

Détection des neutrinos stériles auprès de l'ILL, l'expérience Stéréo

Mathieu Vialat

▶ **To cite this version:**

Mathieu Vialat. Détection des neutrinos stériles auprès de l'ILL, l'expérience Stéréo. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALY051 . tel-03562694

HAL Id: tel-03562694
https://theses.hal.science/tel-03562694

Submitted on 9 Feb 2022

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.

Université Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Mathieu VIALAT

Thèse dirigée par **Jean-Sébastien REAL** et
codirigée par **Torsten SOLDNER**

préparée au sein de **l'Institut Laue Langevin (ILL)**
dans **l'Ecole doctorale de Physique**

Détection des neutrinos stériles auprès de l'ILL, l'expérience Stereo

Thèse soutenue publiquement le **Mercredi 29 septembre 2021**,
devant le jury composé de :

M. François MONTANET
LPSC, Président
Mme CHRISTINE MARQUET
CENBG, Rapporteur
M. Pascal PAGANINI
LLR, Rapporteur
M. Mathieu BONGRAND
Subatech, Examinateur
M. Michael JENTSCHEL
ILL, Examinateur

Table des matières

Table des matières . . . iii

Introduction **1**

1 Cadre théorique et expérimental **3**
1.1 Introduction à la physique des neutrinos . . . 3
1.1.1 Les neutrinos dans le Modèle Standard . . . 3
1.1.2 Découvertes expérimentales . . . 5
1.1.3 Masse des neutrinos . . . 7
1.1.4 Oscillation des neutrinos . . . 9
1.1.5 Etats des lieux des paramètres de mélange . . . 11
1.2 Anomalies expérimentales . . . 14
1.2.1 Antineutrinos de réacteurs nucléaires . . . 14
1.2.2 Anomalies des spectres d'antineutrinos de réacteur . . . 16
1.2.3 Remise en cause du modèle . . . 17
1.2.4 Autres anomalies . . . 21
1.3 Neutrino stérile . . . 22
1.3.1 Oscillation à quatre neutrinos . . . 22
1.3.2 Analyses statistiques et contraintes sur un nouveau neutrino . . . 23
1.4 Recherche d'un neutrino stérile léger . . . 27
1.4.1 Recherche d'oscillation à courte distance d'un réacteur nucléaire . . . 28
1.4.2 Expériences et résultats . . . 29
1.5 Conclusion . . . 33

2 L'expérience STEREO **35**
2.1 Principe de l'expérience . . . 35
2.1.1 Désintegration-β inverse . . . 35
2.1.2 Énergie des neutrinos . . . 36
2.2 STEREO à l'ILL . . . 38
2.2.1 Caractéristiques du réacteur de l'ILL . . . 38
2.2.2 Localisation du détecteur STEREO . . . 39
2.2.3 Bruits de fond et blindage . . . 40
2.3 Le détecteur STEREO . . . 41
2.3.1 Design . . . 42
2.3.2 Scintillateur liquide . . . 43
2.3.3 Systèmes d'étalonnages . . . 46
2.3.4 Acquisition des données . . . 46
2.4 Analyse des données STEREO . . . 47
2.4.1 Simulation . . . 48

2.4.2 Réponse du détecteur . . . 51
2.4.3 Sélection des neutrinos . . . 55
2.4.4 Extraction neutrino . . . 56
2.4.5 Evolution de la PSD . . . 61
2.4.6 Périodes de prise de données . . . 62
2.4.7 Erreurs systématiques et correction . . . 64
2.5 Conclusion . . . 66

3 Réponse du détecteur : étude du quenching 67
3.1 Méthode de calibration et premiers résultats . . . 67
3.1.1 Description de la méthode . . . 68
3.1.2 Quenching en un point du détecteur . . . 72
3.2 Effet de la position de la source sur le quenching . . . 74
3.2.1 Quenching pour chaque cellule . . . 74
3.2.2 Quenching en fonction de la hauteur . . . 76
3.2.3 Quenching global . . . 78
3.3 Evolution de l'effet de quenching dans le temps . . . 79
3.3.1 Prises de données de calibration . . . 79
3.3.2 Stabilité du quenching . . . 81
3.4 Conclusion . . . 82

4 Analyse de l'évolution du paramètre PSD dans le temps 83
4.1 Déformation de la PSD . . . 83
4.1.1 Données d'étalonnage . . . 84
4.2 Méthode de correction . . . 86
4.2.1 Principe de la correction de la PSD . . . 86
4.2.2 Méthode d'ajustement . . . 86
4.2.3 Résultats de la correction . . . 88
4.3 Évaluation des évolutions de la PSD . . . 89
4.3.1 Déformation dans le temps et corrélation avec la température 89
4.3.2 Modèle d'évolution . . . 90
4.3.3 Évolution avec la position verticale et l'énergie . . . 91
4.3.4 Comparaison des sources d'évènements . . . 94
4.4 Tests sur les données neutrinos . . . 95
4.4.1 Correction des données . . . 96
4.4.2 Calcul des biais de la précédente correction . . . 99
4.5 Conclusion . . . 100

5 Analyse statistique 103
5.1 Tests d'hypothèses et outils statistiques . . . 103
5.1.1 Principes du test d'hypothèse . . . 103
5.1.2 Ratio de vraisemblance et $\Delta\chi^2$ . . . 105
5.2 Adaptation à l'expérience STEREO . . . 106
5.2.1 Incertitudes . . . 106
5.2.2 Formule du χ^2 : les différents paramètres . . . 108
5.3 Méthodes d'analyse et résultats . . . 109
5.3.1 Test d'une oscillation . . . 110
5.3.2 Méthode *Raster-scan* . . . 112

5.3.3 Méthode globale . . . 114
5.3.4 Méthode CLs . . . 115
5.4 Comparaison et interprétation des résultats . . . 116
5.4.1 Comparaison des méthodes d'analyse . . . 117
5.4.2 Variabilité de l'analyse globale . . . 120
5.4.3 Utilisation de la loi de χ^2 normale . . . 121
5.4.4 Combinaison des phases . . . 124
5.5 Ajout d'une contrainte sur la norme . . . 124
5.5.1 Formule du χ^2 : nouveaux paramètres . . . 125
5.5.2 Résultats des nouvelles contraintes . . . 127
5.6 Conclusion . . . 129

6 Résultats de l'expérience STEREO **131**
6.1 Analyse d'oscillation . . . 131
6.2 Analyse du taux de neutrino . . . 134
6.3 Analyse de la forme du spectre neutrino . . . 136
6.4 Discussion des résultats de l'expérience STEREO . . . 139

Conclusion **143**

Bibliographie **147**

Remerciements **157**

Introduction

Le neutrino est une particule élémentaire singulière au sein du modèle standard de la physique des particules. N'étant sensible qu'aux interactions faible et gravitationnelle, sa faible probabilité d'interaction fait de sa détection un défi. C'est pour cela que la première détection d'un neutrino n'a eu lieu que plus de 20 ans après son postulat par W. Pauli en 1930. Même si beaucoup de progrès ont été fait depuis, la physique des neutrinos reste un domaine de recherche très actif. En effet encore aujourd'hui de nombreuses questions sur les propriétés du neutrino restent sans réponse.

Depuis la première détection en 1956 par C. Cowan et F. Reines, deux autres saveurs de neutrinos ont été détectées. De plus, en 2015, T. Kajita et A. B. McDonald ont reçu le prix nobel de physique pour la découverte du phénomène d'oscillation entre les saveurs de neutrino. La probabilité d'une telle oscillation peut être décrite par deux paramètres principaux qui sont l'angle de mélange θ et la différence de masse au carré Δm^2 entre deux états propres de masse du neutrino. Il faut noter que pour que la probabilité d'oscillation soit non nulle, il faut que les neutrinos aient une masse et que la différence de masses soit non nulle, ce qui contredit le postulat de départ du modèle standard qui décrivait les neutrinos comme des particules non massives. De nos jours le modèle d'oscillations à 3 neutrinos a été largement étudié et ses paramètres sont bien connus. Toutefois il reste certains mystères comme la valeur absolue de la masse du neutrino ou la hiérarchie entre les masses des neutrinos.

En plus de ces valeurs restant à déterminer, des anomalies expérimentales, ne pouvant être expliquées par le modèle à 3 neutrinos, ont été observées. Par exemple, l'étude des flux d'antineutrinos à courte distance d'un réacteur a montré un déficit du nombre de neutrinos mesuré par rapport au nombre prédit. Ce désaccord est généralement désigné comme l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, ou RAA. Il pourrait être expliqué par deux hypothèses. La première est la possibilité d'un biais dans le spectre neutrino prédit. Cette hypothèse est appuyée par l'observation d'un excès d'événements autour de 5 MeV dans le spectre neutrinos mesuré par rapport à celui prédit qui constitue une autre anomalie à investiguer et que l'on nomme communément le *Bump* à 5 MeV. La seconde hypothèse est l'existence d'une oscillation à courte distance vers un nouveau neutrino stérile.

C'est pour investiguer cette possibilité que l'expérience STEREO a été initiée. Elle a pour but de mettre en évidence l'oscillation des neutrinos en étudiant la déformation du spectre en énergie neutrino en fonction de la distance de propagation. Cette méthode a pour avantage de s'affranchir de tout biais sur le modèle de pré-

diction des spectres neutrinos. Afin de réaliser cette mesure le détecteur STEREO a été installé à environ 10 m du réacteur de recherche, hautement enrichi en ^{235}U, de l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble.

Cette thèse est divisée en 6 chapitres qui évoqueront le contexte et les caractéristiques de l'expérience STEREO pour ensuite se concentrer sur les résultats obtenus durant cette thèse et les résultats de la collaboration STEREO dans son ensemble. Le premier chapitre introduit les fondamentaux de la physique des neutrinos allant du postulat aux derniers résultats expérimentaux en se concentrant plus spécifiquement sur les neutrinos de réacteurs et la recherche du neutrino stérile. L'expérience STEREO est détaillée dans le chapitre 2. Après une brève explication du principe de détection, le détecteur ainsi que le site expérimental de l'ILL y sont décrits. Les méthodes d'analyse des données développées par la collaboration STEREO sont aussi présentées.

Les chapitres suivants sont consacrés aux travaux effectués au cours de cette thèse. Ainsi le chapitre 3 est dédié à l'étude de la réponse du détecteur et en particulier à l'évaluation de la non linéarité du scintillateur liquide due à l'effet de *quenching*. Cette étude est primordiale pour évaluer les incertitudes sur l'énergie mesurée dans le détecteur STEREO.

Un autre point important concerne l'étude de la stabilité de la sélection du signal neutrino vis à vis des bruits de fond et en particulier l'étude de la variable PSD (*Pulse Shape Discrimination*) utilisée pour l'extraction des taux de neutrinos et qui permet de s'affranchir du bruit de fond dominant. Cette étude est l'objet du chapitre 4.

L'interprétation physique des différentes mesures du spectre en énergie des neutrinos doit être réalisée à l'aide d'une analyse statistique méthodique qui est présentée au chapitre 5. Son principe ainsi que les différentes méthodes utilisées pour investiguer la possible existence d'un neutrino stérile et la valeur de ses paramètres d'oscillation sont abordées ici. L'utilisation de contraintes liées au modèle utilisé pour prédire les spectres neutrino y est aussi discutée.

Enfin la présentation des résultats obtenus par l'expérience STEREO, au moment où cette thèse est rédigée, est le sujet du dernier chapitre. Les résultats de l'analyse des oscillations mais aussi de la forme du spectre et du taux de neutrinos mesuré y sont données et comparés avec les résultats d'autres expériences étudiant les antineutrinos de réacteur.

Chapitre 1

Cadre théorique et expérimental

Des décennies de recherches ont été nécessaires afin d'étudier le neutrino, cette particule élémentaire, électriquement neutre et de spin un demi, de manière approfondie. En effet, sa très faible interaction avec la matière fait de sa détection un challenge pour toute expérience neutrino encore aujourd'hui. Cependant, différentes expériences ayant eu lieu dans la seconde partie du XX$^{\text{ème}}$ siècle ont permis de démontrer qu'il existe en réalité trois saveurs de neutrinos, comme décrit dans le Modèle Standard, mais aussi qu'un neutrino peut osciller d'une saveur à l'autre. Les paramètres de ce phénomène d'oscillation sont aujourd'hui mesurés avec précision grâce aux détections de neutrinos issus de quatre principales sources : le soleil, les accélérateurs de particules, les rayons cosmiques et les réacteurs nucléaires. Ces derniers jouent un rôle essentiel dans la recherche sur les neutrinos. Mais en 2011, une nouvelle prédiction du flux de neutrinos de réacteurs a mis en évidence un déficit du nombre de neutrinos mesuré par de nombreuses expériences par rapport à celui attendu à faible distance d'un réacteur nucléaire. Cela pourrait être expliqué par l'existence d'un nouveau neutrino dit "stérile". STEREO fait donc partie d'un ensemble d'expériences localisées à faible distance ($\sim$10 m) d'un réacteur et ayant pour but de prouver l'existence ou non de cette nouvelle particule.

1.1 Introduction à la physique des neutrinos

1.1.1 Les neutrinos dans le Modèle Standard

La découverte de la radioactivité naturelle par H. Becquerel [1] a ouvert la porte, au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, à de nombreuses recherches visant à décrire les rayonnements α, β et γ. Si les rayonnements α et γ peuvent être décrits par de simples désintégrations à deux corps, l'observation d'un spectre continu de l'énergie de l'électron émis rend l'étude de la désintégration β particulièrement compliquée. De plus, la conservation du spin ne pouvant pas être respectée dans une telle désintégration, les nucléons et l'électron ayant tout deux un spin 1/2, l'hypothèse d'une désintégration β émettant seulement un électron devient de plus en plus improbable. C'est pour cela qu'en 1930, W. Pauli postule l'existence d'une seconde particule, de spin 1/2, de masse nulle et neutre, qui serait le troisième produit de cette réaction. Tout d'abord appelé neutron, son nom sera ensuite changé en neutrino suite à la découverte du neutron, que nous connaissons aujourd'hui, par J. Chadwick [2]. Le neutrino est

finalement intégré à la théorie de la désintégration β écrite par E. Fermi en 1934 [3].

Les neutrinos sont décrits dans le Modèle Standard comme des leptons, sensibles seulement à l'interaction faible et ayant une masse nulle. Il en existe trois saveurs : les neutrinos électroniques, muoniques et tauiques, chacun associé à un lepton chargé. Ce nombre a été confirmé par l'ajustement de la largeur de désintégration du boson Z (voir figure 1.1) qui donne un nombre de saveurs de 2.9840 ± 0.0082 [4]. Cependant cette valeur ne s'applique qu'aux neutrinos de masse $m < m_Z/2$ et interagissant par les forces décrites dans le Modèle Standard. L'hypothèse d'un neutrino de masse importante ou d'un neutrino n'interagissant que par la gravité, qui n'est pas décrite dans le Modèle Standard, ne peut pas être écartée.

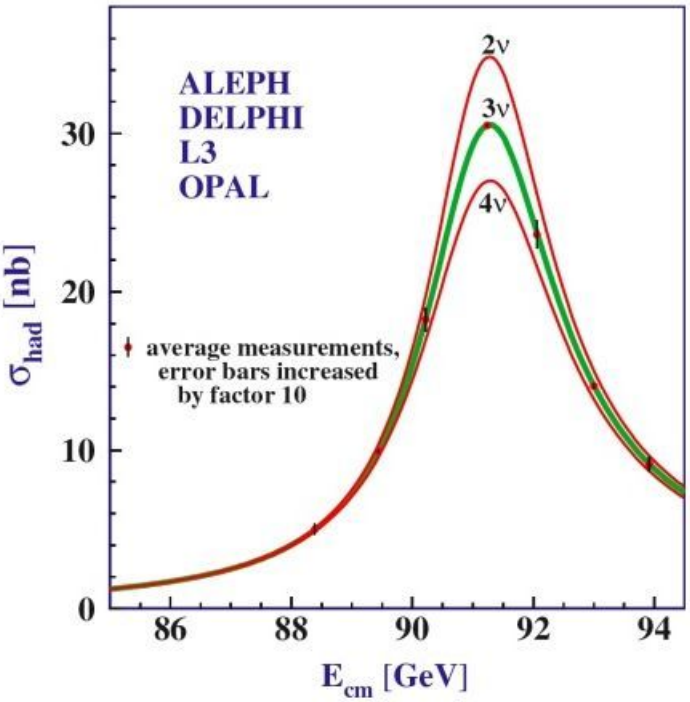


FIGURE 1.1 – Estimation du nombre de famille de neutrino grâce à l'ajustement de la largeur de désintégration du boson Z. [4]

$SU(2)_L$ est le groupe de symétrie qui décrit l'interaction faible dans le modèle standard. Le L signifie ici que seules les particules de chiralité gauche (antiparticule de chiralité droite) peuvent interagir par interaction faible. Un neutrino droit n'interagirait donc selon aucun processus connu dans le Modèle Standard, c'est pourquoi il n'y est pas considéré. Il est dit stérile. A ce jour, aucune expérience n'a pu mettre en évidence l'existence d'un tel neutrino.

Les neutrinos sont très difficiles à détecter à cause de la section efficace de l'interaction faible qui oblige à utiliser des sources de neutrinos très intenses. Cela explique que la première détection n'ait eu lieu que 26 ans après le postulat de W. Pauli.

1.1.2 Découvertes expérimentales

Après avoir envisagé la possibilité d'étudier les neutrinos émis par une explosion nucléaire c'est finalement l'utilisation d'un réacteur nucléaire comme source qui a permis de détecter pour la première fois un neutrino. En effet chaque fission nucléaire produit plusieurs antineutrinos électroniques par la désintégration β des produits de fission, ce qui fait d'un réacteur une source intense dont le flux peut compenser la très faible probabilité d'interaction du neutrino.

C'est en 1956 que l'expérience menée par C. Cowan et F. Reines auprès du réacteur de Savannah River, a mis en évidence, sans contestation possible, l'existence du neutrino, le taux mesuré étant d'environ 3 par heure. La technique de détection employée dans cette expérience est basée sur la désintégration β-inverse (IBD),

$$\bar{\nu_e} + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.1}$$

des antineutrinos provenant du réacteur. Le but est ici de détecter les deux produits de cette réaction, le neutron et le positron, afin de marquer un événement neutrino. Pour cela, le détecteur de Savannah River utilise un volume cible rempli d'eau dopée au chlorure de cadmium, $CdCl_2$ afin que les neutrinos puissent créer des réactions IBD avec les protons des molécules d'eau. Les positrons produits s'annihilent avec un électron, produisant deux gammas d'une énergie de 511 keV et le dopage de l'eau permet la capture des neutrons par les noyaux de Cd. Ces noyaux vont ensuite se désexciter et émettre des gammas qui pourront être détectés.

Afin de détecter les gammas de capture et d'annihilation, le volume cible est placé entre deux volumes de liquide scintillant. Un liquide scintillant, comme son nom l'indique, produit des photons de scintillation lors du passage d'une particule. Des photo-multiplicateurs situés aux extrémités du volume de liquide scintillant vont ensuite détecter ces photons qui marquent le passage d'une particule dans le liquide. Le nombre de photons émis par le liquide étant proportionnel à l'énergie de la particule interagissant, on peut déduire son énergie ce qui permet de poser des limites sur l'énergie des différents évènements afin de mieux discriminer les photons de capture et d'annihilation. La capture du neutron et la désexcitation du noyau de Cd n'étant pas instantanées, un intervalle de temps sépare les deux événements et permet de les détecter en coïncidence dans une fenêtre de temps donnée. Cette corrélation entre les deux événements réduit considérablement le bruit de fond. Un schéma du principe de détection par IBD est présenté sur la figure 1.2.

Pour l'expérience de Savannah River, deux volumes cibles comme décrits ci-dessus sont placés entre trois volumes de liquide scintillant ce qui forme deux "triades" ayant un réservoir de liquide scintillant en commun. Ce dispositif permet d'utiliser un volume cible plus important tout en donnant la possibilité aux gammas d'annihilation d'atteindre le liquide scintillant.

Il est à noter que cette technique de détection en coïncidence des produits de réactions IBD est toujours utilisée par beaucoup d'expériences, dont STEREO, afin de détecter les antineutrinos émis par un réacteur.

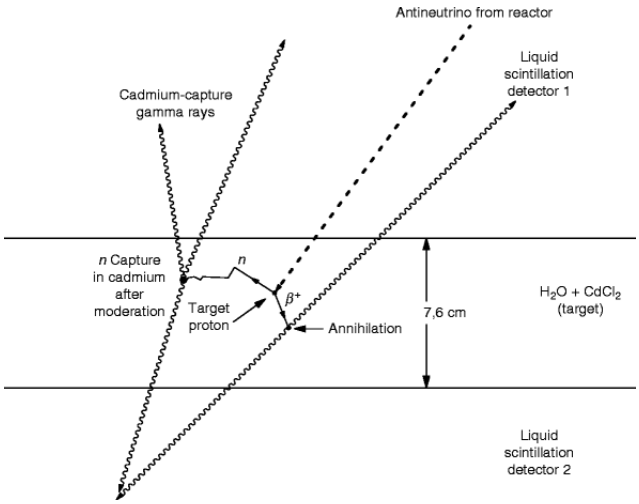


FIGURE 1.2 – Schéma de la détection d'un événement neutrino dans le détecteur conçu par COWAN et REINES. [5]

Malgré cette première détection, des doutes sont encore présents sur la possibilité de l'existence de différents neutrinos qui n'interagiraient pas de la même manière. C'est en 1962 que LEDERMAN, SCHWARTZ et STEINBERGER [6] eurent l'idée de produire un faisceau de neutrinos grâce à un faisceau de protons dirigé sur une cible de Berylium. L'interaction produit des pions (π) et des kaons (K) qui se désintègrent ensuite comme suit :

$$\begin{aligned} \pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu/\bar{\nu} \\ K^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu/\bar{\nu} \end{aligned} \tag{1.2}$$

La saveur des neutrinos n'étant pas encore connu, quatre interactions sont ensuite possible :

$$\begin{aligned} \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^{+} \\ \nu + n &\rightarrow p + e^{-} \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + \mu^{+} \\ \nu + n &\rightarrow p + \mu^{-} \end{aligned} \tag{1.3}$$

Le but sera donc ici de détecter les particules produites afin de déterminer si les neutrinos du faisceau peuvent donner lieu à chacune de ces interactions.

Le résultat de l'expérience montre que seulement des muons sont détectés ce qui prouve que seul les deux dernières interactions de 1.3 sont réalisées. Ce résultat démontre l'existence du second neutrino ν_{μ}.

Enfin, c'est en 2000 que l'expérience DONUT [7], grâce à un faisceau de protons de 800 GeV projeté sur une cible, a pu observer la désintégration de mésons

charmés D_s en τ et $\bar{\nu_\tau}$ menant ensuite à la désintégration des τ produits en ν_τ. Quatre évènements de ce type ont été observés pour un bruit de fond estimé à 0.34 évènements. Cette première détection de ν_τ vient confirmer l'hypothèse du Modèle Standard postulant l'existence de trois neutrinos chacun associé à un lepton chargé.

L'existence des trois neutrinos décrits dans le Modèle Standard de la physique des particules a donc été aujourd'hui prouvée expérimentalement par la détection de chacune des saveurs. Cependant la recherche sur les neutrinos est loin d'être terminée et c'est un phénomène appelé oscillation des neutrinos qui va tout particulièrement intéresser les chercheurs à partir de la fin XX$^{\text{ème}}$ siècle.

