



HAL
open science

Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos

Thomas Salagnac

► **To cite this version:**

Thomas Salagnac. Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY068 . tel-01757168

HAL Id: tel-01757168

<https://theses.hal.science/tel-01757168>

Submitted on 3 Apr 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Thomas Salagnac

Thèse dirigée par **Jacob LAMBLIN**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et
Cosmologie (LPSC)**
dans l'**École Doctorale Physique**

Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos

Thèse soutenue publiquement le **16 octobre 2017**,
devant le jury composé de :

Johann COLLOT

Professeur des Universités, UGA, Président du jury

Pascal COYLE

Directeur de Recherche, Laboratoire CPPM, Rapporteur

Thierry LASSERRE

Chercheur au CEA, Laboratoire APC - CEA Saclay, Examineur

Fabrice PIQUEMAL

Directeur de Recherche, Laboratoire CENBG, Rapporteur

Frédéric YERMIA

Maître de Conférences, Université de Nantes , Examineur



Table des matières

Introduction	7
1 Cadre théorique et expérimental	9
1.1 Introduction à la physique des neutrinos	10
1.1.1 Neutrinos dans le Modèle Standard	10
1.1.2 Masse des neutrinos	12
1.1.3 Mélange des états de saveur et de masse	14
1.1.4 Mécanisme d'oscillation	15
1.1.5 Situation expérimentale des paramètres de mélange	17
1.2 Anomalie des antineutrinos de réacteur	19
1.2.1 Réacteurs nucléaires comme source de neutrinos	19
1.2.2 Réévaluation des spectres d'antineutrinos de réacteur	21
1.2.3 Déficit des flux d'antineutrinos de réacteur	22
1.2.4 État des lieux des spectres d'antineutrinos de réacteur	23
1.3 Autres anomalies des flux de neutrinos à courte distance	25
1.3.1 Anomalie LSND	25
1.3.2 Anomalie Gallium	26
1.4 Vers une évidence d'un neutrino stérile	28
1.4.1 Modèle d'oscillation à quatre neutrinos	28
1.4.2 Analyses statistiques des apparitions de neutrinos	29
1.4.3 Analyses statistiques des disparitions de neutrinos	31
1.4.4 Analyses statistiques globales	35
1.5 Recherche d'un neutrino stérile à courte distance	37
1.5.1 Mise en évidence d'une oscillation à courte distance	37
1.5.2 Paramètres clés pour les expériences à courte distance	38
1.5.3 Expériences à courte distance d'un réacteur	40
1.5.4 Expérience de source radioactive	46
1.6 Conclusion	47
2 Expérience STEREO	49
2.1 Principe de l'expérience	50
2.1.1 Détection des antineutrinos avec la réaction β -inverse	50
2.1.2 Mesure de l'énergie des antineutrinos	52
2.1.3 Types de bruit de fond	53
2.2 Environnement de l'expérience à l'ILL	53
2.2.1 Réacteur de l'ILL	53
2.2.2 Flux d'antineutrinos	54
2.2.3 Localisation du détecteur et bruit de fond environnant	56
2.3 Détecteur STEREO	59

2.3.1	Design interne du détecteur	59
2.3.2	Liquide scintillant	61
2.3.3	Collection de lumière	62
2.3.4	Réponse du détecteur	63
2.3.5	Blindages passifs	65
2.3.6	Veto muon	67
2.3.7	Sources et Systèmes d'étalonnage	67
2.3.8	Système de LED	68
2.3.9	Contrôle lent	69
2.4	Fonctionnement de l'expérience	70
2.4.1	État d'avancement de l'expérience STEREO	70
2.4.2	Déroulement de la prise de données	72
2.5	Conclusion et futur de l'expérience	72
3	Sensibilité de l'expérience à un neutrino stérile léger	75
3.1	Simulation des spectres en énergie attendus	76
3.1.1	Le générateur neutrino	76
3.1.2	La simulation du détecteur STEREO	78
3.1.3	Normalisation du flux de neutrinos	78
3.2	Contours de sensibilité	79
3.2.1	Test statistique : ratio de vraisemblance et $\Delta\chi^2$	79
3.2.2	Évaluation de la sensibilité de STEREO avec un $\Delta\chi^2$	83
3.3	Effet d'une non-linéarité en énergie	85
3.3.1	Modification du χ^2	86
3.3.2	Résultats	87
3.4	Vérification du caractère asymptotique du test statistique	88
3.4.1	Vérification de la distribution de $\Delta\chi_0^2$	88
3.4.2	Vérification du calcul de la médiane par les données Asimov	89
3.5	Conclusion et perspectives	91
4	Électronique de STEREO : développement et caractérisation.	93
4.1	Introduction aux photomultiplicateurs	94
4.1.1	Principe de fonctionnement	94
4.1.2	Embases	95
4.2	Description de l'électronique	95
4.2.1	Cahier des charges	95
4.2.2	Architecture générale	96
4.2.3	Cartes <i>front-end</i>	97
4.2.4	Carte <i>trigger</i>	99
4.2.5	Carte LED	100
4.3	Développement et caractérisation des cartes "front-end"	100
4.3.1	Banc de test	100
4.3.2	Bruit électronique et piédestal	101
4.3.3	Mesure du gain $\times 20$	104
4.3.4	Vérification des ADC	105
4.3.5	Fréquence de l'horloge interne	106
4.4	Dynamique de l'électronique	107
4.4.1	Mesure de la charge du photoélectron unique	107
4.4.2	Dynamique en mode bas gain	109
4.5	Linéarité de la mesure de la charge	111

4.5.1	Méthode de mesure de la linéarité en charge	111
4.5.2	Application de la méthode sur le banc de test	114
4.5.3	Linéarité en charge dans le détecteur STEREO	116
4.6	Développement des embases pour les photomultiplicateurs	119
4.6.1	Prototypes d'embases	119
4.6.2	Comparaison des linéarités en charge	120
4.6.3	Comparaison des facteurs de mérite pour le PSD	121
4.6.4	Comparaison des résolutions en charge	123
4.6.5	Conclusion sur le choix de l'embase	124
4.7	Conclusion	124
5	Recherche de candidats "neutrino"	125
5.1	Principe de l'analyse des données	126
5.1.1	Description de la chaîne d'analyse	126
5.1.2	Étalonnage en énergie	128
5.1.3	Reconstruction de l'énergie	129
5.1.4	Discrimination entre positons et protons	131
5.2	Principe de la recherche des événements neutrino	133
5.2.1	Caractéristiques des événements neutrino	133
5.2.2	Algorithme de recherche des événements neutrino	134
5.2.3	Recherche des paires accidentelles	136
5.2.4	Le temps mort	138
5.3	Définition des coupures	138
5.3.1	Paires en coïncidence avec un autre événement	139
5.3.2	Paires accidentelles	141
5.3.3	Paires corrélées	143
5.4	Optimisation des coupures temporelles	147
5.4.1	Principe d'optimisation	147
5.4.2	Résultats des optimisations	148
5.5	Acceptance du signal neutrino	149
5.5.1	Rappel des coupures utilisées pour l'identification "neutrino"	149
5.5.2	Acceptance simulée des coupures en énergie et de topologie	150
5.5.3	Acceptance pour les coupures d'anti-coïncidence	152
5.6	Évolution dans le temps des taux de paires	152
5.6.1	Corrélation des taux avec la pression atmosphérique	152
5.6.2	Taux de paires corrélées et accidentelles	154
5.6.3	Hiérarchie des coupures sur les événements prompts et retardés	154
5.6.4	Hiérarchie des coupures appliquées aux paires	155
5.7	Caractérisation des candidats IBD	158
5.7.1	Absence de bruit de fond corrélé induit par le réacteur	158
5.7.2	Signature temporelle de l'IBD	158
5.7.3	Spectres en énergie	159
5.7.4	Les taux de neutrino	161
5.8	Conclusion	162
	Conclusion	163
	Bibliographie	165
	Remerciements	177

Introduction

La physique des neutrinos est un domaine à part entière de la physique des particules. Le neutrino est une particule élémentaire singulière, la seule particule de spin demi-entier qui soit neutre, avec une masse très faible. Le neutrino se manifeste donc uniquement par force faible ou par force gravitationnelle et sa probabilité d'interaction est très faible, ce qui rend sa détection ardue. Le neutrino a su, ainsi, garder longtemps ses mystères ne se dévoilant que petit à petit. En effet, le neutrino fut détecté pour la première fois en 1956 par C. Cowan et F. Reines, auprès d'un réacteur nucléaire, plus de 25 ans après que W. Pauli eut postulé son existence. Par la suite, le neutrino s'avéra posséder trois saveurs différentes, et il fallu attendre plus de quarante ans encore pour toutes les détecter. En parallèle, le neutrino posa plusieurs énigmes aux scientifiques. En particulier, l'énigme des neutrinos solaires dont le flux détecté sur Terre était beaucoup plus faible que celui attendu. Cette énigme fut résolue dans les années 2000 avec, d'abord, la mise en évidence par l'expérience Super-Kamiokande du mécanisme d'oscillation permettant aux neutrinos de changer de saveur lors de leur propagation, puis la confirmation par l'expérience SNO que ce mécanisme permettait bien d'expliquer le déficit de neutrinos solaires observé. Cette découverte, qui valut le prix Nobel à T. Kajita et A. B. McDonald, démontra que le neutrino avait bien une masse non nulle contrairement à ce qui était supposé jusque là.

De nos jours, les paramètres du modèle d'oscillation à trois saveurs sont déterminés avec une bonne précision et permettent de reproduire la plupart des observations effectuées. Toutefois, certaines propriétés du neutrino restent à déterminer : la valeur de la masse, la hiérarchie des masses entre les trois saveurs, l'existence d'une violation de CP, etc. De plus, des anomalies ont été observées dans les flux de neutrinos mesurés à courte distance de propagation, auprès de réacteurs, d'accélérateurs et avec des sources radioactives. Ces anomalies pourraient notamment suggérer l'existence d'un neutrino stérile léger, produisant de nouvelles oscillations à courte distance. Tous ces aspects seront traités dans le premier chapitre du manuscrit, après une introduction générale sur la physique des neutrinos.

L'expérience STEREO s'inscrit dans ce contexte. Elle a été initiée pour investiguer l'anomalie des neutrinos de réacteur et mettre en évidence une hypothétique oscillation, à courte distance du réacteur nucléaire de l'Institut Laue-Langevin, à Grenoble. Le deuxième chapitre sera dédié à la description de l'expérience STEREO et de son détecteur, segmenté en 6 cellules afin de mesurer le spectre en énergie des antineutrinos à différentes distances de propagation. La comparaison des déformations relatives du spectre en fonction de la distance permettra de s'affranchir des prédictions sur le spectre en énergie émis par le réacteur et d'apporter une réponse non-ambiguë sur l'existence d'un neutrino stérile léger.

Pour évaluer la sensibilité de l'expérience STEREO, il faut faire appel à des méthodes statistiques évoluées. Une partie de cette thèse a été consacrée au développement d'un

ratio de vraisemblance profilée à partir d'un outil déjà existant qu'il a fallu justifié et validé. Cette méthode a ensuite été utilisée pour quantifier l'impact d'une non-linéarité de la mesure en énergie. Tous ces résultats seront exposés dans le troisième chapitre.

La précision de la mesure en énergie est cruciale pour être capable de détecter les déformations de quelques pour cent des spectres en énergie. Dans le troisième chapitre, nous présenterons les travaux sur l'analyse statistique de la sensibilité de l'expérience STEREO et en particulier sur l'influence d'une non-linéarité de quelques pour cent dans la mesure de l'énergie. Ces travaux ont été l'occasion de vérifier la méthode employée pour la détermination des contours de sensibilité de l'expérience STEREO.

Les deux premières années de cette thèse s'étant déroulées pendant la phase de développement de l'expérience STEREO, une partie des travaux a été consacrée au développement et à la caractérisation de l'électronique de l'expérience, avec notamment la mise en place d'une méthode originale pour mesurer la non-linéarité de la réponse en charge des photomultiplicateurs. Le quatrième chapitre sera dédié à la présentation de ces résultats.

L'expérience STEREO a démarré sa prise de données en novembre 2016. La première période d'acquisition a duré un peu plus de cent jours. L'analyse de ces premières données est en cours. Le cinquième et dernier chapitre sera consacré à cette analyse et plus particulièrement à la recherche des candidats neutrino et à l'identification des bruits de fond associés. Les premiers résultats bien que préliminaires seront présentés.

Chapitre 1

Cadre théorique et expérimental

Sommaire

1.1 Introduction à la physique des neutrinos	10
1.1.1 Neutrinos dans le Modèle Standard	10
1.1.2 Masse des neutrinos	12
1.1.3 Mélange des états de saveur et de masse	14
1.1.4 Mécanisme d'oscillation	15
1.1.5 Situation expérimentale des paramètres de mélange	17
1.2 Anomalie des antineutrinos de réacteur	19
1.2.1 Réacteurs nucléaires comme source de neutrinos	19
1.2.2 Réévaluation des spectres d'antineutrinos de réacteur	21
1.2.3 Déficit des flux d'antineutrinos de réacteur	22
1.2.4 État des lieux des spectres d'antineutrinos de réacteur	23
1.3 Autres anomalies des flux de neutrinos à courte distance	25
1.3.1 Anomalie LSND	25
1.3.2 Anomalie Gallium	26
1.4 Vers une évidence d'un neutrino stérile	28
1.4.1 Modèle d'oscillation à quatre neutrinos	28
1.4.2 Analyses statistiques des apparitions de neutrinos	29
1.4.3 Analyses statistiques des disparitions de neutrinos	31
1.4.4 Analyses statistiques globales	35
1.5 Recherche d'un neutrino stérile à courte distance	37
1.5.1 Mise en évidence d'une oscillation à courte distance	37
1.5.2 Paramètres clés pour les expériences à courte distance	38
1.5.3 Expériences à courte distance d'un réacteur	40
1.5.4 Expérience de source radioactive	46
1.6 Conclusion	47

Après plusieurs décennies de recherche, le neutrino a dévoilé une grande partie de ses mystères. Nous savons désormais qu'il a une masse non-nulle, qu'il possède trois saveurs et qu'il peut "osciller", c'est-à-dire changer de saveur au cours de sa propagation. Les

paramètres d'oscillation sont globalement bien connus et le modèle à trois saveurs de neutrinos permet d'expliquer la plupart des observations. Cependant, plusieurs expériences de mesure du flux de neutrinos à courte distance de propagation présentent un désaccord avec ce modèle. Nous détaillerons, après une introduction à la physique des neutrinos, la nature de ces "anomalies" et comment elles pourraient s'accorder avec une nouvelle oscillation vers un nouveau type de neutrino dit "stérile". Plusieurs expériences dédiées sont en cours de réalisation afin de faire toute la lumière sur ces anomalies. Nous finirons sur une présentation de ces expériences.

1.1 Introduction à la physique des neutrinos

1.1.1 Neutrinos dans le Modèle Standard

Le neutrino ν est une particule élémentaire initialement postulée par W. Pauli [1], en 1930, pour expliquer l'observation du spectre en énergie continu de l'électron émis par désintégration β . L'existence du neutrino a été confirmée en 1956 par F. Reines et C.L. Cowan grâce à la détection par interaction β -inverse (IBD),

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

d'un flux d'antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) émis par le réacteur nucléaire de Savannah River au États-Unis.

Les neutrinos sont des fermions (spin $1/2$) et ils se rangent dans la catégorie des leptons, au même titre que les leptons chargés que sont les électrons e , les muons μ et les taus τ . Cependant, les neutrinos ne sont pas chargés électriquement, ils n'interagissent donc pas par la force électromagnétique. Les neutrinos sont uniquement sensibles à l'interaction faible et l'interaction gravitationnelle. Leurs sections efficaces sont ainsi extrêmement faibles, ce qui implique que leur étude est difficile.

À ce jour, trois neutrinos différents sont connus. Chaque type de neutrino est associé à une saveur, dite leptonique, car elle est partagée avec les leptons chargés. Il y a donc la saveur électronique ν_e , la saveur muonique ν_μ et la saveur tauique ν_τ . Le nombre de saveurs connues est en accord avec la mesure de la largeur de désintégration du boson Z , dont le résultat de l'ajustement est montré sur la Fig. 1.1. L'ajustement conduit à un nombre de neutrinos, qui se couplent par interaction faible au boson Z , égal à 2.9840 ± 0.0082 avec une masse inférieure à $m_\nu < m_Z/2$. De plus, ce nombre de neutrinos est en accord avec les mesures cosmologiques, notamment avec les résultats de la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique par l'expérience Planck [3].

Dans le Modèle Standard, l'interaction faible est décrite par le groupe de symétrie locale $SU(2)_L$, où l'indice L fait référence au fait que seules les particules de chiralité gauche participent à l'interaction faible. Dans le groupe $SU(2)_L$, les champs des leptons de chiralité gauche sont sous la forme d'un doublet, tandis que ceux de chiralité droite sont exprimés sous la forme d'un singulet, par exemple dans le cas de la saveur électronique :

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, e_R \quad (1.2)$$

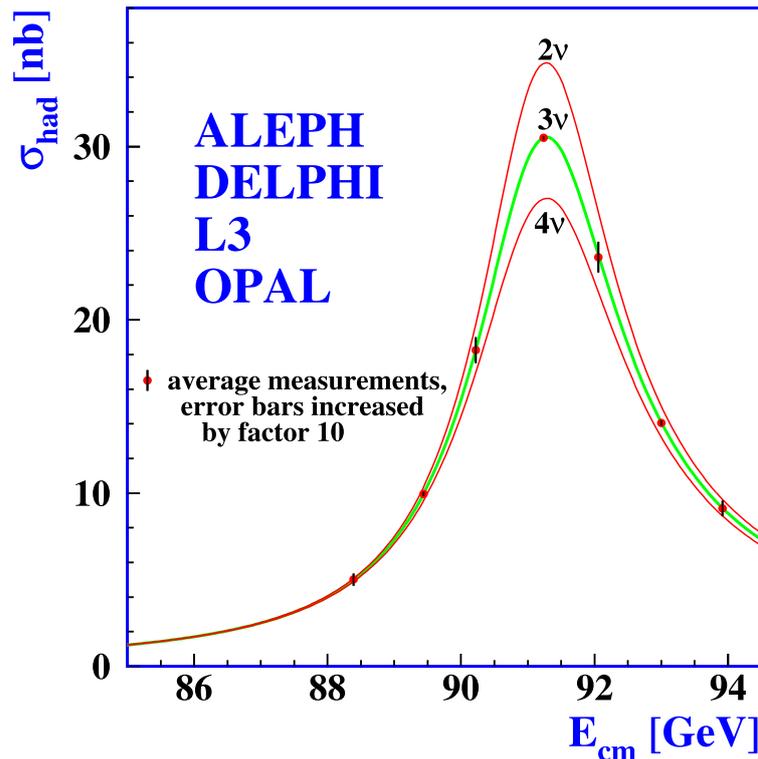


FIGURE 1.1 – Ajustement de la largeur de désintégration du boson Z en fonction du nombre de neutrinos sensibles à l'interaction faible et avec une masse inférieure à la moitié de celle du boson Z [2].

Le singulet du neutrino de chiralité droite n'est pas représenté, car il n'est pas considéré comme faisant partie du Modèle Standard. En effet, le neutrino droit, dit *stérile*, n'est sensible à aucune interaction du Modèle Standard¹. De plus, la masse des neutrinos est supposée nulle dans le Modèle Standard, il n'y a donc aucune raison pour considérer la partie droite des neutrinos. Un neutrino de chiralité droite n'a encore jamais été mis en évidence par une expérience.

Plusieurs expériences ont mis en évidence l'oscillation des neutrinos, qui est le phénomène de changement de saveur d'un neutrino lors de sa propagation. En 2015, le prix Nobel de Physique a été remis à T. Kajita et A. B. McDonald, responsables respectivement de l'expérience Super Kamiokande [4], qui a mis en évidence l'oscillation des neutrinos muoniques produits dans l'atmosphère grâce à la mesure de l'asymétrie entre le nombre de neutrinos se propageant à travers la Terre et celui des neutrinos arrivant directement de l'atmosphère, et de l'expérience SNO [5], qui a mis en évidence l'oscillation des neutrinos électroniques émis par le soleil en détectant les trois types de saveurs. Le prix Nobel a été décerné pour "la découverte de l'oscillation des neutrinos, qui prouvent que les neutrinos ont une masse"² [6].

Bien que la masse des neutrinos ne soit pas expliquée dans le Modèle Standard, nous allons voir comment des extensions permettent de remédier à cette lacune.

1. L'interaction gravitationnelle ne faisant pas partie du Modèle Standard.

2. "for the discovery of neutrino oscillations, which shows that neutrinos have mass"

1.1.2 Masse des neutrinos

Plusieurs mécanismes permettant d'attribuer une masse aux neutrinos ont été imaginés. Les descriptions de ces mécanismes de masse qui sont présentées dans les paragraphes suivant sont limitées au cas d'une seule génération de neutrinos. Toutefois ces mécanismes peuvent être adaptés au cas à plusieurs générations de neutrinos, tout en conduisant aux mêmes résultats. Les descriptions suivantes sont basées sur l'article de Boris Kayser [7].

Masse de Dirac :

Dans le Modèle Standard, la masse des quarks et des leptons chargés apparait comme un résultat du mécanisme de Higgs via le couplage de Yukawa. Un champ de neutrino de chiralité droite peut être introduit dans le Modèle Standard sans problème, car un tel champ est un singulet de $SU(2)_L$, il ne se couple donc à aucune interaction du modèle standard et ne brise donc aucune symétrie. Cette extension permet alors sur le même principe de mécanisme de masse que les autres fermions, de générer un terme de masse pour les neutrinos dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_D = -f_\nu \langle \varphi \rangle_0 \overline{\nu_R^0} \nu_L^0 + \text{h. c.} \quad (1.3)$$

où f_ν est la constante de couplage, $\langle \varphi \rangle_0$ est la valeur attendue dans le vide la masse (VEV) du champ de Higgs, ν_L^0 et ν_R^0 sont les champs de neutrino respectivement de chiralité gauche et droite. Les indices supérieurs 0 indiquent que les champs sont des champs sous-jacents, utilisés pour la construction du modèle. Les champs sans indice correspondent aux particules physiques avec une masse définie.

Le terme de masse, dit de Dirac, est ainsi donné par :

$$m_D = f_\nu \langle \varphi \rangle_0 \quad (1.4)$$

La constant de couplage des neutrinos f_ν doit être de l'ordre de 10^{-13} [7] pour justifier une masse des neutrinos de l'ordre de 10 meV. Un couplage si faible en comparaison de ceux des autres fermions soulève un problème de naturalité pour la communauté scientifique, même si en pratique rien n'interdit une telle valeur, laissant penser que le mécanisme de masse des neutrinos est différent des autres fermions.

Masse de Majorana :

Pour un champ fermionique de Majorana ψ , les champs de chiralité gauche et droite ne sont pas indépendants, ces champs sont des solutions à l'équation de Dirac, conduisant à [8] :

$$\psi = \psi^c \quad (1.5)$$

Cette relation implique qu'une particule de Majorana est sa propre antiparticule. Seuls les neutrinos peuvent être des particules de Majorana. En effet, les autres fermions sont chargés électrique, ainsi la condition de Majorana pour ces particules impliquerait la violation de la conservation de la charge électrique.

Grâce aux propriétés d'un champ de Majorana, un terme de masse pour un neutrino peut être construit soit en utilisant seulement le champ de chiralité gauche ν_L^0 ,

$$\mathcal{L}_{m_L} = -\frac{m_L}{2} \overline{(\nu_L^0)^c} \nu_L^0 + \text{h. c.} \quad (1.6)$$

soit seulement le champ de chiralité droit ν_R^0 ,

$$\mathcal{L}_{m_R} = -\frac{m_R}{2} \overline{(\nu_R^0)^c} \nu_R^0 + \text{h. c.} \quad (1.7)$$

où m_L et m_R sont les masses de Majorana associées respectivement aux chiralités gauche et droite.

Le terme de masse Majorana pour la chiralité gauche (Éq. 1.6) n'est pas autorisé par les symétries et les conditions de renormalisation du Modèle Standard [8], nous nous placerons donc dans le cas où $m_L = 0$ dans la section suivante.

Mécanisme de Seesaw :

Pour générer une masse de Dirac d'un neutrino (Éq. 1.3), nous avons dû ajouter un champ de neutrino de chiralité droite. Rien n'empêche alors dans le Modèle Standard de générer aussi un terme de masse de Majorana associé à la chiralité droite (Éq. 1.7). Un terme de masse générale peut alors être construit pour le neutrino :

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = -m_D \overline{\nu_R^0} \nu_L^0 - \frac{m_R}{2} \overline{(\nu_R^0)^c} \nu_R^0 + \text{h. c.} \quad (1.8)$$

en utilisant l'identité $\overline{(\nu_L^0)^c} m_D (\nu_R^0)^c = \overline{\nu_R^0} m_D \nu_L^0$, l'équation précédente se met sous forme matricielle :

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(\nu_L^0)^c} & \overline{\nu_R^0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^0 \\ (\nu_R^0)^c \end{pmatrix} + \text{h. c.} \quad (1.9)$$

qui permet d'identifier la matrice de masse des neutrinos M_ν :

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

En diagonalisant cette matrice, nous pouvons obtenir les masses des états propres de masse m_1 et m_2 :

$$m_{1,2} = \frac{m_R}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}} \right) \quad (1.11)$$

Nous allons maintenant nous placer dans l'hypothèse naturelle où la masse de Dirac est comparable à l'échelle électrofaible, $m_D \lesssim 10^2$ GeV et dans l'hypothèse où la masse de

chiralité droite de Majorana est générée par une physique au-delà du Modèle Standard pour des échelles d'énergie des théories de Grande Unification, $m_R \sim [10^{14}-10^{16}]$ GeV [8]. Cela nous place dans le cas où $m_D \ll m_R$:

$$m_1 \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \quad \text{et} \quad m_2 \simeq m_R \quad (1.12)$$

Nous obtenons ainsi un neutrino léger ν_1 avec une masse inférieure au meV, $m_1 \lesssim [0.01-0.1]$ eV, et un neutrino lourd ν_2 avec une masse à des échelles d'énergie de théories de Grande-Unification.

1.1.3 Mélange des états de saveur et de masse

Le mécanisme d'oscillation des neutrinos a été mis en évidence. Ce mécanisme suppose des neutrinos massifs, dont les états propres sont différents des états de saveurs. Les trois saveurs de lepton connues imposent trois états propres de masse pour les neutrinos. La décomposition d'un état de saveur sur un état de masse est décrite par la combinaison linéaire des termes de la matrice de mélange U_{PMNS} :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1,2,3} U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \iff \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{\text{saveur}} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_{\text{masse}} \quad (1.13)$$

La matrice PMNS, du nom des chercheurs Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, est de dimension 3×3 :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Cette matrice est par définition unitaire ($UU^\dagger = 1$), elle peut ainsi être paramétrisée par 9 termes indépendants, dont 3 angles de mélange et 6 phases. Toutefois, seule 1 phase a une signification physique [8], les autres pouvant être absorbées en appliquant une transformation de phase du champ leptonique, réduisant le nombre de paramètres libres à 4 :

- 3 angles de mélange : θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} ;
- 1 phase, dite de violation CP : δ_{CP} .

La matrice PMNS est souvent exprimée sous la forme d'un produit de trois matrices de rotation, avec la paramétrisation usuelle [7] suivante :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Cette paramétrisation a l'avantage de séparer les différents domaines d'oscillation observés expérimentalement, où la première rotation est associée

au domaine des neutrinos atmosphériques et la dernière est associée au domaine des neutrinos solaires.

Dans le cas où la masse est de type Majorana, deux termes de phases supplémentaires sont présents :

$$U_{\text{PMNS}}^{\mathcal{M}} = U_{\text{PMNS}} \times \text{diag}(1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2}) \quad (1.16)$$

toutefois, dans le cas des oscillations, ces termes s'annihilent entre eux et n'interviennent donc pas.

Un fois développée, la matrice s'obtient sous la forme suivante :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13} s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

1.1.4 Mécanisme d'oscillation

Pour décrire la propagation des neutrinos, nous utiliserons l'approche purement quantique. Dans le cas d'une propagation dans le vide, les états de masse $|\nu_k\rangle$ sont les états propres de l'Hamiltonien, associés aux énergies propres E_k . L'évolution dans le temps est donnée par la solution de l'équation de Schrödinger :

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.18)$$

L'approximation par une onde plane conduit à des résultats similaires aux calculs faisant un traitement réaliste du paquet d'ondes [9]. La différence réside surtout dans le fait que l'onde plane ne permet pas de décrire les phénomènes de décohérence qui ne sont cependant pas utiles dans les discussions menées dans cette thèse.

Les neutrinos étant produits et détectés dans leur état de saveur¹, nous nous intéressons à l'expression de l'évolution d'un état de saveur $|\nu_\alpha(t)\rangle$, qui s'obtient grâce à la substitution de l'Éq. 1.13 dans l'Éq. 1.18 :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{k=1,2,3} U_{\alpha k} e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.19)$$

L'expression des états de masse en fonction des états de saveur s'obtient en renversant l'équation Éq. 1.13 ,

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} U_{\beta k}^* |\nu_\beta\rangle \quad (1.20)$$

conduisant à :

1. En toute rigueur, cette affirmation est fautive mais en pratique elle s'avère être une bonne approximation [10]

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{k=1,2,3} U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{\beta k}^* \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.21)$$

La probabilité de mesurer une saveur β pour une émission dans une saveur α , à un instant t est ainsi donnée par :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j=1,2,3} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (1.22)$$

Pour des neutrinos ultra-relativistes, ce qui est une approximation réaliste étant donnée la faible masse des neutrinos, nous pouvons exprimer l'énergie et le temps sous la forme suivante :

$$E_k = \sqrt{Ek^2 + m_k^2} \simeq E + \frac{m_k^2}{2E} \quad \text{et} \quad t \simeq L \quad (1.23)$$

d'où :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \sum_{k,j=1,2,3} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \quad (1.24)$$

où $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$.

Nous remarquerons que la probabilité de changement de saveur dépend à la fois de l'énergie E et de la longueur L de propagation des neutrinos : c'est le mécanisme d'oscillation des neutrinos.

Le mécanisme d'oscillation est ainsi régi, en plus des paramètres de mélange, par trois écarts de masse Δm_{kj} qui influent sur la fréquence des oscillations ϕ_{kj} donnée par :

$$\phi_{kj} = -\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{E} \Leftrightarrow L_{kj}^{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{kj}^2} \quad (1.25)$$

Les valeurs de ces paramètres imposent donc les longueurs d'oscillation L_{kj}^{osc} qui sont décisives pour le placement d'une expérience qui veut être sensible à une oscillation. Les angles de mélange quant à eux régissent l'amplitude des oscillations.

Une forme alternative plus pratique est couramment utilisée :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_k \sum_{j < k} \Re \left(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \quad (1.26)$$

$$- 2 \sum_k \sum_{j < k} \Im \left(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right) \quad (1.27)$$

Les probabilités d'oscillation pour les antineutrinos peuvent être facilement obtenues grâce à la symétrie CPT qui impose : $P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha} = P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$.

1.1.5 Situation expérimentale des paramètres de mélange

Les paramètres d'oscillation sont globalement bien connus grâce aux mesures réalisées par plusieurs expériences. Ces expériences ont utilisé diverses sources de neutrinos donnant accès à différentes gammes en énergie, à différentes distances de propagation et à différents saveurs qui ont permis la détermination des paramètres d'oscillation : θ_{21} , θ_{23} , θ_{13} , Δm_{21}^2 , $|\Delta m_{3l}^2| (l = 1,2)$.

Neutrinos solaires :

Le Soleil est le siège de fusions thermonucléaires qui produisent des neutrinos électroniques ν_e à des énergies allant de la centaine de keV (limite détectable) à la dizaine de MeV. Après un parcours d'environ 150 millions de km, les neutrinos arrivent sur Terre où ils sont détectés, par les expériences telles que GALLEX [11], SAGE [12], Super Kamiokande [4], SNO [5] ou encore Borexino [13]. Ces expériences permettent d'apporter des contraintes sur les paramètres d'oscillation θ_{12} et Δm_{12}^2 . Les expériences solaires ont permis en particulier de déterminer le signe de Δm_{12}^2 , car les neutrinos parcourent ~ 700000 km pour s'extraire du Soleil, une partie de l'oscillation des neutrinos a donc lieu dans la matière produisant un effet de résonance (effet MSW) [14] qui est sensible au signe des écarts de masses des neutrinos.

Neutrinos de réacteur :

Les réacteurs nucléaires sont des sources d'antineutrinos électroniques $\bar{\nu}_e$ pures, qui sont produits par les désintégrations β^- des produits de fission à des énergies de l'ordre de quelques MeV. Les expériences situées à [1-2] km de réacteurs nucléaires comme Daya Bay [15], RENO [16] et Double Chooz [17] apportent des contraintes sur les paramètres θ_{13} et $|\Delta m_{3l}^2| (l = 1,2)$. L'expérience KamLAND [18] a détecté des antineutrinos de réacteur pour des distances de propagation de l'ordre de 100 km permettant de contraindre θ_{12} et $|\Delta m_{12}^2|$.

Neutrinos atmosphériques :

La spallation des rayons cosmiques sur l'atmosphère conduit à la production, directe ou indirecte, de kaons, de pions et de muons qui en se désintégrant produisent principalement des neutrinos muoniques $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$, mais aussi des neutrinos électroniques $\nu_e/\bar{\nu}_e$, à des énergies de l'ordre de 100 MeV à 10 TeV [8]. Les neutrinos atmosphériques ont parcouru des distances entre 20 et 10000 km selon leur angle d'incidence dans la Terre avant d'être détectés par des expériences souterraines comme Super Kamiokande [4] et IceCube [19], dont les mesures permettent surtout de contraindre les paramètres θ_{23} et $|\Delta m_{3l}^2| (l = 1,2)$.

Faisceau de neutrinos :

Les accélérateurs de particules sont utilisés pour produire des faisceaux de neutrinos en faisant entrer en collision des protons sur une cible fixe. Les collisions produisent des kaons, des pions, des muons (indirectement), voir même des hadrons charmés¹ qui en se désintégrant produisent des neutrinos muoniques $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ et des neutrinos électroniques $\nu_e/\bar{\nu}_e$, à des énergies de l'ordre de 10 MeV dans le cas de la désintégration du muon et

approximativement entre [1, 100] GeV pour les autres. Les données des expériences les plus récentes, telles que T2K [20], MINOS [21] et NOvA [22] utilisant principalement la désintégration en vol des pions et des kaons ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ à ~ 1 GeV), servent à contraindre les paramètres d'oscillation θ_{23} et $|\Delta m_{3l}^2 (l = 1,2)|$, tout comme les expériences atmosphériques.

Grâce à toutes les mesures des expériences, il est possible d'avoir des contraintes fortes sur l'ensemble des paramètres d'oscillation pour un modèle à 3 saveurs de neutrinos. Les valeurs de ces paramètres obtenues par un ajustement global [23] sont répertoriées dans le Tab. 1.1.

	Normal Ordering (best fit)		Inverted Ordering ($\Delta\chi^2 = 0.83$)		Any Ordering
	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	3σ range
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.306_{-0.012}^{+0.012}$	0.271 → 0.345	$0.306_{-0.012}^{+0.012}$	0.271 → 0.345	0.271 → 0.345
$\theta_{12}/^\circ$	$33.56_{-0.75}^{+0.77}$	31.38 → 35.99	$33.56_{-0.75}^{+0.77}$	31.38 → 35.99	31.38 → 35.99
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.441_{-0.021}^{+0.027}$	0.385 → 0.635	$0.587_{-0.024}^{+0.020}$	0.393 → 0.640	0.385 → 0.638
$\theta_{23}/^\circ$	$41.6_{-1.2}^{+1.5}$	38.4 → 52.8	$50.0_{-1.4}^{+1.1}$	38.8 → 53.1	38.4 → 53.0
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02166_{-0.00075}^{+0.00075}$	0.01934 → 0.02392	$0.02179_{-0.00076}^{+0.00076}$	0.01953 → 0.02408	0.01934 → 0.02397
$\theta_{13}/^\circ$	$8.46_{-0.15}^{+0.15}$	7.99 → 8.90	$8.49_{-0.15}^{+0.15}$	8.03 → 8.93	7.99 → 8.91
$\delta_{CP}/^\circ$	261_{-59}^{+51}	0 → 360	277_{-46}^{+40}	145 → 391	0 → 360
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.50_{-0.17}^{+0.19}$	7.03 → 8.09	$7.50_{-0.17}^{+0.19}$	7.03 → 8.09	7.03 → 8.09
$\frac{\Delta m_{3l}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.524_{-0.040}^{+0.039}$	+2.407 → +2.643	$-2.514_{-0.041}^{+0.038}$	-2.635 → -2.399	$\left[\begin{array}{l} +2.407 \rightarrow +2.643 \\ -2.629 \rightarrow -2.405 \end{array} \right]$

TABEAU 1.1 – Valeurs des paramètres d'oscillation issues du meilleur ajustement (bfp) de l'analyse globale des données des différentes expériences neutrino [23]. La valeur de Δm_{3l}^2 est donnée en absolu, son signe n'étant pas déterminé.

Toutefois, certains paramètres restent encore à mesurer :

- la phase δ_{CP} , certaines expériences (T2K, MINOS, NOvA et Daya Bay) apportent quelques contraintes, mais les incertitudes sont encore très larges sur la phase CP (cf. Tab. 1.1);
- l'octant de θ_{23} , c'est-à-dire déterminer si $\theta_{23} < 45^\circ$ ou $\theta_{23} > 45^\circ$;
- la hiérarchie des masses des neutrinos, comme le signe de Δm_{3l}^2 est inconnue nous ne savons pas si l'oscillation suit une hiérarchie normale (NI) $m_1 < m_2 \ll m_3$ ou une hiérarchie inverse (IH) $m_3 \ll m_1 < m_2$.

Au final, le modèle d'oscillation à 3 saveurs de neutrino est en accord avec la plupart des expériences, qui ont permis de le tester sous différentes conditions. Cependant des anomalies dans le flux de neutrinos sont observées pour de faibles distances de propagation, avec un niveau de confiance insuffisant pour parler d'incompatibilité mais qui soulève la question de la présence d'une nouvelle oscillation.

1. Des hadrons charmés peuvent aussi être produits grâce à un faisceau de protons d'une centaine de GeV arrêté sur une cible épaisse. Les hadrons charmés en se désintégrant en électron ou en muon conduisent à l'émission de flux égaux de neutrinos électroniques et muoniques d'une centaine de GeV.

1.2 Anomalie des antineutrinos de réacteur

Depuis le début de la physique des neutrinos, les réacteurs ont été utilisés comme source, d'abord pour prouver leur existence puis ensuite pour étudier le phénomène d'oscillation. Depuis quelques années, une anomalie au niveau du flux d'antineutrinos mesuré à courte distance a été mise en évidence : un déficit du flux mesuré par rapport au flux prédit.

1.2.1 Réacteurs nucléaires comme source de neutrinos

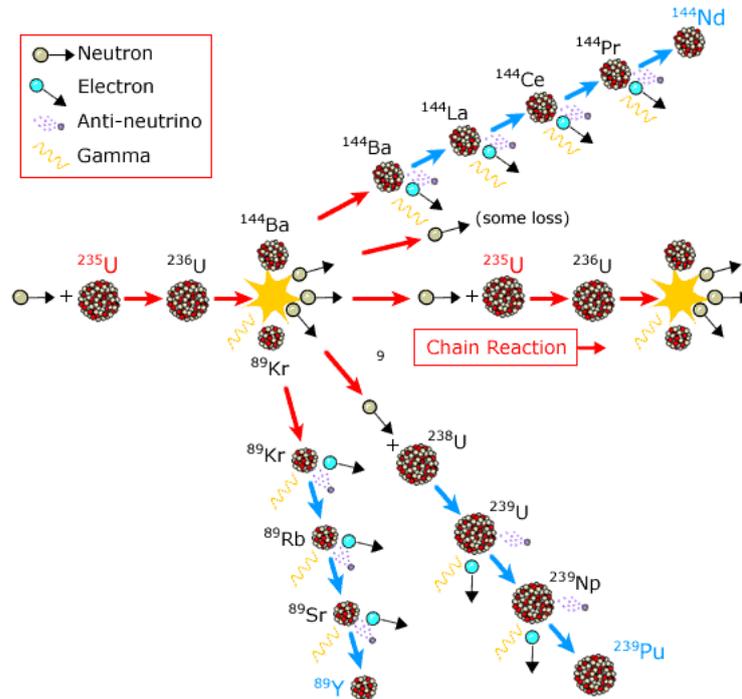


FIGURE 1.2 – Exemple de chaîne de fission de l'uranium 235 qui participe à la production des antineutrinos dans les réacteurs nucléaires [24].

Les réacteurs nucléaires sont les sources de neutrinos artificielles les plus intenses avec l'émission de $2 \times 10^{20} \bar{\nu}_e \cdot s^{-1}$ par GW_{th} . Dans un réacteur, les neutrinos sont produits suite aux désintégrations β^- des produits de fission des quatre isotopes suivants : ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Un exemple de chaîne de fission est représenté sur la Fig. 1.2. À chaque fission, deux produits de fission sont produits, riches en neutrons, qui rejoignent la vallée de stabilité par une succession moyenne de 3 désintégrations β^- :



Pour des états de X et Y donnés, nous parlerons de branche β .

Le flux émis est donc pur en antineutrinos électroniques $\bar{\nu}_e$, chaque fission produisant en moyenne 6 antineutrinos, avec des énergies de l'ordre du MeV. Les produits de fission initiaux ne sont pas toujours les mêmes. Les rendements de fissions, c'est à dire les probabilités d'obtenir chaque noyau comme produit de fission, sont présentés sur la Fig. 1.3 pour chacun des quatre isotopes d'intérêt. La diversité des produits de fissions conduit à l'implication de plus de 10000 branches β différentes dans la production du flux d'antineutrinos.

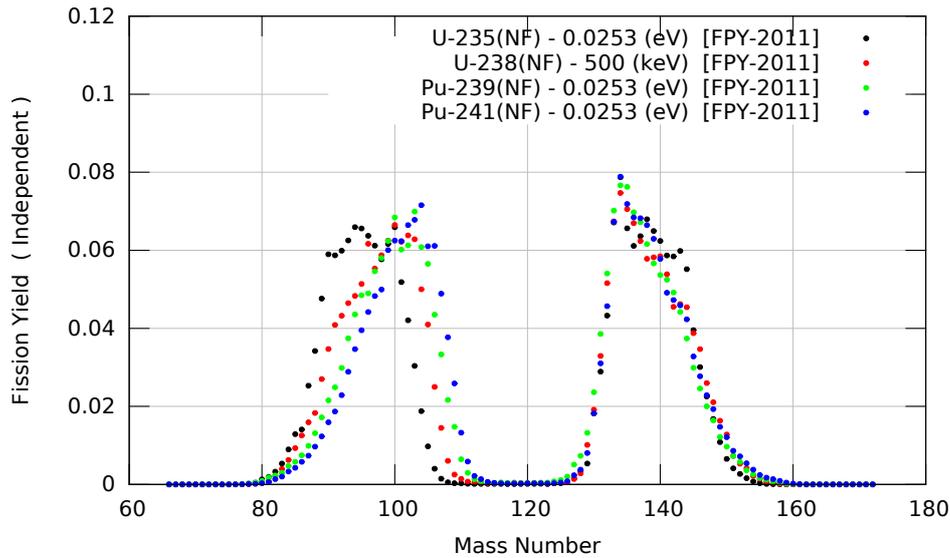


FIGURE 1.3 – Rendement de fission des isotopes participant à la production d’antineutrinos [25].

Le principe de détection des antineutrinos, par les expériences réacteur, est en générale basé la réaction IBD (cf. Éq. 1.1). Le spectre d’antineutrinos détecté est donc le produit de la section efficace totale de la réaction IBD avec le spectre d’antineutrinos émis par le réacteur, en fonction de l’énergie, il est illustré sur la Fig. 1.4.

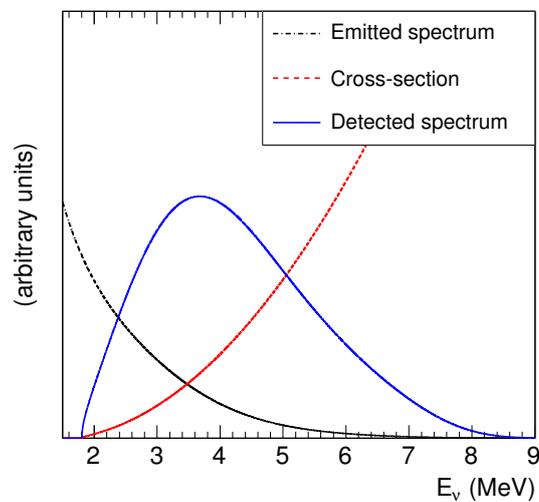


FIGURE 1.4 – Spectre en énergie des antineutrinos détectés (en bleu), obtenu par le produit entre le spectre en énergie des antineutrinos émis par le réacteur (en noir) et de la section efficace totale de la réaction β -inverse (en rouge). Le combustible du réacteur est supposé pur en ^{235}U . Les différentes courbes sont renormalisées arbitrairement par soucis d’illustration.

Dans les années 1980, le flux de neutrinos de réacteurs ont été largement mesurés, à différentes distances de cœurs de réacteurs, à la recherche d’une éventuelle oscillation de neutrino. Les expériences ILL [26], Goesgen [27], Rovno [28, 29], Krasnoyarsk [30], Savannah River [31] et Bugey [32, 33] recherchaient une disparition des antineutrinos électroniques à courte distance des réacteurs (< 100 m), en se basant sur la comparaison du flux mesuré avec celui prédit. La norme du flux à courte distance (< 100 m) des réacteurs a ainsi été mesurée à maintes reprises. Avant 2011, ces mesures étaient compatibles avec

les flux prédits, avec un ratio moyen des flux mesurés sur ceux prédits de 0.976 ± 0.024 ¹.

1.2.2 Réévaluation des spectres d'antineutrinos de réacteur

Avant 2011, les spectres de référence étaient obtenus à partir des mesures des spectres d'électrons émis par les désintégrations, issues des fissions des isotopes d'²³⁵U, de ²³⁹Pu et de ²⁴¹Pu [35, 36, 37]. Ces mesures ont été effectuées à l'ILL dans les années 80, en irradiant des feuillets d'isotopes avec un flux de neutrons thermiques, extrait du cœur du réacteur. Une conversion en spectres antineutrino avait été réalisée en ajustant les spectres électron avec 30 branches β virtuelles. Cette méthode souffrait cependant de biais [38] principalement dus à :

- la dépendance entre le nombre atomique moyen $\langle Z \rangle$ associé à une branche virtuelle et la forme du spectre antineutrino résultant;
- le faible nombre de branches β permettant d'ajuster correctement le spectre électron en apparence, qui sous-estimait à quelques pour cent le spectre neutrino;

De plus, les spectres de référence ne prenaient pas en compte les effets hors équilibre [39], car les spectres électrons de l'ILL avaient été mesurés pour des irradiations ne dépassant pas plus de deux jours. Or, certains produits de fission ont des durées de vie de l'ordre du jour et s'accumulent ainsi pendant quelques jours avant d'atteindre l'équilibre.

En 2011, une nouvelle méthode, dite *ab initio*, a été développée par Mueller *et al.* [40] [39], utilisant toutes les informations disponibles relatives aux branches β des produits de fission, qui sont archivées dans la base de données nucléaires ENSDF [41]. L'approche *ab initio* permet de reconstruire environ 90 % du spectre électron de chaque isotope mesurés à l'ILL. La partie manquante du spectre électron est ensuite ajustée par 5 branches β virtuelles. Cette méthode à l'avantage de diminuer les incertitudes liées à l'inversion des branches β pour obtenir les spectres antineutrino. Les biais liés à l'utilisation des branches virtuelles ne portent plus que sur environ 10 % de la norme des spectres. Cette méthode a mis en évidence une sous estimation systématique d'environ 3 % sur l'ensemble des spectres antineutrino.

Ces résultats ont été confirmés par une étude indépendante, réalisée par P.Huber [42], avec une approche basée sur la seule utilisation des branches β virtuelles, tout comme pour l'ancienne prédiction. À la différence près que cette étude a pris en compte les biais précédemment décrits en utilisant une procédure de renormalisation adéquate pour pallier la sous-estimation du spectre antineutrino due au faible nombre de branches β .

La Fig. 1.5 présente l'écart des flux prédits par rapport à l'ancienne prédiction des années 80, pour le spectre de l'²³⁵U, confirmant les résultats de la réévaluation des spectres d'antineutrinos de réacteur.

Le spectre de l'²³⁸U est calculé directement à partir des bases de données, car il fissionne avec des neutrons rapides et n'a pas pu être mesuré dans les années 80. La prédiction est ainsi moins précise. Cependant, la fraction d'²³⁸U participant au flux total est inférieure à 10 % [40].

1. Cette valeur tient compte de la révision de la durée de vie du neutron de 2010 [34]

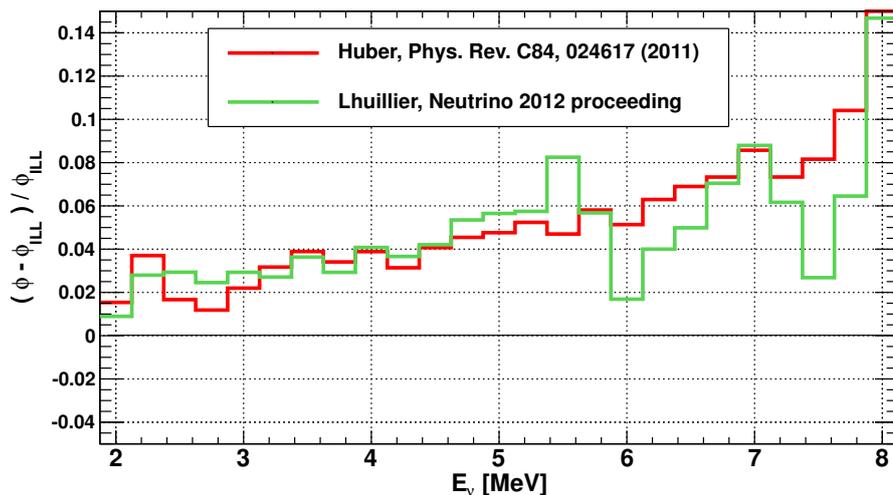


FIGURE 1.5 – Résidus des spectres antineutrinos issus des réévaluations de *Mueller et al.* [40] (en vert) et de *Huber* [42] (en rouge) par rapport aux précédents spectres de référence obtenus par simple conversion du spectre électron de l'ILL [35]. Figure issue de [43].

1.2.3 Déficit des flux d'antineutrinos de réacteur

La réévaluation de la prédiction des spectres d'antineutrinos de réacteur et la révision de la durée de vie du neutron ¹ ont motivé la mise à jour des rapports entre les flux mesurés, par les expériences réalisées auprès des réacteurs, et ceux prédits [44]. Cette analyse a mis en évidence un déficit moyen plus important de 3.5 %, le portant à 6.3 % avec un niveau de confiance de 2.8σ [45], comme le montre l'ajustement des mesures de flux d'antineutrinos à courte distance représenté sur la Fig. 1.6. Ce déficit est couramment mentionné comme l'"anomalie des antineutrinos de réacteur".

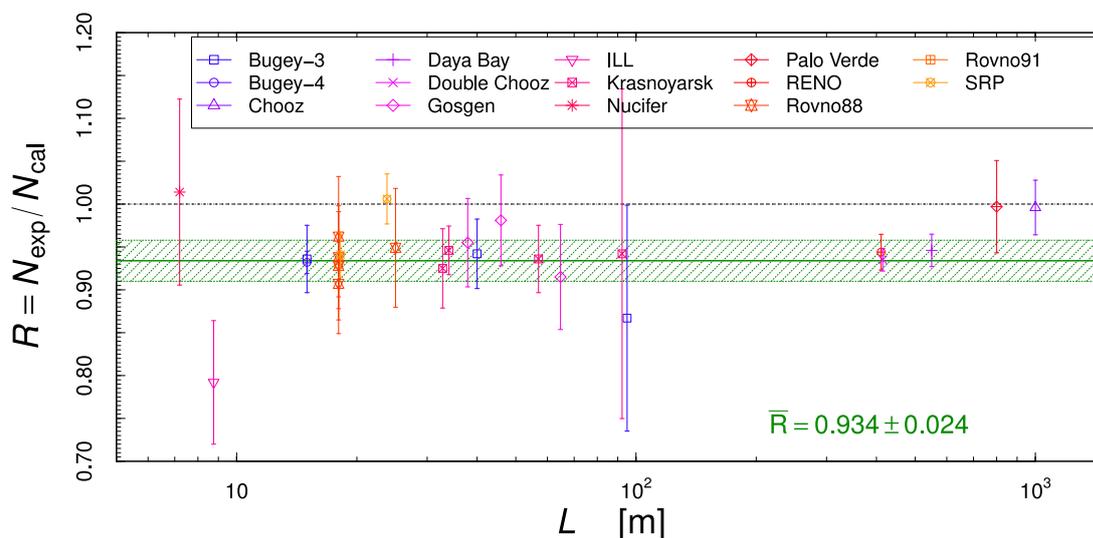


FIGURE 1.6 – Ratios des nombres d'antineutrinos détectés sur ceux prédits en fonction de la distance au réacteur, calculés suite à la réévaluation des spectres de référence [45].

Cette anomalie peut être expliquée soit par la présence d'une nouvelle oscillation de neutrino à courte distance, qui est discutée dans la Sec. 1.4, soit par un biais dans la

1. Ces dernières années, l'estimation de la durée de vie du neutron n'a pas cessé de diminuer [46]. Or, la section efficace de la réaction IBD est inversement proportionnelle à cette valeur.

prédiction des spectres de références des antineutrinos de réacteur, dont nous allons discuter dans le paragraphe suivant.

1.2.4 État des lieux des spectres d'antineutrinos de réacteur

Malgré les récentes réévaluations des prédictions des spectres d'antineutrinos de réacteurs, il n'est pas impossible que l'anomalie réacteur soit due à un biais dans les spectres de référence.

Les incertitudes associées aux spectres de références pourraient être sous-estimées d'après P. Vogel [47], qui a participé à l'élaboration de la première procédure de conversion des spectres électrons de l'ILL. L'estimation du spectre de référence de l' ^{238}U s'appuyant sur une méthode différente, elle pourrait abriter un biais non identifié. De plus, les spectres électrons servant de base aux prédictions sont obtenus avec des flux de neutrons principalement thermiques qui ne sont pas totalement représentatifs des flux de neutrons dans les réacteurs où la fraction de neutrons rapides est plus importante. Les distributions des fragments de fission peuvent donc être différentes laissant la place, là aussi, à un potentiel biais. D'après [47], le magnétisme faible qui est un courant induit dans la théorie V-A de Fermi [48], pourrait être aussi une source d'erreur dans la prédiction des branches β .

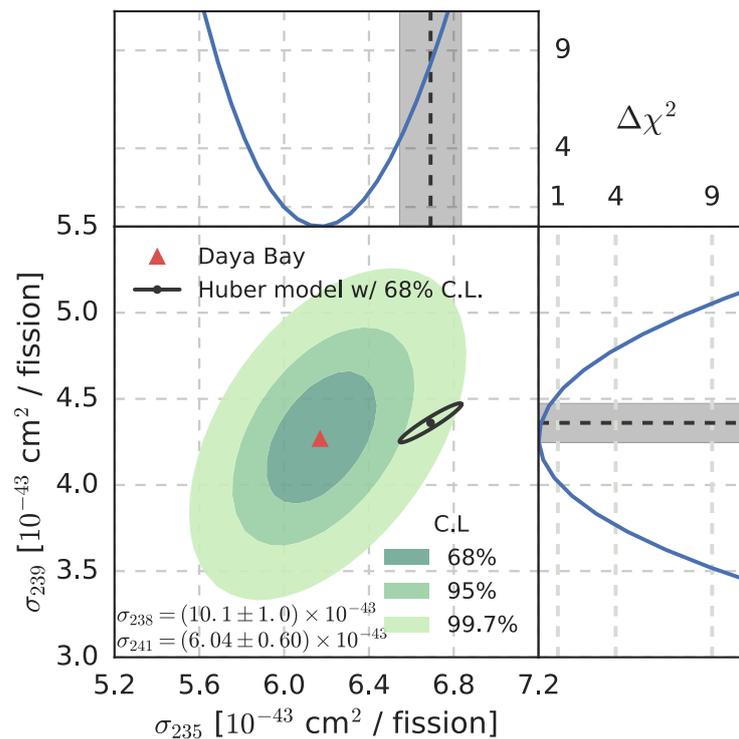


FIGURE 1.7 – Mesure combinée du rendement IBD de ^{235}U et du ^{239}Pu , par l'expérience Daya Bay [49]. Le triangle rouge indique le meilleur ajustement et les contours verts indiquent les zones de confiance à 1σ , 2σ et 3σ associées à la mesure. Le point et les contours noirs correspondent respectivement à la valeur théorique et à sa zone d'incertitude qui sont utilisées pour la prédiction des spectres de référence.

Récemment, l'expérience Daya Bay a publié une étude [49] sur la corrélation entre l'évolution des quantités d'isotopes présents dans les réacteurs et l'évolution des spectres antineutrino mesurés. Le résultat de cette étude est une mesure combinée des rendements

IBD par fission (section efficace de l'IBD intégrée pour une fission) des isotopes ^{239}Pu et ^{235}U , dont les contours d'acceptance sont donnés sur la Fig. 1.7. La mesure du rendement IBD du ^{239}Pu est en accord avec la valeur prédite des études précédemment présentées. Toutefois, la mesure du rendement de ^{235}U est incompatible avec celle prédite avec un niveau de confiance de 2.6σ . Ce désaccord est de $7,8 \pm 2.7\%$ favorisant l'hypothèse que l'anomalie réacteur est principalement provoquée par un biais dans la prédiction du flux d'antineutrinos issus de la fission de ^{235}U .

Par ailleurs, les expériences Daya Bay [50], RENO [51], Double Chooz [52] et NEOS [53] qui ont récemment mesuré les spectres d'antineutrinos observés, à des distances inférieures à 100 m, un excès sur le spectre entre 4 et 6 MeV par rapport aux prédictions. Le rapport des spectres mesurés sur ceux prédits sont présentés sur la Fig. 1.8, où l'épaule est distinctement visible. L'expérience RENO a été la première à montrer l'existence de cet épaule et à mettre en évidence que l'excès d'événements est corrélé à la puissance du réacteur [54]. L'origine du biais dans la prédiction de l'épaule est encore inconnue, d'autant plus que l'expérience Bugey-3 [33] ne l'observe pas. Même si l'épaule ne peut guère expliquer l'anomalie réacteur, il soulève des interrogations quant à la précision des prédictions des spectres d'antineutrinos de réacteur.

En conclusion, il ne serait pas surprenant qu'il y ait un biais dans la prédiction des spectres de références permettant d'expliquer l'anomalie réacteur, mais il reste encore à le prouver. Il est donc indispensable de réaliser de nouvelles mesures de spectres d'antineutrinos pour différents réacteurs avec des compositions de combustible nucléaire différentes, pour répondre aux questions suivantes : Quels sont les isotopes participant aux biais observés dans la prédiction des spectres d'antineutrinos de réacteur? Est-ce que l'anomalie de réacteurs s'explique par un biais dans la prédiction des spectres de référence ou par la présence d'une nouvelle oscillation de neutrinos? Une réponse non-ambigüe à cette dernière question nécessite de s'affranchir le plus possible des prédictions des spectres.

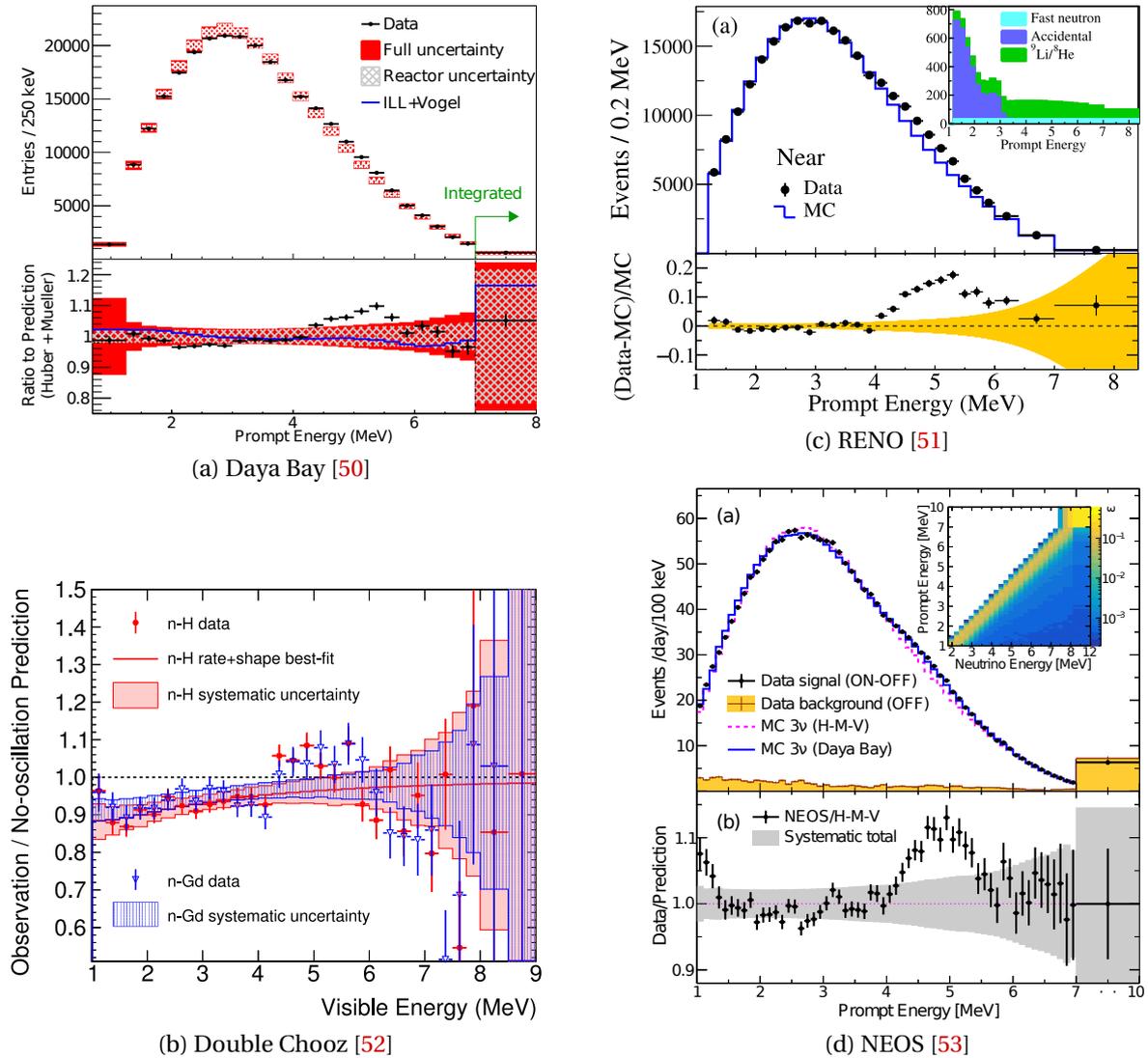


FIGURE 1.8 – Comparaisons entre les différents spectres antineutrinos de réacteur mesurés récemment et leur prédiction. Les quatre mesures différentes présentent un épaulement entre 4 et 6 MeV, qui n'est pas prévu par les spectres de références.

1.3 Autres anomalies des flux de neutrinos à courte distance

D'autres anomalies ont été observées avec d'autres sources de neutrinos : d'une part, l'anomalie LSND avec des neutrinos d'accélérateur et d'autre part, l'anomalie Gallium avec des neutrinos émis par une source radioactive.

1.3.1 Anomalie LSND

L'expérience LSND [56] a étudié, entre 1980 et 2000, le faisceau de neutrinos produit au Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) avec un détecteur situé à environ 30 mètres de la zone de production des neutrinos. Un excès d'événements a été observé dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [55], présenté sur la Fig. 1.9. Cet excès, couramment mentionné sous le nom d'"anomalie LSND", ne peut pas s'expliquer dans un modèle d'oscillation à trois neutrinos.

L'expérience KARMEN [57], similaire à l'expérience LSND et dont les résultats ont été

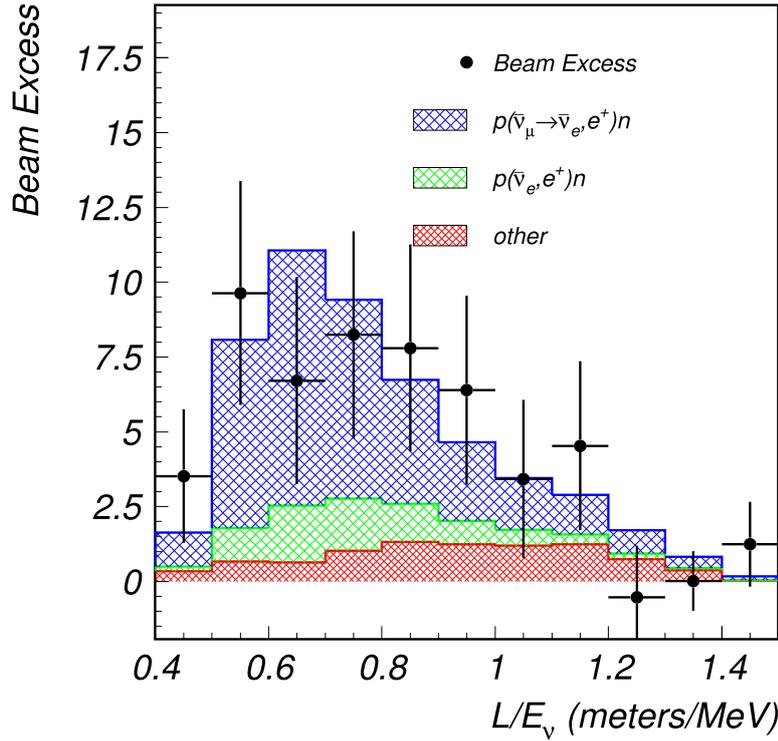


FIGURE 1.9 – Excès d'événements dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, observé par l'expérience LSND [55].

publiés peu de temps après, n'a pas observé d'apparition dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

L'anomalie des résultats de LSND peut être expliquée par la présence d'une oscillation vers une nouvelle saveur de neutrino. Cette discussion est abordée plus en détails dans la Sec. 1.4.

Cette anomalie a ainsi motivé la création de l'expérience MiniBooNE, afin de vérifier les résultats de LSND. L'expérience MiniBooNE utilisait un faisceau de neutrinos produit au Fermilab avec un détecteur situé à approximativement 550 m, de la cible mais avec le même rapport L/E , avec une méthode de détection différente de LSND. L'expérience MiniBooNE a aussi observé un excès dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, cependant cet excès ne confirme pas celui observé par l'expérience LSND puisque ces deux excès ne sont pas observés dans la même région en L/E . De plus, l'expérience MiniBooNE a pu apporter des résultats inédits dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour lequel un excès a aussi été observé [58, 59]. Ces résultats sont présentés sur la Fig. 1.10.

Nous discuterons de compatibilité de ces résultats avec la présence d'une nouvelle oscillation à courte distance dans la Sec. 1.4.

1.3.2 Anomalie Gallium

Les expériences GALLEX [60] et SAGE [61] étaient deux expériences dédiées à la mesure du flux de neutrinos solaires. Ces expériences utilisaient des détecteurs contenant plusieurs dizaines de tonnes de gallium (Ga) qui servaient de cible aux neutrinos électroniques produits par le soleil :



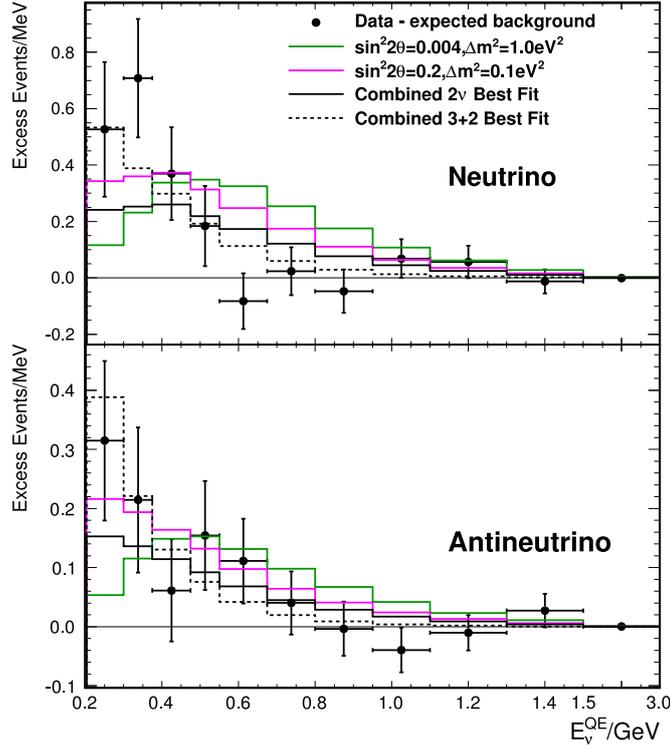


FIGURE 1.10 – Excès d'événements dans les canaux $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, observés par l'expérience MiniBooNE [58].

Le germanium (Ge) produit était filtré chimiquement et son activité était ensuite mesurée pour remonter au nombre d'interactions neutrinos.

Des étalonnages des détecteurs ont été réalisés avec des sources radioactives intenses déployées aux centres des détecteurs SAGE et GALLEX. Deux types de sources ont été employés, ^{51}Cr et ^{37}Ar , qui émettent des neutrinos par capture électronique :



Deux sources différentes de ^{51}Cr ont été employées par l'expérience GALLEX [62, 11] et deux sources de chaque type ont été utilisées par l'expérience SAGE [63, 12]. Les nombres de neutrinos détectés, représentés sur la Fig. 1.11, se sont révélés plus faibles que ceux attendus pour chaque mesure. Le rapport moyen du nombre de neutrinos détectés sur celui attendu est de [64] :

$$R = 0.84 \pm 0.05 \quad (1.32)$$

L'observation de ce déficit est significative à environ 3σ , elle est couramment nommée : "anomalie Gallium".

Les larges incertitudes sont associées aux sections efficaces de détection des neutrinos émis par les sources de ^{51}Cr et d' ^{37}Ar . Selon l'estimation employée, le déficit est plus important avec un ratio d'environ 0.76 ± 0.08 mais comme les incertitudes sont aussi plus grandes, le niveau de confiance de l'anomalie reste aux alentours de 3σ [65].

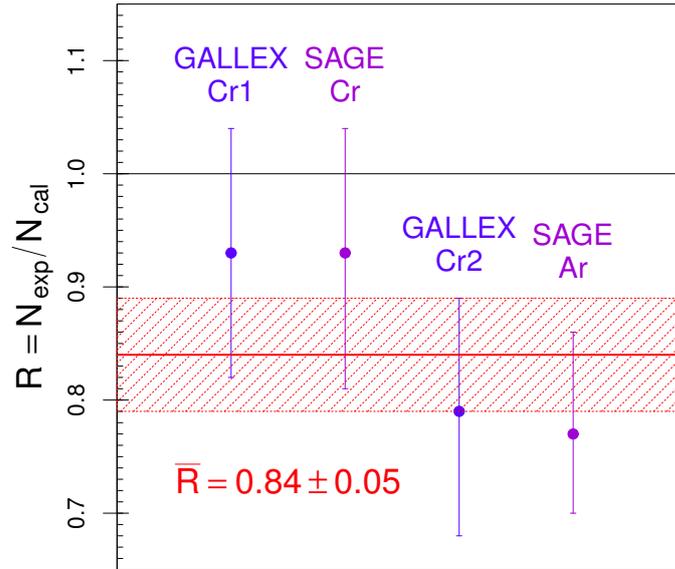


FIGURE 1.11 – Rapport des nombres de neutrinos détectés sur ceux attendus [64], obtenus pour les sources d'étalonnages qui ont été déployées aux centres des détecteurs des expérience GALLEX et SAGE.

Cette anomalie, comme les précédentes, peut être expliquée par une oscillation de neutrinos à courte distance.

1.4 Vers une évidence d'un neutrino stérile

Les anomalies LSND, Gallium et Réacteur peuvent toutes être expliquées par la présence d'une ou de plusieurs oscillations à courte distance qui ne sont pas possibles dans un modèle à 3 saveurs. Il faudrait donc rajouter une nouvelle saveur, celle-ci ne peut être sensible à l'interaction à cause de la contrainte de la mesure de la largeur de désintégration du boson Z . Il s'agit donc d'un neutrino droit, un neutrino *stérile*.

1.4.1 Modèle d'oscillation à quatre neutrinos

L'ajout d'un neutrino stérile ν_s dans le modèle à trois neutrinos (modèle 3 + 1), conduit à la présence d'un quatrième état propre de masse ν_4 . La matrice PMNS devient ainsi une matrice 4×4 :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Les anomalies sont observées pour des neutrinos avec un rapport L/E_ν compris approximativement entre [0.1 - 3] m/MeV. En renversant l'Éq. 1.25, nous pouvons obtenir une estimation de la valeur de l'écart de masse qui régit l'oscillation :

$$\Delta m^2 = \frac{\pi E[\text{keV}]}{1.27L[\text{m}]} \leftarrow \Delta m^2 \gtrsim 0.3 \text{ eV}^2 \quad (1.34)$$

Le neutrino stérile doit donc avoir une masse de l'ordre de 1 eV [66] pour expliquer la présence d'une oscillation à courte distance. Nous verrons dans les prochaines sections que sa masse est aussi limitée par une contrainte supérieure du même ordre de grandeur.

