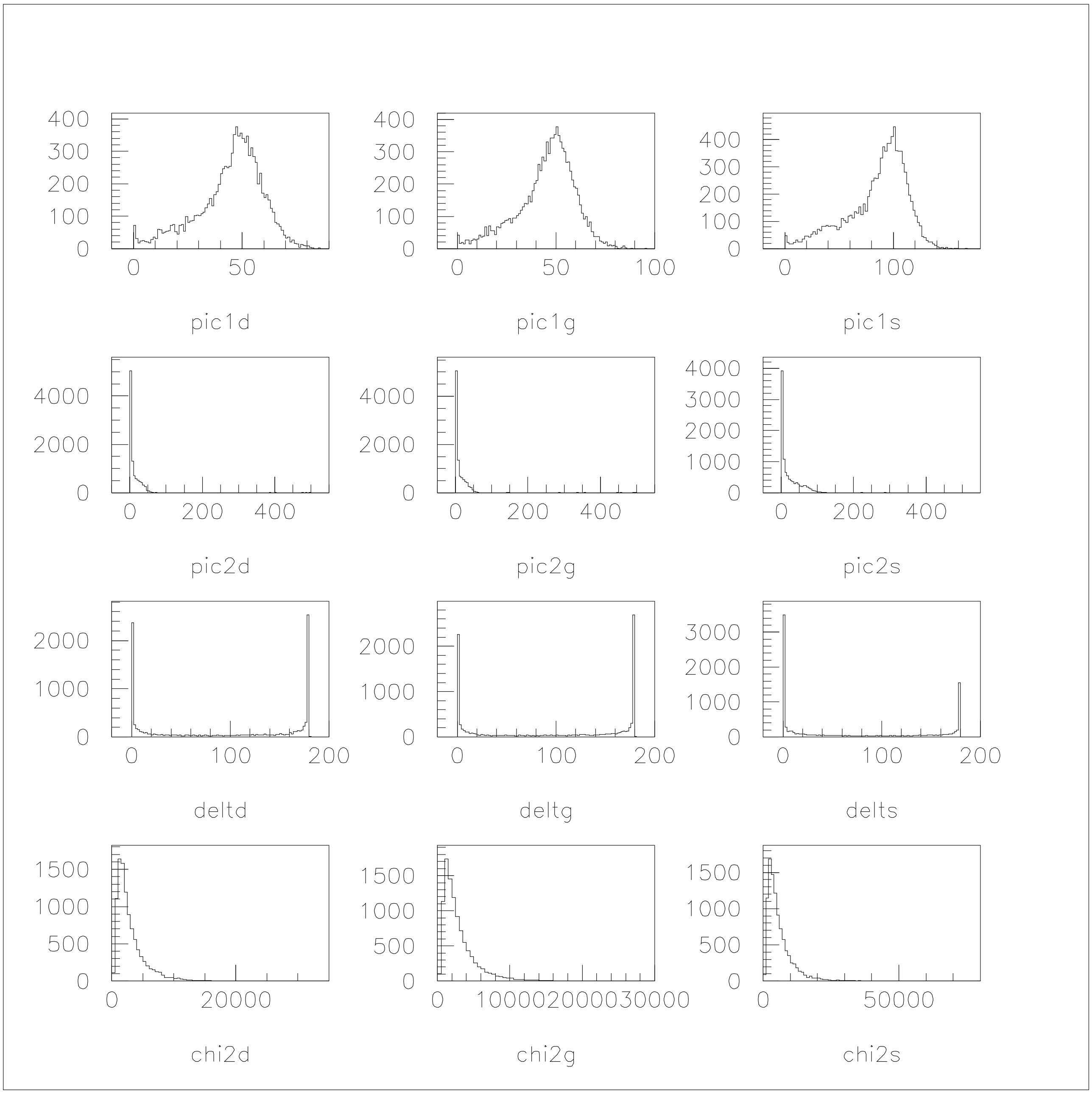


FIG. 5.16 – Paramètres des ajustements des singles de 130 pe^{-}.

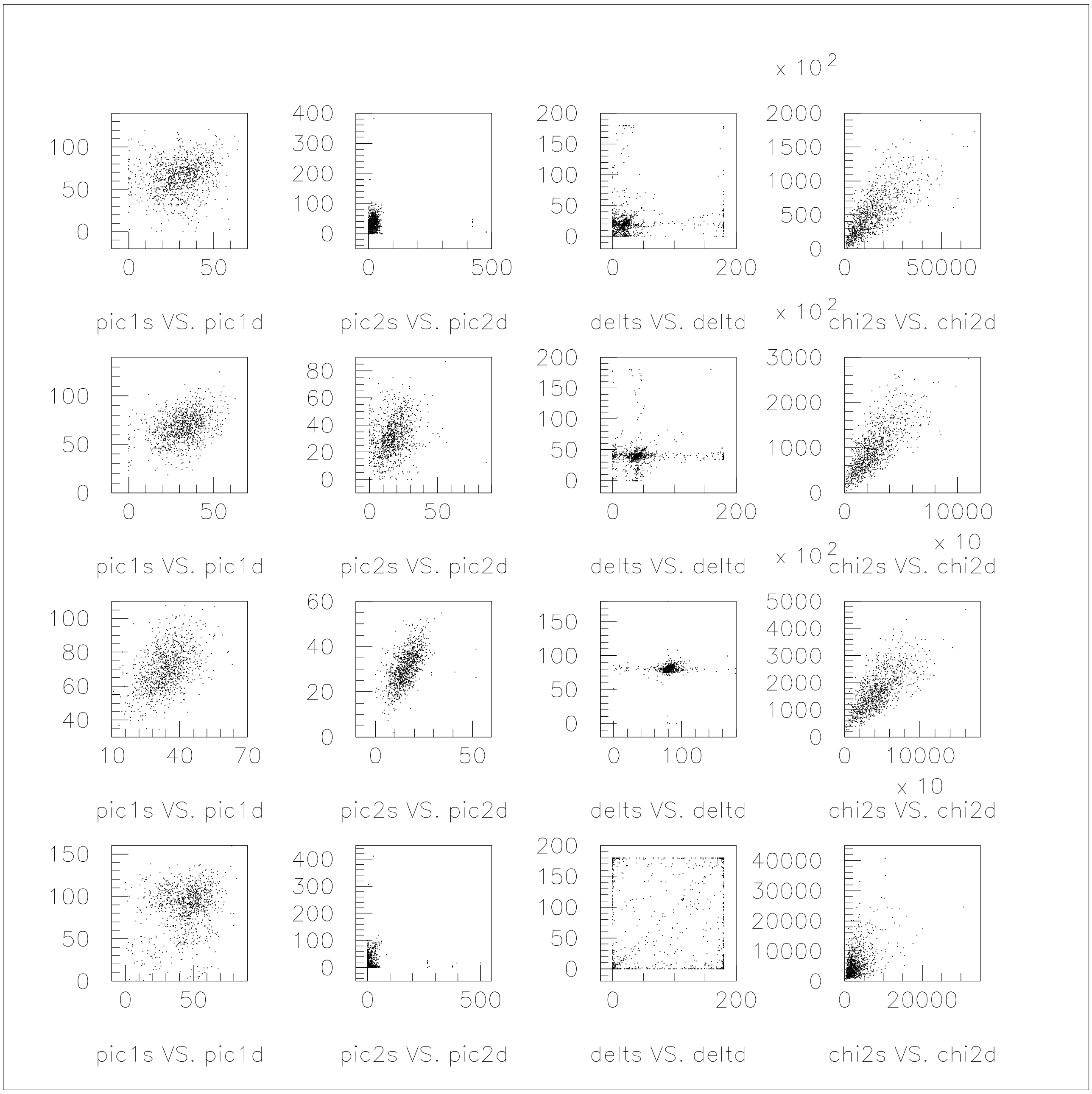


FIG. 5.17 – Présentation biparamétriques des paramètres des ajustements. Dans la première ligne il y a des doubles de 420 keV avec $\Delta t = 20$ ns, dans la deuxième $\Delta t = 40$ ns, dans la troisième $\Delta t = 80$ ns et des singles de 130 pe^- dans la dernière.

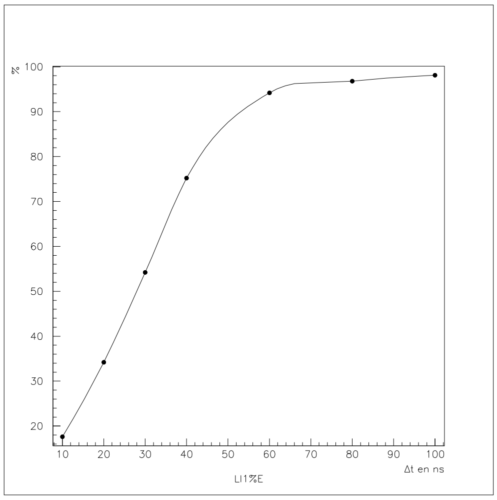


FIG. 5.18 – Efficacité de la reconnaissance des neutrinos de 420 keV.

5.5 Objectifs pour la suite de cette étude

Je propose de refaire les simulations avec des valeurs correspondantes à 600 pe^- par MeV. La diminuation des fluctuations relatives va augmenter l'efficacité de la reconnaissance des neutrinos et baisser le bruit des singles. En plus il faut considérablement augmenter la statistique pour être capable de donner des taux de bruit signifactifs dans l'ordre de grandeur de 10^{-7}. Il faut voir aussi des énergies plus grandes que 861 keV (neutrinos de pep). Il faut verifier si les ajustements sont assez efficaces sous ces nouvelles conditions. Sinon il faut les améliorer ou même chercher des nouveaux comme par exemple un ajustement sur la transformation de Fourier du spectre obtenu.

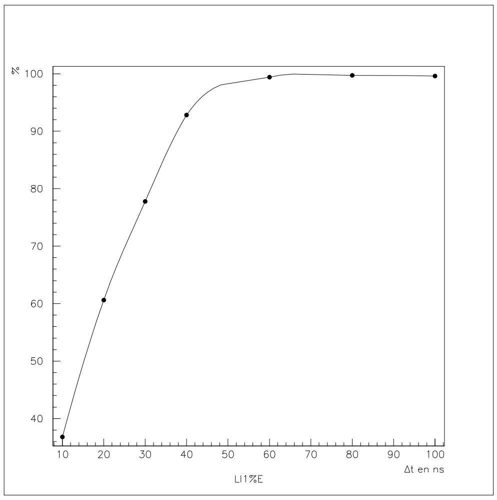


FIG. 5.19 – Efficacité de la reconnaissance des événement neutrino de 300 keV.