1.1.3 Masse des neutrinos

En 2015, le prix Nobel de physique a été remis à T. Kajita et B. McDonald, responsables respectivement des expériences Super-Kamiokande [8] et SNO [9] qui ont été les premières à démontrer expérimentalement le phénomène d'oscillation des neutrinos. L'intitulé exact est "pour la découverte de l'oscillation des neutrinos, qui prouve que les neutrinos ont une masse", ce qui va à l'encontre des prédictions du Modèle Standard. Toutefois, plusieurs extensions ont été imaginées afin de donner une masse aux neutrinos.

Masse de Dirac

Il a été discuté dans la partie 1.1.1 que les neutrinos droits, dits stériles n'étaient pas pris en compte dans le Modèle Standard, il ne serait cependant pas un problème d'en introduire un. En effet, n'interagissant par aucune interaction décrite dans le Modèle Standard, il n'aurait aucune incidence sur ce dernier. Cette extension permettrait de créer un terme de masse pour les neutrinos grâce au mécanisme de Higgs comme pour les autres fermions :

$$\mathcal{L}_D^{Masse} = -G_\gamma v \bar{\nu_R} \nu_L + h.c. \tag{1.4}$$

Ici G_γ est la constante de couplage dite de Yukawa et v est la valeur de l'énergie du vide (vev) et ν_R et ν_L sont les champs de neutrinos respectivement de chiralité droite et gauche. La masse de Dirac est donnée par :

$$m_D = G_\gamma v \tag{1.5}$$

Pour une vev de 246 GeV et une masse du neutrino d'environ 1 eV, la limite haute ayant était fixée à 1.1 eV avec un niveau de confiance de 90% par l'expérience KATRIN [10], on obtient $G_\gamma \approx 10^{-11}$. Cette valeur de couplage est très faible comparée à celle des autres fermions ($\approx 10^{-4}$ pour le muon), ce qui pose un problème de naturalité. Il est toutefois important de noter que cela n'est pas une preuve que la valeur de couplage donnée ici est fausse.

Masse de Majorana

Une particule est dite de Majorana si elle est identique à son antiparticule. Cela implique une relation entre les champs fermioniques de la particule et de l'antiparticule :

$$\Psi = \Psi^c \tag{1.6}$$

Les neutrinos sont les seules particules neutres, donc pouvant satisfaire à cette condition sans briser la conservation de la charge électrique.

En tenant compte de cette propriété, il est possible de créer un terme de masse de Majorana pour un neutrino de chiralité gauche et pour un neutrino de chiralité droite :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M_L}^{Masse} &= -\frac{m_L}{2}\overline{\nu_L^c}\nu_L + h.c. \\ \mathcal{L}_{M_R}^{Masse} &= -\frac{m_R}{2}\overline{\nu_R^c}\nu_R + h.c. \end{aligned} \tag{1.7}$$

Avec m_L et m_R les masses de Majorana respectivement du neutrino gauche et du neutrino droit.

On peut aussi considérer un terme de masse globale en additionnant les trois termes vus précédemment :

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = -\frac{m_L}{2}\overline{\nu_L^c}\nu_L - \frac{m_R}{2}\overline{\nu_R^c}\nu_R - m_D\overline{\nu_R}\nu_L + h.c. \tag{1.8}$$

Ou sous forme matricielle :

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu_L};\ \overline{\nu_L^c}\right)\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_R^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.9}$$

Voici ici le développement général, mais un cas est particulièrement intéressant pour expliquer la masse des neutrinos. Il s'agit de l'hypothèse où $m_D \ll m_R$ et $m_L = 0$ avec laquelle on obtient :

$$m_1 = \frac{m_D^2}{m_R} \qquad et \qquad m_2 \approx m_R \tag{1.10}$$

Dans ce cas, plus m_2 est grand plus m_1 est petit, c'est pour cela que ce mécanisme est appelé mécanisme de la bascule (seesaw en anglais). Il permet d'expliquer la faible masse d'autres neutrinos tout en prédisant des neutrinos de masses plus élevées.

1.1.4 Oscillation des neutrinos

Le phénomène d'oscillations des neutrinos décrit le changement de saveur d'un neutrino ν_α en un ν_β au cours de sa propagation. Ici α et β représentent les différentes saveurs (e, μ et τ). Cela est possible grâce à la différence et au mélange des états de masses et de saveurs des neutrinos. La relation entre les états de masses et de saveurs est donnée par la matrice de mélange U_{PMNS} (du nom des physiciens Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata) qui s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \Leftrightarrow |\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^{3} U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \tag{1.11}$$

L'indice k décrit les trois états de masse et α les 3 états de saveur. Les $U_{\alpha k}$ sont les éléments de la matrice PMNS.

Cette matrice étant supposée unitaire ($U^\dagger U = UU^\dagger = 1$), elle peut être paramétrisée par 3 angles de mélange et 6 phases. Cependant, le nombre de phase peut être réduit à une par une transformation de phase des champs leptoniques, ce qui nous donne 4 paramètres θ_{12}, θ_{13}, θ_{23} et δ_{CP}. On obtient donc la matrice :

$$\begin{aligned} U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.12}$$

Les termes c_{ij} et s_{ij} représentent respectivement $\cos\theta_{ij}$ et $\sin\theta_{ij}$. La décomposition sous forme de 3 matrices permet de séparer les différents domaines d'oscillations observés. La première est associée aux neutrinos atmosphériques, la seconde aux neutrinos de réacteurs et la troisième aux neutrinos solaires. Il est à noter que cette forme n'est valable que si l'on se place dans le cas où le neutrino est une particule de Dirac ($\nu \neq \bar{\nu}$). Si l'on considère qu'il s'agit d'une particule de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$), il faut alors rajouter deux termes de phases supplémentaires [11], qui n'ont cependant pas d'impact sur les oscillations.

La propagation dans le vide d'un neutrino d'état de masse $|\nu_k\rangle$ et d'énergie E_k peut être décrite grâce à l'équation de Schrödinger :

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \tag{1.13}$$

Il est possible en utilisant l'équation 1.11 d'obtenir l'expression de $|\nu_\alpha\rangle$ en fonction de $|\nu_k\rangle$ et, en inversant cette même équation, de déduire l'expression de $|\nu_k\rangle$ en fonction de $|\nu_\alpha\rangle$:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{k=1}^{3} U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U^*_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle \tag{1.14}$$

On peut donc voir ici que pour un temps t>0, $|\nu_\alpha\rangle$ n'est plus seulement un état de saveur α mais une superposition des trois états de saveurs du neutrino. On peut ensuite calculer la probabilité pour qu'un neutrino oscille d'une saveur α vers une saveur β :

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 &= |\sum_{k=1}^{3} U^*_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{\beta k}|^2 \\ &= \sum_{k,j=1}^{3} U^*_{\alpha k} U_{\beta k} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t} \end{aligned} \tag{1.15}$$

En faisant l'approximation que les neutrinos ont une masse extrêmement faible par rapport à leur énergie et une impulsion égale, on obtient :

$$E_k - E_j = \sqrt{p_k^2 + m_k^2} - \sqrt{p_j^2 + m_j^2} \approx p_k + \frac{m_k^2}{2p_k} - (p_j + \frac{m_j^2}{2p_j}) \approx \frac{\Delta m_{kj}}{2p} \tag{1.16}$$

Les neutrinos étant ultra-relativistes, on a L $\propto$ t et E $\approx$ p, ce qui donne :

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 &= |\sum_{k=1}^{3} U^*_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{\beta k}|^2 \\ &= \sum_{k,j=1}^{3} U^*_{\alpha k} U_{\beta k} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} e^{-i\frac{\Delta m^2_{kj} L}{2E} t} \end{aligned} \tag{1.17}$$

Avec $\Delta m^2_{kj} = m^2_k$ - m^2_j.

Cette probabilité peut aussi s'écrire sous une autre forme :

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} &- 4 \sum_{k<j} \Re(U_{\alpha k} U^*_{\beta k} U^*_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2(\frac{\Delta m^2_{kj}}{4E} L) \\ &+ 2 \sum_{k<j} \Im(U_{\alpha k} U^*_{\beta k} U^*_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin(\frac{\Delta m^2_{kj}}{2E} L) \end{aligned} \tag{1.18}$$

Grâce à cette expression, on peut remarquer deux choses importantes. La première est que la probabilité d'oscillation dépend de la différence de masse des neutrinos. Il est donc impossible que les neutrinos aient tous une masse nulle contrairement aux prédictions du modèle standard. La seconde est la dépendance de l'oscillation avec L et E, respectivement la distance parcourue et l'énergie du neutrino. Il est donc très important pour une expérience voulant étudier des oscillations de se placer à une distance où la probabilité d'oscillation attendue est maximale. Pour bien illustrer cela, un schéma de l'oscillation des neutrinos en fonction de la distance parcourue est représenté sur la figure 1.3. L'impact d'une variation de Δm^2 est représentée sur ce graphique.

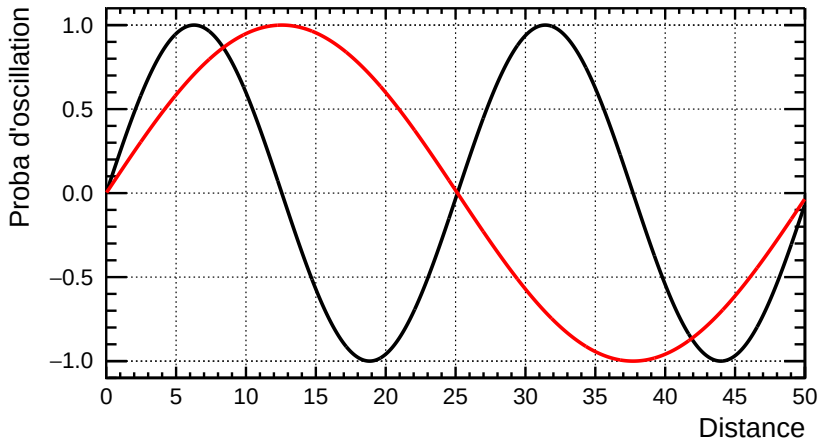


FIGURE 1.3 – Schéma de la probabilité d'oscillation d'un neutrino en fonction de la distance parcourue pour différentes valeurs de Δm^2. La fonction représentée en rouge est de la forme A×sin(Δm^2L). Pour la fonction noire, la valeur de Δm^2 a été multipliée par 2 afin de montrer l'impact de ce paramètre sur la probabilité d'oscillation.

On peut aussi voir ici que pour $\alpha = \beta$ (probabilité de survie) le terme $U_{\alpha k}\ U^*_{\beta k}\ U^*_{\alpha j}\ U_{\beta j}$ est réel ce qui implique :

$$P_{(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}(E, L) = 1 - 4 \sum_{k<j} |U_{\alpha k} U_{\alpha j}|^2 \sin^2(\frac{\Delta m^2_{kj}}{2E} L) = P_{(\bar{\nu_\alpha} \to \bar{\nu_\beta})}(E, L) \qquad (1.19)$$

La probabilité de survie est donc la même pour les neutrinos et les antineutrinos.

La probabilité d'oscillation dépend de plusieurs paramètres qui peuvent être déterminés expérimentalement en faisant varier le ratio L/E des neutrinos étudiés.

1.1.5 Etats des lieux des paramètres de mélange

Les expériences neutrinos ont mis à profit les différentes sources exploitables afin d'explorer un très grand domaine d'énergies et de distances qui a permis de déterminer la valeur de chacun des trois angles de mélanges θ_{12}, θ_{13}, θ_{23} et des différences

de masses au carré Δm^2_{12}, Δm^2_{13}, Δm^2_{23} impliqués dans les oscillations des neutrinos.

Les neutrinos provenant du soleil sont créés grâce aux différentes réactions de fusion nucléaire ayant lieu au coeur de l'étoile. Il s'agit de neutrinos électroniques d'une énergie allant de la centaine de keV à la dizaine de MeV et parcourant une distance d'environ 150 millions de km. Le flux de neutrinos arrivant sur la Terre peut être calculé grâce au Modèle Standard du Soleil (SSM) qui prédit un flux d'environ 10^{10} ν_e m^{-2} s^{-1} [12]. Durant de nombreuses années, les expériences mesurant le flux de neutrinos solaires, comme Homestake [13], virent un déficit du nombre de neutrinos éléctroniques détectés comparé au nombre donné par les prédictions du SSM, le ratio mesuré lors des derniers résultats de l'expérience étant inférieur à 1/3. Cette anomalie perdura jusqu'en 2001 lorsque l'expérience SNO, en mesurant le flux de neutrinos électroniques, mais aussi muoniques et tauiques, provenant du soleil mit en évidence la présence des trois saveurs. Ce résultat fut une preuve de l'oscillation des neutrinos. Les expériences neutrinos solaires, dont les principales sont SNO [9], GALLEX [14], Super-Kamiokande [15], SAGE [16] et BOREXINO [17], permettent notamment d'apporter des contraintes sur les valeurs de θ_{12} et Δm^2_{12}.

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.2 les accélérateurs de particules peuvent aussi être une source de neutrinos. C'est la projection d'un faisceau de protons sur une cible qui crée des pions, kaons et muons qui en se désintégrant produisent des neutrinos. Les paramètres accessibles à ces expériences sont les différences de masses $|\Delta m^2_{31,32}|$ et l'angle de mélange θ_{23}. Les principales expériences utilisant des neutrinos d'accélérateurs sont T2K [18], Noνa [19] et MINOS [20] et les futures sont DUNE [21] et Hyper-Kamiokande (T2HK [22]).

C'est la désintégration de pions, kaons et muons créés par l'interaction de rayons cosmiques dans l'atmosphère qui crée des neutrinos atmosphériques de haute énergie comprise entre 100 MeV et 10 TeV. Les neutrinos produits sont principalement des ν_e / $\bar{\nu}_e$ et des ν_μ / $\bar{\nu}_\mu$ parcourant une distance allant d'une dizaine de kilomètres à dix milles kilomètres s'ils traversent la Terre avant d'être détectés. C'est d'ailleurs ces deux distances de parcours significativement différentes qui ont permis à l'expérience Super-Kamiokande de prouver l'oscillation des neutrinos en mesurant l'asymètrie entre le nombre de neutrinos ayant traversés la Terre et ceux arrivant directement de l'atmosphère [8]. Les principales expériences étudiant les neutrinos atmosphériques sont Super-Kamiokande, IceCube [23] ou encore KM3Net [24]. Les paramètres d'oscillations mesurés sont θ_{23}, $|\Delta m^2_{13}|$ et $|\Delta m^2_{23}|$.

Enfin, comme il a été aussi discuté dans la partie 1.1.2, les réacteurs nucléaires sont des sources de neutrinos qui peuvent être exploités pour étudier les $\bar{\nu}_e$ produits par la désintégration β des produits de fission. L'énergie de ces antineutrinos est de l'ordre du MeV. Environ 6 $\bar{\nu}_e$ sont émis par fission ce qui donne un flux de 2×10^{20} $\bar{\nu}_e$ par seconde pour un réacteur d'une puissance de 1 GW$_{th}$ [25]. Les expériences de neutrinos de réacteurs peuvent se diviser en 2 catégories. La première regroupe les expériences proches d'un réacteur (1 km) parmi lesquelles on peut citer Double-CHOOZ [26], Daya-Bay [27] ou encore RENO [28]. Elles sont sensibles principalement aux paramètres θ_{13}, $|\Delta m^2_{13}|$ et $|\Delta m^2_{23}|$. Le second type d'expériences

est situé plus loin du réacteur étudié (100 km) comme c'est le cas de l'expérience KamLAND [29] qui sera plus sensible à la différence de masse Δm^2_{12}.

Toutes ces expériences permettent d'étudier en détails les différents paramètres d'oscillations des neutrinos et aujourd'hui, grâce à leurs résultats, ils sont connus avec une bonne précision. Les résultats obtenus par un ajustement global avec un modèle à 3 neutrinos sont répertoriés dans le tableau 1.1.

	hiérarchie de masse normale		hiérarchie de masse inverse	
	pma $\pm$ 1 σ	3 σ intervalle	pma $\pm$ 1 σ	3 σ intervalle
$\sin^2\theta_{12}$	$0.304^{+0.012}_{-0.012}$	$0.269 \rightarrow 0.343$	$0.304^{+0.013}_{-0.012}$	$0.269 \rightarrow 0.343$
$\theta_{12}/^\circ$	$33.44^{+0.77}_{-0.74}$	$31.27 \rightarrow 35.86$	$33.45^{+0.78}_{-0.75}$	$31.27 \rightarrow 35.87$
$\sin^2\theta_{23}$	$0.573^{+0.016}_{-0.020}$	$0.415 \rightarrow 0.616$	$0.575^{+0.016}_{-0.019}$	$0.419 \rightarrow 0.617$
$\theta_{23}/^\circ$	$49.2^{+0.9}_{-1.2}$	$40.1 \rightarrow 51.7$	$49.3^{+0.9}_{-1.1}$	$40.3 \rightarrow 51.8$
$\sin^2\theta_{13}$	$0.02219^{+0.00062}_{-0.00063}$	$0.02032 \rightarrow 0.02410$	$0.02238^{+0.000623}_{-0.00062}$	$0.02052 \rightarrow 0.02428$
$\theta_{13}/^\circ$	$8.57^{+0.12}_{-0.12}$	$8.20 \rightarrow 8.93$	$8.60^{+0.12}_{-0.12}$	$8.24 \rightarrow 8.96$
$\delta_{CP}/^\circ$	197^{+27}_{-24}	$120 \rightarrow 369$	282^{+26}_{-30}	$193 \rightarrow 352$
$\frac{\Delta m^2_{21}}{10^{-5}\mathrm{eV}^2}$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	$6.82 \rightarrow 8.04$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	$6.82 \rightarrow 8.04$
$\frac{\Delta m^2_{3l}}{10^{-3}\mathrm{eV}^2}$	$+2.517^{+0.026}_{-0.028}$	$+2.435 \rightarrow +2.598$	$-2.498^{+0.028}_{-0.028}$	-2.581 $\rightarrow$ -2.414

TABLE 1.1 – Tableau récapitulant les différents paramètres d'oscillations mesurés et leurs erreurs. Les valeurs sont données dans l'hypothèse de la hiérarchie de masse normale et de la hiérarchie de masse inverse. Ici pma signifie point du meilleur ajustement. (adapté de [30])

Malgré ces résultats, certaines caractéristiques des neutrinos restent encore inconnues. La première que l'on peut citer est la phase de violation de CP dont la mesure précise n'a pas encore été effectuée. Cette phase déterminerait la différence entre les oscillations des neutrinos et des antineutrinos. Les expériences T2K et Noνa permettent d'apporter des indices sur la valeur de δ_{CP} [30] cependant elle n'est pas encore précisément déterminée. La hiérarchie des masses des neutrinos est un autre paramètre qui reste à déterminer. En effet, le signe des écarts de masse Δm^2_{13} et Δm^2_{23} n'étant pas connu, les masses des neutrinos peuvent avoir deux hiérarchies différentes, soit $m_1 < m_2 \ll m_3$, c'est ce que l'on appelle la hiérarchie de masse normale (NO), soit $m_3 \ll m_1 < m_2$, c'est la hiérarchie de masse inverse (IO). On peut voir dans le tableau 1.1 que le choix de l'une ou l'autre de ces hiérarchies aurait un impact sur les différents paramètres. Une nouvelle fois T2K et Noνa peuvent donner des premières indications sur cette hiérarchie des masses ainsi que, à partir de 2022, l' expérience JUNO [31]. Enfin l'octant du paramètre θ_{23} n'est lui non plus pas encore déterminé ($\theta_{23} < 45^\circ$ ou $\theta_{23} > 45^\circ$), mais devrait être préciser par les

expériences T2K, Noνa et ensuite DUNE.

1.2 Anomalies expérimentales

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, les antineutrinos provenant d'un réacteur sont les premiers à avoir été détectés, et depuis les réacteurs ont une place très importante dans la physique des neutrinos. Mais en 2011 une réévaluation du calcul du flux de neutrinos produits par un réacteur a montré un déficit du flux moyen mesuré par de nombreuses expériences par rapport au flux prédit à courte distance d'un réacteur.

1.2.1 Antineutrinos de réacteurs nucléaires

Les neutrinos provenant d'un réacteur nucléaire sont produits par la désintégration β^- des produits de fission. Chacun des deux produits donnant lieu en moyenne à 3 désintégrations β^-, on obtient environ 6 antineutrinos émis par fission. Le flux fourni est constitué seulement de $\bar{\nu_e}$ avec une énergie de l'ordre du MeV.

L'^{235}U et l'^{238}U sont les deux principaux isotopes naturels utilisés dans les réacteurs nucléaires mais la capture d'un neutron par l'^{238}U peut ensuite produire du ^{239}Pu et du ^{241}Pu qui peuvent à leur tour fissionner. Les fractions d' ^{235}U et ^{238}U décroissent donc alors que celles de ^{239}Pu et ^{241}Pu augmentent à mesure que le combustible du coeur du réacteur est utilisé. Les rendements de fission de ces isotopes sont différents, comme montré sur la figure 1.4 et dépendent aussi de l'énergie des neutrons. La proportion de chaque isotope peut modifier le spectre neutrino dont la prédiction dépendra de la composition de départ du coeur et de son évolution. Plus de 10 000 branches de désintégration β différentes sont impliquées dans la production de $\bar{\nu_e}$.

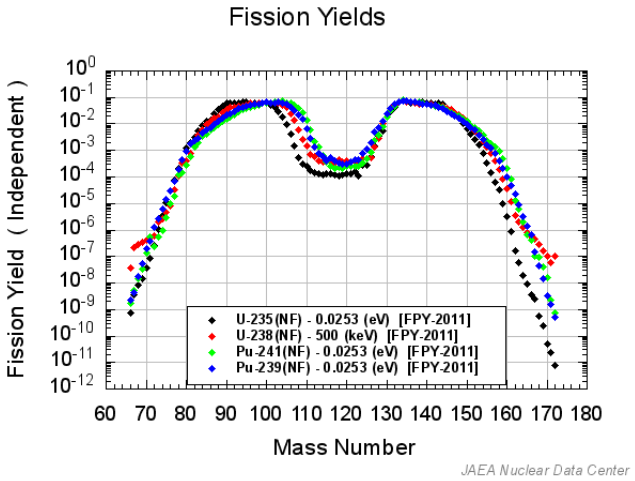


FIGURE 1.4 – Rendements de fission des isotopes produisant des antineutrinos pour des neutrons thermiques (^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu) et d'une énergie de 500 keV (^{238}U) [32]
.

Il existe deux types de réacteurs utilisés pour la détection de neutrinos : les réacteurs industriels et les réacteurs de recherche. Les premiers ont une fraction d'^{235}U d'environ 3 à 5% alors que les coeurs servant à la recherche peuvent être plus fortement enrichis en ^{235}U et peuvent atteindre des proportions supérieures à 90% ce qui permet d'obtenir un flux de $\bar{\nu}_e$ provenant quasiment exclusivement d'un seul isotope.

Les réacteurs nucléaires étant la plus puissante source artificielle de neutrinos, ils sont utiles dans la détermination de certains paramètres d'oscillations. Les expériences de disparition d'antineutrinos de réacteurs étaient au départ basées sur la comparaison du flux mesuré au flux prédit, c'est pourquoi il est important de pouvoir prédire le spectre et le flux des antineutrinos de réacteur avec la plus grande précision possible. Toutefois, beaucoup d'expériences sont aujourd'hui composées de détecteurs placés à différentes distances du réacteur afin de pouvoir comparer les deux mesures et donc s'affranchir de toute prédiction. Il existe deux façons de prédire ce spectre qui sont : la méthode de conversion et la méthode ab-initio.