Dans le cas d'un neutrino stérile de l'ordre de 1 eV, sa masse est suffisamment grande par rapport à celles des autres neutrinos pour se placer dans l'approximation suivante $\Delta m_{41}^2 \simeq \Delta m_{42}^2 \simeq \Delta m_{43}^2$ et $\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{12}^2 \gg \Delta m_{3l}^2$. Les probabilités d'oscillation à courte distance peuvent ainsi se mettre sous la forme générale suivante [67] :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} \simeq \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \right| \quad (1.35)$$

avec

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) = 4|U_{\alpha 4}|^2 |\delta_{\alpha\beta} - |U_{\beta 4}|^2| \quad (1.36)$$

La probabilité de disparition permettant d'expliquer les déficits mesurés par les expériences de réacteur et Gallium se mettent sous la forme suivante :

$$P_{e \rightarrow e} \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.37)$$

La probabilité d'apparition permettant d'expliquer les excès observés par les expériences LSND et MiniBooNE se mettent sous la forme suivante :

$$P_{\mu \rightarrow e} \simeq \sin^2(2\theta_{\mu e}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.38)$$

1.4.2 Analyses statistiques des apparitions de neutrinos

L'analyse statistique des données de LSND et MiniBooNE en terme d'oscillation neutrino avec un modèle à 3 + 1 neutrinos réalisée par [68] et présentée sur la Fig. 1.12, montre un bon accord dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, la région d'acceptance associée aux données de MiniBooNE est en tension avec celle de LSND, le recouvrement des deux régions est faible. Les résultats de l'expérience KARMEN [57] permettent d'établir une région d'exclusion des paramètres d'oscillation, qui restreint significativement la région de paramètres acceptables pour les observations de LSND et MiniBooNE. Une étude [69] combinée des données de ces trois expériences, plus celles des expériences ICARUS [70], NOMAD [71] et E776 [72], a permis de définir une zone d'acceptance très contrainte dans le plan $(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\mu e}))$, représentée sur la Fig. 1.13.

Le meilleur ajustement de cette analyse est obtenu pour $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 0.013$ et $\Delta m_{41}^2 = 0.42 \text{ eV}^2$, avec $\chi_{\min}^2/\text{NDF} = 87.9/66$. La large valeur du χ_{\min}^2 est principalement due à la tension dans les données de MiniBooNE entre les canaux d'apparition des neutrinos et des antineutrinos.

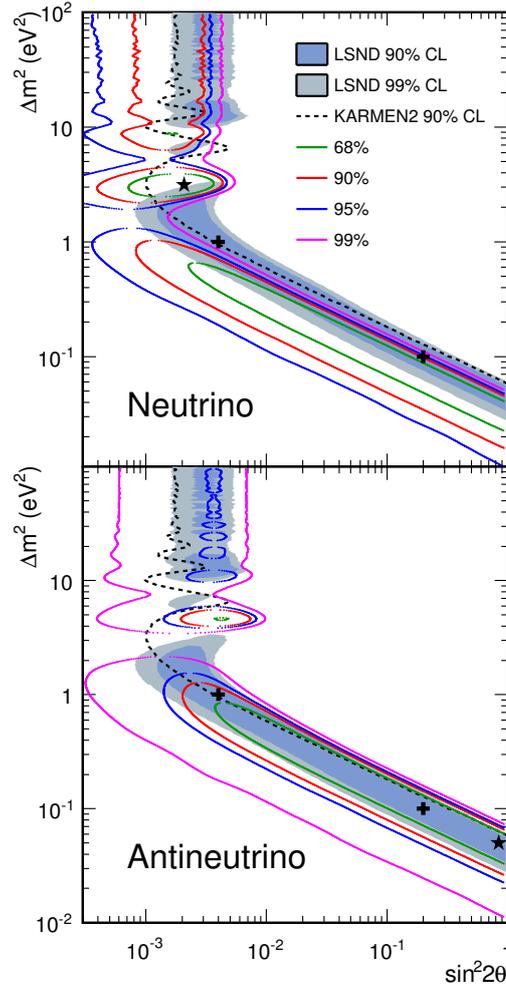


FIGURE 1.12 – Régions des paramètres admis pour MiniBooNE dans un modèle à 3 + 1 saveurs de neutrinos pour les canaux suivants $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Les régions de couleur bleu représentent les paramètres compatibles avec l’observation de LSND dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Le contour tireté de couleur noire délimite la zone des paramètres rejetés par l’observation de l’expérience KARMEN [57] dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Figure extraite de [68].

L’utilisation d’un modèle à 3 + 2 neutrinos (avec 2 neutrinos stériles) permet d’améliorer l’ajustement grâce à l’ajout de 5 paramètres supplémentaires : 2 termes de mélange $|U_{e5}|$ et $|U_{\mu5}|$, 1 terme de différence de masse Δm_{51}^2 et 1 terme de phase CP ϕ_{51} . Le meilleur ajustement est alors obtenu pour $\Delta m_{41}^2 = 0.57 \text{ eV}^2$ et $\Delta m_{51}^2 = 1.24 \text{ eV}^2$, avec $\chi_{\min}^2/\text{NDF} = 72.7/66$ [69]. Le terme de phase CP permet d’introduire une asymétrie dans la probabilité d’apparition entre les canaux neutrino et antineutrino faisant ainsi disparaître les tensions entre les données et le modèle d’oscillation.

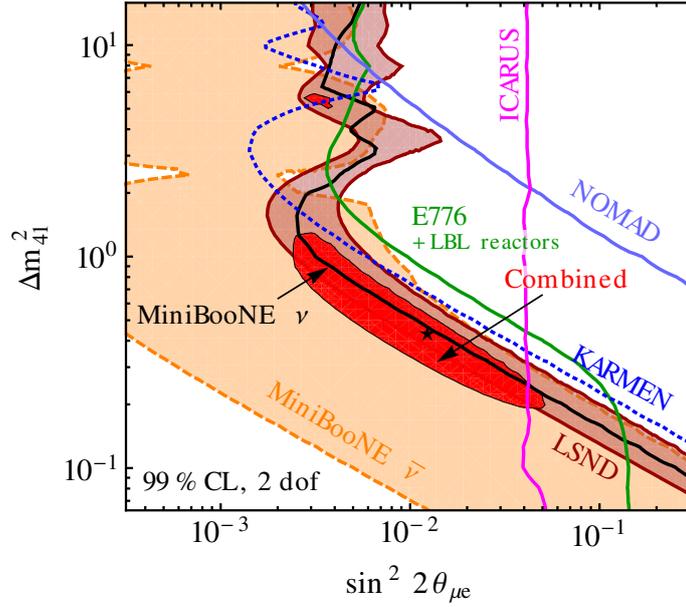


FIGURE 1.13 – Régions d’acceptance pour les paramètres d’oscillation à courte distance pour les données issues expériences LSND [55], MiniBooNE [58, 59] pour le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Seule la limite supérieure de la région d’acceptance est représentée pour le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ issus des données de MiniBooNE. Les contours d’exclusion (paramètres situés à droite sont exclus) des expériences KARMEN [57], ICARUS [70], NOMAD [71] et E776 [72]. La région d’acceptance de l’analyse combinée de toutes les données énumérées est représentée par la zone rouge [69].

1.4.3 Analyses statistiques des disparitions de neutrinos

L’analyse statistique de l’anomalie de réacteur par rapport à un modèle à 3 + 1 neutrinos, a été réalisée par [44] en utilisant les norme des flux d’antineutrinos mesurées par 19 expériences situées à moins de 100 mètres du cœur et les formes des spectres mesurées par Bugey-3 [33], à 15 m et 40 m du cœur. Toutefois, la forme du spectre de l’ILL a été omise dans cette analyse. Le résultat est présenté sur la Fig. 1.14. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m_{41}^2 = 2.4 \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.14$, excluant l’hypothèse sans oscillation à 2.9σ .

Le même type d’étude a été réalisé par [65] pour l’anomalie Gallium pour un modèle à 3+1 neutrinos. L’analyse utilise les sections efficaces de détection correspondant à celles employées pour la Fig. 1.11 et l’Éq. 1.32. Les résultats de cette étude sont présentés sur la Fig. 1.15. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.30$, valeur plus élevée que pour l’anomalie de réacteur mais compatible dans la limite à 95 %. La valeur de $\Delta m_{41}^2 = 2.1 \text{ eV}^2$ pour le meilleur ajustement est proche de celle obtenue pour l’anomalie de réacteur.

En 2017, l’expérience NEOS (cf. Sec. 1.5.3) a publié ses résultats [53] sur la mesure du spectre d’antineutrino à environ 28 m d’un cœur de réacteur de la centrale de Hanbit, en Corée. L’analyse de la forme du spectre n’a pas permis de mettre en évidence la présence d’une oscillation à courte distance. Des contours d’exclusion ont été ainsi établis dans le plan $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{ee}))$, ils sont présentés sur la Fig. 1.16. Le paramètre de mélange $\sin^2(2\theta_{ee})$ est limité à moins de 0.1 pour des Δm_{41}^2 entre 0.2 et 2.3 eV^2 à 90 % niveau de confiance. Les différents îlots sont provoqués par le caractère oscillant des données de NEOS qui est aussi visible sur ces contours d’exclusion.

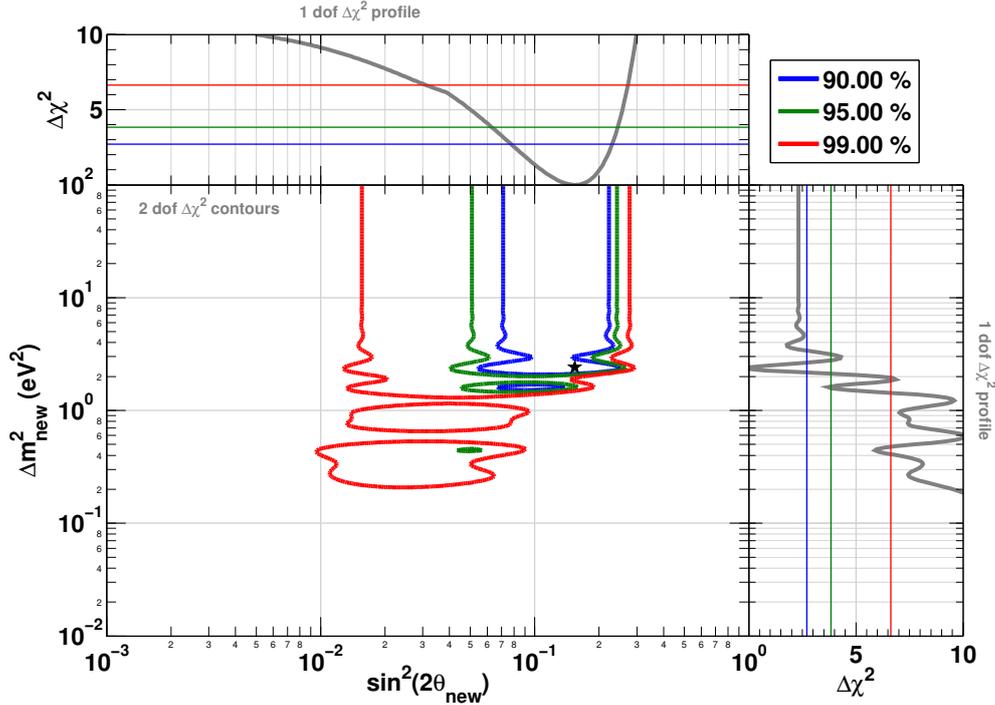


FIGURE 1.14 – Contours d’acceptance des paramètres d’oscillation à courte distance ($\Delta m_{\text{new}}^2 = \Delta m_{41}^2$ et $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = \sin^2(2\theta_{ee})$) pour l’anomalie des antineutrinos de réacteur [66]. Les informations sur la forme du spectre antineutrino mesuré à l’ILL n’ont pas été utilisées. Toutefois, les fortes contraintes issues de l’analyse (forme + norme) des spectres antineutrino de Bugey-3 [33], mesurés à 40 m et 15 m ont été utilisées. L’étoile indique le meilleur ajustement.

Une analyse combinée des anomalies Réacteur et Gallium pour un modèle à 3 + 1 neutrinos a été réalisée par [45] en incluant les informations sur la forme du spectre antineutrino mesuré par l’expérience NEOS. Les contours d’acceptance de cette analyse sont présentés en rouge sur la Fig. 1.17. Les informations liées aux mesures de NEOS permettent de mettre des contraintes plus fortes à faible Δm_{41}^2 , favorisant une limite à $\Delta m_{41}^2 > 0.40$ pour un niveau de confiance à 2σ .

La limite supérieure en Δm_{41}^2 est contrainte par ailleurs par les expériences, Troitsk [74, 75] et Mainz [76], cherchant à mesurer la masse absolue des neutrinos, grâce à la désintégration β du tritium, comme le montre les contours d’exclusion de ces données, en bleu sur la Fig. 1.17.

L’analyse combinée des anomalies Réacteur et Gallium et les mesures de désintégration β du tritium permet ainsi de limiter la zone, représentée en vert et jaune, des paramètres compatibles avec une nouvelle oscillation. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.0065$ et $\Delta m_{41}^2 = 1.7\text{eV}^2$. Les limites à 2σ sont maintenant plus fortes sur les deux paramètres [45] :

$$0.020 \lesssim \sin^2(2\theta_{ee}) \lesssim 0.18 \quad \text{et} \quad 0.40 \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m_{41}^2 \lesssim 29 \text{ eV}^2 \quad (1.39)$$

Avec de telles contraintes, les oscillations de neutrinos peuvent se produire pour des distances de propagation entre $0.17 \text{ m} \lesssim L \lesssim 12.37 \text{ m}$ (maximum d’oscillation).

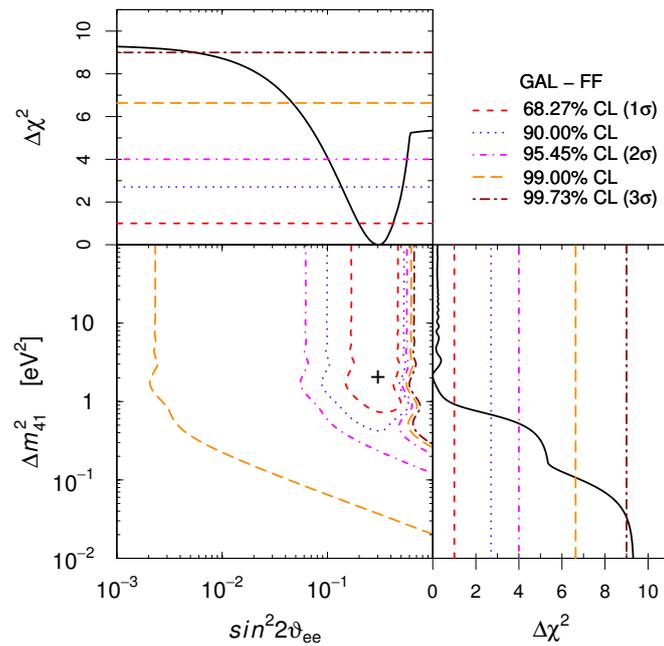


FIGURE 1.15 – Contours d’acceptance des paramètres d’oscillation à courte distance pour l’anomalie Gallium [65]. L’analyse utilise les mêmes informations sur les sections efficaces de détection que celles utilisées pour les calculs de déficits donnés dans la Fig. 1.11 et l’Éq. 1.32.

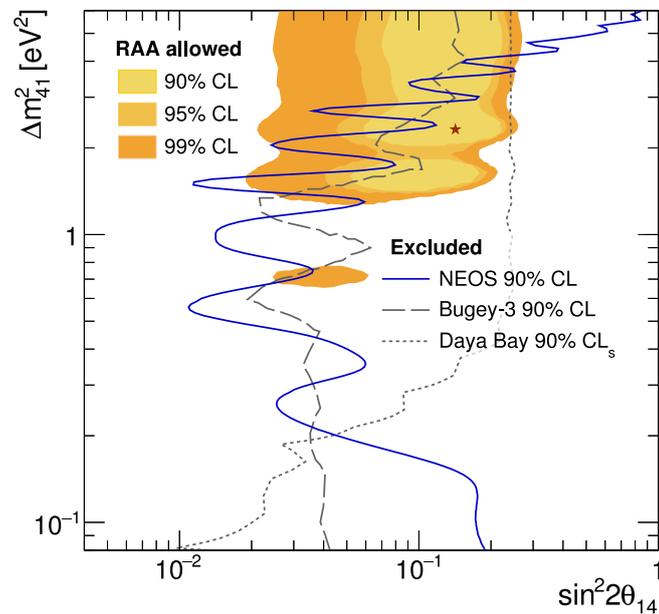


FIGURE 1.16 – Courbe d’exclusion, en bleu, associée à la mesure de l’expérience NEOS, pour un modèle d’oscillation 3+1 neutrinos [53]. Les contours noirs correspondent aux zones d’exclusion des expériences Daya Bay [73] et Bugey-3 [33]. Les zones, en jaune et orange, correspondent aux paramètres compatibles avec une analyse combinée de l’anomalie de réacteur et l’anomalie Gallium, issus de [44]

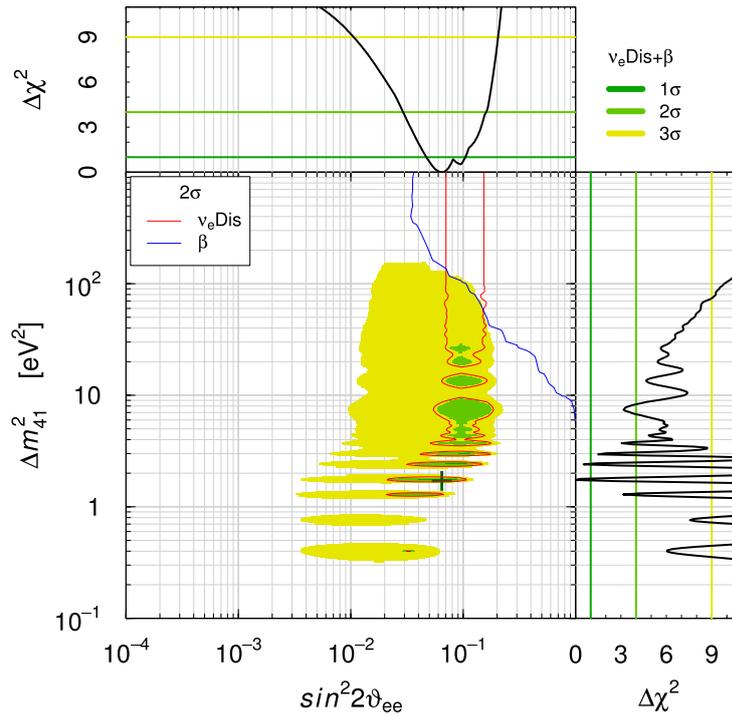


FIGURE 1.17 – Région des paramètres d’oscillation à courte distance, admis par l’observation des disparitions de neutrinos (anomalies Réacteur et Gallium) délimitée par le contour rouge. La région des paramètres exclus par les données issues de la désintégration β du tritium, mesurée par les expériences Troitsk [74, 75] et Mainz [76], est délimitée par le contour bleu. La région des paramètres admis par l’analyse combinée des données issues de la désintégration β du tritium et des disparitions de neutrinos est représentée par les zones vertes et jaunes. Le meilleur ajustement de l’analyse combinée est situé par une croix, correspondant à $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.0065$ et $\Delta m^2_{41} = 1.7 \text{ eV}^2$ avec un $\chi^2/\text{NDF} = 162.7/206$ [45].

1.4.4 Analyses statistiques globales

Les expériences CDHS [77], MiniBooNE/SciBooNE [78, 79], MINOS [80] et IceCube [81] qui ont mesuré les canaux $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ n'ont jusqu'à présent pas mis en évidence la disparition de neutrinos $\bar{\nu}_\mu$. Cette observation est en conflit avec l'anomalie LSND/MiniBooNE comme l'illustre la Fig. 1.18. La région d'exclusion issue des résultats d'IceCube, délimitée par la courbe rouge, recouvre la région d'acceptance de l'anomalie LSND/MiniBooNE, en bleu.

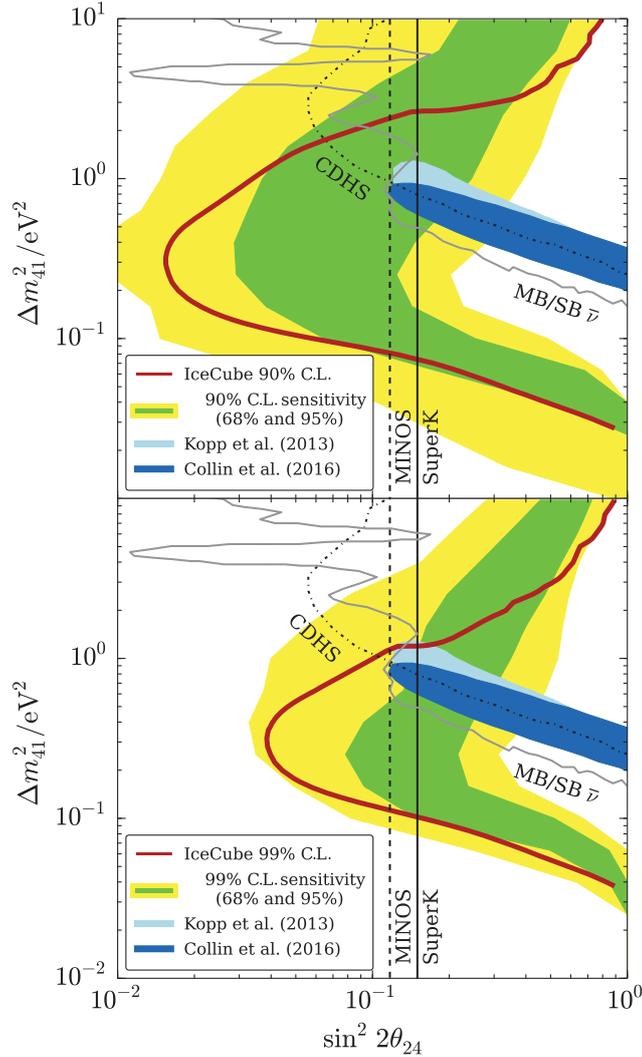


FIGURE 1.18 – Contours d'exclusions tirés de l'analyse d'IceCube [81] sur les neutrinos produits par les désintégrations de muons cosmiques dans les canaux $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, pour lesquels aucune apparition de (anti)neutrinos muoniques n'a été mise en évidence. Les bandes vertes et jaunes recouvrent respectivement les contours d'exclusion à 68 % (vert) and 95 % (jaune), pour des réalisations d'expériences Monte-Carlo. Les figures supérieure et inférieure sont réalisées pour des contours d'exclusion respectivement à 90 % et à 99 % de niveau de confiance. Les zones des paramètres admis pour l'existence d'un neutrino stérile par les données d'apparition des expériences LSND et MiniBooNE sont représentées (en bleu). Les contours d'exclusion issus des observations, similaires à celle d'IceCube, par les expériences CDHS [77], MiniBooNE/SciBooNE [78, 79] et MINOS [80] sont représentés par les contours noirs et gris.

Les incompatibilités sont telles que dans le cas d'une analyse globale, les auteurs de [45] pensent qu'il est raisonnable d'exclure les événements de MiniBooNE à basse énergie dans

le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. En effet, ces événements sont considérés comme suspects à cause de la forte présence de bruit de fond [82, 83]. Ces suspicions ont d'ailleurs contribué à la réalisation de l'expérience MicroBooNE [84], dont les futurs résultats devraient permettre d'éclaircir la situation sur ces événements. Les résultats d'une analyse globale [45] pour un modèle à 3+1 neutrinos combinant toutes les données présentées jusqu'ici sont présentés sur la Fig. 1.19. Dans le plan $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{\mu e}))$, les contours pour les données de disparition et d'apparition se recouvrent en partie. Cependant des tensions subsistent. Le domaine des paramètres d'oscillation compatibles est fortement contraint à 3 îlots dont les centres sont aux positions $\Delta m_{41}^2 \simeq 2.4 \text{ eV}^2$, $\Delta m_{41}^2 \simeq 1.7 \text{ eV}^2$ (meilleur ajustement) et $\Delta m_{41}^2 \simeq 1.3 \text{ eV}^2$. Les paramètres de mélanges sont eux contraints à :

$$0.038 \lesssim \sin^2(2\theta_{ee}) \lesssim 0.12 \quad \text{et} \quad 0.00047 \lesssim \sin^2(2\theta_{\mu e}) \lesssim 0.0020 \quad \text{à } 3\sigma \quad (1.40)$$

Une analyse similaire pour un modèle à 3+2 n'apporte pas d'amélioration majeure et ne permet pas d'expliquer les tensions entre les données de disparition et d'apparition [69]. Il n'y a donc aucun intérêt à privilégier un tel modèle.

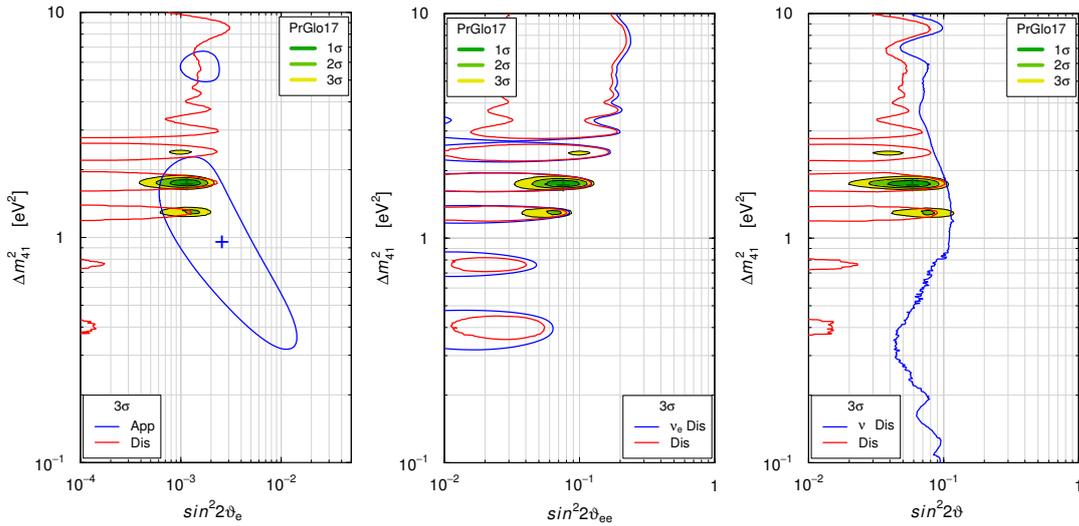


FIGURE 1.19 – Contours d'acceptance pour les différentes combinaisons de données de disparition (bleu) et d'apparition (rouge), dans les différents plans impliquant les trois termes de mélanges issus pour un modèle à 3 + 1 neutrinos [45]. Les régions vertes et jaunes représentent les paramètres admis par la combinaison de toutes les données de disparition et d'apparition (et de non apparition) observées à courte distance. Les événements à basse énergie dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ sont exclus de l'analyse pour garantir un recouvrement des régions obtenues pour les données de disparition et d'apparition.

Finalement, les analyses statistiques combinées sont utiles pour orienter les prochaines mesures de flux de neutrinos à courte distance. Cependant, les nombreuses incompatibilités entre les données d'apparition et de disparition de neutrinos ne permettent pas aux analyses de conclure quand à la présence d'une oscillation. Dans le cas seul des données d'apparition, les analyses combinées ne sont pas assez significatives, au mieux à 3σ . De plus, ces analyses reposent en grande partie sur les prédictions des spectres de réacteur pour lesquelles des doutes subsistent quant à leur exactitude. Il y a donc une nécessité de réaliser de nouvelles mesures pour différentes distances de propagation, différentes gammes d'énergie et différents saveurs de neutrinos. Les expériences à venir devront

s'employer particulièrement à donner des réponses les moins ambiguës possibles quant à l'existence d'un neutrino stérile léger.

Un neutrino stérile de l'ordre de 1 eV est complètement thermalisé dans l'Univers primordial, ce qui implique qu'il est exclu par les contraintes cosmologiques [64]. Les résultats de l'expérience Planck, qui a mesuré les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB), contraignent en particulier le nombre de neutrinos et la somme de leurs masses [3] :

$$N_\nu = 3.15 \pm 0.23 \quad \text{et} \quad \sum m_\nu < 0.23 \text{eV}^2 \quad (1.41)$$

Toutefois, ces contraintes sont dépendantes du modèle et sont sensibles à l'ajout de nouvelle physique. Des modèles exotiques [85] [86] [87] permettent de réconcilier l'existence d'un neutrino stérile avec les observations de la cosmologie.

La caractéristique du neutrino stérile a ne pas être sensible aux interactions du Modèle Standard en fait un candidat de choix pour la matière noire, notamment avec une masse de l'ordre du keV. Même si un tel neutrino stérile n'est pas un candidat pour les anomalies neutrinos, la découverte d'un neutrino stérile pour une masse donnée motiverait l'existence d'autres neutrinos avec des masses différentes par simple argument de symétrie. De plus, nous rappelons que la mécanique de Seesaw nécessite aussi l'introduction de neutrinos stériles très massifs (cf. Sec. 1.1.2).

1.5 Recherche d'un neutrino stérile à courte distance

Dans cette section, nous limiterons la discussion aux expériences de réacteur recherchant un neutrino stérile léger auprès de réacteur nucléaire ou à l'aide d'une source radioactive.

1.5.1 Mise en évidence d'une oscillation à courte distance

D'après l'Éq. 1.37, la présence d'un neutrino stérile léger induit une déformation du spectre en énergie des neutrinos, une illustration des déformations est donnée dans le cas des neutrinos de réacteur sur la Fig. 1.20.

Trois stratégies pour mettre en évidence la présence d'un neutrino stérile peuvent être utilisées consistant à mesurer :

- la norme du flux de neutrinos en fonction de la distance à la source, après correction de la diminution due à l'angle solide et la comparer au flux prédit;
- le spectre en énergie des neutrinos à une certaine distance du réacteur pour observer la déformation de celui-ci par rapport au spectre attendu;
- le spectre en énergie en fonction de la distance à la source.

Les deux premières stratégies nécessitent de connaître la norme du flux de neutrinos ou la forme du spectre en énergie à quelques pour cent avec une maîtrise des biais, ce qui n'est pas forcément le cas pour les flux d'antineutrinos de réacteur. La mesure seule du spectre conduit à moyenniser les oscillations sur la largeur du détecteur, se traduisant par une perte de la sensibilité pour les fréquences d'oscillation (Δm_{41}^2) élevées. Ces méthodes ne sont

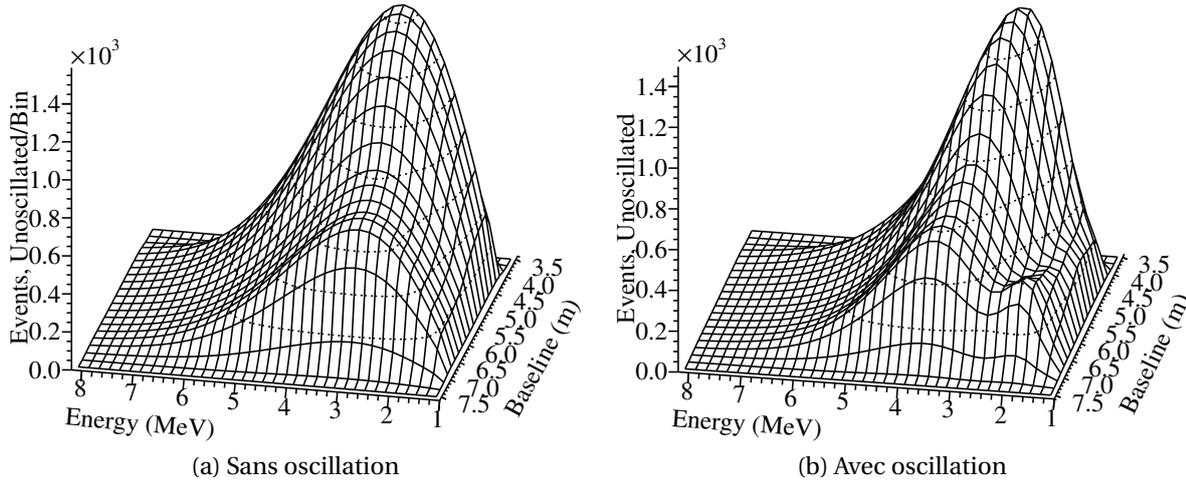


FIGURE 1.20 – Évolution du spectre en énergie du flux d’antineutrinos en fonction de la distance, pour un détecteur et un réacteur nucléaire aux propriétés réalistes [88]. La figure de gauche représente l’évolution du spectre en l’absence d’oscillation due seulement à l’effet de l’angle solide. La figure de droite présente l’évolution du spectre dans le cas d’un neutrino stérile léger avec des paramètres d’oscillation exagérés, utilisés à des fins d’illustration ($\Delta m_{41}^2 = 1.8 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.5$).

donc pas très sensibles et adaptées pour avoir une réponse univoque quant à la présence d’une oscillation à courte distance. Il est donc préférable d’utiliser la troisième stratégie.

Ainsi, l’observation d’une déformation du spectre en énergie en fonction de la distance serait le signe évident de l’existence d’une oscillation à courte distance, libre des biais sur la prédiction des flux d’antineutrinos de réacteur et de leur spectre en énergie.

La stratégie visant à observer la déformation du spectre en énergie en fonction de la distance offre un net gain en matière de sensibilité pour tester l’hypothèse d’un neutrino stérile, comme le montre la Fig. 1.21. Cette dernière stratégie est celle mise en pratique par la plupart des expériences qui recherchent un neutrino stérile à courte distance, et notamment par l’expérience STEREO qui sera présentée en détail dans le chapitre 2.

1.5.2 Paramètres clés pour les expériences à courte distance

La sensibilité des expériences à la présence d’un neutrino stérile léger est gouvernée par plusieurs caractéristiques qui sont propres aux détecteurs et à la source de neutrinos. La dépendance de la sensibilité à ensemble des paramètres clés est illustrée sur la Fig. 1.22, dans le cas des expériences auprès de réacteur, mais qui est transposable à n’importe quelle expérience.

Le nombre de neutrinos détectés dépend de la puissance de la source, de la durée d’acquisition (principalement contraint par la durée des cycles réacteur ou par la durée de vie de la source radioactive), de l’efficacité de détection du détecteur et de la probabilité d’interaction, qui dépend du nombre de cibles dans le détecteur et de la réaction utilisée. Plus les propriétés énoncées précédemment sont élevées plus la statistique est importante, ce qui contribue à améliorer la sensibilité aux faibles amplitudes d’oscillation, régit par $\sin^2 2\theta$, et cela pour tous les valeurs de Δm^2 .

À l’opposé, la présence de bruit de fond induit des incertitudes plus importantes qui

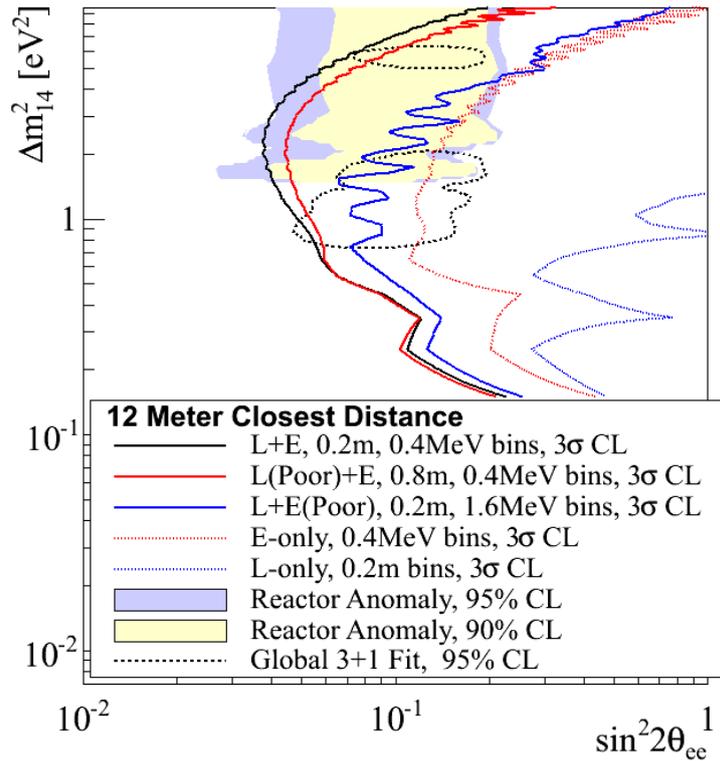


FIGURE 1.21 – Contours de sensibilité à l'hypothèse d'un neutrino stérile pour différentes stratégies de détection [88].

viennent compenser le gain de sensibilité dû à la statistique.

Les autres caractéristiques essentielles d'une source sont :

- sa taille, plus celle-ci est importante, plus la résolution sur la propagation de l'énergie est dégradée, empêchant de voir les oscillations rapides produit par les grandes valeurs de Δm^2 ;
- sa distance au réacteur, qui dépend surtout de la géométrie et du confinement de la source et beaucoup moins des caractéristiques du détecteur, plus la distance est grande et plus la sensibilité se déplace vers les gammes de faible Δm^2 .

Pour le détecteur, les caractéristiques importantes pour maximiser sa sensibilité sont :

- sa résolution en énergie et sa résolution spatiale, plus ces deux propriétés sont élevées plus le détecteur est capable de sonder les oscillations rapides pour des grandes valeurs de Δm^2 et de déterminer le minimum d'oscillation augmentant aussi sa sensibilité au faible valeur de $\sin^2 2\theta$;
- l'intervalle de distances sur laquelle le spectre en énergie des neutrinos peut être mesuré, si le détecteur est de grande taille ou s'il est déplaçable alors il est capable de voir les grandes oscillations, conférant une sensibilité meilleure aux faibles valeurs de Δm^2 et de $\sin^2 2\theta$.

Pour des distances à la source de l'ordre de 10 m, la résolution qui a le plus d'impact sur la sensibilité est la résolution en énergie comme le montre la Fig. 1.21. Pour des distances plus courtes, l'impact de la résolution en distance de propagation est comparable à celle de la résolution en énergie, d'après [88]. Des résolutions de l'ordre de 10 % à 1 MeV et de la centaine de centimètres devraient permettre aux expériences d'obtenir une sensibilité adéquate pour tester les paramètres d'oscillation du modèle à 3+1 neutrinos compatibles avec les anomalies Réacteur et Gallium.

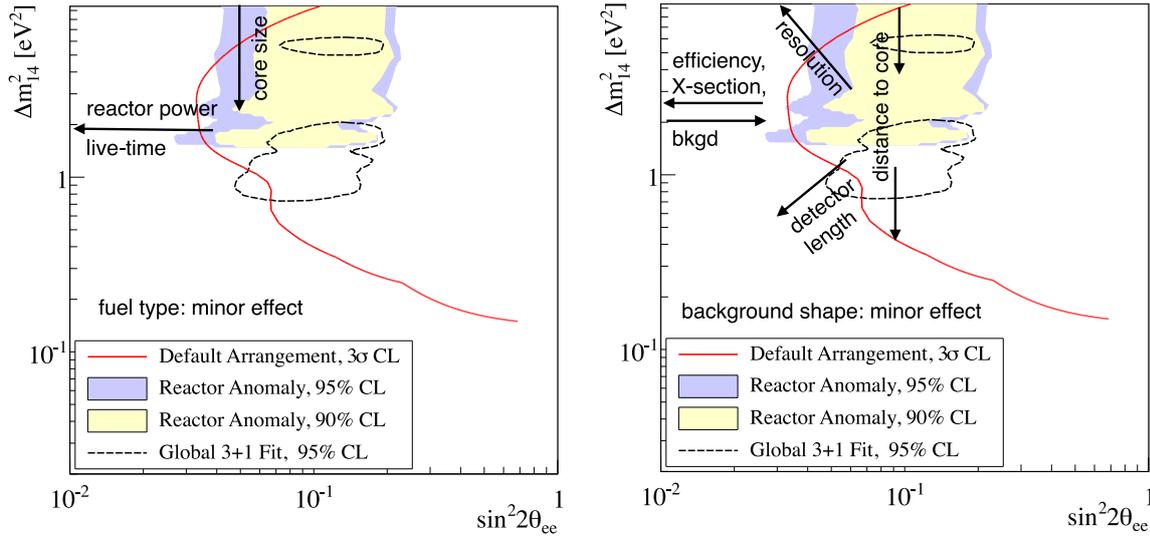


FIGURE 1.22 – Sensibilité à l'existence d'un neutrino stérile léger en fonction des paramètres clés des expériences réacteur [88].

1.5.3 Expériences à courte distance d'un réacteur

Afin de tester l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, plusieurs expériences de mesure du spectre et du flux d'antineutrinos ont été initiées à courte distance des réacteurs. Parmi ces projets, certaines ont commencé à prendre des données alors que d'autres sont encore en développement. D'ici la fin de l'année prochaine (fin 2018), toutes les expériences devraient avoir débuté leur prise de données.

Ces expériences utilisent toutes le même principe de détection des antineutrinos grâce à la réaction IBD (cf. Éq. 1.1). L'énergie du positon mesurée est considérée comme égale à l'énergie du neutrino incident, puisque l'énergie emportée par le neutron est négligeable. Les expériences diffèrent par la technologie employée pour détecter les neutrons, qui sont capturés soit par un noyau de lithium (Li) soit par un noyau de gadolinium (Gd) :



Nous présentons les différentes expériences ci-après, hormis l'expérience STEREO qui sera décrite en détail dans le chapitre 2.

NEOS

L'expérience NEOS [53] a commencé sa prise de données en septembre 2015 à 24 m d'un réacteur de Hanbit, d'une puissance de 2.8 GW_{th}. La prise de données s'est terminée après 180 jours d'acquisition avec le réacteur en fonctionnement et 46 jours d'acquisition avec le réacteur à l'arrêt.

Le détecteur NEOS, illustré sur la Fig. 1.23, est constitué d'une seule cellule remplie de liquide scintillant dopé au gadolinium. 19 photomultiplicateurs (PMT) sont disposés sur

deux côtés opposés pour une collection optimale de la lumière, permettant d'obtenir une résolution de 3.5% à 1 MeV. Lors des phase de réacteur ON, des taux de détection de l'ordre de $1976 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ avec un ratio S/B d'environ 22.

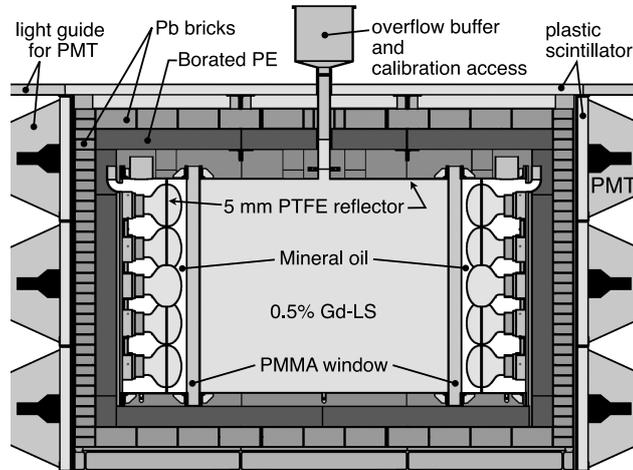


FIGURE 1.23 – Schéma simplifié d'un vue en coupe du détecteur NEOS [53].

Les résultats de NEOS ont été présentés dans les sections précédentes, nous avons pu voir que NEOS a confirmé l'observation de l'épaule entre 4 et 6 MeV (voir Fig. 1.8d). De plus, NEOS détient pour l'instant la mesure de spectre d'antineutrino de réacteur la plus contraignante pour l'hypothèse d'un neutrino stérile, puisqu'ils n'ont pas mis en évidence d'oscillation, défavorisant ainsi les faibles Δm_{41}^2 inférieurs à $\sim 1 \text{ eV}^2$ (cf Fig. 1.16). Cependant, ils étaient limités du fait de la taille du réacteur et de la grande distance au cœur.

Neutrino-4

L'expérience Neutrino-4 [89] a déployé depuis 2014 un prototype de leur détecteur puis leur détecteur grandeur nature à côté du réacteur SM3 d'une puissance de $90 \text{ MW}_{\text{th}}$, à Dimitrovgrad (Russie).

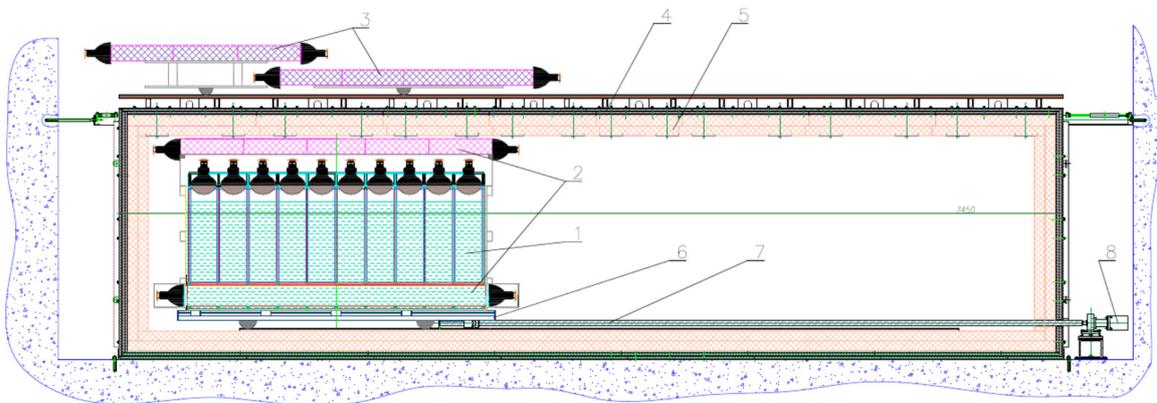


FIGURE 1.24 – Schéma du détecteur Neutrino-4 segmenté en 10 cellules remplies de liquide scintillant au Gd [89] : 1 – détecteur, 2 – blindage actif interne, 3 – blindage actif externe, 4 – blindage passif de plomb et d'acier, 5 – blindage passif de polyéthylène boré, 6 – plateforme mobile, 7 – vis sans fin, 8 – moteur à cran.

Leur détecteur est segmenté en 10 cellules remplies de liquide scintillant dopé en gadolinium, pour un volume total de 2.5 m^3 , et le toit de détecteur est équipé de PMT regardant vers le bas. Le détecteur est disposé sur une plateforme mobile permettant de faire des mesures de spectre à différentes distances du réacteur, entre 6 et 12 m. L'ensemble, illustré sur la Fig. 1.24, est situé dans un blindage de plomb et de polyéthylène pour se réduire le niveau de bruit de fond, avec un blindage actif pour détecter les muons cosmiques.

Les premiers résultats [90] de cette expérience, représentés sur la Fig. 1.25, ont pu mettre en évidence l'effet de l'angle solide sur le flux de neutrino. Pour l'instant, la statistique n'est pas suffisante pour pouvoir tirer des conclusions quant à l'observation d'oscillations.

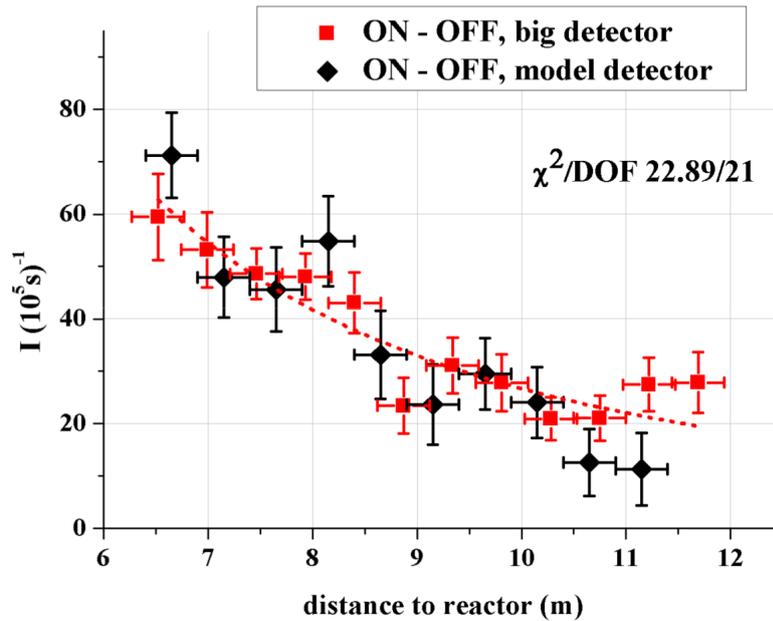


FIGURE 1.25 – Ajustement de la norme du flux d'antineutrinos en fonction de la distance au réacteur, mesurée par Neutrino-4. Le modèle d'ajustement suit une loi en $1/L^2$ pour prendre en compte l'effet d'angle solide en absence d'oscillation.

DANSS

L'expérience DANSS [91], a installé un détecteur sous un réacteur WWER-1000 d'une puissance de 3 GW_{th} , de la centrale de Kilinin (Russie). Le détecteur est placé sur un système élévateur, schématisé sur la Fig. 1.26, permettant de réaliser des mesures de flux pour des distances entre 10 et 12 m du réacteur.

Le détecteur DANSS est hautement segmenté grâce à un système de bandelettes en plastique scintillant de 40 mm de largeur, entourées d'un matériau réfléchissant incluant une couche mince de gadolinium, et couplées à des fibres optiques. Les bandelettes sont disposées par couches successives, comme illustrées sur la Fig. 1.27. Les bandelettes d'une même coordonnée sont regroupées par groupe de 5×10 pour former des modules de $20 \times 20 \times 100 \text{ cm}$, qui sont chacun associés à un PMT. Le détecteur DANSS est ainsi formé de 10 couches composées de $5 + 5$ modules s'entrecroisant. La résolution spatiale permet une identification performante des événements.

La résolution en énergie du détecteur DANSS est d'environ 12 % à 2 MeV. Cependant, le cœur du réacteur étant très étendu ($\varnothing = 3.1 \text{ m}$), la résolution sur la distance de propagation des neutrinos est mauvaise, les amplitudes des oscillations sont ainsi réduites de 30 à

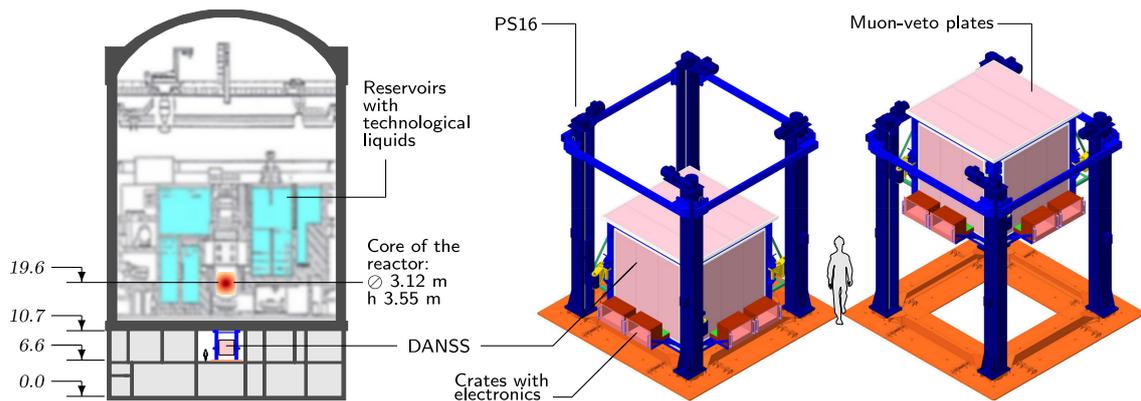


FIGURE 1.26 – (Gauche) Coupe du bâtiment réacteur où est situé le détecteur DANSS. (Droite) Schéma de système élévateur avec le détecteur DANSS dans son blindage. [91]

40 % par rapport à un cœur ponctuelle. L'expérience DANSS est ainsi peu sensible à la déformation du spectre des antineutrinos en énergie. Toutefois, les faibles performances sont compensées par l'intensité du flux d'antineutrinos délivrés permettant à DANSS de détecter jusqu'à 5000 $\bar{\nu}_e$ par jour.

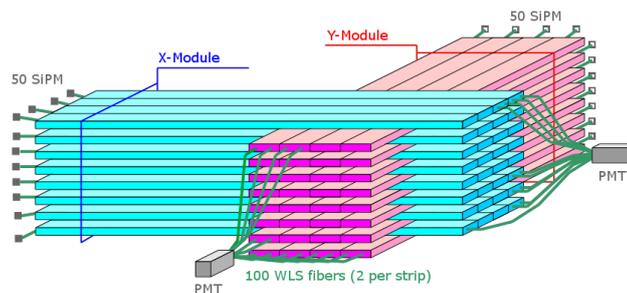


FIGURE 1.27 – Système de détection de DANSS [92]. Des bandelettes de plastique scintillant sont regroupées par groupe de 5×10^2 pour former des modules qui définissent les coordonnées X/Y selon leur orientation. Un module a une dimension de $20 \times 20 \times 100$ cm. Les fibres optiques traversant les bandelettes (2 fibres par bandelettes) sont couplées pour un même module à un PMT.

Le détecteur est situé dans une enceinte composée de plomb et de polyéthylène boré. Des plaques de plastique scintillant sont disposées sur l'enceinte pour détecter les muons qui traversent le détecteur, permettant d'appliquer un veto. Le bruit de fond cosmique atteignant le détecteur est fortement réduit grâce à la charge de matière située au dessus du détecteur qui correspond à l'équivalent d'une hauteur d'eau de 50 m.

L'expérience DANSS a commencé la prise de donnée depuis avril 2016, l'analyse des premières données ne met pas en évidence d'oscillation dans la zone du meilleur ajustement des anomalies Gallium et Réacteur [93]. Cependant, l'analyse est encore dans un stade préliminaire et les incertitudes sont dominées par le manque de données en réacteur OFF, utilisées pour soustraire le bruit de fond cosmique.

SoLi δ

L'expérience SoLi δ [94] a pour objectif de mesurer le flux d'antineutrinos produit par le ré-

2. Les nombres de bandelettes par module donné en description et représenté sur le schéma sont différents, le nombre est de 5×10 dans le cas du détecteur final.

acteur BR2, situé en Belgique, pour des distances comprises entre 5.5 et 9 m (voir Fig. 1.28). Le réacteur a une puissance de $60 \text{ MW}_{\text{th}}$ avec un cœur hautement enrichi uranium 235 (94 %).

Le détecteur de SoLi δ est hautement segmenté, grâce à une technologie innovante composée de cubes de scintillateur solide PVT, recouvert d'une couche de ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$, composée de lithium. Une discrimination performante entre les neutrons et les gammas est assurée grâce au temps de désexcitation très long du ZnS (quelques μs) par rapport au scintillateur organique (quelques ns), comme le PVT. Chaque cube, schématisé sur la Fig. 1.29, a une géométrie de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}$. Les cubes sont empaquetés dans un matériau réfléchissant pour les isoler optiquement. Des fibres optiques traversent les cubes sur les côtés dans le plan X - Y, pour acheminer la lumière jusqu'à des SiPM. Le détecteur est entouré d'un blindage composé de mur d'eau de 30 cm d'épaisseur et de polyéthylène.

L'expérience SoLi δ a prévu d'utiliser environ 15 000 cubes dans sa première phase d'acquisition qui devrait débuter en septembre 2017 [95].

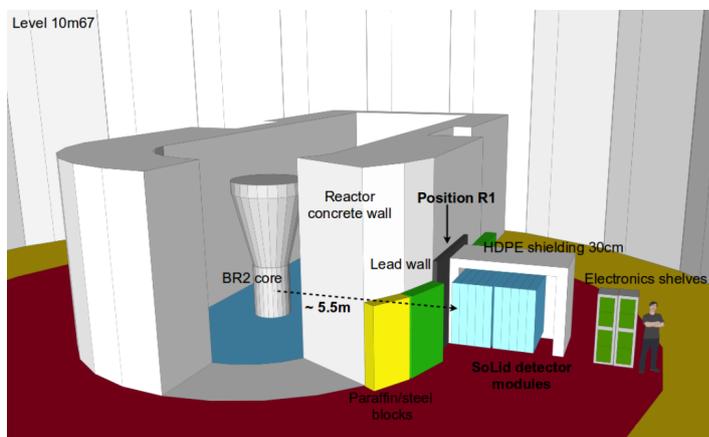


FIGURE 1.28 – Schéma du détecteur SoLi δ installé dans le hall du réacteur BR2. Les modules (en bleu) sont composés de plusieurs cubes PVT sensibles aux interactions IBD. Le détecteur est situé à environ 5.5 m du réacteur [96].

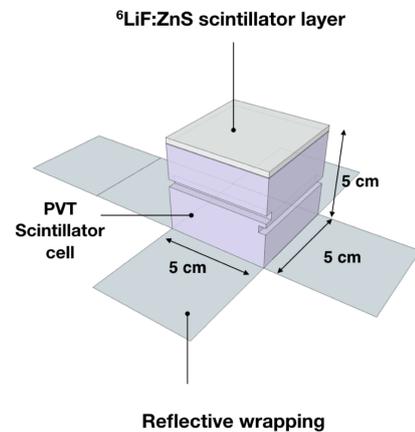


FIGURE 1.29 – Cube en PVT recouvert d'une couche de ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$ et empaqueté d'un matériau réfléchissant [94]. Les encoches dans le cube assurent le passage des fibres optiques.

PROSPECT

L'expérience PROSPECT [97] prévoit de mesurer le flux d'antineutrinos produit par le réacteur HFIR du Oak Ridge National Laboratory (États-Unis). Le réacteur a une puissance de $85 \text{ MW}_{\text{th}}$ avec un cœur hautement enrichi en uranium 235.

PROSPECT développe un détecteur, illustré sur la Fig. 1.30, composé de segments de $14.6 \times 4.6 \times 119 \text{ cm}$, où à chaque extrémité est placé un PMT. Les segments sont remplis d'un liquide scintillant innovant dopé au ${}^6\text{Li}$.

Dans une première phase, l'expérience PROSPECT installera un détecteur mobile à [7, 12] m du réacteur, avec un volume cible d'environ 4 tonnes composées de 10×12 segments. Dans la seconde phase, un deuxième détecteur plus important, de 10 tonnes, sera installé à environ 20 m du réacteur. Les détecteurs seront entourés par des blindages composés de briques d'eau, de polyéthylène en partie boré et par du plomb. Les prototypes de

Expérience	Tech.	P_{th} (MW _{th})	L (m)	Segmentation et/ou Mobilité
NEOS	Gd + LS	2800	~ 24	1 volume fixe
Neutrino-4	Gd + LS	90	6 - 12	10 cellules + détecteur mobile
DANSS	Gd + PS	~ 3000	10 - 12	Haute (bandelettes)
Solid	Li + PS	60	5.5 - 9	Haute (cubes)
PROSPECT	Li + LS	85	7- 12 / 19	Haute (barreaux) + 2 détecteurs
STEREO	Gd + LS	57	9 - 11	6 cellules
CeSOX	LS	4.6 PBq	8.5	Détecteur étendu

TABLEAU 1.2 – Comparaison des principales caractéristiques des expériences réacteur recherchant un neutrino stérile léger. L'expérience CeSOX, qui est une expérience de source radioactive, a été ajoutée à titre informatif. Les abréviations sont utilisées pour liquide scintillant (LS) et plastique scintillant.

PROSPECT ont fait la démonstration de bonnes performances sur la discrimination des neutrons et des gammas/électrons par forme d'impulsion (PSD) avec une résolution en énergie de 4.5%³ [98].

L'expérience PROSPECT planifie de réaliser l'installation du détecteur de la première phase en 2017.

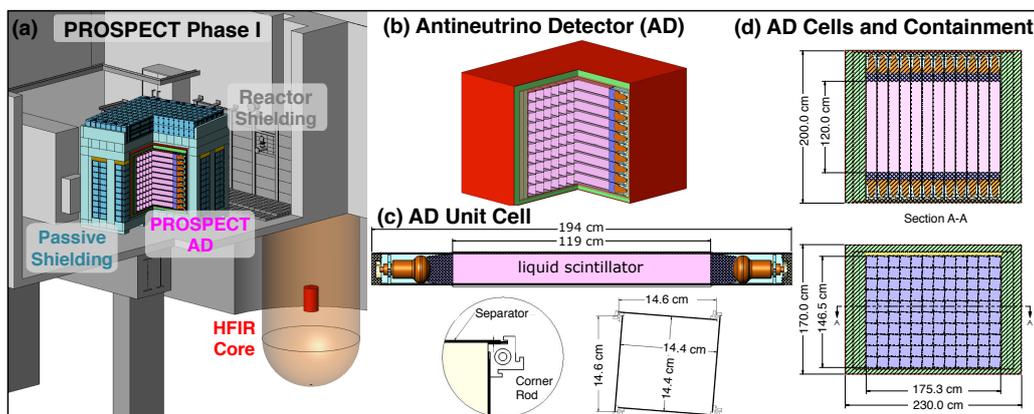


FIGURE 1.30 – (a) Configuration de la 1^{re} phase d'acquisition avec le détecteur DANSS situé entre 7 et 12 m du cœur. (b) Détecteur DANSS composé de 10 × 12 segments de liquide scintillant (c) Segment du volume cible rempli de liquide scintillant. (d) Coupes latérales du détecteur DANSS répertoriant ses dimensions internes et externes. [97]

Les principales caractéristiques de chacune des expériences sont récapitulées dans le Tab. 1.2.

D'après la sensibilité annoncée, toutes les expériences devraient être capables de couvrir la région des paramètres d'oscillation au niveau du meilleur ajustement en seulement quelques années d'acquisition. Une compilation de contours de sensibilité, superposés à la zone des paramètres admis par les anomalies Gallium et Réacteur pour un modèle à 3+1 neutrinos, est représentée sur la Fig. 1.31.

3. Il n'est pas clairement précisée si la valeur de la résolution en énergie est donnée pour un événement gamma ou positon. La résolution positon est toujours la plus faible des deux à cause de la probabilité d'échappement des gammas d'annihilation.

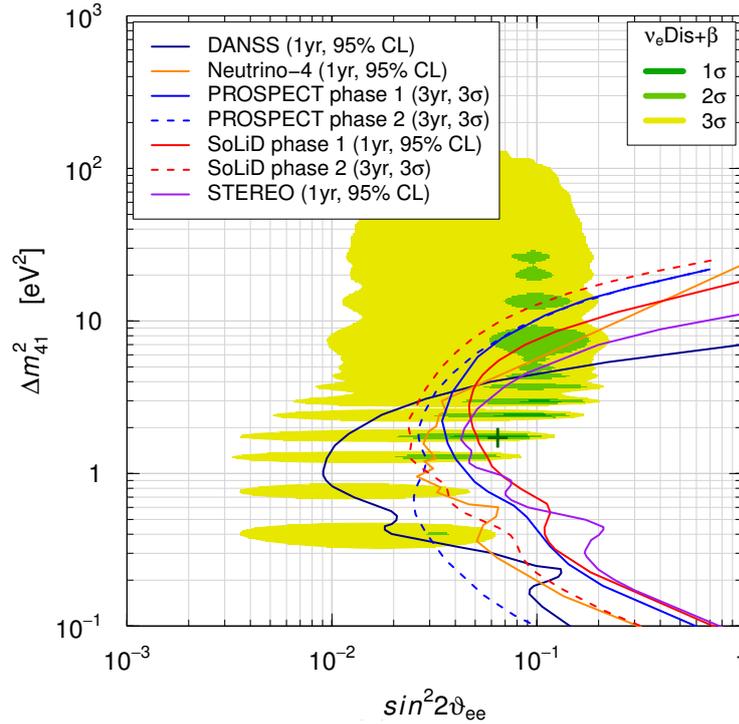


FIGURE 1.31 – Contours de sensibilité des différentes expériences recherchant la présence d'un neutrino stérile léger dans les flux d'antineutrinos de réacteur. Les régions, en vert et jaune, des paramètres admis par un modèle à 3+1 neutrinos sont ceux de la Fig. 1.17 [45].

1.5.4 Expérience de source radioactive

Pour étudier la présence d'un neutrino stérile léger, il est possible d'utiliser des sources radioactives artificielles et intenses, à l'image des expériences SAGE et GALLEX. L'utilisation d'une source radioactive par rapport à un réacteur nucléaire a l'avantage que la prédiction du spectre en énergie des neutrinos est plus précis, car le nombre de branches de désintégrations β s'élève à quelques unités pour les sources. Les sources ont aussi l'avantage d'être transportables, elles peuvent donc être amenées auprès des grands détecteurs de neutrinos, de type Borexino, dans des laboratoires souterrains qui protégés du bruit de fond cosmique. Cependant, les sources radioactives sont complexes à produire et leur radioactivité élevée, plusieurs centaines de kiloCurie, rend le déplacement de ces sources compliquées imposant des mesures de sécurité drastiques. De plus, malgré la forte radioactivité, les sources n'égalent pas le taux de production de neutrinos des réacteurs nucléaires. À l'heure actuelle, le seul projet avancé basé sur l'emploi de sources radioactives est l'expérience CeSOX.

CeSOX

L'expérience CeSOX [99] a pour projet de placer une source de ^{144}Ce sous le détecteur Borexino, au laboratoire souterrain de Gran Sasso (Italie). Le détecteur Borexino est rempli de 300 tonnes de liquide scintillant pur et va être utilisé pour détecter par interaction IBD les antineutrinos émis par la source ^{144}Ce , située à 8.5 m de son centre.

La source de ^{144}Ce est conçue pour avoir une activité entre 3.7 et 5.5 PBq de désintégrations β^- . Les noyaux de ^{144}Ce se désintègrent en noyaux de ^{144}Pr qui se désintègrent à leur tour

par voie β^- . Seuls les neutrinos issus du ^{144}Pr peuvent être détectés par IBD car leur énergie peut atteindre jusqu'à 3 MeV, alors que ceux du ^{144}Ce ont une énergie maximum de 318 keV.

La simulation de la mesure de ces spectres par l'expérience CeSOX, en présence ou non d'un neutrino stérile, est présentée sur la Fig. 1.32. Cela démontre la capacité de l'expérience à voir la présence d'une oscillation à courte distance et qui, d'après les contours de sensibilité de l'expérience présentés sur la Fig. 1.33, est suffisant pour balayer les zones des paramètres d'oscillation admis par les anomalies. La sensibilité de l'expérience CeSOX est assurée grâce aux bonnes performances de reconstruction en énergie et en vertex du détecteur Borexino qui sont respectivement de 5 % à 1 MeV et de 15 cm [99].

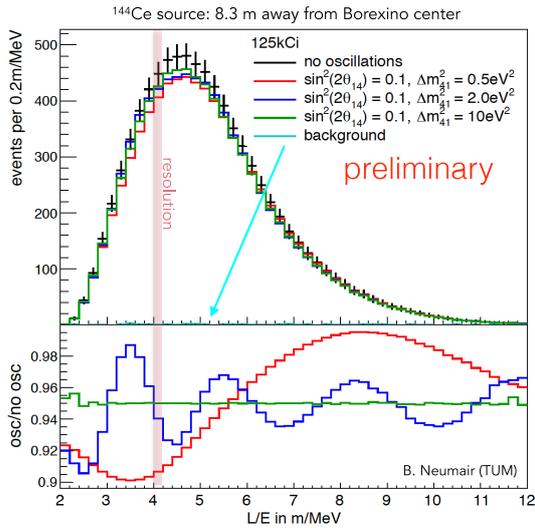


FIGURE 1.32 – Spectre antineutrino simulé, issu de la source ^{144}Ce de l'expérience CeSOX placée sous le détecteur Borexino en fonction du rapport L/E , obtenus par simulation [100]. Les spectres pour différents jeux de paramètres d'oscillation dans un modèle à 3+1 neutrinos sont représentés en rouge, en bleu foncé et en vert. Le spectre associé au faible niveau de bruit de fond attendu est aussi représenté en bleu clair.

1.6 Conclusion

Alors que le domaine des neutrinos a connu durant les dernières décennies de nombreux résultats retentissants permettant de mieux connaître cette particule, plusieurs anomalies subsistent dans les flux de neutrinos à courte distance, pour différents canaux et différentes énergies, avec un niveau de confiance d'approximativement 3σ . Ces anomalies peuvent être expliquées indépendamment par la présence d'un neutrino stérile léger. Cependant, il y a des tensions pour les expliquer toutes en même temps, en particulier entre les observations d'apparition et de disparition de neutrinos, ne permettant pas de conclure sur l'existence d'un neutrino stérile.

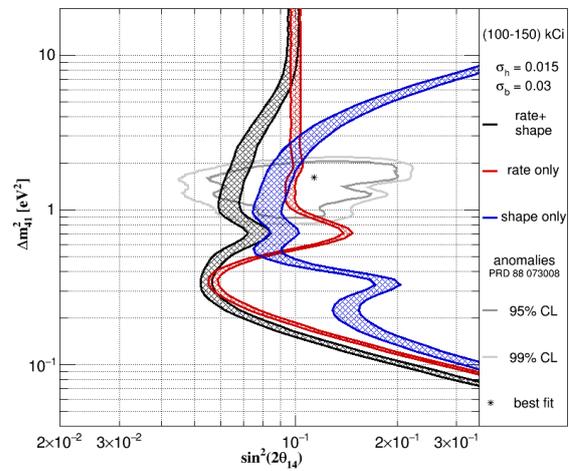


FIGURE 1.33 – Contour de sensibilité de l'expérience CeSOX [101] pour les différents types d'analyse qui utilisent soit seulement la forme du spectre (bleu), soit seulement la norme du flux (rouge) ou soit toutes les informations disponibles (noir). La région au centre des contours gris délimite les paramètres admis par les données des anomalies observées à courte distance.

À cette confusion sur l'origine de ces anomalies, il s'ajoute le biais possible dans la prédiction des spectres en énergie des antineutrinos de réacteur. Si cela s'avère vrai, l'anomalie réacteur ne pourrait ne plus en être une, diminuant fortement la crédibilité en faveur de la présence d'un neutrino stérile léger.

Tous ces problèmes motivent ardemment la réalisation de nouvelles expériences, qui doivent apporter des réponses non-ambigües sur la présence d'une oscillation à courte distance dans les flux de neutrinos de différences saveurs. Dans cette optique, plusieurs expériences sont en cours de réalisation, notamment dans le secteur des expériences mesurant les flux des antineutrinos de réacteurs, dont fait partie l'expérience STEREO sur laquelle ce travail de thèse repose. Les résultats de ces expériences devraient arriver dans un avenir proche, entre un et trois ans, permettant d'avoir une réponse claire sur l'existence d'un neutrino stérile léger.

Chapitre 2

Expérience STEREO

Sommaire

2.1 Principe de l'expérience	50
2.1.1 Détection des antineutrinos avec la réaction β -inverse	50
2.1.2 Mesure de l'énergie des antineutrinos	52
2.1.3 Types de bruit de fond	53
2.2 Environnement de l'expérience à l'ILL	53
2.2.1 Réacteur de l'ILL	53
2.2.2 Flux d'antineutrinos	54
2.2.3 Localisation du détecteur et bruit de fond environnant	56
2.3 Détecteur STEREO	59
2.3.1 Design interne du détecteur	59
2.3.2 Liquide scintillant	61
2.3.3 Collection de lumière	62
2.3.4 Réponse du détecteur	63
2.3.5 Blindages passifs	65
2.3.6 Veto muon	67
2.3.7 Sources et Systèmes d'étalonnage	67
2.3.8 Système de LED	68
2.3.9 Contrôle lent	69
2.4 Fonctionnement de l'expérience	70
2.4.1 État d'avancement de l'expérience STEREO	70
2.4.2 Déroulement de la prise de données	72
2.5 Conclusion et futur de l'expérience	72

L'expérience STEREO, pour **ST**erile **RE**actor **O**scillation, a été initiée en 2012 suite à la découverte de l'anomalie des antineutrinos de réacteur, qui correspond à l'observation d'un déficit moyen du nombre de neutrinos détectés à courte distance de réacteurs nucléaires par rapport aux prédictions. Cette anomalie peut être expliquée par une erreur dans la prédiction du flux d'antineutrinos ou par l'existence d'une oscillation de neutrinos vers un hypothétique état, dit "stérile", n'interagissant pas par interaction faible. L'expérience STEREO a pour objectif premier de tester l'hypothèse d'une oscillation à courte distance, en

utilisant le flux d'antineutrino produit par le réacteur de l'Institut Laue-Langevin (ILL). Afin d'apporter une réponse non-ambiguë et la plus indépendante possible de la connaissance du spectre d'antineutrinos émis par le réacteur, l'expérience STEREO a conçu un détecteur segmenté en 6 cellules permettant d'observer l'oscillation par comparaison des spectres en énergie dans chacune des cellules.

L'expérience STEREO, qui est le fruit d'une collaboration germano-française de cinq laboratoires incluant l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu), le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), l'Institut Laue-Langevin (ILL), le Max Planck Institute (MPIK) et le Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (LAPP), a fini son installation, fin 2016, et a commencé sa phase de prise de données.

2.1 Principe de l'expérience

L'expérience STEREO reprend le principe de détection utilisé par F. Reines et C.L. Cowan pour sa découverte en 1956, à savoir la réaction B inverse. Elle présente le double avantage de fournir une signature caractéristique de l'interaction des neutrinos, permettant de rejeter une partie du bruit de fond, et d'autoriser la mesure de l'énergie des neutrinos.

2.1.1 Détection des antineutrinos avec la réaction β -inverse

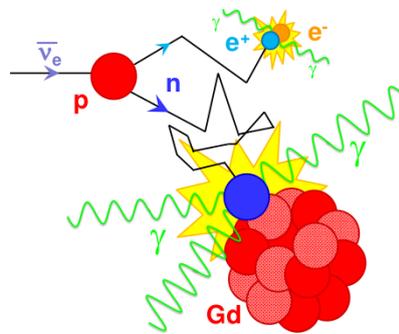


FIGURE 2.1 – Schéma de la réaction β -inverse (IBD).