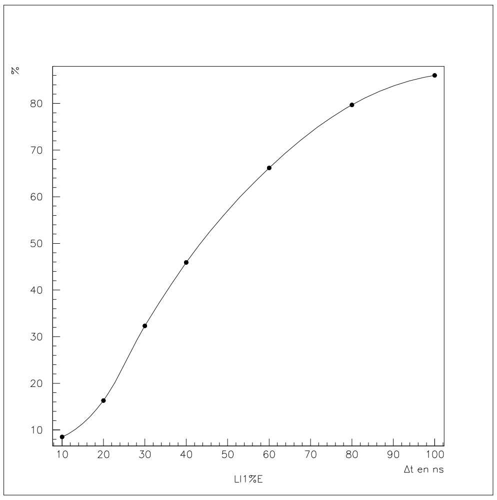


FIG. 5.20 – Efficacité de la reconnaissance des événement neutrino de 861 keV.

Conclusion

Le présent rapport relate le travail qui fut le mient durant 7 mois au sein de la groupe neutrino á l'ISNG.

J'ai été amené à m'intéresser aux différents détecteurs des neutrinos solaires.
Les expériences fournissant des résultats en ce moment ont toutes détecté des déficits. Mais aucun de ces détecteurs n'est capable de mesurer le spectre en énergie des neutrinos principaux (pp et ^{7}Be) pour lesquels les prédictions sont les plus significatives. En effet ils ont mésuré soit avec un seuil d'énergie trop élevé soit uniquement l'intégrale du spectre et ne peuvent pas distinguer la contribution des différentes composantes du spectre de neutrinos solaires.

L'observation du spectre en énergie est le but de l'expérience de LENS.
J'ai étudié les deux problèmes principaux de ce détecteur :

- le bruit de fond
- la reponse en temps

Pendant ce travail j'ai réalisé que les deux sources de bruit de fond importantes sont le ^{152}Gd est le ^{231}Th.
Le premier est dans le cible de gadolinium. Ses α peuvent simuler un bruit de fond considerable pour le scintillateur liquide dans la fenêtre des neutrinos de pp. Pour les cristaux ils ne tombent pas dans des fenêtre des neutrinos. Des données plus precise sur le quenching des α à basse énergie pour une estimation correcte du bruit de fond sont indispensables dans le cas du scintillateur liquide.
Le ^{231}Th fait partie de la chaine de ^{235}U et il est une source de bruit de fond correlé pour des neutrinos de pp. Pour atteindre des rapport S/B de 1 :1 il faut baisser les impurté de l'^{238}U ($\leq 10^{-15}$ g/g).
Du point de vu de bruit de fond le scintillateur liquide est fortement défavorable. Pour les cristaux on peut obtenir des taux de 10^{2} - 10^{4} S/B si on arrive à maitriser les deux sources de bruit de fond cidessus.

Les simulation de la reponse en temps montrent les difficultés de la reconnaissance de la coïncidence pour des neutrinos d'énergie élevé et pour des retards petits.
J'ai réalisé que le problème principal est de ne pas prendre des singnaux uniques

comme des événements des neutrinos, car leur taux est enorme et on ne peut pas les rejeter par des conditions de coïncidence temporelle ou spatiale.
Nous somme arrivés dans une première approche à un rejet de 10^{-4} avec des efficacités de 53 % (E = 860 keV) - 83 Ces résultats sont encourageants pour la suite du travail mais il faut les améliorer encorepour être assuré de la faisabilité de l'expérience.

Bibliographie

[1] J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, (1953).

[2] T. A. Kirsten, *Results from solar neutrino experiments*, (1996).

[3] J. N. Bahcall, *An Introduction to Solar Neutrino Research*, hep-ph/9711358 (Nov. 1997).

[4] J. N. Bahcall, *Solar Neutrinos : Where We Are, Where We Are Going* The Astrophysical Journal, 467, 475-484 (Aug 1996) 153.

[5] Groupe neutrino ISNG, *SUPERMUNU : Vers un détecteur de neutrinos solaires*, (Jan 1997).

[6] R. S. Raghavan, *New Possibilities for Tagged Real-Time Detection of sub-MeV Electron-Neutrinos from the Sun* (Bell Lab. May 1997).

[7] R. S. Raghavan, *New Prospects for Real-Time Spectroscopy of Low Energy Electron Neutrinos from the Sun*, Phys. Letters 78/19 (May 1997).

[8] P. N. Cooper, *Introduction to Nuclear Radiation Detectors.*

[9] P. Anselmann, *The results from GALLEX I and early results fom GALLEX II*, Physics Letters B 314/3-4 (sept 1993).

[10] W. Hampel, *Gallium solar neutrino detector*, (Jun 1984).

[11] P. Anselmann, Physics Letters B285, 390 (1992).

[12] P. Anselmann, *GALLEX : solar neutrino observation complete results for GALLEX II*, Physics Letters B 357/237-247 (1995).

[13] P. Anselmann, *First results from the* ^{51}Cr *neutrino source*, Physics Letters B 342/440-450 (1995).

[14] W. Hampel, *The GALLEX Detector* Phil. Trans. R. Soc. Lond. A (1994) 343, 3-13.

Annexe A

GALLEX

A.1 L'expérience

A.1.1 La déscription générale

Depuis 1991 l'expérience GALLEX est installée dans le Gran Sasso Underground Laboratory au centre de l'Italie.
Le laboratoire est protégé des muons par la montage avec une épaisseur de 3000 m équivalent eau. Les rayonnements cosmiques sont fortement atténués.
On a installé deux réservoirs A et B identiques qui contiennent chacun 30.3 tonnes de gallium sous forme d'une solution concentrée de $GaCl_3$-HCI. Ces deux réservoirs travaillent en alternance.
Les neutrinos produisent des atomes de ^{71}Ge radioactives à partir de la réaction suivante.

$$^{71}Ga + \nu_e \rightarrow ^{71} Ge + e^-; \ (Q \ = \ 233 \ keV) \tag{A.1}$$

Le ^{71}Ge a une durée de demi-vie de 11.3 jours. Comme on attend un taux de production de 1.18 atomes par jours, il y a environ 14 atomes de ^{71}Ge dans la solution au fin de la mesure d'environ trois semaines. Elles se trouvent sous la forme de $GeCl_4$.

Au début de chaque série de mesure on ajoute 1 mg d'un isotopes stables de germanium (^{72}Ge, ^{74}Ge, ^{76}Ge en alternance). Ils produisent aussi du $GeCl_4$. Donc on peut contrôler l'efficacité de l'extraction et puisqu'on change les isotopes en alternance on peut observer l'influence des anciennes mesures sur l'expérience actuelle.

On enlève le germanium de la solution grâce à un flux d'azote. On passe 1900 m^3 de ce gaz pendant 20 heures sur la solution. A peu près 99 % de germanium sont extrait.

On a alors besoin de pluisieurs étapes chimiques pour recevoir le gaz de $GeCl_4$ qui est envoyé sous forme d'un mélange (3/7) avec du xénon dans un compteur proportionnel.
Il se passe 14 heures entre le fin de la mesure et le début du comptage. Le compteur proportionnel observe l'activité du ^{71}Ge et puis on recalcule le nombre des atomes de ^{71}Ge produites pendant que la solution de $GaCl_3HCI$ était sous l'influcence des neutrinos.

A.1.2 Le compteur proportionnel

Le ^{71}Ge se désintègre vers le ^{71}Ga de deux manières. Soit par émission de rayon X, soit par des électrons Auger.
Dans 87.7 % des désintégrations on observe un électron Auger de la couche K. L'énergie de 10.37 keV est divisée entre l'énergie cinétique de l'électron et un rayon X. Dans 10.3 % des désintégrations de germanium, on observe un électron Auger de la couche L avec une énergie de 1.2 keV. Il y a encore une petite probabilité d'un électron de la couche M (1.7 %), mais on laisse tomber ce pic car il est de trop basse énergie (0.16 keV).
On a besoin d'un détécteur qui est capable d'observer le pic de K (10.37 keV) et le pic de L (1.2 keV). De plus il doit pouvoir différencier un événement d'un électron unique d'une diffusion multiple.
On a choisi un compteur proportionnel dénommé HD2-Fe/Si.

Le fonctionnement d'un compteur proportionnel

En général un compteur proportionnel se compose d'une cathode cylindrique autour de l'anode, qui est ici un fil. L'espace est rempli d'un gaz du comptage.
Il y a une tension V_a qui crée un champ éléctrique de symétrie cylindrique. Ce camps depend du rayon du fil a, du rayon du cathode c et du rayon r.

$$E(r) = \frac{V_a}{r * ln(\frac{c}{a})} \tag{A.2}$$

$$V(r) = V_a * \frac{\ln(\frac{c}{r})}{\ln(\frac{c}{a})} \tag{A.3}$$

Après une désintégration on a un électron libre. S'il y a assez d'énergie il peut ioniser le gaz du comptage. Donc il y a deux types de charges dans le gaz : Les ions positifs, qui sont lourds et qui bougent lentement et les électrons qui vont plus vite.
Sans compter les déplacements thermique, les ions et les électrons sont accélérés vers la cathode/anode à cause du champ électrique.
Si les électrons ont recu assez d'énergie pendant leur libre parcours moyen ils peuvent produire à leur tour d'autres ions et électrons. C'est l'éffet d'avalanche.
Mais le nombre d'électrons produits par des avalanches dépend du lieu d'ionisation

incidente. Pour éviter cela on choisit la tension V_a assez petite pour qu'il y ait un rayon critique r_c à l'exterieur duquel l'accélération n'est pas suffisante pour produire une avalanche.
On peut alors supposer toutes les ionisation se passent à r_c. Le nombre des électrons comptés est alors proportionnel au nombre des électrons arrivés à r_c et ce nombre est proportionnel à l'énergie de l'électron libre de la désintégration incidente.

Pour chaque électron incident il y a M éléctrons secondaires et M ions secondaires. Avec une propabilité p beaucoup plus petite que 1, les ions peuvent aussi produire des électrons par photoionisation. On a alors pM électrons tertiaires. Ils sont accélérés vers l'anode comme les électrons secondaires et donc produisent pM^2 nouveaux électrons et ions. Ces ions à leur tour produisent p^2M^2 électrons en plus etc. Le nombre total d'électrons collectés est :

$$M + pM^2 + p^2M^3 + p^3M^4 + ... = \frac{M}{1 - pM}; \quad (pM < 1) \tag{A.4}$$

Pour des tensions assez grandes pM est supérieur à 1. Le compteur quitte la région proportionnelle et devient un compteur de type Geiger-Mueller.