Méthode de conversion

La méthode de conversion repose sur la conversion du spectre β de fission d'un isotope mesuré en spectre d'antineutrinos. Les spectres de référence ont été mesurés à l'ILL dans les années 1980 par SCHRECKENBACH et al. [33–36]. Pour effectuer cette mesure, une cible de l'isotope fissile étudié est bombardé par un flux de neutrons de $3{\times}10^{14}$ n cm^{-2} s^{-1} et les particules β sont ensuite détectées par le spectromètre BILL [37] situé à 13 m de la cible. Cette technique a été utilisée pour la mesure des spectres β de fission de l'^{235}U, du ^{239}Pu et du ^{241}Pu. Pour l'^{238}U la première mesure a été effectuée bien plus récemment, en 2014, par N.Haag et al. [38]. La conversion en spectres antineutrino est ensuite faite par l'ajustement des spectres électrons par 30 branches β virtuelles qui seront ensuite converties en antineutrinos grâce à la relation :

$$S_{\bar{\nu}_e}(E) = S_{e^-}(E_{e-}) \tag{1.20}$$

Ici $S_{\bar{\nu}_e}$ est le spectre $\bar{\nu}_e$, S_{e^-} le spectre e^- et E et E_e^- sont les énergies respectivement des $\bar{\nu}_e$ et des e^-. Les deux énergies sont reliées par la relation $E = E_0 - E_{e^-}$, où E_0 est l'énergie du bilan de la réaction moins l'énergie du noyau final.

Cette méthode souffre de plusieurs biais possibles qui sont principalement la dépendance en $\langle Z \rangle$ de chaque branche β virtuelle et leurs nombres trop réduits [39]. De plus, les cibles des différents isotopes ont été irradiées pendant des durées allant de 12 h à 1.8 jours. Or certains produits de fissions ont un temps de demi-vie de l'ordre du jour au plus et n'ont donc pas pu atteindre l'équilibre sur un temps d'irradiation aussi court ce qui peut créer des effets hors-équilibre.

Méthode ab-initio

La méthode ab-initio est une approche plus théorique visant à reproduire le spectre antineutrino de réacteurs en sommant les spectres de toutes les branches de désintégration β impliquées dans la fission. On peut décrire cette méthode par une formule :

$$S_k(E) = \sum_{f=1}^{N_f} A_f(t) \sum_{b=1}^{N_b} BR_f^b \times S_f^b(Z_f, A_f, E_{0f}, E) \tag{1.21}$$

où les indices k, f et b représentent respectivement l'isotope fissile, le produit de fission, la branche β considéré. $S_k(E)$ est le spectre ν_e, A_f l'activité du produit de fission f, BR_f^b le rapport de branchement et $S_f^b(Z_f, A_f, E_{0f}, E)$ le spectre neutrino de chaque branche β. En additionnant les spectres $S_k(E)$ pour les 4 isotopes participant au spectre antineutrino, on obtient le spectre total. Cette méthode suppose une connaissance très fine de chaque branche β contribuant.

La méthode de conversion a été celle historiquement employée pour la prédiction des spectres d'antineutrinos de réacteur. Toutefois, la recherche d'une plus grande précision sur la détermination de l'angle de mélange θ_{13} par les expériences réacteurs a poussé à la recherche de nouvelles méthodes apportant plus de précision sur les spectres prédits. C'est pour cela qu'en 2011, une nouvelle méthode est développée par MUELLER et al. [40]. Cette prédiction, profitant de l'amélioration des bases de données nucléaires faites grâce à différentes mesures ces quarantes dernières années, permet de reconstruire environ 90% du spectre électron de chaque isotope par la méthode ab-initio, certains spectres β de produits de fission n'étant pas encore dans les bases de données. Les 10% restant sont ajustés par 5 branches β. L'incertitude sur l'ajustement par les branches β virtuelles est donc considérablement réduite. Cependant ce résultat, bien que compatible avec les précédentes prédictions en terme de forme, montre un décalage d'environ +3% sur le flux d'antineutrino total. Cette prédiction a ensuite été confirmée par une étude indépendante par HUBER [41].

1.2.2 Anomalies des spectres d'antineutrinos de réacteur

Cette réévalution de +3% du flux de neutrinos combinée à la révision du temps de vie du neutron a des conséquences non négligeable sur l'étude des antineutrinos de réacteurs. En effet, cette nouvelle prédiction a été comparée par MENTION et al. [42] aux mesures effectuées par de nombreuses expériences localisées à courte distance d'un réacteur. Un déficit significatif du nombre de neutrinos détectés comparé à celui prédit a alors été mis en évidence. Le ratio de 0.934 ± 0.024 indique un déficit avec un niveau de confiance de 2.8σ [43]. La comparaison des résultats expérimentaux avec la prédiction est montrée sur la figure 1.5.

Ce déficit de neutrinos mesuré à courte distance ne peut pas être expliqué avec le modèle d'oscillations à 3 ν déjà bien connu. Il reste donc deux explications possibles :
- l'oscillation des antineutrinos de réacteurs vers un nouveau neutrino pas encore décrit dans le Modèle Standard.
- l'existence d'un biais dans la prédiction du spectre.

Ces deux possibilités seront discutées plus en détails respectivement dans les parties 1.3 et 1.2.3.

Une autre anomalie a aussi été constatée en comparant le spectre prédit et les spectres mesurés par différentes expériences comme RENO [44], Daya Bay [45] ou encore Double-CHOOZ [46], mais cette fois sur la forme du spectre. Ces expériences

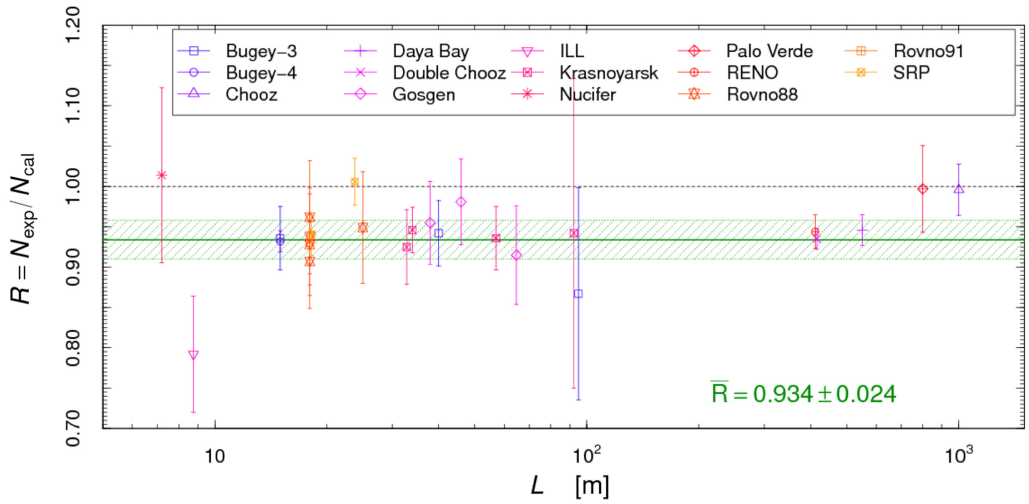


FIGURE 1.5 – Ratio du nombre d'antineutrinos détectés sur le nombre prédit en fonction de la distance au coeur du réacteur [43].

ont toutes les trois mesuré un excès d'antineutrinos autour de 5 MeV. Cette anomalie est d'ailleurs communément nommée le "bump à 5 MeV". La mesure la plus précise de ce "bump" a été donnée par Daya Bay avec un désaccord allant jusqu'à 6.3 σ dans la zone entre 4 et 6 MeV. Le rapport des spectres mesurés sur la prédiction d'Huber-Mueller est montré sur la figure 1.6. L'expérience Bugey-3 ([47]) est aussi présentée même si elle n'est pas en désaccord avec le modèle.

1.2.3 Remise en cause du modèle

Les deux anomalies présentées dans la partie précédente ont entraîné la conception de nombreuses expériences afin d'apporter des précisions sur leurs origines. Certaines d'entre elles seront discutées dans la partie 1.4.2. Cependant la prédiction des spectres a elle aussi fait l'objet de nombreuses recherches et de possibles sources d'erreurs dans le modèle d'Huber-Mueller ont été étudiées.

La prise en compte des désintégrations β interdites a été avancée comme une source de biais potentielle dans la prédiction actuelle [49]. Elles doivent être prises en compte dans la prédiction, mais étant très mal connues il est difficile d'évaluer exactement leur impact sur la norme et la forme du spectre neutrinos. Cependant selon la référence [50], les erreurs du modèle Huber-Mueller devraient être augmentées à cause des différents traitements possibles de ces transitions interdites.

Les spectres neutrinos produits par des réacteurs industriels sont dus à la fission de plusieurs isotopes contrairement à certains réacteurs de recherche fortement enrichis où l'on peut considérer que l'^{235}U est le seul isotope contribuant au spectre $\bar{\nu_e}$ sans fausser les résultats. Les quatres isotopes participant à la fission ont un rendement par fission (section efficace de l'IBD intégrée pour une fission) différent. Les expériences Daya Bay [51] et RENO [52] ont mis au point deux analyses indépendantes afin de mesurer ce rendement pour chaque isotope et donc évaluer si le déficit de neutrinos est du à l'un d'entre eux en particulier. Elles donnent des rendements

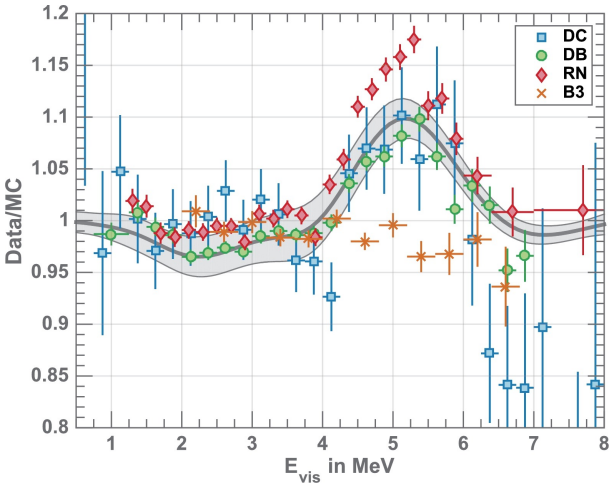


FIGURE 1.6 – Ratios des spectres mesurés par les expériences Daya-Bay, RENO, Double-Chooz et Bugey-3 sur le spectre prédit par Huber-Mueller [48].

de fission totaux pour les isotopes ^{235}U et ^{239}Pu en très bon accord. Ils ont aussi été comparés aux rendements prédits par le modèle Huber-Mueller, ce qui donne les ratios suivant pour l'expérience Daya Bay :

$$\begin{aligned} R_{\text{tot}} &= 0.953 \pm 0.014(\text{exp.}) \pm 0.023(\text{modele}) \\ R_{235} &= 0.920 \pm 0.023(\text{exp.}) \pm 0.021(\text{modele}) \\ R_{239} &= 0.990 \pm 0.057(\text{exp.}) \pm 0.025(\text{modele}) \end{aligned} \tag{1.22}$$

Ces résultats montrent bien que le déficit de neutrinos total est confirmé. Toutefois il semblerait être causé principalement par l'^{235}U alors que le rendement par fission du ^{239}Pu est en accord avec la prédiction. On peut voir les zones données par Daya Bay avec différents niveaux de confiance pour chacun des rendements de fission sur la figure 1.7. On voit clairement le désaccord entre la prédiction de Huber-Mueller et les mesures pour l'^{235}U avec un niveau de confiance de 2.6σ. Cette observation, faite par deux expériences différentes, contredit l'hypothèse de l'existence d'une oscillation vers un neutrino stérile à courte distance car pour cela le déficit devrait être indépendant de l'isotope de fission étudié.

Depuis la réévalution du flux d'antineutrinos de réacteurs en 2011, les bases de données nucléaires se sont encore enrichies ce qui permet de pouvoir améliorer la précision de la prédiction des spectres neutrinos grâce à l'utilisation de la méthode ab-initio. Le modèle dit Modèle de Sommation (SM) [53] est basé entièrement sur les informations contenues dans les bases de données nucléaires prenant donc en compte les dernières corrections apportées. Le principal changement est la correction de l'effet Pandemonium [54] affectant les mesures des spectres de désintégration de certains produits de fission. Cet effet est dû à la faible efficacité des détecteurs Germanium utilisés pour mesurer les gammas afin d'établir le spectre β de certains produits de fission. Effectivement, lors d'une désintégration vers un niveau d'énergie élevé du noyau fils, les gammas de désexcitation peuvent ne pas être entièrement détectés ce qui mène à une sous-estimation du rapport de branchement vers les niveaux de haute énergie et donc à un biais dans la prédiction des spectres. Les

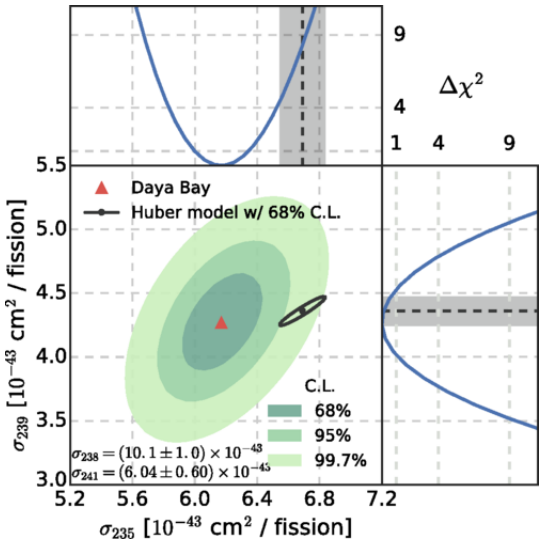


FIGURE 1.7 – Mesure des rendements IBD par fission des isotopes ^{235}U et ^{239}Pu par l'expérience Daya Bay. Les contours d'acceptance à 1, 2 et 3 σ sont représentés en vert et le meilleur ajustement par un point rouge. La prédiction du modèle Huber-Mueller et les erreurs sont données par le point et le contour noirs [51].

données nucléaires peuvent désormais être corrigées de cet effet par une nouvelle mesure ayant une efficacité de détection des photons plus importante.

Le Modèle de Sommation a donc été calculé après la correction de l'effet Pandemonium pour différentes branches β. La comparaison avec le modèle de Huber-Mueller montre que le déficit de neutrino serait dû principalement à une mauvaise prédiction du spectre de l'^{235}U, ce qui correspond aux observations faites par RENO et Daya-Bay. On peut voir cette différence sur la figure 1.8 qui montre les ratios des spectres du Modèle de Sommation sur le modèle de Huber-Mueller. Les rendements de fission prédits sont aussi en accords avec ceux de Daya Bay. On peut toutefois noter que toutes les branches β prises en compte dans le modèle n'ont pas encore été corrigées de l'effet Pandemonium, il est donc possible que ces résultats évoluent.

Les différentes analyses présentées ici tendent à montrer que l'anomalie des antineutrinos de réacteurs serait causée par un biais dans la prédiction des spectres plutôt qu'à une oscillation vers un nouveau neutrino stérile. L'hypothèse d'une mauvaise prédiction du spectre antineutrino de l^{235}U semble aujourd'hui l'explication la plus probable ayant été mesurée par deux expériences indépendantes et prédite par un nouveau modèle.

Le "*bump* à 5 MeV" a lui aussi été analysé par de nombreux physiciens et plusieurs explications ont été avancées. En effet, un biais dans la calibration en énergie [48], une mauvaise prise en compte des transitions β interdites [49], ou encore un biais dans la prédiction du spectre de l'^{238}U sont des possibilités étudiées. La collaboration Daya Bay a aussi publié une mesure séparée des spectres $\bar{\nu}_e$ de l'^{235}U et du ^{239}Pu. Les spectres sont tracés sur la figure 1.9 et comparés au modèle Huber-Mueller. Ils montrent tous les deux un excès dans la zone de 4 à 6 MeV avec un

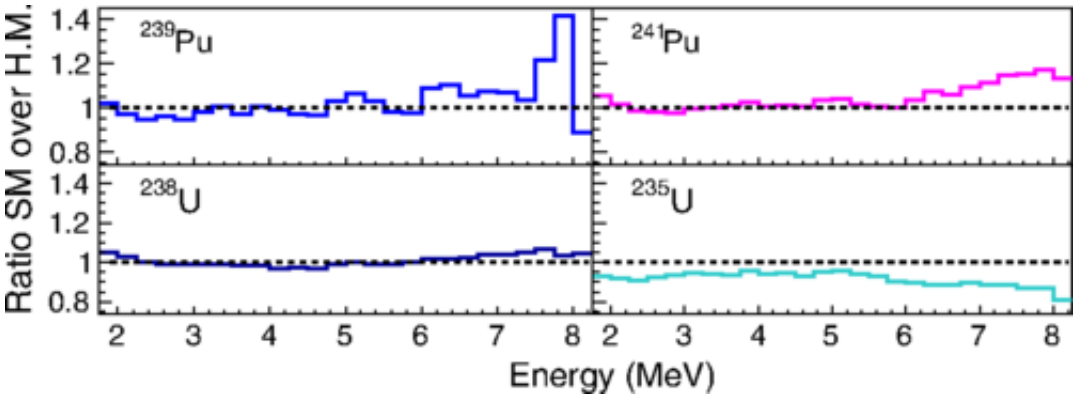


FIGURE 1.8 – Ratio des spectres antineutrinos prédits par le modèle de sommation avec les spectres prédits par le modèle Huber-Mueller pour les isotopes ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu [53].

niveau de confiance de 4σ pour l'^{235}U et 1.2σ pour le ^{239}Pu, le niveau de confiance étant moins élevé à cause des incertitudes importantes. La collaboration RENO a quant à elle montré une corrélation entre l'évolution de la fraction de fission de l'^{235}U et la taille de l'excès à 5 MeV observé comme reporté sur la figure 1.10. Malgré ces diverses hypothèses possibles, le "*bump* à 5 MeV" reste inexpliqué.

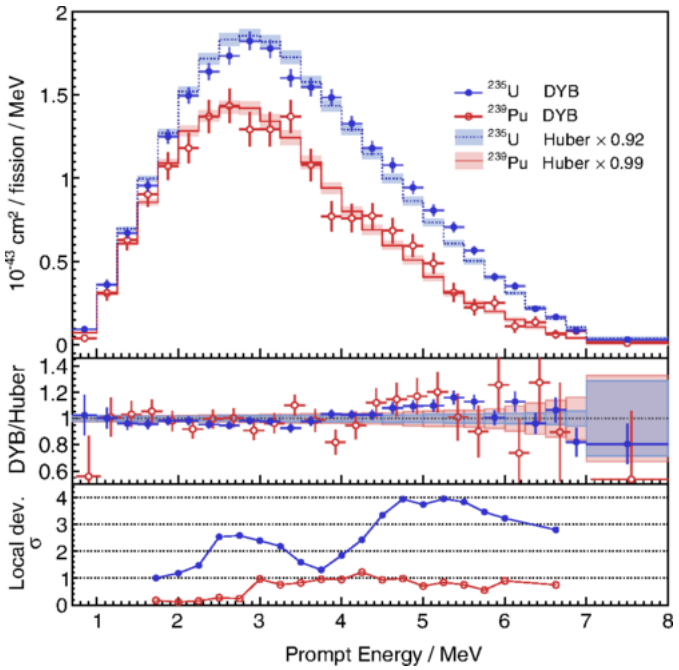


FIGURE 1.9 – Spectres antineutrinos mesurés par Daya-Bay après 1958 jours de prise de données pour l'^{235}U et le ^{239}Pu comparés à la prédiction d'Huber [55].

On peut tout de même noter que la mesure d'un spectre neutrino par les expériences situées près d'un réacteur de recherche hautement enrichi en ^{235}U, comme STEREO, peut permettre une estimation plus précise du spectre de cet isotope et donc apporter une information complémentaire aux résultats de Daya-Bay et RENO.

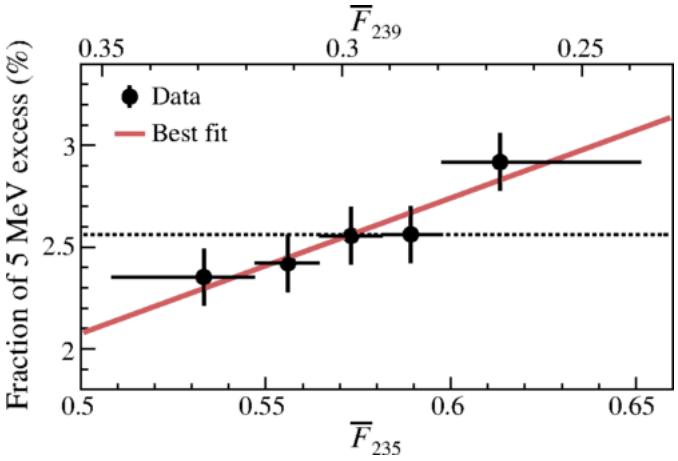


FIGURE 1.10 – Fraction de l'excès à 5 MeV en fonction de la fraction de fission de l'^{235}U, $\overline{F}_{235}$. Le meilleur ajustement est représenté par la ligne rouge et l'hypothèse sans aucune corrélation par la ligne en pointillés noirs, cette dernière étant défavorisée à 2.9 σ. [52]

1.2.4 Autres anomalies

En plus de la RAA, deux autres anomalies dans la détection de neutrinos ont été observées et pourraient être engendrées par une oscillation vers un neutrino stérile.

L'anomalie Gallium

Les expériences GALLEX [14] et SAGE [16] étaient deux expériences visant à mesurer le flux de neutrinos solaires en utilisant une cible de gallium (Ga) avec laquelle les neutrinos interagissaient comme :

$$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge} \tag{1.23}$$

L'activité du germanium était ensuite mesurée pour en déduire le nombre de ν_e ayant interagi. C'est cependant les résultats de l'étalonnage de ces détecteurs par des sources de ^{51}Cr et de ^{37}Ar [56,57] qui sont à l'origine de l'anomalie Gallium. En effet, les taux de neutrinos détectés avec les sources placées au centre des détecteurs sont significativement inférieurs au taux attendu [58]. Le ratio calculé est de :

$$R = 0.86 \pm 0.05 \tag{1.24}$$

Le niveau de confiance du déficit est estimé à 2.8 σ. Cette anomalie pourrait être expliquée par une oscillation à courte distance vers un neutrino stérile.

L'anomalie LSND

LSND [59] est une expérience de neutrinos d'accélérateur ayant pris des données entre 1993 et 1998. Le faisceau de neutrinos est produit par la collision d'un faisceau

de protons sur une cible, engendrant la création de pions se désintégrant par la suite. La spécificité est ici que la majorité des π^- est absorbée par la cible ce qui empêche les désintégrations $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu_\mu}$ et ainsi les désintégrations des muons produits $\mu^- \to e^- \bar{\nu_e} \nu_\mu$. Le faisceau de neutrinos est donc théoriquement composé de ν_e, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$ et d'une très faible quantité de $\bar{\nu}_e$. Le flux de $\bar{\nu_e}$ prédit est environ égal à 8×10^{-4} fois celui de $\bar{\nu}_\mu$. Toutefois les résultats des mesures ont montrés un excès de $\bar{\nu_e}$ de $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ évènements. Ces événements ne pouvant pas être décrits par le modèle d'oscillation à 3ν connu, ils pourraient être le fait d'une nouvelle oscillation. On peut tout de même noter que cet excès n'a pas été mesuré par l'expérience KARMEN [60] qui recherchait pourtant le même signal.

C'est pour investiguer cette anomalie plus en profondeur qu'a été conçue l'expérience MiniBooNE [61] installée au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL). Il est possible pour MiniBooNE, contrairement à LSND, de sélectionner les mesons afin d'étudier à la fois l'apparition de neutrinos ($\nu_\mu \to \nu_e$) et d'antineutrinos ($\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$). Malgré les changements d'énergie du faisceau, l'expérience a été conçue pour garder le même domaine en L/E afin de mesurer l'excès d'événements en changeant les conditions expérimentales. Un excès est aussi présent dans les résultats de MiniBooNE avec un niveau de confiance de 4.8 σ obtenu en combinant l'analyse neutrino et antineutrino [62]. Le projet SBN (Short-Baseline Neutrino Oscillation Program) [63] est en cours de développement au FNAL pour tenter de comprendre cette anomalie.