Les neutrinos sont détectés grâce à la réaction β -inverse (IBD),

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.1)$$

qui est illustrée sur la Fig. 2.1, au sein d'un liquide scintillant constituant à la fois la cible et le milieu de détection. La réaction IBD est produite par l'interaction entre un antineutrino et un proton libre, c'est-à-dire un noyau d'hydrogène du liquide scintillant. Un positon et un neutron sont alors émis. Le positon dépose son énergie jusqu'à sa thermalisation ($\sim eV$), puis s'annihile avec un électron environnant produisant deux gammas de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre. Ces gammas déposent leur énergie dans le liquide scintillant principalement par effet Compton et dans une moindre mesure par effet photoélectrique. Les dépôts d'énergie du positon et des gammas induisent une excitation des molécules du

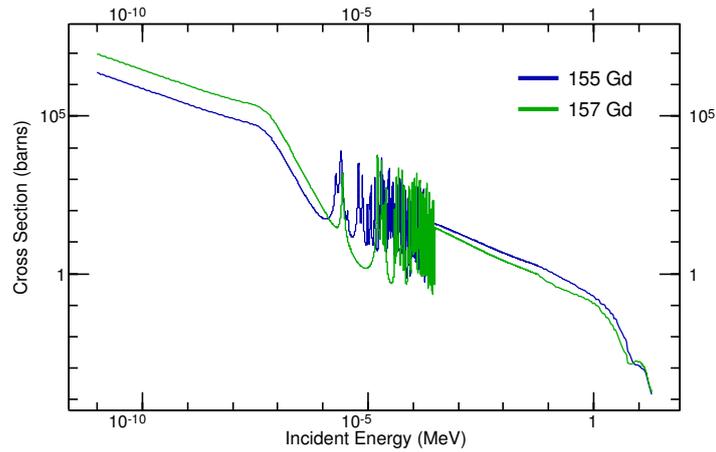


FIGURE 2.2 – Sections efficaces de la capture neutron par des noyaux de gadolinium 155 et 157, en fonction de l'énergie du neutron [102]. Les ^{155}Gd et ^{157}Gd sont les deux isotopes du gadolinium avec les plus plus grandes sections efficaces de capture neutron, qui sont respectivement de ~ 60.7 kbarn et de ~ 254 kbarn pour des neutrons thermiques.

liquide scintillant, qui se désexcitent par émission de photons visibles. La détection de ces photons entraîne un premier signal dit "prompt".

Le neutron quant à lui se thermalise par chocs quasi élastiques, jusqu'à atteindre une énergie de l'ordre de 25 meV, avant d'être capturé. Dans le cas de STEREO, le liquide scintillant est dopé au gadolinium (Gd). À l'énergie des neutrons thermiques, la section efficace de capture sur le gadolinium est très élevée, environ 49 kbarn, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.2. Le noyau de gadolinium ayant capturé le neutron se désexcite par émission gamma. En moyenne, trois gammas sont émis avec une énergie totale d'environ 8 MeV. Ces gammas induisent, à leur tour, la détection d'un second signal, dit "retardé". Le temps de survie du neutron dans le liquide scintillant dépend de la concentration en gadolinium. En moyenne, il est de l'ordre de la dizaine de μs , comme le montre la Fig. 2.3 pour le cas du liquide scintillant de STEREO. Grâce à la coïncidence temporelle entre les signaux prompts et retardés, il est possible de séparer les événements neutrino d'une large partie du bruit de fond.

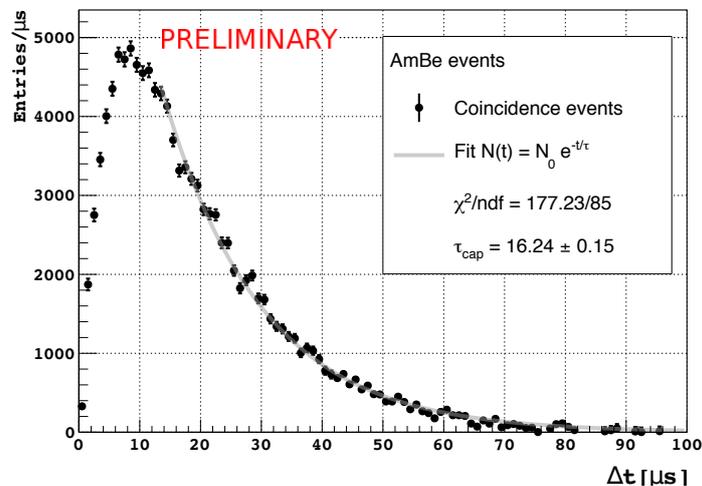


FIGURE 2.3 – Temps écoulé entre le signal du positon et le signal de la capture neutron par un noyau de gadolinium, obtenue en plaçant une source neutron d'AmBe dans le détecteur STEREO.

2.1.2 Mesure de l'énergie des antineutrinos

Pour estimer l'énergie du neutrino incident, il faut s'intéresser à la cinématique de la réaction IBD. Le seuil en énergie de cette dernière nous renseigne sur l'énergie minimale des antineutrinos qu'il est possible de détecter avec cette réaction. Le seuil se calcule en se plaçant dans le référentiel du centre de masse, référentiel où la somme des impulsions est nulle, et en prenant le cas où le neutron et le positon sont produits au repos :

$$E_{\bar{\nu}_e}^{seuil} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2(m_n + m_e)} = 1.803 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

ce qui donne dans le référentiel du laboratoire, où le proton est considéré au repos :

$$E_{\bar{\nu}_e}^{seuil} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

Au-dessus du seuil de la réaction, l'énergie du neutrino s'obtient en utilisant la conservation de l'énergie :

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = E_{e^+}^{cin} + m_e + E_n^{cin} + m_n \quad (2.4)$$

L'énergie cinétique du neutron est inaccessible, mais comme sa valeur moyenne est seulement de 16 keV, elle peut être négligée. Il est alors possible d'approximer l'énergie du neutrino incident par :

$$E_{\bar{\nu}_e} \simeq E_{e^+}^{cin} + m_e + (m_n - m_p) \quad (2.5)$$

L'énergie visible mesurée avec le signal prompt, E_{vis} , est la somme de l'énergie du positon émis et de l'énergie libérée par l'annihilation du positon :

$$E_{vis} = E_{e^+}^{cin} + 2m_e \quad (2.6)$$

En pratique, cette égalité représente l'énergie visible maximale, puisqu'il arrive que les gammas d'annihilation s'échappent du volume sensible.

Il est ainsi possible de relier l'énergie visible à l'énergie du neutrino ayant interagi :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{vis} + (m_n - m_p) - m_e \simeq E_{vis} + 0.782 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

En mesurant l'énergie visible lors du signal prompt, il est possible de remonter à l'énergie du neutrino incident. Un des défis de l'expérience STEREO est d'arriver à une reconstruction de l'énergie précise, avec l'objectif d'une incertitude systématique inférieure à 2 %.

2.1.3 Types de bruit de fond

La coïncidence des signaux prompt et retardé, issus de la réaction IBD, n'est pas exempte de bruit de fond. Celui-ci se décline en deux types :

- le bruit de fond en coïncidence accidentelle qui, dans le cas des expériences réacteurs, est le fruit de deux événements simples en coïncidence fortuite dans une fenêtre d'une centaine de μs ;
- le bruit de fond en coïncidence corrélée, l'exemple le plus commun est celui causé par un neutron rapide qui provoque un recul de proton générant un signal prompt et qui ensuite se thermalise jusqu'à être capturé, générant un signal retardé.

Les sources de neutrons rapides connues sont la spallation par les muons cosmiques dans l'environnement de l'expérience et les fissions à l'intérieur du cœur d'un réacteur nucléaire. Il est donc nécessaire de mettre en place de moyen dédié pour s'en protéger. Étant donné la faible probabilité d'interaction des neutrinos, la quantité de bruit de fond est un paramètre avec un impact fort sur la sensibilité de l'expérience (cf. Sec. 1.5.2). Il doit donc être réduit au maximum par des méthodes de discrimination et par l'utilisation de blindage. Le bruit de fond auprès des réacteurs nucléaires est surtout présent à basse énergie, ce qui nous a conduit à définir pour la sélection des signaux les fenêtres en énergie suivantes : entre [2-8] MeV pour le prompt et entre [5-10] MeV pour le retardé.

2.2 Environnement de l'expérience à l'ILL

L'Institut Laue-Langevin (ILL), à Grenoble, est un institut de recherche international faisant fonctionner un réacteur nucléaire délivrant l'un des plus intenses flux de neutrons au monde, 1.5×10^{15} neutrons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Plusieurs lignes de faisceaux partent du cœur pour délivrer des neutrons rapides ou thermiques à différents instruments utilisés pour des domaines variés tels que la physique fondamentale, la chimie ou la biologie.

2.2.1 Réacteur de l'ILL

Géométrie :

Le cœur du réacteur à haut flux (RHF) de l'Institut Laue-Langevin (ILL) est très compact par rapport aux autres comme le montre la Fig. 2.4, montrant les distributions de propagation simulées de neutrinos émis par différents cœurs existants, avec différentes géométries, jusqu'à un détecteur ponctuel situé à 10 m de distance. Le cœur RHF a une forme cylindrique creuse avec un diamètre externe de 40 cm, un diamètre interne de 26 cm et une hauteur de 80 cm, induisant une incertitude sur la distance de propagation des neutrinos de seulement 24 cm.

Combustible :

Au cours du fonctionnement du réacteur, l'uranium 238 (^{238}U), présent en faible proportion, environ 7 %, capture des neutrons conduisant à la production de plutonium 239

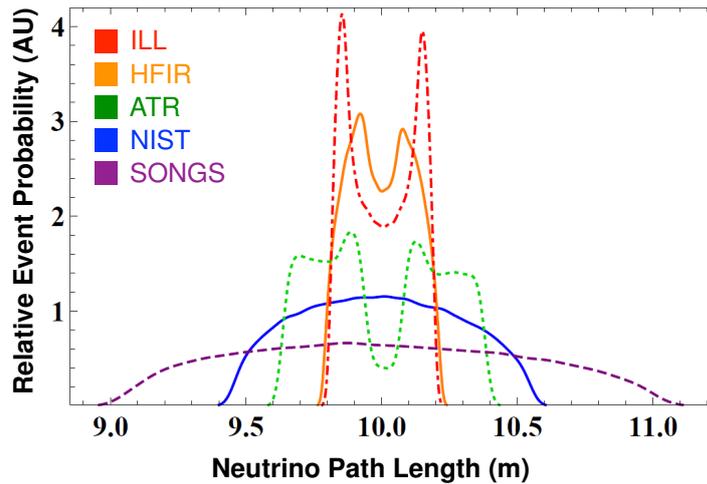


FIGURE 2.4 – Distributions de la distance de propagation d'antineutrinos jusqu'à un détecteur ponctuel situé à 10 m des différents cœurs. Ces distributions sont données pour des cœurs de réacteurs nucléaires provenant de différents centres de recherche, en comparaison, de celle pour le cœur du réacteur nucléaire conventionnel SONGS.

(^{239}Pu) qui par le même principe conduit à son tour à la production d'isotopes de plutonium 241 (^{241}Pu). Les quantités relatives de ces trois isotopes augmentent avec le temps, même celle de l' ^{238}U , car la quantité d' ^{235}U diminue, cet effet est appelé "effet de *burnup*".

Le combustible du réacteur est enrichi à 93 % en uranium 235 (^{235}U), l'avantage est d'avoir ainsi des populations d'isotopes fissibles (^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu) évoluant peu avec le temps. Ces isotopes participant à la production des antineutrinos (cf. Sec. 1.2.1), l'enrichissement élevé en ^{235}U permet de diminuer les incertitudes systématiques sur la forme du spectre. Une étude [103] sur la simulation de l'évolution du combustible de l'ILL a montré que les variations du spectre en énergie des antineutrinos avec le temps sont inférieures à 0.5 %. Une étude similaire réalisée dans le cadre de l'expérience NUCIFER [104] arrive à la même conclusion.

Puissance et cycles de fonctionnement :

Le réacteur de l'ILL a une puissance nominale de 57 MW_{th}, ce qui est une puissance relativement faible en comparaison des GW_{th} des réacteurs nucléaires conventionnels utilisés pour la production d'électricité. Le flux d'antineutrinos est au premier ordre proportionnel à la puissance thermique du réacteur. Toutefois un réacteur de plus faible puissance est à la fois plus compact et permet de s'approcher à seulement quelques mètres du cœur.. Le réacteur de l'ILL réalise des cycles de fonctionnement d'environ 50 jours, entrecoupés de périodes où le réacteur est à l'arrêt.

2.2.2 Flux d'antineutrinos

Pour déterminer le flux d'antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL, nous estimons, dans un premier temps, le taux de fission d' ^{235}U qui est obtenu en grâce au rapport entre la puissance thermique du réacteur et l'énergie moyenne libérée par la fission d'un noyau d' ^{235}U , $E_{235\text{U}} = 201.9 \pm 0.46 \text{ MeV}$ [105]. Il ne reste plus qu'à estimer le nombre moyen de neutrinos émis par fission qui s'obtient en intégrant le spectre en énergie des neutrinos

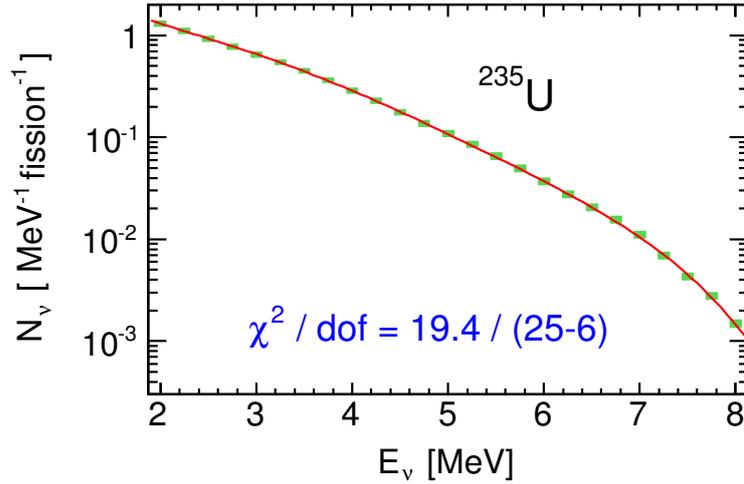


FIGURE 2.5 – Spectre antineutrino prédit issu de la fission d’uranium 235 [40]. L’intégrale du spectre correspond au nombre d’antineutrinos moyen émis par fission.

émis S_{235U} par fission, représenté sur la Fig. 2.5. Seuls les neutrinos détectables nous intéressent, c’est-à-dire ceux au-dessus du seuil en énergie de l’IBD ($E_{\bar{\nu}_e}^{seuil} = 1.806$ MeV). Le flux d’antineutrinos est ainsi calculé avec l’équation suivante :

$$\phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{P_{th}}{E_{235U}} \int_{E_{\bar{\nu}_e}^{seuil}}^{\infty} S_{235U}(E_{\bar{\nu}_e}) dE_{\bar{\nu}_e} \quad (2.8)$$

Pour une puissance thermique de 57 MW_{th} , le flux d’antineutrinos détectables émis par le réacteur de l’ILL est d’environ $3.44 \times 10^{18} \bar{\nu}_e \cdot s^{-1}$, dans toutes les directions (4π).

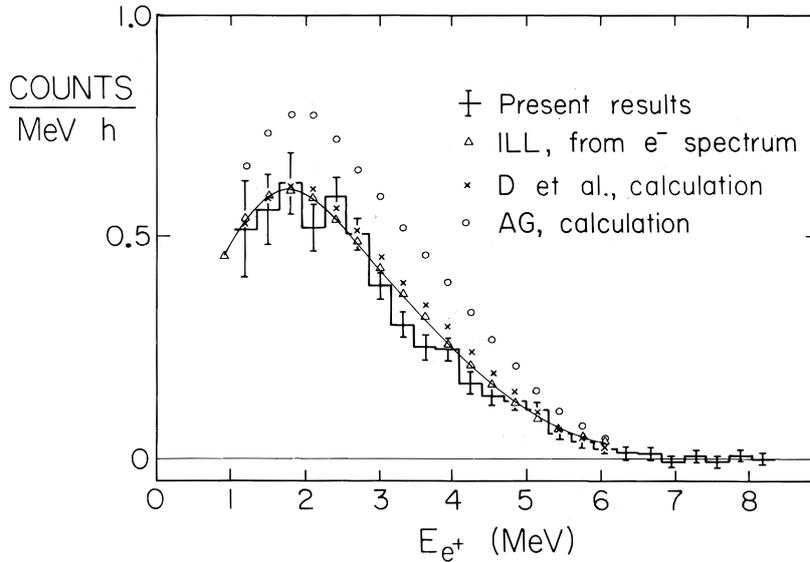


FIGURE 2.6 – Premier spectre prompt mesuré issu des interactions IBD des antineutrinos émis par le réacteur de l’ILL, dans les années 80 [26].

Le spectre des antineutrinos de l’ILL a déjà été mesuré par le passé [26] à courte distance (moins de 10 m) grâce à l’interaction IBD, tout comme pour l’expérience STEREO. Le spectre mesuré est représenté sur la Fig. 2.6, la forme du spectre est le résultat du produit entre la section efficace IBD et le spectre d’émissions des antineutrinos (voir Fig. 2.5). Le

maximum d'énergie se trouve à 2 MeV, proche de la limite où le bruit de fond, décroissant en énergie, est le plus important, comme l'attestent les barres des erreurs plus importantes à basse énergie.

De plus, *Buck et al.* [106] a montré qu'il était possible d'obtenir des informations sur l'origine de l'épaule entre 4 et 6 MeV (cf. Sec. 1.2.4) constaté dans les spectres mesurés auprès de réacteur, en réalisant le rapport entre un spectre antineutrino d'un réacteur conventionnel faiblement enrichi en uranium 235, pour lequel l'épaule est observé, et un spectre d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U . Le ratio, représenté sur la Fig. 2.7, entre un des spectres mesurés par l'expérience Double Chooz et le spectre attendu par l'expérience STEREO, permettrait de discriminer différents scénarios selon les observations :

- un déficit serait la preuve que les trois autres isotopes (^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu), ou une partie, sont la cause de l'épaule;
- une absence de déficit et d'excès impliquerait que la responsabilité de l' ^{235}U dans l'observation de l'épaule est équitablement partagée entre celles des autres isotopes;
- un excès impliquerait que l' ^{235}U est le principal isotope responsable de l'épaule.

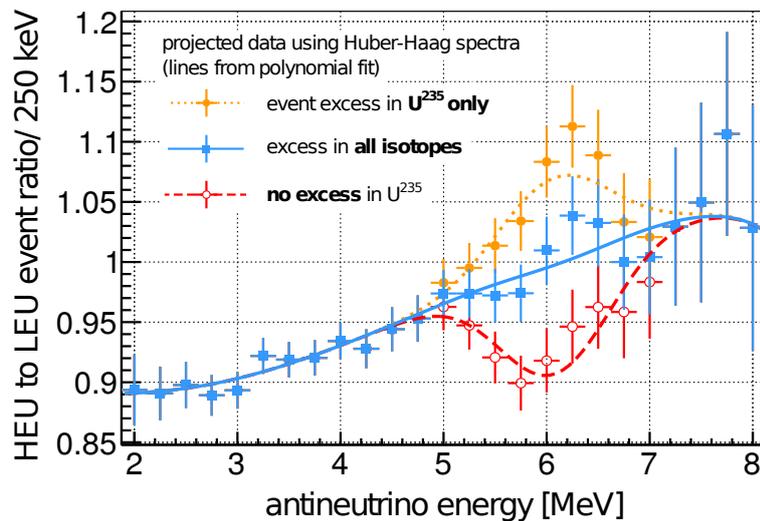


FIGURE 2.7 – Ratios entre les spectres d'antineutrinos prédits des expériences STEREO et Double Chooz, pour différents scénarios sur l'implication de l' ^{235}U dans l'observation de l'épaule entre 4 et 6 MeV [106].

2.2.3 Localisation du détecteur et bruit de fond environnant

Le site de l'ILL bénéficie de l'avantage de pouvoir installer un détecteur à une distance comprise entre 8.9 et 11.1 m du cœur du réacteur, permettant d'être sensible à des oscillations avec des valeurs Δm_{41}^2 situé dans un intervalle de [0.1, 100] eV².

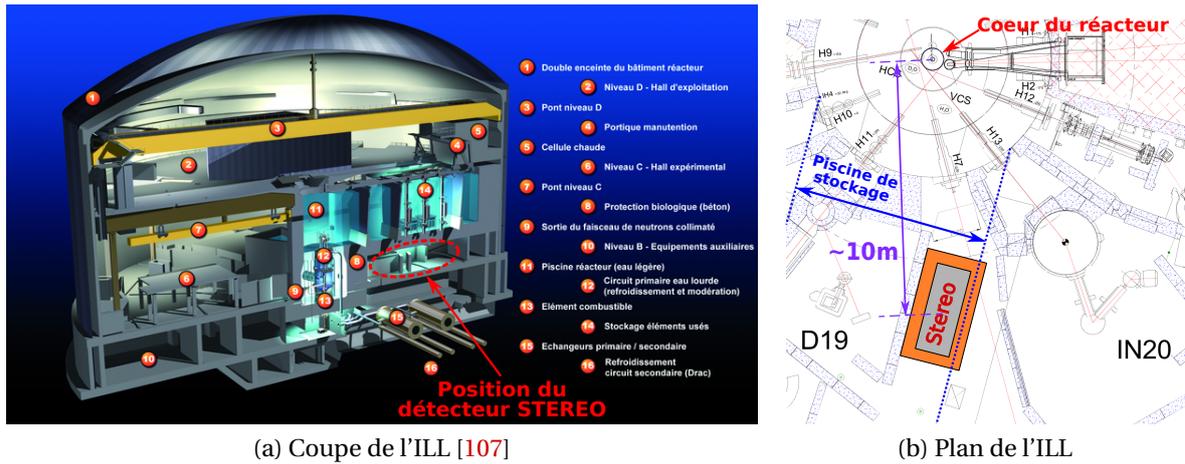


FIGURE 2.8 – Schémas de la zone réacteur de l'ILL où a lieu l'expérience STEREO, avec une coupe verticale du bâtiment de l'ILL à gauche et une vue de haut zoomée sur l'emplacement du détecteur STEREO, à droite.

Au-dessus de cet emplacement, se trouve un canal d'eau en béton qui assure le transfert des combustibles usés du cœur sans les sortir de l'eau jusqu'à une piscine de stockage, comme nous pouvons le voir sur les Fig. 2.8. L'axe transversal du détecteur est légèrement tourné, d'un angle de 14.7° par rapport à l'axe de propagation des neutrinos, pour maximiser le recouvrement du détecteur par le canal de transfert. Il permet de totaliser jusqu'à 17 mètres équivalent eau de matière au-dessus du détecteur, atténuant le flux de muons cosmiques qui constituent une source de bruit de fond corrélé d'autant plus important que l'ILL se situe à une altitude de 200 m au-dessus du niveau de la mer. L'atténuation atteint un facteur 2.7 pour les muons verticaux comme le montre les mesures de distribution angulaire, présentées sur la Fig. 2.9, réalisées à l'emplacement de STEREO. De plus, nous pouvons voir que la structure de confinement du cœur et le canal de transfert induisent une déformation de la distribution angulaire, exposant les différentes parties du détecteur à des flux de muons différents.

La proximité avec un cœur de réacteur nucléaire a comme contrainte un bruit de fond important qui est d'autant plus grand à l'ILL que des neutrons sont extraits du cœur par plusieurs lignes de faisceau, dont les lignes H7 et H13 directement à proximité de STEREO. Le cœur du réacteur produit des gammas, des neutrons rapides et thermiques. Le même type de bruit de fond est émis au niveau des lignes de faisceau H7 et H13 et des expériences voisines. Les expériences voisines D19 et IN20 utilisent respectivement un diffractomètre et un spectromètre à trois axes. Leurs instruments sont employés dans différentes configurations avec différents échantillons, ce qui a pour effet d'induire une forte variabilité du taux de bruit fond.

Plusieurs campagnes de mesure du bruit de fond dans l'emplacement prévu pour STEREO ont été réalisées pour caractériser sa provenance et son intensité, avant que l'emplacement de STEREO soit blindé. Un exemple de spectre du bruit de fond gamma est représenté sur la Fig. 2.10 et les taux de bruit de fond selon le fonctionnement des expériences voisines sont résumés dans le Tab. 2.1. Les taux d'événements dans les fenêtres en énergie du prompt ($[2 - 8]$ MeV) et du retardé ($[5 - 10]$ MeV) peuvent atteindre la centaine de Hz alors que le seuil acceptable est de quelques Hz pour ne pas avoir trop d'événements en coïncidence fortuite à même d'imiter un signal neutrino. Les neutrons rapides provenant du cœur et des lignes de faisceaux sont une source de bruit de fond corrélé. Ce dernier bruit de

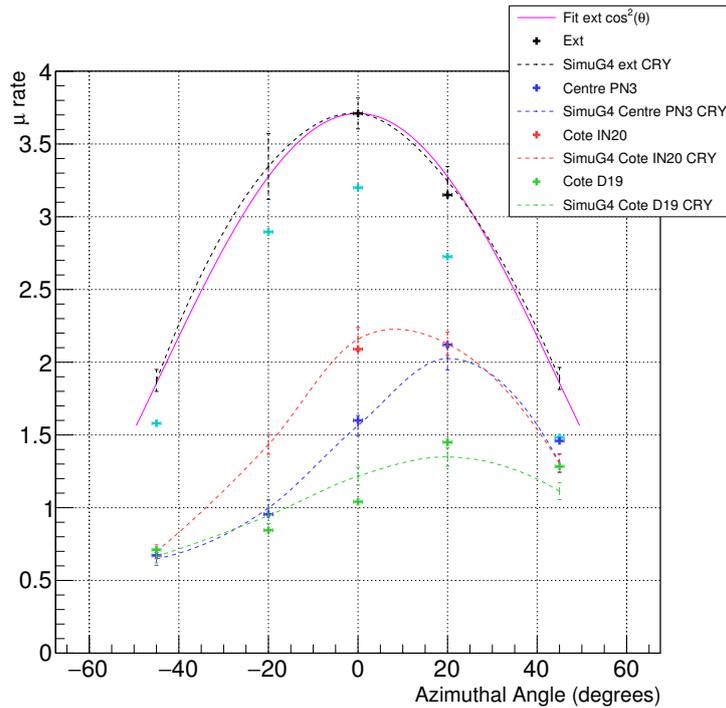


FIGURE 2.9 – Mesures et simulations de la distribution angulaire du flux de muons cosmogéniques en fonction de l'angle azimutal, à l'emplacement de STEREO à l'ILL [108]. Les points correspondent aux mesures du flux de muons cosmiques réalisées avec une roue cosmique et les lignes en pointillé sont les valeurs de flux simulés avec Geant4 et la bibliothèque CRY. La couleur noire correspond au flux de muons à l'extérieur et la courbe rose correspond à l'ajustement des mesures associés à ce flux. Les points et lignes de couleurs rouge, bleu et vert correspondent au flux de muons au niveau de l'emplacement du détecteur respectivement à côté de l'expérience IN20, au centre et à côté de l'expérience D19.

fond est d'autant plus dangereux qu'il est totalement corrélé avec le fonctionnement du réacteur tout comme le sont les antineutrinos. Un blindage approprié contre les gammas, les neutrons rapides et thermiques est donc nécessaire.

De plus, l'expérience IN20 fonctionne avec un aimant supraconducteur qui opère dans deux régimes différents. Le régime de fonctionnement standard où l'aimant génère un champ constant de 6 T et un autre régime utilisé plus rarement, environ 2 semaines par an, où l'aimant génère un champ magnétique qui augmente graduellement jusqu'à atteindre 15T. La variabilité du champ ne se limite pas qu'à sa norme, la proportion entre les 3 composantes spatiales est aussi à même de varier puisque l'aimant peut-être articulé selon les différents axes du spectromètre. Le champ de fuite au niveau du détecteur STEREO peut alors atteindre quelques centaines de μT , ce qui peut avoir un fort impact sur l'efficacité de collection des photomultiplicateurs utilisés pour le détecteur STEREO (cf. Sec. 2.3.3), avec des diminutions allant jusqu'à plus de 70%. En effet, le champ magnétique influe sur la collection des photoélectrons sur la première dynode en les déviant de leur trajectoire standard, il est important de noter que le gain est sensible aux 3 composantes spatiales. Ce champ magnétique est d'autant plus problématique qu'il peut varier sur des échelles de temps courtes, de l'ordre de la minute, ce qui rend toute correction difficile. Un blindage magnétique est donc nécessaire pour ramener le champ de fuite au niveau du champ magnétique terrestre, de l'ordre de 50 μT .

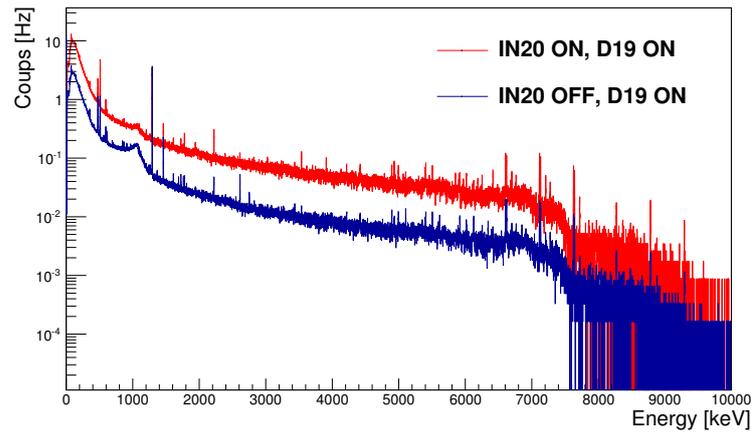


FIGURE 2.10 – Spectres gamma du bruit de fond (taux bruts) mesurés avec un détecteur germanium, pour différentes combinaisons de fonctionnement des expériences voisines. L'emplacement STEREO n'était pas encore blindé, seuls les blindages des lignes de faisceaux étaient alors installés au moment des mesures, durant l'été 2014 [108]. Quelques raies gamma ont été identifiées, elles sont issues du ^{16}Na (6128 keV), du ^{27}Al (7724 keV), du ^{56}Fe (7631 keV et 7645 keV) et du ^{63}Cu (7916 keV). Le ^{16}Na (6128 keV) est contenu dans l'eau du circuit primaire sous l'emplacement du détecteur, les autres noyaux radioactifs proviennent des matériaux des structures environnantes.

Configuration		Taux	
D19	IN20	[2 – 8] MeV	[5 – 10] MeV
✓	✓	202.9 Hz	33.0 Hz
✓		30.4 Hz	6.1 Hz
		3.1 Hz	0.4 Hz

TABLEAU 2.1 – Taux bruts mesurés avec un détecteur germanium, pour différentes combinaisons de fonctionnement des expériences voisines. L'emplacement de STEREO n'était pas encore blindé, seuls les blindages des lignes de faisceaux étaient alors installés au moment des mesures, durant l'été 2014 [108].

2.3 Détecteur STEREO

Pour concevoir son détecteur, la collaboration STEREO a fait le choix d'une technologie bien éprouvée, du liquide scintillant dopé au gadolinium, afin de limiter les aléas dus au développement d'une nouvelle technologie. La spécificité du détecteur se situe plus au niveau de sa géométrie.

2.3.1 Design interne du détecteur

La partie interne du détecteur est composée de deux volumes, visibles sur la Fig. 2.11.

Le premier, dénommé "*target*" ou simplement en français "cible", est celui où les interactions des antineutrinos par IBD sont détectées. Ce volume est divisé en 6 cellules identiques le long de l'axe de propagation des neutrinos afin de mesurer les spectres en énergie à différentes distances. La géométrie des cellules est de $37 \times 90 \times 92$ cm, avec une largeur comparable à la taille de cœur du réacteur. De plus, cette largeur est suffisante pour contenir les produits de la réaction IBD puisque le positon ne parcourt pas plus que quelques

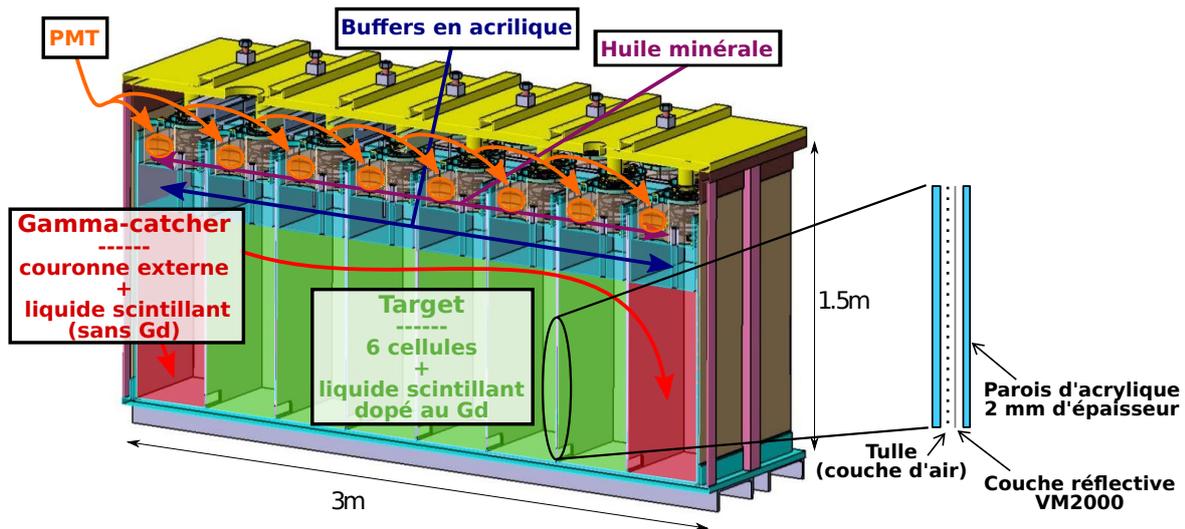


FIGURE 2.11 – Coupe transversale du détecteur.

mm et le neutron un peu moins de 10 cm en moyenne [109]. L'ensemble des 6 cellules est rempli d'un liquide scintillant dopé avec du gadolinium, pour augmenter l'efficacité de détection du neutron. Le volume total de la cible avoisine les 2 m³. Des ouvertures de quelques millimètres entre les cellules assurent une homogénéité du liquide.

Le deuxième volume, rempli de liquide scintillant non dopé, entoure le volume cible. Il sert à détecter les gammas qui s'échappent de la cible, d'où son nom : "*gamma-catcher*". En collectant les gammas créés lors de l'annihilation du positon et de la capture neutron, le *gamma-catcher* améliore l'efficacité de détection des neutrinos. Le *gamma-catcher* fait aussi office de blindage actif contre le bruit de fond venant de l'extérieur. Il est divisé en quatre sous parties, une pour chaque côté du volume cible. Les deux parties du *gamma-catcher* adjacentes aux cellules extrêmes de la cible ont été conçues sur le même modèle que celles du volume cible pour garantir une symétrie entre les cellules de la cible. Les longues cellules latérales du *gamma-catcher* sont plus étroites avec une largeur de 27 cm et une longueur de 297 cm. La largeur du *gamma-catcher* est adaptée au libre parcours moyen des gammas de quelques MeV, qui est de l'ordre de 15 cm.

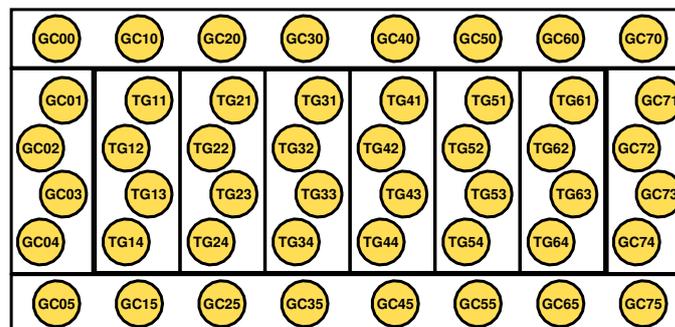


FIGURE 2.12 – Plan du détecteur interne, vu de haut, avec la position des PMT repérés par leur identifiant. Le plan est à l'échelle incluant la taille des PMT de 8 pouces.

2.3.2 Liquide scintillant

Le liquide scintillant utilisé dans le détecteur STEREO a été spécialement développé à MPIK. Le liquide a été élaboré de telle manière à comporter un nombre important de noyaux d'hydrogène pour l'interaction IBD, tout en assurant des propriétés optiques et de scintillation optimales. Le liquide doit donc avoir une production de lumière importante dans un domaine de longueur d'onde où les PMT sont sensibles (le bleu) et une longueur d'atténuation grande, ou autrement dit, une transparence élevée.

Fraction volumique	
LAB	75 %
PXE	20 %
DIN	5 %
PPO	0.7 %
bis-MSB	0.01 %

TABLEAU 2.2 – Composants du liquide scintillant de STEREO

Le liquide est composé en grande partie de LAB (akyle-benzène linéaire), qui est un scintillateur riche en noyaux d'hydrogène. Le deuxième composant le plus présent, le PXE (1-phényléthyl-xylène), est aussi un scintillateur qui permet d'améliorer le rendement lumineux. Le dernier composant majeur est le DIN (di-isopropyl-naphtalène) qui améliore les performances de discrimination des reculs d'électrons et de protons par la forme des impulsions (PSD). Les proportions volumiques de ces composés sont répertoriées dans le Tab. 2.2. D'autres composants sont présents en quantité beaucoup plus faible, le PPO (2,5-diphényloxazole) et le bis-MSB (1,4-di-(2-méthylstyril)-benzène) sont utilisés pour décaler la longueur d'onde de la lumière et ainsi éviter l'autoabsorption de la lumière émise par le liquide [110].

Dans le liquide scintillant de la cible, le liquide est dopé à 0.2 % en gadolinium pour la capture des neutrons. Pour garantir sa solubilité, du THF (tétra-hydro-furane) est ajouté à hauteur de 1 % du volume total.

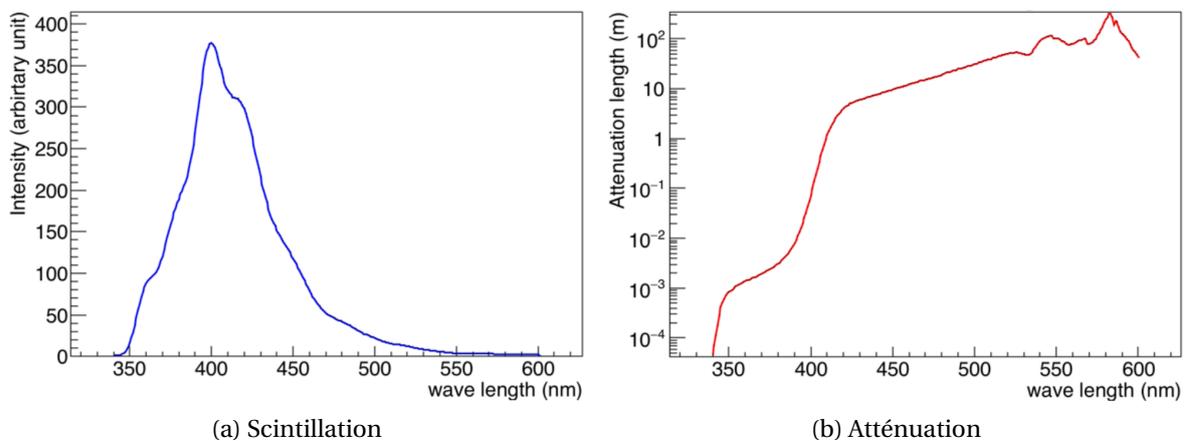


FIGURE 2.13 – Propriétés du liquide scintillant utilisé dans le détecteur STEREO.

Pour le liquide scintillant final, l'intensité maximale de la scintillation (cf. Fig. 2.13a, autour de 400 nm, coïncide avec un domaine de longueur d'onde où la longueur d'atténuation est

grande, environ 10 m. Le rendement lumineux du liquide scintillant est estimé approximativement à 6000 photons par MeV. Le liquide est conçu pour être stable pendant plusieurs années comme celui du liquide scintillant de Double Chooz qui a aussi été développé par MPIK [111] [112].

La densité en hydrogène du liquide scintillant est $6.03 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$, soit un nombre de cibles pour l'interaction IBD égal à 1.10×10^{29} pour l'ensemble des 6 cellules.

2.3.3 Collection de lumière

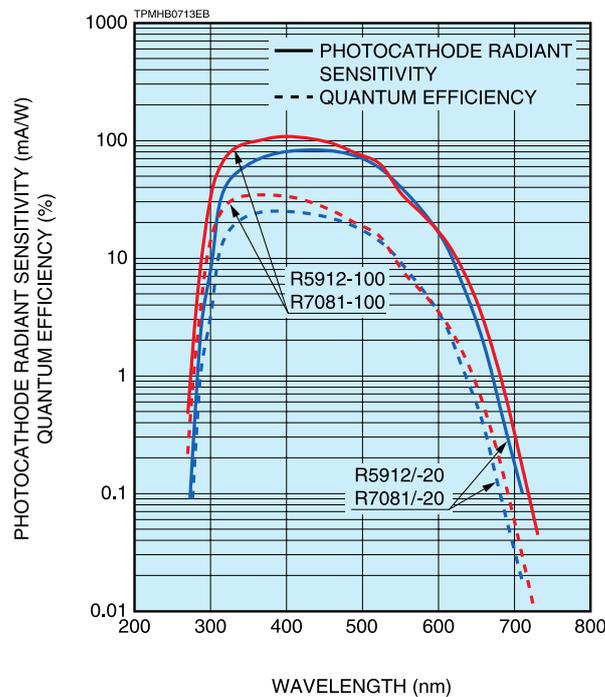


FIGURE 2.14 – Efficacité quantique (courbe en pointillé) et sensibilité radiative de la photocathode (courbe pleine) pour plusieurs modèles de photomultiplicateurs HAMAMATSU [113]. Les propriétés du modèle des photomultiplicateurs de STEREO, R5912-100, correspondent aux courbes rouges.

La lumière émise par le liquide scintillant est détectée par 48 photomultiplicateurs (PMT), situés au-dessus de la cible et du *gamma-catcher* et orientés vers le bas. Les PMT sont des modèles 8 pouces de la marque Hamamatsu, modèle R5912-100 [113] avec une efficacité quantique de l'ordre de 30 % et dont la sensibilité en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la Fig. 2.14. Chaque cellule de la cible est équipée de 4 PMT, leur disposition est représentée sur la Fig. 2.12. Chaque PMT est entouré d'un tube de μ -métal pour diminuer la sensibilité des PMT aux variations de champ magnétique.



FIGURE 2.15 – Photo du détecteur interne dans sa cuve en acier prise lors de son montage au LPSC. Les 6 cellules de la cible sont visibles avec leurs parois réfléchissantes. Les PMT des longues cellules du *gamma-catcher* sont installés par 4 dans les *buffers*.

La collection de lumière par les PMT a été maximisée pour avoir la meilleure résolution en énergie possible. Pour cela, les parois sont composées de couches millimétriques successivement d'air, d'un film de VM2000¹ et encore d'air entre deux plaques d'acrylique, afin d'assurer une réflexion totale de la lumière, jusqu'aux PMT situés en haut des cellules. Les propriétés réfléchives de ces parois peuvent être observées sur la Fig. 2.15. De plus, pour éviter les réflexions à la surface du liquide scintillant, un couplage optique est assuré grâce à des *buffers* en acrylique en contact avec le liquide scintillant. Les *buffers* sont remplis d'une huile minérale dans laquelle baignent les fenêtres d'entrée des PMT. Les indices optiques des *buffers* en acrylique et de l'huile minérale étant les mêmes que celui du liquide scintillant, le couplage optique est total. L'utilisation de *buffers* de 20 cm permet de limiter les effets d'angle solide et de garantir une meilleure homogénéité de la réponse de la cellule. Chaque *buffer* contient 4 PMT, ceux des cellules longues du *gamma-catcher* peuvent être aperçus sur la photo de la Fig. 2.15.

L'électronique de lecture des signaux des PMT et de l'acquisition des données sera décrite en détail au chapitre 4.

2.3.4 Réponse du détecteur

Les étalonnages en énergie du détecteur ont confirmé les performances de rendement lumineux du liquide scintillant et de collection de lumière du détecteur avec environ 250 photoélectrons par MeV, moyenné sur l'ensemble du détecteur. De même, les étalonnages ont démontré l'homogénéité de la collection de lumière au sein d'une cellule. Les variations par rapport au centre de la cellule ne dépassent pas 2.5 %, comme le montre la Fig. 2.16. Ces premières mesures de performance du détecteur sont conformes aux besoins de l'expérience.

1. De la marque 3M™.

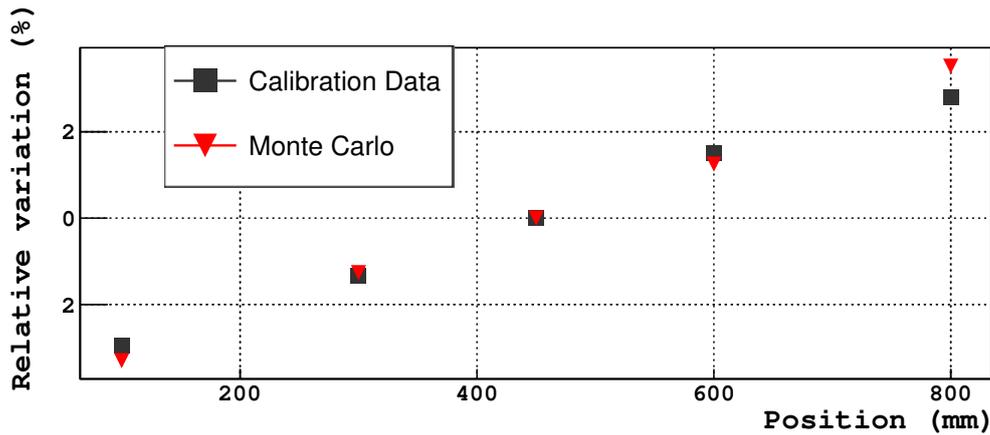


FIGURE 2.16 – Différence relative de la lumière collectée en fonction de la hauteur dans une cellule de la cible, par rapport au centre. Ce graphique est issu de mesures d'étalonnage en énergie avec une source de ^{54}Mn placée à différentes hauteurs.

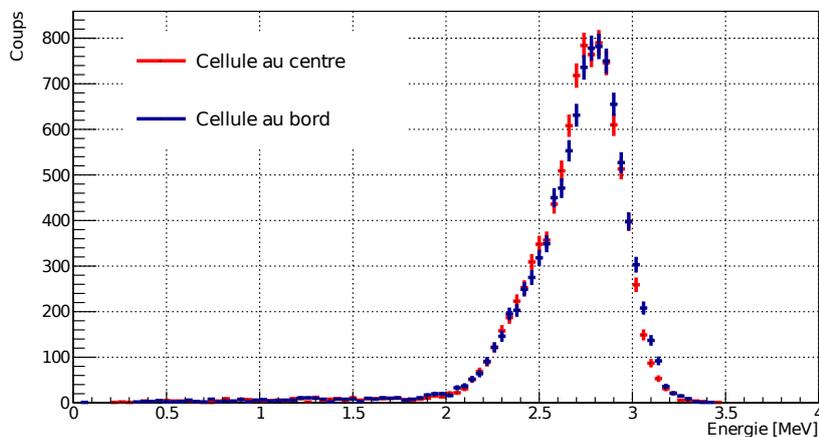


FIGURE 2.17 – Spectre simulé pour des positons de 2 MeV générés dans deux cellules de la cible [114].

Il a été montré par simulation que la géométrie du détecteur permet d'obtenir une résolution en énergie de 12 % pour des positons à 2 MeV, la réponse du détecteur pour ce type d'événement est montrée pour deux cellules de la cible sur la Fig. 2.17. Finalement, l'efficacité de détection des positons issus de la réaction IBD, avec une coupure à 2 MeV pour exclure le bruit de fond à basse énergie, est de l'ordre de 80 %.

Une source de neutron (AmBe) a été placée au centre d'une cellule cible du détecteur STEREO, la réponse du détecteur aux captures neutron est présentée sur la Fig. 2.18. La proportion de captures neutron par un noyau de gadolinium est d'environ 84 % du nombre total de captures neutron. Les effets de bord diminuent encore plus l'efficacité de détection des neutrons qui, d'après la simulation du détecteur STEREO, est de l'ordre de 60 % avec une coupure à environ 5 MeV pour éviter le bruit de fond à basse énergie.

En prenant en compte la puissance du flux de neutrinos émis par le réacteur, les efficacités de détection positron et neutron et en prenant en compte la géométrie du détecteur (cf. chapitre 3), le nombre estimé de neutrinos détectés par le détecteur par jour est de l'ordre de 400 par jour.

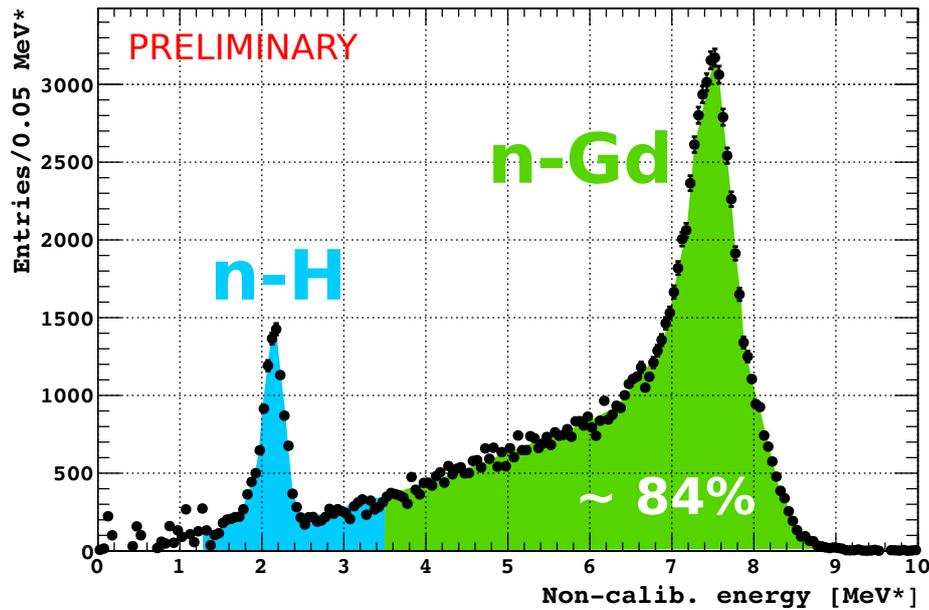


FIGURE 2.18 – Spectre en énergie non étalonnée de la capture neutron par des noyaux d'hydrogène et de gadolinium, dans une cellule de la cible.

2.3.5 Blindages passifs

Pour diminuer le bruit fond important à l'ILL, deux types de blindage sont utilisés :

- des blindages passifs composé de matériaux, tels que le plomb qui atténue le flux de gammas, le B₄C riche en bore qui capture les neutrons thermiques, le polyéthylène qui thermalise les neutrons et qui couplé à du bore permet la capture des neutrons rapides;
- des blindages actifs qui sont des détecteurs permettant le rejet du bruit de fond par une analyse en ligne ou différée, par exemple le *gamma-catcher* et le veto- μ .

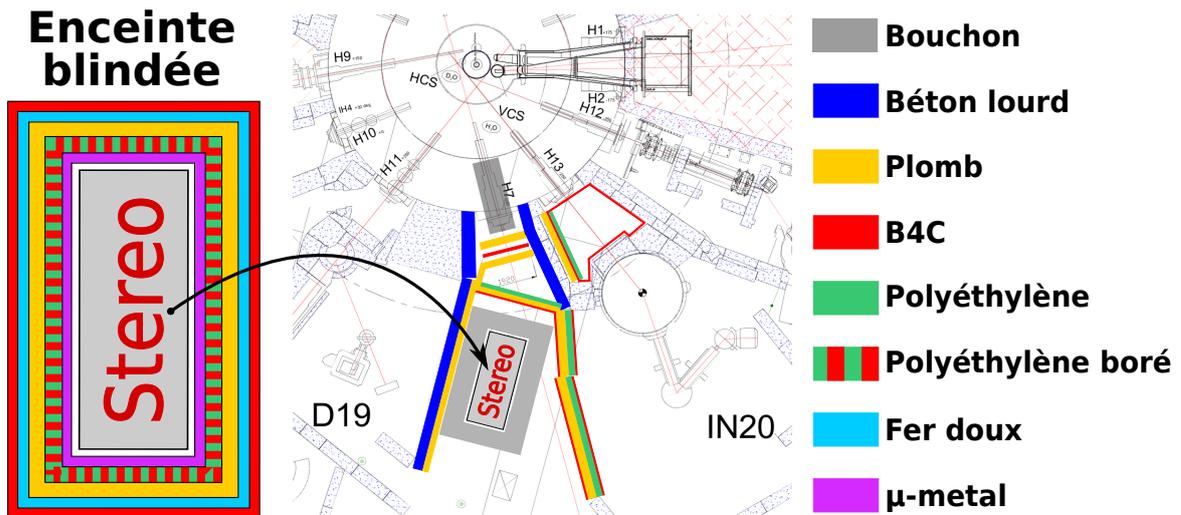


FIGURE 2.19 – Disposition des différents blindages passifs, incluant les blindages externes autour de la casemate STEREO et l'enceinte blindée contenant le détecteur.

L'environnement voisin de STEREO générant une grande quantité du bruit de fond, un premier ensemble de blindage passif a été installé autour de la casemate STEREO pour isoler le détecteur. Un plan de ces blindages est fourni sur la Fig. 2.19.

La ligne de faisceau H7, pointant directement sur la position du détecteur, a été comblée avec un bouchon dédié, dont le design a fait l'objet d'une étude à part entière [114]. Le bouchon est composé de Boral®¹, de béton lourd et de plomb. Plusieurs murs de plomb ont été installés ainsi que des blocs de polyéthylène et des plaques de B₄C, en plus des murs de béton lourd déjà présents. Au final, un total de 43 tonnes de plomb et 2.7 tonnes de polythène ont été installées. La principale limitation pour le dimensionnement du blindage est due à l'espace disponible. Toutefois, les dimensions minimales du blindage ainsi que sa nature et sa position ont été validées par plusieurs campagnes de mesures de bruit de fond, extrapolées par simulation au cas du détecteur STEREO.

Un deuxième ensemble de blindage passif a été mis en place sous la forme d'une enceinte dans laquelle le détecteur est complètement enfermé. Cette enceinte est composée de plusieurs couches de blindage, dont l'agencement est représenté sur la Fig. 2.19. D'abord, une couche supplémentaire de plomb de 10 cm d'épaisseur est utilisée pour un total de 70 tonnes, permettant d'atténuer le flux de gamma d'un facteur 100. L'épaisseur sous le détecteur est plus importante, atteignant 20 cm, pour arrêter les gammas émis par l'azote 16 contenu dans l'eau qui circule dans les boucles primaires de refroidissement du réacteur situé à l'étage inférieur [115]. Une couche de 6 tonnes de polyéthylène boré est présente, pour diminuer les flux de neutrons à la fois thermique et rapide, approximativement d'un facteur 10⁶ pour les neutrons thermiques. L'épaisseur du polyéthylène boré est de 20 cm excepté sur la partie supérieure qui a une épaisseur de 30 cm, pour mieux atténuer le bruit de fond neutron d'origine cosmique.

Une première couche de blindage magnétique en fer doux est fixée à la structure supportant le plomb. Cependant, comme ce n'est pas suffisant pour ramener le champ magnétique de fuite au niveau du champ terrestre, une autre couche de blindage magnétique de μ -métal a été mise en place sur le polyéthylène au plus près du détecteur, en plus des tubes de μ -métal déjà présents autour des PMT. Pour finir, des plaques de B₄C ont été collées sur le fer doux pour éviter la capture de neutron par le fer, qui conduit à l'émission de gammas de 7.6 MeV, situés dans le domaine en énergie des signaux retardés.

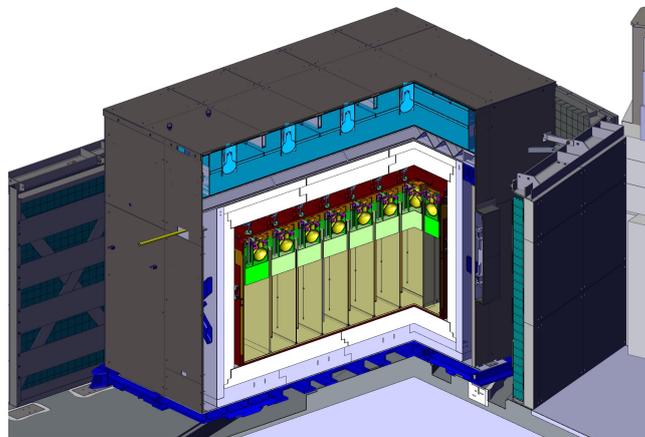


FIGURE 2.20 – Coupe du détecteur dans son enceinte dans la casemate STEREO. Le veto- μ est situé au-dessus de l'enceinte, il est encerclé par les couches de blindage en fer doux et en B₄C.

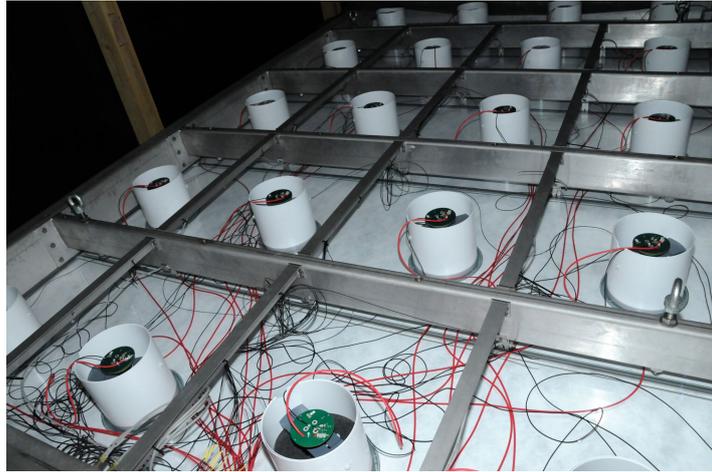


FIGURE 2.21 – Photo du veto- μ ouvert avec les PMT orientés vers le bas. L'eau n'est pas visible car les plaques sur lesquelles reposent les PMT possèdent une couche de Tyvek® entre deux épaisseurs d'acrylique, pour réfléchir la lumière. Un blindage de μ -métal (en blanc) est présent autour de chaque PMT.

2.3.6 Veto muon

Un détecteur à muons, d'une dimension de $4.15 \times 2.6 \times 0.25$ m, recouvre la totalité de l'enceinte blindée, comme nous pouvons le voir sur la coupe du détecteur représenté sur la Fig. 2.20. Ce détecteur, nommé veto- μ , permet de rejeter le bruit de fond induit par les muons cosmogéniques. Le veto- μ est un détecteur Tcherenkov rempli avec 2.6 tonnes d'eau, auxquelles est mélangé du *wavelength shifter*, qui est un composant servant à décaler la longueur d'onde des photons dans le domaine de sensibilité des PMT. La lumière Tcherenkov produite par le passage d'un muon est réfléchiée par des feuilles de Tyvek®, qui tapissent la cuve, vers les PMT orientés vers le bas. Les PMT sont du même modèle que ceux du détecteur interne. Leur disposition, représentée sur la Fig. 2.22, a été choisie de façon à optimiser la collection de lumière et d'atteindre une efficacité de détection des muons verticaux supérieure à 99% [108]. Le veto- μ est englobé dans le blindage de fer doux pour diminuer l'impact du champ magnétique sur les PMT. De plus, chaque PMT est entouré par deux tubes de μ -métal qui sont visibles sur la photo de la Fig. 2.21 présentant l'intérieur du veto- μ .

2.3.7 Sources et Systèmes d'étalonnage

Pour l'étalonnage du détecteur, plusieurs sources radioactives sont utilisées, elles sont listées dans le Tab. 2.3. Des rayonnements gamma de différentes énergies permettent d'obtenir l'étalonnage en fonction de l'énergie. La plupart sont inférieurs à 2 MeV car c'est pour ces énergies que la variation du rendement de scintillation est la plus importante. En effet, à basse énergie, la densité d'énergie déposée augmente, ce qui diminue le rendement de scintillation, c'est le phénomène de *quenching*. Des sources neutron sont aussi employées pour déterminer l'efficacité de la détection neutron (constante de temps de la capture neutron, proportion de capture par du gadolinium, *etc.*) et pour étudier la discrimination par la forme de l'impulsion (cf. Sec. 5.1.4).

1. De la marque 3M™.

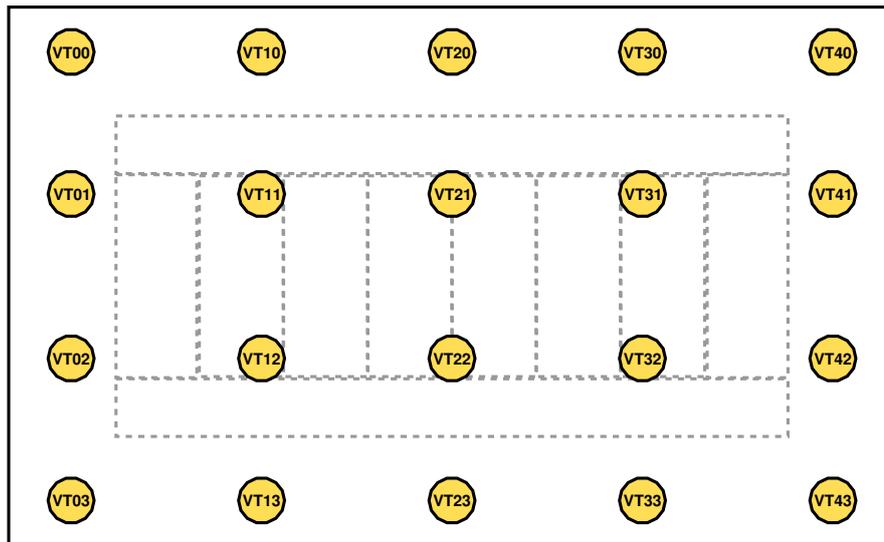


FIGURE 2.22 – Plan du veto- μ , vu de haut, avec la position des PMT repérés par leur identifiant. Le plan est à l'échelle incluant la taille des PMT de 8 pouces. Le détecteur interne est représenté en pointillés.

Source	Énergie γ (MeV)
^{68}Ge	2×0.51
^{137}Cs	0.66
^{54}Mn	0.83
^{65}Zn	1.12
^{124}Sb	0.60 & 1.69
^{24}Na	1.17 & 1.33
AmBe	$4.4 + n$
^{252}Cf	$\gamma + n$

TABLEAU 2.3 – Sources gamma et neutron utilisées pour l'étalonnage du détecteur.

Le système d'étalonnage est composé de trois modules différents permettant le déploiement des sources radioactives à différentes positions, représenté sur la Fig. 2.23. Un rail motorisé permet d'amener une source sous le détecteur interne au niveau du centre des cellules, à l'extérieur de la cuve d'acier. Ce système permet ainsi d'étalonner chaque cellule de la même façon, ce qui est particulièrement pratique dans le cas des sources neutron. Toujours à l'extérieur, un système de pantographe motorisé permet de placer une source tout autour du détecteur et à différentes hauteurs, et ainsi d'étalonner les cellules du *gamma-catcher*. Trois tubes situés sur le dessus de la cuve d'acier servent à introduire une source à l'intérieur de trois cellules de la cible : une cellule extrême (la cellule 1), une cellule du centre (la cellule 3) et une cellule intermédiaire (la cellule 4).

2.3.8 Système de LED

Le système de diode électroluminescente (LED), schématisé sur la Fig. 2.24, est composé de cinq boîtiers contenant chacun six LED. Chaque boîtier est couplé optiquement à une partie différente du détecteur par fibres optiques. Un des boîtiers sert à illuminer le veto- μ et les quatre autres à illuminer chaque cellule à 3 hauteurs différentes pour

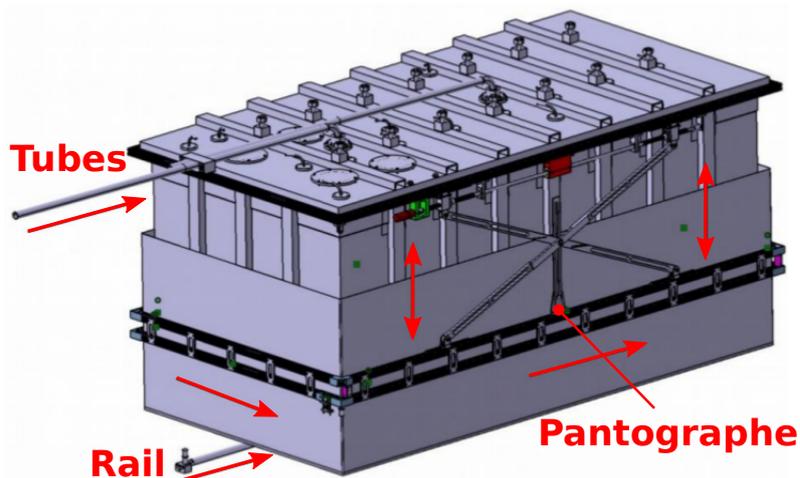


FIGURE 2.23 – Détecteur interne dans sa cuve d'acier, entouré par les différents systèmes d'étalonnage.

étudier la collection de lumière en fonction de la hauteur. Tous les boîtiers sont en plus couplés optiquement à deux PMT de référence, de modèles XP-2020 et XP-2020Q. Le dernier modèle est sensible au domaine UV. Les PMT de référence sont moins sensibles à la température, ils ont ainsi une meilleure stabilité dans le temps.

Sur les six LED, cinq émettent de la lumière bleue visible, qui est le domaine de sensibilité des PMT, et la dernière LED émet dans le domaine de l'UV permettant d'exciter le liquide scintillant. Les LED émettant dans le bleu visible sont utilisées pour faire un monitoring de la collection de lumière et du gain des PMT au cours du temps. De plus, une utilisation conjointe de quatre de ces LED permet une mesure de la linéarité en charge des PMT. La dernière des LED bleues est utilisée pour mesurer la charge du photo-électron unique de chaque PMT, c'est-à-dire le gain des PMT. La LED UV permet de suivre les variations de la quantité lumière collectée induites par des changements des propriétés du liquide scintillant au cours du temps, telles que sa transparence ou son rendement lumineux.

La largeur de l'impulsion de déclenchement des LED est d'environ 4 ns. A la sortie du PMT, le signal caractéristique induit par une LED a des temps approximatifs de montée et de descente respectivement de 8 ns et 24 ns, ce qui s'approche des impulsions induites par la scintillation du liquide.

2.3.9 Contrôle lent

En parallèle de l'acquisition, plusieurs observables sont surveillées et mesurées pour veiller au bon fonctionnement de l'expérience et pour être capable d'établir des possibles corrélations entre l'évolution de l'environnement et des variations que nous pourrions constater dans les données :

- la pression et la température au sein du détecteur sont mesurées pour déceler tout problème avec le liquide (contraintes de sûreté) mais aussi, car les performances du liquide scintillant peuvent être impactées par des variations de ces deux grandeurs ;
- les trois composantes du champ magnétique sont mesurées régulièrement dans le détecteur, car elles peuvent avoir un impact important sur le gain des PMT ;

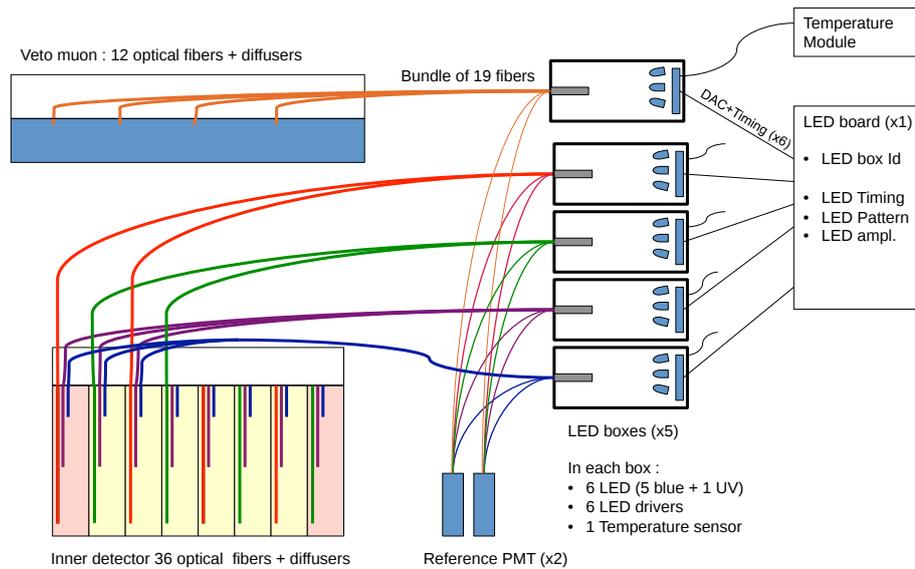


FIGURE 2.24 – Schéma du système de LED injectant de la lumière dans différentes parties du détecteur, utilisé pour le monitoring de ses performances et la mesure des gains des PMT.

- le taux de neutrons thermiques à l’extérieur et à l’intérieur du blindage, à l’aide de compteurs He3 et BF3, permet un suivi du bruit de fond ;
- les propriétés de l’électronique pour s’assurer de son bon fonctionnement : température du châssis, tensions et courants des PMT ;
- les taux de déclenchement de l’électronique sont des indicateurs d’un problème à la fois avec le détecteur (électronique, PMT) ou avec l’activité du bruit de fond due aux expériences voisines ;
- les conditions climatiques avec la pression atmosphérique et la température extérieure pour établir une corrélation avec le bruit de fond induit par les muons cosmogéniques.

2.4 Fonctionnement de l’expérience

2.4.1 État d’avancement de l’expérience STEREO

La phase de développement de l’expérience STEREO a débuté en 2013 et s’est terminée en 2016 avec le montage du détecteur et de ses blindages sur le site de l’ILL. La dernière grande réalisation de cette période, immortalisée en photo (cf. Fig. 2.25), a été le déplacement sur coussins d’air du détecteur et de son enceinte blindée, pesant aux alentours de 93 tonnes. L’accord de remplissage du détecteur avec le liquide scintillant a été délivré le 10 novembre, par l’ASN (Autorité de Sécurité Nucléaire). Le jour même, le détecteur a été rempli avec du liquide scintillant et de l’huile minérale pour les *buffers*, marquant le début de la phase de mise en service du détecteur.

Durant cette période qui a duré environ deux semaines, nous avons pu tester et vérifier le bon fonctionnement du détecteur. Nous avons constaté que deux *buffers* n’étaient pas parfaitement étanches et que l’huile se répandait dans le liquide scintillant. Le liquide scintillant et de l’huile étant compatible chimiquement, la qualité du liquide scintillant n’a pas été affectée. Cependant, le couplage optique n’étant plus réalisé entre les PMT et ces

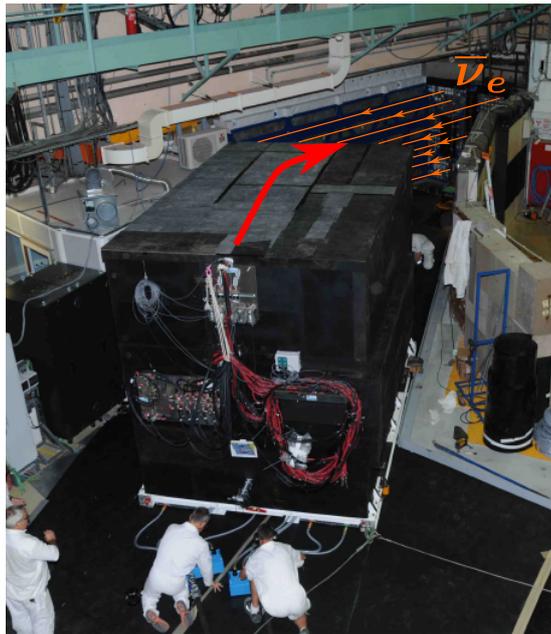


FIGURE 2.25 – Déplacement du détecteur STEREO dans sa casemate grâce à un système de coussins d'air en août 2016. Les flèches oranges représentent la direction des neutrinos produits par le réacteur. Seuls les neutrinos qui traversent la casemate sont représentés, en réalité, le réacteur en émet dans toutes les directions.

deux *buffers*, une perte de collection de lumière d'un facteur d'environ 2.5 a été constatée dans la cellule 4 de la cible et dans la cellule du *gamma-catcher* en face du réacteur. Un autre problème a été mis en évidence : les fuites de lumière (cf. Fig. 2.26) ont évolué dans le temps à cause de fissures dans les parois permettant au liquide de s'infiltrer dans la couche d'air. De plus, les fuites de lumière se sont avérées plus importantes que prévues, de l'ordre de 5 % à 10 % entre les cellules de la cible. Le détecteur étant fermé aucun de ces problèmes n'a pu être réglé, il a donc fallu prendre en compte leurs effets dans la reconstruction en énergie nécessitant des mesures régulières des coefficients d'étalonnage et de fuites de lumières. Nous reviendrons sur cet aspect et sur les conséquences pour l'analyse dans le chapitre 5.