Le compteur HD2-Fe/Si de GALLEX a une cathode de Fe ou de Si. L'anode est un fil de tungstène d'un rayon de 13 μm. Le gaz de comptage est un mélange de $GeCl_4$ avec du Xe, qui est extrait de la solution du cible. La tension V_a est 1600 V. Pour calibrer les énergies mesurées on a utilisé des rayons X d'une source de cérium, qui donne des pics connus de 1.03 keV, de 5.09 keV et de 9.75 keV. Grâce à cette calibration on recoit aussi des informations sur les résolutions en énergie.
Le volume actif du compteur est 87 % du volume total (1 qcm).

Il y a 8 compteurs dans un blindage actif et 16 dans un blindage passif.
Le blindage actif est assuré par un spectromètre de paire de NaI. Le spectromètre détecte des γ, qui ne proviennent pas de la désintégration du ^{71}Ge.
Le blindage passif est fait d'un bloc de cuivre de haute pureté. Grâce au cuivre on a moins de bruit de fond d'environnement mais il faut faire attention à la contribution de l'activité du cuivre lui-même.
On a le choix de ces deux systèmes pour recevoir plus d'informations sur le bruit de fond, de facon à ameliorer la sensibilité de la mesure.
Les deux systèmes des compteurs proportionnels sont dans une boîte d'acier remplie de 8.6 t de plomb de basse activité. Cette boîte et toute l'électronique se trouvent dans une cage de Faraday.
On peut remplir et vider ces compteurs sans déranger les autres, qui sont en train de compter.

On compte l'activité du ^{71}Ge pendant 6 mois pour déterminer le bruit de fond plus précis. C'est une durée beaucoup plus grande que la durée de demi-vie du ^{71}Ge (11.3 jours). Puisque la durée d'exposition est plus courte on a besoin de 24 compteurs proportionnels au blindage actif et passif. On a essayé de les construire de la manière la plus identique possible.

Si on veut faire une différence entre le signal d'un électron et des diffusions multiplets, on observe le temps de décroissance de 10 à 70 % de l'amplitude totale du signal. Pour des électrons unique on a d'environ 30 ns, et pour des multiplets plus de 40 ns.

On a des résolutions (FWHM) de 26 % pour des électrons de K et de 43 % pour ceux de L. La résolution de K est plus mauvaise car on travaille déjà dans une région de comptage pas tout à fait proportionnelle pour des électrons d'énergie plus que 5 keV, mais cela sert à améliorer le rapport entre le signal et le bruit de fond.

Le bruit de fond est de 0.04 cpj (coups par jour) pour le pic de L et 0.02 cpj pour le pic de K dans le blindage passif. Les valeurs du blindage actif sont à peu près deux fois plus grandes. On peut déterminer le bruit de fond avec une erreur de 6 % pour les deux blindages.

A.2 Mesure de l'efficacité : L'expérience du ^{51}Cr

Une possibilité de contrôler l'expérience directement est de faire la mesure avec une source de neutrinos dont l'activité est connue. Pour avoir une bonne simulation des neutrinos solaires, la source doit répondre à plusieurs conditions. Son acitvité doit être assex grande car l'influence des neutrinos solaires pendant la mesure doit être petite. On veut une précision qui correspond à 4 ans de mesure du flux du soleil. L'énergie des neutrinos émis par la source doit correspondre au spectre observé du Soleil. De plus la demi-vie de la source doit être adéquat pour garder une activité suffisante après le transport et l'installation dans le détecteur.

On a choisi pour source le ^{51}Cr.
Pour avoir un ordre de grandeur supérieur au Soleil on a besoin d'une activité supérieure à 50 PBq.
Le ^{51}Cr est obtenu par capture du neutrino du ^{50}Cr. Il existe quatre isotopes de chrome (^{50}Cr,^{52}Cr,^{53}Cr et ^{54}Cr). La partie de ^{51}Cr dans la source est influencée par les sections efficaces de capture du neutrino des isotopes et par leur distribution dans le cible. Le ^{51}Cr se desintègre vers le vandium par la réaction suivante :

$$^{51}Cr + e^- \rightarrow ^{51} V + \nu_e \tag{A.5}$$

Le spectre des neutrinos de cette désintégration a des pics de 746 keV (81 %), 751 keV (9 %), 426 keV (9 %) et de 431 keV.
36 kg de chrome métallique concentré sous forme de lammelles d'environ 1 mm^3 sont

placés au milieu du détecteur. On a trouvé une activité de 61.9 ± 1.2 PBq pour la source par trois méthodes de mesure indépendantes.
La durée de demi-vie de ^{51}Cr est de 27.7 jours. Puisqu'on a eu besoin de 3.7 jours de transport entre le lieu de production à Grenoble et le détecteur à Gran Sasso, l'activité est déjà diminuée de 8.8 %.

La mesure et l'analyse des données sont similaires à l'éxpérience des neutrino solaires.
On a alors mesuré et recalculé l'activité de la soure : 64.1 ± 7.4 PBq. Cela correspond à une éfficacité du détecteur de 1.04 avec une erreur de 11 %.
Cela valide bien le principe du détecteur GALLES à cette précision.
On a montré alors qu'il est possible d'extraire une dizaine d'atomes radioactives de plusieurs tonnes de solutions de cible. On n'a pas fait des erreurs importantes dans le calcul des sections éfficaces de la capture des neutrinos par le gallium.
Puisque le spectre en énergie des neutrinos solaires de ^{51}Cr est à peu près le même que celui des neutrinos de ^{7}Be il n'y a aucune raison de ne détecter pas ces neutrinos avec le détecteur GALLEX.

A.3 Le bruit de fond

Il y a plusieurs sources de bruit de fond :

• la production de ^{71}Ge par réactions secondaires
• le ^{68}Ge produit par rayonnement cosmique
• la production du ^{69}Ge par la réaction (p, n)
• le radon

La plus grande partie de ^{71}Ge, qui ne provient pas des neutrinos solaires est produite par la réaction de la capture ^{71}Ga(p, n)^{71}Ge. Le seuil de cette réaction est 1.02 MeV. Les protons proviennent des muons cosmiques, des neutrons rapides ou de la radioactivité dans la solution de détection.
La production de ^{71}Ge à partir des muons dans une solution de $GaCl_3$ a été déterminé au CERN. On a mesuré le flux des muons qui ont réussi à traverser la couche de protection de terre autour de GALLEX. On a alors estimé la production de ^{71}Ge dans le cible d'environ 3.7 ± 1.1 SNU.
On a aussi déterminé le taux des impurtés de la solution et sa contribution à la production de ^{71}Ge (par exemple (α, p) et (n, p)) soit moins que 0.2 SNU par mesure.
On contrôle la quantité des impurtés chaque année et on a constaté que leur taux ne change pas.
Grâce à la réaction ^{40}Ca(n, α)^{37}Ar dans une solution du contrôle de 470 litres de $Ca(NO_3)_2$, on peut déterminér la production du germanium par le flux des neutrons rapides sur terre ($0.23\ 10^{-6}\ cm^{-2}s^{-1}$) et par des neutrinos des murs du réservoir.

Elle est de 0.15 ± 0.10 SNU.

Le ^{69}Ge ne provient pas des neutrinos solaires mais peut être produit par des réaction secondaires (^{69}Ga(p, n)^{69}Ge). Le nombre final d'atomes de ^{69}Ge est un bon contrôle des impurtés radioactives de la solution du cible. On a trouvé 1 ± 1 SNU pour les atomes de ^{69}Ge qui était comptées comme des atomes de ^{71}Ge.

On a essayé d'éviter le radon (demi-vie 3.82 jours) autour du détecteur mais on n'a pas réussi à éliminer entièrement son influence sur la mesure. Grâce à la courte durée de demi-vie et à la grande énergie libre (supérieure à 16 keV) on peut améliorer les résultats de la mesure en ne compant pas les trois premières heures de la mesure ainsi que le quart d'heures avant et les trois heures après un surplus d'énergie. On a estimé la contribution résiduelle due du radon à environ 2 ± 1 SNU.

Pour calculer les sources de bruit de fond inconnues qui dépendent du temps, on a fait plusieurs mesures d'un jour. On a observé 5.0 ± 5.4 SNU après 27 runs blancs (1 jours).
Cela montre qu'il n'y a pas des sources inconnues importantes qui dépendent du temps dans les compteurs.

Pour déterminer les erreurs des résultats il faut en plus compter des incertitudes dans la solution de départ, qui proviennent du rapport chimique (± 1.5 SNU), de l'éfficacité de comptage(± 3.6 SNU) et du choix de la fenêtre des impulsions (± 1.8 SNU).

A.4 Les résultats

(été 1994)

A.4.1 Les données

Il y a eu 649 jours de mesure pour GALLEX II (hors 23 jours de runs blancs) et 324 jours pour GALLEX I. On a trouvé environ 4.8 désintégrations par mesure (L+K, envrion 20 jours de comptage). Les résultats des 39 mesures de GALLEX I et II est calculé par une analyse de maximum de vraisemblance globale. Il est 77.1 ± 8.5 (stat.) +4.4/-5.4 (syst.) SNU.
On a trouvé une durée de vie de 15.1 +2.8/-2.4 jours du ^{71}Ge. Cela correspond bien avec la durée de vie connue de 16.5 jours.
Le résultat de 77.1 SNU correspond bien aux valeurs de SAGE, l'autre détecteur au gallium (69 ± 13 SNU).

A.4.2 L'estimation de l'incertitude totale

On a ajouté un calcul simplifié sur le traitement des données pour verifier l'ordre du grandeur des erreurs des résultats. On est moins intéressé par les valeurs exactes qu'au principe.

On trouve l'équation différentielle suivante pour le nombre des atomes de ^{71}Ge (X(t)), qui sont dans la solution à un certain temps t pendant l'exposition.

$$\frac{\delta X(t)}{\delta t} = r - X(t) * a \tag{A.6}$$

r est le taux de production de germanium. Cela correspond au taux des neutrinos détectés par jour. C'est le chiffre que l'on veut déterminé finalement.
a est l'activité du germanium ($\frac{ln(2)}{T_{1/2}} = 0.061$).

Pour la solution de l'équation A.6, on trouve :

$$X(t) = (1 - \exp(-at)) * \frac{r}{a} \tag{A.7}$$

$$\rightarrow r = X(t_0) * a * (1 - \exp(-at_0))^{-1} \tag{A.8}$$

t_0 est la durée de l'exposition. Puisqu'on connaît bien a et t_0, Δr dépend principalement de l'erreur sur $X(t_0)$=X.

$$X = M - B \tag{A.9}$$

$$M = X_{exp} + B \tag{A.10}$$

M : le résultat du comptage des compteurs proportionnels ;
B : le bruit de fond du comptage.