1.3 Neutrino stérile

Les résultats expérimentaux vus dans la partie précédente ne peuvent pas être expliqués par un modèle d'oscillation classique à 3 neutrinos. Pour cela il faudrait introduire une oscillation vers un nouveau neutrino à courte distance. Cependant nous avons vu dans la partie 1.1.1 avec la désintégration du boson Z que seules 3 saveurs de neutrinos interagissant par interaction faible peuvent exister. Ce nouveau neutrino serait donc stérile ou lourd ($m_\nu > m_Z/2$), ce qui signifie qu'il n'interagit pas avec la matière par les processus décrits par le modèle standard.

1.3.1 Oscillation à quatre neutrinos

Dans la partie 1.1.4, nous avons vu que les oscillations du modèle à 3 neutrinos étaient décrites par une matrice 3x3 dite matrice PMNS. Si l'on veut introduire un nouveau neutrino pour créer un modèle à 3+1 ν, il faut donc rajouter une colonne et une ligne dans la matrice afin d'obtenir une matrice 4x4 qui s'écrit :

$$U_{textrmPMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

On sait que le couplage du nouveau neutrino avec les autres saveurs doit être très faibles pour avoir un impact négligeable sur les résultats déjà obtenus par les

autres expériences d'oscillations à plus longues distances. Le ratio L/E des anomalies observées est compris entre [0.1-3] m/MeV ce qui donne l'équation suivante :

$$\Delta m^2 = \frac{E[\text{keV}]}{1.27L[\text{m}]}\frac{\pi}{2} \rightarrow \Delta m^2 \geq 0.4 \text{ eV}^2 \tag{1.26}$$

L'ordre de grandeur de la masse du neutrino stérile recherché est donc d'environ 1 eV ce qui implique que sa masse est suffisament grande par rapport aux autres neutrinos pour considérer $\Delta m^2_{41} \approx \Delta m^2_{42} \approx \Delta m^2_{43} \gg \Delta m^2_{3l} \gg \Delta m^2_{12}$ (l = 1,2). Grâce à cela, on peut réduire la probabilité d'oscillation à un scénario à deux saveurs :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \approx \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2(\frac{\Delta m^2_{41} L}{4E}) \right| \tag{1.27}$$

Ici on a pour la probabilité de disparition, qui expliquerait les anomalies réacteurs et Gallium :

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) = 4|U_{\alpha 4}|^2(1 - |U_{\alpha 4}|^2) \tag{1.28}$$

et pour la probabilité d'apparition qui serait elle à l'origine de l'anomalie vue par LSND et MiniBooNE :

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) = 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2 \tag{1.29}$$

A noter que dans le cas des expériences étudiant la disparition d'antineutrinos de réacteurs on peut calculer $\sin^2(2\theta_{ee}) = \sin^2(2\theta_{14})$. Les valeurs de $\sin^2(2\theta_{ee})$ et $\sin^2(2\theta_{14})$ sont donc équivalentes et les deux peuvent être utilisées par les expériences recherchant un nouveau neutrino stérile (voir partie 1.4.2).

1.3.2 Analyses statistiques et contraintes sur un nouveau neutrino

Le formalisme de la probabilité d'oscillation étant connu, il est maintenant possible, grâce aux résultats des différentes expériences d'oscillations neutrinos, de mettre des contraintes sur les paramètres $\theta_{\alpha\beta}$ et Δm^2_{ij} d'une oscillation vers un nouveau neutrino stérile. On peut séparer les résultats en deux parties distinctes. Nous allons tout d'abord parler des contraintes données par les expériences d'apparition puis nous verrons celles des analyses de disparitions pour finir par une analyse globale des résultats.

Seules les expériences LSND et MiniBooNE ont détectées une apparition de neutrinos dans le canal $\bar{\nu_\mu} \rightarrow \bar{\nu_e}$, MiniBooNE étant même la seule dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. On peut voir sur la figure 1.11 les contours d'acceptance donnés par l'analyse

statistique de ces deux expériences. A noter que les contours de MiniBooNE sont obtenus par la combinaison du mode neutrino et du mode antineutrino. Le meilleur ajustement mesuré par l'expérience MiniBooNE est représenté par le point noir sur la figure. Il est obtenu pour des paramètres d'oscillations $(\sin^2(2\theta_{\mu e}), \Delta m^2_{41}) = (0.807, 0.043\ \mathrm{eV}^2)$. On peut voir un bon accord entre les deux expériences. Toutefois les expériences KARMEN [60] et OPERA [64], dont les contours de réjection sont tracés sur la figure, permettent de réduire considérablement la zone d'acceptance des paramètres d'oscillation vers un nouveau neutrino.

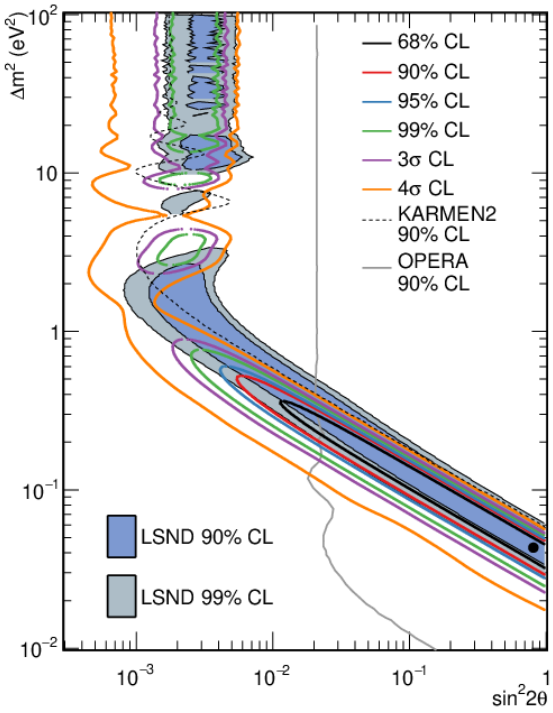


FIGURE 1.11 – Contours d'acceptance obtenus par l'expérience MiniBooNE en combinant les modes neutrinos et antineutrinos. Les contours donnés par l'expérience LSND sont représentés par les zones bleus et grises pour des niveaux de confiance (C.L.) respectifs de 90% et 99%. Le meilleur ajustement de MiniBooNE est donné par le point noir et les limites à 90% C.L. des expériences KARMEN et OPERA sont tracées en gris. [62]

Concernant les expériences de disparition, elles peuvent encore être séparées en deux catégories, celles qui cherchent une disparition de $\nu_e/\bar{\nu}_e$ et celles qui recherchent une disparition de $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$. Ces dernières étant sensibles aux paramètres $(sin^2(2\theta_{\mu e}), \Delta m^2_{41})$, elles peuvent contraindre la zone admise par les expériences MiniBooNE et LSND. L'expérience IceCube [65] étudie la disparition des neutrinos muoniques produits par l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère alors

que CDHS [66], MiniBooNE/SciBooNE [67] et MINOS/MINOS+ [68] étudient un faisceau de neutrinos produit par un accélérateur. L'étude des neutrinos atmosphériques par Super-Kamiokande permet aussi d'estimer une limite sur les paramètres d'oscillations [69]. Ces expériences n'ont pas détecté de disparitions de neutrinos dans les canaux $\nu_\mu \to \nu_\mu$ et $\bar{\nu_\mu} \to \bar{\nu_\mu}$ et sont donc elles aussi capable de fournir des contours de réjection dans l'espace des paramètres ($\sin^2(2\theta_{\mu e})$, Δm^2_{41}). Ces contours sont visibles sur la figure 1.12. Il est clair qu'il y a une tension entre les expériences d'apparition et de disparition de neutrinos, les contours d'acceptance de MiniBooNE et LSND étant rejetés par les expériences de disparition. Les résultats de LSND et MiniBooNE sont par conséquent très contestés car ils sont les seuls à observer une anomalie dans le flux de neutrinos détectés.

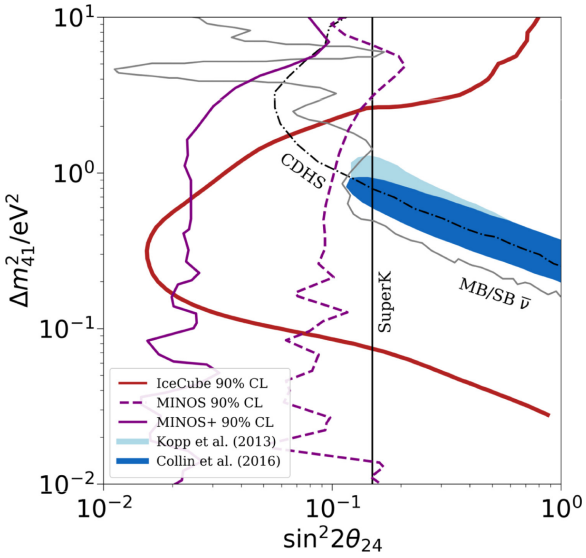


FIGURE 1.12 – Contours d'exclusion à 90% C.L. des expériences IceCube, MINOS/MINOS+, CDHS et MiniBooNE/SciBooNE donnés par les résultats obtenus dans les canaux $\bar{\nu_\mu} \to \bar{\nu_\mu}$ et $\nu_\mu \to \nu_\mu$. La zone admise par les expériences d'apparition LSND et MiniBooNE est aussi représenté en bleu. [70]

Les expériences de disparition de neutrinos électroniques donnent des informations dans le plan des paramètres $(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41})$. Afin de contraindre ces paramètres, une analyse des données de 19 expériences auprès de réacteurs situées à moins de 100 m du coeur a été faite dans la référence [42] en 2011. Cette analyse incluait aussi les résultats de l'expérience Bugey-3 qui a effectué des mesures du spectre neutrino à 15 et 40 m du coeur, ce qui permet une meilleure contrainte des paramètres. Les données de calibrations de GALLEX et SAGE et celles de MiniBooNE et LSND sont aussi incluses dans cette analyse. Les contours d'acceptance obtenus sont représentés sur la figure 1.13.

Depuis 2011, de nouvelles données ont été prises et la combinaison des résultats des expériences NEOS, Daya Bay et DANSS donne un résultat plus précis. Les zones d'acceptance admises par les données de ces trois expériences sont représentées sur la figure 1.14. On peut voir qu'elles permettent de contraindre très fortement les paramètres d'un nouveau neutrino autour d'un meilleur ajustement à $(\sin^2(2\theta_{ee})$, $\Delta m^2_{41}) = (\ 0.047 \pm\ 0.012,\ 1.29\ \mathrm{eV}^2\ \pm\ 0.03)$. Cette analyse constitue une indication

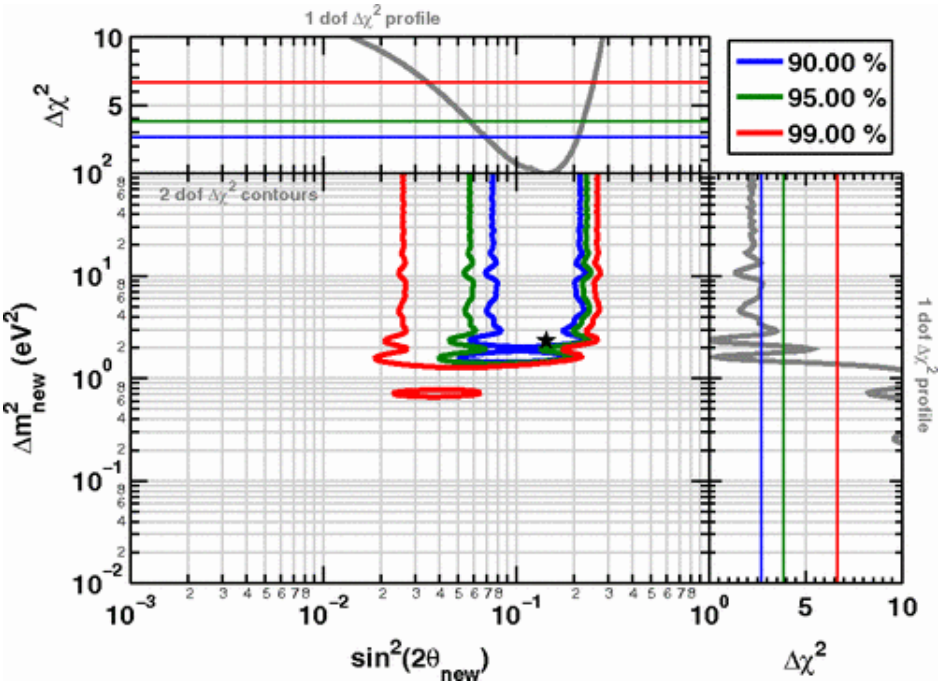


FIGURE 1.13 – Région autorisée dans l'espace des paramètres ($\sin^2(2\theta_{ee})$ - Δm^2_{41}) par la combinaison des données des expériences neutrinos de réacteurs, GALLEX, SAGE, MiniBooNE et LSND. Le meilleur ajustement représenté par l'étoile noire est situé à ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.14$ et $\Delta m^2_{41} = 2.3$ eV^2) [42]

d'une oscillation vers un neutrino stérile avec un niveau de confiance estimé à 3 σ. Ce résultat est d'autant plus intéressant que contrairement aux anomalies Gallium et d'antineutrinos de réacteurs, il ne dépend pas du modèle et n'est donc pas impacté par les possibles biais de ce dernier comme présenté dans la partie 1.2.3. On peut d'ailleurs remarquer sur la partie (b) de la figure 1.14 que les contours d'acceptance des deux anomalies sont en tension avec ceux obtenus par les expériences.

Les résultats présentés ici dépendent grandement de l'accord entre l'analyse de NEOS/Daya Bay et celle de DANSS et ils restent à confirmer par d'autres expériences.

Après avoir passé en revue les contraintes obtenues grâce aux expériences d'apparition et de disparition, il est possible de combiner les deux pour faire une analyse globale des différents résultats de la recherche d'une oscillation vers un neutrino stérile à courte distance. En prenant en compte les équations 1.29 et 1.28 on peut voir que $\sin^2(2\theta_{\mu e})$ dépend des éléments de matrice $|U_{e4}|^2$ et $|U_{\mu 4}|^2$. Il peut alors être contraint par les expériences d'apparition et les expériences de disparition de neutrino. Il est possible de combiner tous les résultats expérimentaux afin de restreindre la zone d'acceptance des paramètres d'une nouvelle oscillation. Les contours calculés sont tracés sur la figure 1.15. Ils sont divisés entre les contours d'acceptance des expériences d'apparition et les contours d'exclusion des expériences de disparition.

On constate à nouveau un vrai désaccord entre les données d'apparition et de disparition. Cette différence semble indiquer que les anomalies présentées dans la partie 1.2 ne peuvent pas être expliquées par l'introduction d'un seul nouveau neutrino dans le mécanisme d'oscillation. Les résultats vus dans cette partie ont tous

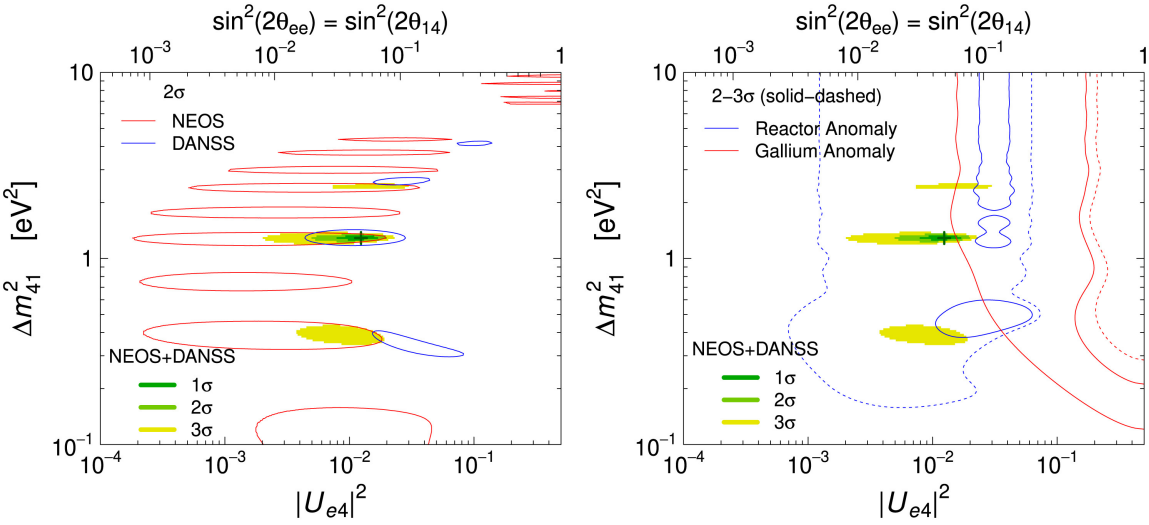


FIGURE 1.14 – Région autorisée dans l'espace des paramètres ($\sin^2(2\theta_{ee})$ - Δm^2_{41}) par la combinaison des expériences NEOS/Daya Bay et DANSS et comparée aux zones d'acceptance obtenues par NEOS/Daya Bay et DANSS séparément et par les anomalies Gallium et réacteurs respectivement en (a) et (b). [43]

été obtenus en se plaçant dans l'hypothèse d'un modèle à 3+1 ν. Cela laisse à penser que l'une ou plusieurs des anomalies observées ne sont pas dues à une oscillation. Il est donc important que de nouvelles expériences soient mises en place afin de vérifier les différents résultats déjà obtenus.

Les contraintes cosmologiques entrent aussi en compte pour déterminer l'existence d'un nouveau neutrino stérile. En effet les données de la BBN (Big-Bang Nucleosynthesis) et du fond diffus cosmologique, CMB (Cosmic Microwave Background) permettent de contraindre les observables N_{eff} et $\sum m_\nu$ qui sont respectivement le nombre effectif de saveurs de neutrinos et la somme de leurs masses. Les quantités N_{eff} mesurées par l'analyse du CMB [72] et de la BBN [73] sont en accord avec 3 et elles rejettent l'existence d'un nouveau neutrino à respectivement 5.8 et 4σ [43]. La somme des masses est contrainte par l'expérience PLANCK à $\sum m_\nu < 0.23$ eV [72] ce qui ne permet pas l'introduction d'un nouveau neutrino ayant une masse de l'ordre de 1 eV à moins d'utiliser des modèles différents du modèle cosmologique actuel. Les contraintes apportées par les données cosmologiques sont donc défavorables à l'existence d'un neutrino stérile pouvant expliquer les anomalies observées par les expériences d'oscillations.

1.4 Recherche d'un neutrino stérile léger

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, les résultats déjà obtenus par différentes expériences sont en désaccord sur la présence d'un 4$^{\text{ème}}$ neutrino. Il est nécessaire d'investiguer ces résultats grâce à de nouvelles expériences que nous allons discuter dans cette partie.

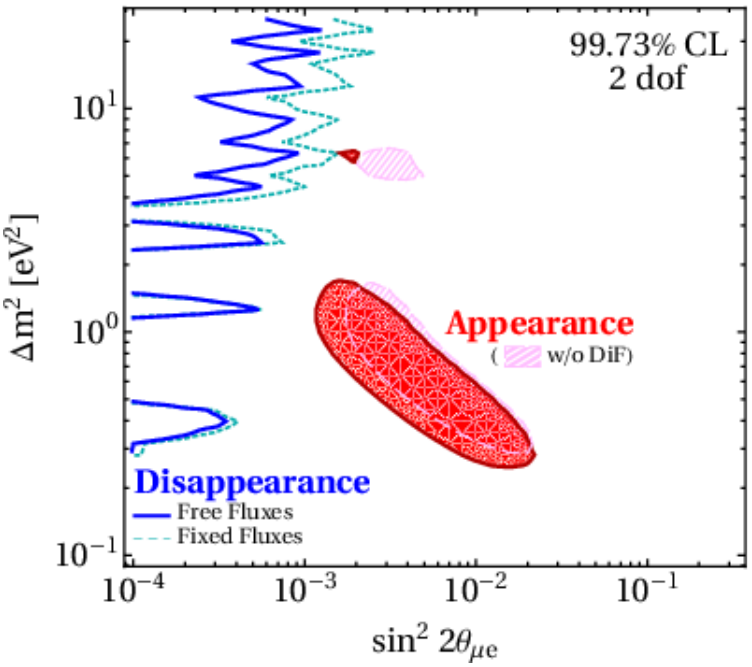


FIGURE 1.15 – Comparaison de la région d'acceptance des expériences d'apparition (rouge) avec la région d'exclusion des expériences de disparition (bleu). La ligne bleu continue a été obtenue en laissant libre les flux de réacteurs alors que la courbe tiretée l'a été avec les flux fixés [71].

1.4.1 Recherche d'oscillation à courte distance d'un réacteur nucléaire

L'anomalie d'antineutrinos de réacteurs se base sur la mesure du flux total de neutrinos détectés comparé au flux attendu pour postuler et contraindre un nouveau neutrino stérile. Cette approche nécessite un modèle du spectre d'antineutrinos de réacteur précis et non biaisé, ce qui n'est pas forcément le cas du modèle utilisé aujourd'hui. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la probabilité d'oscillation d'un neutrino dépend non seulement des paramètres d'oscillations, mais aussi de son énergie et de sa distance de parcours. La déformation engendrée sur le spectre en énergie sera différente selon la distance au coeur du réacteur. Un moyen de mesurer une oscillation est de comparer les spectres en énergie mesurés à différentes distances. Cette approche a l'avantage d'être totalement indépendante du modèle utilisé car elle n'est basée que sur une déformation relative des spectres expérimentaux. Cette technique est celle utilisée par de nombreuses expériences recherchant un neutrino stérile et notamment l'expérience STEREO.

Les expériences présentées dans cette section utilisent deux sources de neutrinos différentes, des réacteurs industriels ou de recherche, l'avantage du premier étant sa puissance plus importante donnant lieu à un flux de neutrinos plus intense. Le nombre de neutrinos détectés étant plus élevé, il est possible de détecter des oscillations de plus faible amplitude. Cependant les neutrinos proviennent des produits de fission de plusieurs isotopes fissiles (^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U, ^{241}Pu) ce qui rend l'étude d'un

seul d'entre eux plus complexe. De plus la largeur de leur coeur induit une mauvaise résolution sur la distance de parcours. La détection des oscillations rapides, à fort Δm^2_{41}, est par conséquent impossible. Les réacteurs de recherche eux compensent leurs faibles flux par une meilleure résolution spatiale, leur coeur étant plus compact. Pour certains, l'enrichissement en ^{235}U permet d'être sensible uniquement à cet isotope.

L'effet de plusieurs paramètres comme la résolution en énergie, la résolution spatiale ou encore la distance au réacteur a été étudié dans la référence [74]. La conclusion est qu'une résolution en énergie de l'ordre de 10% à 1 MeV et une résolution spatiale d'environ 1 m permettent de tester des paramètres d'oscillation dans un modèle 3+1 ν compatibles avec l'anomalie Gallium et d'antineutrino de réacteur.

La détection des antineutrinos, dans les expériences discutées, est faite grâce au processus IBD sur le même principe que celui employé par l'expérience de COWAN et REINES présentée dans la partie 1.1.2. Elles utilisent cependant différents éléments comme le gadolinium (Gd) et le Lithium (Li) pour la capture des neutrons émis.

Tous les paramètres décrits précédemment ont un impact sur la sensibilité de l'expérience d'où l'importance de les optimiser. L'effet de chacun d'entre eux est illustré sur la figure 1.16.