La première période d'acquisition s'est déroulée pendant deux périodes de fonctionnement du réacteur, du 11 novembre jusqu'au 20 décembre, en 2016 et du 19 janvier au 8 mars, en 2017. Ces cycles ont été entrecoupés d'une période d'arrêt où le bruit de fond cosmique a pu être mesuré. Au total, les données ont été acquises pendant 75 jours où le réacteur était en fonctionnement et 29 jours où le réacteur était à l'arrêt. La première prise de données s'est finalement terminée le 12 mars 2017, lorsque le réacteur de l'ILL est entré dans une phase d'arrêt long pour changer le doigt de gant de la ligne de faisceau H7, obligeant le démontage du détecteur STEREO. L'analyse des premières données a commencé dès les premières prise de données et continue encore à l'heure actuelle. Une description de l'analyse est faite dans le chapitre 5.

Actuellement, la collaboration STEREO profite du long arrêt pour effectuer une maintenance du détecteur afin de réparer les parois et les *buffers* défectueux. Le détecteur sera à nouveau opérationnel fin septembre 2017 pour reprendre l'acquisition de données qui devrait pouvoir se prolonger jusqu'en 2019.

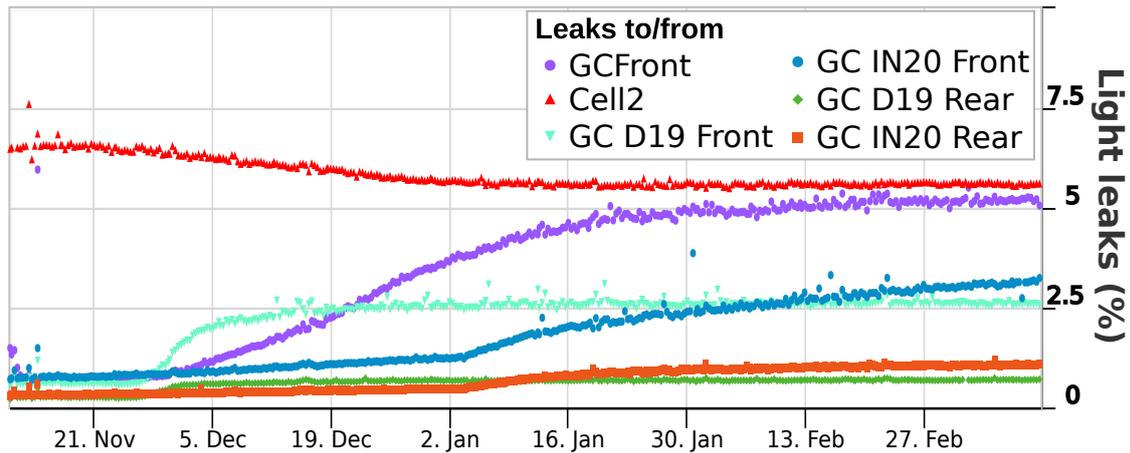


FIGURE 2.26 – Évolution dans le temps des fuites de lumière de la cellule 1 de la cible vers les cellules voisines.

2.4.2 Déroutement de la prise de données

La prise de données du détecteur STEREO est organisée pour maximiser le temps d'acquisition utile à la détection des antineutrinos, qui a représenté $\sim 95\%$ du temps total, entre le 11 novembre 2016 et 12 octobre 2017. Les acquisitions neutrino sont réalisées par périodes d'une heure entrecoupées d'acquisition pour des étalonnages. Des étalonnages PE sont réalisés entre chaque acquisition neutrino. À cela, s'ajoutent toutes les trois heures des étalonnages LED, pour lesquels les différentes parties du détecteur sont illuminées avec une quantité de lumière fixe pour le suivi dans le temps.

Trois fois par semaine, un étalonnage interne du détecteur est réalisé avec une source de ^{54}Mn placée successivement dans les trois cellules, à plusieurs hauteurs différentes. De plus, des étalonnages externes gamma et neutron sont réalisés une fois par semaine. Pour finir, environ toutes les trois semaines, une campagne totale d'étalonnage est réalisée avec toutes les sources, chaque partie du détecteur est alors passée en revue.

Les différentes prises de données sont contrôlées et configurées via le logiciel Nomad [116] développé par l'ILL et personnalisé pour l'expérience STEREO. Les différents paramètres de déclenchement et de calculs en ligne des observables (cf. chapitre 4) sont éditables depuis ce logiciel. La prise de données est ainsi automatique, hormis pour les étalonnages avec les sources radioactives qui nécessitent des interventions manuelles.

2.5 Conclusion et futur de l'expérience

Le détecteur STEREO a démontré sa capacité à fonctionner pendant plus de 100 jours entre novembre 2016 et mars 2017. Malgré quelques problèmes d'infiltration du liquide scintillant dans les parois du détecteur, l'expérience STEREO a pu atteindre les objectifs fixés en développant une méthode de reconstruction en énergie qui utilisent les valeurs régulièrement mesurées des coefficients d'étalonnage en énergie et des fuites de lumières. Les performances du détecteur répondent aux exigences avec une bonne homogénéité de la collection de lumière selon hauteur (des écarts maximaux de 2.5%). De plus, le rendement lumineux et la collection de lumière correspondent à nos attentes avec 250

PE colletés en moyenne pour un dépôt d'environ 1 MeV, permettant d'obtenir 12 % de résolution en énergie à 2 MeV.

Le détecteur est actuellement en maintenance pour réparer les *buffers* et les parois fissurées afin d'éviter de nouvelles dérives des fuites de lumières dans le détecteur lors de sa prochaine mise en fonctionnement. Il est prévu que le détecteur soit remonté et opérationnel avant fin septembre 2017 pour être prêt pour le redémarrage du réacteur courant octobre. Avant la fin 2017, 70 jours d'acquisition sont prévus avec le réacteur en fonctionnement, et normalement, avec 180 jours supplémentaires sur l'année 2018. Avant de prendre fin, l'expérience STEREO devrait accumuler un total de plus de 300 jours de réacteur en fonctionnement nécessaires pour atteindre sa sensibilité maximale pour la découverte d'un neutrino stérile léger et pour apporter plus d'informations sur la nature de l'excès entre 4 et 7 MeV, constaté dans les spectres d'antineutrinos de réacteur.

Chapitre 3

Sensibilité de l'expérience à un neutrino stérile léger

Sommaire

3.1 Simulation des spectres en énergie attendus	76
3.1.1 Le générateur neutrino	76
3.1.2 La simulation du détecteur STEREO	78
3.1.3 Normalisation du flux de neutrinos	78
3.2 Contours de sensibilité	79
3.2.1 Test statistique : ratio de vraisemblance et $\Delta\chi^2$	79
3.2.2 Évaluation de la sensibilité de STEREO avec un $\Delta\chi^2$	83
3.3 Effet d'une non-linéarité en énergie	85
3.3.1 Modification du χ^2	86
3.3.2 Résultats	87
3.4 Vérification du caractère asymptotique du test statistique	88
3.4.1 Vérification de la distribution de $\Delta\chi_0^2$	88
3.4.2 Vérification du calcul de la médiane par les données Asimov	89
3.5 Conclusion et perspectives	91

La sensibilité d'une expérience à un neutrino stérile léger est sa capacité à mettre en évidence la présence d'une oscillation dans le cas où un neutrino stérile existe. En terme de test d'hypothèse, cela revient à rejeter l'hypothèse de non oscillation dans le cas où une oscillation existe. Comme cette sensibilité dépend des paramètres d'oscillation, à savoir la différence de masse au carré et l'angle de mélange entre le neutrino stérile et les autres neutrinos, elle est calculée dans l'espace de ces deux paramètres. Elle est alors représentée sous la forme de contours qui délimitent les zones du plan où la sensibilité est supérieure à une valeur donnée, appelée degré de confiance. Ces contours sont des outils précieux pour comparer des expériences entre elles ou pour définir, dans la phase de conception d'une expérience, les performances du détecteur requises.

Plusieurs aspects liés à la sensibilité de l'expérience STEREO ont été abordés dans le cadre de cette thèse. Tout d'abord, un générateur de neutrinos a été développé. Son rôle est de générer les spectres en énergie attendus en tenant compte de la physique des neutrinos et

de la géométrie de l'expérience. Par ailleurs, le logiciel Snark, développé par le CEA Saclay et permettant de calculer les contours de sensibilité, a été ré-implémenté puis complété afin d'étudier l'effet d'une non-linéarité en énergie sur la sensibilité de l'expérience. Cette étude a permis de définir la non-linéarité maximale acceptable qui est notamment utile pour la conception de l'électronique. Enfin, le caractère asymptotique supposé du test statistique, sur lequel reposent les calculs de sensibilité, a été investigué plus en détail. Les résultats de ces différents travaux sont exposés dans ce chapitre.

3.1 Simulation des spectres en énergie attendus

Pour déterminer la sensibilité de STEREO, il faut d'abord prédire les spectres d'antineutrinos dans chaque cellule en fonction des valeurs des paramètres d'oscillation et en prenant en compte tous les phénomènes physiques depuis l'émission des neutrinos dans le cœur du réacteur jusqu'à leur interaction par réaction β -inverse (IBD) sur un noyau d'hydrogène dans le détecteur.

3.1.1 Le générateur neutrino

Le vertex de production des antineutrinos, par désintégration β^- , est généré uniformément dans le cœur du réacteur (cylindre creux de 14 cm de rayon intérieur, 20 cm de rayon extérieur et 90 cm de hauteur) et sans aucune dépendance temporelle. En réalité, une simulation précise du cœur [103] réalisée avec le code MCNP a montré que la production de neutrinos était plus importante là où le flux de neutrons thermiques est important, c'est-à-dire au niveau des bords du cœur (cf. Fig. 3.1). On constate qu'il peut y avoir des variations jusqu'à un facteur 2 autour de la valeur moyenne, principalement selon l'axe transverse du cœur. Cependant, l'épaisseur du cœur, 6 cm, étant faible devant la largeur des cellules du détecteur, ces variations n'ont que peu d'impact au final. Cette étude s'est également intéressée à l'évolution dans le temps à l'aide du code MURE [117]. En effet, lors du fonctionnement du réacteur, les barres de contrôle sont déplacées verticalement au fur et à mesure du taux de combustion pour garder la puissance de réacteur constante. Ce déplacement influe sur la distribution spatiale des neutrons thermiques et donc sur la position du barycentre des désintégrations β^- . Cependant, l'étude a conclu à un déplacement vertical du barycentre inférieur à 10 cm, ce qui est négligeable devant les autres dimensions.

Concernant la position de l'interaction, le détecteur est divisé en différents volumes homogènes (le scintillateur liquide de la cible, celui du *gamma-catcher*, l'acrylique, etc.). Le volume où a lieu l'interaction est choisi aléatoirement selon une probabilité prenant en compte le nombre d'atomes d'hydrogène présents dans chaque volume. La position du vertex de l'interaction IBD est alors générée uniformément dans ce volume. Pour prendre en compte l'effet de l'angle solide, un nouveau nombre aléatoire est utilisé. Si sa valeur est inférieure à l'inverse du carré de la longueur de propagation du neutrino ($1/L^2$) alors le vertex est accepté. Dans le cas contraire, la procédure est répétée depuis le choix du volume jusqu'à ce qu'un vertex soit accepté. Cette méthode permet d'obtenir les distributions spatiales des neutrinos tout en minimisant le temps de calcul. En effet, elle considère que chaque neutrino émis interagit dans le détecteur, ce qui n'est évidemment pas le cas. Il

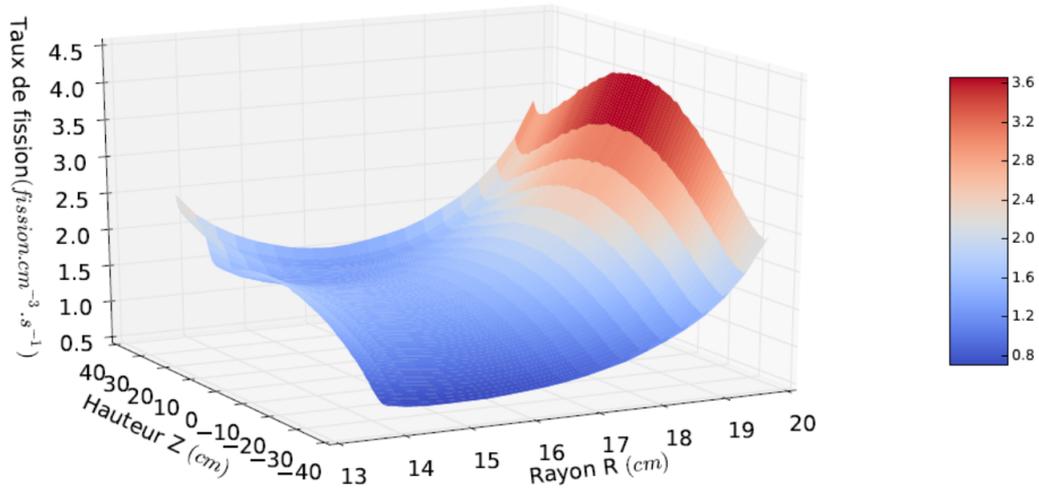


FIGURE 3.1 – Distribution spatiale des fissions dans le cœur de l'ILL [103]. Plus la densité de fissions est grande plus l'émission de neutrinos est importante à cet endroit.

est donc nécessaire de normaliser le flux de neutrinos a posteriori. La normalisation sera détaillé au paragraphe Sec. 3.1.3.

L'énergie du neutrino est attribuée aléatoirement selon le spectre des antineutrinos détectés, qui est la convolution entre le spectre des antineutrinos de réacteur et la section efficace totale d'interaction par IBD (cf. Sec. 1.2.1). Le spectre des antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL est approximé par un spectre produit uniquement par la chaîne de fissions de l'uranium 235, issu de [40].

Ainsi, le générateur neutrino permet de créer une liste d'événements neutrino dont les énergies et les positions d'interaction reproduisent les distributions attendues. Cette liste d'événements peut ensuite servir d'entrée à la simulation du détecteur STEREO.

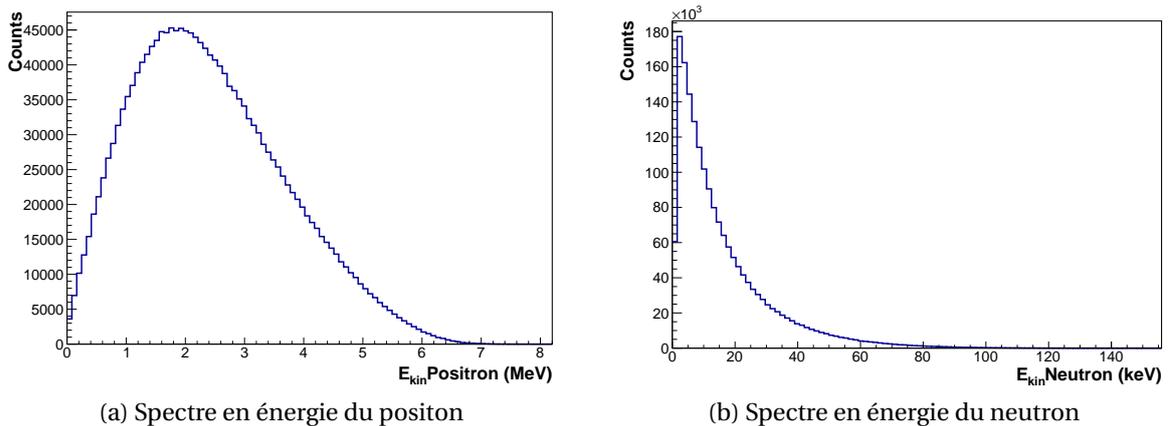


FIGURE 3.2 – Spectres en énergie cinétique simulés pour les produits de l'IBD.

La cinématique des produits IBD est déterminée à partir des expressions de la section efficace IBD sur un proton libre (noyau d'hydrogène) [118][119]. L'erreur associée à ces calculs est estimée à environ 0.4% dans le domaine en énergie des antineutrinos de réacteurs. Connaissant l'impulsion du neutrino incident, la cinématique des particules filles est générée en tirant aléatoirement l'énergie du positon (cf. Fig. 3.2a) selon la section différentielle associée puis l'énergie du neutron (cf. Fig. 3.2b) et l'angle d'émission entre les particules

filles sont déduites. Étant donné la symétrie de rotation autour de l'axe d'incidence du neutrino, l'angle définissant l'orientation du plan transverse est tiré uniformément entre $[0; 2\pi]$. Les propagations et les interactions du positon et du neutron sont ensuite simulés par ailleurs dans le détecteur STEREO.

3.1.2 La simulation du détecteur STEREO

La simulation STEREO utilise le *framework* logiciel Geant4 [120]. Elle a été développée par la collaboration STEREO à partir de la simulation de Double Chooz [121] réalisée à l'aide d'une extension Geant4 nommée GenericLAND [122]. La simulation prend en compte tous les détails de la géométrie du détecteur et de son blindage. Elle permet de simuler les différentes interactions électromagnétiques et hadroniques, en incluant la capture du neutron. La propagation des photons optiques peut également être simulée ainsi que leur collection sur la photocathode des PMT. Dans le cadre de cette thèse, elle a été complétée pour reproduire la réponse de l'électronique (échantillonnage des signaux, calcul des différentes observables (voir Sec. 4.2.3), bruit électronique, *etc.*). Ainsi, le fichier en sortie de la simulation peut être mis au même format que les données réelles tout en contenant des informations supplémentaires (données d'entrée, énergies déposées, nombre de photoélectrons par PMT, *etc.*).

Cette simulation est utilisée pour toutes les analyses telle que les étalonnages en énergie, les études de bruit de fond ou encore l'acceptance du signal neutrino. Elle pourrait l'être également pour les étude de sensibilité mais pour économiser du temps de calcul, nous avons préféré retenir une méthode simplifiée qui consiste à appliquer une résolution en énergie directement à l'énergie des neutrinos. Cette résolution a été appliquée selon une gaussienne dont la largeur varie avec l'énergie E selon $1/\sqrt{E}$, en prenant comme de référence une résolution de 12 % à 2 MeV. Pour être plus exact, il faudrait aussi tenir compte d'effets systématiques comme des dépendances avec la position de l'événement dans le détecteur. Cependant, nous avons estimé que ce n'était pas utile pour les études sur la sensibilité dans le cadre de cette thèse qui se cantonneront à des résultats relatifs.

3.1.3 Normalisation du flux de neutrinos

Le taux de neutrinos interagissant dans le détecteur τ_{int} peut être calculé grâce au produit entre le taux de neutrino émis par le réacteur $\tau_{\text{réac}}$ et la fraction de neutrinos interagissant dans le détecteur. Cette fraction peut s'écrire comme l'intégrale, sur l'ensemble du volume et des énergies, de la probabilité d'interaction des neutrinos donnée en un point de l'espace \vec{r} et pour une énergie E_ν . Étant donné que la probabilité d'interaction est faible, elle s'écrit simplement comme le produit de la section efficace IBD $\sigma_{\text{IBD}}(E_\nu)$ et de la densité d'hydrogène $d_{\text{H}}(\vec{r})$. Cette dernière est considérée nulle en dehors des volumes d'intérêt du détecteur. En notant $S_{\text{réac}}^{\nu}(E_\nu)$, le spectre en énergie des neutrinos émis dont l'intégrale est normalisée à 1, nous obtenons :

$$\tau_{\text{int}} \simeq \tau_{\text{réac}} \times \int_{\vec{r}} \int_{E_\nu} \sigma_{\text{IBD}}(E_\nu) \times d_{\text{H}}(\vec{r}) \times \frac{S_{\text{réac}}^{\nu}(E_\nu)}{4\pi r^2} d\vec{r} dE_\nu \quad (3.1)$$

La géométrie du détecteur étant complexe, cette intégrale est difficilement calculable. Une méthode Monte-Carlo est donc utilisée grâce à une version modifiée du générateur

neutrino. Plusieurs dizaines de millions de neutrinos (N_{tot}) sont générés selon le spectre en énergie d'émission. Les vertex de production dans le réacteur sont toujours générés de la même façon, cependant la suite diffère. Les vertex d'interaction sont générés aléatoirement dans une partie de sphère englobant le détecteur, avec une largeur $\Delta r = 14 \text{ m} - 7 \text{ m}$ et un angle solide $\Delta\Omega = \Delta \cos\theta \Delta\phi \approx 0.28 \times 0.25$ (cf. Fig. 3.1) et selon une densité de probabilité diminuant en $1/r^2$.

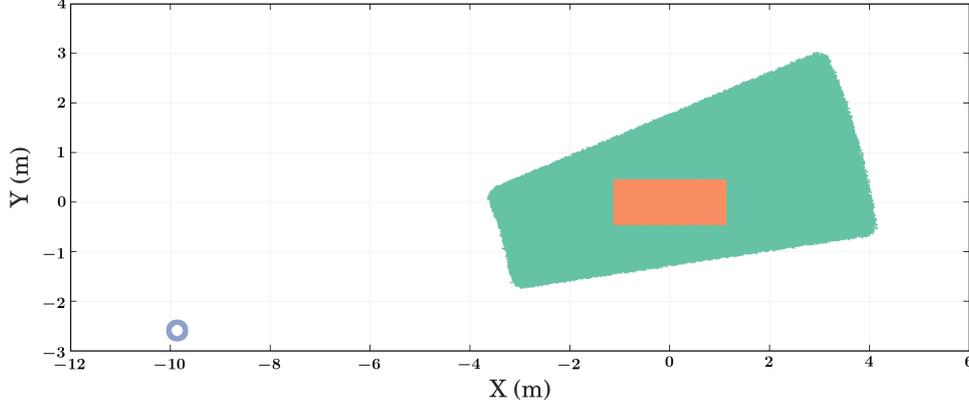


FIGURE 3.3 – Distribution spatiale des neutrinos générés pour le calcul de flux de neutrino interagissant dans le détecteur. Les points d'émission des neutrinos sont en bleu, les points d'interactions dans le détecteur sont en orange et les points verts représentent les vertex d'interaction tirés hors du volume cible du détecteur et qui sont comptés comme nul.

Le taux de neutrinos devient :

$$\tau_{\text{int}} \simeq \tau_{\text{réac}} \times \left(\frac{1}{N_{\text{tot}}} \sum_i^{N_{\text{tot}}} \sigma_{\text{IBD}}(E_{\nu})_i \times d_{\text{H}}(\vec{r})_i \times \Delta r \right) \times \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (3.2)$$

Le terme entre parenthèses correspond à la moyenne de la probabilité d'interaction des neutrinos qui traverse la zone de tirage des vertex d'interaction.

Le flux de neutrino provenant du réacteur vaut environ $3.44 \times 10^{18} \bar{\nu}_e \cdot \text{s}^{-1}$, d'après le calcul réalisé à la Sec. 2.2.2. Le calcul du flux prédit alors 390 antineutrinos détectés par jour avec des coupures en énergies sur le signal prompt ($2 \text{ MeV} < E_{\text{prompt}} < 8 \text{ MeV}$) et le signal retardé ($5 \text{ MeV} < E_{\text{retardé}} < 10 \text{ MeV}$) ainsi qu'un temps mort de 5% dû à l'application d'un veto après les muons cosmiques. Cette valeur de taux est celle que nous avons utilisée pour estimer les contours de l'expérience STEREO. Nous verrons dans le chapitre Sec. 5.5 que les coupures utilisées pour l'analyse des premières données sont cependant plus restrictives et que le taux de neutrinos sera un peu plus faible.

3.2 Contours de sensibilité

3.2.1 Test statistique : ratio de vraisemblance et $\Delta\chi^2$

Un test statistique est une procédure visant à prendre une décision à partir de données, avec un contrôle des erreurs associées à cette décision. Dans notre cas, elle consiste à conclure si l'expérience est sensible ou pas à une oscillation vers un neutrino stérile léger. La construction de ces tests statistiques est par nature asymétrique, l'hypothèse nulle

H_0 , ici l'absence d'oscillation, est par défaut admise comme vraie et il nous revient de démontrer l'inverse.

Le test d'hypothèse est défini avec un niveau de confiance N_{conf} . Le seuil, $1-N_{\text{conf}}$, correspond à la probabilité maximale de rejeter à tort H_0 , cette erreur est appelée erreur de première espèce. Le niveau de confiance permet ainsi de contrôler le taux de fausse détection de neutrino stérile.

Un autre type d'erreur est à prendre en compte, il s'agit de l'erreur de deuxième espèce. Elle correspond au cas où l'hypothèse nulle n'est pas rejetée alors qu'elle le devrait. Plus la probabilité de cette erreur est faible, plus le test d'hypothèse est dit puissant. Le ratio de vraisemblance est parmi les tests les plus puissants pour un niveau de confiance donné [123] [124] [125].

La vraisemblance \mathcal{L} permet de quantifier la plausibilité des résultats d'une expérience par rapport à une hypothèse. Elle dépend éventuellement des paramètres du modèle associé à cette hypothèse. Ces paramètres sont différenciés selon deux types, les paramètres d'intérêts $\boldsymbol{\mu}$, qui sont, dans notre cas, les paramètres d'oscillation ($\Delta m_{\text{st}}^2, \sin^2(2\theta_{\text{st}})$), et les paramètres de nuisance dont la valeur n'a que peu d'intérêt en soi mais qui reproduisent l'effet des incertitudes systématiques $\boldsymbol{\alpha}$ sur la sensibilité de l'expérience.

Nous utilisons ainsi un ratio de vraisemblance profilé $\lambda_{\boldsymbol{\mu}}$ car il permet de réaliser le traitement des erreurs systématiques :

$$\lambda_{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\mathcal{L}(\boldsymbol{\mu}, \hat{\boldsymbol{\alpha}})}{\mathcal{L}(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\alpha}})} \quad (3.3)$$

où $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$, appelés "estimateurs conditionnels", sont les valeurs des paramètres qui maximisent la vraisemblance pour des paramètres $\boldsymbol{\mu}$ fixés, et où $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$ et $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ sont les estimateurs non-conditionnels du maximum de vraisemblance, c'est-à-dire les valeurs des paramètres qui maximisent la vraisemblance. Le ratio $\lambda_{\boldsymbol{\mu}}$ est donc compris entre $[0, 1]$ et une valeur proche de 1 indique un bon accord entre les données et l'hypothèse. L'ajout des paramètres de nuisance, qui sont laissés libres lors de la maximisation de la fonction de vraisemblance, induit un plus grand accord avec des données. Cela se traduit donc par une perte de sensibilité de l'expérience, puisque la sensibilité réside justement dans le capacité à voir des désaccords.

Pour des raisons pratiques, on définit généralement :

$$t_{\boldsymbol{\mu}} = -2 \log \lambda_{\boldsymbol{\mu}} \quad (3.4)$$

En effet, dans le cas où les observables mesurées ont un comportement gaussien, la fonction de vraisemblance peut se mettre sous la forme d'un χ^2 . $t_{\boldsymbol{\mu}}$ se décline naturellement en $\Delta\chi^2$:

$$t_{\boldsymbol{\mu}} = \chi^2(\boldsymbol{\mu}, \hat{\boldsymbol{\alpha}}) - \chi^2(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\alpha}}) \quad (3.5)$$

À l'opposé d'une vraisemblance, un χ^2 est minimisé pour obtenir les estimateurs des paramètres, une valeur faible de $t_{\boldsymbol{\mu}}$ traduit donc un bon accord entre les données et l'hypothèse testée.

Pour l'estimation de la sensibilité, il faut connaître le potentiel de découverte de signal qui est la capacité à rejeter l'hypothèse nulle. Cependant, les fluctuations statistiques

peuvent produire des nombres d'événements plus faibles qu'attendus en l'absence de signal, menant parfois à avoir des valeurs non-physiques des estimateurs d'intérêt. Il est alors normal de considérer que de telles observations conduisent à accepter d'office l'hypothèse nulle. Cela nous conduit à définir le test statistique suivant :

$$q_0 = \begin{cases} 0, & \hat{\mu} \in \tilde{\mu} \\ t_0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.6)$$

où $\tilde{\mu}$ représente l'espace des paramètres d'intérêt non-physiques qui conduisent à un signal négatif.

Il est possible de quantifier le désaccord entre des données mesurées, qui suivent l'hypothèse H_{μ} , et l'hypothèse H_0 grâce à la valeur- p :

$$p_0 = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{+\infty} f(q_0 | H_0) dq_0 \quad (3.7)$$

où $f(q_0 | H_0)$ est la fonction de densité de probabilité de q_0 pour des données en total accord avec l'hypothèse H_0 .

Une fois p_0 calculée, nous avons tous les ingrédients pour la prise de décision. L'hypothèse H_0 est rejetée si p_0 est supérieur à $1 - N_{\text{conf}}$. Cependant, l'Éq. 3.7 nécessite de connaître $f(q_0 | H_0)$ qui peut être obtenue par méthode Monte-Carlo. Cette méthode nécessite de générer un nombre d'expériences virtuelles de l'ordre de la centaine de milliers pour des niveaux de confiance de 2 ou 3 σ , ce qui se révèle couteux en puissance de calcul.

Il est alors plus aisé d'utiliser la distribution théorique dans le régime de test asymptotique, lorsque le nombre d'observables commence à devenir important. Basé sur les résultats de Wilk [126] et Wald [127], il est démontré dans [128] que, dans le cas d'un seul paramètre d'intérêt, $f(q_0 | H_0)$ suit la loi suivante :

$$f(q_0 | H_0) = \frac{1}{2} \delta(q_0) + \frac{1}{2} f_{\chi_1^2}(q_0) \quad (3.8)$$

où $\delta(t_0)$ est la fonction de Dirac et $f_{\chi_1^2}(q_0)$ est la loi de χ^2 à 1 degré de liberté. Nous parlerons de loi de *demi* χ^2 ($1/2\chi^2$).

Nous reviendrons par la suite sur notre cas à deux paramètres d'intérêt.

Dans le cas de la sensibilité, nous voulons savoir si les données obéissant à l'hypothèse H_{μ} , permettent de rejeter l'hypothèse nulle. Comme plusieurs jeux de données, admettant la même hypothèse, sont soumis à des fluctuations statistiques et ne donnent donc pas forcément la même réponse, la sensibilité est usuellement définie par la valeur médiane de la valeur- p $\text{med}(p_0 | H_{\mu})$ qui associé à la valeur médiane du résultat du test statistique $\text{med}(q_0 | H_{\mu})$ sur un ensemble de réalisations de H_{μ} :

$$\text{med}(p_0 | H_{\mu}) = \int_{\text{med}(q_0 | H_{\mu})}^{+\infty} f(q_0 | H_0) dq_0 \quad (3.9)$$

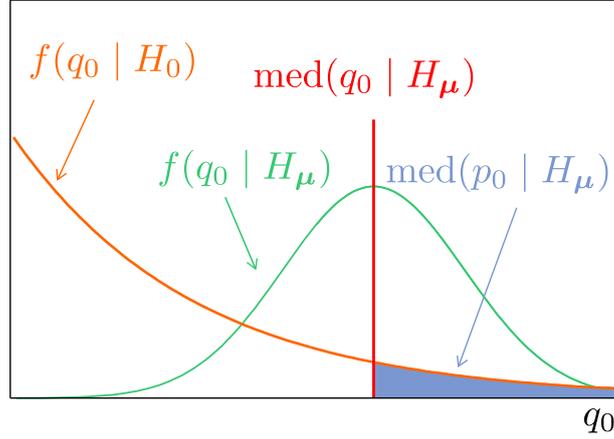


FIGURE 3.4 – Illustration de la détermination de la médiane de la p -value en supposant l'hypothèse H_μ vraie [128].

Une illustration de cette relation est représentée sur la Fig. 3.4. $\text{med}(p_0 | H_\mu)$ peut donc être calculé pour l'ensemble des paramètres μ , les valeurs qui dépassent le seuil de confiance définissent alors la zone de sensibilité. L'utilisation de la médiane implique que les limites de la zone de sensibilité obtenue correspondent aux valeurs des paramètres pour lesquelles l'expérience pourra rejeter l'hypothèse nulle, selon le degré de confiance fixé, avec une probabilité d'une chance sur deux. Pour mettre en évidence l'impact des fluctuations statistiques sur la sensibilité, il faudrait calculer les valeurs- p associées aux quantiles $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$. C'est ce qui a été fait, par exemple, pour la sensibilité de l'expérience de détection directe de matière noire, Xenon100 [129].

La détermination de la sensibilité nécessite de connaître la médiane de q_0 sachant l'hypothèse H_μ et par conséquent la densité de probabilité $f(q_0 | H_\mu)$. De la même façon que précédemment, soit une méthode Monte-Carlo est utilisée pour déterminer la densité de probabilité, soit la densité théorique est utilisée dans la supposition que le test statistique est asymptotique.

Selon cette dernière méthode, dans le cas où l'hypothèse testée n'est pas vraie, le résultat de Wilk et Wald se généralise à une loi de χ^2 non-centrée avec le paramètre de décentration Λ [128]. Le paramètre Λ peut être directement déterminé par l'utilisation d'un jeu de données, dit "Asimov" [128]. Par définition, quand la maximisation d'une fonction de vraisemblance utilise un jeu de données Asimov alors les valeurs des estimateurs convergent vers celles des vrais paramètres. Le ratio de vraisemblance avec ce jeu de données correspond à la valeur du paramètre Λ , qui est par définition la médiane de $f(q_0 | H_\mu)$.

En pratique, le jeu de données Asimov est obtenu en générant une expérience avec une statistique très grande, avec beaucoup de neutrinos détectés dans notre cas, pour que les fluctuations statistiques soient négligeables. Les données sont, cependant, renormalisées à la statistique prédite et les incertitudes sont calculées pour correspondre à cette même statistique prédite.

Dans le cas où la sensibilité est calculée grâce à un $\Delta\chi^2$, comme décrit par l'Éq. 3.5, la médiane de la différence $\text{med}(q_0 | H_\mu)$ s'exprime alors sous la forme suivante :

$$\text{med}(q_0 | H_\mu) = \chi_{\Lambda, \mu}^2(0, \hat{\alpha}) = \Delta\chi_{\Lambda, \mu}^2 \quad (3.10)$$

où l'indice A indique que le terme est calculé en utilisant les données Asimov et où le paramètre 0 fait référence au paramètre de l'hypothèse nulle. En effet, selon la définition des données Asimov, $\chi_{\Lambda, \mu}^2(\hat{\mu}, \hat{\alpha}) = 0$, les données sont telles que le χ^2 converge vers les vrais paramètres, ce qui implique que les données sont parfaitement décrites par le modèle d'ajustement. Cette condition est vérifiée avec des données simulées. La notation $\Delta\chi_{\Lambda, \mu}^2$ est utilisée malgré la redondance pour se rappeler que la médiane est celle d'un $\Delta\chi^2$ non celle d'un simple χ^2 , nous évitant ainsi toute confusion dans la suite.

3.2.2 Évaluation de la sensibilité de STEREO avec un $\Delta\chi^2$

La sensibilité de l'expérience STEREO est évaluée grâce à l'utilisation d'un $\Delta\chi^2$. Cette méthode nous permet d'évaluer la capacité à rejeter l'hypothèse nulle H_0 sans oscillation, c'est à dire sans neutrino stérile, dans le cas où les données collectées correspondent à l'hypothèse avec oscillation $H(\Delta m_{st}^2, \sin^2(2\theta_{st}))$, abrégée $H_{\mu_{st}}$. D'après l'Éq. 3.10, la première étape consiste à calculer $\Delta\chi_{\Lambda, \mu_{st}}^2$ en minimisant l'équation de χ^2 [112], inspirée de [130] :

$$\begin{aligned} \chi_{\Lambda, \mu_{st}}^2(0, \alpha) = & \sum_l^{nCells} \sum_i^{nEbins} \left(\frac{O_{l,i} - N_{l,i}(\alpha)}{\sigma_{l,i}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{WM}}{\sigma^{WM}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{norm(cor)}}{\sigma^{norm(cor)}} \right)^2 \\ & + \sum_l^{nCells} \left(\frac{\alpha_l^{norm(uncor)}}{\sigma^{norm(uncor)}} \right)^2 + \sum_l^{nCells} \left(\frac{\alpha_l^{étal}}{\sigma^{étal}} \right)^2 + \sum_i^{nEbins} \left(\frac{\alpha_i^{spec}}{\sigma_i^{spec}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Le terme principal du χ^2 quantifie la différence entre le spectre en énergie dans le cas d'une oscillation $O_{l,i}$ (les données) et celui dans le cas sans oscillation $N_{l,i}(\alpha)$ (le modèle) pour chaque cellule l et pour chaque *bin* i en énergie. Ainsi, plus la valeur du χ^2 est élevée, plus la sensibilité est grande. Les incertitudes qui nuisent à la sensibilité sont prises en compte, d'une part, par des termes d'incertitudes statistiques $\sigma_{l,i}$ pour chaque *bin* des spectres $O_{l,i}$ et, d'autre part, en ajoutant des paramètres de nuisance α pour les erreurs systématiques. Les paramètres de nuisance sont inclus dans le termes de spectre en énergie $N_{l,i}(\alpha)$ et ils sont laissés libres lors de la minimisation :

$$N_{l,i}(\alpha) = \left(1 + \alpha^{norm(cor)} + \alpha_l^{norm(uncor)} + \alpha^{WM} \cdot (E_i - 1) + \alpha_i^{spec} \right) \cdot T_{l,i} + \Delta T_{l,i}^{\alpha^{étal}} \quad (3.12)$$

avec $T_{l,i}$ le spectre théorique sans oscillation et $\Delta T_{l,i}^{\alpha^{étal}}$ la modification du nombre d'événements pour un *bin* donné due à une erreur sur l'étalonnage en énergie.

Les incertitudes systématiques étant bornées, des termes de contrainte sont ajoutés au terme principal dans l'Éq. 3.11 pour chaque paramètre de nuisance. Chaque terme de contrainte peut être considéré comme un χ^2 à part entière associé à un paramètre de nuisance, qui est alors supposé obéir à une loi normal $\mathcal{N}(0, \sigma)$, où σ est la valeur de l'incertitude. Une description de chaque terme de nuisance et la valeur de leur incertitude associée sont données dans la Tab. 3.1.

$D_{l,i}$ sont des données Asimov, elles sont obtenues grâce au générateur Monte-Carlo présenté dans la Sec. 3.1.1 et elles sont construites à partir de 10 millions de neutrinos détectés. La statistique des données Asimov est renormalisée par rapport à la durée d'acquisition réelle. Le χ^2 est calculé seulement sur une partie des *bins* en énergie, une vingtaine entre 2 MeV et 7.3 MeV. La coupure à 2 MeV sert à éviter une grande partie du bruit de fond comme le laisse présager la première mesure du spectre antineutrino de l'ILL en 1980,

Paramètre α	Source de l'incertitude	Écart-type σ
α^{WM}	magnétisme faible	$\sigma^{\text{WM}} = 0,65\%$
$\alpha^{\text{norm}(\text{cor})}$	normalisation (corrélée)	$\sigma^{\text{norm}(\text{cor})} = 3,7\%$
$\alpha_l^{\text{norm}(\text{uncor})}$	normalisation (non corrélée) pour chaque cellule l	$\sigma^{\text{norm}(\text{uncor})} = 1,7\%$
$\alpha_l^{\text{étal}}$	étalonnage en énergie pour chaque cellule l	$\sigma^{\text{étal}} = 2\%$
α_i^{spec}	spectre en énergie pour chaque <i>bin</i> i	$\sigma_i^{\text{spec}} = 0,7\% - 4\%$

TABLEAU 3.1 – Description des paramètres de nuisance.

présenté sur la Fig. 3.5a. C'est d'ailleurs ce spectre qui a servi à modéliser le bruit de fond, représenté sur la Fig. 3.5b, pris en compte dans le calcul des erreurs statistiques des *bins* en énergie en supposant un rapport signal sur bruit de 1.5.

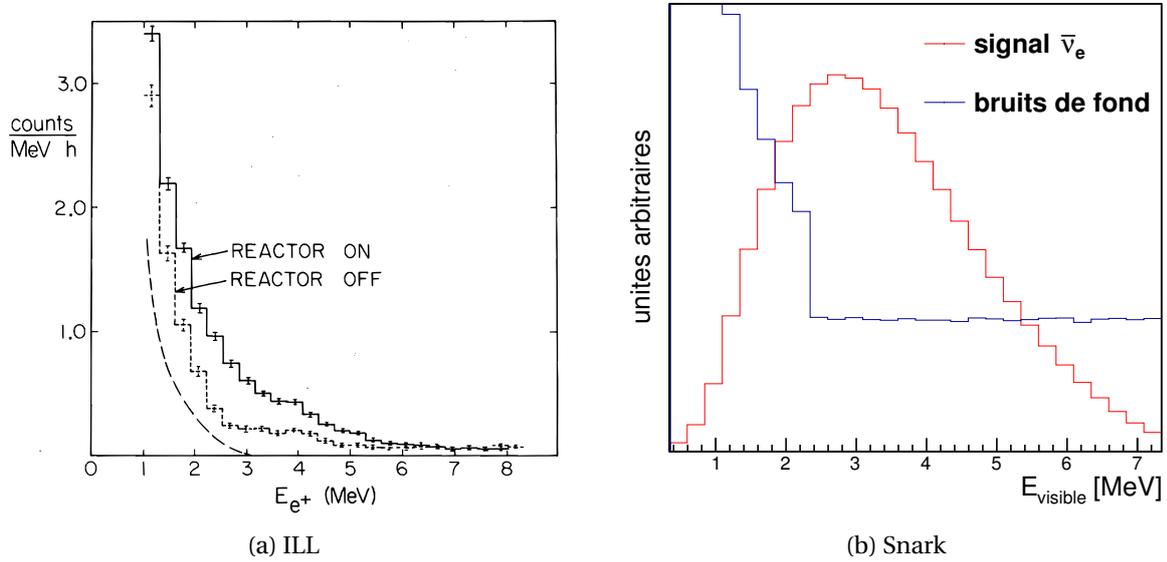


FIGURE 3.5 – Spectres de bruit de fond et de signal neutrino mesurés à l'ILL [26] (à gauche) et ceux utilisés pour le calcul de la sensibilité [112] (à droite)

Après avoir minimisé $\chi_{\Lambda, \mu_{\text{st}}}^2$ pour différentes valeurs du plan des paramètres d'oscillation, parcouru selon un quadrillage logarithmique de 100 par 100, entre $[10^{-2}, 1]$ pour $\sin^2(2\theta_{\text{st}})$ et $[10^{-2}, 10^2]$ pour Δm_{st}^2 , nous déterminons les médianes des valeurs- p :

$$\text{med}(p_0 | \mu_{\text{st}}) = \int_{\Delta\chi_{\Lambda, \mu_{\text{st}}}^2}^{+\infty} f(\Delta\chi_0^2 | H_0) d\Delta\chi_0^2 \quad (3.13)$$

Dans un premier temps, nous avons considéré que la distribution de $\Delta\chi_{\Lambda, 0}^2$ suivait un loi de χ^2 à 2 degrés de liberté, c'est ce qui avait été retenu lors de la conception du logiciel Snark. Nous reviendrons sur cette hypothèse dans le paragraphe Sec. 3.4.1.

Les points du quadrillage présentant une valeur de $\text{med}(p_0 | \mu_{\text{st}})$ inférieure à $1 - N_{\text{conf}}$ définissent la zone de sensibilité avec un niveau de confiance N_{conf} .

Les résultats des contours de sensibilité officiels de l'expérience STEREO, obtenus grâce au logiciel Snark, sont présentés sur la Fig. 3.6 pour 300 jours d'acquisition.

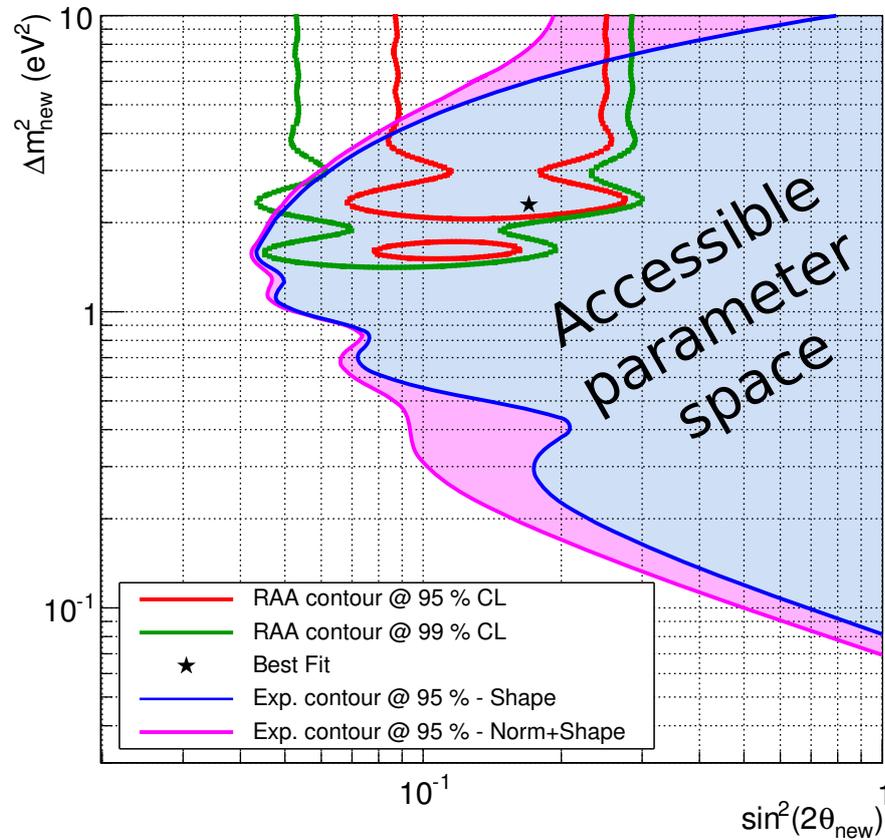


FIGURE 3.6 – Contours de sensibilité officiels de l'expérience STEREO [131].

Deux types de contours sont tracés, les deux se basent sur les déformations des spectres d'une cellule à l'autre dues à l'oscillation. Cependant, l'un prend en compte la norme du flux de neutrinos tandis que l'autre s'en affranchit totalement, seule la forme des spectres intervient. Dans ce dernier cas, le terme de contrainte sur la norme corrélée est enlevé de l'Éq. 3.11 et le paramètre de nuisance associé est libre de prendre n'importe quelle valeur. Les zones de sensibilité recouvrent bien la zone d'intérêt, c'est à dire la zone des paramètres d'oscillation compatibles avec les anomalies réacteur et gallium et surtout, le meilleur ajustement représenté par l'étoile.

3.3 Effet d'une non-linéarité en énergie

Pour concevoir l'électronique STEREO, nous nous sommes fixés une non-linéarité de la mesure de la charge par les photomultiplicateurs inférieure à 1%. Nous avons voulu vérifier que cette valeur était suffisante pour ne pas affecter la sensibilité de l'expérience. Une incertitude sur la linéarité en énergie a donc été implémentée dans l'équation du χ^2 .

3.3.1 Modification du χ^2

Le χ^2 inclut déjà un paramètre de nuisance lié à l'incertitude sur l'étalonnage en énergie :

$$E_{\text{mes}} = (1 + \alpha^{\text{étal}}) . E_{\text{th}} \quad (3.14)$$

Pour prendre en compte l'incertitude sur la linéarité de la réponse en énergie, une non-linéarité β^{nl} a été ajoutée :

$$E_{\text{mes}} = (1 + \alpha^{\text{étal}}) (1 + \beta^{\text{nl}}(E_{\text{th}})) . E_{\text{th}} = (1 + \varepsilon) . E_{\text{th}} \quad (3.15)$$

Ces erreurs peuvent s'exprimer en un seul terme ε qui représente l'erreur relative totale sur la mesure en énergie.

Le modèle choisi pour β^{nl} est un polynôme d'ordre 2 avec trois termes de nuisance : α^a , α^b et α^c :

$$\beta^{\text{nl}}(E_{\text{th}}) = \alpha^a E_{\text{th}}^2 + \alpha^b E_{\text{th}} + \alpha^c \quad (3.16)$$

Le polynôme d'ordre 2 est un compromis entre un modèle permettant de reproduire des non-linéarités avec des variations non monotones et un nombre restreint de paramètres de nuisance pour ne pas trop perdre en sensibilité. Comme nous le verrons dans le chapitre sur l'électronique (cf. Sec. 4.5), l'allure des non-linéarités observées se rapprochent de polynômes d'ordre 2.

Une erreur sur la mesure en énergie induit une variation du nombre d'événement dans chaque *bin* du spectre en énergie $M_{l,i}(\mu_{\text{st}}, \alpha)$ par rapport au spectre théorique $T_{l,i}$.

$$\Delta T_{l,i}^{\varepsilon} \simeq \frac{\varepsilon(E_i^-) . E_i^- . (T_{l,i-1} + T_{l,i}) - \varepsilon(E_i^+) . E_i^+ . (T_{l,i+1} + T_{l,i})}{2(E_i^+ - E_i^-)} \quad (3.17)$$

Dans le cas où l'énergie est surestimée, le premier terme correspond à un gain d'événements venant du *bin* inférieur tandis que le deuxième terme traduit une perte d'événements vers le *bin* supérieur, et inversement, dans le cas d'une sous-estimation.

Il est nécessaire d'ajouter des termes de contraintes pour limiter la variation des paramètres de nuisance. Cependant, dans notre cas, la limitation de l'incertitude ne s'applique pas directement aux termes de nuisance mais à la non-linéarité β^{nl} . Ainsi, trois termes de contraintes sont ajoutés pour limiter la linéarité en début, au milieu et en fin de notre gamme en énergie :

$$\chi^2 = \dots + \left(\frac{\beta^{\text{nl}}(2 \text{ MeV})}{\sigma^{\text{nl}}} \right)^2 + \left(\frac{\beta^{\text{nl}}(5 \text{ MeV})}{\sigma^{\text{nl}}} \right)^2 + \left(\frac{\beta^{\text{nl}}(7 \text{ MeV})}{\sigma^{\text{nl}}} \right)^2 \quad (3.18)$$

où σ^{nl} est l'incertitude supplémentaire sur la mesure en énergie.

Une fois toutes ces modifications implémentées dans le programme d'évaluation des contours de sensibilité de l'expérience STEREO, il nous a été possible d'évaluer l'impact d'une non-linéarité de la mesure en énergie sur la sensibilité.

3.3.2 Résultats

Le contour de sensibilité dans le cas d'une incertitude de 1 % est présenté Fig. 3.7 et comparé au contour dans le cas d'une linéarité parfaite .

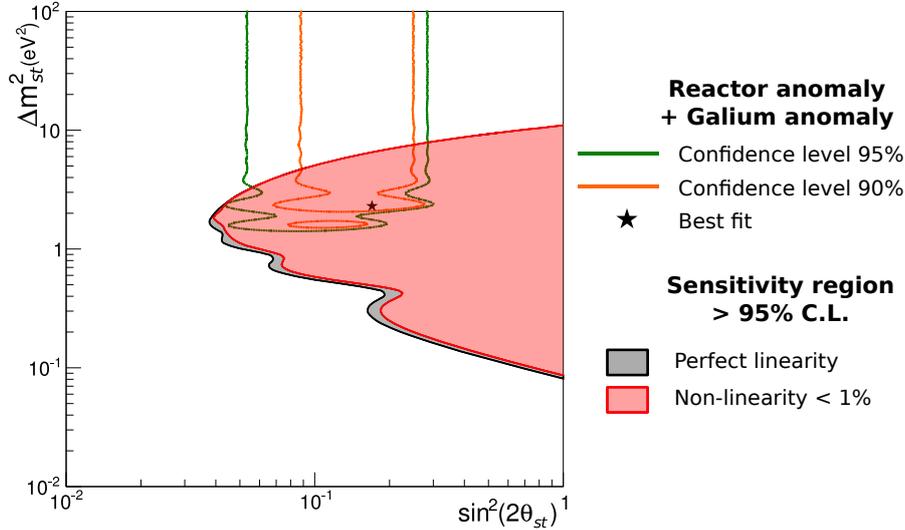


FIGURE 3.7 – Contour de sensibilité avec une incertitude de 1 % sur la linéarité selon un polynôme d'ordre 2

Nous pouvons constater qu'il n'y a aucune perte de sensibilité dans la zone d'intérêt du meilleur ajustement des anomalies réacteur et gallium. Seule une légère perte est visible à faible Δm_{st}^2 . Ceci est logique puisque les faibles Δm_{st}^2 correspondent à des oscillations en fonction de l'énergie moins fréquentes pouvant plus facilement être reproduites par un polynôme d'ordre 2, contrairement aux oscillations à plus grand Δm_{st}^2 . Ce résultat valide donc le cahier des charges de l'électronique. Pour s'assurer de la marge disponible, l'analyse a été répétée avec une incertitude de 2 %. Les résultats sont présentés Fig. 3.8.

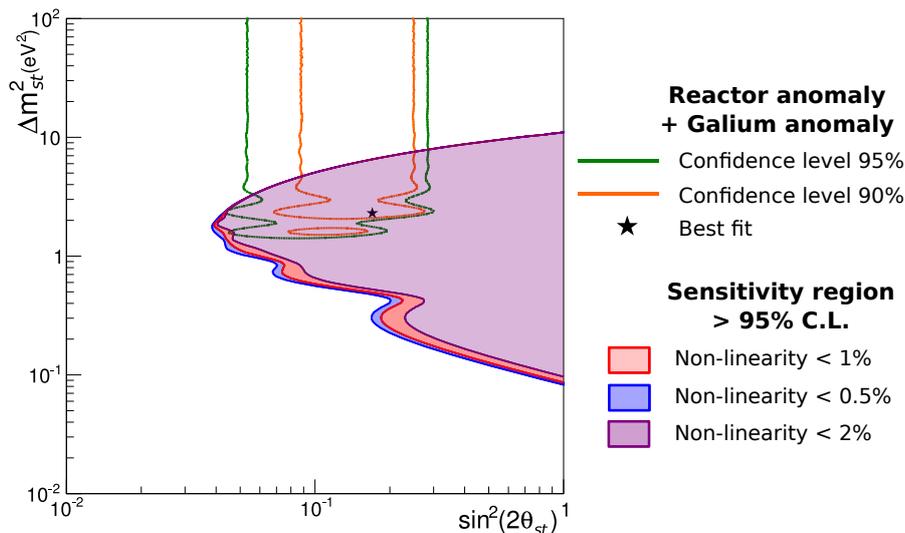


FIGURE 3.8 – Contour de sensibilité avec déviation de 2 % selon un polynôme d'ordre 2

Même si la diminution de la sensibilité est plus importante pour les faibles Δm_{st}^2 , la sensibilité dans la zone d'intérêt reste inchangée. Nous disposons donc d'une certaine marge sur la

linéarité en énergie. D'autant plus que les variations de la sensibilité dues aux fluctuations statistiques d'une expérience à l'autre devraient être du même ordre de grandeur.

3.4 Vérification du caractère asymptotique du test statistique

Tous les contours de sensibilité de l'expérience STEREO ont été obtenus en supposant que le test statistique utilisé est asymptotique. Ainsi, nous supposons que la distribution du $f_{\chi^2_2}(\Delta\chi^2_0 | H_0)$ suit bien une loi de χ^2 à deux degrés de liberté et que l'utilisation d'un jeu de données Asimov nous permet de calculer directement la médiane de $\Delta\chi^2_{\mu_{st}}$. Nous présentons dans ce paragraphe les vérifications de ces deux suppositions.

3.4.1 Vérification de la distribution de $\Delta\chi^2_0$

Dans un premier temps, nous allons vérifier que $\Delta\chi^2_{\min,0}$ est bien distribuée selon un loi de χ^2 à deux degrés de liberté, comme nous l'avons affirmé dans l'Éq. 3.13.

Pour cela, nous avons reconstruit la distribution de $\Delta\chi^2_{\min,0}$ à partir de 400 000 expériences Monte-Carlo (MC) ayant une statistique de 300 jours d'acquisition de données neutrinos et de données de bruit de fond. Le même modèle de bruit de fond est utilisé pour la période où le réacteur est à l'arrêt et pour la période où le réacteur est en fonctionnement. Pour chaque expérience simulée, nous calculons $\Delta\chi^2_0$ selon l'Éq. 3.5 en minimisant une formule généralisée du χ^2 de l'Éq. 3.11 :

$$\begin{aligned} \chi^2(\boldsymbol{\mu}_{st}, \boldsymbol{\alpha}) = & \sum_l^{nCells} \sum_i^{nEbins} \left(\frac{D_{l,i} - M_{l,i}(\boldsymbol{\mu}_{st}, \boldsymbol{\alpha})}{\sigma_{l,i}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{WM}}{\sigma^{WM}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{norm(cor)}}{\sigma^{norm(cor)}} \right)^2 \\ & + \sum_l^{nCells} \left(\frac{\alpha_l^{norm(uncor)}}{\sigma^{norm(uncor)}} \right)^2 + \sum_l^{nCells} \left(\frac{\alpha_l^{étal}}{\sigma^{étal}} \right)^2 + \sum_i^{nEbins} \left(\frac{\alpha_i^{spec}}{\alpha_i^{spec}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

où les termes $D_{l,i}$ représentent les spectres en énergie de chaque expérience simulée et les termes $M_{l,i}(\boldsymbol{\mu}_{st}, \boldsymbol{\alpha})$ correspondent au modèle des spectres en énergie pour les paramètres d'oscillation ($\Delta m_{st}^2, \sin^2(2\theta_{st})$). Deux minimisations sont donc réalisées pour chaque expérience : l'une avec les paramètres d'oscillation fixés à 0, le terme du $\Delta\chi^2_0$ correspondant à l'hypothèse nulle que nous testons, et l'autre avec les paramètres d'oscillation laissés libre pour déterminer le minimum sur l'ensemble du plan, la solution la plus proche.

La distribution de $\Delta\chi^2_0$ ainsi obtenue est représentée sur la Fig. 3.9. La distribution MC est en désaccord avec une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté. Une loi de demi χ^2 ($1/2\chi^2$) à 1 degré de liberté présente un meilleur accord avec la distribution MC. Il subsiste un léger désaccord aux faibles valeurs du $\Delta\chi^2$ mais qui peut s'expliquer par des mauvaises minimisations dues à la présence de minimums locaux provoqués par le comportement oscillant de la probabilité de survie des neutrinos [132]. Ce résultat peut être interprété en considérant qu'il suffit qu'un seul des deux paramètres d'oscillation soit nul pour ne plus avoir d'oscillation et se retrouver ainsi dans le cas de l'hypothèse nulle, faisant perdre artificiellement un degré de liberté. Cette interprétation est aussi proposée dans [132].

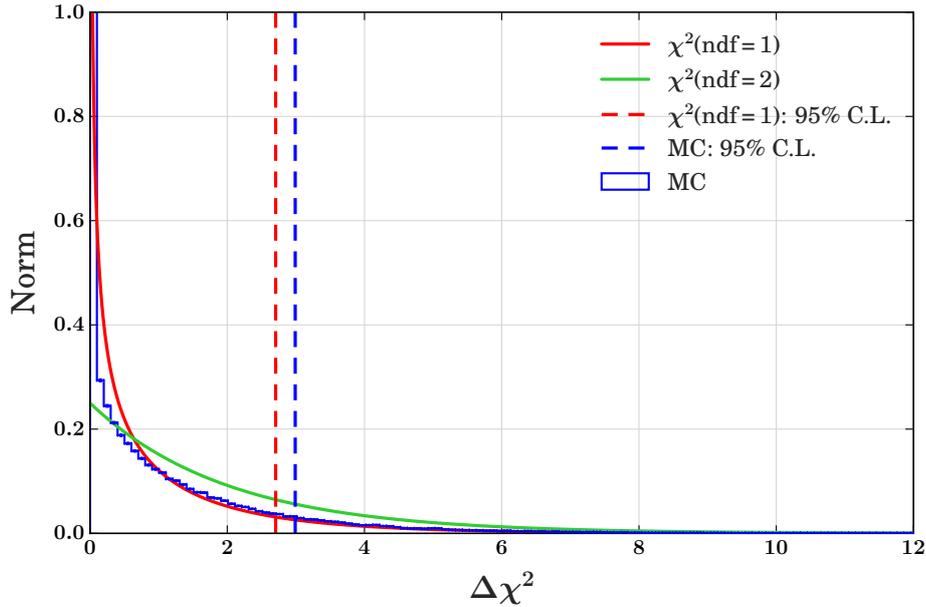


FIGURE 3.9 – Comparaison entre la distribution renormalisée de $\Delta\chi_0^2$ obtenue par la simulation de 400 000 expériences MC (en bleu) et les lois de χ^2 à 2 degrés de liberté et de demi χ^2 à 1 degré de liberté (en rouge). Les lignes verticales indiquent les limites à 95 % de la distribution MC et de loi de demi χ^2 à 1 degré de liberté.

La comparaison entre les zones de sensibilité de STEREO, calculées à partir des niveaux de confiance à 95 % associés à chacune des densités de probabilité, est présentée sur la Fig. 3.10. Elle confirme que la sensibilité obtenue avec la loi de demi χ^2 est la proche de celle obtenue par Monte-Carlo. L'hypothèse d'une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté utilisée pour les études de sensibilité était fautive. Cependant, cela ne remet pas en cause les résultats obtenus puisque cette hypothèse était en fait conservative, les contours de la loi de χ^2 à 2 degrés de liberté sont plus restreints tout en gardant une forme très similaire. De plus, nous rappelons que la limite des contours correspondent à la valeur médiane des expériences, c'est-à-dire qu'avec ces valeurs de paramètres d'oscillation, une expérience sur deux seulement pourra rejeter l'hypothèse nulle à 95 % de degré de confiance. Il est possible que les fluctuations statistiques d'une expérience à l'autre englobent l'écart entre les deux lois statistiques. L'étude complète de ces fluctuations statistiques n'a pas encore été faite, elle constituerait la prochaine étape de ce travail.

3.4.2 Vérification du calcul de la médiane par les données Asimov

Toujours dans la supposition d'un régime asymptotique du test statistique, nous avons admis que les données Asimov nous permettent d'obtenir directement la médiane de $\Delta\chi_{\mu_{st}}^2$. Cette affirmation repose sur la prédiction du comportement de la densité de probabilité $\Delta\chi_{\mu_{st}}^2$ qui est censée converger vers une loi de χ^2 non-centrée avec un nombre de degrés de liberté égale au nombre de paramètres d'intérêt et avec un paramètre, dit de décentralisation, égale à $\Delta\chi_{\Lambda, \mu_{st}}^2$. Lorsque les paramètres d'intérêt des données sont proches de leur limite physique, par exemple lorsque $\sin^2(2\theta_{st})$ est proche de 0, la densité de probabilité devient une somme entre la loi de χ^2 non-centrale et terme de Dirac $\delta(\Delta\chi_{\mu_{st}}^2)$, pour prendre en compte les fluctuations statistiques qui font converger la minimisation vers des paramètres non physiques pour lesquels $\Delta\chi_{\mu_{st}}^2$ est mis à 0.

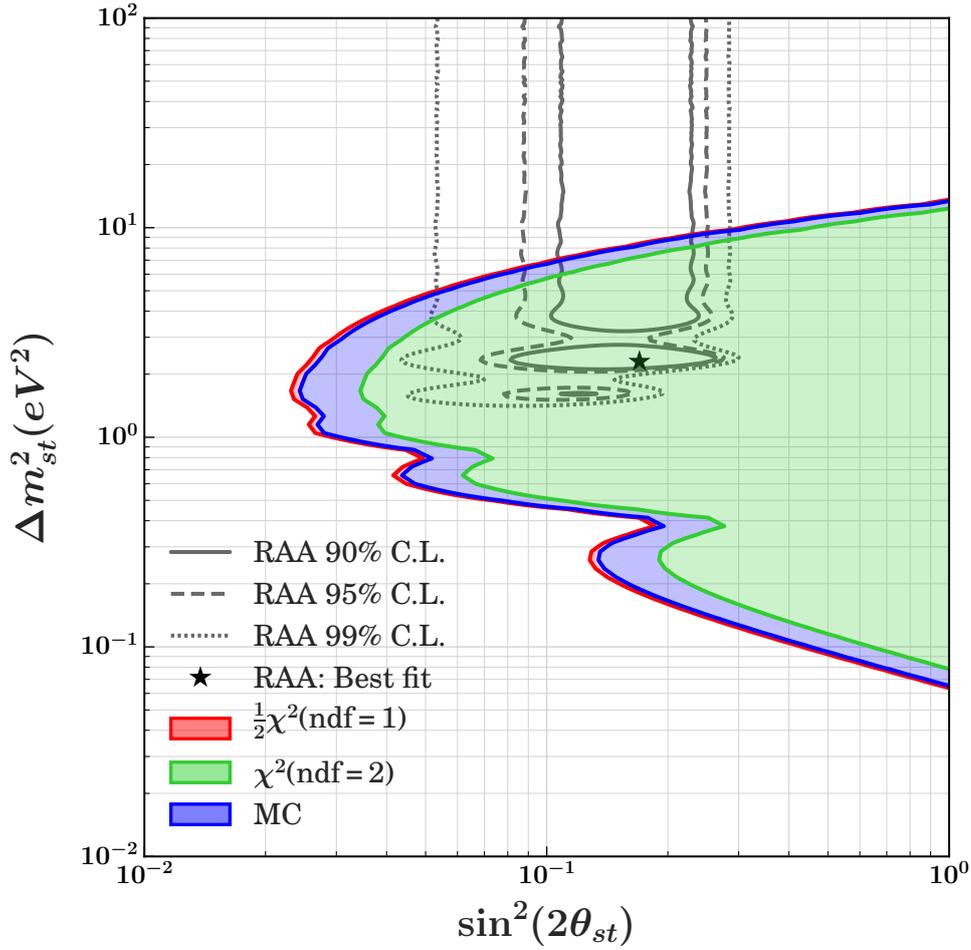


FIGURE 3.10 – Contours de sensibilité de l'expérience STEREO pour 300 jours d'acquisition pour la distribution MC, la loi de demi χ^2 à 1 degré de liberté et la loi de χ^2 à 2 degrés de liberté.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons, comme précédemment, reconstruit la densité de probabilité $f_{\chi^2_2}(\Delta\chi^2_0 | H_{\mu_{st}})$ en générant environ 400 000 expériences MC avec des paramètres d'oscillation $\mu_{st} = (\sin^2(2\theta_{st}) = 0.17, \Delta m_{st}^2 = 2.3)$, correspondant au meilleur ajustement de l'anomalie réacteur. Une comparaison de la distribution MC avec une loi de χ^2 non-centrée à 2 degrés de liberté et avec un paramètre de décentralisation égale à la valeur de $\Delta\chi^2_{\Lambda, \mu_{st}} \simeq 119.5$ est présentée sur la Fig. 3.11. L'accord entre les deux densités de probabilité est plutôt bonne. De plus, la valeur médiane des deux densités sont très proches. Là encore, les différences entre les deux courbes peuvent résulter de mauvais ajustements.

L'évaluation de la médiane grâce à des données Asimov est donc correcte pour l'évaluation de la sensibilité de STEREO, tout au moins au niveau des paramètres du meilleur ajustement. En toute rigueur, il faudrait faire la même étude pour l'ensemble du plan des paramètres d'oscillation mais cela nécessiterait d'importantes ressources de calcul. La prochaine étape serait de faire au moins cette vérification pour des paramètres d'oscillation proches des limites physiques, là où les fluctuations peuvent induire des paramètres non-physiques.

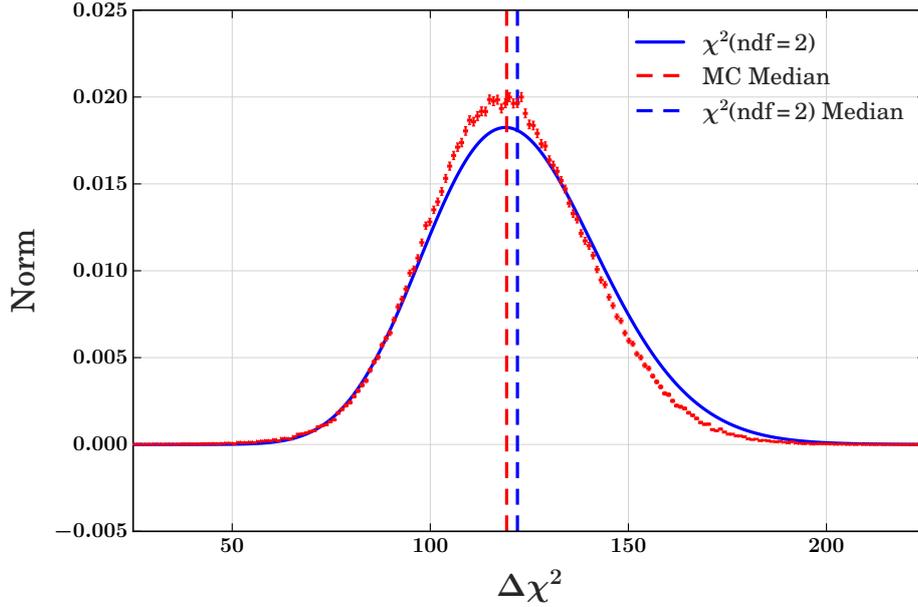


FIGURE 3.11 – Comparaison entre de la distribution renormalisée de $\Delta\chi^2_{\mu_{st}}$ obtenue par la simulation de 400 000 expériences MC (en bleu) et la loi de χ^2 non-centrée à 2 degrés de liberté (en rouge), pour les paramètres ($\sin^2(2\theta_{st}) = 0.17, \Delta m_{st}^2 = 2.3$), correspondant au meilleur ajustement de l'anomalie réacteur. Le paramètre de décentralisation de la loi de χ^2 non-centrée a été fixé à la valeur de $\Delta\chi^2_{\Lambda, \mu_{st}} \simeq 119.5$. Les lignes verticales indiquent la limite à 95 % de la distribution MC et de la loi de χ^2 à 1 degré de liberté.

3.5 Conclusion et perspectives

Le développement d'un générateur neutrino a permis de prédire les spectres en énergie des antineutrinos détectés par STEREO qui ont ensuite été utilisés pour évaluer la sensibilité de l'expérience. Ce générateur, couplé à la simulation complète du détecteur, sera également utilisé lors de l'analyse des données (cf. chapitre 5) pour simuler la réponse du détecteur la plus réaliste possible et évaluer ainsi l'acceptance neutrino.

Grâce à une ré-implémentation du logiciel Snark, nous avons pu incorporer une non-linéarité en énergie de 1 % dans le calcul de la sensibilité de STEREO. Le faible impact sur la sensibilité nous a amené à conclure qu'une précision sur la linéarité de la mesure en énergie de l'ordre de 1 % était suffisante, avec une certaine marge de confort.

Par ailleurs, un travail a été réalisé sur la vérification des densités de probabilité théoriques des différences de χ^2 , $\Delta\chi^2$, utilisées pour le calcul des contours de sensibilité de l'expérience STEREO. Ce travail a démontré que la densité de probabilité de $\Delta\chi^2$ dans le cas où l'hypothèse nulle est vraie obéit plutôt à une loi de demi χ^2 à un degré de liberté et non pas à une loi de χ^2 à deux degrés de liberté qui était utilisée jusqu'à présent. Ce biais conduit à sous-estimer la sensibilité et ne remet donc pas en cause la conception du détecteur. Il a également été montré que l'utilisation de données Asimov était justifiée pour déterminer la valeur médiane de $\Delta\chi^2$, avec une bonne précision.

Cependant, certaines études n'ont pu être abouties dans le cadre de cette thèse, notamment l'étude de l'impact des fluctuations statistiques sur les contours de sensibilité ou la vérification des distributions de $\Delta\chi^2_{\mu_{st}}$ pour tous les points du plan de paramètres. La mise en place de l'interprétation des spectres en énergie mesurés par STEREO reste éga-

lement à faire, notamment en définissant quelle stratégie à adopter pour la définition du χ^2 : comparaison des spectres renormalisés, comparaison du ratio des spectres ou comparaison avec un spectre en énergie précédemment mesuré. Le principe étant dans un premier temps de tester l'hypothèse nulle comme présenté dans ce chapitre. Selon le résultat, hypothèse nulle rejetée ou non, l'ensemble des hypothèses d'oscillations seront testées pour construire respectivement des contours d'acceptance ou de rejet.

Chapitre 4

Électronique de STEREO : développement et caractérisation.

Sommaire

4.1 Introduction aux photomultiplicateurs	94
4.1.1 Principe de fonctionnement	94
4.1.2 Embases	95
4.2 Description de l'électronique	95
4.2.1 Cahier des charges	95
4.2.2 Architecture générale	96
4.2.3 Cartes <i>front-end</i>	97
4.2.4 Carte <i>trigger</i>	99
4.2.5 Carte LED	100
4.3 Développement et caractérisation des cartes "front-end"	100
4.3.1 Banc de test	100
4.3.2 Bruit électronique et piédestal	101
4.3.3 Mesure du gain $\times 20$	104
4.3.4 Vérification des ADC	105
4.3.5 Fréquence de l'horloge interne	106
4.4 Dynamique de l'électronique	107
4.4.1 Mesure de la charge du photoélectron unique	107
4.4.2 Dynamique en mode bas gain	109
4.5 Linéarité de la mesure de la charge	111
4.5.1 Méthode de mesure de la linéarité en charge	111
4.5.2 Application de la méthode sur le banc de test	114
4.5.3 Linéarité en charge dans le détecteur STEREO	116
4.6 Développement des embases pour les photomultiplicateurs	119
4.6.1 Prototypes d'embases	119
4.6.2 Comparaison des linéarités en charge	120
4.6.3 Comparaison des facteurs de mérite pour le PSD	121
4.6.4 Comparaison des résolutions en charge	123
4.6.5 Conclusion sur le choix de l'embase	124
4.7 Conclusion	124

L'électronique de STEREO a été entièrement conçue, développée et testée au LPSC, depuis les embases des photomultiplicateurs (PMT) jusqu'à l'électronique d'acquisition des données. Les performances du détecteur étant fortement liées aux performances de l'électronique, un soin particulier a été apporté pour la caractériser tout au long de son développement afin de vérifier qu'elle répondait bien aux critères de performance souhaitée. Les deux critères majeurs qui ont été considérés sont la qualité de la mesure en énergie et de l'identification des particules via la discrimination de forme des signaux. Les tests de l'électronique et le développement d'outils d'analyse spécifiques ont constitué une partie importante de ce travail de thèse. Dans ce chapitre, après un rappel du principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur, nous présenterons les caractéristiques que l'électronique doit avoir pour respecter le cahier des charges. Ensuite, nous décrirons en détail les différents éléments de l'électronique. Enfin, nous passerons en revue les tests effectués et présenterons les résultats obtenus.