On a rempli 26 fois un compteur du blindage passif et 13 fois un compteur du blindage actif. On a compté environ 280 événements du bruit de fond au chaque blindage dans toutes les mesures ensembles. On a donc ΔB/B = $B^{-\frac{1}{2}} \approx 6$ %.

$$\Delta X \approx \Delta M + \Delta B \tag{A.11}$$

$$\Delta M \approx \Delta X_{exp} + \Delta B \tag{A.12}$$

$$\rightarrow \Delta X \approx \Delta X_{exp} + 2\Delta B \tag{A.13}$$

ΔX_{exp} est la somme de toutes les erreures statistiques qu'on a faites avant l'introduction dans les compteurs proportionnels. On a déterminé $\Delta X_{exp} \approx 10\%$. Donc on trouve Δr $\approx$ ΔX $\approx$ 22 %.

Il est alors possible de déterminer le taux des neutrinos détectés avec une erreur totale d'environ de 22 %. Cela correspond à l'ordre de grandeur des erreurs des résultats de GALLEX données au dessus.

Annexe B

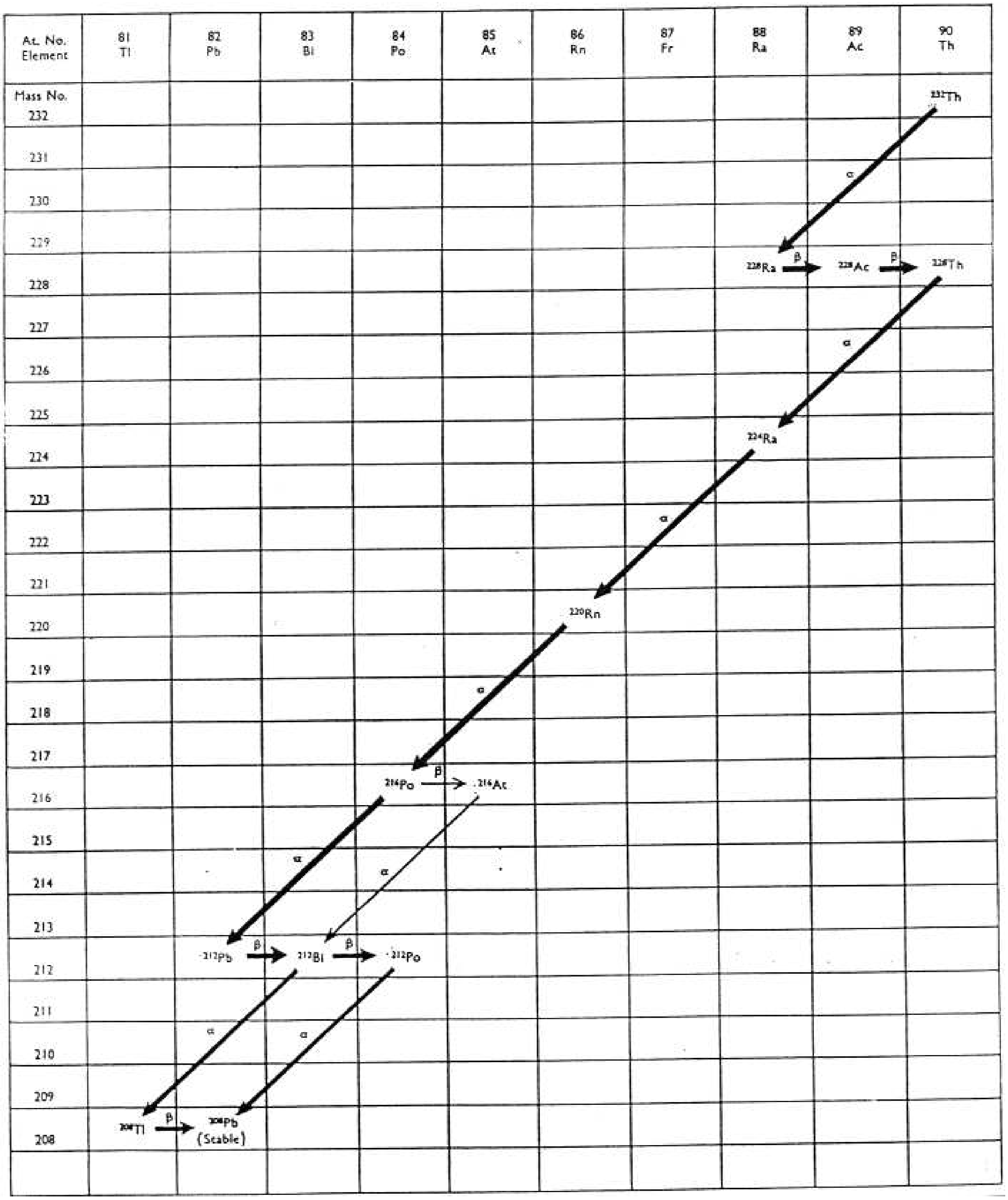
Les tables de désintégration

Chaine de décroissance radioactive de Thorium-232

Isotope	Half-life	α-energies MeV	β-energies MeV	γ-energies MeV	I C
Thorium-232	1·41 × 10^{10} y	3·948 — 24% 4·007 — 76%	—	0·059 — 0%	24%
Radium-228 (Mesothorium-I)	6·7 y	—	~0·04 — 100%	—	—
Actinium-228 (Mesothorium-II)	6·13 h	—	1·18 — ~35% 1·76 — ~12% 2·10 — ~12% others of lower energy — 41%	0·057 to 1·64 (many energies)	—
Thorium-228 (Radiothorium)	1·91 y	~5·2 — 1% 5·338 — 28% 5·421 — 71%	—	0·084 — ~2% others — very weak	26%
Radium-224 (Thorium X)	3·6 d	5·445 — 4·9% 5·681 — 95%	—	0·241 — 3·7% others —very weak	1·3%
Radon-220 (Thoron)	54 s	6·28 —~100%	—	—	—
Polonium-216 (Thorium A)	0·158 s	6·775 —~100%	— ? — 0·04%	— —	— —
Astatine-216	3 × 10^{-4} s	7·79 — 0·04%	—	—	—
Lead-212 (Thorium B)	10·6 h	—	0·33 — ~80% 0·57 — ~12% others of lower energy — ~8%	0·12 — 0% 0·24 — ~36% 0·30 — ~3%	3% ~36% ~1%
Bismuth-212 (Thorium C)	60·5 m	6·04 — 25% 6·08 — 10% others — 1%	— 1·52 — 5% 2·25 — 54% others of lower energy — 5%	0·04 — ~0% others — very weak 0·73, 0·79, 1·08, 1·62 } most abundant ~10%	~25% —
Polonium-212 (Thorium C′)	3 × 10^{-7} s	8·78 —~64% others of higher energy—very weak	—	—	—
Thallium-208 (Thorium C″)	3·1 m	—	1·03 — 1% 1·25 — 9% 1·52 — 7% 1·79 — 19%	0·28 — ~3% 0·51 — ~8% 0·58 — 31% 0·86 — 4% 2·62 — 36%	~1% ~1%
Lead-208 (Thorium D)	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Thorium-232

FIG. B.1 – Thorium-(4n)-series



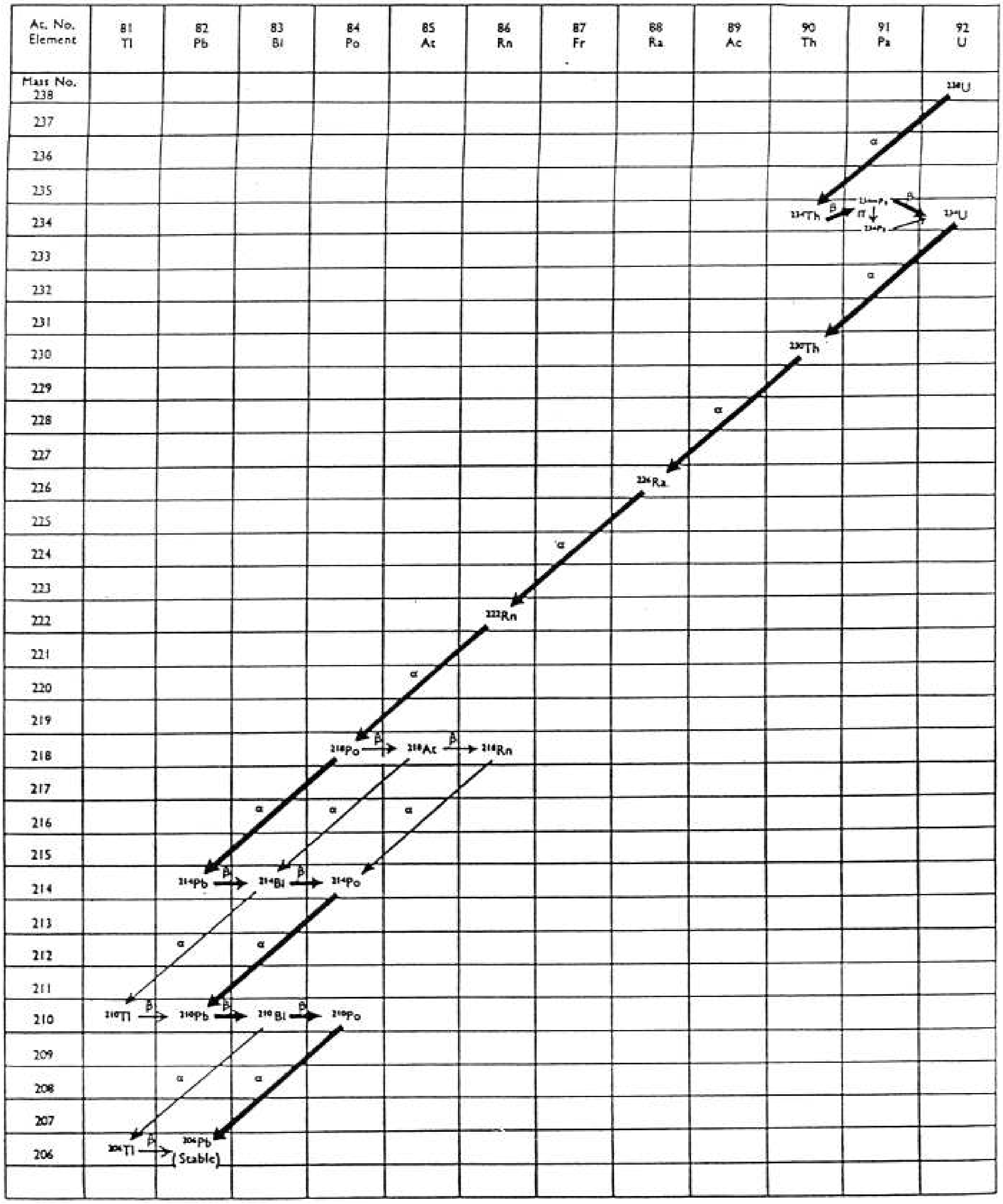
At. No.
Element
81 Tl
82 Pb
83 Bi
84 Po
85 At
86 Rn
87 Fr
88 Ra
89 Ac
90 Th
Mass No.
232
231
230
229
228
227
226
225
224
223
222
221
220
219
218
217
216
215
214
213
212
211
210
209
208
^{232}Th
α
^{228}Ra
β
^{228}Ac
β
^{228}Th
α
^{224}Ra
α
^{220}Rn
α
^{216}Po
β
^{216}At
α
α
^{212}Pb
β
^{212}Bi
β
^{212}Po
α
α
^{208}Tl
β
^{208}Pb
(Stable)