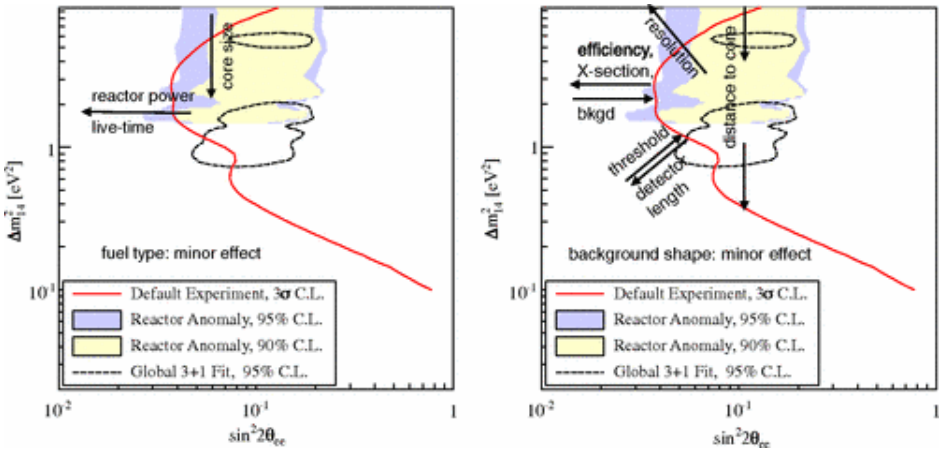


FIGURE 1.16 – Illustration de l'impact des paramètres clés d'une expérience neutrino de réacteur sur la sensibilité à un neutrino stérile léger [74]

1.4.2 Expériences et résultats

DANSS :

L'expérience DANSS [75] est installée sous un réacteur industriel d'une puissance de 3 GW_{th} situé à Kalinin en Russie. Le coeur de ce dernier est assez grand, 3.7 m de haut pour 3.2 m de diamètre, mais cela est compensé par un intense flux de neutrinos arrivant au détecteur d'environ 5×10^{13} $\bar{\nu}_e/cm^2/s$ pour environ 5000 $\bar{\nu}_e$ détectés par jour. Le ratio signal sur bruit obtenu est d'environ 33. Le détecteur est placé sur une plateforme amovible permettant de varier la distance au coeur entre 10.7 m et 12.7 m afin d'effectuer une mesure des spectres antineutrinos à différentes distances.

Le détecteur utilise du scintillateur plastique hautement segmenté pour une taille totale de 1 m^3. Il est composé de 2500 barres recouvertes d'une couche de Gd pour la capture des neutrons. Le tout est divisé en modules entrecroisés afin de définir les coordonnées X et Y de l'interaction. La lumière est collectée par des fibres optiques qui sont reliées à un photomultiplicateur (PMT). Il y a un PMT par module X ou Y. Enfin le détecteur est entouré de plusieurs blindages passifs et actifs et situé sous le réacteur ce qui lui procure un blindage naturel contre les rayons cosmiques équivalent à 50 mètres d'eau.

La première période de prise de données a eu lieu d'octobre 2016 à mars 2017. Les premiers résultats de l'expérience, publiés en décembre 2018, excluent une grande partie des contours d'acceptance des anomalies réacteurs et Gallium comme on peut le voir sur la figure 1.17 (b). Les paramètres du meilleur ajustement sont $(\sin^2(2\theta_{14}), \Delta m^2_{41}) = (0.05,\ 1.4\ \text{eV}^2)$ [76].

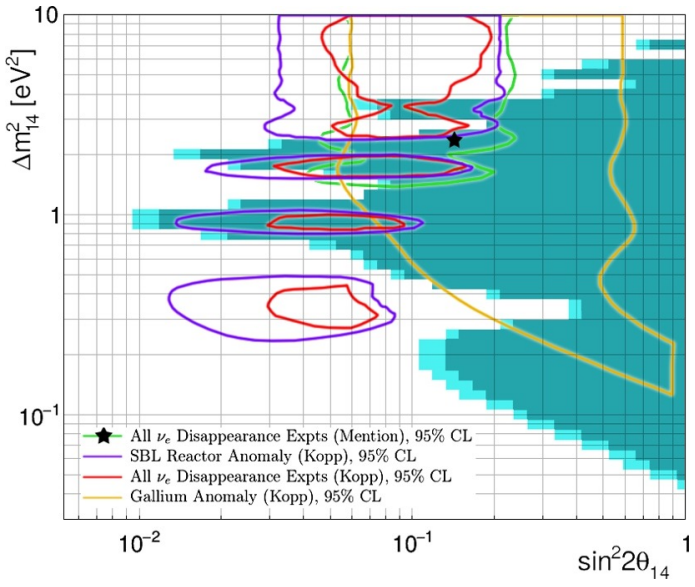


FIGURE 1.17 – Contours d'exclusion à 90% (cyan) et 95% (cyan foncé) C.L. de DANSS dans l'espace des paramètres $(\sin^2(2\theta_{14}), \Delta m^2_{41})$ [76].

NEOS :

L'expérience NEOS [77] est situé à 23.7 m du réacteur industriel de Hanbit en Corée du Sud ayant une puissance de 2.8 GW_{th}. La taille du coeur est comparable à celle de DANSS (3.8 m de haut pour 3.1 m de diamètre) compensé à nouveau par le fort flux, environ 2000 $\bar{\nu}_e$ détectés par jour pour un ratio signal sur bruit supérieur à 20. Le détecteur a été placé à 10 m sous terre ce qui lui procure un blindage contre les rayons cosmiques de 20 m équivalent eau.

Le détecteur en lui même est constitué d'un volume de 1008 litres de liquide scintillant dopé au Gd. 38 PMT sont disposés autour de ce volume cible, 19 de chaque côtés. La résolution obtenue est de 3.5 % à 1 MeV.

La première phase de prise de données de l'expérience a eu lieu entre août 2015 et mai 2016 ce qui constitue un total de 46 jours de mesures avec réacteur OFF et 180 avec réacteur ON. Les résultats publiés en mars 2017 ont confirmé le "*bump* à 5 MeV"

vu par d'autres expériences. Ils ont aussi permis de déterminer des contours de réjection des paramètres d'oscillation vers un nouveau neutrino stérile excluant une partie des contours d'acceptance de la RAA et de l'anomalie Gallium. Les contours d'exclusion sont tracés sur la figure 1.18.

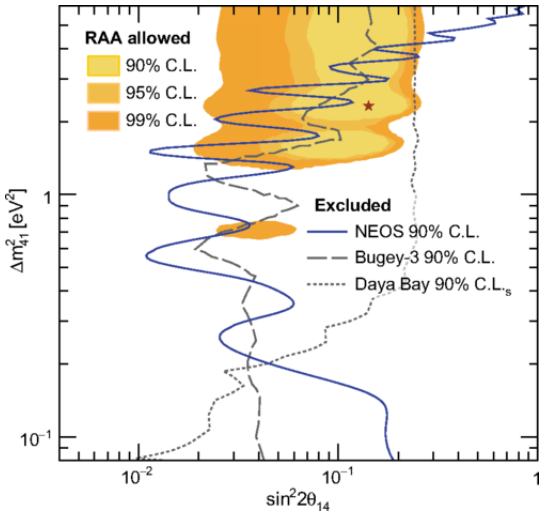


FIGURE 1.18 – Contour d'exclusion à 90% C.L. de l'expérience NEOS dans l'espace des paramètres $(\sin^2(2\theta_{14}), \Delta m^2_{41})$. Les contours obtenus grâce aux données des expériences Daya Bay et Bugey-3 sont aussi représentés sur cette figure [77].

Une seconde phase de prise de données est prévue entre septembre 2018 et octobre 2020. Avec 150 jours réacteur OFF et 500 jours réacteurs ON [78], cette deuxième phase devrait permettre d'améliorer les résultats déjà présentés ici.

PROSPECT :

PROSPECT [79] est une expérience mesurant le flux d'antineutrinos produit par le réacteur de recherche HFIR (High Flux Isotope Reactor) basé à Oak Ridge (USA) et ayant une puissance de 85 MW_{th}. Le coeur est enrichi en ^{235}U à 93 % et a une taille de 44 cm de diamètre pour 51 cm de haut.

Le détecteur couvre une distance de 7 à 13 m du coeur et est composé de 154 segments de 14.5cm × 14.5cm × 117.6 cm. Chacun de ces segments est rempli de liquide scintillant dopé au Li et séparé optiquement des autres. La lumière est ensuite collectée par 2 PMT à chaque extrémités des segments. Le flux de neutrinos détectés par jour est plus faible que pour les expériences utilisant les neutrinos produit par un réacteur industriel, environ 520 $\bar{\nu}_e$/jour. L'expérience ne bénéficie pas non plus de blindage naturel, étant installée en surface. Le ratio signal sur bruit est d'environ 1.4.

L'expérience PROSPECT a pris des données pendant une période allant de mars à octobre 2018 ce qui constitue 105 jours de réacteur ON et 78 de réacteur OFF. Grâce à cela, elle a pu obtenir des premiers résultats, publiés en juillet 2020, à la fois sur la forme du spectre antineutrino et sur l'hypothèse d'un nouveau neutrino stérile. Aucune évidence de l'existence d'un nouveau neutrino stérile n'a été mesuré. On peut voir sur la figure 1.19 les contours de réjection calculés dans l'espace des paramètres $(\sin^2(2\theta_{14}), \Delta m^2_{41})$. Le meilleur ajustement des anomalies Gallium et

RAA est rejeté ici à 2.5 σ. Le spectre mesuré est représenté sur la figure 1.19. L'excès d'évènements autour de 5 MeV est visible et l'hypothèse sans excès est rejetée à 2.2 σ.

SoLid :

L'expérience SoLid [80] est située entre 5.5 et 9 m du coeur du réacteur de recherche BR2 en Belgique dont la puissance nominale est de 100 MW_{th} et qui est hautement enrichi en ^{235}U.

Le détecteur est composé de 12800 cubes de scintillateurs plastiques (polyvinyltoluene ou PVT) de 5 cm de côté et recouverts d'une couche de ^{6}LiF :ZnS(Ag) capturant les neutrons grâce aux atomes de ^{6}Li. Les cubes sont isolés optiquement les uns des autres par un film réfléchissant. C'est le temps de désexcitation très long du ZnS (quelques μs) par rapport au PVT (quelques ns) qui permet de discriminer les neutrons et les γ.

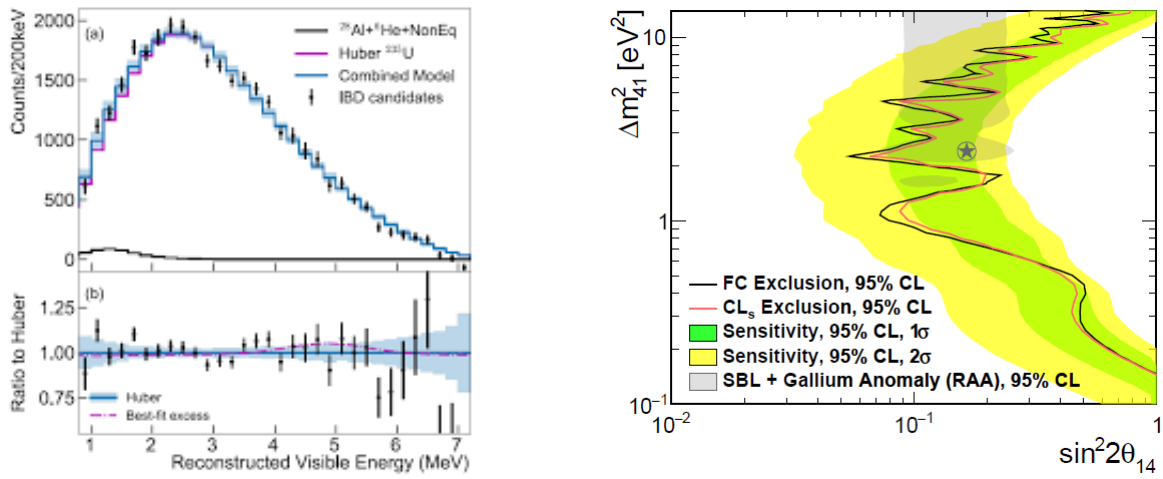


FIGURE 1.19 – Sur la figure de gauche, le spectre mesuré par l'expérience PROSPECT et le ratio du spectre sur la prédiction du modèle HUBER-MUELLER sont représentés. Sur la figure de droite, on peut voir les contours d'exclusion à 95%C.L. de l'expérience PROSPECT obtenus avec deux méthodes différentes, Feldman-Cousins (noire) et CLs (rouge). Les bandes de sensibilité à 1 et 2 σ sont tracées respectivement en vert et jaune. Les deux figures sont issues de [81].

L'expérience SoLid a effectué une prise de données sur plusieurs périodes allant de juin 2018 à août 2019 pour un total de 196 jours.

Neutrino-4 :

L'expérience Neutrino-4 [82] vise à mesurer le flux d'antineutrinos provenant du réacteur de recherche SM-3 à Dimitrovgrad en Russie. Sa puissance est de 90 MW_{th} et son coeur a une taille de 35 $\times$ 42 $\times$ 42 cm^3.

Le détecteur est composé de 50 sections remplies d'un liquide scintillateur dopé au Gd et surplombées chacune d'un PMT détectant la lumière de scintillation. Le nombre de neutrinos détectés est d'environ 300 $\bar{\nu}_e$/jour pour un ratio signal sur bruit de 0.52.

L'analyse des oscillations est ici basée sur l'étude du ratio du nombre de neutrinos mesurés pour une valeur de L/E donnée sur le nombre de neutrinos moyenné

sur toutes les distances L. Publiés en mai 2021, les premiers résultats de cette méthode, visibles sur la figure 1.20, montrent un meilleur ajustement pour une valeur des paramètres d'oscillations de $(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}) = (0.36, 7.3\ \text{eV}^2)$. Neutrino-4 rejette l'hypothèse sans oscillation à 2.7 σ. Ce résultat est à la limite des contours de réjection des expériences STEREO [83] et PROSPECT [81], il devrait donc pouvoir être confirmé ou infirmé par l'ajout de données supplémentaires à ces deux expériences. L'analyse et les résultats de Neutrino-4 ont toutefois été remis en cause par les études réalisées dans les références [84, 85].

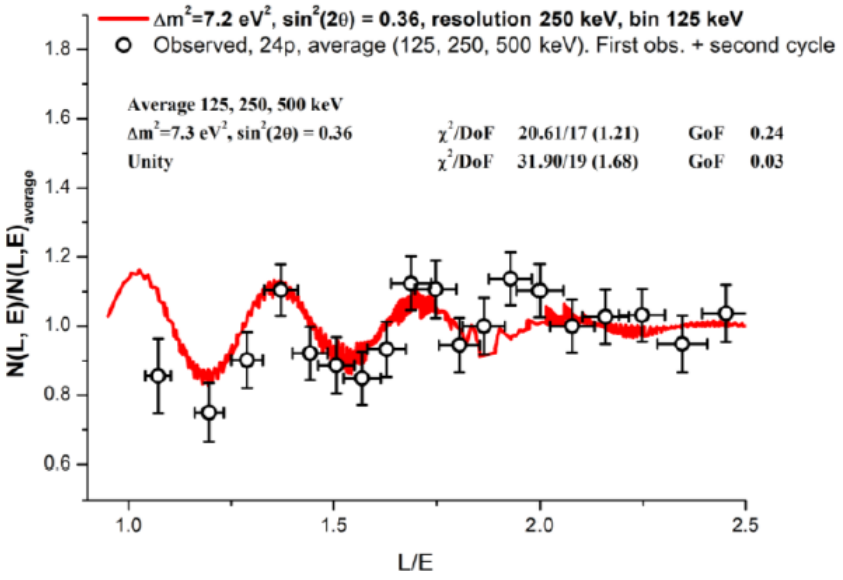


FIGURE 1.20 – Ratio mesuré par l'expérience Neutrino-4 en fonction de L/E. Sont présentées sur la figure les données obtenus pour trois intervalles différents (125 keV, 250 keV et 500 keV) (noir). Les ratios attendus pour des paramètres $(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}) = (0.36, 7.2\ \text{eV}^2)$ correspondant au meilleur ajustement mesuré avec la moyenne des intervalles en énergie est tracé en rouge. Enfin, les χ^2 sont donnés pour les deux études et pour le meilleur ajustement et l'hypothèse sans oscillation ("Unity") [82].

1.5 Conclusion

La recherche sur le neutrino a connu des avancées majeures lors de ces dernières décennies, notamment par la découverte et l'étude des oscillations. Le modèle d'oscillation à 3ν est aujourd'hui bien décrit et ses paramètres sont mesurés avec une relativement bonne précision. Il persiste néanmoins des anomalies encore inexpliquées, notamment l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, l'anomalie Gallium et l'anomalie des neutrinos de faisceau. Chacune pourrait être expliquées par l'existence d'un neutrino stérile léger inclue dans un modèle à 3+1 ν. Cependant les premières recherches ont montré qu'un seul nouveau neutrino stérile ne peut pas être à l'origine des trois. Même si les résultats obtenus pour l'instant ne sont pas en

accord sur les paramètres d'oscillations d'un hypothétique nouveau neutrino, il est nécessaire d'effectuer d'autres mesures afin de mieux comprendre ces anomalies.

La possibilité d'un biais existant dans le modèle des spectres d'antineutrinos de réacteurs n'est pas à exclure non plus. Cela pourrait expliquer l'anomalie RAA et donc largement réduire la crédibilité de l'hypothèse d'un nouveau neutrino.

Différentes expériences situées à courtes distances d'un réacteur ont déjà été mises en place afin d'étudier ce problème. Elles ont pour la plupart pour objectif de mesurer les spectres en énergie des neutrinos à différentes distances afin de s'affranchir des prédictions pour pouvoir postuler sans ambiguïté l'existence ou non d'un nouveau neutrino stérile. Certaines de ces expériences ont déjà pu donner des résultats excluant une partie des contours originels possible pour un $4^{\text{ème}}\nu$ expliquant la RAA. Le "bump" à 5 MeV est aussi confirmé. Toutefois, il est nécessaire de continuer la prise de données pour obtenir des résultats plus précis et pouvoir définitivement conclure.

L'expérience STEREO, sur laquelle est basée cette thèse, a débuté sa prise de données en octobre 2016 et a déjà fourni des premiers résultats concernant l'exclusion d'un nouveau neutrino stérile [83], le flux de neutrinos mesuré [86] et la forme du spectre neutrinos [87]. L'analyse des oscillations vers un nouveau neutrino stérile est l'un des sujets principaux de cette thèse et sera discuté en détail dans le chapitre 5, tandis que les mesures du flux et du spectre seront évoquées dans le chapitre 6. Ces résultats utilisent des données acquises jusqu'en janvier 2019 et sont seulement préliminaires, la prise de données de STEREO ne s'étant arrêtée qu'en novembre 2020. L'analyse de toutes les données de STEREO pourrait donner un éclairage définitif sur l'hypothèse d'un neutrino stérile et du "bump" à 5 MeV.

Chapitre 2

L'expérience STEREO

L'expérience STEREO (**STE**rile **RE**actor **O**scillation) a été initiée en 2012 afin d'investiguer le problème de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs décrite dans le chapitre précédent. Celle-ci peut être expliquée par une oscillation à courte distance des antineutrinos vers un nouveau neutrino stérile et c'est pour observer cette dernière que le détecteur a été placé à une distance d'environ 10 m du coeur du réacteur de l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble. La segmentation en 6 cellules permet de s'affranchir des prédictions du spectre neutrinos par la comparaison des spectres en énergie mesurés dans chacune d'entre elles. Le but final de l'expérience est d'apporter une réponse définitive et indépendante de tout modèle à l'hypothèse d'un nouveau neutrino stérile à l'origine de la RAA. Cependant STEREO vise aussi à fournir une mesure à la fois de la forme du spectre antineutrinos émis par l'^{235}U, et du flux de neutrinos.

STEREO est une collaboration européenne regroupant 5 laboratoires : L'Institut Laue-Langevin (ILL), le Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (LPSC), le Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules (LAPP), l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu) et le Max Planck Institute Für Kern Physics (MPIK). La prise de données a débuté en Novembre 2016 pour s'achever en Novembre 2020. Des résultats préliminaires ont été publiés durant cette période.

Ce chapitre a pour but de décrire en détails l'expérience STEREO en commençant par le principe de détection des neutrinos pour continuer avec un aperçu du site expérimental de l'ILL. Les propriétés du détecteur seront ensuite exposées et pour finir on évoquera les premières analyses des données de STEREO.

2.1 Principe de l'expérience

Le détecteur STEREO est basé sur la technique de détection par désintégration-β inverse de C. Cowan et F. Reines évoquée dans 1.1.2. Elle permet une réjection importante du bruit de fond et une mesure précise de l'énergie du neutrino.

2.1.1 Désintegration-β inverse

Les antineutrinos produits par le réacteur sont détectés grâce à leur interaction avec les protons des atomes d'hydrogène du liquide scintillant par réaction de

décroissance-β inverse (IBD) :

$$\bar{\nu_e} + p \rightarrow n + e^+ \tag{2.1}$$

Tout d'abord, le positron interagit dans le liquide scintillant et ralentit jusqu'à sa thermalisation. Il s'annihile ensuite avec un électron pour produire deux gammas de 511 keV qui vont eux mêmes, en interagissant par effet Compton ou effet photoélectrique, générer des électrons de basses énergies. Ces processus produisent une excitation moléculaire dans le liquide scintillant. La désexcitation de ces molécules crée des photons visibles. Tout cela ayant lieu dans un temps très court, de l'ordre de la picoseconde, c'est ce que l'on appelle l'évènement "prompt".

Le neutron pour sa part, est ralenti par des collisions élastiques jusqu'à atteindre une énergie d'environ 25 meV. Cette thermalisation n'étant pas directement détectable, le liquide scintillant a été dopé au Gd afin de permettre la capture des neutrons thermalisés. Les gammas produits par la désexcitation du noyau de Gd sont ensuite détectés comme l'évènement "retardé".

On peut noter que l'hydrogène, présent en abondance dans le liquide est aussi un noyau absorbant. Cependant la réaction ^{1}H(n,γ) n'émet qu'un seul gamma d'une énergie de 2.2 MeV. A cette énergie, certains gammas de radioactivité naturelle pourraient être confondus avec un signal "retardé" et donc augmenter le nombre de coïncidences fortuites. Les gammas émis par le gadolinium, trois en moyenne, ont une énergie totale d'environ 8 MeV, bien supérieur au bruit de fond de la radioactivité naturelle. De plus, la section efficace de capture des atomes de gadolinium (^{155}Gd et ^{157}Gd) est de l'ordre de la centaine de milliers de barns contre quelques barns pour l'hydrogène. Le dopage permet donc de réduire le temps de capture, qui est, pour un dopage de 0.2%, de l'ordre de 10 μs, ce qui diminue ainsi le bruit de fond accidentel.

2.1.2 Énergie des neutrinos

La réaction IBD a une énergie seuil en dessous de laquelle les antineutrinos ne peuvent pas être détectés. En considérant que le proton cible est au repos et que la masse du neutrino est négligeable, on a :

$$E_{\text{seuil}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806 \text{ MeV} \tag{2.2}$$

Si l'antineutrino a une énergie supérieure à E_{seuil}, on peut la déterminer en utilisant la loi de conservation de l'énergie qui impose que :

$$m_p + E_{\bar{\nu_e}} = m_n + m_e + E_{\text{cin},e} + E_{\text{cin},n} \tag{2.3}$$

où $E_{\text{cin},i}$ représentent les énergies cinétiques du positron et du neutron. Le positron détecté, qui dépose son énergie avant de s'annihiler avec un électron, donne une énergie visible dans le détecteur de :

$$E_{\text{vis}} = E_{\text{cin},e} + 2m_e \tag{2.4}$$

En faisant l'approximation $E_{\text{cin},n} = 0$, on obtient :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{vis}} - m_e + (m_n - m_p) = E_{\text{vis}} + 0.78 \text{ MeV} \tag{2.5}$$

L'énergie visible du positron est directement reliée à celle du neutrino.