4.1 Introduction aux photomultiplicateurs

4.1.1 Principe de fonctionnement

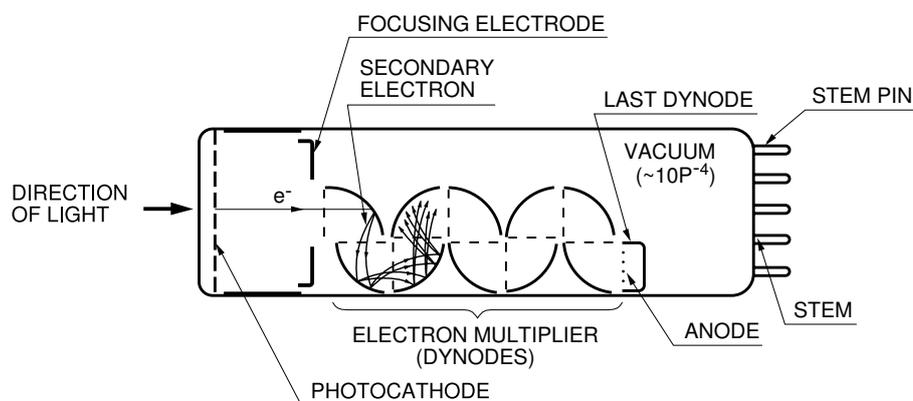


FIGURE 4.1 – Schéma d'un photomultiplicateur (PMT) [133]

Le photomultiplicateur est un détecteur de photons UV et visibles. Il est constitué d'une fenêtre d'entrée, appelée photocathode et d'une série d'électrodes appelée dynodes.

Quand un photon émis par le liquide scintillant atteint la photocathode, il peut interagir par effet photoélectrique et arracher un électron, appelé photoélectron. Le matériau de la photocathode est optimisé pour que l'efficacité quantique, c'est-à-dire la probabilité de convertir un photon, soit la plus grande possible, environ 30 % pour le modèle des PMT utilisées dans STEREO. Les photoélectrons sont guidés par un champ électrique entre la photocathode conductrice et la première dynode, qui est une spatule métallique sous-tension. L'efficacité de collection des photoélectrons est de l'ordre de 90%. En interagissant avec la première dynode, le photoélectron arrache de nouveaux électrons, entre 3 et 4 en moyenne. Ces électrons sont à leur tour guidés vers les autres dynodes créant ainsi une avalanche d'électrons qui induit un courant sur la dernière dynode, l'anode. Le nombre d'électrons récupérés à la fin pour un seul photoélectron, appelé gain du

photomultiplicateur, dépend des différences de tension entre les dynodes. Il peut varier entre $[10^4, 10^7]$ [134]. Étant donné le grand nombre d'électrons générés, la distribution du nombre d'électrons est très bien décrite par une loi normale dont la moyenne est proportionnelle, au premier ordre, au nombre de photoélectrons. En connaissant le gain, il est possible, en mesurant la charge du signal à la sortie du PMT, de remonter au nombre de photoélectrons et donc par extension d'estimer le nombre de photons collectés.

Cependant, des effets de non-linéarité entre la charge mesurée et le nombre de photoélectrons peuvent apparaître selon l'intensité du courant dans la zone d'amplification. L'effet le plus connu est la saturation des PMT; quand sont générés un nombre important d'électrons dans la zone d'amplification des phénomènes d'espaces de charges [134] apparaissent faisant chuter drastiquement l'efficacité de collection de l'anode.

4.1.2 Embases

Les embases sont des dispositifs électroniques fixés à l'arrière des PMT, qui assurent leur alimentation et qui imposent les tensions de la photocathode, de chaque dynode et de l'anode, grâce à un pont diviseur de tension. Elles comportent également un étage de découplage pour séparer le signal d'anode de la haute-tension, signal qui est ensuite envoyé vers l'électronique de STEREO.

Le pont diviseur de tension de l'embase peut être configuré de différentes manières selon le comportement souhaité. Pour maximiser le gain du PMT, il est préférable de distribuer la tension de manière homogène pour uniformiser le gain entre chaque couple de dynodes. Pour minimiser l'effet de saturation des PMT, il faut au contraire appliquer des tensions de telle façon à maximiser le gain sur les derniers étages de la zone d'amplification afin de minimiser les phénomènes d'espace de charges dès le milieu de la zone d'amplification où leur effet est le plus important. La saturation survient alors à plus hautes charges. Le réglage des embases est donc un compromis entre un gain élevé et une dynamique étendue.

Les embases ont été spécialement développées au LPSC et une partie du travail de thèse, présenté dans ce chapitre, porte sur la caractérisation et la validation de ces embases.

4.2 Description de l'électronique

4.2.1 Cahier des charges

L'électronique de STEREO doit assurer plusieurs fonctions. La première est la lecture, l'amplification et le filtrage des signaux des PMT pour réduire au maximum le bruit électronique. Ensuite, elle doit numériser les signaux et, lorsque les signaux sont d'intérêt, déclencher l'acquisition.

Pour les signaux retenus, l'électronique doit calculer en ligne un certain nombre d'observables, telle que la charge ou le temps des impulsions. L'électronique doit ensuite envoyer les données vers l'ordinateur d'acquisition pour stockage sur disque dur. Un deuxième niveau de sélection doit pouvoir être possible afin de limiter, si nécessaire, la quantité de données stockées.

En parallèle, l'électronique doit assurer l'étalonnage des PMT et son monitoring via une système de LED qui injecte de la lumière dans le détecteur.

L'électronique doit être suffisamment performante pour assurer le bon fonctionnement de l'expérience STEREO et en particulier garantir la sensibilité attendue pour tester l'hypothèse d'un neutrino stérile oscillant à courte distance. Différentes études, notamment sur les contours de sensibilité et sur la simulation de STEREO, ont abouti au cahier des charges suivant :

- un bruit électronique suffisamment faible pour obtenir une résolution en énergie de 12 % à 2 MeV, ou mieux;
- deux gains d'amplification différents pour être sensible à des charges valant de 1 photoélectron (PE) à 1500 PE afin de couvrir une gamme de la centaine de keV jusqu'à 10 MeV au minimum, ce qui correspond à la gamme en énergie des antineutrinos de réacteur;
- une non-linéarité de la réponse en charge la plus faible possible avec une tolérance à plus ou moins 1 % pour avoir un impact négligeable sur la mesure en énergie, comme cela a été démontré dans la Sec. 3.3, nécessitant un dispositif permettant de mesurer la non-linéarité sur toute la dynamique en charge;
- un échantillonnage de 250 MHz pour pouvoir utiliser la discrimination par la forme des impulsion (PSD) afin de séparer les signaux de reculs d'électron et de reculs de proton, composante importante du bruit de fond;
- l'utilisation de la méthode de "*constant fraction discriminator*" (CFD) pour obtenir une précision de 1 ns sur le temps des impulsions;
- une numérisation de signaux aussi bien positifs que négatifs pour rester sensible lorsque la ligne de base est négative, notamment après des charges importantes;
- des conditions de déclenchement paramétrables, la forme des impulsions n'étant pas suffisamment connue à l'avance et les caractéristiques du bruit de fond étant difficiles à prédire;
- une acquisition avec un temps mort négligeable pour des taux de bruit de fond attendus de l'ordre du kHz;
- un calcul en ligne des observables afin de réduire la quantité de données transférées et enregistrées;
- le pilotage d'un système LED composé de 5 boîtiers contenant chacun 6 LED dont l'intensité et la fréquence d'allumage sont réglables.

4.2.2 Architecture générale

L'électronique, schématisée sur la Fig. 4.2, est organisée en plusieurs cartes électroniques : les cartes *front-end*, la carte *trigger*, la carte centrale (MCH) qui gère le châssis et les communications et la carte LED qui pilote les boîtes LED. Toutes ces cartes sont hébergées dans un châssis μ -TCA (voir Fig. 4.3), technologie qui a l'avantage d'être très compacte et dans laquelle toutes les communications entre cartes se font en fond de panier par des liaisons séries rapides point à point et plus précisément dans notre cas via le protocole IP.

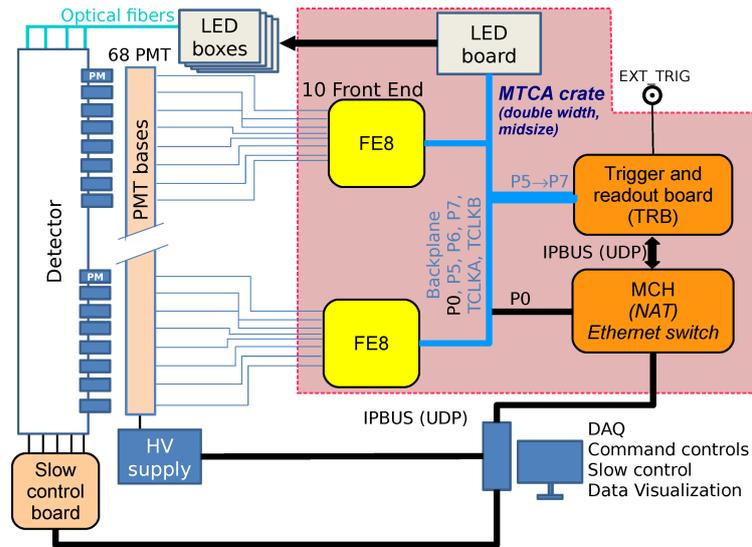


FIGURE 4.2 – Schéma général de l'électronique d'acquisition de l'expérience STEREO [135].

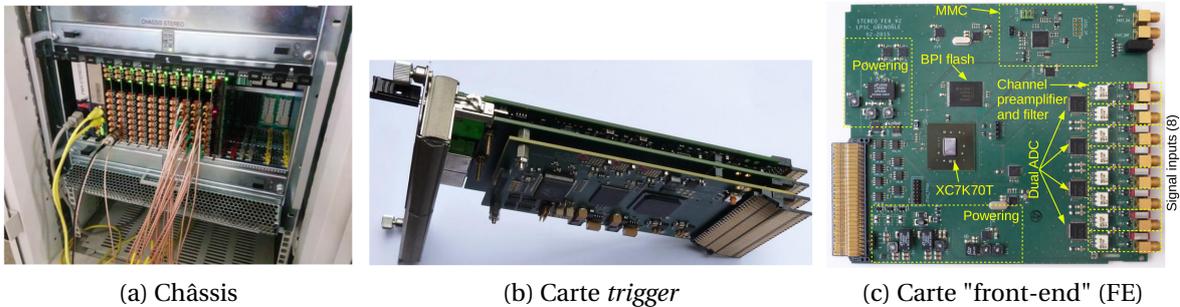


FIGURE 4.3 – Photos des différentes parties de l'électronique d'acquisition.

4.2.3 Cartes front-end

Les cartes FE s'occupent de l'amplification, du filtrage, de la numérisation des signaux des PMT, d'un premier niveau de déclenchement et pour finir, pour chaque impulsion détectée, du calcul des observables. Chaque carte comporte 8 voies et le châssis peut en héberger jusqu'à 10. Les cartes sont utilisées pour lire les signaux des 68 PMT du détecteur et du veto mais aussi pour deux PMT de contrôle des LED.

Le premier étage de la carte FE est un amplificateur analogique pouvant fonctionner selon deux modes différents. Le mode haut gain correspond à un facteur de multiplication égal à 20 qui permet d'être sensible au photoélectron unique lors des étalonnages LED. Le reste du temps, le mode bas gain, avec un facteur égal à 1, est utilisé. Le gain de l'amplificateur est sélectionné par un relais commandé via le logiciel d'acquisition.

Le deuxième étage est un filtre analogique passe-bas du 5^e ordre ($f_{-3dB} = 85$ MHz) pour éviter un repliement de spectre lors de la numérisation selon le théorème de Shannon [136].

Vient ensuite la numérisation par un convertisseur analogique vers numérique (ADC) 14 bits avec une fréquence de 250 MHz. Pour assurer la synchronisme de l'acquisition entre toutes les voies du système, une horloge de référence est distribuée à toutes les cartes FE par la carte de trigger à travers le fond de panier. Un transformateur en entrée de l'ADC permet de soustraire la composante continue et de transformer le signal unipolaire en

signal différentiel. Le signal est ainsi positionné en milieu de gamme de l'ADC permettant de voir aussi bien les signaux positifs que négatifs.

Le signal numérisé est envoyé vers un FPGA, qui est un composant de logique programmable. Il permet ainsi une flexibilité particulièrement adaptée en recherche avec par exemple la possibilité d'implémenter l'extraction de nouvelles observables ou d'étendre les capacités de déclenchement, alors même que la conception des cartes est terminée.

Un filtre numérique à réponse impulsionnelle infinie (IIR) du 1^{er} ordre, équivalent à un filtre passe-haut ($f_{-3\text{dB}} \approx 40\text{kHz}$), est appliqué afin d'assurer une ligne de base nulle. Ce filtre permet notamment de s'affranchir des variations lentes de la ligne de base et donc d'accélérer le retour de la ligne de base après un signal très important (par exemple, un muon qui traverse le détecteur).

Les échantillons du signal sont ensuite stockés dans une mémoire circulaire servant à compenser la latence associée à la prise de décision pour le déclenchement de l'acquisition.

Les cartes FE s'occupent du premier niveau de déclenchement, avant le traitement des impulsions. Ce niveau déclenchement se fait sur un nombre restreint d'observables dont la portée se limite à la carte FE concernée. Le déclenchement a lieu lors du franchissement d'un seuil paramétrable soit par l'amplitude du signal (1 échantillon), soit par la charge, c'est-à-dire la somme sur un nombre réglable d'échantillons. Le choix de la grandeur utilisée est fait via le logiciel d'acquisition. Ces conditions de déclenchement peuvent être soit appliquées sur les 8 voies individuellement (logique OU), soit sur la somme numérique des signaux de 4 voies (les 4 premières ou les 4 dernières), soit sur la somme de l'ensemble des 8 voies. Là encore, le mode de déclenchement est sélectionné via le logiciel d'acquisition.

Si le premier niveau de déclenchement est satisfait, différentes observables d'intérêt sont calculées, grâce au réseau de portes programmables (FPGA), pour chaque voie de chaque carte FE à partir des impulsions sur une plage temporelle de 64 échantillons, soit 256 ns, selon des paramètres ajustables depuis le logiciel d'acquisition, comme illustré sur la Fig. 4.4. Les données utilisées proviennent pour chaque voie de la mémoire circulaire précédemment citée.

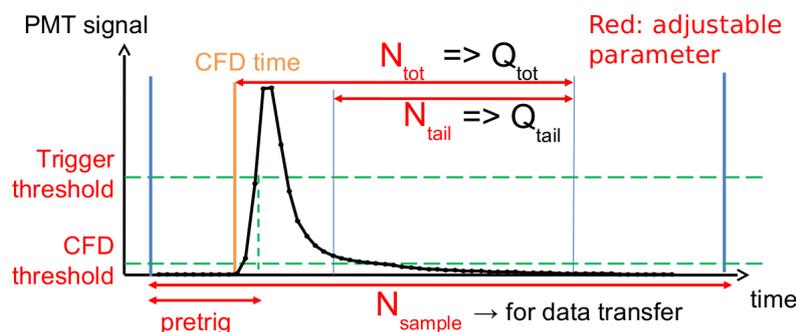


FIGURE 4.4 – Traitement du signal numérisé pour extraire les différentes observables, avec les paramètres ajustables depuis le logiciel d'acquisition (non exhaustif).

Tout d'abord, le début de l'impulsion (t_{CFD}) est déterminé grâce à un algorithme de "constant fraction discriminator" (CFD) [137], qui correspond à l'échantillon pour lequel le seuil de la fraction de la hauteur de l'impulsion est franchi. De plus, les temps et les amplitudes correspondant des deux échantillons voisins sont conservés, pour réaliser plus tard une interpolation linéaire permettant d'obtenir une précision à la nanoseconde

sur la position des impulsions. Ensuite, la charge totale (Q_{tot}) est calculée en sommant les codes ADC des N_{tot} échantillons après le temps t_{CFD} . La charge de queue du signal Q_{tail} est calculée en sommant les N_{tail} échantillons de la fin de l'impulsion. Cette dernière observable est importante pour pouvoir différencier les reculs de proton des reculs d'électron, grâce à la discrimination par la forme des impulsions (PSD) qui utilise le rapport de la charge de queue sur la charge totale (cf Sec. 4.6.3).

4.2.4 Carte *trigger*

Comme son nom l'indique, la carte *trigger* s'occupe du déclenchement de l'acquisition. Elle est essentiellement composée d'un FPGA et d'une FIFO. Connectée à toutes les cartes FE, elle reçoit un signal à chaque déclenchement de premier niveau. Si l'espace libre dans la mémoire tampon de la carte *trigger* permet de stocker un événement, elle envoie un signal de confirmation vers toutes les cartes FE qui lui renvoient les données de l'événement correspondant au temps de l'événement ayant déclenché le premier niveau.

Par défaut, seules les observables d'intérêt (Q_{tot} , Q_{tail} et informations sur le CFD) sont envoyées à la carte *trigger*. Ceci permet de réduire la quantité de données envoyées et sauvegardées sur disque et de diminuer le temps mort. En revanche, pour vérifier le bon fonctionnement de l'électronique, il est aussi possible de conserver l'ensemble des échantillons (les traces des impulsions).

S'il n'y a plus assez de mémoire disponible dans la FIFO lorsque la carte *trigger* reçoit un signal de déclenchement de premier niveau, l'événement est rejeté. Un compteur permet de comptabiliser le temps pendant lequel l'acquisition est bloquée pour pouvoir corriger ce temps mort lors de l'analyse bien qu'il soit nul pour les acquisitions standards.

Comme le calcul des observables d'intérêt est fait en continu, il n'y a pas a priori d'autres temps morts. En pratique, quelques coups d'horloge sont nécessaires pour la sauvegarde des données pour chaque voie. Cela représente 8 coups d'horloge en mode standard et $N_{\text{Sample}}+8$ dans le cas où les N_{Sample} échantillons sont sauvegardés. Pour N_{sample} égal à 60, cela permet d'atteindre un taux d'acquisition instantané de 3.6 MHz en mode standard.

Une fois les données reçues, la carte *trigger* peut appliquer un deuxième niveau de déclenchement en ligne. Disposant de toutes les données, ce deuxième niveau de déclenchement peut concerner n'importe quelle observable ou combinaison d'observables et peut porter sur l'ensemble des voies, a contrario du premier niveau de déclenchement. Sur la période d'acquisition entre novembre 2016 et mars 2017, seuls ont été acquis les événements ayant au moins dépassé un des seuils minimaux sur la charge totale de tous les PMT d'une des différentes sous parties du détecteur (veto- μ , cible ou *gamma-catcher*). Cela a permis notamment de diminuer la sensibilité du veto- μ au bruit de fond gamma [138]. Pour l'acquisition "neutrino", des seuils de déclenchement sur la charge totale des différentes parties sont appliqués : 1000 canaux ADC (~ 200 keV) pour la cible, 1300 canaux ADC (~ 160 keV) pour le *gamma-catcher* et 1400 canaux ADC (~ 70 PE) pour le veto- μ . L'implémentation du seuil de 2^e niveau sur les charges totales a permis de diminuer le temps mort, passant de quelques pourcents à moins de 1 %. Lorsque les conditions du 2^e niveau de déclenchement sont satisfaites, les données sont alors transférées pour être enregistrées sur disque avec ou sans les échantillons selon le mode choisi.

D'autres informations qui nous renseignent sur chaque voie sont aussi enregistrées : l'ADC de la voie a-t-il saturé, la voie a-t-elle déclenché le premier niveau. Le temps des

événements avec une bonne précision est également indispensable pour la recherche des candidats neutrinos, paires d'événements séparés de quelques μs . Il est obtenu à l'aide de deux horloges : l'horloge de l'ordinateur permet de dater l'événement de manière absolue mais avec une précision de 1 seconde uniquement et l'horloge des cartes qui a une précision de 4 ns mais qui ne donne qu'une information relative. En effet, pour une question de taille en mémoire, un compteur 32 bits est utilisé, soit une profondeur d'environ 17 s. La combinaison des deux informations permet d'obtenir une datation avec une précision de 4 ns.

Au final, l'acquisition est capable de fonctionner à environ 2 kHz avec moins de 1% de temps mort tout assurant le traitement de ces données.

4.2.5 Carte LED

La carte LED permet de contrôler les 6 LED de 5 boîtes LED en même temps. Depuis le logiciel d'acquisition, il est possible de choisir les LED à utiliser et de régler indépendamment la quantité de lumière émise par chacune d'entre-elles. La carte LED peut fonctionner dans une configuration où elle est asservie par la carte *trigger* permettant d'avoir une synchronisation entre l'acquisition et le déclenchement des LED. Le délai entre le déclenchement des LED et l'acquisition est réglable permettant de s'adapter à différentes configurations expérimentales. La carte LED possède également un mode "linéarité" qui permet d'allumer ou éteindre 4 LED différentes selon toutes les combinaisons possibles. Une description de ce dernier mode est donnée dans la section 4.5.1.

4.3 Développement et caractérisation des cartes "front-end"

Plusieurs prototypes ont été nécessaires pour mettre au point les cartes FE. Un premier prototype comportait seulement 4 voies afin de valider le principe de la carte ainsi que les composants utilisés. Un deuxième prototype a ensuite été réalisé avec 8 voies. Ce deuxième prototype a servi à étudier le bruit électronique et à optimiser les valeurs des gains de l'étage d'amplification. En raison d'un bruit électronique trop important, il a fallu revoir le routage des cartes et le valider avec un troisième prototype. Le type d'ADC utilisé a aussi été modifié à cette occasion après avoir constaté la présence de codes manquants. Cette troisième version a finalement satisfait toutes les spécifications du cahier des charges. Une partie de la thèse a été consacrée à la caractérisation de chacun des prototypes ainsi que de la validation finale de toutes les cartes fabriquées.

4.3.1 Banc de test

Le banc de test, utilisé pour la caractérisation et la validation des cartes FE, est illustré sur la Fig. 4.5. Il est composé d'un seul PMT situé dans une boîte noire pour le protéger de la lumière ambiante qui pourrait l'endommager irrémédiablement. Le PMT est éclairé par des LED via des fibres optiques. Le banc de test a évolué en même temps que l'électronique pour imiter au mieux les conditions réelles de l'expérience allant jusqu'à utiliser un câble de 20 mètres entre le PMT et l'électronique de lecture, comme ceux utilisés pour le détecteur

STEREO. Toutes les parties de l'électronique d'acquisition ont pu aussi être testées grâce à ce banc de test.

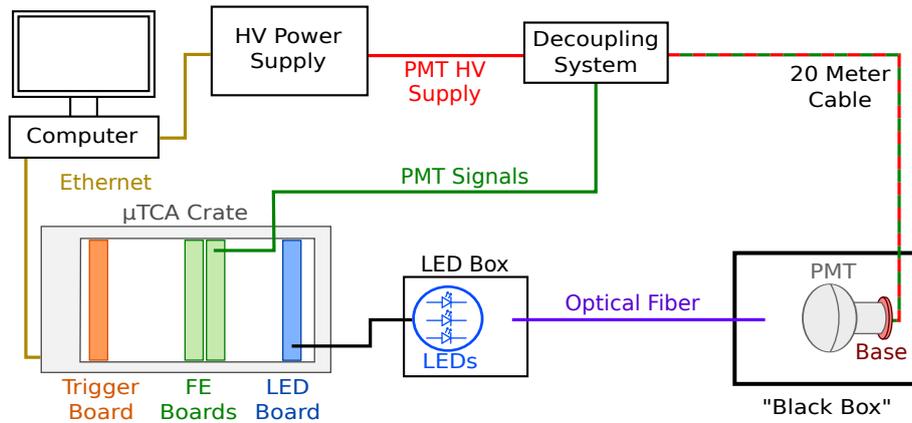


FIGURE 4.5 – Banc de test utilisé pour le développement et la caractérisation de l'électronique d'acquisition, et en particulier les cartes FE, les embases de PMT avec un PMT du même modèle que ceux utilisés pour l'expérience STEREO.

4.3.2 Bruit électronique et piédestal

Le bruit électronique et le piédestal sont deux grandeurs importantes à mesurer. Le bruit électronique doit être le plus faible possible car il limite notre capacité à mesurer les signaux de faible amplitude tels que ceux des photoélectrons uniques (SPE) en mode haut gain ou ceux d'une dizaine de PE en mode bas gain, c'est-à-dire en mode standard d'acquisition "neutrino". Il peut également dégrader la résolution en énergie. Le piédestal, quant à lui, doit être le plus proche possible de 0 pour ne pas biaiser le calcul de la charge.

Pour mesurer ces deux grandeurs pour chaque voie, on ajuste la distribution de l'amplitude du signal électronique, en l'absence de signal physique, par une fonction gaussienne. Le piédestal moyen correspond alors à la valeur moyenne μ et le bruit électronique moyen à l'écart-type σ . Pour avoir des grandeurs directement comparables avec les signaux physiques, on peut aussi ajuster la distribution de la charge, c'est-à-dire la somme sur N_{tot} échantillons.

Les histogrammes bleus de la Fig. 4.6 correspondent aux distributions de la charge calculée sur 50 échantillons pour les 8 voies du deuxième prototype de la carte FE, en l'absence de signal physique (déclenchement périodique). Nous observons que ces distributions ne sont pas en général gaussiennes, ni centrées en zéro. Pour certaines d'entre-elles, elles semblent même composées de plusieurs pics. Cela reflète la présence d'un piédestal non nul et qui varie d'un événement à l'autre, probablement en raison d'un bruit basse fréquence. Pour vérifier cette interprétation, la charge est corrigée du piédestal calculé en sommant les 8 premiers échantillons de chaque événement, les impulsions étant positionnées au niveau du dixième échantillon. Les nouvelles distributions obtenues (histogrammes rouges) sont bien gaussiennes et centrées en zéro. Cette observation nous a conduit à rajouter dans le FPGA un filtre numérique IIR permettant de corriger en ligne les variations basse fréquence du piédestal mais en choisissant la fréquence de coupure suffisamment basse, vers environ 40kHz, pour ne pas modifier la forme des impulsions physiques.

Au final, nous remarquons que certaines voies ont un bruit électronique plus grand. Plusieurs causes ont pu être identifiées. Le bruit sur la voie n° 3 provenait d'un bit défaillant de l'ADC, celui sur les voies n° 4, n° 5 et surtout n° 7 et n° 8, était causé par un routage non-optimal de la carte FE. Celui-ci a donc été modifié dans la version finale.

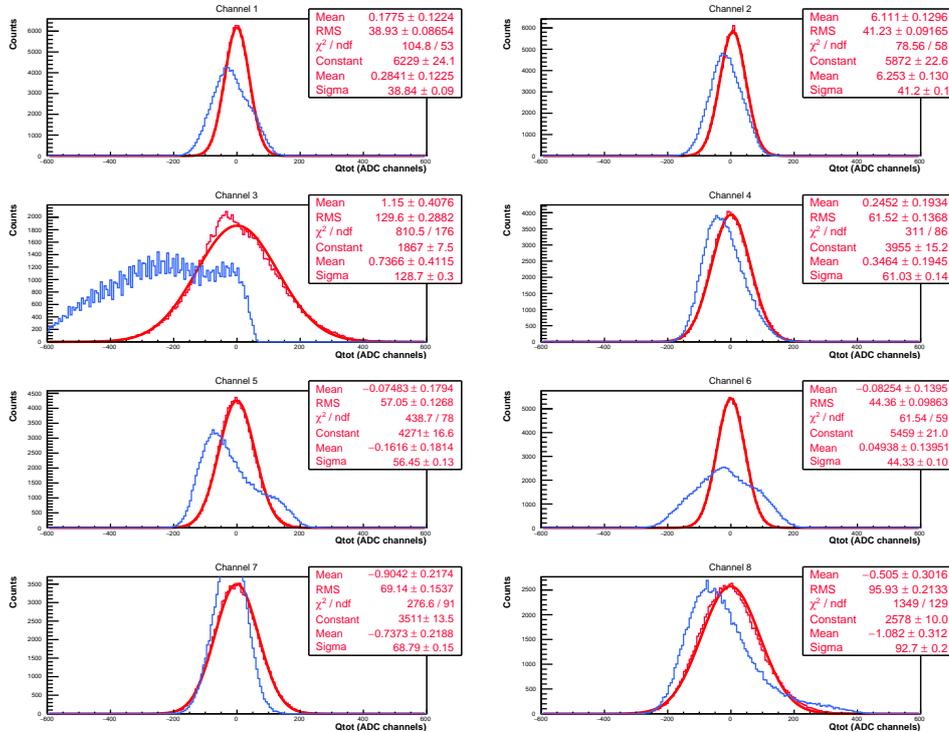


FIGURE 4.6 – Charge mesurée en l'absence de signal physique pour chacune des voies de la première version de la carte FE 8 voies, avant (en bleu) et après (en rouge) correction du piédestal événement par événement. La charge est mesurée en sommant le signal sur 50 échantillons, le piédestal est estimé en moyennant les huit premiers échantillons de chaque événement.

Pour estimer la part du bruit due au PMT et à son embase et celle due à la carte FE elle-même, des mesures ont été réalisées sur la première carte à 8 voies avec et sans connexion au PMT. Pour optimiser le gain, différentes valeurs ont aussi été testées : une voie avec les gains $\times 1$ ou $\times 10$ et une voie avec un gain $\times 2$ ou $\times 40$. Les valeurs de bruit pour trois valeurs de N_{tot} sont reportés dans le tableau Tab. 4.1.

Nous pouvons faire plusieurs observations :

- Excepté en gain $\times 40$, les bruits ont le même ordre de grandeur quand le PMT n'est pas connecté. C'est donc seulement en gain $\times 40$ que le bruit de la partie analogique de la carte FE commence à devenir significative devant le bruit généré par l'ADC.
- En mode bas gain ($\times 1$ et gain $\times 2$), le bruit avec ou sans signal de PMT est semblable. La contribution dominante du bruit vient donc de la carte FE.
- En mode haut gain ($\times 10$ et $\times 40$), le bruit est plus important avec le PMT connecté. Le bruit venant du PMT, de son embase ou du circuit de découplage commence à être visible.
- En regardant les variations du bruit avec N_{tot} , nous pouvons observer que le bruit augmente plus vite que à $\sqrt{N_{tot}}$, comme attendu pour un bruit non corrélé entre les échantillons. Cela prouve la présence d'un bruit corrélé.

Configuration			$N_{tot} = 1$	$N_{tot} = 10$	$N_{tot} = 50$
Sans signal PMT	voie 1	Gain $\times 1$	2.28 ± 0.01	9.10 ± 0.02	38.66 ± 0.07
		Gain $\times 10$	2.30 ± 0.03	9.31 ± 0.04	40.3 ± 0.2
	voie 2	Gain $\times 2$	2.48 ± 0.01	9.13 ± 0.02	38.8 ± 0.1
		Gain $\times 40$	3.45 ± 0.01	12.88 ± 0.04	53.4 ± 0.2
Avec signal PMT	voie 1	Gain $\times 1$	2.31 ± 0.04	9.11 ± 0.05	38.8 ± 0.2
		Gain $\times 10$	3.66 ± 0.02	10.17 ± 0.05	42.1 ± 0.2
	voie 2	Gain $\times 2$	2.54 ± 0.03	9.22 ± 0.06	38.9 ± 0.3
		Gain $\times 40$	7.43 ± 0.05	16.2 ± 0.1	65.4 ± 0.4

TABEAU 4.1 – Bruit de la carte 8 voies (v1) après correction du piédestal événement par événement, estimé sur les 8 premiers échantillons. Le bruit a été calculé en sommant sur différents nombres d'échantillons N_{tot} , il est donné en nombre de canaux ADC.

Mode		$N_{tot} = 1$		$N_{tot} = 10$		$N_{tot} = 50$	
		Mean	RMS	Mean	RMS	Mean	RMS
Low Gain	Piédestal	-0.53	0.20	-4.99	0.40	-25.0	1.94
	Bruit	1.28	0.06	5.98	0.21	22.5	0.9
High Gain	Piédestal	-0.61	0.19	-5.26	0.45	-24.4	2.2
	Bruit	1.81	0.09	8.17	0.28	26.0	1.0

TABEAU 4.2 – Valeurs moyennes et écart-types (RMS) du piédestal et du bruit sur l'ensemble des 96 voies des 12 cartes FE dans leur version finale.

- Dans le pire des cas (pour $N_{tot} = 1$), le bruit en gain $\times 40$ est seulement deux fois plus grand que celui en gain $\times 10$. Par conséquent, le rapport signal sur bruit est meilleur quand le gain augmente.

En résumé, le bruit de l'électronique est principalement causé par l'ADC en mode bas gain tandis qu'en mode haut gain, le bruit des autres parties de l'électronique (amplificateur, circuit de découplage, PMT, embase, câble, etc ...) commence à avoir une contribution significative. En ce qui concerne les valeurs de gain, il est préférable d'utiliser les plus grandes valeurs pour améliorer le signal sur bruit. Pour la dernière version de la carte FE, nous avons finalement décidé d'utiliser des gains $\times 1$ et $\times 20$ pour des raisons de dynamique, pour ne pas saturer les ADC en mode haut gain.

Après la production des 12 cartes FE dans leur version finale, chacune des 96 voies des 12 cartes FE a été caractérisée de la même manière en mode bas gain et haut gain pour différentes valeurs de N_{tot} (1, 10 et 50). Un exemple de résultat, dans le mode bas gain pour $N_{tot} = 1$, est présenté sur les figures Fig. 4.7a et Fig. 4.7b. Comme nous pouvons le voir, toutes les voies ont le même comportements sans déviation significative.

Les valeurs moyennes et écarts-types du piédestal et du bruit sur les 12 cartes sont présentés dans la Tab. 4.2. Nous pouvons voir une nette amélioration par rapport à la première version de carte FE à 8 voies, grâce notamment au nouveau routage. Le bruit a été diminué de 30 % à 50 % selon les modes de fonctionnement.

Le bruit n'étant toujours pas proportionnel à $\sqrt{N_{tot}}$, il subsiste donc un bruit électronique autour du MHz que nous n'avons pas réussi à faire disparaître. Néanmoins, son amplitude est suffisamment faible pour ne pas compromettre l'observation du photoélectron.

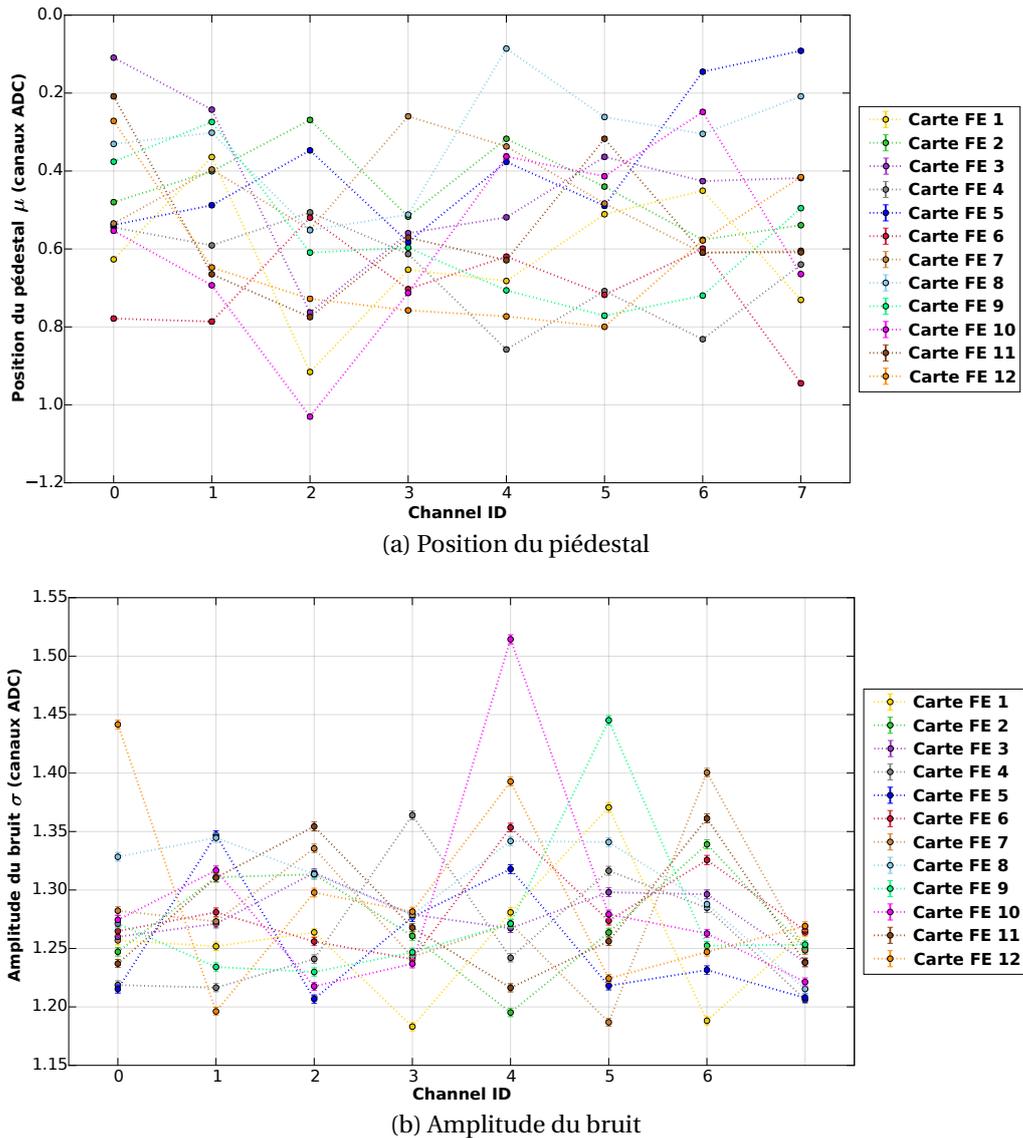


FIGURE 4.7 – Résultats de l’ajustement du piédestal pour $N_{\text{tot}} = 1$ en mode bas gain pour l’ensemble des 12 cartes FE.

Enfin, le piédestal moyen pour $N_{\text{tot}} = 1$ est d’environ -0.5 canaux ADC quelque soit le mode de gain et il est bien proportionnel à N_{tot} . Une explication possible est que l’ADC centre le signal sur la gamme de canaux qui est codée sur 14 bits, avec 8192 canaux utilisées pour les valeurs négatives, 8191 canaux pour les valeurs positives et 1 canal pour définir le 0, le centre de la gamme ne correspond donc pas à 0 mais à une valeur de -0.5.

4.3.3 Mesures du gain $\times 20$

La conversion de la charge de chaque PMT en nombre de photoélectrons est la première étape de l’analyse des données. Cependant, le facteur de conversion, c’est à dire la charge pour un photoélectron unique, est mesuré en mode haut gain alors que l’acquisition standard fonctionne en mode bas gain. Il est donc essentiel de connaître précisément le rapport entre les deux gains.

Pour déterminer ce facteur, nous éclairons les PMT avec une LED puis nous mesurons

la charge des signaux induits en mode haut gain puis en mode bas gain. L'opération est renouvelée plusieurs fois pour s'assurer que la quantité de lumière émise par la LED ne varie pas dans le temps. Une première série de mesures a montré que la carte FE n° 1 avait un gain différent des autres cartes, ce qui a permis de mettre en évidence une erreur dans les valeurs des résistances de cette carte, qui ont donc été remplacées.

La Fig. 4.8 présente les résultats des mesures effectuées avant et pendant la première prise de données, environ une fois par mois. Ces mesures avaient pour objectif de traquer tout changement de gain, potentiellement dû à une défaillance d'un composant électronique. Comme nous pouvons le constater aucune variation significative de gain n'est observée.

Le facteur d'amplification moyenné sur toutes les voies de l'électronique est égal à 19.94 ± 0.14 avec un écart-type de 0.7%. Le plus large écart vaut 1.5%. C'est du même ordre de grandeur que l'erreur sur l'estimation du facteur de conversion en PE. De plus, les fluctuations de gain se compensent à l'échelle d'une cellule du détecteur et l'erreur induite est encore plus faible. Il a donc été décidé de ne pas utiliser les valeurs mesurées pour corriger individuellement chaque voie mais plutôt de considérer un facteur d'amplification de 20. Toutefois, il sera toujours possible d'appliquer une correction ultérieurement si cela s'avère nécessaire.

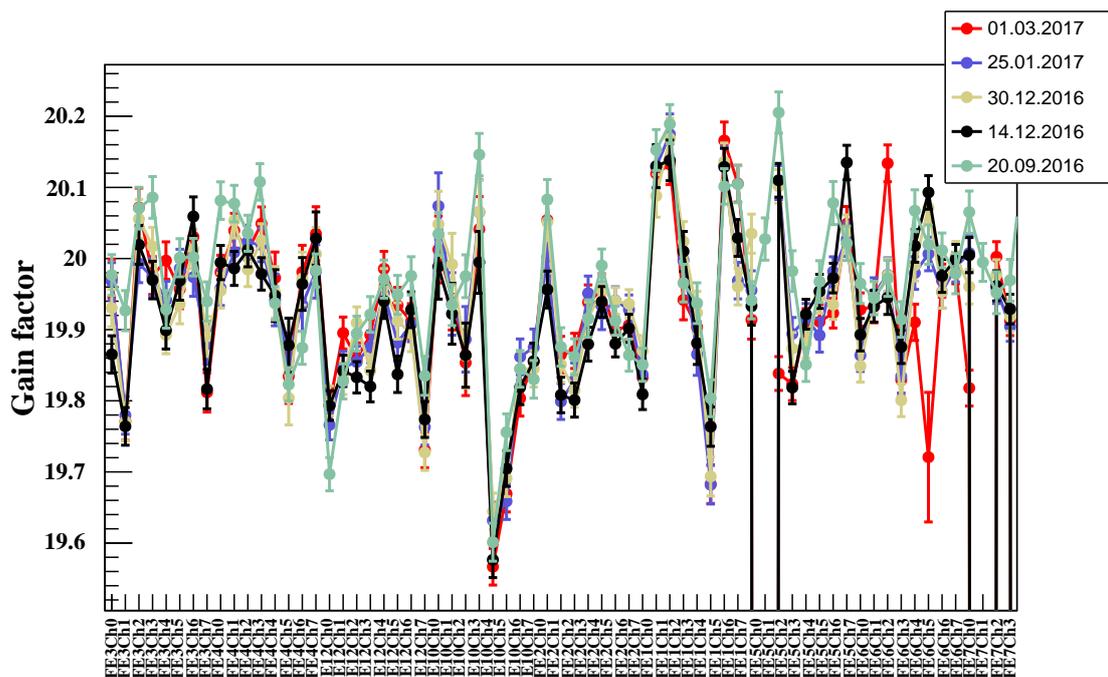


FIGURE 4.8 – Facteur d'amplification pour l'ensemble des voies des cartes FE avant et pendant la période d'acquisition.

4.3.4 Vérification des ADC

L'une des caractéristiques importantes des ADC est la linéarité de la conversion du signal analogique en signal numérique. Pour vérifier la linéarité, nous avons utilisé des LED pour générer des signaux couvrant toute la dynamique des ADC et nous avons enregistré tous les échantillons de chacune des voies. La Fig. 4.9 montre, à gauche, un zoom de la distribution des canaux codés pour un ADC de la première version de la carte 8 voies. Nous pouvons constater qu'un canal sur 4 est manquant, c'est-à-dire qu'il n'est jamais

présent dans les échantillons enregistrés. Ce phénomène s'explique par une non-linéarité de la conversion du signal analogique. Bien que ce ne soit pas forcément gênant pour nos mesures car nous n'avons pas besoin d'une précision de 1 canal ADC, nous avons décidé de changer le type d'ADC utilisé.

Sur la Fig. 4.9, à droite, nous pouvons observer que le nouveau type d'ADC utilisé pour la deuxième version de la carte ne présente plus le même problème et que tous les canaux ADC sont utilisés de manière équivalente, montrant que l'ADC a une bonne linéarité. Tous les ADC de toutes les cartes FE ont été validés de la même manière.

Pour tester plus précisément la linéarité, il aurait fallu injecter en entrée un signal connu, telle une rampe mais cela ne s'est pas avéré nécessaire.

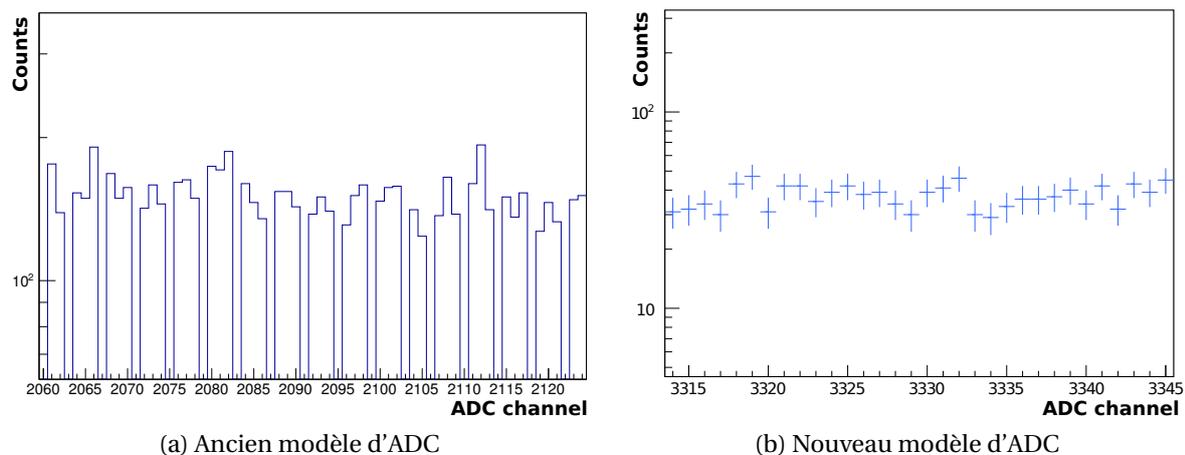


FIGURE 4.9 – Comparaison de l'utilisation des codes ADC entre l'ancien et le nouveau modèles d'ADC. L'ancien modèle comporte environ 1 sur 3 codes ADC non fonctionnel. Le nouveau modèle ne présente aucun code non fonctionnel.

4.3.5 Fréquence de l'horloge interne

Un biais dans fréquence de l'horloge à 250 MHz pourrait avoir de lourdes conséquences. Si la fréquence était plus petite, il y aurait une dégradation de l'échantillonnage des signaux qui au final se traduirait par une perte de résolution en charge et une diminution de la performance de discrimination par la forme d'impulsion (PSD). De plus, comme cette horloge sert à donner le temps des événements, l'efficacité de la recherche des paires, notamment celles liées aux événements "neutrino", serait aussi affectée.

Pour vérifier que la fréquence de l'horloge est bien 250 MHz, nous utilisons l'horloge de l'ordinateur comme référence. Le principe est de comparer les temps écoulés selon l'ordinateur et selon l'horloge interne de la carte. La mesure des temps écoulés se fait via une acquisition périodique de 1 ms, qui est à peu près la limite d'acquisition sans temps mort.

La Fig. 4.10 présente les différences entre 1 seconde mesurée par l'ordinateur et 1 seconde mesurée par la carte, sur une période de 10 minutes. Nous constatons que la moyenne de la distribution est compatible avec 0, ce qui prouve que la fréquence de l'horloge interne est correcte.

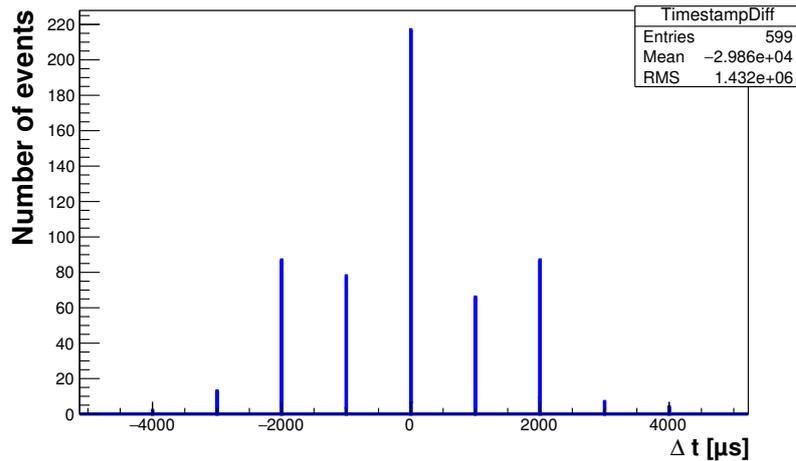


FIGURE 4.10 – Différence entre 1 seconde mesurée par l’ordinateur et 1 seconde mesurée par la carte pour une acquisition de 10 minutes. La discrétisation de la distribution vient de la période d’acquisition des événements qui valait 1 ms.

4.4 Dynamique de l’électronique

Comme expliqué précédemment, l’une des exigences pour l’électronique de STEREO est sa dynamique en charge, c’est-à-dire la plage de sensibilité, qui doit au minimum aller de 10 PE à 1500 PE. La sensibilité aux petits signaux est contrainte par le bruit électronique alors que la sensibilité aux grands signaux sera limitée par la dynamique des ADC. Dans cette section, nous allons d’abord présenter la méthode utilisée pour mesurer la charge du photoélectron unique, nécessaire pour la conversion des signaux en PE puis nous en déduirons la dynamique de l’électronique.

4.4.1 Mesure de la charge du photoélectron unique

Pour mesurer la charge du photoélectron unique, il faut éclairer les PMT avec une LED émettant un nombre de photons suffisamment petit pour que la probabilité d’avoir plus de 1 photoélectron sur chaque PMT soit faible. L’acquisition est synchronisée avec la LED afin d’éviter un effet de seuil et pour que la fenêtre d’intégration soit toujours bien positionnée en temps par rapport au signal. Il faut ensuite ajuster le spectre en charge ainsi enregistré pour déterminer la position du pic du photoélectron unique.

Le modèle d’ajustement du spectre a été implémenté à partir de [139]. Cette description se place dans le cas d’une source émettant par impulsion une quantité de lumière constante sur laquelle le déclenchement d’acquisition est synchronisé. En pratique, cela correspond à notre système LED, où une LED éclaire le PMT, dont la quantité de lumière générée à chaque impulsion peut être considérée comme constante en comparaison des variations causées par la chaîne de l’électronique.

On note μ_{PE} le nombre de photoélectrons moyen émis par la photocathode dans cette configuration. Il dépend du nombre de photons émis par la LED, de la fraction de photons qui atteignent la photocathode et l’efficacité quantique de la photocathode.

Pour chaque impulsion de lumière, la probabilité d’avoir n PE est décrit par une loi pois-

sonnienne :

$$P(n; \mu_{\text{PE}}) = \frac{\mu_{\text{PE}}^n e^{-\mu_{\text{PE}}}}{n!} \quad (4.1)$$

La multiplication des électrons entre chaque dynode induit des fluctuations. Pour n PE produits (≥ 1), la distribution en charge mesurée, q , à la sortie du PMT est alors décrit par une loi gaussienne :

$$S_n(q; Q_{\text{PE}}, \sigma_{\text{PE}}) = \frac{1}{\sigma_{\text{PE}} \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(q - n Q_{\text{PE}})^2}{2 n \sigma_{\text{PE}}^2}\right) \quad (4.2)$$

où Q_{PE} est la charge moyenne pour le PE unique et σ_{PE} est l'écart-type associé.

En l'absence de bruit, le spectre en charge, pour des événements où μ_{PE} PE sont produits en moyenne, est donc donné par :

$$S_{\text{idéal}}(x) = \delta(x) e^{-\mu_{\text{PE}}} + \sum_{n=1}^{\infty} P(n) \cdot S_n(x) \quad (4.3)$$

Le premier terme correspond au cas où aucun photoélectron n'est émis de la photocathode.

Deux types de bruit peuvent s'ajouter au signal. Le premier est le bruit électronique provenant de l'ensemble de la chaîne depuis l'embase jusqu'à l'ADC de la carte FE (cf. section 4.3.2). Celui-ci est toujours présent en l'absence ou non de signal. Au premier ordre, nous pouvons considérer ce bruit comme blanc, la distribution de la charge q due au bruit électronique est relativement bien décrite par une loi gaussienne :

$$B_{\text{elec}}(q; Q_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}) = \frac{1}{\sigma_{\text{ped}} \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(q - Q_{\text{ped}})^2}{2\sigma_{\text{ped}}^2}\right) \quad (4.4)$$

Le second est un bruit ayant une probabilité w de ce produire. Il est causé par des phénomènes parasites dans le PMT (thermoémission d'électrons, photo-émission des dynodes, photoélectrons ratant la première dynode, etc...). La distribution en charge attendue pour ce bruit est une composante uniquement positive qui décroît approximativement de façon exponentielle.

$$B_{\text{exp}}(x; w, \alpha) = (1 - w) \delta(q) + w \alpha \exp\{-\alpha q\} \theta(q) \quad (4.5)$$

où α est le coefficient de pente de l'exponentielle, $\delta(q)$ est la fonction de Dirac qui résulte de la convolution avec une loi binaire et $\theta(q)$ est la fonction de Heaviside assurant une contribution uniquement positive à la charge totale.

En pratique, la charge mesurée est la somme des charges de chacune des contributions. La distribution en charge réelle résulte donc de la convolution de toutes les contributions :

$$S_{\text{réelle}}(x) = (B_{\text{exp}} \otimes B_{\text{elec}} \otimes S_{\text{idéale}})(x) \quad (4.6)$$

Sachant que la convolution de deux gaussiennes est une gaussienne, la convolution entre le bruit électronique et la distribution en charge idéale pour n PE est la suivante :

$$G_n(x) = (B_{\text{elec}} \otimes S_n)(x) = \text{Gaus}(q; Q_n, \sigma_n) \quad (4.7)$$

avec $Q_n = Q_{\text{ped}} + n Q_{\text{ped}}$ et $\sigma_n = \sqrt{\sigma_{\text{ped}}^2 + n \sigma_{\text{PE}}^2}$.

De plus, la convolution entre le bruit parasite et une gaussienne est donnée par :

$$I_n(q) = (B_{\text{exp}} \otimes G_n)(q) = \frac{\alpha}{2} \exp\left(\alpha\left(-q + Q_n - \frac{\alpha \sigma_n^2}{2}\right)\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{-q + Q_n + \alpha \sigma_n^2}{\sigma_n \sqrt{2}}\right) \quad (4.8)$$

Au final, la réponse réelle en charge s'écrit sous sa forme générale :

$$S_{\text{réelle}}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} P(n) [(1-w) G_n(x) + w I_n(x)] \quad (4.9)$$

Le spectre en charge attendu est donc une somme de gaussienne et d'une exponentielle décroissante.

La formule obtenue comporte 7 paramètres libres :

- μ_{PE} , le nombre moyen de PE émis par la photocathode qui dépend des conditions expérimentales ;
- Q_{PE} , la charge moyenne induite par un photoélectron, le paramètre d'intérêt ;
- σ_{PE} , l'écart-type de la charge induite par un photoélectron ;
- w et α , les paramètres associés aux bruit parasites ;
- Q_{ped} et σ_{ped} , les paramètres décrivant le bruit électronique.

Ainsi, ce modèle constitue un compromis équilibré entre une description réaliste des phénomènes physiques et un trop grand nombre de paramètres libres. Il est important de noter qu'avec cette méthode, la valeur ajustée de la charge du PE unique n'a pas besoin d'être corrigée du piédestal puisqu'il est directement pris en compte dans le modèle.

Pour que le spectre mesuré puisse être ajusté correctement avec ce modèle, il faut que le rapport pic-sur-vallée, c'est-à-dire le maximum du pic du photoélectron unique divisé par la valeur minimale à gauche de ce pic, soit suffisamment grand, supérieur à 1,5. En d'autres termes, il faut que les pics de bruit électronique et du photoélectron unique soient clairement séparés. Nous avons donc réglé la tension d'alimentation du PMT de telle sorte à avoir un gain du PMT suffisamment grand.

Un exemple d'ajustement, issu des ajustements réalisés quotidiennement sur le détecteur STEREO, est représenté sur la Fig. 4.11. Le modèle utilisé permet de bien ajuster la distribution du PE unique, avec un χ^2 réduit proche de 1. De plus, les résidus au niveau du pic du photoélectron unique n'indiquent aucun problème d'ajustement.

En conclusion, en mode haut gain, la charge du photoélectron unique vaut environ 450 canaux ADC, dans le régime de tensions fixées.

4.4.2 Dynamique en mode bas gain

Après avoir mesuré la charge pour un PE unique, nous avons voulu vérifier que l'électronique nous permettait d'être sensible aux signaux physiques d'une dizaine de PE. Pour cela, nous avons réglé une LED pour générer périodiquement des signaux valant approximativement 10 PE. L'acquisition était synchronisée avec la LED mais avec une fréquence deux fois plus grande pour enregistrer également des événements sans signal physique afin de mesurer le bruit électronique.

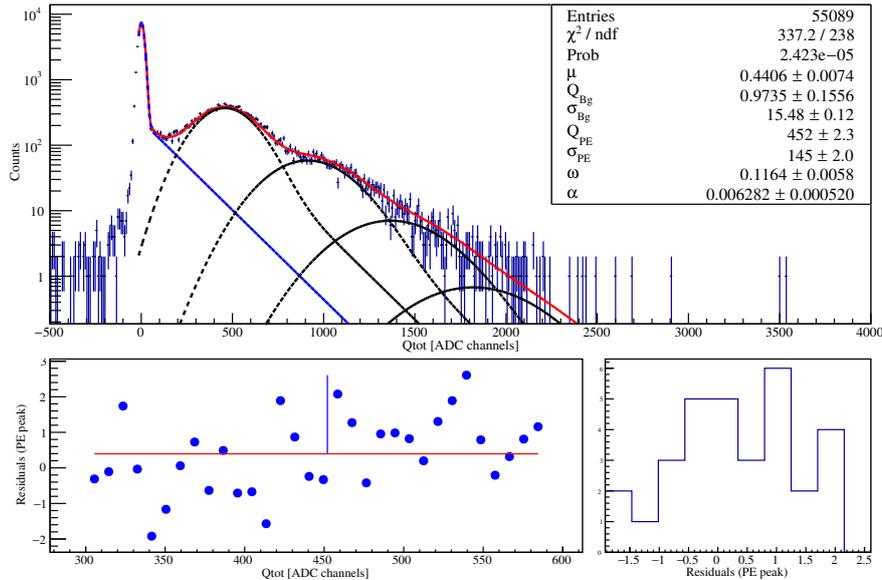


FIGURE 4.11 – Ajustement de la charge du photoélectron unique pour l'étalonnage en PE.

Nous avons, ensuite, ajusté la distribution en charge obtenue (cf. Fig. 4.12) à l'aide de deux gaussiennes, une pour le bruit électronique et une autre pour le pic à 10 PE. Les paramètres de cet ajustement montrent que le pic à 10 PE est situé à $4.8\sigma_{\text{ped}}$ du bruit électronique. En outre, ces résultats avaient été obtenus avec le premier modèle de carte FE à 8 voies, pour lequel le niveau de bruit n'était pas encore optimal. En extrapolant les mesures du bruit sur le modèle final de carte FE, nous estimons que le pic 10 PE est désormais situé à environ $10\sigma_{\text{ped}}$, ce qui est largement suffisant.

La dernière étape est de s'assurer qu'un signal de ~ 1500 PE sur un PMT, soit un signal correspondant à un positon de 10 MeV déposant toute son énergie devant un PMT, ne sature pas l'ADC. La valeur maximale d'un ADC est 8191. Cependant, la saturation en charge dépend de la forme des signaux puisque que la charge est l'intégrale du signal. Dans le cas des mesures réalisées sur le banc de test avec une LED, nous avons pu constater que la saturation survenait à partir de 33000 canaux ADC environ, soit un peu moins de 1500 PE. Cependant, dans le cas de signaux physiques mesuré avec le détecteur STEREO, les impulsions ont une forme plus étalée, repoussant la saturation à des valeurs supérieures.

Ans, l'électronique de STEREO permet d'assurer la dynamique en charge nécessaire. Nous avons montré que l'amplitude du bruit électronique ne nuit pas à la capacité à voir les faibles signaux et que la saturation des ADC n'empêche pas la mesure des signaux de plus haute énergie. De plus, dans les deux cas, la marge disponible est confortable.

Cependant, la saturation de l'ADC n'est pas la seule condition pour bien mesurer l'énergie des événements, il faut aussi que la réponse du PMT et de l'électronique soient linéaires. C'est l'objet du paragraphe suivant.

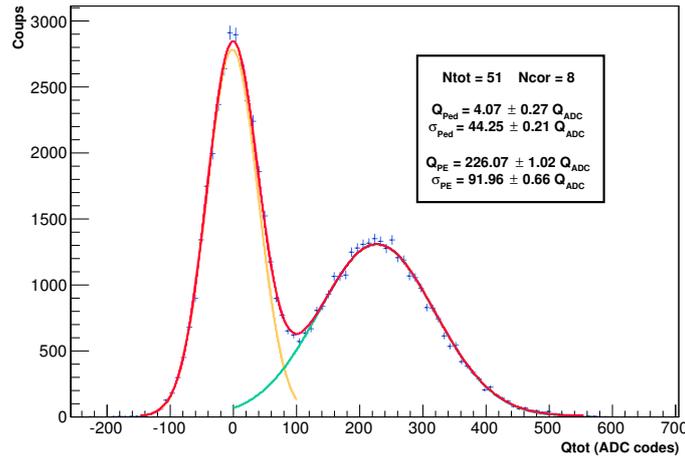


FIGURE 4.12 – Distribution en charge pour des signaux de LED produisant environ 10 PE. Cette distribution a été obtenue avec le premier modèle de carte à 8 voies. L'ajustement est une somme de deux gaussiennes, une pour le bruit électronique et une autre pour le signal.

4.5 Linéarité de la mesure de la charge

La sensibilité de l'expérience au neutrino stérile exige une très bonne linéarité des PMT et de l'électronique, à mieux de 1 % sur toute la gamme jusqu'à 1500 PE. Dans ce paragraphe, nous allons détailler la méthode qui a été développée spécifiquement pour évaluer la non-linéarité et nous présenterons ensuite les résultats obtenus sur le banc de test puis en conditions réelles.

4.5.1 Méthode de mesure de la linéarité en charge

La charge à la sortie d'un PMT est en principe proportionnelle au nombre de PE (N_{PE}), avec un facteur de conversion donné par la charge d'un PE (Q_{PE}) :

$$Q^{\text{lin}} = N_{PE} \cdot Q_{PE} \quad (4.10)$$

Cependant, cette proportionnalité peut être biaisée par divers phénomènes conduisant à une déviation ε qui généralement dépend du nombre de photoélectrons. La charge mesurée s'écrit alors :

$$Q^{\text{mes}} = Q^{\text{lin}} (1 + \varepsilon(N_{PE})) \quad (4.11)$$

Pour évaluer cette déviation, une possibilité serait de faire varier une source de lumière et mesurer à chaque fois la charge obtenue au niveau du PMT. Cependant, il est très difficile de pouvoir contrôler précisément la quantité "absolue" de lumière émise par une source et nous ne pourrions pas obtenir une sensibilité de l'ordre du pourcent. Pour pallier ce problème, nous avons développé une méthode relative qui consiste à utiliser des combinaisons de quatre LED et à comparer les charges à la sortie du PMT pour les LED allumées séparément et celles pour les LED allumées simultanément.

Le principe de la méthode de mesure de la linéarité avec des LED est illustré Fig. 4.13. Les LED sont allumées périodiquement avec des fréquences multiples les unes des autres afin

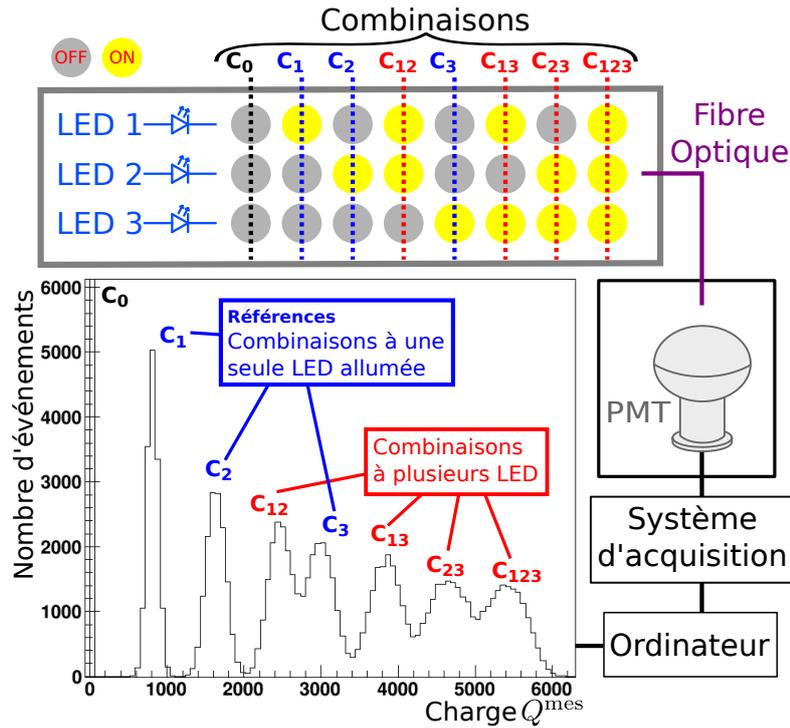


FIGURE 4.13 – Schéma de principe de la méthode pour évaluer la linéarité en charge. Par souci de simplicité seulement 3 LED sont représentées mais le système peut fonctionner jusqu'à 4 LED.

d'obtenir toutes les combinaisons possibles. L'acquisition est synchronisée avec les LED afin d'enregistrer les signaux induits par les 16 combinaisons différentes (dans le cas de 4 LED). La méthode consiste à comparer les signaux mesurés quand plusieurs LED sont allumées, avec ceux des LED allumées individuellement qui servent de référence.

En reprenant la notation précédente, la charge attendue quand deux LED sont allumées simultanément est :

$$Q^{att}(LED_1 + LED_2) = Q^{lin}(LED_1 + LED_2) (1 + \varepsilon(N_{PE}(LED_1 + LED_2))) \quad (4.12)$$

Or, par définition :

$$Q^{lin}(LED_1 + LED_2) = Q^{lin}(LED_1) + Q^{lin}(LED_2) \quad (4.13)$$

D'où :

$$Q^{att}(LED_1 + LED_2) = \left(Q^{lin}(LED_1) + Q^{lin}(LED_2) \right) (1 + \varepsilon(N_{PE}(LED_1 + LED_2))) \quad (4.14)$$

Cependant, nous n'avons pas directement accès à Q^{lin} . Les charges mesurées, y compris celles des signaux de référence, sont potentiellement affectées par la non-linéarité. De même, nous ne mesurons pas directement N_{PE} , il vaut mieux donc estimer ε en fonction de Q^{mes} .

En remplaçant dans l'équation, la charge attendue dans le cas à deux LED devient :

$$Q^{att}(\text{LED}_1 + \text{LED}_2) = \left(\frac{Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1)}{1 + \varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1))} + \frac{Q^{\text{mes}}(\text{LED}_2)}{1 + \varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_2))} \right) (1 + \varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1 + \text{LED}_2))) \quad (4.15)$$

Nous pouvons facilement généraliser cette expression pour les 11 combinaisons d'intérêt à 4 LED, celles où au moins 2 LED sont allumées.

Pour estimer la déviation en fonction de la charge, nous avons choisi d'utiliser un maximum de vraisemblance sur les différences entre la charge mesurée et la charge attendue pour chacune des combinaisons :

$$D_k = Q_k^{\text{mes}} - Q^{att}(\overrightarrow{Q_{Ref_k}^{\text{mes}}}) \quad (4.16)$$

où les $\overrightarrow{Q_{Ref_k}^{\text{mes}}}$ sont les charges de référence mesurées pour chacune des LED intervenant dans la combinaison k.

D_k peut être considérée comme une variable aléatoire suivant une loi normale centrée en 0. En effet, elle est une somme linéaire de charges mesurées qui suivent une loi normale.

On note :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ \vdots \\ D_{11} \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Pour être le plus général possible, nous avons choisi de décrire ε avec une fonction affine par morceau sur n intervalles équidistants délimités par les charges Q_i :

$$\varepsilon(\vec{\theta}, Q^{\text{mes}}) = a_i \cdot Q^{\text{mes}} + b_i \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \varepsilon(Q_i) = \theta_i \\ \varepsilon(Q_{i+1}) = \theta_{i+1} \\ Q_i < Q^{\text{mes}} < Q_{i+1} \end{cases} \quad (4.18)$$

Les coefficients linéaires sont donc donnés par : $a_i = \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{Q_{i+1} - Q_i}$ et $b_i = a_i \cdot Q_i - \theta_i$.

Ainsi, les paramètres $\vec{\theta}$ correspondent à la non-linéarité aux charges Q_i .

La fonction de vraisemblance correspond à la probabilité d'observer \vec{D} pour une série de mesures pour des paramètres $\vec{\theta}$ donnés.

Pour une même acquisition, les différences sont calculées à partir des mêmes charges de référence, elles sont donc corrélées. La densité de probabilité des différences s'exprime :

$$f(\vec{D}) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} \sqrt{\det(V)}} \exp\left(-\frac{1}{2} \vec{D}^T V^{-1} \vec{D}\right) \quad (4.19)$$

Où V est la matrice de covariance :

$$V = \begin{pmatrix} Var(D_1) & Cov(D_1, D_2) & \dots & Cov(D_1, D_1) \\ Cov(D_2, D_1) & Var(D_2) & \dots & Cov(D_2, D_1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Cov(D_1, D_1) & Cov(D_1, D_2) & \dots & Var(D_1) \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Cependant, une seule acquisition ne suffit pas à couvrir toute la dynamique en charge. Il est donc nécessaire de combiner plusieurs acquisitions. Le maximum de vraisemblance peut alors se mettre sous la forme d'un produit des densités de probabilité des différences D_a de chaque acquisition :

$$\mathcal{L}(\vec{Q}^{\text{mes}}, \vec{\theta}) = \prod_a f(\vec{D}_a) \quad (4.21)$$

Au lieu de maximiser la fonction de vraisemblance, il est plus facile de minimiser l'opposé de son logarithme :

$$-\ln \mathcal{L}(\vec{\theta}) \propto \sum_a \vec{D}_a^T V_a^{-1} \vec{D}_a \quad (4.22)$$

Les paramètres $\vec{\theta}$ sont laissés libres lors de la minimisation, excepté pour les faibles charges pour lesquelles l'électronique doit être linéaire.

4.5.2 Application de la méthode sur le banc de test

Une série de 20 acquisitions ont été réalisées sur le banc de tests avec 3 LED. Le résultat de la minimisation est la courbe présentée sur la Fig. 4.14. Pour juger la qualité de l'ajustement, nous avons également représentés, pour chaque combinaison de LED, les déviations déduites à partir des charges mesurées à l'aide de la formule 1.15. Par exemple, pour la combinaison des LED 1 et 2 :

$$\varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1 + \text{LED}_2)) = \frac{Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1 + \text{LED}_2)}{\left(\frac{Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1)}{1 + \varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1))} + \frac{Q^{\text{mes}}(\text{LED}_2)}{1 + \varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_2))} \right)} - 1 \quad (4.23)$$

en utilisant la résultat de l'ajustement pour $\varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_1))$ et $\varepsilon(Q^{\text{mes}}(\text{LED}_2))$. L'accord entre la courbe et les points est très bon.

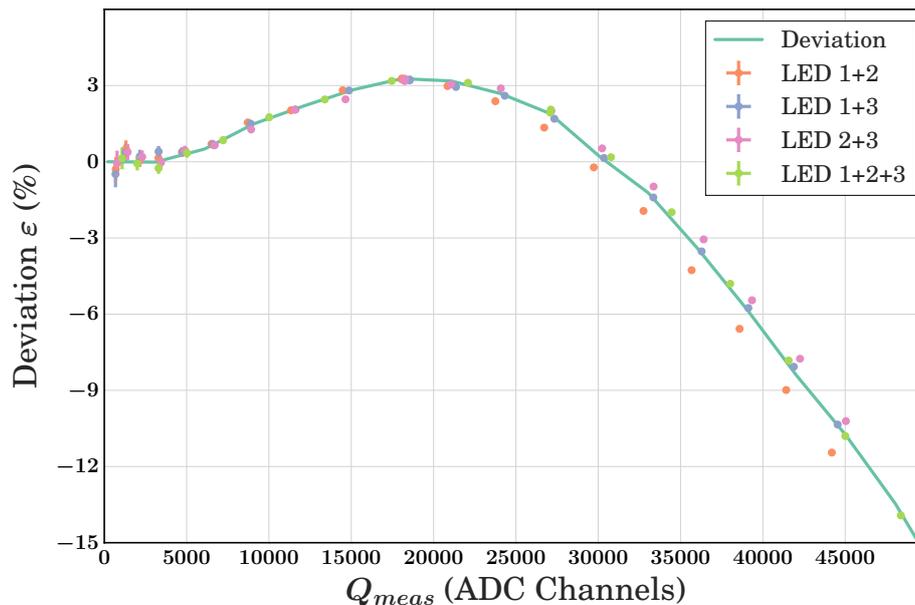


FIGURE 4.14 – Résultat de l’ajustement de la déviation pour une série de 20 acquisitions sur le banc de test avec 3 LED. A titre d’indication, les déviations déduites des charges mesurées sont représentés par des points.