Chaine de décroissance radioactive de l'Uranium-238

Isotope	Half-life	α-energies MeV	β-energies MeV	γ-energies MeV	I C
Uranium-238	$4{\cdot}5 \times 10^9$ y	~4·2 — 100%	—	0·048 — 0%	23%
Thorium-234 (UX$_1$)	24·1 d	—	0·10 — 35% 0·19 — 65%	0·029 0·063 0·091	α — 10 α — 0·2 α — 2·5
Protactinium-234m (UX$_2$)	1·18 m	—	IT — 1% 0·58 —~ ·1% 1·50 —~ 9% 2·31 —~90%	0·75 } most 1·00 } abundant others	—
Protactinium-234 (UZ)	6·66 h	—	1·13 others	0·043 0·80 others	—
Uranium-234 (U II)	$2{\cdot}5 \times 10^5$ y	4·717 — 28% 4·768 — 72%	—	0·051 — 0%	28%
Thorium-230 (Ionium)	$8{\cdot}0 \times 10^4$ y	4·615 — 24% 4·682 — 76%	—	0·068 — 0·6% others —very weak	23·4%
Radium-226	1620 y	4·589 — 5·7% 4·777 — 94·3%	—	0·188 — ~4%	~2%
Radon-222	3·825 d	5·48 —~ 100%	—	—	—
Polonium-218 (Radium A)	3·05 m	6·00 —~ 100%	? — 0·02%	—	—
Astatine-218	1·3 s	6·70 —~0·02% 6·65 —~0·001%	? —very weak	—	—
Radon-218	$1{\cdot}9 \times 10^{-2}$s	7·13 — very weak	—	0·61 —very weak	—
Lead-214 (Radium B)	26·8 m	—	0·59 —~56% 0·65 —~44%	0·24 0·30 0·35 others — weak	—
Bismuth-214 (Radium C)	19·9 m	~5·5 — 0·04%	— 0·4 — 9% 1·0 — 23% 1·51 — 40% 1·88 — 9% 3·26 — 19%	— 0·61 } most 1·12 } abundant 1·76 } 14 others to 2·43 MeV	— —
Polonium-214 (Radium C')	$1{\cdot}6 \times 10^{-4}$ s	7·68 — ~100%	—	—	—
Thallium-210 (Radium C")	1·3 m	—	1·96 — 0·04%	several —very weak	—
Lead-210 (Radium D)	22 y	—	0·017— 85% 0·063— 15%	0·047 — ~5%	~80%
Bismuth-210 (Radium E)	5·01 d	5·06 — $1{\cdot}7 \times 10^{-4}$%	— 1·17 —~100%	— —	— —
Polonium-210 (Radium F)	138·4 d	5·305 — ~100%	—	0·8 — $1{\cdot}2 \times 10^{-3}$%	—
Thallium-206 (Radium E")	4·2 m	—	1·51—$1{\cdot}7\times10^{-4}$%	—	—
Lead-206	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Uranium-238

Fig. B.2 – Uranium-(4n+2)-series

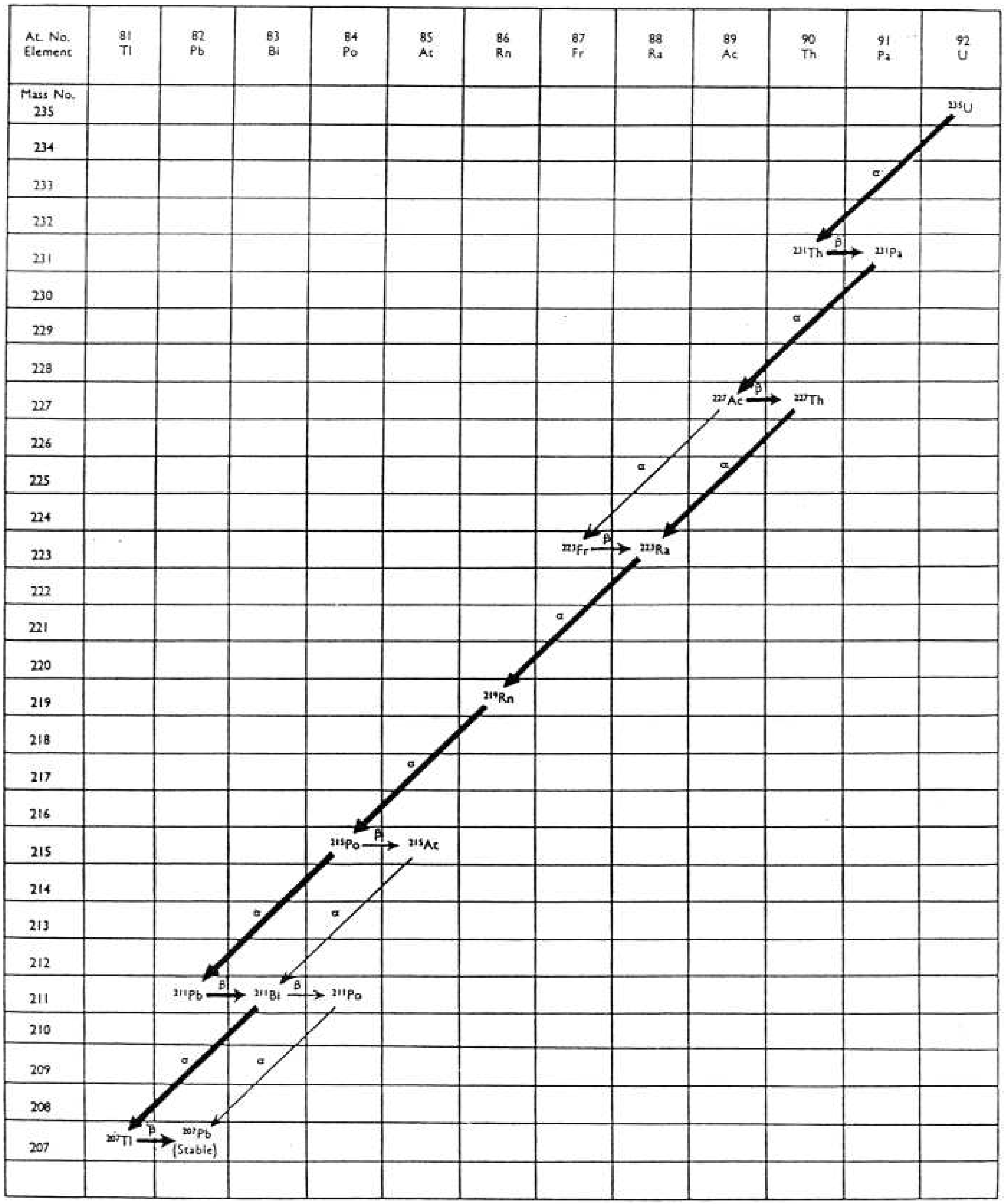

At. No. Element
81 Tl
82 Pb
83 Bi
84 Po
85 At
86 Rn
87 Fr
88 Ra
89 Ac
90 Th
91 Pa
92 U
Mass No.
238
237
236
235
234
233
232
231
230
229
228
227
226
225
224
223
222
221
220
219
218
217
216
215
214
213
212
211
210
209
208
207
206
238U
α
234Th
β
IT
234U
230Th
226Ra
222Rn
218Po
218At
218Rn
214Pb
214Bi
214Po
210Tl
210Pb
210Bi
210Po
206Tl
206Pb
(Stable)

Chaine de décroissance radioactive de l'Uranium-235

Isotope	Half-life	α-energies MeV	β-energies MeV	γ-energies MeV	I C
Uranium-235	7×10^8 y	4·18 to 4·56	—	0·095 — 9% 0·143 — 12% 0·185 — 55% others	—
Thorium-231 (UY)	25·6 h	—	0·30 others	0·084 others	—
Protactinium-231	$3 \cdot 4 \times 10^4$ y	4·666 to 5·046		[illegible] to 0·39	
Actinium-227	22 y	4·94 — 1·2%	— 0·04 — ~99%	— —	— —
Thorium-227 (Radioactinium)	18·2 d	5·699 — 4·0% 5·708 — 8·7% 5·712 — 5·0% 5·755 — 21% 5·865 — 3·0% 5·958 — 3·5% 5·976 — 24% 6·036 — 23% others — ~7·8%	—	0·05 — ~7·5% 0·24 — ~10% many others of low energy — weak 0·0885 — Ra X-rays (abundant)	
Francium-223 (Actinium K)	22 m	5·34 — very weak	1·15 — ~1%	0·05 — weak 0·08 — weak 0·21 — weak 0·31 — weak	—
Radium-223 (Actinium X)	12 d	5·534 — 10·3% 5·602 — 24% 5·712 — 50% 5·742 — 10·5% 5·830 — 0·05% 5·853 — 0·3% 5·867 — 1·0%	—	0·03 to 0·58	
Radon-219 (Actinon)	3·9 s	6·419 — 5% 6·547 — 13% 6·813 — 82%	—	0·27 — ~9% 0·40 — ~5%	~4%
Polonium-215 (Actinium A)	$1 \cdot 8 \times 10^{-3}$ s	7·360 — ~100%	— ? — 0·0005%	— —	— —
Astatine-215	$\sim 1 \times 10^{-4}$ s	8·00 — very weak	—	—	—
Lead-211 (Actinium B)	36 m	—	~0·5 — ~20% 1·39 — ~80%	0·40 — 6% 0·43 — 6% 0·83 — 13%	—
Bismuth-211 (Actinium C)	2·16 m	6·273 — 17% 6·617 — ~83%	— ? — 0·3%	0·35 — 13%	4%
Polonium-211 (Actinium C′)	0·52 s	6·57 } — weak 6·90 } 7·44 — ~0·3%	—	0·57 — weak 0·89 — weak	—
Thallium-207 (Actinium C″)	4·79 m	—	1·44 — ~100%	—	—
Lead-207 (Actinium D)	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Uranium-235