Pour obtenir la forme du spectre en énergie attendu, il faut tenir compte du spectre neutrino émis par le réacteur mais aussi de la section efficace de l'IBD. Grâce à une approximation à l'ordre zéro ([88]) on a :

$$\sigma^{(0)} = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f^{\text{R}} \tau_{\text{n}}} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \tag{2.6}$$

Ici, τ_{n} est le temps de vie mesuré du neutron, f^{R} un facteur de l'espace de phase, $E_e^{(0)}$ l'énergie du positron et $p_e^{(0)}$ sa quantité de mouvement.

En convoluant cette fonction avec le spectre neutrino produit par le réacteur on peut calculer les spectres neutrinos mesurés. Le spectre résultant est maximum autour de 3.5 MeV et décroît pour devenir presque négligeable autour de 10 MeV, comme montré sur la figure 2.1.

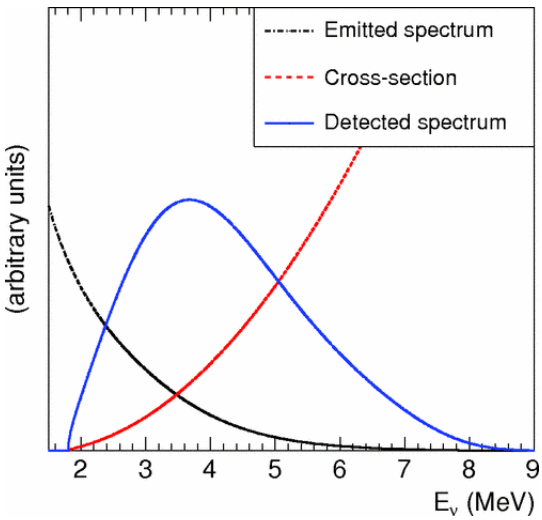


FIGURE 2.1 – Spectre en énergie neutrino détecté dans une expérience réacteur exprimé en unité arbitraire (ligne bleu) et calculé comme la convolution de la section efficace IBD (pointillés rouges) et du spectre neutrino émis (pointillés noirs) [40].

2.2 STEREO à l'ILL

L'Institut Laue-Langevin est un centre de recherche européen qui fournit des faisceaux de neutrons intenses produits par un réacteur nucléaire. Environ 1400 scientifiques y réalisent quelques 640 expériences chaque année. Les 40 instruments disponibles sont utilisés pour des domaines de recherche très variés tels que la biologie, la chimie ou encore la physique des particules.

2.2.1 Caractéristiques du réacteur de l'ILL

Pour une puissance nominale de 58 MW_{th}, le réacteur de l'ILL fournit un flux de neutrons de 1.5×10^{15} n cm^{-2} s^{-1}, ce qui en fait l'une des sources les plus intenses au monde. Le réacteur est en fonctionnement durant 3 à 4 cycles de 50 jours par an.

L'ILL est un réacteur de recherche et contrairement aux réacteurs commerciaux, son coeur est très compact. Il s'agit d'un cylindre de 80 cm de haut pour un diamètre externe de 40 cm et un diamètre interne de 26 cm. Une barre de pilotage nickel est placée à l'intérieur afin de contrôler le taux de fissions par absorption d'une partie des neutrons produits. Ce cylindre est baigné dans une cuve d'eau lourde (D_2O) qui permet de dissiper, par un circuit de refroidissement, la puissance thermique dégagée et de modérer les neutrons. Le tout est entouré d'une piscine d'eau légère (H_2O) pour finir d'atténuer la puissance thermique et le flux de neutrons restant. Les neutrons sont collectés par des guides qui les acheminent vers les instruments. La compacité de la source induit une faible incertitude, environ 24 cm, sur la distance de propagation des neutrinos. De plus, il est possible de placer un détecteur à environ 10 m du coeur du réacteur à l'ILL. Ces caractéristiques correspondent à celles décrites dans la partie 1.4.1 et sont par conséquent idéales pour la recherche d'un nouveau neutrino stérile expliquant la RAA.

Dans un réacteur nucléaire, plusieurs isotopes sont impliqués dans la réaction en chaîne. On a principalement l'^{235}U et l'^{238}U qui peut lui même produire par capture neutronique du ^{239}Pu qui lui va produire du ^{241}Pu. La proportion de chaque isotope évolue au cours d'un cycle, ce qui modifie le spectre en énergie des neutrinos émis par ses produits de fission et augmente donc les incertitudes sur le spectre mesuré. C'est ce que l'on appelle l'effet de *burn-up*. L'avantage du réacteur de l'ILL est qu'il est enrichi en ^{235}U à 93%. L'évolution de la composition du coeur est ainsi bien plus faible que pour un réacteur normal. Une étude sur la simulation du réacteur a montré que les variations du taux de neutrinos causées par la production de ^{239}Pu sont inférieures à 0.3% au cours d'un cycle [86].

Le flux de neutrinos émis par le réacteur au delà du seuil de l'IBD peut être calculé grâce à la formule suivante :

$$\phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{P_{\text{th}}}{E_{^{235}\text{U}}} \int_{E_{\text{seuil}}}^{\infty} S_{^{235}\text{U}}(E_{\bar{\nu}_e}) \mathrm{d}E_{\bar{\nu}_e} \tag{2.7}$$

où P_{th} représente la puissance du réacteur, $E_{^{235}\text{U}}$, l'énergie moyenne libérée par fission, $S_{^{235}\text{U}}$, le spectre antineutrino de l'^{235}U et $\mathrm{E}_{\bar{\nu}_e}$ l'énergie des antineutrinos émis.

L'intégrale du spectre en énergie nous donne le nombre de neutrinos moyen émis par fission. Pour le cas de STEREO ([86]) on a un nombre de neutrinos par fission environ égale à 1.8, $E_{^{235}\mathrm{U}} = 203.4 \pm 0.26$ MeV et une puissance proche de 50 MW, ce qui permet de calculer un flux de neutrinos environ égal à 10^{23} $\bar{\nu_e}$ j^{-1}. Ce chiffre peut paraître très important, mais si l'on prend en compte les considérations de section efficaces de l'IBD et d'angle solide, le nombre de neutrinos détectés attendu pour STEREO n'est plus que d'environ 400 $\bar{\nu_e}$ par jour.

2.2.2 Localisation du détecteur STEREO

Le détecteur STEREO a été placé dans la casemate H7 du niveau C de l'ILL (voir figure 2.3). Cet emplacement présente l'avantage d'être au dessous d'un canal d'eau d'une profondeur de 7 m servant à évacuer le combustible usé. Le détecteur bénéficie donc d'un blindage de 15 mètres équivalent eau qui atténue le flux de muons cosmiques. Cette réduction du flux est visible sur la figure 2.2, qui présente des mesures réalisées à l'emplacement de STEREO. Elles montrent aussi une déformation angulaire qui signifie que toutes les parties du détecteur ne seront pas exposées de la même façon. Pour maximiser le recouvrement du détecteur par le canal, il a été tourné d'un angle de 17.9° par rapport à l'axe de propagation des neutrinos, comme on le voit sur la figure 2.3 ([89]).

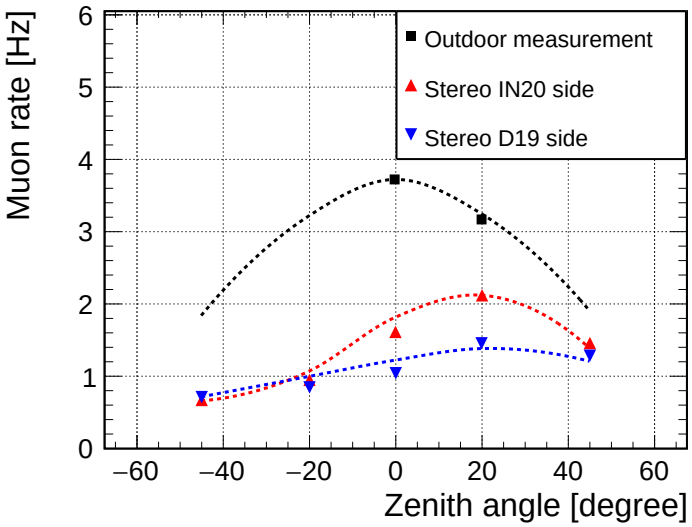


FIGURE 2.2 – Flux de muons mesurés selon l'angle azimutal à l'extérieur de l'ILL et à différentes positions sur l'emplacement du détecteur STEREO. Les points correspondent aux mesures et les pointillés aux simulations. [89]

Le voisinage direct des tubes de faisceaux H7 et H13, des expériences D19 et IN20 et du coeur, voir figure 2.3, est aussi une source de bruits de fond non négligeable pour l'expérience. Ils peuvent être de type gamma ou neutron et sont particulièrement variables dans le cas des expériences D19 et IN20 selon leurs modes de fonctionnement. Enfin, ces expériences utilisent aussi des champs magnétiques qui peuvent affecter les photomultiplicateurs de l'expérience STEREO. De nombreux

blindages ont été mis en place pour réduire au maximum les différents bruits de fond évoqués.

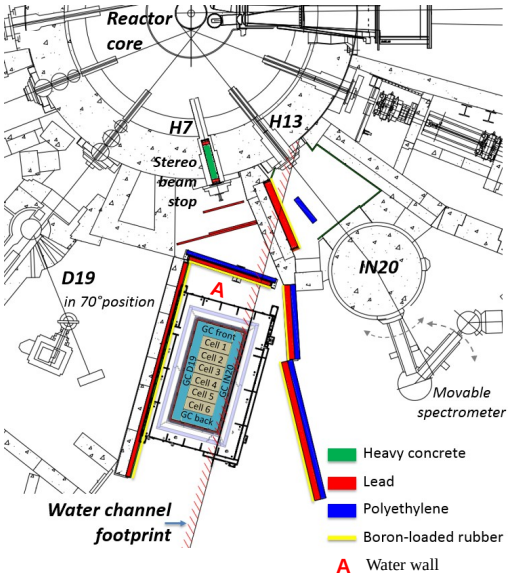


FIGURE 2.3 – Schéma de la casemate PN3 et de son implantation dans le hall expérimental du réacteur de l'ILL. La droite hachuré en rouge représente le bord du canal d'eau et les blindages sont marqués par différentes couleurs. Pour les **Phase-II** et **Phase-III** H7 et le *STEREO beam stop* ont été démontés et remplacé par de l'eau lourde (D_2O). Le mur d'eau a aussi été ajouté devant le détecteur avant la dernière période de prise de données (adapté de [83]).

2.2.3 Bruits de fond et blindage

La diminution du bruit de fond environnant est une condition nécessaire à l'obtention d'un résultat assez précis pour affirmer ou infirmer l'hypothèse d'un nouveau neutrino. C'est pour cela que différentes études menées par la collaboration ont abouti à la construction de plusieurs blindages.

Le tube de faisceaux H13, présent autour de STEREO, sert à approvisionner les instruments en neutrons provenant du réacteur. H7 quant à lui produit des gammas par réaction (n,γ). Cependant, les neutrons n'étant plus utilisés pour l'instrument PN3, le tube H7 a été bouché à l'aide de béton et de plomb pour la **Phase-I** de STEREO et, n'étant plus utilisé, il a été enlevé pour les **Phase-II** et **Phase-III** de l'expérience (voir 2.4.6 pour les phases de STEREO). La ligne H13, en revanche, est toujours en service pour l'expérience IN20. D19 étant aussi une source de bruit de fond, des murs de plomb et de polyéthylène ont été construits autour de la casemate PN3. Ces murs sont représentés sur la figure 2.3. Le champ magnétique

généré par IN20 peut atteindre une intensité de 15T, ce qui cause un champ de fuite de quelques centaines de μT au niveau de STEREO. Il a un fort impact sur les photomultiplicateurs et c'est pour cela qu'un blindage magnétique a été disposé autour du détecteur ([89, 90]).

Toutefois, ces blindages ne sont pas suffisants pour atteindre un taux de bruit de fond satisfaisant. Le détecteur est entouré de diverses couches de matériaux servant à réduire des bruits spécifiques. Ainsi une couche de polyéthylène boré, entourant le détecteur, permet la thermalisation et puis la capture des neutrons pénétrant le blindage. Une autre couche de plomb est disposée autour du polyéthylène pour stopper les gammas et un revêtement de fer doux permet l'atténuation du champ magnétique externe. Du μ-metal est aussi présent directement autour du détecteur et autour de chaque photomultiplicateur pour diminuer encore ce champ. Enfin, une couche de B_4C englobe tout le dispositif pour éviter les captures de neutrons thermiques par le fer.

En plus des blindages passifs, un véto à muon a été installé et couvre l'ensemble du détecteur. Il sert à détecter les muons cosmiques ayant traversé le canal d'eau. Il est composé d'une cuve en acier inoxydable dont les parois sont réfléchissantes (Tyvek) et qui est remplie d'une hauteur de 25 cm d'eau. Les muons produisent, en traversant la cuve, des photons Cherenkov dont la longueur d'onde sera décalée pour être détectés par les 20 photomultiplicateurs placés au dessus. L'ensemble des blindages autour du détecteur est illustré par la figure 2.4.

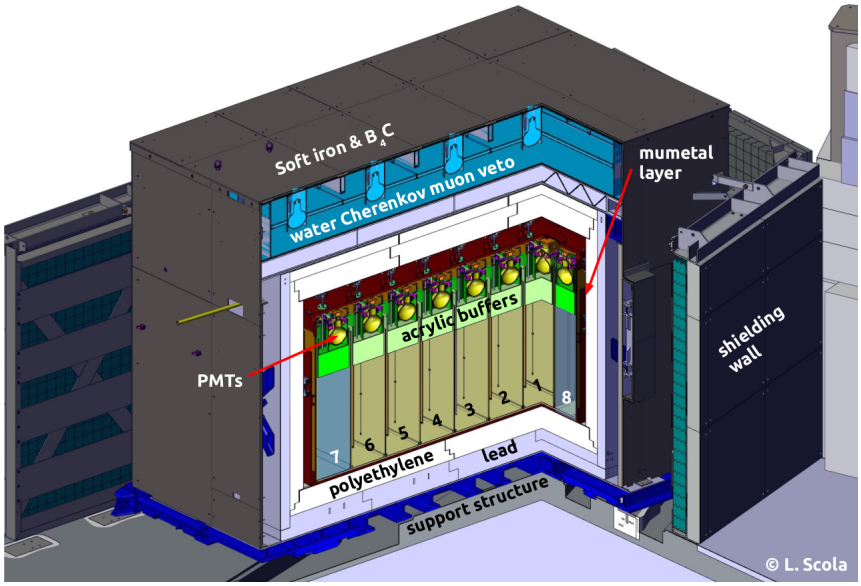


FIGURE 2.4 – Coupe du détecteur STEREO et de ses blindages [83].

2.3 Le détecteur STEREO

Après avoir démontré que le hall expérimental du réacteur de l'ILL était un endroit idéal pour installer le détecteur STEREO, nous allons voir ses caractéristiques techniques. Les systèmes permettant l'acquisition des données et l'étalonnage du détecteur seront aussi évoqués.

2.3.1 Design

Le détecteur STEREO est placé à l'intérieur des blindages décrits dans la partie précédente. Il est visible sur la figure 2.5 qui montre les deux volumes distincts qui le composent. Tout d'abord, le volume cible ou *Target* (TG), qui est lui même segmenté en 6 cellules de détection. Ces dernières sont séparées par des parois en acrylique à l'intérieur desquelles sont disposés des films réfléchissants (VM2000). La réflexion des films est meilleure au contact de l'air qu'en présence de liquide, c'est pour cela qu'une couche d'air sépare le film des parois. Les 6 cellules ont une taille identique de 37 cm × 92 cm × 90 cm et sont remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium.

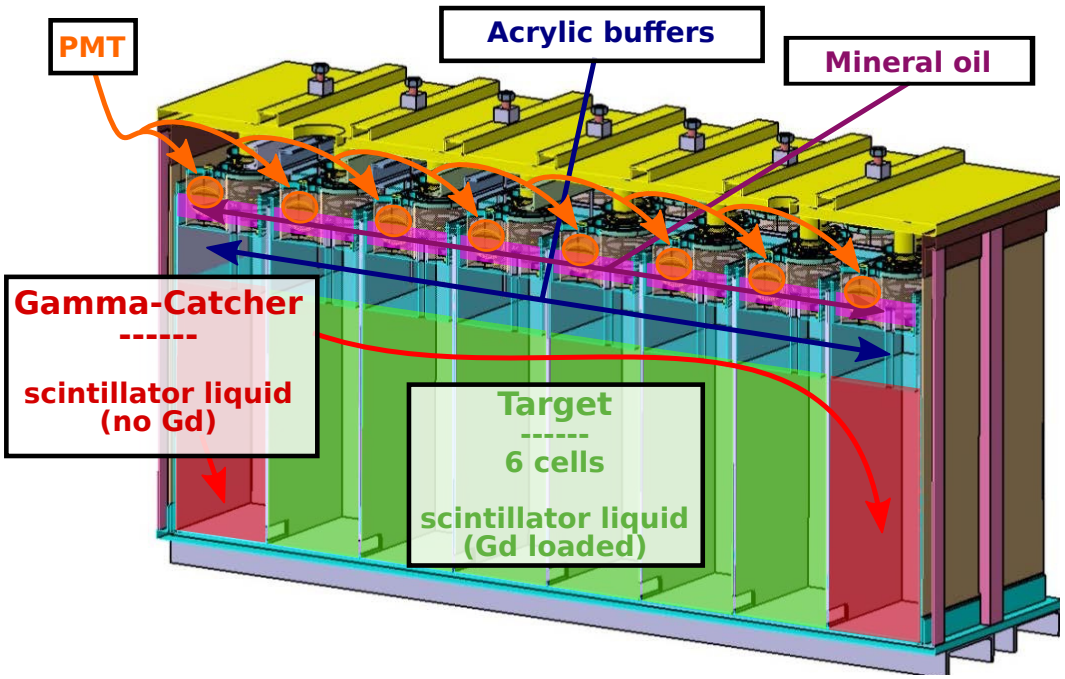


FIGURE 2.5 – Schéma en coupe du détecteur STEREO [91].

La cible est placée à l'intérieur d'un second volume rempli de liquide scintillant non dopé. Il sert à détecter les gammas qui s'échapperaient du volume cible, d'où son nom : *gamma-catcher* (GC). Il joue aussi le rôle de blindage actif et passif contre des bruits de fond externes. Cette couronne autour de la cible est divisée en quatre sous-volumes. Les deux premiers ont les mêmes dimensions que les cellules cibles et sont situés dans le prolongement de ces dernières, de chaque côté. Ils permettent de minimiser les effets de bords des deux cellules extrémales. On les appelle les *short gamma-catcher* ou *gamma catchers* avant et arrière. Les deux autres couvrent les côtés de la cible, ils sont donc plus longs, 297 cm, pour 27 cm de large. Ce sont les *long gamma-catcher* aussi dénommés GCD19 et GCIN20 du nom des expériences situés de part et d'autre de STEREO.

Afin de recueillir la lumière de scintillation, 48 photomultiplicateurs (PMT) sont répartis au dessus du volume cible et du *gamma-catcher*. Chaque cellule cible et *short gamma catcher* en possède 4 et les *long gamma catcher*, 8. Les PMT sont

séparés du liquide scintillant par des zones tampons, ou *buffers*, en acrylique de 20 cm d'épaisseur. Ils permettent de réduire les effets d'angle solide pouvant jouer sur la détection selon l'emplacement de l'évènement. Les PMT sont enfin plongés dans de l'huile minérale pour assurer la continuité optique entre l'acrylique et la photocathode.

2.3.2 Scintillateur liquide

Le scintillateur liquide de l'expérience STEREO a été développé par le MPIK de Heidelberg [92]. Sa conception vise à respecter les caractéristiques importantes pour une expérience de détection de neutrinos de réacteur qui sont principalement : la transparence, le nombre de noyaux d'hydrogène, le faible temps de capture du neutron, le haut rendement lumineux ou la discrimination par forme d'impulsion (PSD). Le tableau 2.1 récapitule les différents composants du liquide et leurs proportions. On peut aussi rajouter que le liquide doit être compatible avec les matériaux du détecteur et respecter les normes de sécurité imposées par la proximité d'un réacteur nucléaire. Pour cela, le composant majeur du liquide est l'akyle-benzène linéaire (LAB), qui présente l'avantage d'une bonne transparence au dessus d'une longueur d'onde de 400 nm et un point d'ignition élevé ($\sim$ 140 °C). Le LAB a toutefois un faible rendement lumineux, c'est pourquoi du ortho-phenyl-xylyl-ethane (PXE) a été ajouté au mélange à hauteur de 20%. Le dopage au Gd se fait par la dissolution de molécules de $Gd(thd)_3$ dans le liquide. La proportion de Gd pure, 0.2%, a été étudié pour permettre une réduction du temps de coïncidence entre l'évènement prompt et l'évènement retardé du signal neutrino, ce qui permet de mieux discriminer le bruit de fond accidentel (voir partie 2.1.1). Enfin, deux autres composants, le diphenyloxazole (PPO) et le bis-methylstyrylbenzene (bis-MSB), ont été ajoutés en quantité moindre afin de décaler la longueur d'onde des photons de scintillation vers le bleu, où le rendement des photomultiplicateurs est meilleur. La figure 2.6 montre l'intensité de la scintillation et la longueur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde.

Composant	Fraction de masse (en %)
LAB	73%
PXE	19.5%
DIN	4.9%
THF	0.9%
$Gd(thd)_3$	0.9%
PPO	0.8%
bis-MSB	0.002%

TABLE 2.1 – Composition du liquide scintillant du volume cible de STEREO. [91]

Une propriété très importante du liquide est la discrimination par forme d'impulsion, ou PSD, qui est utilisée dans l'expérience STEREO pour discriminer le bruit de fond corrélé. L'un des bruits de fond principaux est l'interaction de neutrons rapides dans le détecteur qui peuvent créer deux évènements corrélés dans le temps. L'évènement prompt est causé par le recul de protons et le retardé par la capture du neutron par un atome de Gd. Cette interaction peut cependant être distinguée

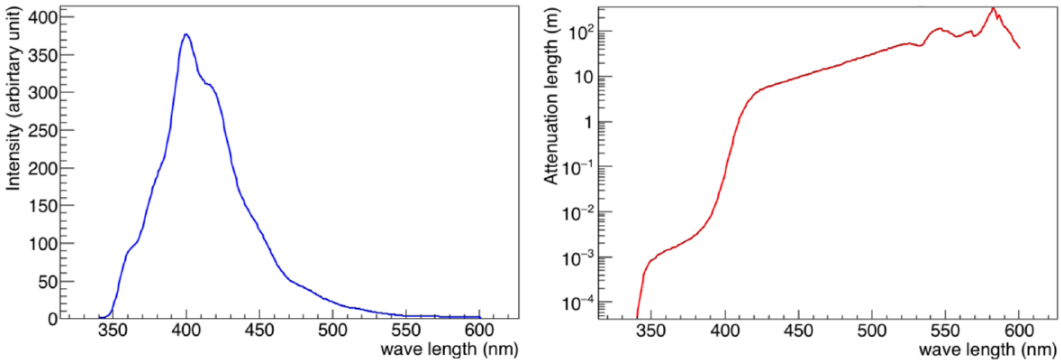


FIGURE 2.6 – Intensité de la scintillation, à gauche et longueur d'atténuation, à droite, en fonction de la longueur d'onde.([91])

des évènements IBD car le recul de proton excite des états de la molécule de solvant ayant un plus grand temps de désexcitation que ceux excités par le positron de l'IBD. Il est ainsi possible d'utiliser la PSD pour séparer les évènements dus à des neutrons rapides des évènements IBD. Pour améliorer la PSD, du di-isopropyl-maphtalene (DIN) est ajouté au liquide. La variable définie pour mesurer cette PSD correspond à :

$$\mathrm{PSD} = \frac{Q_{\mathrm{tail}}^{\mathrm{Cell}}}{Q_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{Cell}}} \tag{2.8}$$

$Q_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{Cell}}$ est la charge totale recueillie par les PMT d'une cellule et $Q_{\mathrm{tail}}^{\mathrm{Cell}}$ est la charge mesurée en queue du signal. Un exemple de signaux types de reculs électroniques et reculs de protons est montré sur la figure 2.7.