La courbe révèle plusieurs régimes. Tout d’abord, dans la zone d’intérêt, qui correspond à la dynamique de notre électronique de 0 à 30000 voies ADC, une sur-linéarité allant jusqu’à 3% est observée.

Pour expliquer ce phénomène, il faut s’intéresser à la zone d’amplification du PMT. En effet, pour avoir la plus grande dynamique possible, les embases des PMT utilisées pour STEREO ont été optimisées. Les différences de tension sont plus faibles entre les premières dynodes que celles entre les dernières dynodes, ce qui permet de diminuer la saturation due à l’effet de charge d’espace. Cependant, cette optimisation se fait au détriment du gain, qui est maximal lorsque toutes les différences de tension sont égales.

Comme le montre la Fig. 4.15, l’avalanche d’électrons, lorsque le PMT est éclairé, crée un courant graduel ayant pour effet secondaire de diminuer la tension entre chaque dynode. Plus le courant est important, plus l’effet est important. Par conséquent, les différences de tension entre les dernières dynodes diminuent au profit des différences de tension entre les premières dynodes. Comme expliqué précédemment, ce rééquilibrage induit une augmentation du gain et donc une sur-linéarité.

Quand la charge augmente encore, à partir de 30000 voies ADC environ, la déviation devient négative. Cela traduit la saturation du PMT dû au phénomène de charge d’espace. En effet, lorsque le nombre d’électrons entre les dernières dynodes augmente trop, l’efficacité de collection des électrons sur l’anode diminue, les électrons sont déviés de leurs trajectoires standards.

Nous pouvons également constater sur la Fig. 4.14 que l’accord entre la courbe et les points est moins bon au-delà de 30000 voies ADC. De plus, les écarts sont systématiques et corrélés aux combinaisons de LED. Pour expliquer ce phénomène, il faut s’intéresser à la distribution temporelle des signaux. Comme le montre la Fig. 4.16, qui représente les signaux moyens mesurés à la sortie du PMT, les LED ne sont pas toutes parfaitement synchronisées. La LED 3 est légèrement décalée, approximativement de 2 ns, des LED

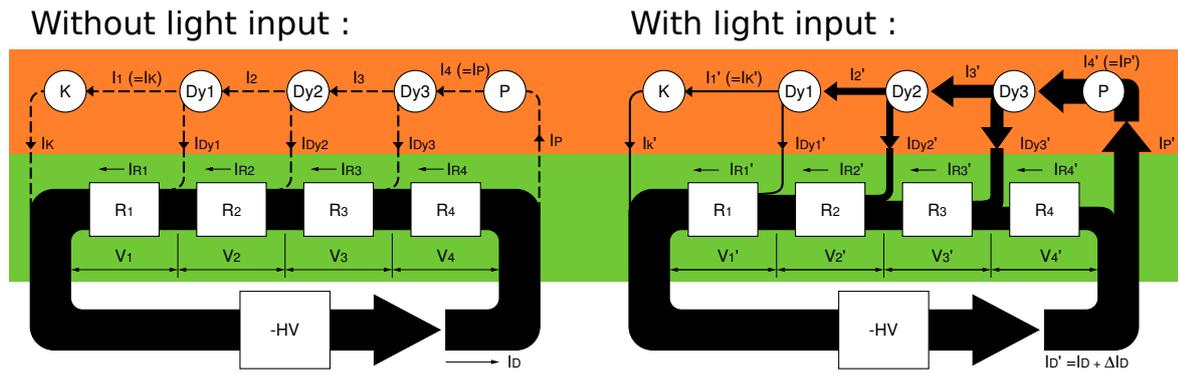


FIGURE 4.15 – Schéma de l’électronique d’un PMT [140]. La zone d’amplification du PMT avec les différentes dynodes est représentée dans la partie supérieure (orange), les tensions entre les dynodes sont fournies par un diviseur de tension schématisé dans la partie inférieure (vert).

1 et 2. Ce décalage a pour effet de répartir un peu plus les charges temporellement et donc de diminuer la densité maximale des électrons dans la zone d’amplification. Par conséquent, la saturation est censée être moins importante quand la LED 3 est allumée et c’est effectivement ce que l’on observe.

Il est intéressant de remarquer que la forme de non-linéarité est comparable à la non-linéarité en énergie postulée dans l’article [141] pour expliquer l’excès entre 4 MeV et 6 MeV observés dans les spectres en énergies des antineutrinos de réacteur. Toutefois, il reste à confirmer que le domaine de fonctionnement des PMT des expériences qui observent l’excès et le domaine de fonctionnement des PMT de STEREO sont semblables, pour pouvoir extrapoler à ces expériences les phénomènes de non-linéarité observés sur le banc de test de STEREO.

4.5.3 Linéarité en charge dans le détecteur STEREO

Le système LED a été conçu pour faire des mesures de linéarité directement dans le détecteur, grâce aux fibres optiques qui guident la lumière des LED situées dans leur boîtier jusque dans le détecteur. Pour les mesures de linéarité, c’est le boîtier LED éclairant le bas des cellules qui est utilisé car, grâce aux multiples réflexions de la lumière sur les parois, il y a une meilleure homogénéité sur les PMT d’une cellule. Comme toutes les cellules sont éclairées en même temps, les mesures de linéarité peuvent être réalisées sur tous les PMT en même temps. De plus, grâce à l’utilisation de 4 LED, il suffit de 7 acquisitions pour couvrir toute la dynamique en charge, ce qui correspond à moins de 3 minutes d’acquisition.

Deux exemples de linéarité mesurée dans le détecteur sont présentés sur la Fig. 4.17. La linéarité obtenue est meilleure que le pourcent sur l’ensemble de la dynamique, conformément au cahier des charges. Les phénomènes de sur-linéarité et de saturation, observés sur le banc de test, ne sont plus visibles.

Ces observations s’expliquent par le fait que les impulsions sont plus larges dans le détecteur que dans la boîte noire. En effet, le détecteur est plus grand et la lumière subit davantage de réflexions. Comme le montre la Fig. 4.18, l’amplitude des impulsions de LED, pour une même charge mesurée, est quasiment deux fois moins grande dans le détecteur.

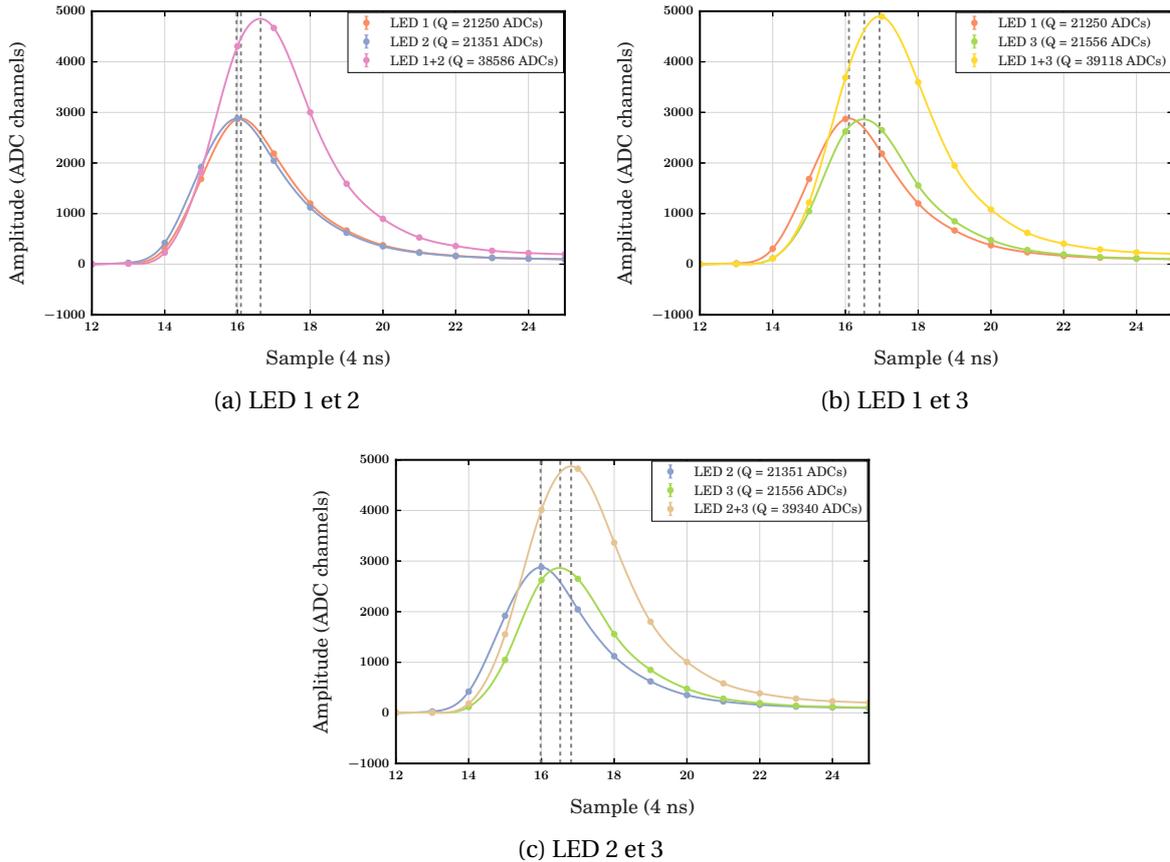


FIGURE 4.16 – Signaux en fonction du temps à la sortie du PMT pour les différentes LED. Les signaux ont été moyennés sur un grand nombre d'événements.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu qu'un élargissement des impulsions de moins de 4 ns avait déjà un effet visible sur la linéarité, il n'est donc pas étonnant au vu de la différence de largeur d'impulsion entre le banc de test et le détecteur, que la linéarité soit très différente.

Il faut noter que les signaux induits par scintillation du liquide sont plus larges et que la linéarité est donc meilleure pour les signaux de physique.

En s'attardant sur les courbes de la Fig. 4.17, qui présente le résultat de la mesure de la linéarité pour deux exemples, avec un PMT dans la cible et un autre dans le *gamma-catcher*, nous pouvons remarquer qu'un petit effet systématique est présent à basses charges, la déviation calculée est systématiquement inférieure à zéro (les barres d'erreur représentées ne prennent en compte que l'incertitude statistique). L'hypothèse d'explication privilégiée est qu'un léger décalage de la ligne de base amène à une estimation biaisée des charges de référence, cet effet peut être très faible en absolu mais avoir un impact non négligeable en relatif à faibles charges. Cependant, aucune investigation poussée n'a été faite car cela concerne des charges faibles qui ont un impact négligeable sur la reconstruction en énergie.

Les courbes de linéarité de tous les PMT sont présentées sur la Fig. 4.19. À deux exceptions près, la non-linéarité est inférieure à $\pm 1\%$ dans notre dynamique en charge (jusqu'à 30000 canaux ADC). Seuls deux PMT du *gamma-catcher*, le "GC73" et le "GC74", font exception, avec une déviation négative de -1.5% . En analysant plus spécifiquement ces deux PMT,

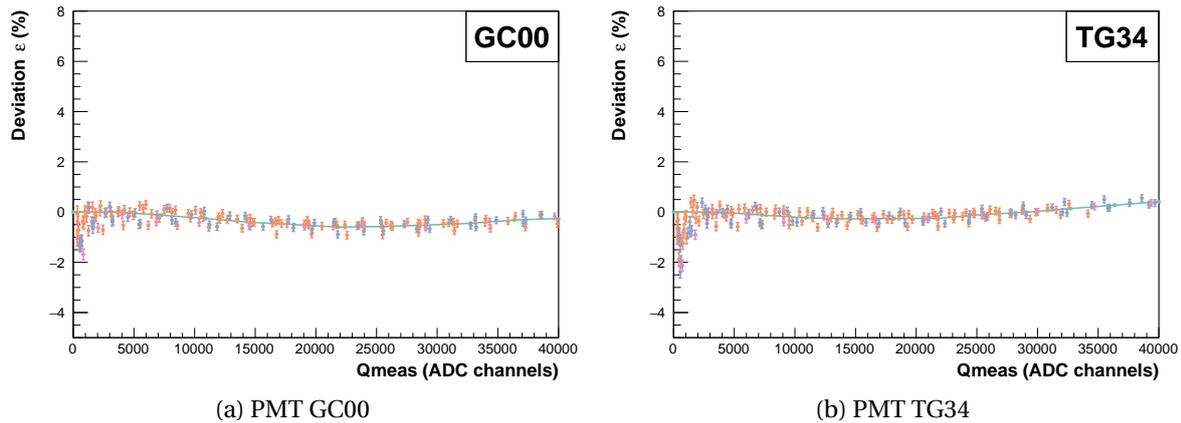


FIGURE 4.17 – Exemple de deux linéarités mesurées : (a) pour un PMT dans une grande cellule du *gamma-catcher* (b) pour un PMT dans une cellule de la cible. Comme précédemment, la courbe verte correspondant au résultat de l’ajustement est comparée aux valeurs de déviation des charges mesurées après correction des charges de référence. Les points sont associés à différentes combinaisons de LED allumées : combinaisons à 2 LED (orange), à 3 LED (bleu) et à 4 LED (rose).

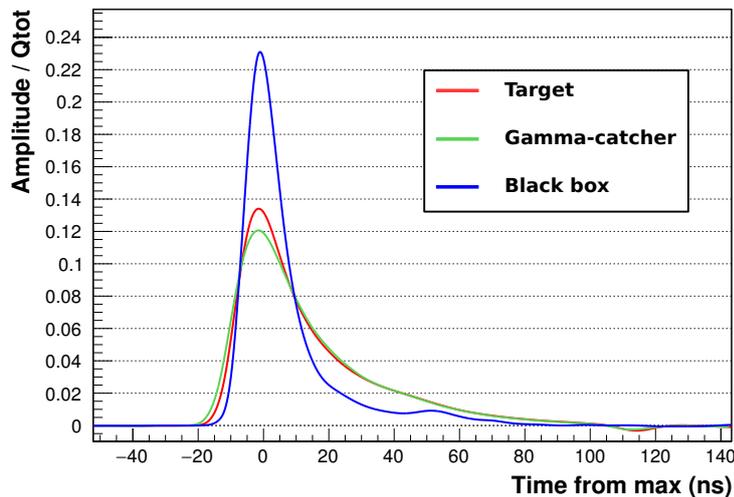


FIGURE 4.18 – Comparaison des impulsions moyennes de LED, normalisées en charge, obtenues avec le PMT dans la boîte noire du banc de test et avec deux PMT dans le détecteur.

il semblerait que la déviation obtenue résulte en fait d’un mauvais ajustement. Ces PMT présentent un biais systématique à basse charge un peu plus important qui perturbe l’ajustement. Cependant, même dans le cas où elles seraient réelles, ces déviations restent suffisamment faibles pour être sans conséquence.

Comme la linéarité est un point essentiel pour l’expérience, elle a été contrôlée mensuellement pendant la période d’acquisition. A titre d’exemple, les résultats de ce suivi sont présentés sur la Fig. 4.20 pour un PMT de la cible. Les linéarités sont stables pour tous les PMT du détecteur, sur toute la période d’acquisition.

Pour conclure, grâce à une méthode d’ajustement développée spécifiquement, la linéarité de tous les PMT du détecteur a pu être validée avec une précision meilleure que le pourcent.

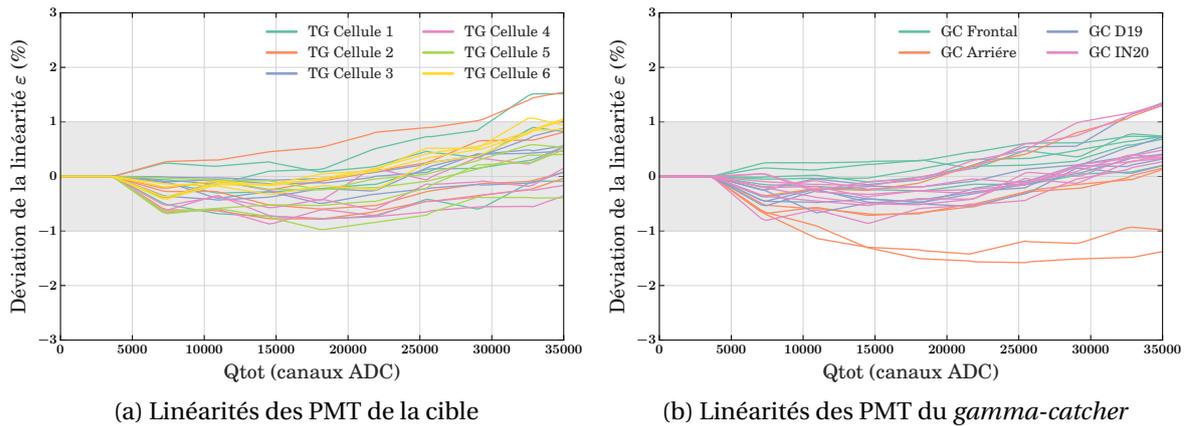


FIGURE 4.19 – Courbes de linéarité pour tous les PMT de la cible et du *gamma-catcher*.

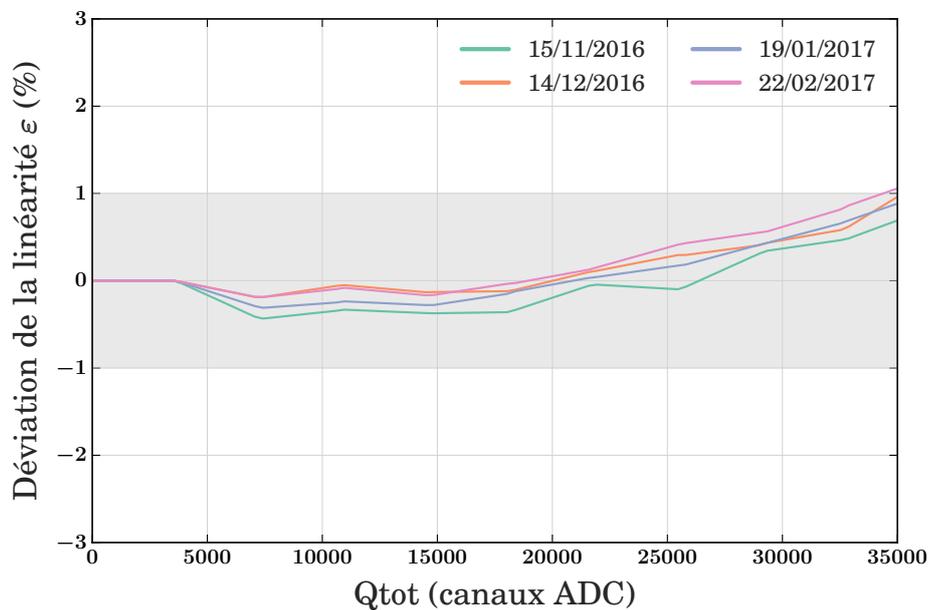


FIGURE 4.20 – Évolution de la linéarité d'un PMT de la cible durant la période d'acquisition.

4.6 Développement des embases pour les photomultiplicateurs

4.6.1 Prototypes d'embases

Trois modèles différents d'embase ont été testés successivement pour parvenir au modèle final respectant le cahier des charges. Nous y ferons référence par leur numéro de version : V1, V2, V3. La différence entre les embases vient de la répartition des différences de tension entre les dynodes. Plus le numéro de version est grand et plus les différences de tension sont importantes, relativement, au niveau des dernières dynodes. Ceci afin de diminuer le phénomène de saturation. Cependant, cette diminution de la saturation conduit également à une diminution du gain. Par conséquent, pour pouvoir comparer les résultats des tests entre chacune de ces embases, la tension d'alimentation du PMT était adaptée pour assurer un gain constant (voir Tab. 4.3). Les embases ont été testées sur le banc de test décrit dans la section 4.3.1, avec un PMT de même modèle que ceux utilisés dans le détecteur.

Base Version	PMT Voltage
V1	1149 V
V2	1300 V
V3	1400 V

TABLEAU 4.3 – Tension d'alimentation du PMT selon l'embase testée, pour assurer un gain constant.

4.6.2 Comparaison des linéarités en charge

Des mesures de linéarité ont été réalisées avec un système à 3 LED. Les linéarités obtenues pour chaque modèle d'embase sont présentées sur les figures Fig. 4.21. Comme nous pouvons le voir, la saturation du PMT avec l'embase V1 survient vers 13000 canaux ADC, ce qui n'est pas suffisant pour obtenir la dynamique en charge souhaitée (30000 canaux ADC). De ce point de vue, les deux autres embases, V2 et V3, pourraient convenir bien que le phénomène de sur-linéarité, expliqué précédemment, soit plus important avec l'embase V3.

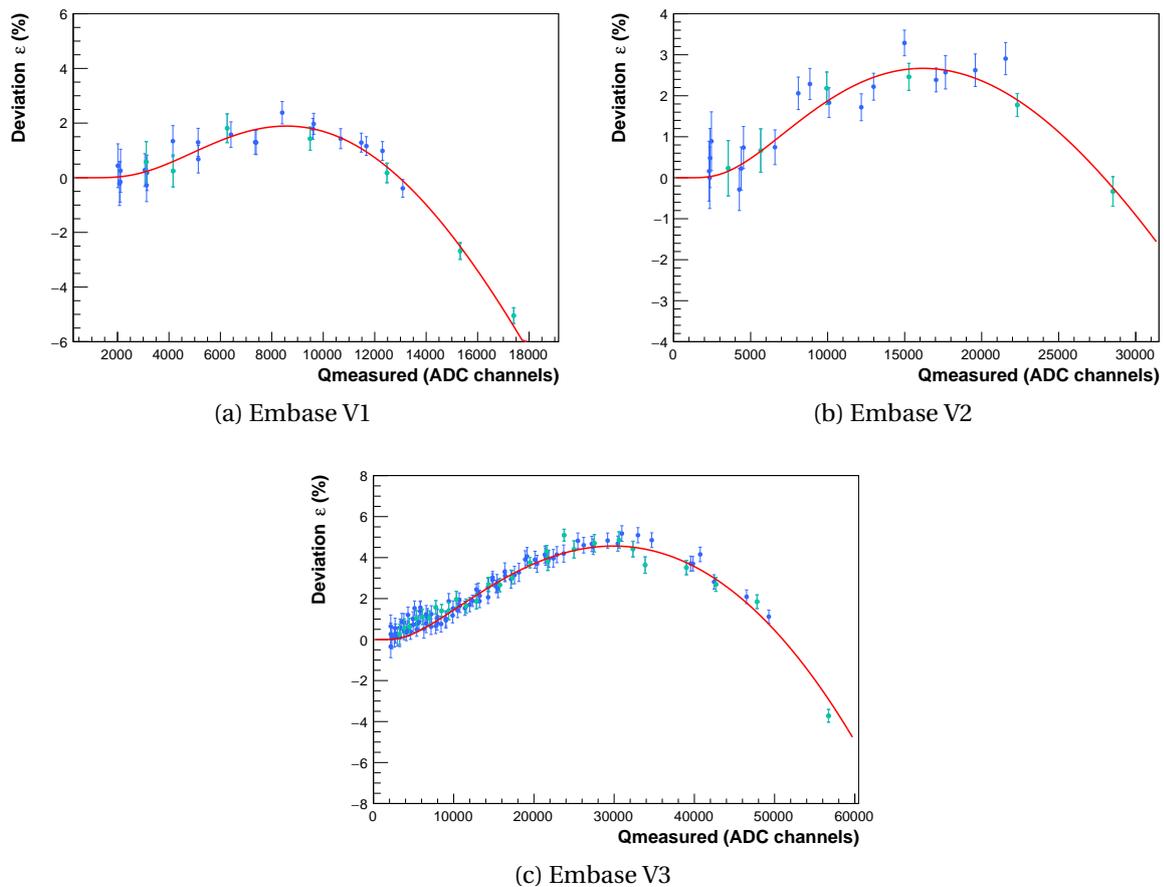


FIGURE 4.21 – Déviation de linéarité en charge pour les différentes version d'embases. Les points bleus correspondent aux mesures avec 2 LED allumées et les points verts à celles avec 3 LED allumées.

4.6.3 Comparaison des facteurs de mérite pour le PSD

Comme expliqué dans le chapitre 2, la discrimination par la forme de l'impulsion (PSD) est fondamentale pour l'expérience STEREO puisqu'elle nous permet de rejeter les paires induites par les diffusions de neutron. La discrimination par la forme de l'impulsion (PSD) consiste à utiliser le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour discriminer les reculs d'électrons des reculs de proton. Les protons déposent plus densément leur énergie induisant une proportion plus importante de la composante lente de scintillation. La forme des signaux est ainsi affectée avec une charge plus importante pour les protons dans la queue de l'impulsion, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.22 qui compare les impulsions moyennes de reculs d'électron et de proton. Ces impulsions ont été obtenues grâce à une acquisition avec une petite cellule de liquide scintillant et une source Américium-Béryllium (AmBe), émettant des gammas et des neutrons.

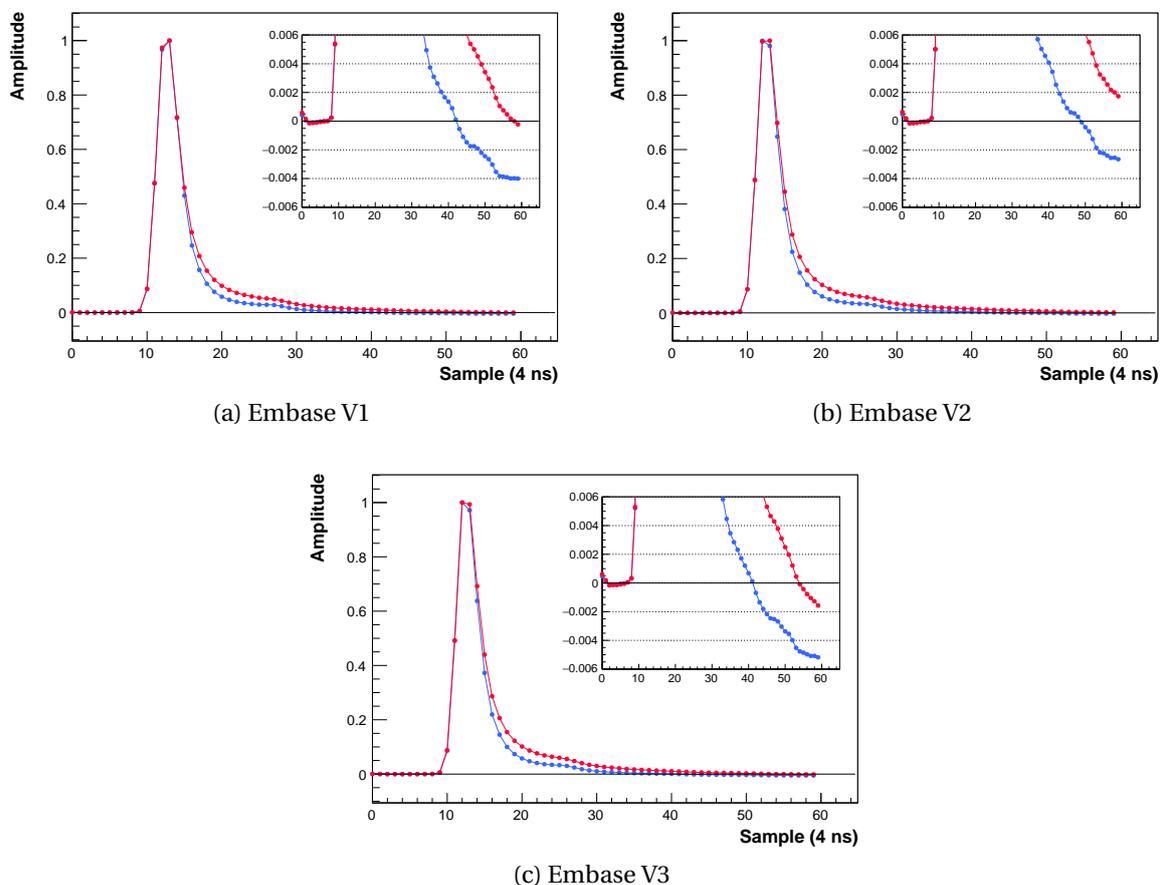


FIGURE 4.22 – Impulsions moyennes pour des signaux causés par des reculs d'électron (en bleu) et des reculs de proton (en rouge). Les impulsions ont été renormalisées pour que leur maximum correspondent à 1. Les encarts correspondent à un zoom autour de 0.

Ainsi, le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est plus grand pour les protons que pour les électrons, comme l'illustre la Fig. 4.23b. Cette figure montre la distribution de ce ratio en fonction du Q_{tot} pour une acquisition avec une source d'AmBe. Les événements liés aux reculs d'électron correspondent à la bande du bas et ceux pour les reculs de proton correspondent à la bande du haut. Dans cette figure, les bandes semblent droites pour des valeurs de Q_{tot} au-dessus de 25 000 canaux ADC indiquant qu'il n'y a pas de déformation de la forme du signal. Cette figure a été obtenue avec l'embase V2 mais les mêmes observations ont été

faites avec les autres embases.

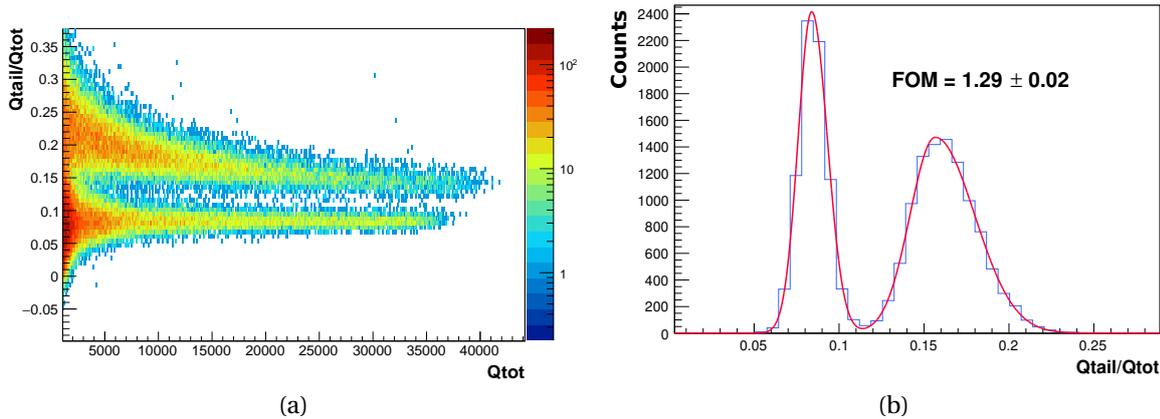


FIGURE 4.23 – La figure de gauche (a) représente la distribution du ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en fonction de Q_{tot} avec l'embase V2. Les événements saturant l'ADC ont été enlevés. La figure de droite (b) est la projection de la première sur l'axe $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ au-dessus de 1 MeV (~ 11200 ADC).

La qualité du PSD peut être évaluée avec la séparation des deux bandes. Pour estimer cette séparation, nous utilisons la distribution du ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ au-dessus de 1 MeV, que l'on peut voir sur la Fig. 4.23b et nous calculons le facteur de mérite (FOM) associé :

$$\text{FOM} = \frac{|\mu_p - \mu_e|}{2\sqrt{2 \ln(2)}(\sigma_p + \sigma_e)} \quad (4.24)$$

avec μ_p et μ_e sont les position des pics, σ_p et σ_e sont les écart-types des pics et où le facteur $2\sqrt{2 \ln(2)}$ sert à la conversion des écart-types en largeurs à mi-hauteur. Comme les pics ne sont pas tout à fait symétriques, nous avons dû ajuster chacun des pics par deux moitiés de gaussiennes avec des largeurs différentes. Les résultats des ces ajustements pour chacune des embases est données dans le Tab. 4.4. Les facteurs de mérite entre les embases ne présentent pas de différence significative au delà de 2σ .

Base Version	FOM
V1	1.37 ± 0.02
V2	1.29 ± 0.02
V3	1.36 ± 0.03

TABEAU 4.4 – Facteur de mérite de la distribution du PSD pour les différentes versions d'embases.

Pour résumer, les trois embases présentent des performances comparables en terme de PSD et les différences au niveau de la saturation ne provoquent pas de détérioration de la qualité du PSD à haute charge.

La Fig. 4.22 permet également de vérifier que les impulsions ont des formes similaires pour les trois embases. Nous pouvons observer que les signaux sont légèrement négatifs à la fin des impulsions, phénomène dû à la réponse de l'électronique. Mais, en plus de n'avoir aucune conséquence sur le PSD, ce phénomène n'a pas d'effet sur la mesure de l'énergie. D'un part, car il est faible, l'intégrale de la partie négative ne représente environ que 1 % de la charge totale, et, d'autre part, car l'intégrale est proportionnelle à la charge

de l'impulsion et donc l'incertitude systématique associée sera corrigée par l'étalonnage en énergie. Néanmoins, pour être conservateur, on pourra privilégier l'embase V2 pour laquelle la partie négative est la plus faible.

4.6.4 Comparaison des résolutions en charge

La dernière comparaison effectuée concerne la résolution en charge. En effet, la variation de la résolution en énergie en fonction du nombre de photoélectrons incidents est décrit dans la littérature [142] comme obéissant à la loi suivante :

$$Res = \frac{a}{\sqrt{N_{PE}}} + K \quad (4.25)$$

où a prend en compte la résolution intrinsèque du PMT due la dispersion du nombre d'électron produit dans la zone d'amplification qui est de l'ordre de 1.15 pour un PMT avec 10 dynodes et K prend en compte une possible contribution autre que celle du PMT.

Nous avons donc mesuré la résolution en charge avec des signaux induits par les LED pour limiter les fluctuations du nombre de photons émis. Les résultats sont présentés sur la Fig. 4.24.

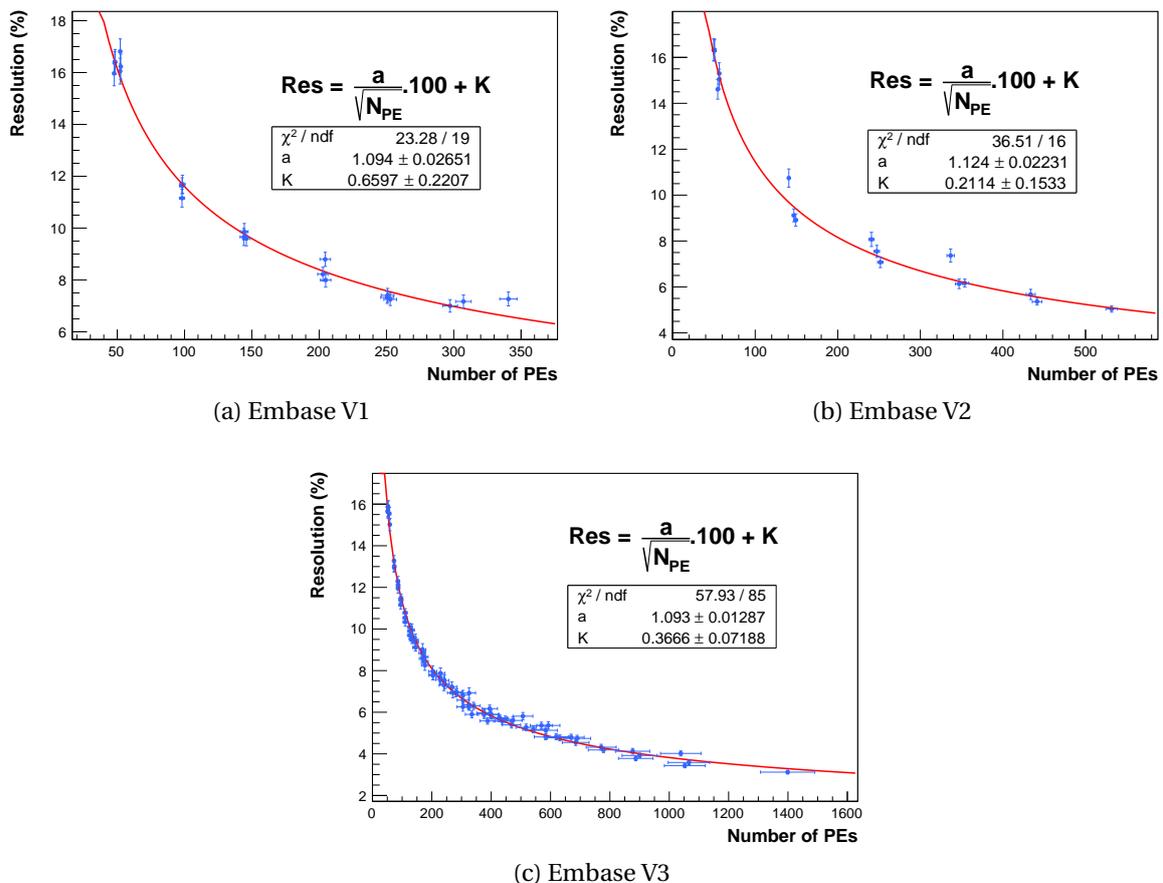


FIGURE 4.24 – Résolution en charge des différents prototypes d'embases.

Pour toutes les embases, les données sont compatibles avec la loi attendue. Le facteur a est dans chaque cas proche de 1.15 mais systématiquement en-dessous. La contribution

additionnelle K est non nulle mais inférieure à 1 %. Cette contribution peut être due au bruit électronique ou à la fluctuation du nombre de photons émis par les LED. Néanmoins, la résolution en charge de l'électronique est satisfaisante quelque soit l'embase utilisée.

4.6.5 Conclusion sur le choix de l'embase

Finalement, c'est le modèle d'embase V2 qui a été choisi pour être utilisé avec tous les PMT du détecteur. Cette embase a été retenue car sa dynamique en charge est suffisante pour couvrir tout le spectre en énergie des neutrinos et elle est celle qui présente la sur-linéarité la moins grande.

4.7 Conclusion

Grâce à la mise en place de dispositifs matériels et logiciels, nous avons réalisé des batteries de tests et de mesures sur les différents composants de l'électronique, tout au long de son développement, afin de réajuster sa conception et de la valider. Nous avons ainsi montré que l'électronique a un bruit suffisamment faible pour garantir une bonne résolution en énergie de 10 à 1500 PE et que l'échantillonnage des signaux permet d'appliquer une discrimination par forme d'impulsion (PSD) pour séparer les reculs d'électrons et de protons. Ce travail a conduit à l'implémentation de l'électronique dans la simulation, avec la prise en compte du bruit électronique, du niveau du piédestal, de la forme des impulsions, de la numérisation et des calculs des observables en lignes. Une méthode originale a été développée pour mesurer précisément la linéarité de la réponse en charge des PMT et de l'électronique, avec une précision inférieure à 1 %. Finalement, l'électronique a fonctionné correctement pendant toute la première période d'acquisition qui a duré un peu plus de 4 mois sans interruption. Il a été mis en évidence que la linéarité était stable sur toute la période d'acquisition et qu'aucune non-linéarité n'était présente au-delà de 1 %. Pour conclure, ce travail a démontré que les caractéristiques de l'électronique de STEREO répondaient à l'ensemble du cahier des charges pour garantir des performances optimales du détecteur STEREO.

Chapitre 5

Recherche de candidats "neutrino"

Sommaire

5.1 Principe de l'analyse des données	126
5.1.1 Description de la chaîne d'analyse	126
5.1.2 Étalonnage en énergie	128
5.1.3 Reconstruction de l'énergie	129
5.1.4 Discrimination entre positons et protons	131
5.2 Principe de la recherche des événements neutrino	133
5.2.1 Caractéristiques des événements neutrino	133
5.2.2 Algorithme de recherche des événements neutrino	134
5.2.3 Recherche des paires accidentelles	136
5.2.4 Le temps mort	138
5.3 Définition des coupures	138
5.3.1 Paires en coïncidence avec un autre événement	139
5.3.2 Paires accidentelles	141
5.3.3 Paires corrélées	143
5.4 Optimisation des coupures temporelles	147
5.4.1 Principe d'optimisation	147
5.4.2 Résultats des optimisations	148
5.5 Acceptance du signal neutrino	149
5.5.1 Rappel des coupures utilisées pour l'identification "neutrino"	149
5.5.2 Acceptance simulée des coupures en énergie et de topologie	150
5.5.3 Acceptance pour les coupures d'anti-coïncidence	152
5.6 Évolution dans le temps des taux de paires	152
5.6.1 Corrélation des taux avec la pression atmosphérique	152
5.6.2 Taux de paires corrélées et accidentelles	154
5.6.3 Hiérarchie des coupures sur les événements prompts et retardés	154
5.6.4 Hiérarchie des coupures appliquées aux paires	155
5.7 Caractérisation des candidats IBD	158
5.7.1 Absence de bruit de fond corrélé induit par le réacteur	158
5.7.2 Signature temporelle de l'IBD	158
5.7.3 Spectres en énergie	159
5.7.4 Les taux de neutrino	161
5.8 Conclusion	162

L'expérience STEREO a réalisé sa première campagne d'acquisition entre fin 2016 et début 2017 avec des périodes de réacteur en fonctionnement et à l'arrêt, respectivement de 75 jours et 29 jours. La collaboration est toujours en cours d'analyse des données : étalonnage en énergie, étude de la réponse du détecteur et correction d'effets systématiques, étude et réduction des bruits de fond, etc.

Le chapitre introduira d'abord l'ensemble de la chaîne d'analyse en présentant les différents résultats obtenus par la collaboration (reconstruction en énergie et la caractérisation du PSD). Puis le travail réalisé pendant la thèse sera présenté. Ce travail a consisté dans un premier temps à mettre en place un programme de recherche de paires puis à l'aide de ce dernier à caractériser le bruit de fond pour optimiser la sélection du signal "neutrino" en minimisant les incertitudes associées. Enfin, des premiers résultats, préliminaires, seront présentés avec l'identification du signal neutrino sur la première période de prise de données.

5.1 Principe de l'analyse des données

5.1.1 Description de la chaîne d'analyse

La chaîne d'analyse de STEREO est présentée sur la Fig. 5.1. Elle commence avec l'acquisition qui génère les fichiers de données "brutes". Ces fichiers contiennent les données de chaque événement avec notamment les charges, exprimées en nombre de canaux ADC, pour chaque voie de l'électronique associée à un PMT (cf. la section 4.2.3 pour la liste exhaustive des observables enregistrées). En parallèle, d'autres données sont régulièrement enregistrées dans la base de données, telles que les valeurs de pression et de température à différents endroits du détecteur, la pression atmosphérique, le champ magnétique à l'intérieur du détecteur, le taux de comptage de deux détecteurs de neutrons annexes.

L'acquisition "neutrino", c'est-à-dire avec une configuration adaptée à la détection des neutrinos, est segmentée en périodes de 1h entrecoupées d'étalonnage avec les LED. De plus, toutes les 2 heures une acquisition "neutrino" de 5 minutes est réalisée en conservant toutes les échantillons des PMT afin de pouvoir contrôler la qualité du calcul des observables en ligne. Enfin des étalonnages avec des sources radioactives sont effectués périodiquement. De une fois par mois à plusieurs fois par semaine selon les sources. Au total, le temps d'acquisition est utilisé à 95 % pour l'acquisition "neutrino". Le taux d'acquisition "neutrino" est de quelques kHz lorsque le réacteur est en fonctionnement et au alentour de 1 kHz quand le réacteur est arrêté. Dans tous les cas, le temps mort induit par l'électronique est inférieur à 1 %. Étant donné les taux d'acquisition et la taille d'un seul événement de quelques kilooctets, le flux de données fluctue entre 2 Go et 6 Go par heure pour les acquisition "neutrino". Au total, 9.5 To de données "neutrino" ont été acquis pendant 75 jours où le réacteur était en fonctionnement et pendant 29 jours où le réacteur était à l'arrêt.

Les fichiers de données "brutes" commencent par être prétraités. Ce traitement a plusieurs objectifs : mettre les données sous forme d'arbres ROOT avec une entrée par événement qui a déclenché l'acquisition, ordonner les données par cellule du détecteur, assurer la

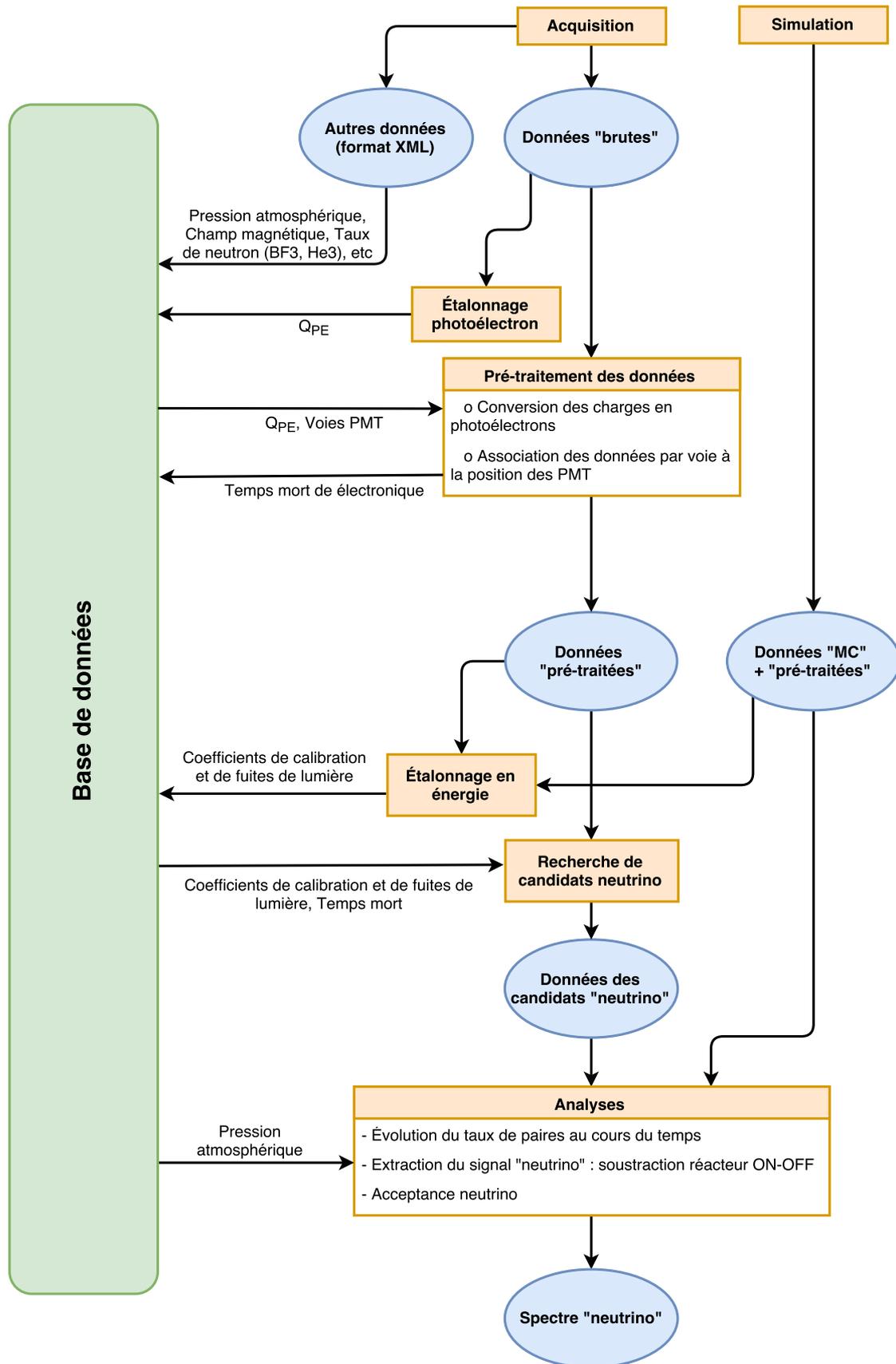


FIGURE 5.1 – Chaîne d'analyse de l'expérience STEREO. Les listes des analyses ou des opérations réalisées à chaque étape n'est pas exhaustive, de même que les informations échangées avec la base de données. Les informations fournies, ici, sont celles qui sont utiles pour les analyses présentées dans cette thèse.

conversion des charges en nombre de photoélectrons et enfin remplir la base de données avec les caractéristiques de l'acquisition (paramètres, temps mort, etc). La conversion canaux ADC/photoélectrons est réalisée en prenant la dernière valeurs mesurés des coefficients d'étalonnage PE stockés dans la basse de donnée. Ces coefficients ont été déterminés à l'aide des acquisitions LED en utilisant la méthode détaillée dans la prochaine section.

Les fichiers prétraités et la base de données sont ensuite utilisés pour réaliser les différentes analyses à commencer par l'étalonnage en énergie.

5.1.2 Étalonnage en énergie

Comme expliqué dans le chapitre 2, différentes sources radioactives sont utilisées. L'étalonnage en énergie consiste à déterminer, pour chaque cellule i du détecteur, le coefficient C_i permettant de convertir l'énergie déposée dans la cellule en nombre de photoélectrons mesurés sur les PMT de la cellule. Pour cela, les spectres en énergie mesuré et simulé sont comparés. Trois méthodes ont été développées dans la collaboration. Elles diffèrent notamment sur la manière de sélectionner les dépôts d'énergie dans une seule cellule puisque les fuites de lumière venant de dépôts d'énergie dans les cellules voisines affecteraient le résultat de l'étalonnage et sur la manière d'ajuster les spectres. Au final, toutes les méthodes sont en accord à mieux de 2 %.

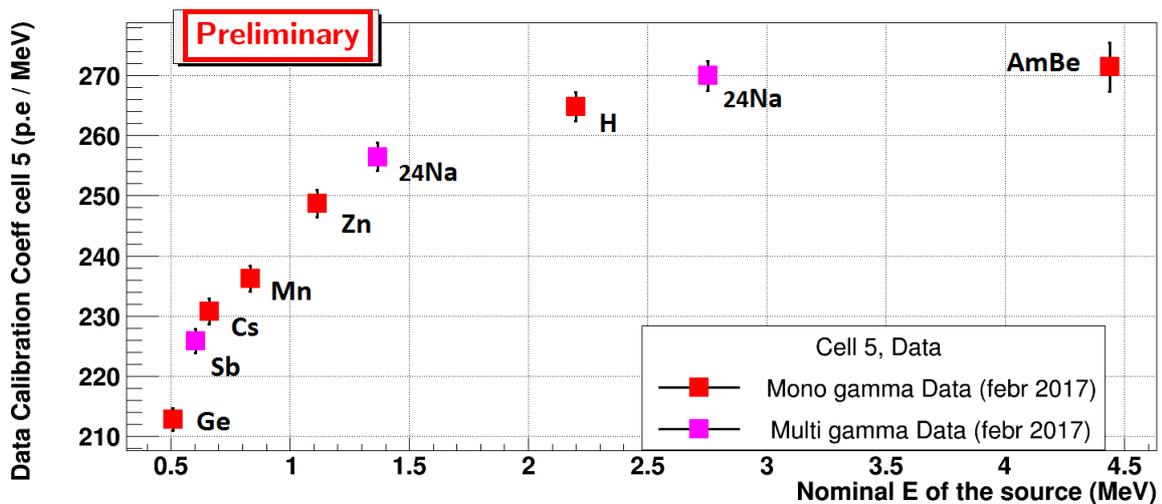


FIGURE 5.2 – Courbe de *quenching* pour la cellule 5.

La courbe de la Fig. 5.2 montre le résultat de l'étalonnage en fonction de l'énergie. Comme attendu selon la loi de Birks [143], le rendement de scintillation baisse à basse énergie, c'est le phénomène de *quenching*.

Du fait de la collection de la lumière, les coefficients d'étalonnage dépendent légèrement de la hauteur du dépôt d'énergie de la cellule. Des variations inférieures à 3 % sont observées entre le bas et le haut de chaque cellule.

Comme certains événements déposent leur énergie dans plusieurs cellules, il faut également quantifier les fuites de lumière d'une cellule vers les autres cellules. Les coefficients $L_{j \rightarrow i} = Q_i / Q_j$ sont introduits où Q_i correspond à la charge dans la cellule i induite par un dépôt d'énergie dans la cellule j . Ces coefficients sont calculés en relatif par rapport à la cellule vertex et donc par définition, $L_{j \rightarrow j} = 1$. Pour estimer ces coefficients, il est

nécessaire, ici encore, de pouvoir isoler des dépôts d'énergie dans une seule cellule. Pour cela, deux méthodes ont été développées :

- La première utilise les événements avec un dépôt d'énergie maximale dans une seule cellule pour une source de ^{54}Mn déployée à l'intérieur du détecteur. Les événements au delà d'un sigma (supérieur à la moyenne) du pic de l'énergie la plus probable, à environs 0.8 MeV, sont utilisés pour le calcul des fuites de lumière. Le coefficient des fuites de lumières est donné par la moyenne de la distribution du rapport des charges Q_i/Q_j . Cette méthode a l'avantage de pouvoir mesurer localement, à plusieurs hauteurs différentes, les fuites de lumière. Elle est ainsi utilisée pour corriger les étalonnages en énergie où la source est ponctuelle.
- La seconde utilise les muons verticaux [144], pour des intervalles de $427PE$ de la charge Q_i des histogrammes des charges Q_j sont réalisés. Les moyennes des charge Q_j autour du maximum (± 5 bins) sont calculées pour chaque intervalle, permettant d'obtenir la charge moyenne de la cellule j issu de la fuite de lumière en fonction de Q_i . Ces moyennes sont ensuite ajustées par une droite dont la valeur de la pente correspond à la valeur du coefficient des fuites de lumière de la cellule i vers la cellule j . Cette méthode est complémentaire à la première puisque la fuite de lumière est mesurée sur l'ensemble du volume de la cellule. De plus, elle a l'avantage de ne pas être invasive puisqu'elle utilise les données des acquisitions neutrino.

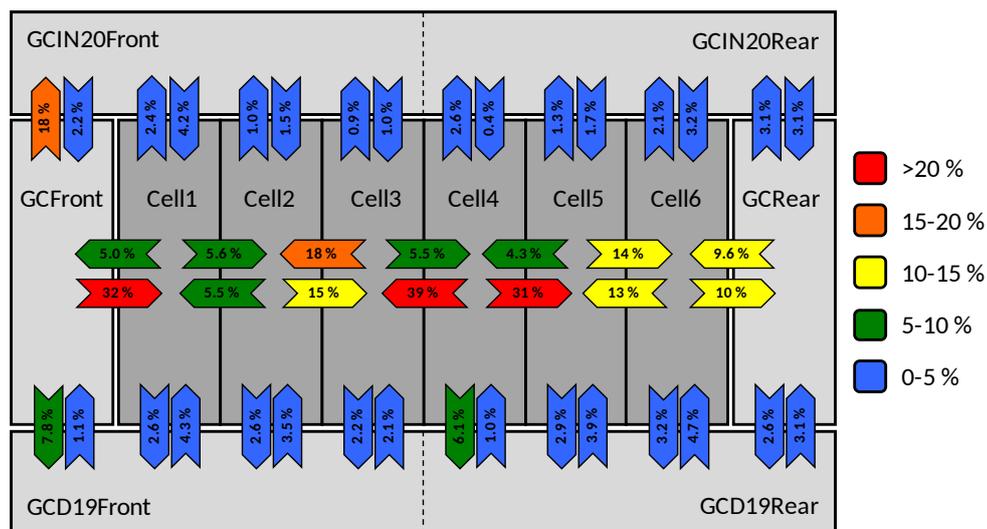


FIGURE 5.3 – Coefficients des fuites de lumière entre les différentes cellules du détecteur.

Au final, nous obtenons les coefficients $L_{j \rightarrow i}$ en fonction du temps qui sont enregistrés dans la base de données. Leurs ordres de grandeurs sont représentés sur la Fig. 5.3.

5.1.3 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie de chaque événement n'est pas triviale car la charge en nombre de photoélectrons Q_i d'une cellule i est induite à la fois par l'énergie déposée E_i^{dep} dans cette cellule et par les dépôts d'énergie E_j des cellules voisines j via les fuites de lumières.

En reprenant les notations introduites dans le paragraphe précédent, la charge dans une

cellule peut s'exprimer sous la forme d'une seule somme :

$$Q_i = \sum_j C_j \times L_{j \rightarrow i} \times E_j^{dep} \quad (5.1)$$

L'équation précédente se généralise à toutes les cellules en passant à une notation vectorielle :

$$\vec{Q} = M \vec{E} \quad (5.2)$$

où la matrice M est composée des produits des termes C_j et $L_{j \rightarrow i}$.

En inversant cette dernière équation et en calculant l'inverse de la matrice M , il est alors possible d'obtenir pour chaque événement l'énergie dans chaque cellule.

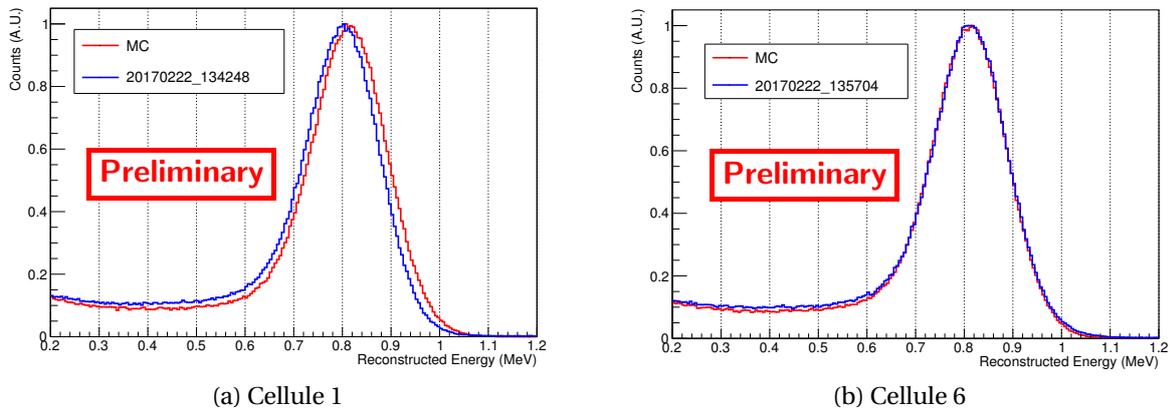


FIGURE 5.4 – Comparaison de l'énergie reconstruite en simulation et à partir de données réelles, pour une source de ^{54}Mn déployée à mi-hauteur dans les cellules 1 et 6 de la cible.

En fin de compte, la reconstruction en énergie est compatible à 1.5% pour les étalonnages avec une source ponctuelle déployée dans le détecteur, comme le montre la Fig. 5.4.

De plus, la reconstruction en énergie est stable dans le temps d'après la Fig. 5.5

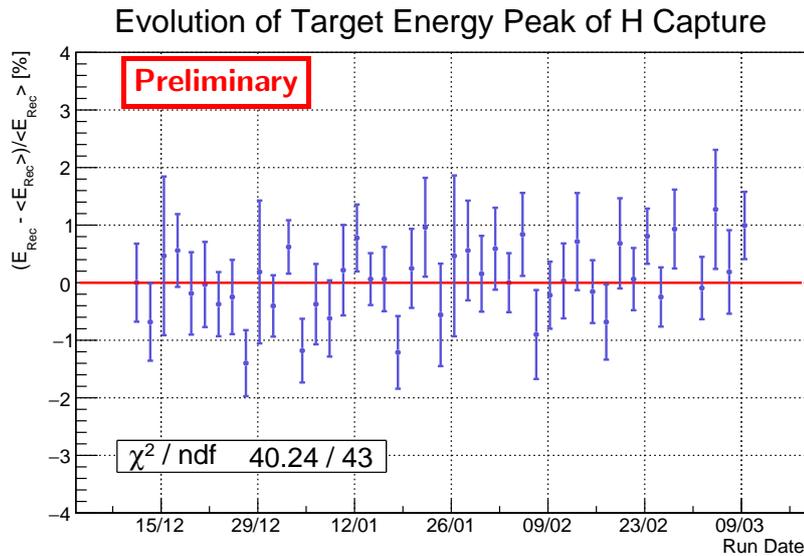


FIGURE 5.5 – Stabilité au cours du temps de l'énergie reconstruite de gammas à 2.2 MeV, émis par la désexcitation d'un noyau d'hydrogène après la capture d'un neutron.

5.1.4 Discrimination entre positons et protons

Une partie du bruit de fond corrélé provient de l'interaction de neutrons rapides. Un neutron rapide peut par diffusion générer un recul de proton suivi par la capture du neutron après sa thermalisation. Le proton peut déposer une énergie de quelques MeV dans le détecteur et donc imiter l'interaction du positon. Cependant, il est possible de discriminer les reculs de positons des reculs de protons par la forme des impulsions. En effet, les densités d'énergie déposée par les protons sont nettement plus grandes et induisent des excitations des molécules du liquide scintillant dans des états de plus hautes énergies. La désexcitation de ces états est plus lente que celle des états d'excitation de plus basses énergies. Ce phénomène conduit à des signaux lumineux temporellement plus long. Le rapport de la charge de queue d'impulsion sur la charge totale est donc plus grand pour les reculs de protons que pour les reculs d'électron ou de positon. On nomme cette méthode PSD pour "*pulse shape discrimination*".

La Fig. 5.6 met en évidence la séparation des deux populations

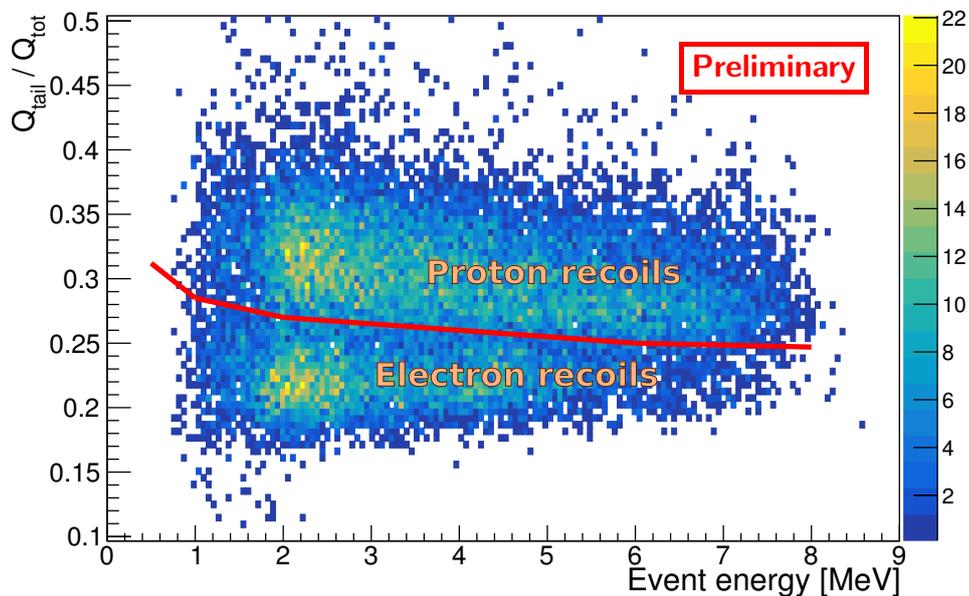


FIGURE 5.6 – Rapport de la charge de queue sur la charge totale des impulsions en fonction de l'énergie pour les candidats "prompt".

Les nombres d'échantillons utilisés pour intégrer la charge totale et la charge de queue de l'impulsion ont été optimisés afin de maximiser la séparation des protons et des électrons. L'optimisation a été réalisée à partir d'acquisitions avec une source AmBe qui émet des neutrons et des gammas, déployée dans les cellules. Elle se base sur le facteur de mérite comme décrit dans la Sec. 4.6.3. La charge totale est ainsi intégrée sur 47 échantillons, soit 188 ns, à partir du début de l'impulsion (temps CFD) et la charge de queue est intégrée sur les 36 derniers échantillons, soit 44 ns après le début de l'impulsion.

La limite de séparation entre les protons et les électrons a été définie à 2.5 sigmas de la distribution du PSD des électrons afin de ne pas affecter l'acceptance pour les candidats neutrinis. La distribution du PSD des électrons peut être obtenue avec des sources d'étalonnage gamma mais également avec les événements simples des acquisitions "neutrino" qui sont en grande majorité des électrons, une fois les muons rejetés. L'intérêt est d'avoir une plus grande statistique uniformément distribuée en temps et spatialement dans le détecteur, à l'image des positons induits par les neutrons. Pour déterminer la limite de

séparation, les distributions du PSD pour différents intervalles en énergie de 250 keV chacun ont été ajustées par une gaussienne. L'efficacité de rejet des protons est plus difficile à estimer précisément car nous ne disposons pas de population pure de reculs de protons, la source AmBe émettant des gammas en coïncidence avec les neutrons. Cependant, elle est de l'ordre de 75 %.

Une étude de l'évolution dans le temps des caractéristiques du PSD dans les cellules de la cible a montré que le PSD était sensible aux fuites de lumière. Elles entraînent notamment une diminution de la valeur moyenne des distributions au début de la période d'acquisition (cf. Fig. 5.7). D'autres variations, plus faibles, s'expliquent par des variations de température. Étant donné l'amplitude de ces variations, la recherche de neutrinos présentée dans cette thèse a été réalisée avec une coupure PSD fixe dans le temps, déterminée à partir des données postérieures au 15 décembre.

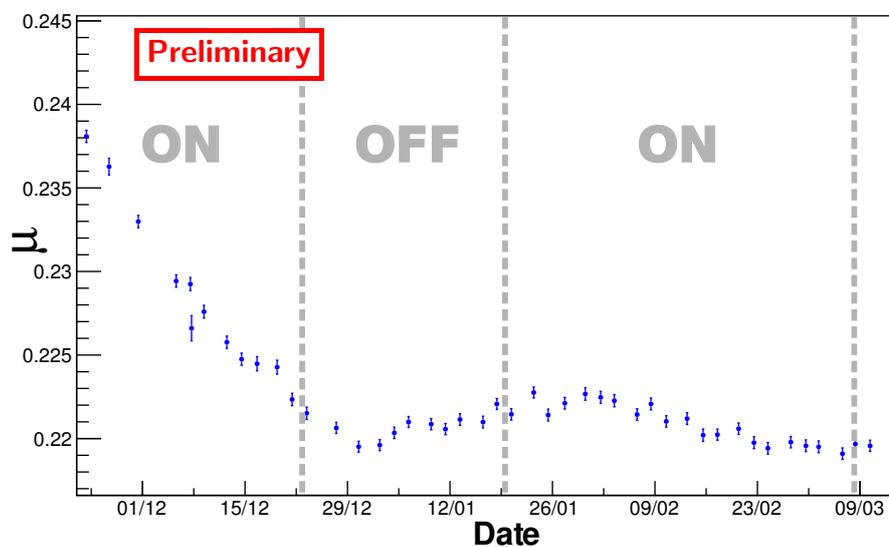


FIGURE 5.7 – Évolution au cours du temps de la moyenne de la distribution PSD des électrons grâce à une source gamma de ^{54}Mn (~ 0.835 MeV) placée au centre d'une cellule de la cible [145].

La dépendance spatiale du PSD au sein du détecteur a également été étudiée. La Fig. 5.8 présente les écarts types des distributions du PSD des électrons et des protons en fonction de la cellule. Excepté pour la cellule 4, qui est la cellule dont le *buffer* est vide, toutes les valeurs sont compatibles. L'écart-type plus important dans la cellule 4 s'explique par le moins bon couplage optique. Le nombre de photons collecté étant plus faible, les fluctuations sont plus importantes. L'efficacité de rejet de la coupure PSD sera donc moins bonne dans cette cellule que dans les autres.

En l'état actuel des analyses, la coupure PSD n'est donc pas encore parfaitement maîtrisée, notamment à cause sa dépendance aux fuites de lumière. Par conséquent, la coupure PSD sera utilisée avec précaution et de manière conservatrice pour minimiser l'erreur systématique sur l'acceptance des événements "neutrino".

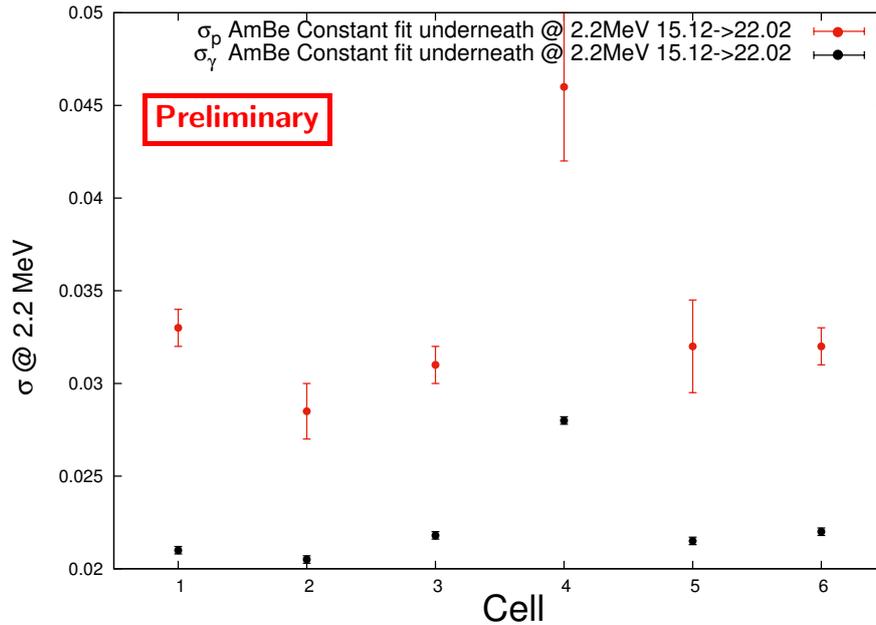


FIGURE 5.8 – Écart-types des distributions du PSD des électrons et des protons pour les différentes cellules de la cible, obtenues avec une source d'AmBe [145].

5.2 Principe de la recherche des événements neutrino

5.2.1 Caractéristiques des événements neutrino

Pour qu'un neutrino soit détecté, il doit interagir par réaction β -inverse (IBD) dans le détecteur. Nous serons ici encore plus restrictifs, les neutrinos doivent interagir dans une des 6 cellules de la cible. Lors d'une réaction IBD, deux particules sont produites, un électron et un neutron qui induisent deux signaux en coïncidence. Ces deux signaux sont détectés comme deux événements individuels dans l'acquisition, c'est-à-dire issus de deux déclenchements différents. À partir de maintenant, nous utiliserons la dénomination d'événement simple pour faire référence aux événements issus d'un déclenchement de l'acquisition, qu'il soit corrélé temporellement ou non à d'autres événements.

Le signal prompt est provoqué par la thermalisation puis l'annihilation du positon et le signal retardé est provoqué par la désexcitation du gadolinium (Gd) suite à la capture du neutron. Pour identifier ces événements, nous utilisons la somme de l'énergie déposée et sa topologie dans le détecteur. L'énergie déposée pour le signal prompt est entre 1.1 MeV et environ 8 MeV, du même ordre de grandeur que l'énergie neutrino incident (cf. la Sec. 2.1.1 pour plus de détails). De plus, le dépôt d'énergie doit être confiné à une seule cellule hormis la contribution provenant des deux gammas d'annihilation de 511 keV qui peuvent s'échapper dans les cellules voisines.

Pour le signal retardé, la valeur la plus probable de l'énergie totale déposée vaut environ 8 MeV avec un plateau allant vers les plus basses énergies du fait des interactions Compton. Le dépôt d'énergie peut être dispersé dans le détecteur avec l'émission moyenne de 3 gammas lors de la désexcitation, mais avec une probabilité plus grande à proximité de la cellule vertex de la réaction IBD.

Pour identifier l'interaction d'un neutrino, nous utilisons la coïncidence temporelle entre le signal prompt et retardé. Nous recherchons ainsi une paire constituée de ces deux signaux

dans une fenêtre de quelques dizaines à quelques centaines de μs , qui correspond au temps de survie du neutron dans le liquide scintillant de STEREO. Ce temps caractéristique de survie du neutron dépend de la concentration en Gd dans le liquide, de plus certains noyaux comme l'hydrogène vont aussi pouvoir capturer les neutrons réduisant la survie effective du neutron dans le liquide. Il est donc important d'avoir une mesure de la survie d'un neutron dans la cible pour évaluer correctement l'acceptance neutrino.

Les paires IBD sont noyées dans un bruit de fond important. Une partie de ce bruit de fond est composée de paires accidentelles. Celles-ci sont constituées de deux événements indépendants en coïncidence fortuite, ayant les mêmes caractéristiques que les signaux prompts et retardés. Il est cependant possible d'estimer leur contribution. En effet, il suffit de réaliser une recherche de paire en cherchant le signal retardé non plus juste après le signal prompt mais beaucoup plus longtemps après, par exemple quelques millisecondes après, là où il n'y a plus de corrélation possible entre les deux signaux. Comme les paires accidentelles sont de nature purement statistique, leurs caractéristiques sont les mêmes quelque soit la différence de temps entre les faux signaux prompts et retardés. De plus, l'incertitude statistique sur l'estimation de la contribution du bruit de fond accidentel peut être réduite en combinant les résultats de plusieurs recherches de paires avec différents décalages de temps pour la recherche de signal retardé.

La majeure partie du bruit de fond est constitué de paires corrélées. Ces paires sont issues d'une série de deux événements ou plus ayant une origine commune ou une relation de cause à effet. Par exemple, un muon peut produire un neutron rapide qui va induire deux signaux, un dû à un recul de proton et un autre dû à sa capture sur un noyau de gadolinium. Les séries où plus de deux événements sont détectés sont à même d'être rejetées en demandant qu'une paire ne soit pas en coïncidence avec d'autres événements dans une fenêtre de l'ordre de la dizaine à la centaine de μs , avant ou après la paire. Nous parlerons de coupure d'anti-coïncidence. De plus, des coupures sur la topologie ou l'énergie des signaux nous permettront de séparer les événements "neutrino" du bruit de fond corrélé. Plus de détails sur le bruit de fond sont donnés dans la Sec. 5.3. Malgré ces coupures, du bruit de fond corrélé subsiste encore, essentiellement d'origine cosmique. Cependant, il reste encore une dernière parade. Il s'agit d'estimer les contributions de bruit de fond cosmique lorsque le réacteur est à l'arrêt pour ensuite les soustraire aux données acquises pendant le fonctionnement du réacteur.