FIG. B.3 – Uranium-(4n+3)-series


At. No. Element
81 Tl
82 Pb
83 Bi
84 Po
85 At
86 Rn
87 Fr
88 Ra
89 Ac
90 Th
91 Pa
92 U
Mass No.
235
234
233
232
231
230
229
228
227
226
225
224
223
222
221
220
219
218
217
216
215
214
213
212
211
210
209
208
207
^{235}U
α
^{231}Th
β
^{231}Pa
α
^{227}Ac
β
^{227}Th
α
α
^{223}Fr
β
^{223}Ra
α
^{219}Rn
α
^{215}Po
β
^{215}At
α
α
^{211}Pb
β
^{211}Bi
β
^{211}Po
α
α
^{207}Tl
β
^{207}Pb
(Stable)

Annexe C

Les diagrammes des fits

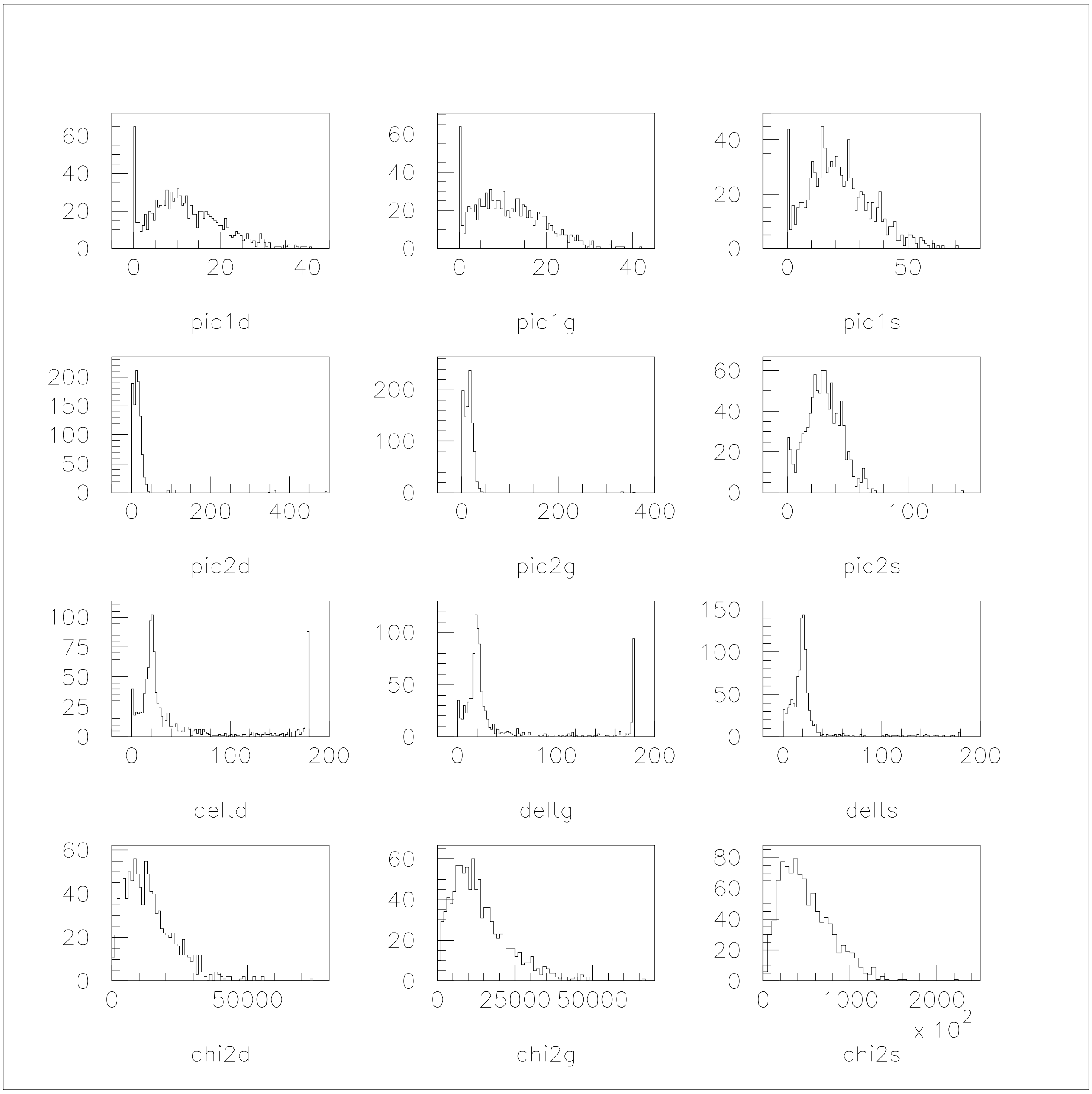


FIG. C.1 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 300 keV (Δt=20ns).

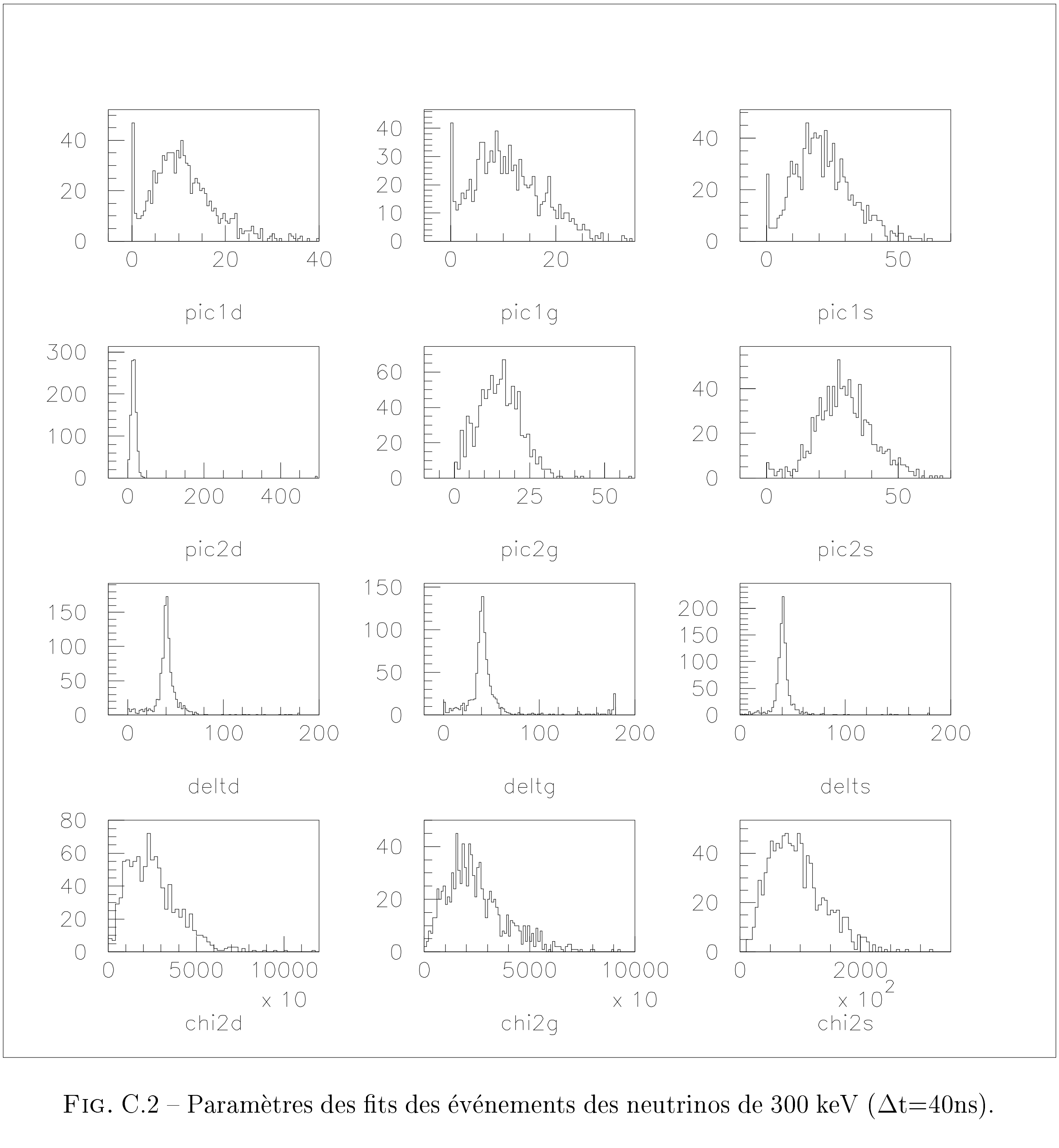


FIG. C.2 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 300 keV (Δt=40ns).