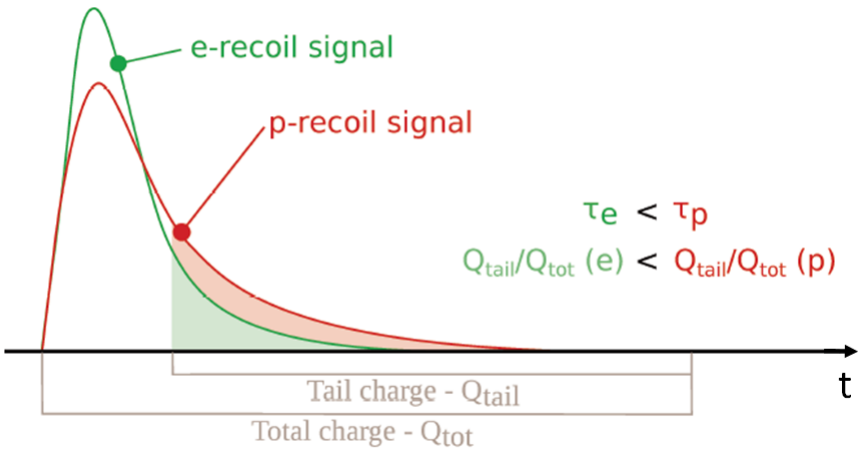


FIGURE 2.7 – Exemple de signaux typiques pour un recul d'électron et un recul de proton. Les charges totales Q_{tot} et retardée Q_{tail} sont représentées sur ce schéma.

L'efficacité de la séparation entre recul de protons et recul d'électrons a été évaluée en utilisant une source d'AmBe. Cette source produit à la fois des neutrons et des gammas ce qui permet de peupler les deux populations de PSD. La définition de $Q_{\text{tail}}^{\text{Cell}}$ a été optimisée pour maximiser le facteur de mérite (FOM), défini par l'écart entre les valeurs moyennes des deux populations de PSD divisé par la somme de leurs largeurs à mi-hauteur. La valeur de FOM atteinte est de 0.865 ± 0.055. Cependant, cette valeur est plus faible pour une cellule du détecteur STEREO à cause du plus grand volume et de l'élargissement des impulsions. La valeur dans le détecteur STEREO est de 0.7 [92]. Un exemple de distribution PSD pour une source d'AmBe est représenté par la figure 2.8.

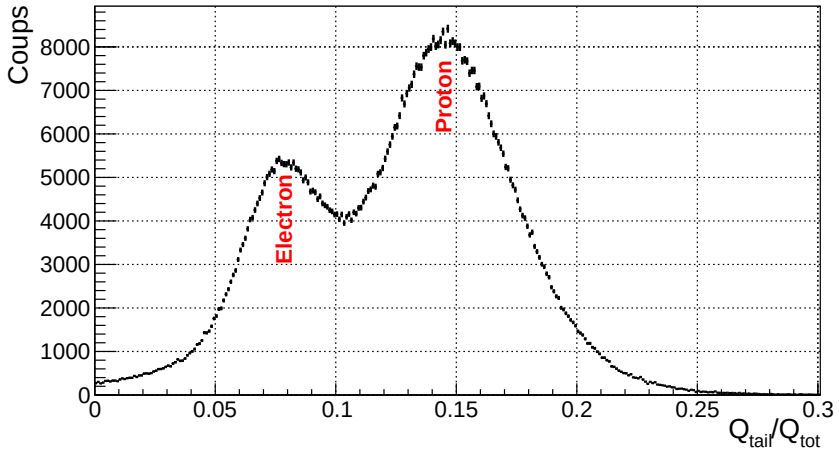


FIGURE 2.8 – Exemple de distribution PSD pour une source AmBe dans la cellule 5 pour des évènements d'une énergie reconstruite comprise entre 1.6 et 4.1 MeV. Les populations de reculs de protons et d'électrons sont clairement visibles.

Effet de *Quenching* :

La mesure de l'énergie des particules grâce à un liquide scintillant est basée sur la quantité de lumière produite en fonction de l'énergie déposée par la particule incidente. Pour des particules de haute énergie, ces deux grandeurs sont directement proportionnelles, plus l'énergie déposée est importante, plus la quantité de lumière détectée augmente. Toutefois, quand la perte d'énergie locale est trop importante, des molécules endommagées peuvent dissiper l'énergie au lieu de la convertir en scintillation. C'est ce que l'on appelle l'effet de *quenching*. Cet effet a été décrit par BIRKS [93] et peut être pris en compte grâce à la formule suivante :

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x} = A\frac{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}}{1 + k_{\mathrm{B}}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}} \tag{2.9}$$

$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x}$ est ici la lumière émise par unité de longueur x. Elle dépend du pouvoir d'arrêt $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ et du paramètre k_{B} qui tient compte de la proportion de particules endommagées par rapport aux particules non endommagées. Pour les faibles valeurs de $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ on obtient $\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x} \simeq \mathrm{A}\ \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$, la quantité de lumière est proportionnelle à l'énergie déposée.

Mais pour les grandes valeurs de $\frac{dE}{dx}$ l'équation 2.9 nous donne, $\frac{dS}{dx} \simeq \frac{A}{k_B}$, qui montre la saturation de la lumière émise. La perte de lumière par *quenching* croît avec le pouvoir ionisant $\frac{dE}{dx}$ d'une particule. Cette quantité augmente lorsque l'énergie cinétique diminue ce qui implique que les particules de basses énergies cinétiques seront plus affectées par cet effet.

2.3.3 Systèmes d'étalonnages

L'étalonnage du détecteur est indispensable pour remonter de la charge électrique fournie par les PMT à l'énergie de la particule interagissant dans le détecteur. Plusieurs étapes, décrites plus en détails dans la partie 2.4.2, doivent être entreprises pour déduire l'énergie déposée. La première est d'étalonner le gain des PMT grâce à un système de LED connectées à différentes positions à l'intérieur du détecteur. Ce système permet d'exprimer la charge détectée par chaque PMT en nombre de photo-électrons (npe).

La calibration en énergie est réalisée grâce à un ensemble de sources radioactives présentées dans le tableau 2.2. Elles émettent principalement des rayonnements γ d'une énergie inférieure à 2 MeV, là où l'effet de *quenching* est le plus important. La source d'AmBe est aussi employée pour étudier l'efficacité de détection des neutrons et la PSD. Ces sources sont déployées à l'intérieur du détecteur grâce à des tubes présents dans toutes les cellules cibles sauf la cellule 3 qui est occupée par un tube servant au remplissage du détecteur. Comme on peut le voir sur le schéma de la figure 2.9, les tubes ne sont pas positionnés au centre de la cellule, ce qui a un impact sur les analyses, et notamment sur celles qui sera présentée dans le chapitre 3. La position des sources peut être variée à l'intérieur des tubes, selon l'axe z.

source	énergie des principaux gammas [MeV]	Activité	date
^{68}Ge	2×0.511	90 kBq	01/10/2016
^{137}Cs	0.662	37 kBq	11/10/16
^{54}Mn	0.835	90 kBq	01/10/2016
^{65}Zn	1.116	2.8 kBq	15/12/16
^{60}Co	1.17 et 1.33	50 kBq	05/10/16
^{42}K	1.520		
^{24}Na	1.368 et 2.754	5.9 kBq	22/02/17 18 :00
AmBe	4.438 et n	250 MBq (^{241}Am) $\sim$ 10-20 kBq	19/10/16

TABLE 2.2 – Sources utilisées pour l'étalonnage en énergie du détecteur STEREO.

2.3.4 Acquisition des données

Le système électronique a été développé au LPSC, spécialement pour l'expérience STEREO [94]. Les signaux des 68 PMT sont recueillis par 10 cartes Front End qui les amplifient et les digitalisent avec un taux d'échantillonnage de 250 MHz. L'acquisition est enclenchée si un premier seuil de déclenchement, appliqué sur la somme des charges de 4 PMT (4 PMT par cellule), est atteint (T1). Plusieurs

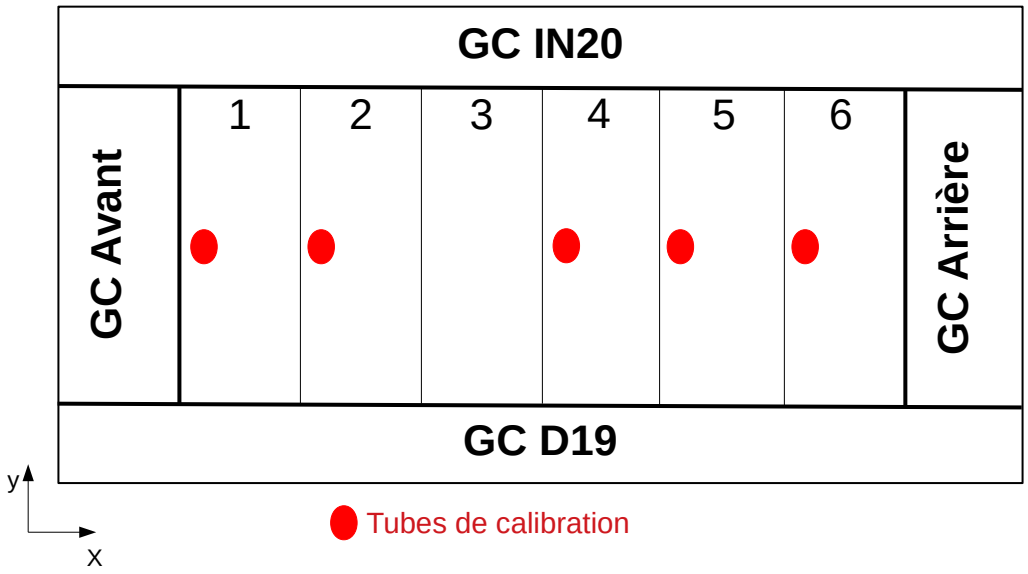


FIGURE 2.9 – Schéma du détecteur STEREO vu du dessus. Les tubes d'étalonnage sont représentés en rouge.

variables peuvent alors être calculées : t_{CFD}, Q_{tot} et Q_{tail}. t_{CFD} représente le début de l'impulsion et est déterminé par discrimination à fraction constante. La charge totale (Q_{tot}) est obtenue en intégrant le signal à partir de t_{CFD}. Le calcul de la charge en queue de signal (Q_{tail}) se fait en décalant la fenêtre d'intégration pour ne prendre en compte que la queue de l'impulsion. Ce sont ces valeurs de Q_{tail} et Q_{tot} qui permettent d'utiliser la discrimination par forme d'impulsion discutée dans la partie 2.3.2. Le schéma de la figure 2.10 représente le traitement d'un impulsion.

Un second niveau de déclenchement (T2) est ensuite appliqué sur la somme des charges de tout les PMT de la cible, du GC ou du véto. Il a été mis en place pour supprimer les déclenchements par des gammas dans le véto, mais autorise tous les évènement ayant passé T1 pour la cible et le GC. Une fois cette condition satisfaite, les variables sont enregistrées. On peut noter que seules les observables les plus importantes sont stockées. Il est aussi possible d'enregistrer la totalité de l'impulsion mais le flux de données très important crée un temps mort de 20% qui rend difficile la recherche d'évènements neutrino et diminue la statistique.

2.4 Analyse des données STEREO

La prise de données par le détecteur STEREO a débuté en novembre 2016 et s'est terminée en novembre 2020. Cette période de 4 ans peut être séparée en plusieurs phases distinctes qui seront explicitées dans la partie 2.4.6. L'expérience est séparée

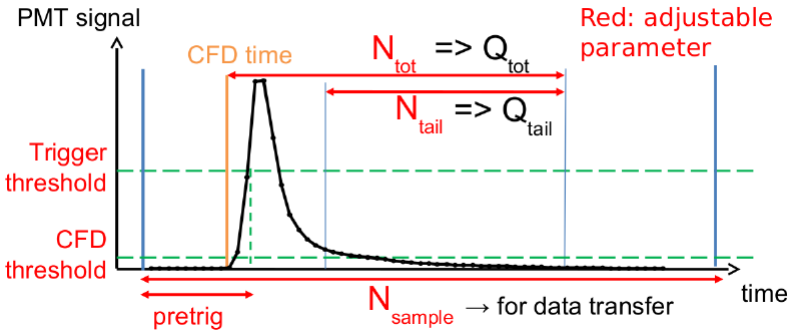


FIGURE 2.10 – Traitement du signal des PMT pour extraire les observables. Les paramètres ajustables sont représentés en rouge [94].

en trois phases de prises de données. Des dégâts ayant été observés dans le détecteur lors de la première phase, cette dernière devra être traitée différemment des deux autres, qui ont eu lieu après réparation. Plusieurs techniques ont été mises au point pour optimiser les résultats obtenus grâce aux premières données de STEREO. Nous allons voir ici les différents aspects de l'analyse allant de la simulation du détecteur à l'extraction des taux de neutrinos.

2.4.1 Simulation

Le code de simulation du détecteur STEREO utilise la version 10.2 de GEANT4 [95, 96] et bénéficie directement de l'expérience acquise lors des dernières décennies sur la simulation d'un détecteur de neutrinos utilisant un scintillateur liquide. Le code de la simulation Monte Carlo de STEREO est en effet basé sur les librairies $GLG4_{SIM}$ [97] qui ont été développées pour l'expérience KamLAND et adaptées ensuite à l'expérience Double Chooz. L'avantage de ces librairies est que les phénomènes tels que la PSD, la propagation optique, la cascade gadolinium ou l'effet de *quenching* y sont déjà traités. Il faut toutefois l'adapter aux spécificités du détecteur STEREO. La géométrie exacte du détecteur, comprenant les blindages, le véto muons et les PMT, est donc reproduite dans GEANT4. L'interaction des particules dans le détecteur est entièrement simulée, de leur création à la collection de lumière par les PMT. Un modèle a été implémenté pour tenir compte de la quantité de liquide infiltré dans les parois comme décrit dans la partie 2.4.6. La réponse du détecteur a été ajustée en variant les paramètres de ce modèle mais aussi le rendement lumineux, la longueur d'atténuation ou encore l'efficacité quantique des PMT pour correspondre aux données d'étalonnage. La dernière étape consiste à reproduire le signal des PMT pour traiter de la même manière les données générées grâce à la simulation et les vraies données. Un exemple d'accord entre données et Monte Carlo (MC) est montré sur la figure 2.11.

La cascade gamma issue de la désexcitation du Gd a fait l'objet d'études plus spécifiques et l'utilisation du code FIFRELIN [98] a permis d'améliorer sa reproduction en simulation. Enfin, chaque phase d'acquisition de STEREO comportant des spécificités, un réajustement des paramètres de la simulation a du être opéré. Trois versions de simulations différentes, une pour chaque phase de prise de données, ont

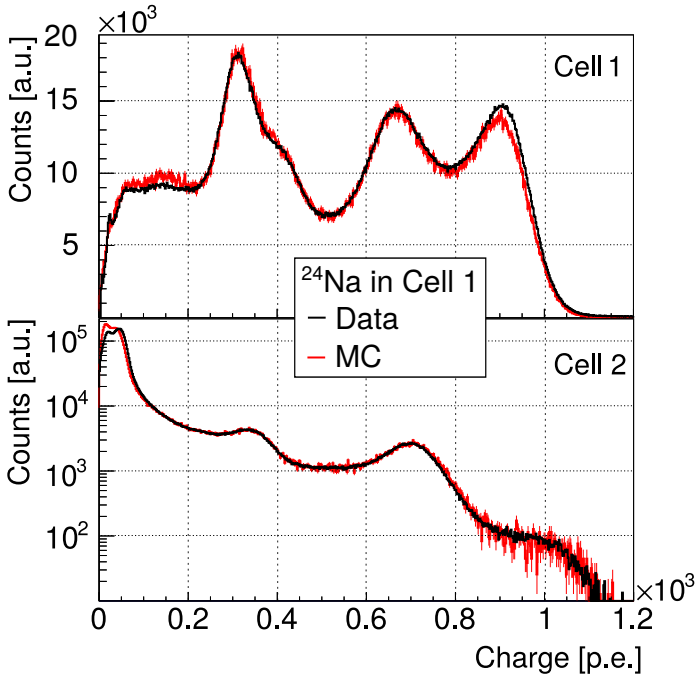


FIGURE 2.11 – Comparaison de la charge obtenue en simulation (MC) et en données, dans la cellule 1 (en haut) et dans la cellule 2 (en bas), pour une source de ^{24}Na placée au centre de la cellule 1 [83].

par conséquent été élaborées pour décrire au mieux les données.

Ajustement de l'effet de *quenching* :

Afin d'optimiser la simulation, le paramètre k_B simulé, décrivant l'effet de *quenching* (voir partie 2.3.2), doit être ajusté en fonction des données. Dans le cas de STEREO, un événement neutrino est marqué par la détection en coïncidence des produits de la réaction IBD d'un antineutrino avec un proton du liquide. Le premier évènement, un positron, dépose son énergie par ionisation avant de s'annihiler avec un électron pour produire 2 gammas de 511 keV. Le second, un neutron, est capturé par un atome de Gd, qui en se désexcitant, émet les gammas qui seront détectés. Les non-linéarités du spectre d'énergie neutrino ne dépendent que du positron dont le pouvoir ionisant est proche de celui d'un électron. Cependant, compte tenu de la courte distance de parcours des électrons dans la matière, le seul moyen d'en utiliser pour étudier l'effet de *quenching* aurait été de dissoudre une source directement dans le liquide ce qui aurait pu altérer ces propriétés.

Des sources de rayons gammas ont été utilisées afin d'étalonner cet effet de *quenching*. Elles ont été déployées à l'intérieur du détecteur en utilisant les tubes d'étalonnage décrits dans la section 2.3.3. Les gammas étudiés couvrent un domaine en énergie allant de 662 keV à 4.4 MeV comme on peut le voir dans le tableau 2.2. Certaines de ces sources ont été produites à l'ILL et d'autres achetées. Les gammas émis par les sources interagissent principalement par effet Compton dans le détecteur, ce qui produit des électrons. L'énergie de ces derniers croît avec l'énergie du gamma ce qui implique que le *quenching* sera différent pour chacune des sources. C'est pourquoi il est possible de déterminer la valeur de l'effet de *quenching* à partir

des sources gammas présentées. L'important étant ici d'ajuster la simulation pour reproduire au mieux les données, on peut tracer la courbe de *quenching* en fonction de l'énergie nominale des gammas émis par la source. L'ajustement de la simulation sur les données est réalisé en faisant varier le paramètre k_B dans la simulation.

Pour la méthode d'évaluation de l'effet de *quenching*, les sources sont positionnées dans la cellule 6 et les gammas émis sont isolés pour l'analyse. Le coefficient d'étalonnage de chaque source est obtenu en faisant le rapport de la charge détectée sur l'énergie déposée, déterminée grâce à la simulation. La figure 2.12 représente l'évolution de ces coefficients en fonction de l'énergie de la source. Pour arriver à l'accord que l'on voit ici, la valeur du k_B a été variée jusqu'à obtenir un coefficient optimal de $k_B = (0.096 \pm 0.007)$ mm/MeV. Le désaccord entre données et simulation est inférieur à 1%, ce qui est une précision suffisante pour l'expérience. On remarque, comme attendu, que les gammas de faible énergie sont plus affectés par l'effet de *quenching*.

Cette mesure a été réalisée lors de la première phase de prise de données (voir partie 2.4.6). Le suivi dans le temps et la présentation d'une autre méthode que celle mise en œuvre ici seront le sujet du chapitre 3 de cette thèse.

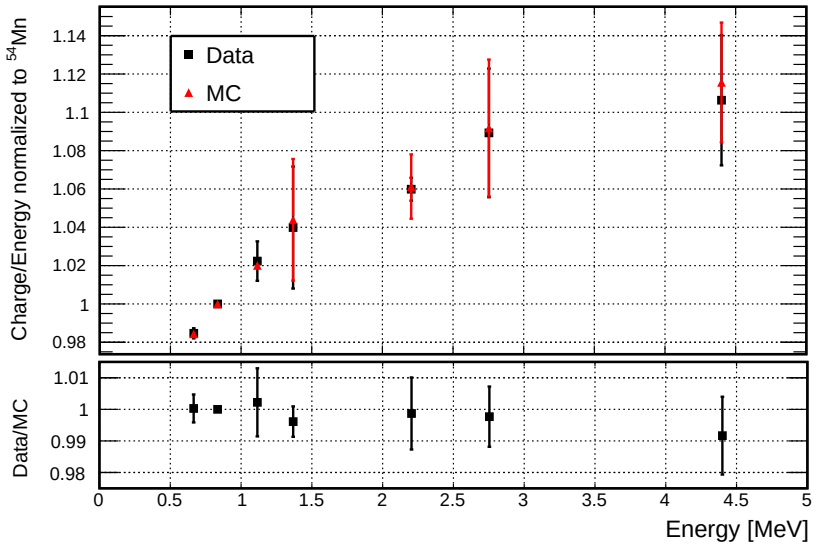


FIGURE 2.12 – Mesure de l'effet de *quenching* du liquide du volume cible pour une valeur de $k_B = 0.096 \pm 0.007$. [89]

Efficacité neutron :

La sélection de l'évènement retardé est responsable du plus fort taux de réjection de signal, c'est pour cela que l'efficacité de détection du neutron a fait l'objet d'études plus détaillées [99]. Elle peut être différente dans la simulation et dans les données et c'est pour cela qu'il est important de quantifier cet écart pour pouvoir le corriger avant d'analyser les données et de les comparer aux simulations. La source d'AmBe est utilisée pour ces analyses car elle émet, dans une majorité des cas, un neutron en coïncidence avec un gamma de 4.4 MeV, ce qui peut imiter un signal IBD. Elle est positionnée dans chaque tube d'étalonnage à 5 positions différentes selon l'axe z afin de couvrir l'entièreté du volume cible. L'efficacité est calculée pour les données

d'étalonnage et pour la simulation et la différence est évaluée par un coefficient de correction c_{tot} tel que :

$$\begin{aligned} c_{\text{tot}} &= c_{\text{Gd}} \times c_{\text{IBD}} \\ c_{\text{x}} &= \frac{\epsilon_x^{\text{données}}}{\epsilon_x^{\text{simulation}}} \end{aligned} \tag{2.10}$$

où l'indice $x \in$ [IBD ; Gd] représente les deux termes spécifiques qui sont l'efficacité liée aux coupures de sélection sur l'évènement retardé (voir partie 2.4.3), c_{IBD}, et l'efficacité de la capture neutron par le gadolinium, c_{Gd}. Un terme correctif est trouvé pour chaque cellule et peut être directement appliqué sur les spectres neutrinos avant comparaison de la simulation et des données. Les valeurs de ces corrections sont répertoriées dans le tableau 2.3.