5.2.2 Algorithme de recherche des événements neutrino

Un algorithme de recherche des paires a été spécialement développé durant cette thèse. Il a été utilisé pour réaliser les analyses qui sont présentées dans les sections suivantes. Un diagramme de l'algorithme est présenté sur la Fig. 5.9.

La première étape de l'algorithme consiste à lire un par un les événements issus d'un fichier de données prétraité pour ensuite les stocker dans une mémoire tampon. Cette mémoire tampon est nécessaire pour l'association temporelle ultérieure des événements simples. Chaque fois qu'un événement est lu, un premier étiquetage des événements simples a lieu. Il concerne les événements pouvant être du bruit de fond et qui seront utilisés pour réaliser des anti-coïncidences temporelles afin de rejeter le bruit de fond corrélé. Il s'agit, par exemple, des muons dans le veto, dans le détecteur ou tout autre événement ayant déposé suffisamment d'énergie dans le détecteur. Les étiquettes sont attribuées selon des critères d'énergie déposée ou de topologie, nous y reviendrons dans le paragraphe de la

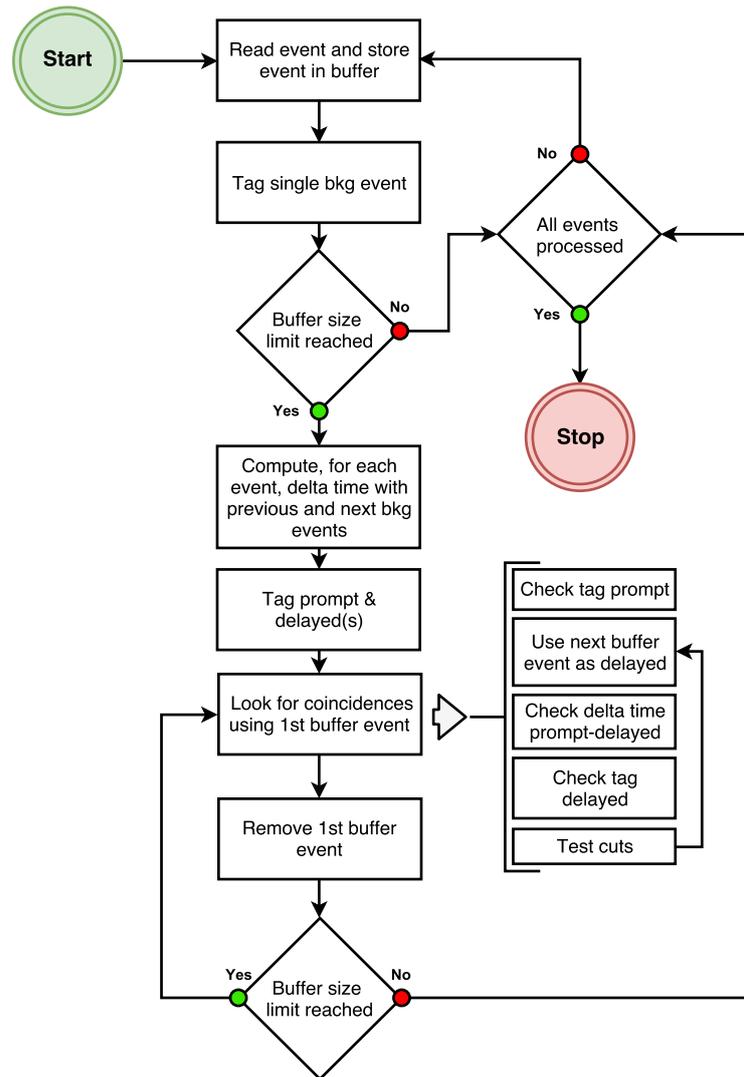


FIGURE 5.9 – Diagramme de l’algorithme mise en place pour la recherche de paires.

Sec. 5.3.1. Lorsqu’un événement est étiqueté comme candidat au bruit de fond corrélé, son temps est stocké en mémoire. Tant que la différence de temps entre le premier et le dernier événement en mémoire tampon est inférieure à la valeur minimale permettant le bon déroulement de l’algorithme, le remplissage de la mémoire tampon continue. Cette valeur minimale est principalement fixée par la taille de la fenêtre pour la recherche des paires accidentelles. Elle est de l’ordre de 25 ms. Il y a donc en moyenne une cinquantaine d’événements dans la mémoire tampon.

Lorsque la limite entre le premier et le dernier événement est atteinte, l’algorithme re-parcourt les événements stockés de la mémoire tampon afin de calculer, pour chaque événement, les différences de temps avec les autres événements étiquetés comme possible bruit de fond qui le précèdent ou qui le suivent immédiatement. Ces différences de temps seront utilisées par la suite pour appliquer des coupures d’anti-coïncidence. Ensuite, les événements candidats aux signaux prompts et retardés sont identifiés sur la base des considérations détaillées dans le paragraphe précédent. A noter qu’à ce stade un événement peut à la fois être étiqueté comme prompt et retardé, l’information temporelle n’étant pas encore utilisée. De même, un événement étiqueté comme potentiel bruit de fond peut également parfois être identifié comme prompt ou retardé.

Une fois ces étiquetages réalisés, la recherche de paires peut effectivement commencer. Elle est toujours réalisée en considérant le premier événement de la mémoire tampon comme potentiel prompt. Si cet événement n'est pas étiqueté comme candidat prompt alors il est retiré de la mémoire tampon et l'algorithme passe à l'événement suivant, après avoir ajouté si nécessaire des événements supplémentaires dans la mémoire tampon. Dans le cas contraire, le deuxième événement est considéré comme potentiel retardé. S'il est situé dans la fenêtre de recherche de coïncidence et si celui-ci est bien étiqueté comme retardé alors une paire est formée. Celle-ci est ensuite soumise à une série de coupures telle que les coupures d'anti-coïncidences, les coupures topologiques ou le PSD. Si la paire passe cette sélection avec succès elle est considérée comme un candidat "neutrino". La paire est alors enregistrée pour être analysée ultérieurement. Dans le cas où l'événement retardé n'est pas étiqueté comme tel ou si la paire est rejetée, le prochain événement dans la mémoire tampon est considéré comme retardé et ainsi de suite. La recherche de paires avec un candidat prompt donné peut être stoppée pour deux raisons : soit une paire candidate "neutrino" a été trouvée, soit l'événement considéré comme retardé se trouve hors de la fenêtre de recherche de coïncidence. L'algorithme passe alors à la recherche de paire avec l'événement suivant dans la mémoire tampon comme potentiel prompt.

Il est à noter qu'un même événement ne peut pas être utilisé pour différentes paires acceptées comme candidates "neutrino".

5.2.3 Recherche des paires accidentelles

Comme expliqué précédemment, une étude des paires accidentelles est réalisée pour chaque paire candidat neutrino trouvée. Elle consiste à rechercher les paires dans des fenêtres décalées dans le temps afin d'estimer les contributions des paires accidentelles dans les paires candidates neutrino. Pour les analyses présentées dans cette thèse, 10 fenêtres différentes ont été utilisées afin d'obtenir une incertitude statistique suffisamment faible. Chaque fenêtre de coïncidence est décalée de 2 ms de plus que la précédente recherche de paires de telle façon qu'il n'y ait aucune superposition et qu'aucune corrélation ne puisse subsister entre les événements prompts et retardés.

Les coupures d'anti-coïncidence sont appliquées de la même façon autour des signaux prompts et retardés que lors de la recherche des neutrinos, comme illustré sur le schéma ci-dessus. Cela garantit que les paires accidentelles décalées présentent bien les mêmes caractéristiques que les paires accidentelles candidates neutrino. Cependant, elles induisent des probabilités d'accepter une paire accidentelle différentes.

Une paire accidentelle candidate neutrino peut être rejetée si un événement simple étiqueté comme bruit de fond est dans la fenêtre d'anti-coïncidence définie par Δt_c ou entre le prompt et le retardé, séparés par un temps Δt . Deux cas sont possibles :

- soit la coïncidence entre la paire et l'événement simple est fortuite et la probabilité d'accepter la paire est décrite par une loi poissonnienne avec un nombre de réalisation nul et un nombre moyen attendu $(\Delta t_c + \Delta t)\tau$, où τ est le taux d'événements simples du bruit de fond considéré
- soit l'événement simple est corrélé avec le prompt ou le retardé et la probabilité que la paire soit acceptée s'exprime comme le produit des probabilités indépendantes que le prompt et le retardé ne soient pas en corrélation avec un événement simple du bruit de fond considéré dans les fenêtres d'anti-coïncidence : $P^P(\Delta t_c, \Delta t) \cdot P^D(\Delta t_c, \Delta t)$.

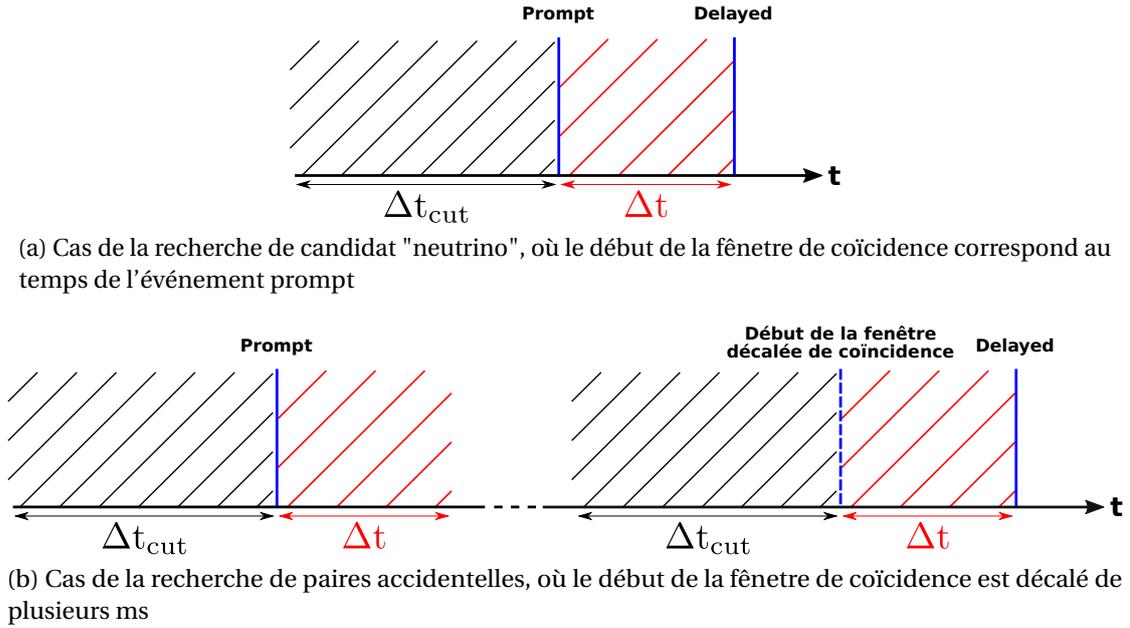


FIGURE 5.10 – Schéma explicatif d'une coupure en anti-coïncidence.

Au final, la probabilité d'accepter une paire accidentelle s'exprime donc comme :

$$P(\Delta t_c, \Delta t, \tau) = P^P(\Delta t_c, \Delta t) P^D(\Delta t_c, \Delta t) e^{-(\Delta t_c + \Delta t)\tau} \quad (5.3)$$

Dans le cas des paires accidentelles décalées, la probabilité de réjection à cause d'un événement corrélé est la même que dans le cas précédent, car chaque composante est indépendante et relative à la configuration des fenêtres de réjection autour du prompt et autour du retardé. Cependant, la zone dans laquelle un événement fortuit peut se produire est deux fois plus grande, comme illustré sur la Fig. 5.10b, la probabilité d'accepter une paire accidentelle s'exprime cette fois comme :

$$P^{acc}(\Delta t_c, \Delta t, \tau) = P_{cor}^P(\Delta t_c, \Delta t) P_{cor}^D(\Delta t_c, \Delta t) e^{-2(\Delta t_c + \Delta t)\tau} \quad (5.4)$$

Il est donc nécessaire de renormaliser le nombre de paires accidentelles décalées pour être capable de soustraire la composante accidentelle des candidats "neutrino". Étant donné la dépendance en Δt , cette renormalisation est appliquée au nombre de paires accidentelles dans un intervalle de temps Δt_i suffisamment petit, de l'ordre de $1 \mu s$, pour approcher le facteur de renormalisation par :

$$f_i^{acc} \simeq \frac{P(\Delta t_c, \Delta t_i, \tau)}{P^{acc}(\Delta t_c, \Delta t_i, \tau)} \simeq e^{(\Delta t_c + \Delta t_i)\tau} \quad (5.5)$$

La Fig. 5.11 montre les distributions de la différence de temps entre les signaux prompts et retardés pour l'ensemble des données du réacteur en fonctionnement. Après soustraction de la distribution des paires accidentelles, estimées avec la méthode précédente, le nombre de paires candidates neutrino tend bien comme attendu vers 0 pour les grandes différences de temps, au-delà de $800 \mu s$. Cette observation démontre que la contribution des paires accidentelles est bien soustraite.

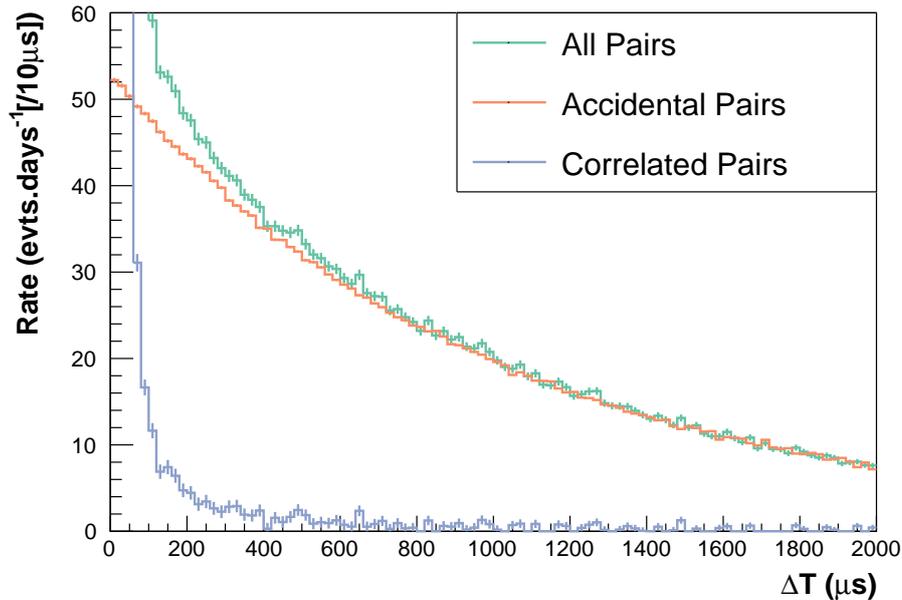


FIGURE 5.11 – Différences de temps entre les signaux prompts et retardés. La courbe verte représente la distribution obtenue à partir de la recherche de paires candidates neutrino, la courbe orange représente la contribution moyenne obtenue à partir des recherches de paires accidentelles décalées après renormalisation, la courbe bleue est la distribution de paires corrélées obtenue en faisant la différence des deux autres distributions.

5.2.4 Le temps mort

Les coupures d'anti-coïncidence, qui permettent de rejeter les paires qui suivent ou qui précèdent un événement simple de bruit de fond, génèrent du temps mort. En effet, toute paire en coïncidence fortuite avec un événement de bruit de fond est rejetée à tort. Cela revient à rendre inutilisable les fenêtres en temps suivant ou précédant tout événement de bruit de fond. On parlera de temps mort d'analyse, par opposition au temps mort de l'acquisition. Ce temps mort dépend de la taille des fenêtres dans laquelle les paires en coïncidence sont rejetées et du taux d'événements simples.

Le temps mort est comptabilisé en sommant, pour chaque événement simple étiqueté, les tailles des fenêtres utilisées pour la réjection des paires corrélées. Dans le cas où un même événement simple est étiqueté plusieurs fois, les superpositions des fenêtres sont prises en compte pour ne pas surestimer le temps mort total.

Le paragraphe de la Sec. 5.4 reviendra sur l'optimisation de la taille des fenêtres de réjection afin de limiter le temps mort généré par les coupures d'anti-coïncidence.

5.3 Définition des coupures

Dans cette section, nous allons justifier les coupures que nous utilisons pour isoler le signal neutrino en détaillant les différents bruits de fond observés.

5.3.1 Paires en coïncidence avec un autre événement

La majorité des paires identifiées par l'algorithme s'avèrent en fait précédées ou suivies d'un autre événement avec des temps de l'ordre de 10 à 100 μ s. Nous allons donc pouvoir les rejeter en appliquant des coupures d'anti-coïncidence. Ces événements ont été classés selon trois catégories : les muons détectés par le veto- μ , les muons détectés seulement dans le détecteur et les autres événements dans le détecteur. Il est important de noter que les différentes catégories ont été définies pour être disjointes afin que leur contribution au temps mort soit indépendante les unes des autres, ce qui est notamment nécessaire pour la correction du taux de paires accidentelles.

Muons dans le veto- μ

Le veto n'est pas sensible qu'aux muons. Les gammas générés par les expériences environnantes contribuent également de manière non négligeable aux événements détectés, surtout à basse énergie. Des coupures ont donc été optimisées pour rejeter au maximum le bruit gamma tout en assurant une acceptation des muons verticaux élevée supérieure à 98 % [146]. Les coupures sont appliquées sur :

- le PSD moyen dans le veto- μ en fonction de la charge mesurée car un muon dépose une densité d'énergie plus importante qu'un électron, une illustration de cette coupure est donnée par la Fig. 5.12;
- l'asymétrie de la lumière collectée, en demandant que la charge maximale vue par un PMT soit inférieure à 80 % de la charge totale dans le veto- μ , permettant de rejeter les gammas, qui en accélérant des électrons, induisent une lumière Tcherenkov plus localisée que celle des muons.

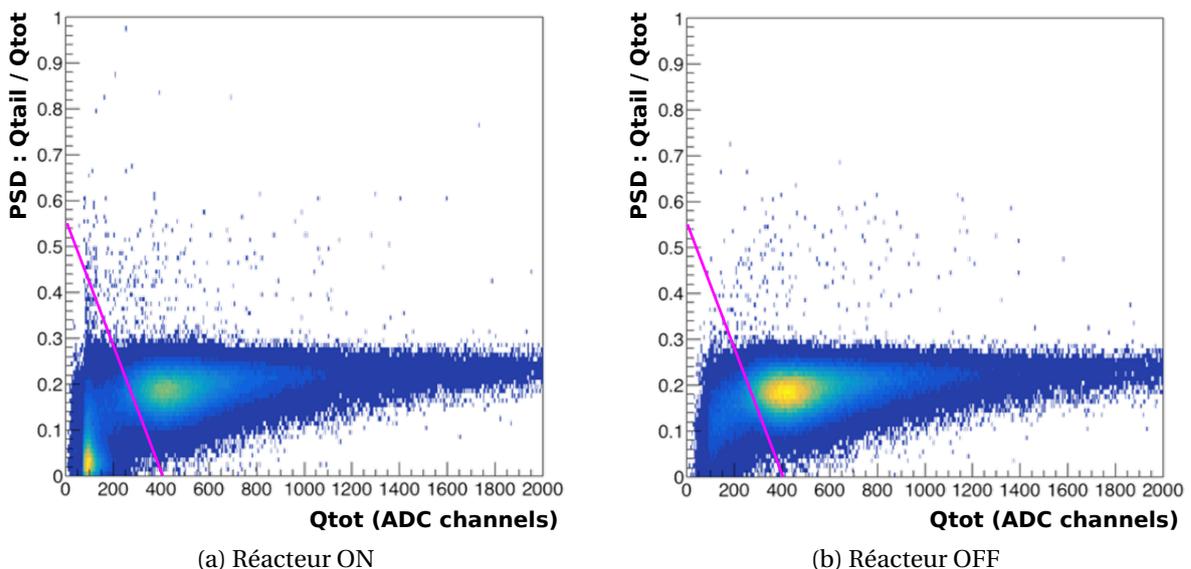


FIGURE 5.12 – Coupure sur le PSD des PMT du veto- μ en fonction de la charge mesurée sur l'ensemble des PMT pour séparer les muons et les gammas dans le veto- μ [146]. La zone en bas à gauche représente la zone des événements gamma, surtout visible lorsque le réacteur est en fonctionnement. Le nombre de muons rejetés à tort est faible, avec une efficacité de détection des muons verticaux supérieure à 98 %.

Muons dans le détecteur

Certains muons ne sont pas détectés par le veto- μ , notamment ceux qui arrivent avec une incidence oblique sur le côté du détecteur. Les muons sont à même de déposer une grande quantité d'énergie dans le liquide scintillant étant donné qu'ils ont une énergie moyenne de 4 GeV [147]. Pour avoir une étiquette "muon dans le détecteur", nous avons fixé le seuil en énergie à 20 MeV.

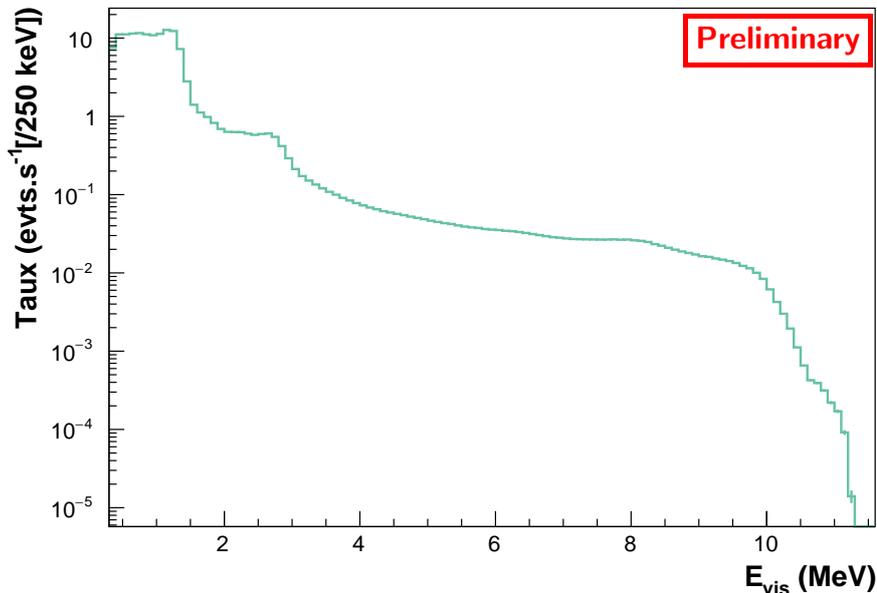


FIGURE 5.13 – Spectre en énergie des événements simples qui ne sont pas étiquetés comme des muons.

Événements dans le détecteur

La dernière catégorie regroupe les événements vus dans le détecteur qui ne sont pas étiquetés comme des muons, c'est-à-dire qui ont une énergie inférieure à 20 MeV. Cette étiquette regroupe une grande diversité d'événements, aussi bien des gammas issus de la capture de neutrons que des reculs de proton ou des muons n'ayant pas déposé assez d'énergie dans le veto et le détecteur. Ceux qui nous intéressent ici sont ceux qui peuvent induire ou suivre des paires d'événements candidates neutrino. Il s'agit essentiellement des événements associés au rayonnement cosmique, plus de détails seront donnés dans la Sec. 5.3.3. Or, le spectre en énergie des événements dans le détecteur (cf. Fig. 5.13), lorsque le réacteur est en fonctionnement, montre que la grande majorité est située à basse énergie, en-dessous de 1.5 MeV. Ils sont dûs principalement aux gammas de 1.35 MeV de l'argon 41, produit par l'activation de l'argon 40 présent dans l'air par les neutrons thermiques générés par les expériences environnantes. Comme ces événements ne peuvent pas induire des paires corrélées, toute coïncidence avec une paire est fortuite, il ne faut pas la rejeter. L'anti-coïncidence ne sera donc appliquée que pour les événements supérieur à 1.5 MeV.

Pour chacune de ces catégories d'événement, la taille des fenêtre en temps utilisée pour l'anti-coïncidence a fait l'objet d'un travail particulier pour être optimisée, qui est présenté dans la Sec. 5.4.

La Fig. 5.14 présente les taux d'événement en fonction du temps pour ces trois catégories. Plusieurs conclusions peuvent être tirées. Premièrement, les taux sont importants. Nous

verrons par la suite que seule une très faible minorité de ces événements sont effectivement en coïncidence avec une paire dans le détecteur. Cela confirme que l'application des coupures d'anti-coïncidence générera un temps mort non négligeable. Ensuite, le taux de muons identifiés dans le veto et dans le détecteur sont relativement stables avec des variations seulement de l'ordre de 3 %. Comme ces variations ne sont pas corrélées au fonctionnement du réacteur, nous pouvons affirmer que ces événements sont bien associés au rayonnement cosmique et n'incluent pas du bruit de fond gamma du réacteur. En revanche, le taux d'événements dans le détecteur autres que les muons présente des variations plus importantes corrélées au fonctionnement du réacteur et des expériences avoisinantes. Cela reflète que cette dernière catégorie d'événements comprend bien des événements d'origine diverse. Cela justifie aussi la nécessité d'estimer le temps mort d'analyse lié aux coupures d'anti-coïncidence événement par événement car il peut fluctuer fortement dans le temps.

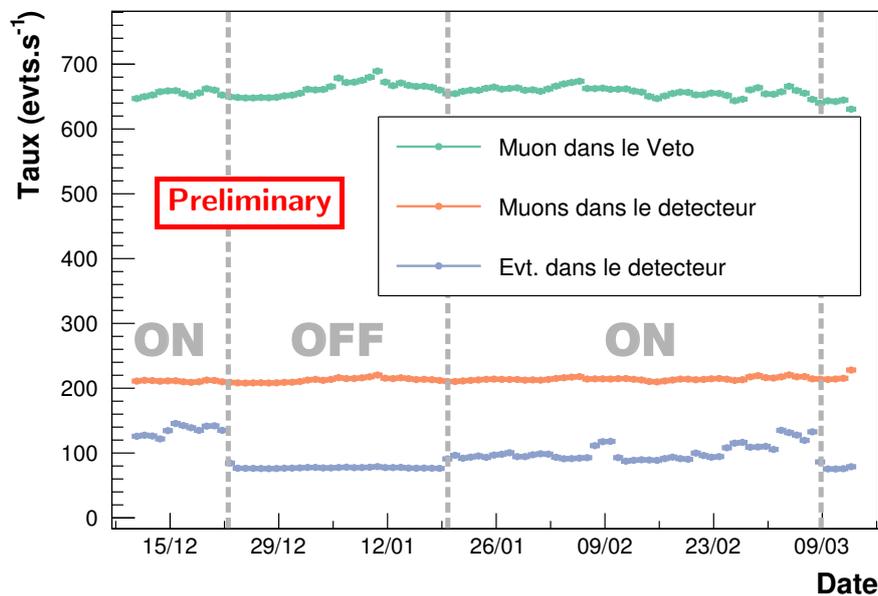


FIGURE 5.14 – Évolution des taux des différentes catégories d'événement qui sont parfois en coïncidence avec une paire et qui sont donc utilisées pour appliquer les coupures d'anti-coïncidence. Les taux sont moyennés sur une journée.

5.3.2 Paires accidentelles

Bien qu'il soit possible de soustraire la composante accidentelle, il est préférable qu'elle soit la plus faible possible pour limiter les erreurs associées. Il faut donc réduire au maximum les événements de bruit de fond candidats prompts et retardés. Un ensemble de coupures sont définies à partir de critère topologique et d'énergie déposée, selon leurs caractéristiques décrites dans la Sec. 5.2.

La première coupure pour définir les événements prompts et retardés impose qu'ils ne soient pas étiquetés comme un muon dans le veto ou dans le détecteur, tel que défini dans le paragraphe précédent. Ensuite, en ce qui concerne les candidats prompts, il faut que

leur énergie soit comprise entre 1.5 MeV et 8 MeV. Ces limites permettent de rejeter une grande partie du bruit de fond, notamment à basse énergie, comme le montre la Fig. 5.14, tout en conservant une bonne acceptation pour les neutrinos. Il faut également que la cellule vertex, définie par la cellule ayant le maximum d'énergie déposée, soit une cellule de la cible et non pas du gamma catcher. De plus, les événements ayant déposé plus de 1.1 MeV hors de la cellule vertex ne sont pas acceptés comme prompt. En effet, dans le cas extrême, seuls les deux gammas d'annihilation de 511 keV chacun peuvent s'échapper de la cellule vertex.

Pour les candidats retardés, l'énergie déposée dans le détecteur doit être comprise entre 5 MeV et 10 MeV. En-dessous de 5 MeV, le bruit de fond devient trop important devant les événements issus de la désexcitation du gadolinium. Pour la topologie du signal retardé, il est demandé que les événements aient au moins déposé 1 MeV dans la cible puisque la capture sur un noyau de gadolinium ne peut avoir lieu que dans la cible.

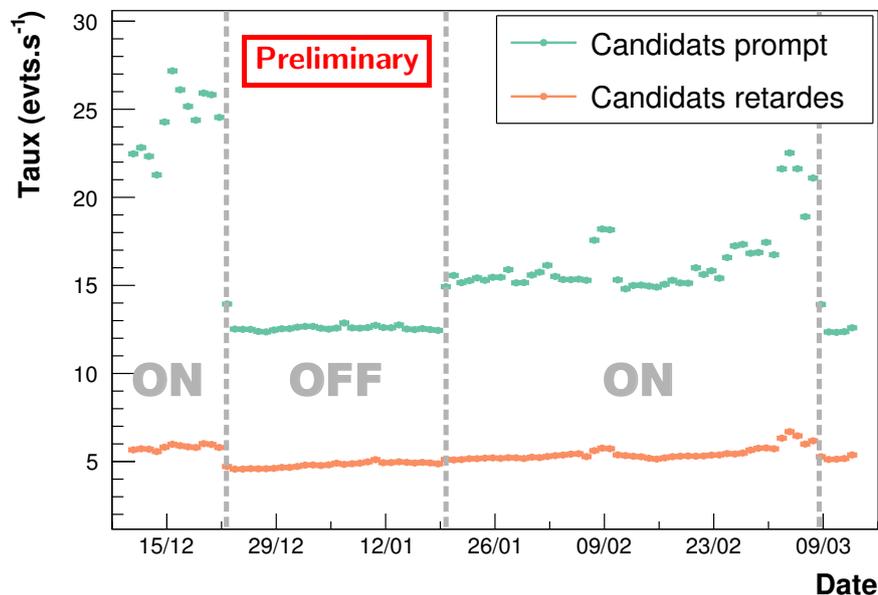


FIGURE 5.15 – Taux des événements simples prompts et retardés en fonction du temps. Les taux sont moyennés sur une journée.

En utilisant ces coupures, nous obtenons des taux des candidats prompts et retardés exposés sur la Fig. 5.15. Ces taux sont de l'ordre de quelques événements à quelques dizaines d'événements par seconde. Ils sont bien supérieurs au taux de neutrino attendu (environ 30 par jour) car ils sont encore principalement composés de bruit de fond. En effet, l'association temporelle n'a pas encore été prise en compte.

Pour faire cette association, nous avons fixé la taille de la fenêtre de recherche du retardé à $70 \mu\text{s}$ après le prompt. Comme nous le verrons plus tard, cette valeur permet de conserver une très bonne acceptation des neutrinos tout en limitant le nombre de paires accidentelles bien inférieur au signal.

Enfin, il est encore possible d'appliquer des coupures topologiques sur les paires pour réduire encore le bruit de fond accidentel. Il a été montré qu'une coupure sur la distance entre les barycentres du prompt et du retardé, le long l'axe de détecteur, réduit significativement le bruit de paires accidentelles, avec une valeur optimale à 400 mm [148].

5.3.3 Paires corrélées

Les paires corrélées observées sont en très grande majorité d'origine cosmique. Ces paires sont produites par les interactions des muons cosmiques dans le détecteur ou dans son environnement proche (blindages du détecteurs, blindages externes, canal de transfert du combustible ou enceinte du bâtiment réacteur). Une grande partie de ces événements peuvent être rejetés en appliquant une anti-coïncidence avec les événements, qui précèdent, identifiés comme des muons.

Néanmoins, un certain nombre de paires survivent à cette sélection car les muons peuvent ne pas être détectés dans le veto ni dans le détecteur. Les paires résiduelles correspondent à trois types d'événement.

Muons "stop"

Un muon qui s'arrête dans le détecteur, appelé "muon stop", peut générer une paire corrélée. Le signal prompt est induit par le dépôt d'énergie du muon, à condition que le muon ne parcourt pas trop de distance dans le liquide scintillateur pour que l'énergie déposée ne soit pas supérieure à 8 MeV. Cela concerne donc les muons qui s'arrêtent dans le haut des cellules, au niveau des *buffers*. Le signal retardé correspond à la désintégration du muon ($\mu \rightarrow \nu_\mu \nu_e e$) qui émet un électron ou un positron, dit "électron Michel". Cet électron a un spectre en énergie continu entre 0 et 55 MeV pour une moyenne entre 20 et 30 MeV [149]. Une partie de ces électrons Michel ont donc l'énergie nécessaire pour être identifiés comme candidat retardé. Le temps de vie du muon est de $\sim 2.2\mu\text{s}$ dans le vide, il est légèrement plus faible dans la matière, entre $2.0\mu\text{s}$ et $2.2\mu\text{s}$ dans le détecteur [150]. La Fig. 5.16, réalisée en analysant des données acquises avant le remplissage du détecteur en liquide scintillant, montre que le détecteur est effectivement sensible à ce type de paire. La constante de temps entre le prompt et le retardé est en accord avec la valeur attendue.

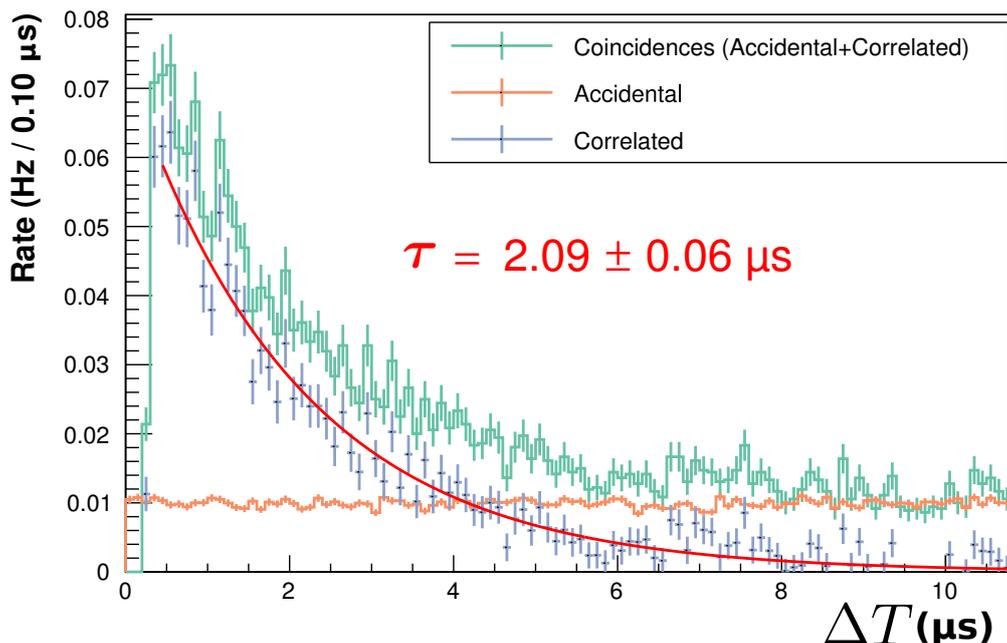


FIGURE 5.16 – Différence de temps entre le prompt et le retardé pour des paires candidates neutrino, obtenue alors que le détecteur était encore vide.

Malheureusement, le temps entre le prompt et le retardé n'est pas une bonne observable pour rejeter ces paires. D'après la simulation il y a une perte de 10 % sur l'acceptance des neutrinos si l'on rejette les paires avec une différence de temps de moins de $4\mu\text{s}$, comme le montre la Fig. 5.17.

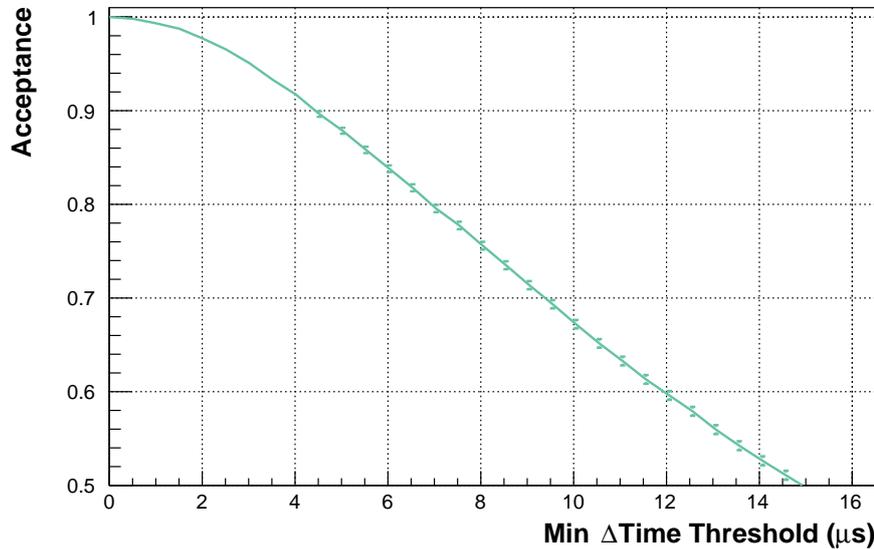


FIGURE 5.17 – Acceptance des paires "neutrino" en fonction de la coupure basse sur la différence de temps entre les signaux prompts et retardés, obtenue par simulation.

En revanche, il a été montré qu'il était préférable d'utiliser l'asymétrie de la collection de lumière dans la cellule vertex pour les signaux prompts des paires [148]. En effet, les dépôts d'énergie en haut des cellules présente une plus grande asymétrie de lumière collectée, du fait de la proximité avec les PMT. L'asymétrie est évaluée, pour la cellule vertex, en divisant le nombre maximal de photoélectrons sur un PMT par le nombre total de photoélectrons sur l'ensemble des PMT de la cellule. Toutes les paires avec une asymétrie supérieure à 0.5 sont rejetées, l'effet de cette coupure est présentée sur la Fig. 5.18 qui révèle un fort impact sur la contribution des muons "stop".

Neutrons rapides

Les muons produisent des neutrons rapides par spallation dans l'environnement proche du détecteur. Ces neutrons peuvent induire des reculs de protons par diffusion sur des noyaux d'hydrogènes du liquide scintillant. Un recul de proton provoque alors un signal prompt en générant une énergie visible entre $[0, +100]$ MeV dans le détecteur [152] et cela en prenant en compte l'important *quenching* du proton. Le neutron à l'origine du recul peut ensuite se thermaliser dans le détecteur et être capturé par un noyau d'hydrogène ou de gadolinium. La désexcitation du noyau par émission gamma induit un signal retardé. Pour se débarrasser d'une partie de ces paires, nous utilisons la coupure PSD sur l'événement prompt, qui rejette tous les événements hors de la zone à 2.5σ de la distribution de reculs d'électrons, comme décrit dans la Sec. 5.1.4.

Multi-neutrons

Plusieurs neutrons rapides peuvent être générés par un même muon. Ces neutrons rapides peuvent être tous les deux capturés dans le détecteur à des temps différents et ainsi

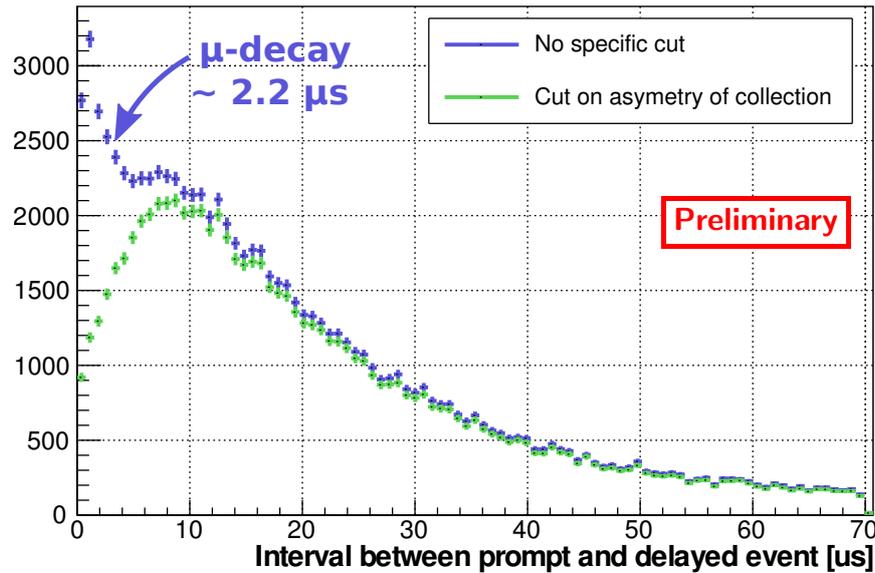


FIGURE 5.18 – Distribution de la différence de temps entre le prompt et le retardé avec et sans coupure sur l’asymétrie de la collection de lumière dans la cellule vertex [151]. La contribution des muons "stop" pour les faibles différences de temps est significativement réduite par la coupure d’asymétrie.

constituer une paire corrélée. Il n’y a pas de lien de cause à effet entre les deux événements mais ils ont une origine commune.

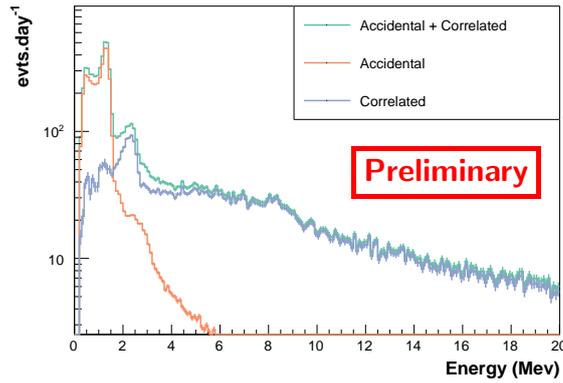
Pour confirmer l’existence de ce type d’événement, nous avons spécifiquement sélectionné des paires précédées par un autre événement dans le détecteur, qui sont décrit dans la Sec. 5.3.1, c’est-à-dire des successions de 3 événements. Les spectres en énergies des 3 événements sont représentés sur la Fig. 5.19.

Sur le spectre en énergie des événements dans le détecteur précédant la paire, nous pouvons voir qu’une partie de ces événements correspond à des captures de neutrons sur l’hydrogène avec un pic à 2 MeV et, dans une moindre mesure, sur le gadolinium avec le pic à 8 MeV. Le PSD des événements au-dessus de 10 MeV montre que ces événements sont en grande majorité des reculs de protons qui ont été générés par un ou plusieurs neutrons avant leur thermalisation et leur capture. Il est vraisemblable que cette contribution se prolonge également aux plus basses énergies. Les spectres en énergies des signaux prompts et retardés au-dessus de 10 MeV confirment que ces événements correspondent bien à des captures neutroniques.

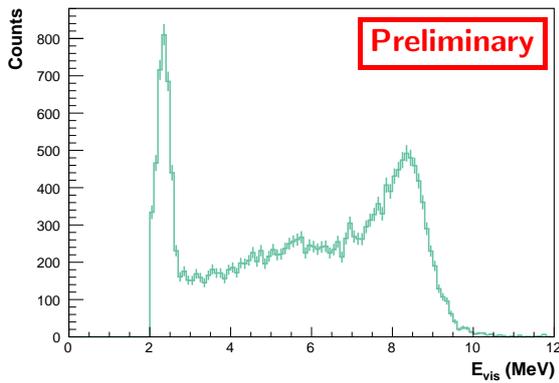
Une étude similaire réalisée avec des événements en coïncidence après les paires nous a montré que le signal prompt correspondait soit à un recul de proton soit à une capture neutronique et que les deux autres événements correspondaient tous deux à des captures neutroniques.

Le Tab. 5.1 résume les différents cas possibles lorsque trois événements sont détectés en coïncidence.

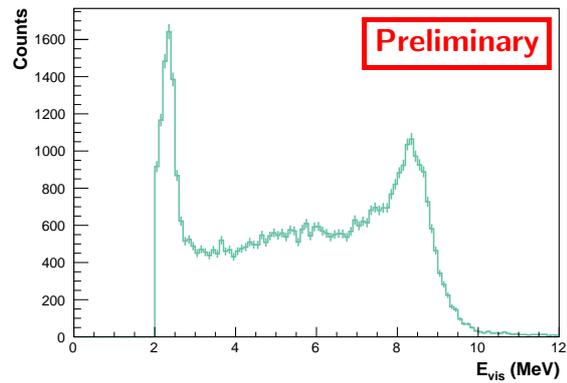
Comme nous l’avons déjà dit, la plupart de ces événements pourront être rejetés en appliquant une coupure d’anti-coïncidence avant et après les paires avec des événements dans le détecteur mais il subsistera toujours un certain nombre de coïncidence de deux captures de neutron pour lesquels il n’y a pas eu de recul de proton dans le détecteur. Ces événements constituent le bruit de fond résiduel. Seule la soustraction des spectres entre



(a) Spectre des "événements dans le détecteur"



(b) Spectre des signaux prompts



(c) Spectre des signaux retardés

FIGURE 5.19 – Spectres en énergie pour des coïncidences entre un événement dans le détecteur et une paire. Une fenêtre temporelle de $1500 \mu\text{s}$ a été utilisée. Pour le spectre en énergie des signaux prompts et retardés, une énergie minimum de 10 MeV a été demandée sur l'événement précédant la paire pour sélectionner uniquement des reculs de proton.

les périodes en fonctionnement et à l'arrêt du réacteur permettra de s'affranchir.

"Événement dans le détecteur" (avant)	Prompt	Delayed	"Événement dans le détecteur" (après)
Recul de p	Capture de n	Capture de n	–
Capture de n	Capture de n	Capture de n	–
–	Capture de n	Capture de n	Capture de n
–	Recul de p	Capture de n	Capture de n

TABLEAU 5.1 – Différents types d'événements causés par les multi-neutrons où une paire est accompagnée d'un autre événement dans le détecteur.

5.4 Optimisation des coupures temporelles

5.4.1 Principe d'optimisation

De façon générale, les paramètres optimaux pour une coupure sont ceux qui maximisent notre sensibilité à tester l'hypothèse d'un neutrino stérile. Pour optimiser une coupure, il faudrait trouver les paramètres qui minimisent l'erreur relative pour chaque *bin* du spectre en énergie du signal prompt des paires "neutrino". Cependant, comme nous le verrons, la sensibilité ne dépend pas fortement de la taille des fenêtres utilisées $\overrightarrow{\Delta t_c}$ pour les coupures d'anti-coïncidence et nous avons donc préféré minimiser l'erreur relative sur le nombre total de paires candidates neutrino. En plus d'être plus simple à mettre en œuvre, cette méthode permet aussi d'éviter de faire des hypothèses sur le spectre en énergie ou d'utiliser les spectres en énergie mesurés, ce qui pourrait introduire un biais dans l'analyse.

Le nombre de neutrinos, S , est le nombre de paires corrélées en période de fonctionnement du réacteur, N_{ON} , auquel est soustrait le nombre de paires corrélées de bruit de fond, B_{ON} :

$$S = N_{ON} - B_{ON} \quad (5.6)$$

B_{ON} est calculé en supposant que tout le bruit de fond résiduel est d'origine cosmique, autrement dit que le taux de bruit de fond b est constant :

$$B_{ON} = T_{ON}^{eff}(\overrightarrow{\Delta t_c}) \cdot b(\overrightarrow{\Delta t_c}) = \frac{T_{ON}^{eff}(\overrightarrow{\Delta t_c})}{T_{OFF}^{eff}(\overrightarrow{\Delta t_c})} \cdot B_{OFF} \quad (5.7)$$

où T_{ON}^{eff} et T_{OFF}^{eff} sont les durées d'acquisition effectives. Elles correspondent aux durées réelles T corrigées du temps mort relatif D tel que $T_{ON}^{eff} = T_{ON}(1 - D_{ON})$ et $T_{OFF}^{eff} = T_{OFF}(1 - D_{OFF})$, qui inclut ici les temps morts d'acquisition et d'analyse.

L'erreur relative sur le signal s'exprime donc comme :

$$\frac{\Delta S}{S}(\overrightarrow{\Delta t_c}) = \frac{\sqrt{\Delta N_{ON}^2(\overrightarrow{\Delta t_c}) + \Delta B_{ON}^2(\overrightarrow{\Delta t_c})}}{N_{ON}(\overrightarrow{\Delta t_c}) - B_{ON}(\overrightarrow{\Delta t_c})} = \frac{\sqrt{N_{ON}(\overrightarrow{\Delta t_c}) + \Delta B_{ON}^2(\overrightarrow{\Delta t_c})}}{N_{ON}(\overrightarrow{\Delta t_c}) - B_{ON}(\overrightarrow{\Delta t_c})} \quad (5.8)$$

Pour ne pas introduire un biais dans l'analyse, nous n'avons pas voulu optimiser les coupures directement sur le nombre de paires trouvés par l'algorithme. De plus, nous

serions sensibles aux fluctuations statistiques. Nous avons plutôt considéré un nombre de paires estimés à partir d'un taux de signal sans temps mort, s , constant :

$$N_{\text{ON}}(\vec{\Delta t}_c) = (s + b(\vec{\Delta t}_c)) \cdot T_{\text{ON}}^{\text{eff}}(\vec{\Delta t}_c) \quad (5.9)$$

En fait, il n'est pas nécessaire de connaître la valeur précise de s , un ordre de grandeur suffit.

Ainsi, l'optimisation consiste à minimiser l'expression suivante :

$$\frac{\Delta S}{S}(\vec{\Delta t}_c) = \frac{\sqrt{s + b(\vec{\Delta t}_c) \left(1 + \frac{T_{\text{ON}} \cdot (1 - D_{\text{ON}}(\vec{\Delta t}_c))}{T_{\text{OFF}} \cdot (1 - D_{\text{OFF}}(\vec{\Delta t}_c))} \right)}}{s \cdot \sqrt{T_{\text{ON}} \cdot (1 - D_{\text{ON}}(\vec{\Delta t}_c))}} \quad (5.10)$$

Avec cette méthode, nous négligeons les corrélations entre les variations du taux de bruit de fond corrélé et celles de la pression atmosphérique. Cependant, l'impact de cet effet est du second ordre et n'affecte pas les résultats des optimisations.

5.4.2 Résultats des optimisations

L'optimisation des coupures d'anti-coïncidence a été réalisée avec toutes les coupures décrites précédemment. Dans un premier temps, les tailles des fenêtres ont été optimisées une par une, les autres étant fixées par défaut à 50 μs .

Le nombre de paires corrélées de bruit de fond a été estimé sur les 29 jours de réacteur à l'arrêt alors que le temps mort lorsque le réacteur est en fonctionnement a été moyenné entre le 15 décembre 2016 et le 8 mars 2017, soit 51 jours. Concernant le taux de paires neutrino attendu, nous avons supposé un taux moyen de 320 paires par jour en l'absence de temps mort.

La Fig. 5.20 présente les erreurs relatives sur le signal en fonction de la taille de fenêtre de chaque coupure. Les fortes diminutions pour les valeurs inférieures à 50 μs montrent clairement que chacune de ces coupures est indispensable. En revanche, les erreurs augmentent lentement après le minimum, la sensibilité dépendra donc peu de la taille de fenêtre retenue.

Les valeurs finalement choisies sont données dans la Tab. 5.2. Une seconde itération a été réalisée avec ces valeurs au lieu de 50 μs et les résultats de cette seconde optimisation ne présentaient aucun changement significatif. Les temps morts induits en période de fonctionnement du réacteur sont également indiqués. C'est la coupure sur les muons dans le veto qui génère le plus de temps mort. Au final, un temps mort moyen de 9 % dû aux coupures d'anti-coïncidence optimisées est observé lorsque le réacteur est en fonctionnement.

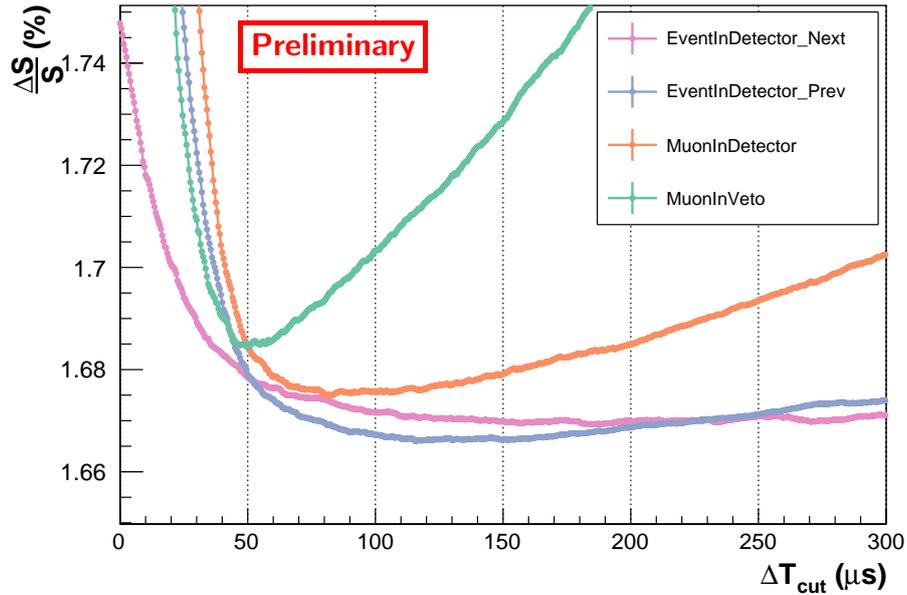


FIGURE 5.20 – Erreurs relatives en fonction de la taille de la fenêtre de réjection pour chacune des coupures d'anti-coïncidence.

Coupure d'anti-coïncidence	Taille de la fenêtre (μs)	Temps mort (%)
Muon dans le veto-μ	50	4.53
Muon dans le détecteur	100	2.49
Événement dans le détecteur (avant)	100	[1.5, 3]
Événement dans le détecteur (après)	100	

TABLEAU 5.2 – Tailles des fenêtres des coupures d'anti-coïncidence optimisées, associées au temps mort calculé individuellement pour chaque étiquette d'événement simple. Pour les muons, les valeurs moyennes des temps morts sont données car leur évolution dans le temps est stable. Au contraire, le temps mort lié aux événements dans le détecteur fluctue beaucoup plus.

5.5 Acceptance du signal neutrino

Avant de présenter les résultats de la recherche de neutrinos, cette section présente l'acceptance attendue pour chacune des coupures présentées précédemment.

5.5.1 Rappel des coupures utilisées pour l'identification "neutrino"

Pour rappel, les coupures appliquées pour identifier les événements simples qui présentent les caractéristiques d'un signal prompt sont les suivantes :

- Énergie : $1.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{tot}}^{\text{prompt}} \leq 8 \text{ MeV}$
- Topologie : $E_{\text{hors cellule vertex}}^{\text{prompt}} \leq 1.1 \text{ MeV}$

De même pour l'identification des signaux retardés, les coupures utilisées sont :

- Énergie : $5 \text{ MeV} \leq E_{\text{tot}}^{\text{delayed}} \leq 10 \text{ MeV}$
- Topologie : $1 \text{ MeV} \leq E_{\text{Cible}}^{\text{delayed}}$

Quand il est possible de construire une paire à partir de l'association d'un événement étiqueté comme prompt et un autre étiqueté comme retardé, nous appliquons alors les coupures suivantes, pour l'identification des candidats "neutrino" :

- Temps écoulé entre le prompt et le retardé : $\Delta T_{\text{prompt-retardé}} \leq 70 \mu\text{s}$
- Asymétrie de l'événement prompt : $Q_{\text{max PMT}}/Q_{\text{cellule}} \leq 0.5$
- Distance prompt-retardé : $\Delta X_{\text{prompt-retardé}} \leq 400 \text{ mm}$
- Coupure PSD sur l'événement prompt : $\frac{Q_{\text{tail}}}{Q_{\text{tot}}} < 2.5 \sigma_e$
- Multiplicité des cellules de l'événement prompt : $N_{\text{cellule} > 0.7 \text{ MeV}} = 1$
- Anti-coïncidence avec un "muon dans le veto" : $\Delta T_{\text{avant}} < 50 \mu\text{s}$
- Anti-coïncidence avec un "muon dans le détecteur" : $\Delta T_{\text{avant}} < 100 \mu\text{s}$
- Anti-coïncidence avec un "événement dans le détecteur" : $\Delta T_{\text{avant}} < 100 \mu\text{s}$ et $\Delta T_{\text{après}} < 100 \mu\text{s}$

5.5.2 Acceptance simulée des coupures en énergie et de topologie

L'acceptance "neutrino" pour chaque coupure a été estimée à l'aide de la simulation G4 de STEREO, en générant des interactions IBD uniquement dans la cible. Le rate de neutrino interagissant dans le liquide scintillant de la cible a été évalué à $868 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$, grâce au générateur neutrino. Un premier jeu de coupures est appliqué pour enlever les neutrinos qui ne sont pas à même d'être détectés dans le détecteur. Ainsi, toutes les paires qui n'ont pas un vertex apparent dans la cible, ou un des deux signaux qui la composent en-dessus du seuil en énergie détectable, de 0.3 MeV, sont rejetées. L'acceptance est alors réduite à 0.84 ± 0.01 , soit $\sim 729 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$, l'évaluation des acceptances qui suivent sont données relativement par rapport à cette acceptance qui est considérée comme irréductible.

Coupure	Acceptance avec seulement la coupure (%)	Acceptance totale sans la coupure (%)
Énergie prompt	79.96 ± 0.27	66.03 ± 0.31
Topologie prompt	98.74 ± 0.07	54.03 ± 0.33
Énergie retardé	67.12 ± 0.31	76.48 ± 0.28
Topologie retardé	97.04 ± 0.11	53.26 ± 0.33
Acceptance totale (%)	$53.12 \pm 0.33 (\sim 386 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1})$	

TABEAU 5.3 – Acceptances simulées des coupures servant à identifier les signaux prompts et retardés. Dans la première colonne, les acceptances sont calculées dans le cas où seule la coupure de la ligne courante est appliquée. Dans la deuxième, les acceptances totales sont calculées avec toutes les coupures contenues dans le tableau hormis celle de la ligne courante.

Les acceptances simulées des coupures appliquées pour l'identification des événements prompts et retardés sont données dans le Tab. 5.3. Les coupures topologiques ont un impact faible a contrario des coupures sur l'énergie qui, à elles seules, font chuter l'acceptance de $\sim 45\%$. Il a été montré qu'il est nécessaire de s'astreindre à ces coupures pour rejeter suffisamment de bruit fond et ainsi minimiser l'erreur relative sur le signal [148].

Coupure	Acceptance avec seulement la coupure (%)	Acceptance totale sans la coupure (%)
Temps écoulé prompt-retardé	97.91 ± 0.12	92.66 ± 0.22
Asymétrie prompt	98.84 ± 0.09	91.76 ± 0.23
Distance prompt-retardé	96.44 ± 0.16	94.14 ± 0.20
Multiplicité des cellules prompt	97.20 ± 0.14	93.45 ± 0.21
Acceptance totale (%)	90.80 ± 0.25 ($\sim 350 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$)	

TABEAU 5.4 – Acceptances simulées des coupures appliquées sur les paires avec, comme référence, le nombre d'événements ayant passé les coupures présentées dans le Tab. 5.3. Dans la première colonne, les acceptances sont calculées dans le cas où seule la coupure de la ligne courante est appliquée. Dans la deuxième, les acceptances totales sont calculées avec toutes les coupures contenues dans le tableau hormis celle de la ligne courante.

De la même façon, les acceptances des coupures appliquées aux paires ont été estimées en prenant comme référence le nombre d'événements qui ont passé les coupures des signaux prompts et retardés (cf. Tab. 5.4). Toutes les coupures ont un impact relativement faible avec une acceptance supérieure à 95%. L'application simultanée de ces coupures conduit à une perte de seulement 10% du signal neutrino.

La coupure PSD impose par définition l'intervalle d'acceptance aux reculs électroniques, se traduisant directement en acceptance neutrino, qui correspond donc à l'intégrale unilatérale d'une loi normale jusqu'à 2.5σ , soit 99.38%. D'après les acceptances précédemment calculées, le taux de neutrinos attendus, en l'absence de temps mort, est de $\sim 348 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$.

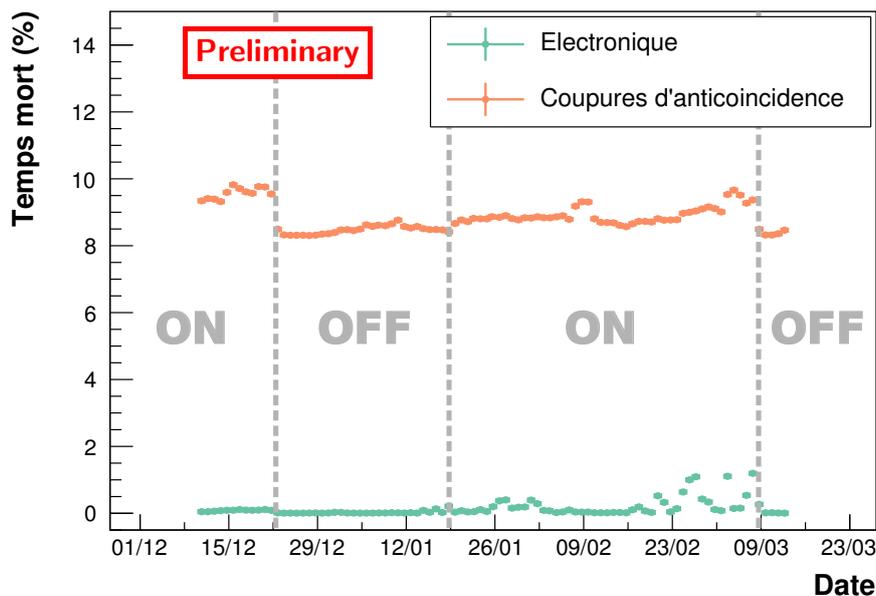


FIGURE 5.21 – Évolution du temps mort au cours du temps. Le temps mort "logiciel" est celui généré par les coupures optimisées d'anti-coïncidence.

5.5.3 Acceptance pour les coupures d'anti-coïncidence

Les acceptances des coupures d'anti-coïncidence, à défaut de pouvoir être simulées, peuvent être calculées à partir du temps mort. Ce dernier évoluant au cours du temps au gré du fonctionnement du réacteur, des expériences voisines et de la météo puisqu'il est directement relié aux taux d'événements simples présentés sur la Fig. 5.14, les acceptances associées varient donc aussi au cours du temps. Leur valeur moyenne pendant les périodes de réacteur en fonctionnement sont données dans le Tab. 5.5. Le temps mort total pendant l'acquisition entraîne une perte moyenne supplémentaire d'environ 10 % du signal "neutrino".

Temps mort	Acceptance (%)
Coupure "muon dans le veto- μ "	95.47
Coupure "muon dans le détecteur"	97.51
Coupure "événement dans le détecteur"	97.50
Électronique	99.79
Total	90.80

TABLEAU 5.5 – Acceptances dues aux temps morts générés par l'électronique et les coupures d'anti-coïncidence. Pour la coupure "événement dans le détecteur", la valeur moyenne des temps morts sur les deux périodes de réacteur en fonctionnement a été utilisé ($\sim 2.5\%$).

Au total, en prenant en compte l'ensemble des coupures, l'acceptance sur les neutrinos est de $36.79 \pm 0.08\%$. Le taux final prévu de neutrinos réellement détectés dans le détecteur, sans aucune correction du temps mort, est donc de $\sim 316 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ pour un temps d'acquisition effectif de 52.6 jours en période de réacteur ON.

5.6 Évolution dans le temps des taux de paires

L'étude de l'évolution dans le temps des taux de paires est utile pour contrôler l'efficacité de la recherche et les hypothèses effectuées. Notamment, les taux doivent être stables en période de fonctionnement du réacteur et également en période d'arrêt du réacteur, bien qu'avec des taux inférieurs.

Tous les taux présentés dans cette section sont corrigés du temps mort.

5.6.1 Corrélation des taux avec la pression atmosphérique

Les variations de pression atmosphérique induisent une variation du taux de bruit de fond. Lorsque la pression baisse, l'atmosphère est moins dense et les rayonnements cosmiques sont moins atténués générant un bruit de fond plus important.

La corrélation entre la pression atmosphérique P et le taux de bruit fond est paramétrisée empiriquement par une droite affine de coefficient directeur f_{atm} :

$$R(P) = R_{\text{ref}} + f_{\text{atm}} \cdot (P - P_{\text{ref}}) \quad (5.11)$$

où R_{ref} est le taux d'événements à la pression de référence P_{ref} , qui a été choisie à 1024 hPa, pression moyenne sur toute la période d'acquisition. Nous remarquerons que $R(P)$ ne se limite pas forcément au taux de bruit de fond cosmique. En période de fonctionnement du réacteur, une composante constante de neutrinos s'ajoute au taux de paires induit par le rayonnement cosmique.

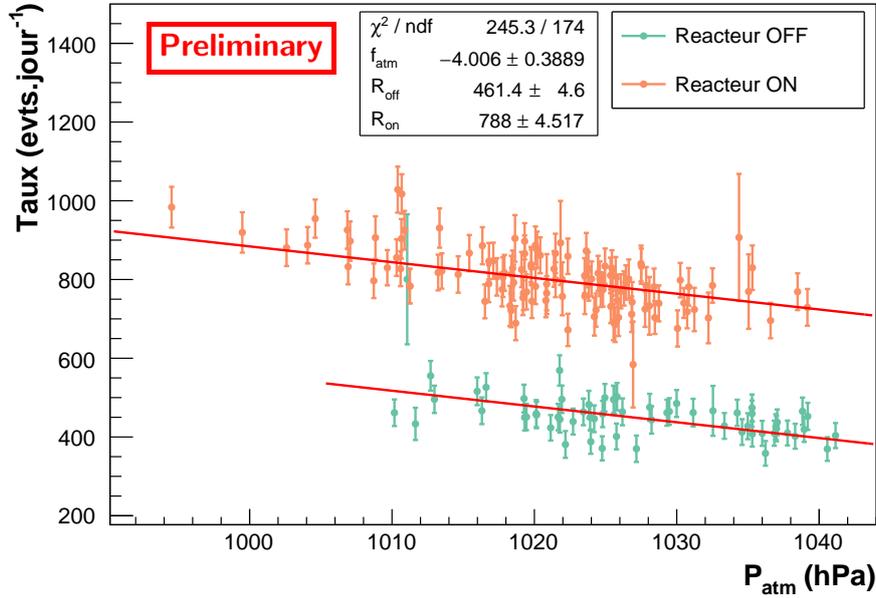


FIGURE 5.22 – Ajustement simultané des évolutions des taux de paires corrélées, en période de fonctionnement et d'arrêt du réacteur, en fonction de la pression atmosphérique.

Les paramètres R_{ref} et f_{atm} sont obtenus en ajustant les taux de paires corrélées, moyennés sur 12 heures, en fonction de la pression. Il est possible d'ajuster en même temps les périodes de fonctionnement et d'arrêt du réacteur avec une pente commune, mais avec des taux de référence différents pour les deux périodes (R_{ON} et R_{OFF}). Le résultat de l'ajustement est présenté sur la Fig. 5.22. Il montre que le modèle utilisé est suffisant pour décrire la dépendance des taux de paires corrélées avec la variation de pression. Il est également à noter que les expériences avoisinantes ne génèrent pas ou peu de paires corrélées car celles-ci feraient disparaître la corrélation.

Une fois les paramètres obtenus par ajustement, il est possible d'appliquer la correction de pression atmosphérique. Cette correction consiste à ramener les taux d'événements au niveau du taux correspondant à la pression de référence. D'après l'équation précédente, la correction s'écrit donc comme :

$$R_{\text{cor}} = R(P) - f_{\text{atm}} \cdot (P - P_{\text{ref}}) \quad (5.12)$$

Pour vérifier la méthode, la correction de pression a été appliquée aux taux de muons détectés dans le veto- μ . Le résultat est présenté sur la Fig. 5.23. L'anti-corrélation du taux de muons non corrigé avec la pression est nettement visible et la stabilité du taux est meilleure après correction. De plus, un changement du niveau d'eau dans la piscine de stockage située au-dessus du détecteur, intervenu entre le 5 et le 11 janvier, apparaît clairement sous la forme d'un créneau sur la courbe corrigée. Cependant, malgré l'amélioration notable, la correction reste une correction du premier ordre et il existe toujours des variations, notamment, une légère diminution en fin de période d'acquisition.

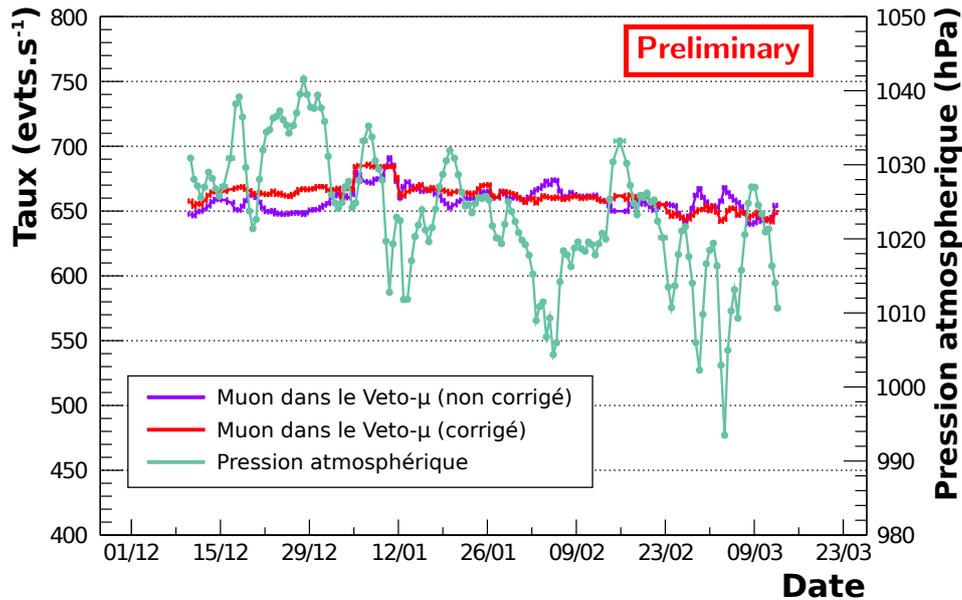


FIGURE 5.23 – Comparaison entre les évolutions des taux de muons détectés dans le veto- μ corrigées et non-corrigées de la pression atmosphérique, en parallèle de l'évolution de la pression atmosphérique.

5.6.2 Taux de paires corrélées et accidentelles

Le taux de paires corrélées, obtenu par soustraction du taux moyen de paires accidentelles au taux de candidats "neutrino", après l'application de toutes les coupures est présenté sur la Fig. 5.24. Les changements abrupts des taux marquent les arrêts et les redémarrages du réacteur. Le taux de paires accidentelles est faible par rapport au taux de paires corrélées que se soit en réacteur ON ou OFF montrant que le blindage est suffisant pour la réduction du taux d'événements simples générés par le réacteur. Les taux de paires sont stables au cours du temps et ne présente aucune variation systématique notable a contrario du taux de paires accidentelles qui est sensible au fonctionnement des expériences voisines, montrant que la soustraction est bien effectuée.

5.6.3 Hiérarchie des coupures sur les événements prompts et retardés

Pour étudier la réjection des différentes coupures, nous avons comparé le taux de paires acceptées avec toutes les coupures appliquées et les taux où chacune des coupures est enlevée à tour de rôle. Cette étude permet ainsi de voir la hiérarchie des impacts des différentes coupures.

Les résultats de l'étude réalisée sur les candidats prompts et retardés sont présentés sur la Fig. 5.25. Les coupures en énergie sont les plus efficaces, faisant passer les taux de l'ordre de la centaine de Hz à la dizaine de Hz. La part importante du bruit de fond rejetée justifie la dégradation de l'acceptance "neutrino" par ces coupures, présentée dans le Tab. 5.3. De plus, ces coupures sont d'autant plus indispensables qu'elle diminue grandement la corrélation des taux avec le fonctionnement des expériences voisines, qui explique les taux chahutés lorsque les coupures en énergie ne sont pas appliquées.