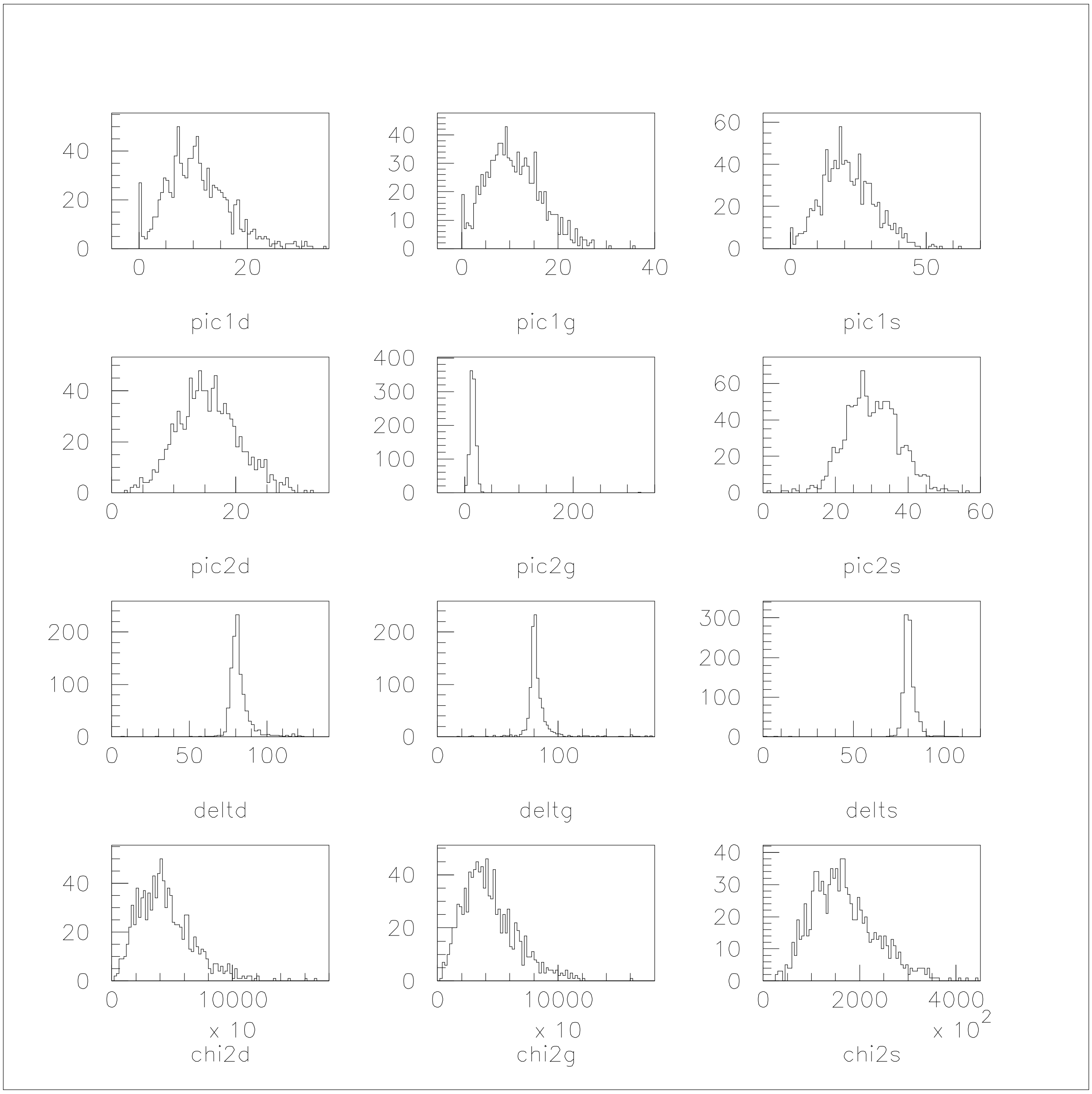


FIG. C.3 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 300 keV (Δ=80ns).

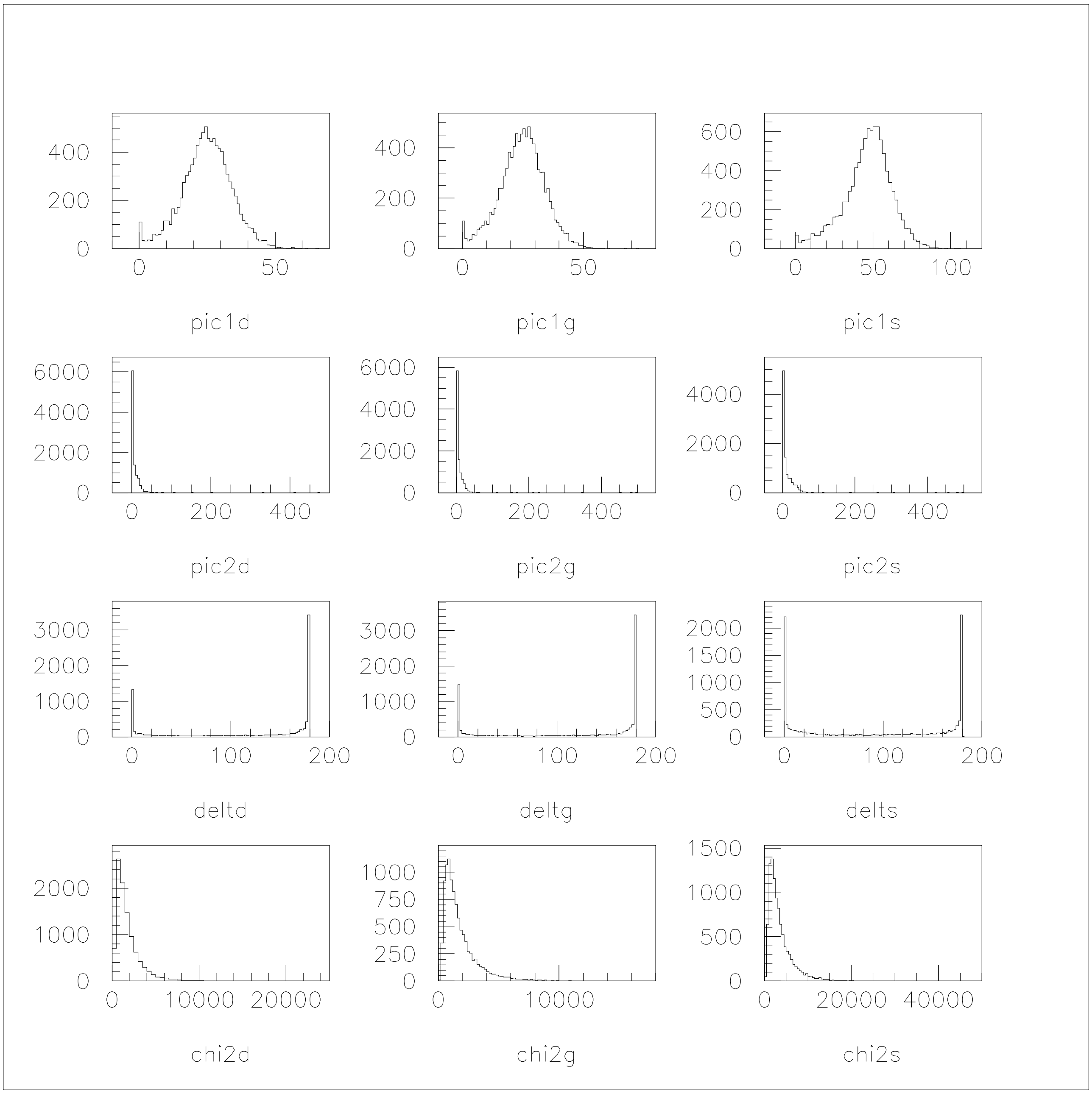


FIG. C.4 – Paramètres des fits des singles de 80 pe^{-}.

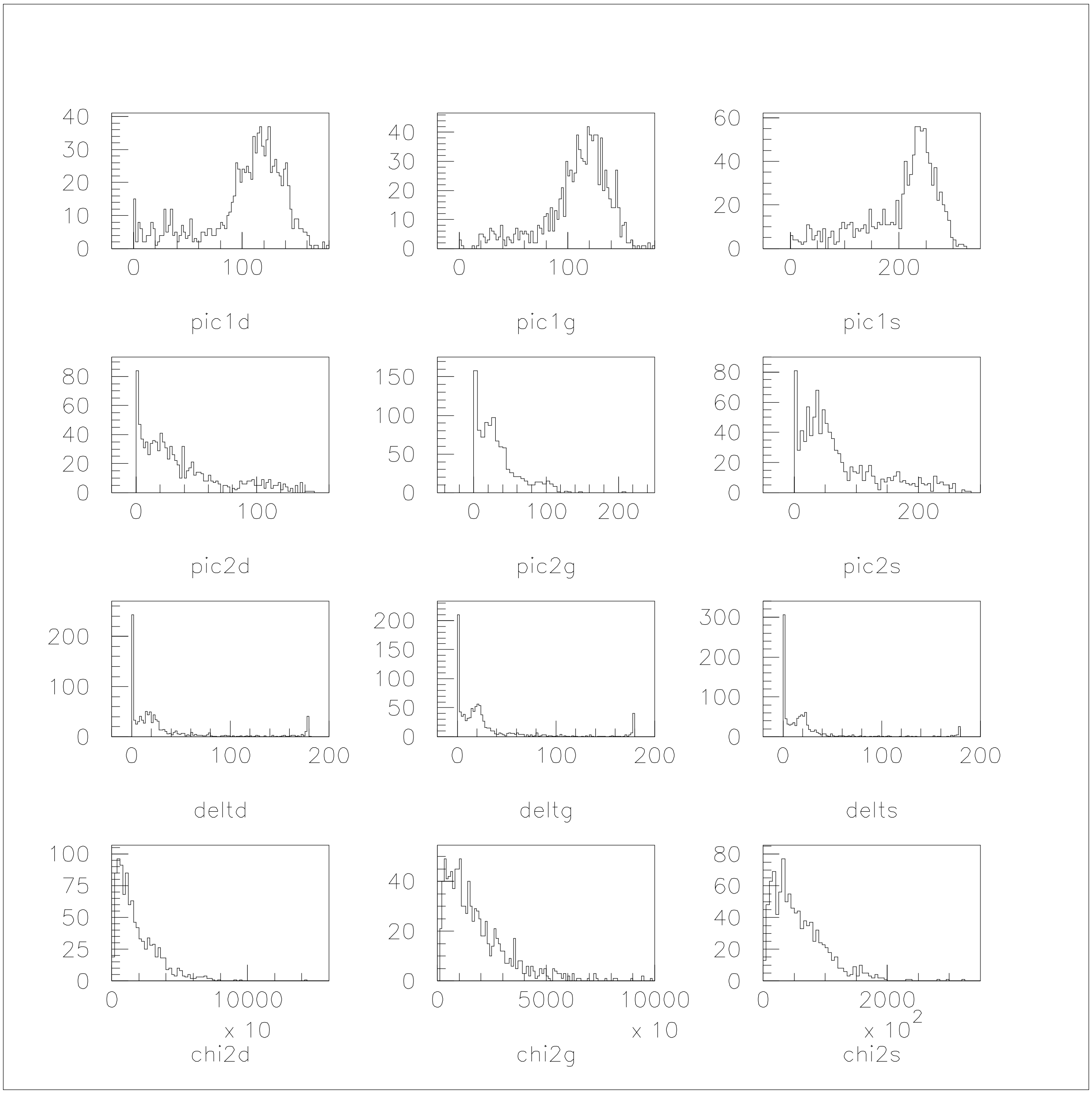


FIG. C.5 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 860 keV (Δt=20ns).

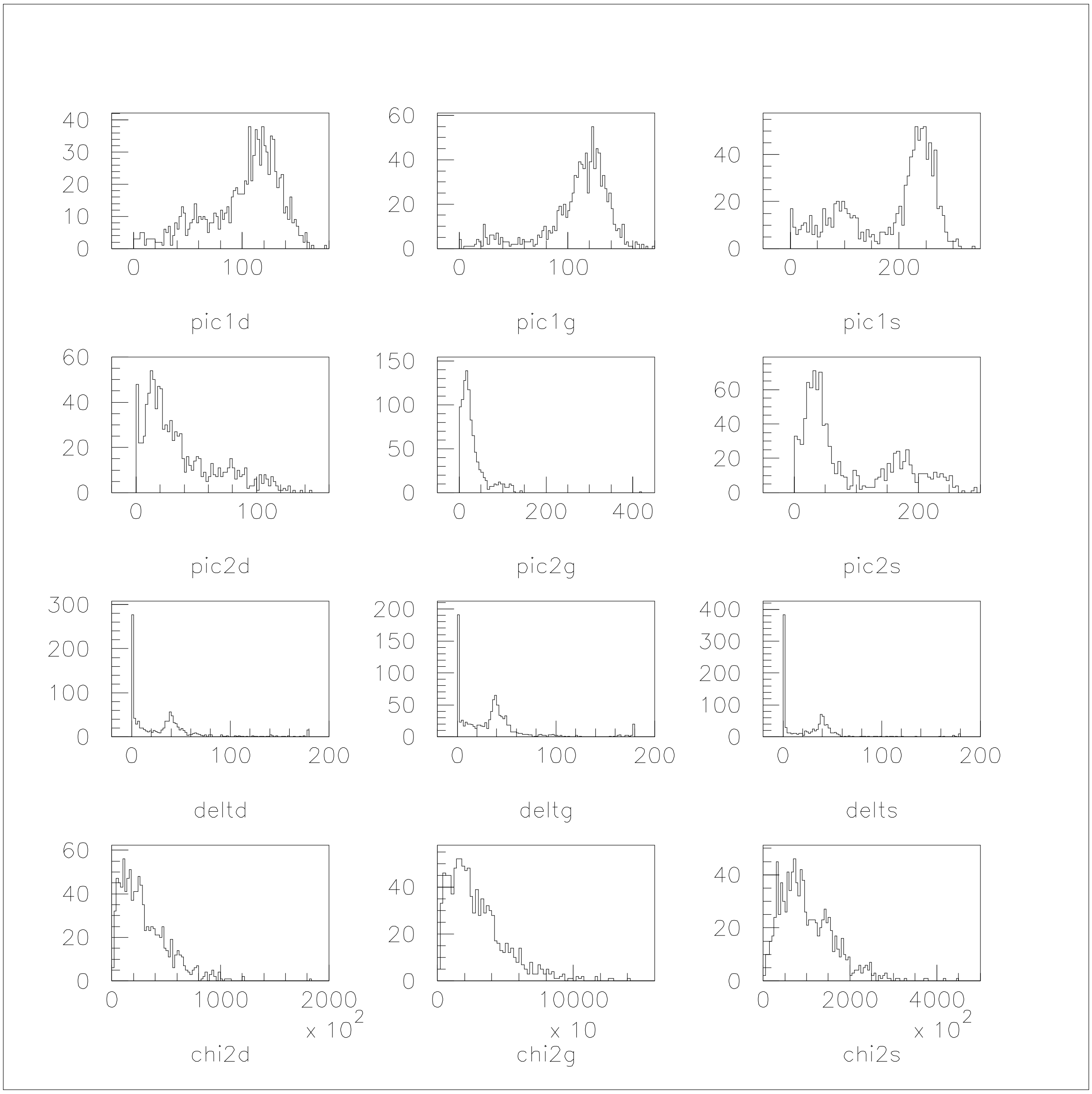


FIG. C.6 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 860 keV (Δt=40ns).

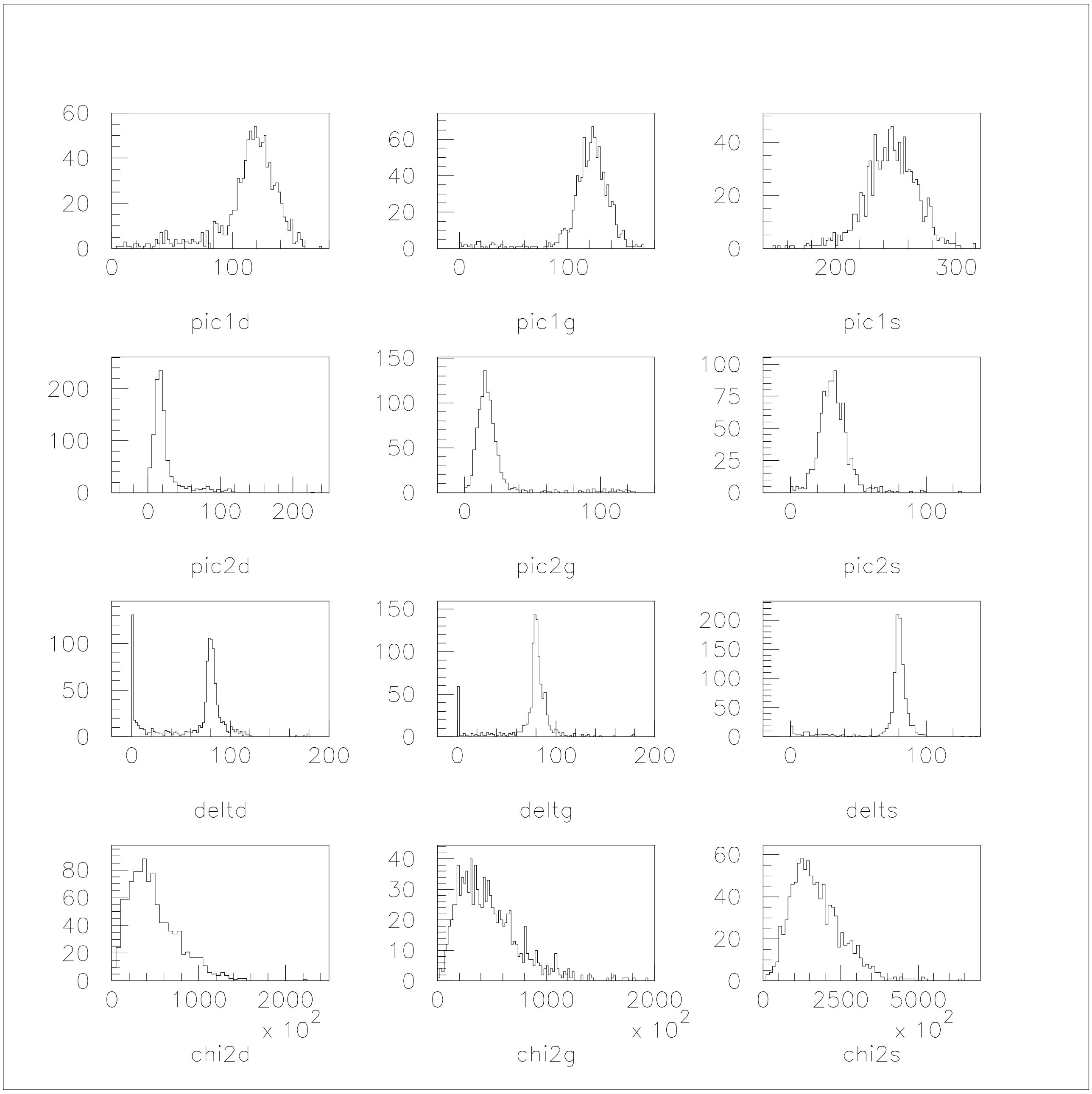


Fig. C.7 – Paramètres des fits des événements des neutrinos de 860 keV (Δ=80ns).

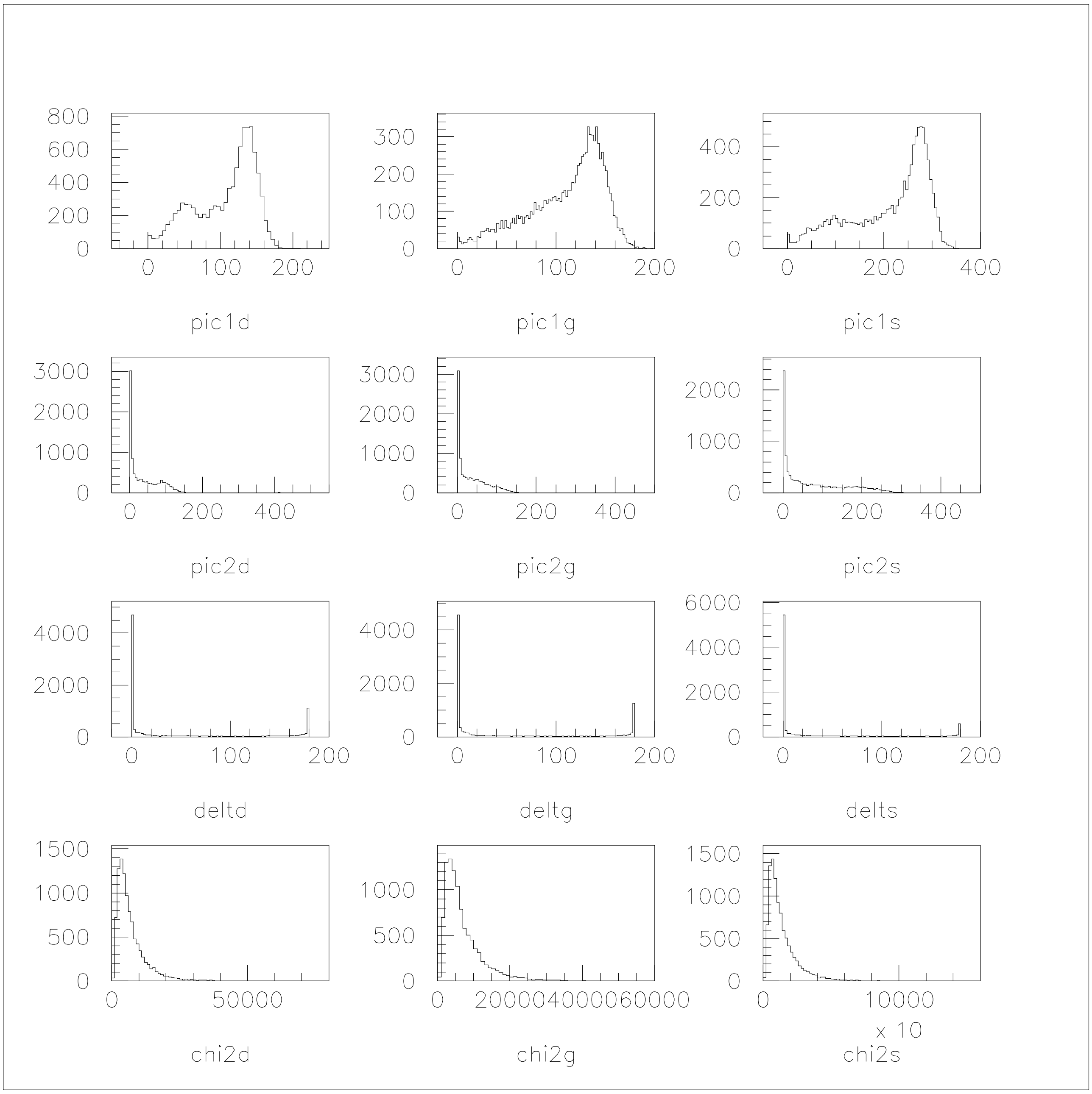


FIG. C.8 – Paramètres des fits des singles de 310 pe$^-$.