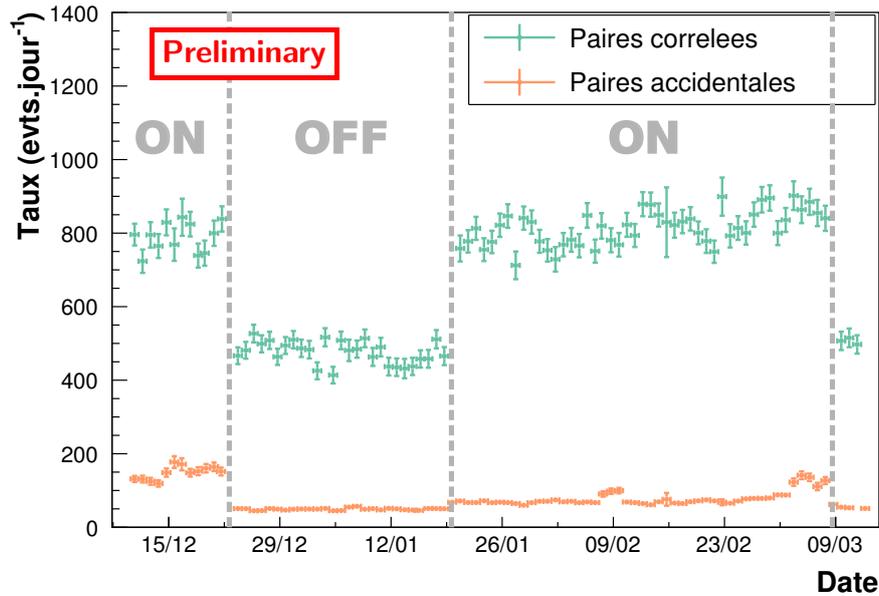
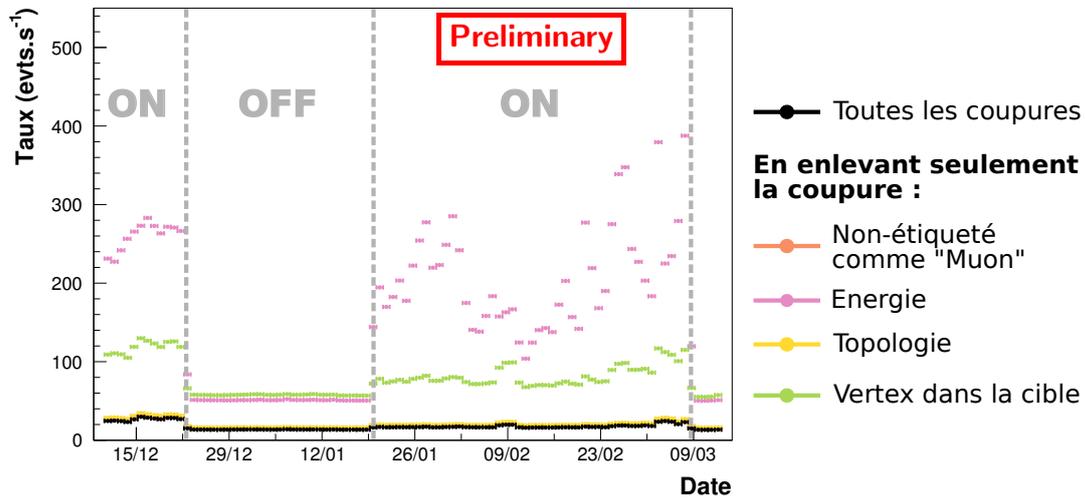


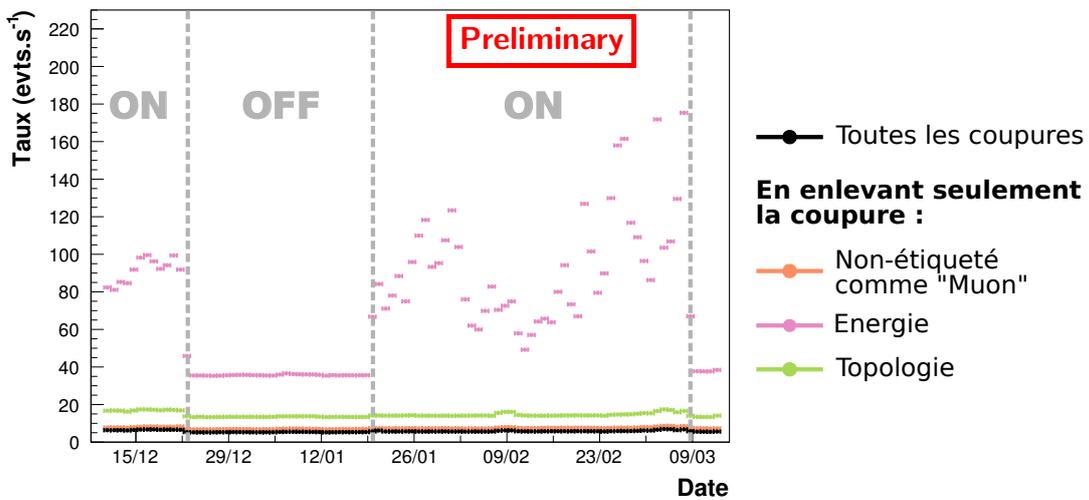
FIGURE 5.24 – Évolutions des taux de paires corrélées et accidentelles au cours du temps, corrigés du temps mort et des variations dues à la pression atmosphérique.

5.6.4 Hiérarchie des coupures appliquées aux paires

La même étude a été réalisée sur les paires corrélées, les résultats sont présentés sur la Fig. 5.26. La coupure PSD est celle qui rejette le plus de bruit de fond de l'ordre du millier de paires corrélées par jour. Malgré le fait que cette coupure soit sensible aux variations des fuites de lumière comme nous l'avons vu dans la Sec. 5.1.4, elle est indispensable à ce stade de l'analyse. Des efforts sont cependant faits pour pouvoir éventuellement s'en affranchir, ou au moins en diminuer l'impact, en la remplaçant par des coupures topologiques, via une analyse multivariée [153]. Les coupures d'anti-coïncidence sont les suivantes en terme d'importance sur le rejet du bruit de fond, avec une réjection entre 2000 et 600 paires rejetées par jour. Une fois de plus, les niveaux de réjection justifient l'emploi de telles coupures malgré la génération de temps mort et les corrections nécessaires associées.



(a) Taux de candidats prompts



(b) Taux de candidats retardés

FIGURE 5.25 – Évolution des taux de candidats prompts et retardés corrigés des variations dues à la pression atmosphérique. Chaque courbe représente le taux d'événements simples avec une coupure en moins. Ces courbes sont à comparer au cas où toutes les coupures sont appliquées et nous renseignent sur la hiérarchie des coupures.

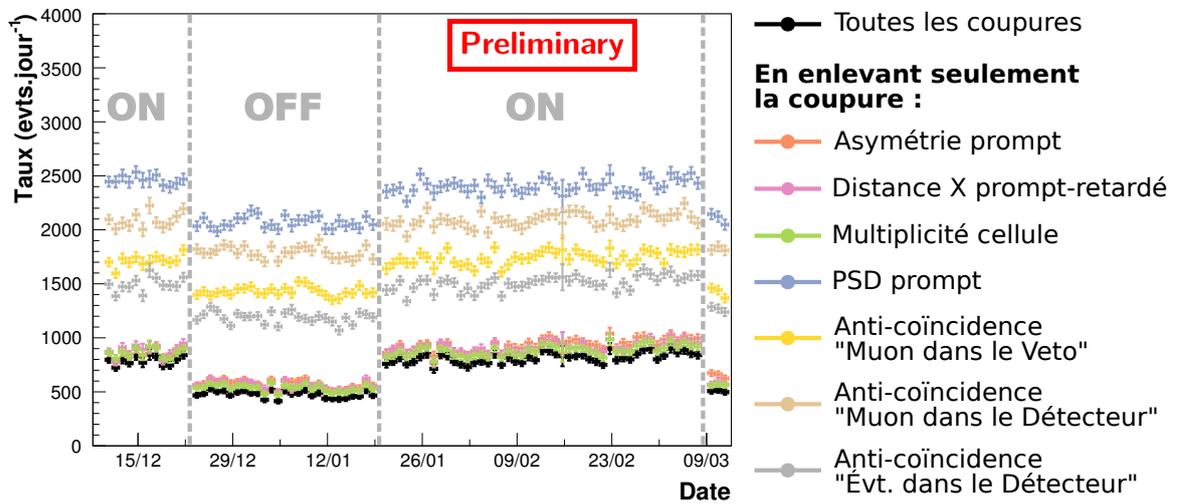


FIGURE 5.26 – Évolution des taux de paires corrélées corrigés du temps mort et des variations dues à la pression atmosphérique. Chaque courbe représente le taux de paires avec une coupure en moins. Ces courbes sont à comparer au cas où toutes les coupures sont appliquées et nous renseignent sur la hiérarchie de réjection des coupures.

5.7 Caractérisation des candidats IBD

Grâce aux données enregistrées pendant l'arrêt du réacteur, nous pouvons estimer les contributions du bruit de fond induit par le rayonnement cosmique et les soustraire au signal mesuré pendant le fonctionnement du réacteur pour obtenir le signal neutrino. Ceci est possible seulement si le bruit de fond induit par l'activité du réacteur est négligeable. Nous rappelons que les neutrons rapides produits par le réacteur pourraient produire des paires corrélées présentant les mêmes caractéristiques que les candidats "neutrino".

5.7.1 Absence de bruit de fond corrélé induit par le réacteur

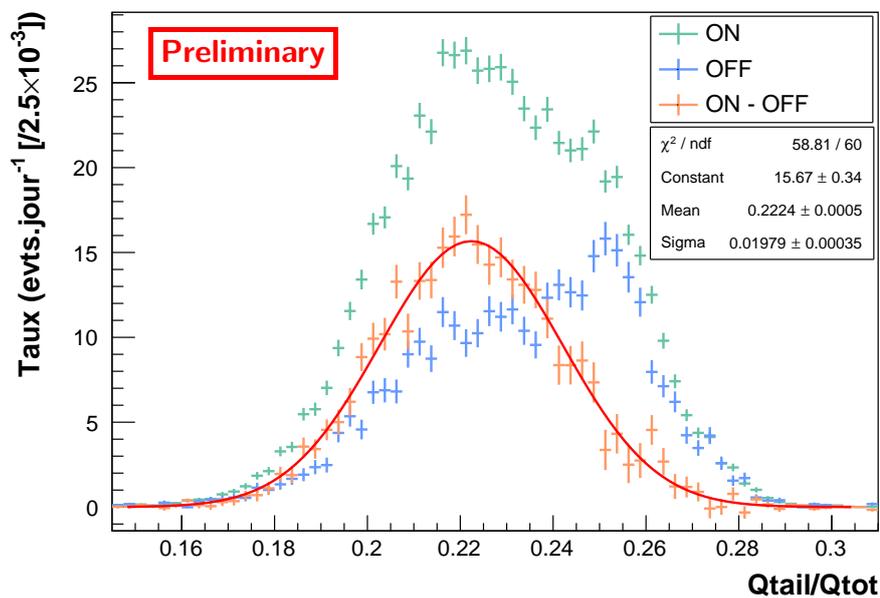


FIGURE 5.27 – Distributions du PSD pour les paires corrélées en période de fonctionnement du réacteur (ON) et d'arrêt du réacteur (OFF) et différence des deux (ON-OFF).

Pour vérifier que le réacteur n'induit pas de paires corrélées, nous avons superposé sur la Fig. 5.27 les distributions du PSD, pour les périodes de réacteur en fonctionnement et à l'arrêt ainsi que la différence des deux. Nous pouvons voir, pour les deux périodes, la présence de reculs d'électrons dont le pic est centré sur une valeur d'environ 0.22. Un second pic, nettement visible en réacteur OFF, est présent entre 0.25 et 0.26. Celui-ci est dû à des reculs de protons ayant subsistés à la coupure PSD. En effet, les deux populations de reculs se recouvrent partiellement et l'acceptance des électrons a été privilégiée. Cependant, lorsqu'on soustrait les deux distributions, il ne subsiste que le pic des reculs d'électron démontrant que les neutrons rapides provenant du réacteur sont négligeables. Le blindage de STEREO est suffisamment dimensionné pour arrêter les neutrons rapides.

5.7.2 Signature temporelle de l'IBD

Pour s'assurer que le signal neutrino que nous avons isolé présente bien les bonnes caractéristiques, nous avons tracé la distribution des temps entre les signaux prompts et retardés

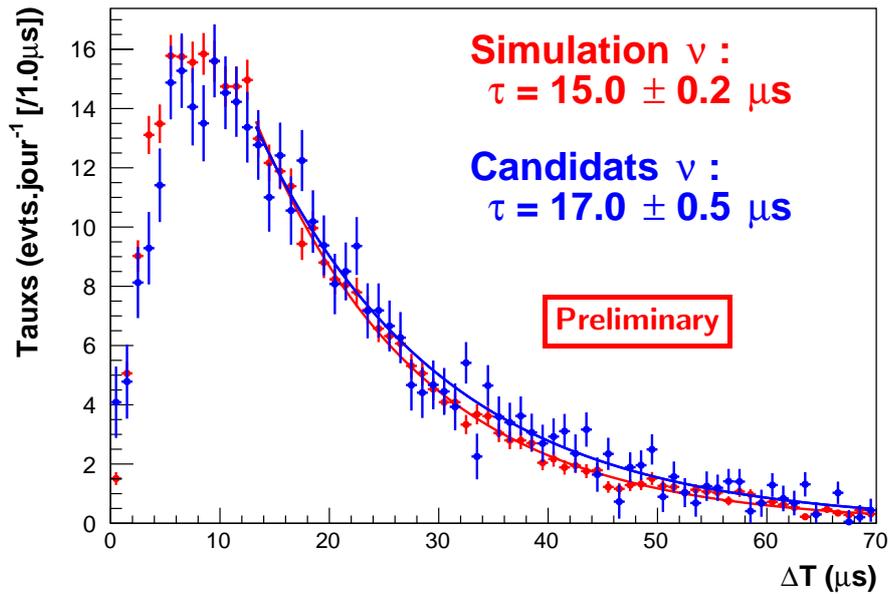


FIGURE 5.28 – Distribution du temps séparant les signaux prompts et retardés issus des interactions IBD des antineutrinos, en rouge. Elle a été obtenue en soustrayant les distributions en période de fonctionnement et d'arrêt du réacteur. Cette distribution est comparée à la distribution pour des événements neutrino simulés, en bleu.

sur la Fig. 5.28 et nous l'avons comparé à la simulation. Les deux distributions ont une forme comparable mais leurs temps caractéristiques de décroissance exponentielle sont légèrement différents. Cependant, le temps caractéristique mesuré pour les candidats IBD est compatible avec celui mesuré dans le cas d'une source neutron d'AmBe placée dans les cellules de la cible et qui vaut $16.24 \pm 0.15 \mu\text{s}$ [154]. En conclusion, les paramètres de la simulation doivent être affinés, concernant le temps du survie du neutron, pour obtenir une meilleure correspondance pour la différence de temps entre les événements prompts et retardés.

5.7.3 Spectres en énergie

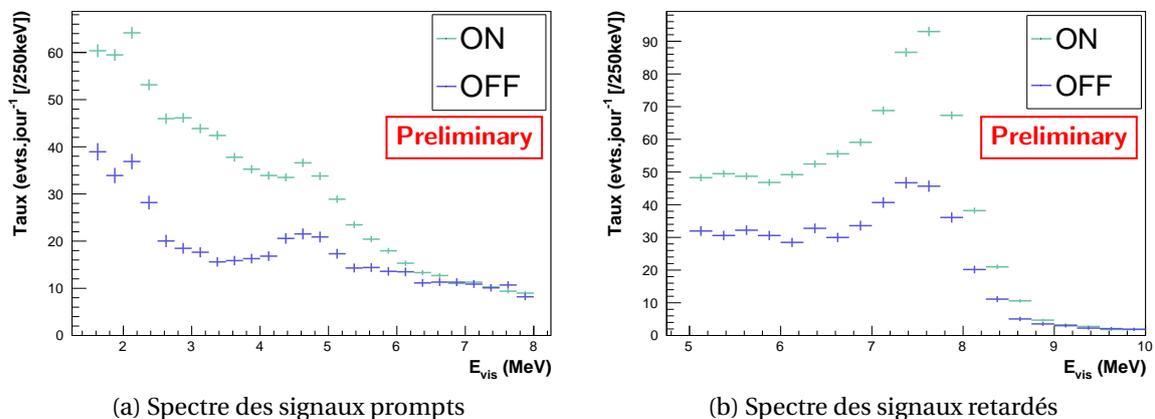


FIGURE 5.29 – Spectre réacteur ON et OFF des signaux prompts et retardés des paires corrélées.

Les spectres en énergie des événements prompts et retardés sont présentés, pour les deux

périodes, respectivement sur la Fig. 5.29a et la Fig. 5.29b.

Les spectres des signaux retardés arborent un pic à environ 8 MeV précédé d'un plateau Compton, ce qui est la signature de la désexcitation du gadolinium après une capture du neutron. Tous les événements retardés retenus correspondent bien à des captures de neutron.

Les spectres des signaux prompts comportent des structures à environ 2.2 MeV et 4.6 MeV. La premier pic correspond à la capture d'un neutron sur un noyau d'hydrogène. Il y a donc encore des paires corrélées induites par des multi-neutrons qui subsistent aux coupures. L'origine du second pic n'a pas encore été démontrée. Une hypothèse serait que des neutrons rapides exciteraient par diffusion des noyaux de carbone qui se désexciteraient par l'émission d'un gamma de 4.4 MeV. Ces événements, non rejetés par une coupure PSD, pourraient alors imiter un événement prompt.

Par ailleurs, comme nous l'avons observé sur la distribution de PSD associée au bruit de fond cosmique sur la Fig. 5.27, il reste des reculs de protons dus aux neutrons rapides cosmogéniques. Ces événements doivent constituer la composante constante du spectre.

Plusieurs solutions sont encore envisagées pour éliminer ces différents types de bruit de fond, par exemple en diminuant l'acceptance de la coupure PSD. Cependant, cette coupure est sensible aux variations de fuites de lumière et nécessite donc une analyse plus poussée afin de prendre en compte les variations. Une autre possibilité est d'exploiter les coupures topologiques avec l'utilisation des barycentres et de la dispersion du signal.

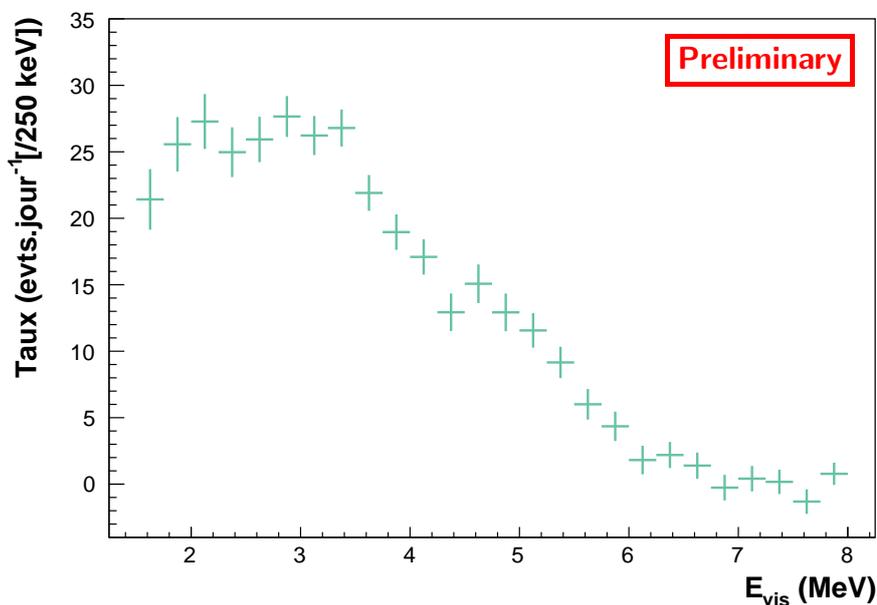


FIGURE 5.30 – Spectre en énergie des antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL.

Finalement, grâce à la soustraction du spectre des signaux prompts entre le réacteur ON et OFF, nous avons obtenu le spectre des antineutrinos détectés dans tout le volume de la cible qui est présenté sur la Fig. 5.30. Ce spectre est encore trop préliminaire pour pouvoir être comparé avec le spectre attendu et en tirer des conclusions. Néanmoins, on peut constater que les pics de bruit de fond visibles précédemment ont bien disparu et que l'allure du spectre est globalement la bonne.

5.7.4 Les taux de neutrino

	Taux de bruit de fond (évts.jour ⁻¹)	Taux de neutrinos (évts.jour ⁻¹)	Taux de neutrinos attendus (évts.jour ⁻¹)
Cellule 1	67.07 ± 1.71	59.56 ± 2.59	63.60 ± 1.17 (19.06 ± 0.35%)
Cellule 2	61.69 ± 1.71	66.01 ± 2.59	64.67 ± 1.17 (19.38 ± 0.35%)
Cellule 3	67.23 ± 1.80	57.01 ± 2.66	59.80 ± 1.13 (17.92 ± 0.34%)
Cellule 4	113.10 ± 2.25	49.57 ± 3.16	51.92 ± 1.07 (15.56 ± 0.32%)
Cellule 5	76.84 ± 1.88	54.23 ± 2.71	51.39 ± 1.07 (15.40 ± 0.32%)
Cellule 6	79.57 ± 1.88	45.64 ± 2.98	42.31 ± 1.00 (12.68 ± 0.30%)
Cible	461.4 ± 4.7	333.7 ± 6.9	333.7 (norme)

TABLEAU 5.6 – Taux de paires de bruit de fond et de neutrino, corrigés du temps mort. Les taux de neutrinos attendus sont obtenus en faisant le produit entre la fraction de neutrinos par cellule (donnée entre parenthèse), estimée grâce à la simulation, et le taux de neutrinos total mesuré dans toute la cible, qui nous sert de facteur de normalisation. Le taux obtenu dans la cible n'est pas égal exactement à la somme des taux des 6 cellules car l'évaluation est faite directement sur l'ensemble de la cible.

Les taux de neutrinos pour chaque cellule et pour tout le volume de la cible sont donnés dans le Tab. 5.6. Ils sont comparés aux taux de paires de bruit de fond corrélé, estimés en période d'arrêt du réacteur, et aux taux de neutrinos attendus par cellule. Ceux-ci sont estimés grâce à la simulation sans oscillation qui prend en compte l'acceptance relative et l'angle solide de chaque cellule et en normalisant le taux total au taux de neutrinos mesuré dans toute la cible. Ces taux ont été corrigés des variations de pression et des temps morts de l'électronique et des coupures d'anti-coïncidence.

Pour prendre en compte, dans l'incertitude, les corrélations induites par la correction des variations de pression atmosphérique, les taux de neutrinos ont été estimés directement à partir de l'ajustement des taux en fonction de la pression atmosphérique. Les taux de neutrinos correspondent à l'écart entre les deux droites de la Fig. 5.22, à la pression de référence.

Nous rappelons que ces résultats sont préliminaires, ils demandent encore à être améliorés. Notamment, le rapport signal sur bruit est approximativement égal à 0.7, ce qui est encore inférieur à l'objectif fixé de 1.5. Néanmoins, plusieurs observations peuvent être faites.

D'abord, les taux de neutrinos dans les cellules extrêmes sont plus faibles que les autres cellules. En effet, l'acceptance de ces cellules est plus faible que celles des cellules du centre. Un neutron produit lors d'une interaction IBD dans une des cellules extrêmes a plus de probabilité de s'échapper dans une cellule voisine du *gamma-catcher* et donc une probabilité de capture moins grande.

Ensuite, la cellule 4 présente elle aussi un taux plus faible. Ceci s'explique par la mauvaise collection de lumière due au *buffer* vide qui dégrade la résolution en énergie. Pour la même raison, mais avec un effet inverse, la cellule 4 présente un taux de bruit de fond cosmique plus important. C'est la dégradation du PSD qui ne permet pas d'assurer une aussi bonne discrimination des reculs de protons que dans les autres cellules, comme il l'a été expliqué dans la Sec. 5.1.4.

Tous les taux sont compatibles avec ceux prédits aux incertitudes statistiques près. La simulation reproduit bien la réalité du détecteur.

Au final, le taux total dans toute la cible est de $333.7 \pm 6.9 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$, à comparer au taux prédit par la simulation, environ $348 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ (cf. Sec. 5.5.2). Même si les résultats sont encore préliminaires, ils sont pour l'instant compatibles avec le déficit de 6 % correspondant à l'anomalie de réacteur [45].

5.8 Conclusion

La collaboration est actuellement en cours d'analyse des données enregistrées pendant la première période d'acquisition. Un certain nombre d'études sont déjà abouties, dont notamment l'étalonnage en énergie.

Dans cette thèse, un algorithme a été développé pour rechercher les candidats neutrinos et des critères de sélection ont été définis pour rejeter les différents bruits de fond, essentiellement d'origine cosmique.

Cet algorithme a permis d'identifier des événements dont les caractéristiques (taux, énergie, distribution temporelle) sont compatibles avec le signal neutrino attendu. Ces résultats ont été comparés avec ceux obtenus par un autre algorithme développé indépendamment dans la collaboration. Les résultats obtenus sont très similaires.

Plusieurs points restent à être étudiés avant de conclure quant à l'existence d'un neutrino stérile. La coupure PSD doit pouvoir prendre en compte l'évolution dans le temps. Dans le cas où cela s'avérerait impossible, la période correspondant aux fortes variations sera exclue de l'analyse finale. Les coupures topologiques peuvent encore être améliorées pour optimiser le ratio signal sur bruit. Il est aussi nécessaire de continuer à étudier les effets systématiques entre les cellules qui n'ont été que très peu abordés dans cette thèse. Au final, une fois tous ces points résolus, il restera à faire l'analyse des spectres en terme d'oscillation.

Il faudra donc patienter encore plusieurs mois avant la publication des résultats de l'expérience STEREO.

Conclusion

L'observation d'anomalies dans les flux de neutrinos mesurés à courte distance a motivé de nombreux travaux sur l'extension du modèle d'oscillation des neutrinos. Les déficits observés pourraient être la manifestation d'une oscillation vers un neutrino stérile, avec une masse de l'ordre de 1 eV. Cependant, la prédiction des spectres d'antineutrinos de réacteur pourrait souffrir d'un biais expliquant l'anomalie des neutrinos de réacteur et des tensions subsistent entre les différentes anomalies, dans le cadre d'un modèle d'oscillation à plus de trois neutrinos. Il est donc clairement établi que la compréhension des anomalies à courte distance nécessite de nouvelles mesures afin d'obtenir une réponse non-ambiguë. Plusieurs expériences, dont l'expérience STEREO, se sont ainsi lancées à la recherche d'un neutrino stérile léger, à l'Institut Laue-Langevin (ILL), à Grenoble.

C'est dans le cadre de l'expérience STEREO que cette thèse s'est déroulée, avec à la fois des contributions instrumentales, au niveau de l'électronique, lors de la phase de développement et d'analyse de données depuis que le début de la prise de données, fin 2016.

Le principe de l'expérience est basé sur l'utilisation d'un détecteur segmenté en 6 cellules, afin de comparer les spectres en énergie à différentes distances pour éventuellement mettre en évidence une déformation relative des spectres qui signerait une oscillation. Ce détecteur contient du scintillateur liquide dopé au gadolinium permettant de détecter les neutrinos via la réaction β -inverse. Grâce à la première période d'acquisition qui s'est achevée en mars 2017, après un peu plus de cent jours, le détecteur a démontré sa capacité à fonctionner en continu, avec 95 % du temps dédié à la prise de données neutrino, le reste du temps étant utilisé pour les étalonnages. Les performances du détecteur se sont révélées conformes aux attentes avec un rendement de lumière collectée de 250 photoélectrons par MeV, une bonne homogénéité haut-bas dans les cellules et une réponse du détecteur similaire à celle simulée, l'ensemble permettant d'atteindre une résolution de 12 % pour un positon de 2 MeV.

L'électronique, spécialement développée pour STEREO, a parfaitement fonctionné et ses performances se sont montrées à la hauteur des objectifs. La caractérisation et la validation des différents éléments de l'électronique, tout au long de son développement, ont permis notamment d'avoir un niveau faible de bruit électronique, une grande dynamique en charge et une absence de temps mort, même avec un seuil de déclenchement bas. Une méthode originale pour mesurer la non-linéarité de la réponse en charge de l'électronique a aussi été développée. Elle a confirmé que tous les photomultiplicateurs du détecteur présentaient des réponses linéaires avec une précision meilleure que 1 % et que ces linéarités étaient stables dans le temps.

Un générateur d'événements neutrino a été conçu et incorporé dans la simulation. Il calcule le flux d'antineutrinos détectés et génère leur spectre en énergie. Ce générateur

a été utilisé pour l'étude sur la sensibilité de l'expérience à l'existence d'un neutrino stérile léger. Pour cela, une méthode Monte-Carlo a été mise en œuvre pour justifier le caractère asymptotique du test d'hypothèse. Cette méthode a permis d'étudier les niveaux de confiance associés aux contours de sensibilité et a mis en évidence un biais qui sous estimait la sensibilité de l'expérience STEREO. Par ailleurs, l'ajout d'une non-linéarité de la mesure en énergie dans l'évaluation de la sensibilité a montré qu'un seuil de 1 % sur l'incertitude de la mesure en énergie était acceptable pour l'expérience STEREO.

Un algorithme de recherche d'événements neutrino a été développé permettant d'associer temporellement les événements, d'évaluer les taux d'événements en coïncidence fortuite, d'appliquer les sélections et de calculer le temps mort relatif aux sélections temporelles. À l'aide de cet algorithme et à partir des observables d'énergie et de topologie, plusieurs sources de bruit de fond corrélé, toutes d'origine cosmique, ont été identifiées : les neutrons rapides induits par les muons et les muons qui s'arrêtent dans le détecteur. Ce bruit de fond résiduel peut, cependant, être soustrait grâce aux mesures prises pendant les périodes d'arrêt du réacteur. Finalement, le taux de neutrinos détectés a été estimé à $333.7 \pm 6.9 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$, après correction du temps mort, avec un signal sur bruit de l'ordre de 0.7. Le taux de neutrinos est compatible avec la valeur prédite par la simulation, en prenant en compte le déficit de 6 % de l'anomalie Réacteur. Les taux de neutrinos par cellule sont aussi compatibles aux valeurs prédites. La suite de l'analyse STEREO sera axée sur l'amélioration de la discrimination topologique des événements de bruit de fond et sur la détermination des incertitudes systématiques.

L'analyse statistique pour tester la présence d'un neutrino stérile léger est en cours de développement et devrait conduire à la publication des premiers résultats, dès l'année prochaine. L'expérience STEREO a déjà acquis 75 jours de données lors du fonctionnement du réacteur et elle devrait acquérir environ 250 jours de plus d'ici la fin de l'année prochaine (2018), permettant d'atteindre la sensibilité désirée pour tester toute la zone des paramètres d'oscillation autour du meilleur ajustement des anomalies. D'ici quelques années, toutes les expériences de réacteur et l'expérience CeSOX devraient avoir publié leurs résultats. La confirmation de l'existence d'un neutrino stérile léger aurait un impact important sur la physique des particules et sur la cosmologie, ouvrant la voie vers la physique au delà du Modèle Standard.

Bibliographie

- [1] W. PAULI. On the Earlier and more recent history of the neutrino. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 14, p. 1-22, 2000. (Cf. p. 10).
- [2] S. SCHAEEL et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys. Rept.* 427, p. 257-454, 2006. arXiv : [hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008) [[hep-ex](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/691576/> (cf. p. 11).
- [3] P. A. R. ADE et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.* 594, A13, 2016. arXiv : [1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589) [[astro-ph.CO](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/1343079/> (cf. p. 10, 37).
- [4] Y. FUKUDA et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.* 81, p. 1562-1567, 1998. arXiv : [hep-ex/9807003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9807003) [[hep-ex](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/472711/> (cf. p. 11, 17).
- [5] Q. R. AHMAD et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.* 89, p. 011301, 2002. arXiv : [nucl-ex/0204008](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0204008) [[nucl-ex](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/585723/> (cf. p. 11, 17).
- [6] Nobelprize.org. Nobel MEDIA. *The Nobel Prize in Physics 2015*. 2015. URL : http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/ (cf. p. 11).
- [7] Boris KAYSER. Neutrino mass, mixing, and flavor change. 2002. arXiv : [hep-ph/0211134](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211134) [[hep-ph](#)]. URL : [https://inspirehep.net/record/601720,](https://inspirehep.net/record/601720/) (cf. p. 12, 14).
- [8] C. GIUNTI et C. W. KIM. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007. (Cf. p. 12-14, 17).
- [9] Carlo GIUNTI. « Theory of neutrino oscillations ». In : 2004. P. 35-44. arXiv : [hep-ph/0401244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0401244) [[hep-ph](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/643635/>. (Cf. p. 15).
- [10] Carlo GIUNTI. Neutrino Flavor States and the Quantum Theory of Neutrino Oscillations. *AIP Conf. Proc.* 1026, p. 3-19, 2008. arXiv : [0801.0653](https://arxiv.org/abs/0801.0653) [[hep-ph](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/776796/> (cf. p. 15).
- [11] F. KAETHER, W. HAMPEL, G. HEUSSER, J. KIKO et T. KIRSTEN. Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments. *Phys. Lett.* B685, p. 47-54, 2010. arXiv : [1001.2731](https://arxiv.org/abs/1001.2731) [[hep-ex](#)]. URL : <http://inspirehep.net/record/842954/> (cf. p. 17, 27).
- [12] J. N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source. *Phys. Rev.* C73, p. 045805, 2006. arXiv : [nucl-ex/0512041](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0512041) [[nucl-ex](#)]. URL : <http://inspirehep.net/record/701390/> (cf. p. 17, 27).
- [13] C. ARPESELLA et al. Direct Measurement of the Be-7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. *Phys. Rev. Lett.* 101, p. 091302, 2008. arXiv : [0805.3843](https://arxiv.org/abs/0805.3843) [[astro-ph](#)]. URL : <https://inspirehep.net/record/786577/> (cf. p. 17).

- [14] Tzee-Ke KUO et James T. PANTALEONE. Neutrino Oscillations in Matter. *Rev. Mod. Phys.* 61, p. 937, 1989. URL : <https://inspirehep.net/record/277132/> (cf. p. 17).
- [15] F. P. AN et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.* 108, p. 171803, 2012. arXiv : 1203.1669 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1093266/> (cf. p. 17).
- [16] J. K. AHN et al. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 108, p. 191802, 2012. arXiv : 1204.0626 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1102875/> (cf. p. 17).
- [17] Y. ABE et al. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 108, p. 131801, 2012. arXiv : 1112.6353 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1082938/> (cf. p. 17).
- [18] A. GANDO et al. Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND. *Phys. Rev.* D83, p. 052002, 2011. arXiv : 1009.4771 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/870962/> (cf. p. 17).
- [19] M. G. AARTSEN et al. Determining neutrino oscillation parameters from atmospheric muon neutrino disappearance with three years of IceCube DeepCore data. *Phys. Rev.* D91, p. 072004, 2015. arXiv : 1410.7227 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/1324373/> (cf. p. 17).
- [20] K. ABE et al. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev. Lett.* 107, p. 041801, 2011. arXiv : 1106.2822 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/913765/> (cf. p. 18).
- [21] P. ADAMSON et al. Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS. *Phys. Rev. Lett.* 110, p. 251801, 2013. arXiv : 1304.6335 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/1229505/> (cf. p. 18).
- [22] P. ADAMSON et al. First measurement of electron neutrino appearance in NOvA. *Phys. Rev. Lett.* 116, p. 151806, 2016. arXiv : 1601.05022 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1415951/> (cf. p. 18).
- [23] Ivan ESTEBAN, M. C. GONZALEZ-GARCIA, Michele MALTONI, Ivan MARTINEZ-SOLER et Thomas SCHWETZ. Updated fit to three neutrino mixing : exploring the accelerator-reactor complementarity. *Journal of High Energy Physics* 2017, p. 87, 2017. URL : [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2017\)087](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2017)087) (cf. p. 18).
- [24] Nobelprize.org. Nobel MEDIA. *Energy from Matter*. 2014. URL : http://www.nobelprize.org/educational/physics/energy/fission_2.html (cf. p. 19).
- [25] Nuclear Data Center JAPAN ATOMIC ENERGY AGENCY. *Graph of Fission Product Yields*. JENDL FP Fission Yields Data File 2011 [FPY-2011]. 2011. URL : www.ndc.jaea.go.jp/cgi-bin/FPYfig (cf. p. 20).
- [26] H KWON, F BOEHM, AA HAHN, HE HENRIKSON, J-L VUILLEUMIER, J-F CAVAINAC, DH KOANG, B VIGNON, F v FEILITZSCH et RL MÖSSBAUER. Search for neutrino oscillations at a fission reactor. *Physical Review D* 24, p. 1097, 1981. URL : <http://authors.library.caltech.edu/6700/1/KW0prd81.pdf> (cf. p. 20, 55, 84).
- [27] G. ZACEK et al. Neutrino Oscillation Experiments at the Gosgen Nuclear Power Reactor. *Phys. Rev.* D34, p. 2621-2636, 1986. URL : <http://inspirehep.net/record/238396/> (cf. p. 20).
- [28] A. I. AFONIN, S. N. KETOV, V. I. KOPEIKIN, L. A. MIKAELIAN, M. D. SKOROKHVATOV et S. V. TOLOKONNIKOV. A Study of the Reaction $\bar{\nu}_e + P \rightarrow e^+ + N$ on a Nuclear

- Reactor. *Sov. Phys. JETP* 67 [Zh. Eksp. Teor. Fiz.94N2,1(1988)], p. 213-221, 1988. URL : <https://inspirehep.net/record/270821/> (cf. p. 20).
- [29] A. A. KUVSHINNIKOV, L. A. MIKAELIAN, S. V. NIKOLAEV, M. D. SKOROKHVATOV et A. V. ETENKO. Measuring the anti-electron-neutrino + p \rightarrow n + e+ cross-section and beta decay axial constant in a new experiment at Rovno NPP reactor. (In Russian). *JETP Lett.* 54 [Sov. J. Nucl. Phys.52,300(1990)], p. 253-257, 1991. URL : inspirehep.net/record/306219/ (cf. p. 20).
- [30] G. S. VIDYAKIN et al. Limitations on the characteristics of neutrino oscillations. *JETP Lett.* 59 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.59,364(1994)], p. 390-393, 1994. URL : inspirehep.net/record/383121/ (cf. p. 20).
- [31] Z. D. GREENWOOD et al. Results of a two position reactor neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D* 53, p. 6054-6064, 1996. URL : <http://inspirehep.net/record/418516/> (cf. p. 20).
- [32] Y. DECLAIS et al. Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant. *Phys. Lett.* B338, p. 383-389, 1994. URL : <https://inspirehep.net/record/39502/> (cf. p. 20).
- [33] B. ACHKAR, R. ALEKSAN, M. AVENIER, G. BAGIEU, J. BOUCHEZ, R. BRISSOT, J.-F. CAVAINAC, J. COLLOT, M.-C. COUSINOU, J.P. CUSSONNEAU, Y. DECLAIS, Y. DUFOUR, J. FAVIER, F. GARCIAZ, E. KAJFASZ, H. de KERRET, D.H. KOANG, B. LEFIÈVRE, E. LESQUOY, J. MALLET, A. METREF, E. NAGY, H. PESSARD, F. PIERRE, M. OBOLENSKY, A. STUTZ et J.P. WUTHRICK. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey. *Nuclear Physics B* 434, p. 503-532, 1995. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139400513E> (cf. p. 20, 24, 31-33).
- [34] K NAKAMURA et Particle Data GROUP. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 37, p. 075021, 2010. URL : <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021> (cf. p. 21).
- [35] K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, W. GELLETLY et F. Von FEILITZSCH. Determination of the antineutrino spectrum from ²³⁵U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Physics Letters B* 160, p. 325-330, 1985. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385913371> (cf. p. 21, 22).
- [36] F. von FEILITZSCH, A.A. HAHN et K. SCHRECKENBACH. Experimental beta-spectra from ²³⁹Pu and ²³⁵U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. *Physics Letters B* 118, p. 162-166, 1982. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269382906220> (cf. p. 21).
- [37] A.A. HAHN, K. SCHRECKENBACH, W. GELLETLY, F. von FEILITZSCH, G. COLVIN et B. KRUSCHE. Antineutrino spectra from ²⁴¹Pu and ²³⁹Pu thermal neutron fission products. *Physics Letters B* 218, p. 365-368, 1989. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269389915980> (cf. p. 21).
- [38] Petr VOGEL. Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum. *Phys. Rev.* C76, p. 025504, 2007. arXiv : 0708.0556 [hep-ph]. (Cf. p. 21).
- [39] Thomas MUELLER. *Expérience double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*. Thèse de doctorat. 2010. URL : irfu.cea.fr/Phocea/file.php?class=std&&file=Doc/Publications/Archives/irfu-10-05-T.pdf (cf. p. 21).
- [40] Th. A. MUELLER et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. *Phys. Rev.* C83, p. 054615, 2011. arXiv : 1101.2663 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/884183> (cf. p. 21, 22, 55, 77).

- [41] *Evaluated and Compiled Nuclear Structure Data*. URL : <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (cf. p. 21).
- [42] Patrick HUBER. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C*84, p. 024617, 2011. arXiv : 1106.0687 [hep-ph]. URL : <http://inspirehep.net/record/912553/>(cf. p. 21, 22).
- [43] Jonathan GAFFIOT. « Reactor neutrinos study : integration and characterization of the Nucifer detector ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, nov. 2012. (Cf. p. 22).
- [44] G. MENTION, M. FECHNER, Th. A. LASSERRE Th. and Mueller, D. LHUILLIER, M. CRIBIER et A. LETOURNEAU. The Reactor Antineutrino Anomaly. *Phys. Rev. D*83, p. 073006, 2011. arXiv : 1101.2755 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/884352/>(cf. p. 22, 31, 33).
- [45] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER et Y.F. LI. Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations. *JHEP* 06, p. 135, 2017. arXiv : 1703.00860 [hep-ph]. URL : <https://inspirehep.net/record/1515697>(cf. p. 22, 32, 34-36, 46, 162).
- [46] K. A. OLIVE et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.* C38, p. 090001, 2014. URL : <http://inspirehep.net/record/1315584/>(cf. p. 22).
- [47] Petr VOGEL. « Evaluation of reactor neutrino flux : issues and uncertainties ». In : *Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. arXiv : 1603.08990 [hep-ph]. URL : <https://inspirehep.net/record/1436503/>. (Cf. p. 23).
- [48] Murray GELL-MANN. Test of the Nature of the Vector Interaction in β Decay. *Phys. Rev.* 111, p. 362-365, 1958. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.111.362>(cf. p. 23).
- [49] F. P. AN et al. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.* 118, p. 251801, 2017. arXiv : 1704.01082 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1589439>(cf. p. 23).
- [50] Feng Peng AN et al. Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.* 116 [Erratum : *Phys. Rev. Lett.*118,no.9,099902(2017)], p. 061801, 2016. arXiv : 1508.04233 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1388361/>(cf. p. 24, 25).
- [51] S. H. SEO et al. Spectral Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency using 500 Live Days of RENO Data. 2016. arXiv : 1610.04326 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1492100/>(cf. p. 24, 25).
- [52] Y. ABE et al. Measurement of θ_{13} in Double Chooz using neutron captures on hydrogen with novel background rejection techniques. *JHEP* 01, p. 163, 2016. arXiv : 1510.08937 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1402088/>(cf. p. 24, 25).
- [53] Y. J. KO et al. Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 118, p. 121802, 2017. arXiv : 1610.05134 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1492322/>(cf. p. 24, 25, 31, 33, 40, 41).
- [54] Seon-Hee SEO. New results from RENO and the 5 MeV excess. *AIP Conference Proceedings* 1666, p. 080002, 2015. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4915563>(cf. p. 24).
- [55] A. AGUILAR-AREVALO et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam. *Phys. Rev. D*64, p. 112007, 2001. arXiv : hep-ex/0104049 [hep-ex]. URL : <http://inspirehep.net/record/555937/>(cf. p. 25, 26, 31).

- [56] C. ATHANASSOPOULOS et al. The Liquid scintillator neutrino detector and LAMPF neutrino source. *Nucl. Instrum. Meth.* A388, p. 149-172, 1997. arXiv : [nucl-ex/9605002 \[nucl-ex\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/418333/> (cf. p. 25).
- [57] B. ARMBRUSTER et al. Upper limits for neutrino oscillations muon-anti-neutrino \rightarrow electron-anti-neutrino from muon decay at rest. *Phys. Rev.* D65, p. 112001, 2002. arXiv : [hep-ex/0203021 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/584020/> (cf. p. 25, 29-31).
- [58] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. «A Combined $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses ». In : 2012. arXiv : [1207.4809 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1495903/>. (Cf. p. 26, 27, 31).
- [59] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 110, p. 161801, 2013. arXiv : [1303.2588 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1223326/> (cf. p. 26, 31).
- [60] W. HAMPEL et al. GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX IV. *Phys. Lett.* B447, p. 127-133, 1999. URL : <https://inspirehep.net/record/481586/> (cf. p. 26).
- [61] J. N. ABDURASHITOV et al. Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle. *J. Exp. Theor. Phys.* 95 [Zh. Eksp. Teor. Fiz.122,211(2002)], p. 181-193, 2002. arXiv : [astro-ph/0204245 \[astro-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/585363/> (cf. p. 26).
- [62] W. HAMPEL et al. Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX. *Phys. Lett.* B420, p. 114-126, 1998. URL : <https://inspirehep.net/record/451948/> (cf. p. 27).
- [63] J. N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source. *Phys. Rev.* C59, p. 2246-2263, 1999. arXiv : [hep-ph/9803418 \[hep-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/468452/> (cf. p. 27).
- [64] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER et E. M. LI Y. F. and Zavanin. Light sterile neutrinos. *J. Phys.* G43, p. 033001, 2016. arXiv : [1507.08204 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1385583/> (cf. p. 27, 28, 37).
- [65] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. F. LI, Q. Y. LIU et H. W. LONG. Update of Short-Baseline Electron Neutrino and Antineutrino Disappearance. *Phys. Rev.* D86, p. 113014, 2012. arXiv : [1210.5715 \[hep-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1191978/> (cf. p. 27, 31, 33).
- [66] K. N. ABAZAJIAN et al. Light Sterile Neutrinos : A White Paper. 2012. arXiv : [1204.5379 \[hep-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1112149/> (cf. p. 29, 32).
- [67] Samoil M. BILENKY, C. GIUNTI et W. GRIMUS. Neutrino mass spectrum from the results of neutrino oscillation experiments. *Eur. Phys. J.* C1, p. 247-253, 1998. arXiv : [hep-ph/9607372 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/420986/> (cf. p. 29).
- [68] Janet M. CONRAD, William C. LOUIS et Michael H. SHAEVITZ. The LSND and MiniBooNE Oscillation Searches at High Δm^2 . *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, p. 45-67, 2013. arXiv : [1306.6494 \[hep-ex\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1240056/> (cf. p. 29, 30).
- [69] Joachim KOPP, Pedro A. N. MACHADO, Michele MALTONI et Thomas SCHWETZ. Sterile Neutrino Oscillations : The Global Picture. *JHEP* 05, p. 050, 2013. arXiv : [1303.3011 \[hep-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1223581/> (cf. p. 29-31, 36).

- [70] M ANTONELLO et al. Experimental search for the “LSND anomaly” with the ICARUS detector in the CNGS neutrino beam. *Eur. Phys. J. C* 73, p. 2345, 2013. arXiv : [1209.0122 \[hep-ex\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1184172/> (cf. p. 29, 31).
- [71] P ASTIER et al. Search for $\nu(\mu) \rightarrow \nu(e)$ oscillations in the NOMAD experiment. *Phys. Lett. B* 570, p. 19-31, 2003. arXiv : [hep-ex/0306037 \[hep-ex\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/621351/> (cf. p. 29, 31).
- [72] L. BORODOVSKY et al. Search for muon-neutrino oscillations muon-neutrino \rightarrow electron-neutrino (anti-muon-neutrino \rightarrow anti-electron-neutrino in a wide band neutrino beam. *Phys. Rev. Lett.* 68, p. 274-277, 1992. URL : <http://inspirehep.net/record/335704/> (cf. p. 29, 31).
- [73] P. ADAMSON et al. Limits on Active to Sterile Neutrino Oscillations from Disappearance Searches in the MINOS, Daya Bay, and Bugey-3 Experiments. *Phys. Rev. Lett.* 117 [Addendum : *Phys. Rev. Lett.* 117, no.20, 209901 (2016)], p. 151801, 2016. arXiv : [1607.01177 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1473826/> (cf. p. 33).
- [74] A. I. BELESEV, A. I. BERLEV, E. V. GERASKIN, A. A. GOLUBEV, N. A. LIKHOVID, A. A. NOZIK, V. S. PANTUEV, V. I. PARFENOV et A. K. SKASYRSKAYA. An upper limit on additional neutrino mass eigenstate in 2 to 100 eV region from ‘Troitsk nu-mass’ data. *JETP Lett.* 97, p. 67-69, 2013. arXiv : [1211.7193 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1204990/> (cf. p. 32, 34).
- [75] A. I. BELESEV, A. I. BERLEV, E. V. GERASKIN, A. A. GOLUBEV, N. A. LIKHOVID, V. S. NOZIK A. A. and Pantuev, V. I. PARFENOV et A. K. SKASYRSKAYA. The search for an additional neutrino mass eigenstate in the 2–100 eV region from ‘Troitsk nu-mass’ data : a detailed analysis. *J. Phys.* G41, p. 015001, 2014. arXiv : [1307.5687 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1243868/> (cf. p. 32, 34).
- [76] Christine KRAUS, Andrej SINGER et Christian VALERIUS Kathrin and Weinheimer. Limit on sterile neutrino contribution from the Mainz Neutrino Mass Experiment. *Eur. Phys. J. C* 73, p. 2323, 2013. arXiv : [1210.4194 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1190887/> (cf. p. 32, 34).
- [77] F. DYDAK et al. A Search for Muon-neutrino Oscillations in the Δm^2 Range 0.3-eV² to 90-eV². *Phys. Lett.* 134B, p. 281, 1984. URL : <https://inspirehep.net/record/192893/> (cf. p. 35).
- [78] K. B. M. MAHN et al. Dual baseline search for muon neutrino disappearance at $0.5\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 40\text{eV}^2$. *Phys. Rev.* D85, p. 032007, 2012. arXiv : [1106.5685 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/916049/> (cf. p. 35).
- [79] G. CHENG et al. Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at $0.1\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 100\text{eV}^2$. *Phys. Rev.* D86, p. 052009, 2012. arXiv : [1208.0322 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1124583/> (cf. p. 35).
- [80] P. ADAMSON et al. Search for Sterile Neutrinos Mixing with Muon Neutrinos in MINOS. *Phys. Rev. Lett.* 117, p. 151803, 2016. arXiv : [1607.01176 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1473825/> (cf. p. 35).
- [81] M. G. AARTSEN et al. Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector. *Phys. Rev. Lett.* 117, p. 071801, 2016. arXiv : [1605.01990 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1456121/> (cf. p. 35).
- [82] M. MARTINI, M. ERICSON et G. CHANFRAY. Neutrino energy reconstruction problems and neutrino oscillations. *Phys. Rev.* D85, p. 093012, 2012. arXiv : [1202.4745 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1089839/> (cf. p. 36).
- [83] M. MARTINI, M. ERICSON et G. CHANFRAY. Energy reconstruction effects in neutrino oscillation experiments and implications for the analysis. *Phys. Rev.* D87, p. 013009,

2013. arXiv : [1211.1523 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1199001/>(cf. p. 36).
- [84] Sowjanya GOLLAPINNI. « Accelerator-based Short-baseline Neutrino Oscillation Experiments ». In : 2015. arXiv : [1510.04412 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1398031/>. (Cf. p. 36).
- [85] Basudeb DASGUPTA et Joachim KOPP. Cosmologically Safe eV-Scale Sterile Neutrinos and Improved Dark Matter Structure. *Phys. Rev. Lett.* 112, p. 031803, 2014. arXiv : [1310.6337 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1261862/>(cf. p. 37).
- [86] Kevork ABAZAJIAN, Nicole F. BELL, George M. FULLER et Yvonne Y. Y. WONG. Cosmological lepton asymmetry, primordial nucleosynthesis, and sterile neutrinos. *Phys. Rev. D* 72, p. 063004, 2005. arXiv : [astro-ph/0410175 \[astro-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/661329/>(cf. p. 37).
- [87] Steen HANNESTAD, Rasmus Sloth HANSEN et Thomas TRAM. How Self-Interactions can Reconcile Sterile Neutrinos with Cosmology. *Phys. Rev. Lett.* 112, p. 031802, 2014. arXiv : [1310.5926 \[astro-ph.CO\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1261754/>(cf. p. 37).
- [88] K. M. HEEGER, B. R. LITTLEJOHN, H. P. MUMM et M. N. TOBIN. Experimental Parameters for a Reactor Antineutrino Experiment at Very Short Baselines. *Phys. Rev. D* 87, p. 073008, 2013. arXiv : [1212.2182 \[hep-ex\]](#). (Cf. p. 38-40).
- [89] A. P. SEREBROV et al. Experiment Neutrino-4 on search for sterile neutrino at SM-3 reactor. 2017. arXiv : [1708.00421 \[physics.ins-det\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1613934/>(cf. p. 41).
- [90] Anatolii SEREBROV et al. Experiment Neutrino-4 Search for Sterile Neutrino with Multisection Detector Model. *PoS INPC2016*, p. 255, 2017. arXiv : [1702.00941 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1512144/>(cf. p. 42).
- [91] I. ALEKSEEV et al. DANSS : Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator. *JINST* 11, P11011, 2016. arXiv : [1606.02896 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1468455/>(cf. p. 42, 43).
- [92] Zdenek HONS et Jakub VLÁŠEK. Data Acquisition System for Segmented Reactor Antineutrino Detector. *JINST* 12, P01022, 2017. arXiv : [1605.03983 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1458978/>(cf. p. 43).
- [93] Y SHITOV. *Status of the DANSS project : in pursuit of a light sterile neutrino*. 15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2017. 2017. URL : <https://indico.cern.ch/event/606690/contributions/2591513/> (cf. p. 43).
- [94] Y. ABREU et al. A novel segmented-scintillator antineutrino detector. *JINST* 12, P04024, 2017. arXiv : [1703.01683 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1516195/>(cf. p. 43, 44).
- [95] L. MANZANILLAS. *The SoLid experiment : Search for sterile neutrinos at the SCK•CEN BR2 reactor*. 15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2017. 2017. URL : <https://indico.cern.ch/event/606690/contributions/2591515/> (cf. p. 44).
- [96] Ianthe MICHIELS. « SoLid : Search for Oscillation with a 6Li Detector at the BR2 research reactor ». In : *Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. arXiv : [1605.00215 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1454219/>. (Cf. p. 44).

- [97] J. ASHENFELTER et al. The PROSPECT Physics Program. *J. Phys.* G43, p. 113001, 2016. arXiv : [1512.02202 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1408518/> (cf. p. 44, 45).
- [98] K. M. HEEGER. *PROSPECT : The Precision Reactor Oscillation and Spectrum Experiment*. 15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2017. 2017. URL : <https://indico.cern.ch/event/606690/contributions/2591590/> (cf. p. 45).
- [99] M. VIVIER et al. SOX : search for short baseline neutrino oscillations with Borexino. *J. Phys. Conf. Ser.* 718, p. 062066, 2016. URL : <https://inspirehep.net/record/1468900/> (cf. p. 46, 47).
- [100] Th. LASSERRE. *Search for light sterile neutrinos with the CeSOX experiment*. 15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP2017. 2017. URL : <https://indico.cern.ch/event/606690/contributions/2591360/> (cf. p. 47).
- [101] Birgit NEUMAIR. SOX : Short Distance Neutrino Oscillations with Borexino. *PoS ICHEP2016*, p. 475, 2016. URL : <https://inspirehep.net/record/1596600/> (cf. p. 47).
- [102] *Evaluated Nuclear Data File (ENDF)*. URL : <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp> (cf. p. 51).
- [103] J. PINON. *Étude de l'évolution du flux d'anti-neutrinos du réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin dans le cadre de l'expérience STEREO*. Rapport de stage. 2015 (cf. p. 54, 76, 77).
- [104] G. BOIREAU et al. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. *Phys. Rev.* D93, p. 112006, 2016. arXiv : [1509.05610 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1393993/> (cf. p. 54).
- [105] V. KOPEIKIN, L. MIKAELIAN et V. SINEV. Reactor as a source of antineutrinos : Thermal fission energy. *Phys. Atom. Nucl.* 67 [Yad. Fiz.67,1916(2004)], p. 1892-1899, 2004. arXiv : [hep-ph/0410100 \[hep-ph\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/661380/> (cf. p. 54).
- [106] Christian BUCK, Antoine P. COLLIN, Julia HASER et Manfred LINDNER. Investigating the Spectral Anomaly with Different Reactor Antineutrino Experiments. *Phys. Lett.* B765, p. 159-162, 2017. arXiv : [1512.06656 \[hep-ex\]](#). (Cf. p. 56).
- [107] ILL. *Caractéristiques techniques du réacteur de l'ILL?* URL : <https://www.ill.eu/reacteur-securite-environmt/securite/questions-reponses/caracteristiques-techniques-du-reacteur-de-lill/?L=1> (cf. p. 57).
- [108] Stephane ZSOLDOS. « Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment ». Theses. Univ. Grenoble Alpes, sept. 2016. (Cf. p. 58, 59, 67).
- [109] Luis MANZANILLAS. « Development of the source calibration system of the STEREO experiment and search for sterile neutrinos at the ILL ». en. Thèse de doct. Université Grenoble Alpes; Université Savoie Mont Blanc, oct. 2016. (Cf. p. 60).
- [110] Xue-Feng DING, Liang-Jian WEN, Xiang ZHOU, Ya-Yun DING, Xing-Chen YE, Li ZHOU, Meng-Chao LIU, Hao CAI et Jun CAO. Measurement of the fluorescence quantum yield of bis-MSB. *Chin. Phys.* C39, p. 126001, 2015. arXiv : [1506.00240 \[physics.ins-det\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1373911/> (cf. p. 61).
- [111] C. ABERLE, C. BUCK, B. GRAMLICH, F. X. HARTMANN, M. LINDNER, S. SCHÖNERT, U. SCHWAN, S. WAGNER et H. WATANABE. Large scale Gd-beta-diketonate based organic liquid scintillator production for antineutrino detection. *Journal of Instru-*

- mentation 7, p. 6008, 2012. arXiv : [1112.5941](https://arxiv.org/abs/1112.5941) [physics.ins-det]. URL : <https://arxiv.org/abs/1112.5941>(cf. p. 62).
- [112] Antoine COLLIN. « Reactor Anti-neutrinos : measurement of the θ_{13} leptonic mixing angle and search for potential sterile neutrinos ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, jan. 2014. (Cf. p. 62, 83, 84).
- [113] Electron Tube Division HAMAMATSU PHOTONICS K.K. *Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes*. 2016. URL : http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E.pdf. (Cf. p. 62).
- [114] Maxime PEQUIGNOT. « The Nucifer and Stereo experiments : a study of reactor antineutrinos at short baseline ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, sept. 2015. (Cf. p. 64, 66).
- [115] G. BOIREAU et al. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. *Phys. Rev. D*93, p. 112006, 2016. arXiv : [1509.05610](https://arxiv.org/abs/1509.05610) [physics.ins-det]. URL : <https://inspirehep.net/record/1393993>(cf. p. 66).
- [116] ILL. *Nomad*. URL : <https://www.ill.eu/instruments-support/instrument-control/software/nomad/> (cf. p. 72).
- [117] O. et al MEPLAN. *MURE*. User Guide. 2014. URL : <http://lpsc.in2p3.fr/MURE/html/UserGuide/UserGuide.html> (cf. p. 76).
- [118] P. VOGEL et John F. BEACOM. Angular distribution of neutron inverse beta decay. *Phys. Rev. D*60, p. 053003, 1999. arXiv : [hep-ph/9903554](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9903554) [hep-ph]. URL : <https://inspirehep.net/record/497639>(cf. p. 77).
- [119] Alessandro STRUMIA et Francesco VISSANI. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Phys. Lett. B*564, p. 42-54, 2003. arXiv : [astro-ph/0302055](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302055) [astro-ph]. URL : <https://inspirehep.net/record/612772>(cf. p. 77).
- [120] S. AGOSTINELLI et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*506, p. 250-303, 2003. URL : <http://www.geant4.org/geant4/>(cf. p. 78).
- [121] T. JUNQUEIRA DE CASTRO BEZERRA. « Improvement of θ_{13} Measurement in the Double Chooz Experiment and the First Effective Δm_{31}^2 Measurement from Reactor Neutrino Oscillation at Different Baselines ». Thèse de doct. Tohoku U., 2013. (Cf. p. 78).
- [122] G. A. HORTON-SMITH. *Generic liquid-scintillator Geant4 simulation*. 2005. URL : <http://neutrino.phys.ksu.edu/%E2%88%BCGLG4sim/> (cf. p. 78).
- [123] Vial C. CADRE B. *Statistique mathématique, cours et exercices corrigés*. Ellipse, 2012. (Cf. p. 80).
- [124] *Neyman-Pearson Lemma*. Pennsylvania State University. URL : <https://onlinecourses.science.psu.edu/stat414/node/307> (cf. p. 80).
- [125] Cranmer K. *Practical Statistics for Particle Physicists 2*. European School of High-Energy Physics. 2011. URL : <https://indico.cern.ch/event/117033/timetable/?view=standard> (cf. p. 80).
- [126] S. S. WILKS. The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses. *Ann. Math. Statist.* 9, p. 60-62, 1938. URL : <http://dx.doi.org/10.1214/aoms/1177732360>(cf. p. 81).
- [127] Abraham WALD. Tests of statistical hypotheses concerning several parameters when the number of observations is large. *Transactions of the American Mathematical society* 54, p. 426-482, 1943. URL : <https://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/stat/wald1943.pdf>(cf. p. 81).
- [128] Glen COWAN, Kyle CRANMER, Eilam GROSS et Ofer VITELLS. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J.* C71 [Erratum : Eur. Phys.

- J.C73,2501(2013)], p. 1554, 2011. arXiv : [1007.1727 \[physics.data-an\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/860907>(cf. p. 81, 82).
- [129] E. APRILE et al. Likelihood Approach to the First Dark Matter Results from XENON100. *Phys. Rev. D*84, p. 052003, 2011. arXiv : [1103.0303 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/891267>(cf. p. 82).
- [130] Patrick HUBER, M. LINDNER, T. SCHWETZ et W. WINTER. Reactor neutrino experiments compared to superbeams. *Nucl. Phys. B*665, p. 487-519, 2003. arXiv : [hep-ph/0303232 \[hep-ph\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/615983>(cf. p. 83).
- [131] D. LHUILLIER. *STEREO*. Applied Antineutrino Physics. 2015. URL : <http://indico.phys.vt.edu/event/29/session/4/contribution/12> (cf. p. 85).
- [132] Gary J. FELDMAN et Robert D. COUSINS. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*57, p. 3873-3889, 1998. arXiv : [physics/9711021 \[physics.data-an\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/454197>(cf. p. 88).
- [133] Electron Tube Division HAMAMATSU PHOTONICS K.K. *Basics and Applications*. 2007. URL : https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf. (Cf. p. 94).
- [134] PHOTONIS. *Photomultiplier tubes : principles and applications*. 2002. (Cf. p. 95).
- [135] O. BOURRION et al. « Trigger and readout electronics for the STEREO experiment ». In : *Proceedings, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP15)*. 2015. arXiv : [1510.08238 \[physics.ins-det\]](#). URL : <http://inspirehep.net/record/1401270/files/arXiv:1510.08238.pdf>. (Cf. p. 97).
- [136] C. E. SHANNON. Communication in the Presence of Noise. *Proceedings of the IRE* 37, p. 10-21, 1949. URL : www.gmee.deit.univpm.it/biblioteca/sala_tecnica/scaffale_teorica/campionamento/intro_shannon.pdf(cf. p. 97).
- [137] D. A. GEDCKE et W. J. McDONALD. Design of the constant fraction of pulse height trigger for optimum time resolution. *Nuclear Instruments and Methods* 58, p. 253-260, 1968. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X68904734> (visité le 23/04/2017)(cf. p. 98).
- [138] JS. REAL. *Trigger Level 2 implementation in the STEREO Experiment*. Note interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 99).
- [139] E. H. BELLAMY, G. BELLETTINI, J. BUDAGOV, F. CERVELLI, I. CHIRIKOV-ZORIN, M. INCAGLI, D. LUCCHESI, C. PAGLIARONE, S. TOKAR et F. ZETTI. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339, p. 468-476, 1994. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029490183X> (visité le 04/05/2017)(cf. p. 107).
- [140] Electron Tube Division HAMAMATSU PHOTONICS K.K. *Photomultiplier Tubes and Assemblies : For Scintillation Counting and High Energy Physics*. 2012. URL : https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High_energy_PMT_TPM00007E.pdf. (Cf. p. 116).
- [141] G. MENTION, M. VIVIER, J. GAFFIOT, T. LASSERRE, A. LETOURNEAU et T. MATERNA. Reactor antineutrino shoulder explained by energy scale nonlinearities?, 2017. arXiv : [1705.09434 \[hep-ex\]](#). URL : <https://inspirehep.net/record/1601385/>(cf. p. 116).
- [142] W. SHOCKLEY et J. R. PIERCE. A Theory of Noise for Electron Multipliers. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 26, p. 321-332, 1938. (Cf. p. 123).

- [143] J B BIRKS. Scintillations from Organic Crystals : Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations. *Proceedings of the Physical Society. Section A* 64, p. 874, 1951. URL : <http://stacks.iop.org/0370-1298/64/i=10/a=303>(cf. p. 128).
- [144] JS. REAL. *Ligth Leak measurement in the stereo Detector using neutrino runs*. Note interne de la Collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 129).
- [145] V. HÉLAINE. *Communication interne de la Collaboration STEREO*. Réunion d'analyse. 2017 (cf. p. 132, 133).
- [146] JS. REAL. *Background Rejection in veto trigger*. Communication interne de la Collaboration STEREO, Réunion d'analyse. 2016 (cf. p. 139).
- [147] C. PATRIGNANI et al. Review of Particle Physics, 29.3. Cosmic rays at the surface. *Chin. Phys.* C40, 2016. URL : <http://pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2016-rev-cosmic-microwave-background.pdf>(cf. p. 140).
- [148] A. BONHOMME. *Communication interne de la Collaboration STEREO*. Réunion d'analyse. 2017 (cf. p. 142, 144, 150).
- [149] ICARUS COLLABORATION. Measurement of the muon decay spectrum with the ICARUS liquid Argon TPC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 33, 2004. URL : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0311040>(cf. p. 143).
- [150] T. SUZUKI, David F. MEASDAY et J. P. ROALSVIG. Total Nuclear Capture Rates for Negative Muons. *Phys.Rev.* C35, p. 2212, 1987. URL : <https://inspirehep.net/record/245934>(cf. p. 143).
- [151] A. BONHOMME. *Status of the STEREO experiment, a search for sterile neutrino at ILL*. 52nd Rencontres de Moriond EW. 2017. URL : <https://indico.in2p3.fr/event/13763/other-view?view=standard#20170318.detailed> (cf. p. 145).
- [152] F. P. AN et al. New measurement of θ_{13} via neutron capture on hydrogen at Daya Bay. *Phys. Rev.* D93, p. 072011, 2016. arXiv : 1603.03549 [hep-ex]. URL : <https://inspirehep.net/record/1427291/>(cf. p. 144).
- [153] A. BLANCHET. *Communication interne de la Collaboration STEREO*. Réunion d'analyse. 2017 (cf. p. 155).
- [154] H. ALMAZAN. *Communication interne de la Collaboration STEREO*. Réunion d'analyse. 2017 (cf. p. 159).

Remerciements

Une thèse ne se réalise pas seul, elle est le fruit de rencontres, de collaborations et d'échanges avec plusieurs personnes. Ces trois ans ont ainsi été une aventure scientifique et aussi humaine. Les quelques lignes qui suivent sont ainsi dédiées à adresser mes remerciements aux personnes qui ont partagé et contribué à cette aventure.

Je remercie l'ensemble de mon jury de thèse, Johann Colot, Frédéric Yermia, Thierry Lasserre et en particulier Paschal Coyle et Fabrice Piquemal d'avoir accepté d'être mes rapporteurs.

Je ne saurais oublier, dans mes remerciements, l'ensemble du personnel du LPSC qui m'a accueilli chaleureusement.

J'ai beaucoup apprécié travailler avec le groupe STEREO, Anne Stutz, Jean-Seb. Réal, François Montanet et Serge Kox avec qui j'ai partagé les joies et les difficultés de la recherche. Je n'oublie pas Victor, à mi-temps postdoc et à mi-temps cascadeur à vélo, avec qui j'ai aimé partager le travail et les tournées de bières. Je remercie aussi Aurélie et Alessandro de m'avoir obligé à les accompagner dans les bars lors de leurs shifts à Grenoble.

J'ai eu la chance de réaliser cette thèse sous la direction de Jacob Lamblin, toujours présent pour échanger et discuter, avec qui travailler a été un véritable plaisir. Je lui suis reconnaissant d'avoir toujours défendu mes intérêts de doctorant, ce qui n'est malheureusement pas toujours la norme.

Je remercie tous les doctorants du BIDUL sans qui le laboratoire serait bien trop sérieux!

Trois compères, Astrid, Clément et Simon, m'ont accompagné dès les premiers jours de la thèse (et même un petit peu avant) pour mon plus grand plaisir. Trois ans partagés dans la joie et la douleur, pas seulement au LPSC mais aussi en dehors, dans les montagnes, dans les bars ou au musée (chacun se reconnaîtra là où il veut). Un grand merci à Sylvain, masseur et Don Juan, qui a su me transformer en fille de joie!

Stéphanou, un ours au caractère tout doux et au rire communicatif m'a accompagné les deux premières années en tant que co-bureau. Malgré son handicap à ne pas pouvoir parler à voix basse et son goût douteux pour la fin de Lost, celui-ci a été un collègue de premier choix et a su apprécier le nombre 33 à sa juste valeur. Il a égayé ces deux années notamment grâce à son sang froid légendaire de moine chartreux et ses achats compulsifs de pichets de bière!

Laulau Bernardo, un petit raton plein de vie au langage populaire et viral, a passé la dernière année à me supporter, un an face à face, les yeux dans les yeux (Stéphane avait eu au moins la pudeur de lever son écran). Sous ses airs de hippie refoulée, elle s'est avérée être une collègue de haute voltige et une machine de la paroi, nous faisant presque oublier que de toute façon les pistes sont morphos! J'ai aimé partager mon bureau avec toi et notamment cet "agréable merdier"!

Je remercie de tout cœur mes deux collègues, qui m'ont laissé travailler en paix chaque matin et qui ont fait de cette thèse une longue pause thé de trois ans!

Pour finir, je remercie infiniment ma famille de m'avoir de tout temps poussé à faire ce que j'aime!

Résumé :

Depuis 2011, la réévaluation de plus d'une vingtaine de mesures de flux de neutrinos de réacteur mesurés à courtes distances suggère la présence d'un déficit de 7 % par rapport aux prédictions. Cette anomalie est statistiquement significative à environ 3σ , tout comme une autre anomalie similaire correspondant à l'observation d'un déficit de neutrinos émis par des sources intenses de désintégrations beta. Ces anomalies peuvent être expliquées soit par un biais dans la prédiction des flux de neutrinos, soit par l'existence d'un nouvel état de neutrino, un neutrino stérile léger, vers lequel les trois neutrinos du modèle standard pourraient osciller. Ce nouveau neutrino, n'interagissant pas par interaction faible, serait uniquement "visible" grâce à ces oscillations. L'objectif de l'expérience STEREO est de répondre à la question de l'existence d'un neutrino stérile avec une masse de l'ordre de 1 eV, en utilisant le flux de neutrinos émis par le réacteur de recherche de l'"Institut Laue-Langevin" (ILL) à Grenoble, en France. Pour cela, le détecteur STEREO est segmenté en 6 cellules afin de mesurer l'hypothétique distorsion du spectre en énergie des neutrinos en fonction de la distance au réacteur (entre 9 et 11m de distance). Après quelques années de construction du détecteur et de préparation, l'expérience STEREO a pu commencer la prise de données en novembre 2016 avec une première période d'acquisition qui s'est terminée en mars 2017. Cette thèse s'inscrit dans ces deux périodes distinctes de l'expérience STEREO. Une première partie a été consacrée à la caractérisation et la validation de l'électronique tout au long du processus de développement jusqu'à sa conception finale. Dans ce cadre, une méthode de mesure de la linéarité de la réponse en charge des photomultiplicateurs et de leurs embases a été développée avec une précision meilleure que 1 %, pour répondre au exigence de sensibilité à l'hypothèse d'un neutrino stérile. Cette exigence a d'ailleurs été validée par une analyse statistique de l'expérience. Une deuxième partie de la thèse a concerné l'analyse des premières données et plus particulièrement, l'identification des différents types de bruit de fond et la recherche des candidats neutrinos.

Abstract :

Since 2011, the re-evaluation of about twenty neutrino flux measurements at short distance from reactors suggests a deficit of about 7 % with respect to predictions. This anomaly has a 3σ significance, as another similar anomaly which corresponds to the deficit of neutrinos emitted from intense source of beta-decay. These anomalies could be explain either by a bias in the flux prediction or by the existence of a new neutrino state, a light sterile neutrino, possibly mixing with the three neutrino states of the standard model. This new neutrino, with no ordinary weak interaction, could only be "visible" via the neutrino oscillation. The STEREO experiment goal is to answer the question of the sterile neutrino existence with mass around 1 eV, using neutrino flux emitted from the research reactor of the "Institut Laue-Langevin" (ILL) at Grenoble, France. To achieve this, the STEREO detector is segmented in 6 cells to measure a hypothetical distortion of the neutrino energy spectrum at different distances from the reactor (between 9 et 11m). Afters few years of detector construction and preparation, the STEREO experiment has started taking data in November 2016 with a first period over in Mars 2017. This thesis took place during two distinct phases of the STEREO experiment. A first part was dedicated to the characterisation and the validation of the electronics, during all its development process until its final conception. In this context, a method to measure the charge response linearity of photomultipliers and their bases, with a precision better than 1 %, has been developed, in order to fulfill the desired sensitivity to the light sterile neutrino hypothesis. This requirement on the precision has been validated by a statistical analysis of the experiment. The second part of the thesis was devoted to the analysis of the first data and more particularly to the identification of the different kinds of background and to the search of neutrino candidates.