Cellule	c_{tot}	$\delta_{uncorr}(c_{tot})$	$\delta_{corr}(c_{tot})$
1	0.9635		0.0041
2	0.9828		0.0015
3	0.9831	0.0084	0.0013
4	0.9831		0.0013
5	0.9829		0.0015
6	0.9643		0.0040

TABLE 2.3 – Tableau récapitulant les coefficients de correction de l'efficacité neutron c_{tot} pour la deuxième phase de prise de données de l'expérience ainsi que leurs incertitudes, corrélées ou non corrélées entre les cellules. (adapté de [83])

La bonne simulation du détecteur est d'autant plus importante que les résultats finaux de l'expérience reposent directement sur une comparaison de nos données avec un modèle issu de la simulation, comme nous allons le voir dans les chapitres 5 et 6.

2.4.2 Réponse du détecteur

La caractérisation de la réponse du détecteur est primordiale pour l'expérience STEREO. Elle a pour but final de remonter des signaux des photomultiplicateurs à l'énergie de la particule interagissant dans le détecteur. Cela nécessite plusieurs étapes et les techniques développées ont aussi pour but de minimiser l'erreur finale sur la détermination de l'énergie des neutrinos afin d'améliorer les résultats de l'expérience.

Etalonnage et non linéarité des photomultiplicateurs :

La première étape est d'étalonner les photomultiplicateurs (PMT) afin d'exprimer la charge en nombre de photo-électrons (PE) convertis. Le système LED décrit précédemment est réglé à une intensité assez basse pour que les chances d'obtenir plus d'un PE soit faible. Le signal est amplifié par un facteur 20 pour permettre la séparation de PE par l'ADC. Un modèle tenant en compte la réponse du PMT ajuste ensuite la charge en ADC afin de déterminer la charge en PE. Une mesure de 30 secondes a lieu toutes les 2 heures.

La linéarité de l'électronique peut ensuite être mesurée grâce au même système de LED. 4 d'entre elles sont allumées périodiquement, à des fréquences différentes, afin d'obtenir toutes les combinaisons possibles. La somme de la charge du PMT pour chaque LED allumée individuellement est comparée à la charge lorsque plusieurs sont allumées en même temps. Grâce à cette méthode il a été montré que la non-linéarité dans le détecteur est inférieur à 1 % [91].

Fuites de lumière :

Les résultats de l'expérience STEREO dépendent directement de la précision de la mesure de l'énergie des neutrinos détectés. L'évaluation de la lumière transmise d'une cellule à l'autre est par conséquent essentielle. Pour un évènement déposant toute son énergie dans une seule cellule, les fuites de lumière, L_{ij}, peuvent être définies comme le rapport de la charge détectée dans une cellule j, Q_j, sur la charge de la cellule où la particule incidente interagit, Q_i. Ce rapport est déterminé en utilisant les interactions de muons cosmogéniques ($\sim$ 10 à 40 MeV) qui présentent l'avantage d'être réparties de façon homogène dans les cellules. De plus, l'acquisition de ces évènements se fait durant les runs d'acquisition standard soit environ 23 heures par jour, ce qui donne un suivi régulier.

Comme discuté dans la section 2.4.6, la détérioration des parois séparant les cellules a entraînée une forte variation des fuites de lumière durant la première phase de prise de données. Après la réparation du détecteur entre la **Phase-I** et la **Phase-II**, l'évolution et le niveau des fuites ont été considérablement réduits, facilitant l'analyse des données. Un graphique d'évolution pour la **Phase-I** et la **Phase-II** est présenté sur la figure 2.13.

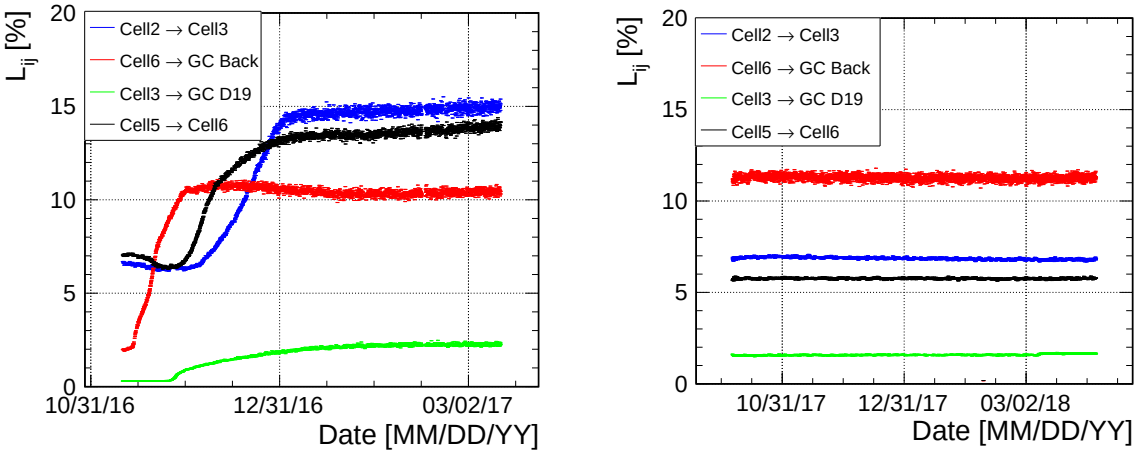


FIGURE 2.13 – Évolution des fuites de lumières entre certaines cellules lors de la **Phase-I**, à gauche, et de la **Phase-II**, à droite. [89]

Échelle d'énergie :

L'évolution des fuites et de l'efficacité de la collection de lumière ont poussé à l'élaboration d'une méthode de reconstruction de l'énergie corrigeant ces effets [100]. En considérant une particule déposant son énergie dans une seule cellule i, on peut déduire l'équation suivante :

$$C_i = \frac{Q_i}{E_i} \tag{2.11}$$

Ici Q_i et E_i sont respectivement la charge collectée et l'énergie déposée dans la cellule i. C_i est le coefficient d'étalonnage reliant les deux grandeurs et qui dépend de la production et de l'efficacité de la collection de la lumière dans la cellule. La charge des cellules voisines n'est toutefois pas nulle à cause des fuites de lumière et des dépôts d'énergie éventuels. La charge détecté dans une cellule du détecteur peut être reliée à l'énergie déposée par la relation :

$$Q_j = \sum_i E_i C_i L_{ij} \tag{2.12}$$

où l'indice i renvoie aux cellules ayant reçu un dépôt d'énergie. La matrice M est définie comme $M_{ij} = C_i\ L_{ij}$. La relation entre charge détectée dans chaque cellule et énergie devient alors :

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ E_1 \\ . \\ . \\ . \\ E_9 \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} Q_0 \\ Q_1 \\ . \\ . \\ . \\ Q_9 \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

Les indices représentent les cellules cibles et les 4 sous volumes du *gamma catcher*. Afin de suivre l'évolution de la collection et des fuites de lumière, les coefficients de la matrice $M_{\text{Données}}$, déterminés avec les données, sont ajustés pour faire correspondre $E_{\text{Données}}$ et E_{Simu}. Les coefficients de M_{Simu} sont eux fixés, la simulation étant faite pour une seule valeur de collection de lumière et de fuite de lumière.

C'est la source de ^{54}Mn qui est utilisée pour réaliser cet étalonnage. Elle présente l'avantage d'avoir un long temps de vie et d'émettre un seul gamma de 835 keV, soit une énergie séparable du bruit de fond causé par l'^{41}Ar (1294 keV) présent durant les cycles réacteur. La reconstruction de l'énergie est obtenue en moyennant les réponses de 5 positions de la source le long de l'axe z ce qui permet de minimiser l'impact des effets de la position du dépôt d'énergie. Un exemple de comparaison entre simulation et données est représenté sur la figure 2.14.

L'effet de *quenching* est plus important sur le gamma du ^{54}Mn que sur les positrons de la réaction IBD dont l'énergie est comprise entre 1.625 et 7.125 MeV. L'énergie reconstruite sera alors supérieure à la vraie énergie. Ce décalage n'est pas corrigé mais est reproduit dans la simulation qui sera comparée aux données.

La précision de cette méthode de reconstruction en énergie est ensuite testée grâce aux sources radioactives vues précédemment. Le ratio de l'énergie reconstruite avec les données sur l'énergie reconstruite avec la simulation est montré pour chaque source sur la figure 2.15. L'accord pour chaque cellule est meilleur que 1%.

En plus de cette mesure, le spectre de la désintégration β du ^{12}B est aussi utilisé. Cet isotope instable est produit par l'interaction de muons cosmiques dans le liquide

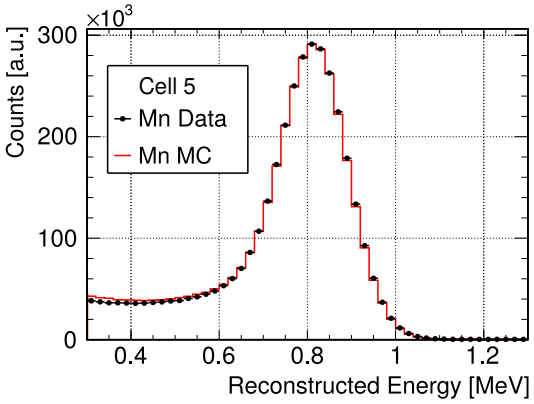


FIGURE 2.14 – Comparaison de spectres de ^{54}Mn obtenus en simulation (MC) et en données pour une moyenne des positions de la source dans la cellule 5. [83]

scintillant. Deux réactions impliquant les atomes de ^{12}C du liquide sont à l'origine de la production de ^{12}B :

$$\begin{aligned} \mu^- + {}^{12}\mathrm{C} &\rightarrow {}^{12}\mathrm{B} + \nu_\mu \\ n + {}^{12}\mathrm{C} &\rightarrow {}^{12}\mathrm{B} + p \end{aligned} \tag{2.14}$$

Pour sélectionner les évènements de décroissance du ^{12}B, une recherche de paire est mise en place, comme pour la recherche de neutrinos. L'évènement prompt correspond ici à un muon déposant une énergie entre 45 et 120 MeV. Le temps de demi-vie du ^{12}B est de 20.20 ms, l'évènement retardé est par conséquent recherché dans une fenêtre de temps de [2 ; 35] ms après le prompt. La désintégration β du ^{12}B présente l'avantage d'être répartie dans toute la cellule. De plus la distribution spatiale des interactions peut-être reproduite précisément en simulation. Une comparaison des spectres mesuré et simulé est donnée sur la figure 2.15. Comme pour la comparaison des sources radioactives, le ratio démontre un bon accord entre simulation et données.

En vue de déterminer de façon plus précise l'incertitude sur l'énergie reconstruite, pour chaque cellule, un ajustement combiné du spectre du ^{12}B et des données des sources est réalisé. Des fonctions polynomiales de degrés 1 à 4 sont employées pour estimer une possible non-linéarité en énergie. La distorsion calculée pour chaque cellule est ensuite appliquée sur le spectre neutrino attendu, comme le montre la figure 2.16, qui présente la différence causé par cette non-linéarité de l'échelle en énergie sur le nombre attendu. On voit clairement que pour toutes les cellules, une variation de 1% des coefficients d'étalonnage comprends les distorsions ajustées. Ce niveau de précision est suffisant pour l'analyse des résultats de l'expérience.

Une autre façon d'estimer l'erreur sur l'énergie reconstruite est de suivre l'évolution en temps du pic d'énergie d'une source d'énergie constante. La capture des neutrons produits par spallation des muons cosmiques dans les blindages du détecteur est le type d'évènements étudié pour cela. Les captures peuvent être suivies régulièrement dans le temps car présentes dans les runs d'acquisition standard. Les noyaux susceptibles de capturer ces neutrons de spallation sont l'hydrogène et le gadolinium qui, en se désexcitant, émettent respectivement un gamma de 2.2 MeV et une cascade gamma d'une énergie totale d'environ 8 MeV. Les variations dans le

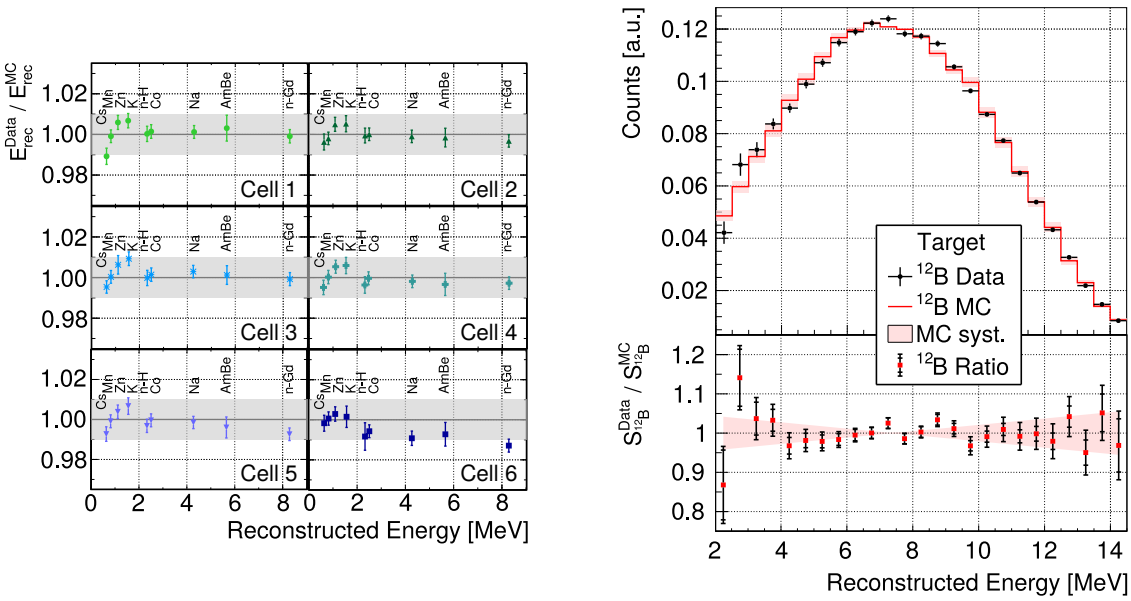


FIGURE 2.15 – (à gauche) Ratio de l'énergie reconstruite avec les données d'étalonnage sur l'énergie reconstruite en simulation pour les sources radioactives déployées. Le résultat est montré pour chaque cellule. (à droite) Comparaison des spectres mesuré et simulé de la désintégration β du ^{12}B. [83]

temps sont utilisées pour estimer une erreur. La figure 2.17 montre les variations au cours du temps qui semblent corrélées entre toutes les cellules et ne dépassent pas $\sim$ 0.5%. La distribution des interactions dans l'espace étant toutefois moins évidente à reproduire en simulation, seules les variations dans le temps sont analysées. La valeur absolue de l'énergie reconstruite n'est ici pas prise en compte.

On peut aussi noter que des études sur la résolution en énergie et la dépendance de l'énergie par rapport à la position de la source ont montré un très bon accord entre la simulation et les données [83]. Aucune incertitude systématique n'a donc été ajoutée.

2.4.3 Sélection des neutrinos

Sélection :

Après la caractérisation de la réponse du détecteur et l'étalonnage des variables nécessaires à l'analyse, la sélection des évènements neutrinos est mise en place. Comme on l'a vu dans la partie 2.1, ils sont décomposés en un évènement prompt et un évènement retardé corrélés en temps. Ainsi des coupures sur l'énergie, la position et le temps de coïncidence entre les deux sont appliquées. L'ensemble des critères de sélection est présenté dans le tableau 2.4.

Les principales coupures sont basées sur la coïncidence en temps entre le prompt et le retardé et permettent de discriminer une grande partie des coïncidences accidentelles grâce à l'énergie du retardé. Le temps de 70 μs correspond à environ 4 fois le temps de capture des neutrons alors qu'un seuil minimal de 2 μs a été mis pour rejeter les muons s'arrêtant dans le détecteur. Les autres sélections ont pour but d'éviter le bruit de fond induit par les muons cosmiques ou la meilleure détermination de la cellule où a interagi le neutrino. L'acceptance de chacune de ces coupures

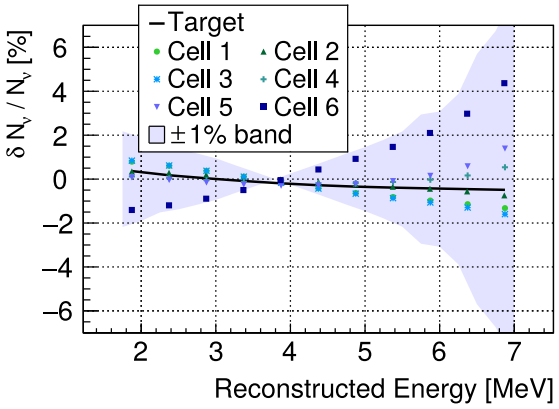


FIGURE 2.16 – Différences dues aux distorsions ajustées sur les spectres neutrinos de chaque cellule et du volume cible entier (TG). La zone hachurée en bleu représente l'impact d'une variation de ± 1% des coefficients d'étalonnage (C_i) sur les mêmes spectres neutrinos. [83]

a été étudiée grâce à la simulation d'interactions neutrino dans le détecteur [101]. Lorsque toutes les coupures sont prises en compte, l'acceptance totale est d'environ 60% et dépend de la cellule et de l'énergie, comme on le voit sur la figure 2.18. Les valeurs d'acceptance sont plus faibles pour les cellules 1 et 6 car elles présentent une efficacité de sélection des neutrons moins importante que les autres cellules. Ces différences n'ont pas d'impact sur les résultats finaux car les sélections sont appliquées à la fois sur la simulation et sur les données.

2.4.4 Extraction neutrino

Malgré les sélections vues précédemment, il reste encore du bruit de fond dans les évènements sélectionnés qu'il faut soustraire pour obtenir le spectre neutrino.

Ce bruit de fond est de 2 types, le premier est constitué d'évènements non-corrélés, principalement composé de gammas, qui passent accidentellement les coupures de coïncidence. On évalue ce bruit de fond en utilisant des fenêtres de corrélations décalées dans le temps qui permettent de les mesurer en fonction du temps de coïncidence et de l'énergie. Une soustraction statistique est ensuite faite.

Le bruit de fond corrélé est créé par des évènements ayant une signature proche de celle de l'IBD, principalement dus à l'interaction de neutrons rapides dans le détecteur. Pour les séparer des neutrinos, la discrimination par forme d'impulsion (PSD) vue dans la partie 2.3.2 est mise à profit. Elle permet de séparer deux populations, les reculs d'électrons et de protons. Les évènements prompt de l'IBD étant des positrons, ils appartiennent à la première catégorie. De plus, ce type de bruit de fond corrélé est principalement causé par les rayons cosmiques qui sont présents en période de réacteur-ON et de réacteur-OFF. En comparant les distributions PSD obtenues après coupure en réacteur-ON et en réacteur-OFF, il est possible de calculer les taux de neutrinos pour chaque intervalle d'énergie et pour chaque cellule.

La méthode mise en oeuvre [101] consiste en un ajustement simultané, par intervalle d'énergie et par cellule, des distributions PSD acquises en réacteur-ON et en réacteur-OFF. Elle permet de déterminer le nombre de neutrinos sans utiliser

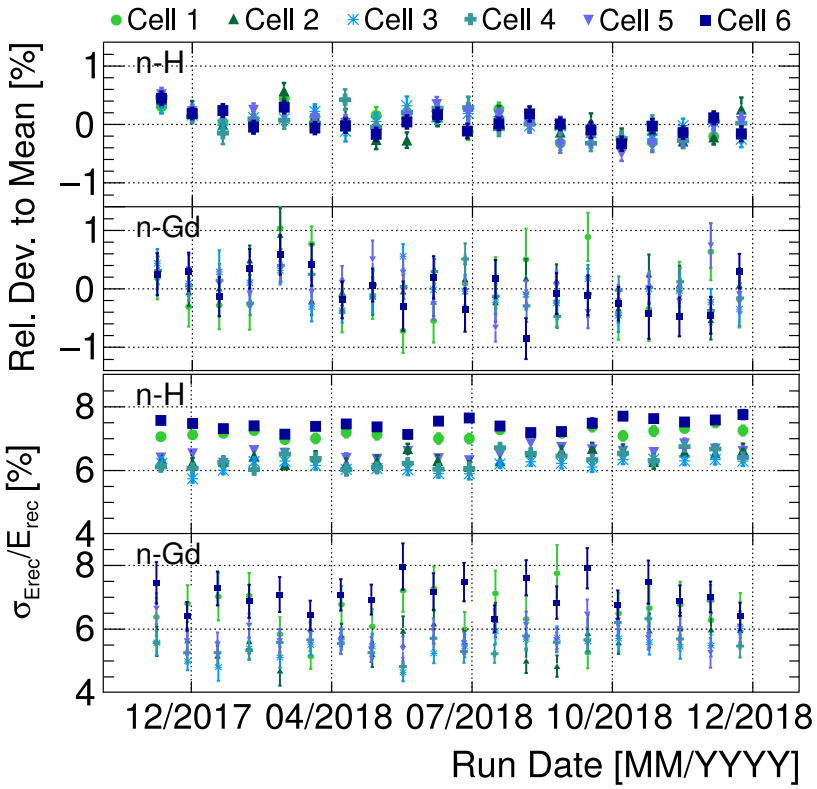


FIGURE 2.17 – Sur les figures du haut (bas) sont représentées les évolutions dans le temps des positions (sigmas) du pic n-H et du pic n-Gd comparées à leurs positions moyennes (énergie reconstruites) sur la période de temps étudiée. [83]

de coupures sur la variable PSD et donc réduire encore l'efficacité de détection. La variable PSD n'étant pas bien reproduite dans la simulation de STEREO, la détermination de l'efficacité d'une telle sélection aurait aussi posée un problème. Il a été montré que la pression atmosphérique ou le niveau d'eau dans la piscine réacteur avait un impact sur le taux de bruit de fond corrélé détecté [101]. Cette méthode permet d'introduire un facteur de normalisation globale a qui tient compte des possibles variations du nombre d'évènements entre les périodes ON et OFF.

La méthode consiste à ajuster 4 distributions simultanément. Ainsi les distributions PSD de candidats IBD et d'évènements accidentels sont notés OFF et OFF^{acc} pour les périodes de réacteur OFF et ON et ON^{acc} pour les périodes de réacteur ON. Ces quatres distributions sont reproduites dans le modèle d'ajustement comme :

$$\begin{aligned} \mathrm{ON}_p &= a\, m_p^{\mathrm{corr,OFF}} + f^{\mathrm{acc,ON}}\, m_p^{\mathrm{acc,ON}} \\ &\quad + G_p^{\nu}(A, \mu, \sigma^2), \qquad (2.15) \\ \mathrm{OFF}_p &= m_p^{\mathrm{corr,OFF}} + f^{\mathrm{acc,OFF}}\, m_p^{\mathrm{acc,OFF}}, \qquad (2.16) \\ \mathrm{ON}_p^{\mathrm{acc}} &= m_p^{\mathrm{acc,ON}}, \qquad (2.17) \\ \mathrm{OFF}_p^{\mathrm{acc}} &= m_p^{\mathrm{acc,OFF}}, \qquad (2.18) \end{aligned}$$

où l'indice p représente l'intervalle de PSD considéré.

type	Conditions	acceptance en %
Energie	$1.625\ \text{MeV} < E_{\text{prompt}} < 8.125\ \text{MeV}$	89.2
	$4.5\ \text{MeV} < E_{\text{retardé}} < 10.0\ \text{MeV}$	75.9
Coïncidence	$2\ \mu\text{s} < \Delta T_{\text{prompt-retardé}} < 70\ \mu\text{s}$	95.5
	$\Delta X_{\text{prompt-retardé}} < 600$ mm	99.3
Topologie	$E^{\text{cellule}}_{\text{prompt}} < 1$ MeV cellules voisines directes	98.6
	$E^{\text{cellule}}_{\text{prompt}} < 0.4$ MeV autres cellules	99.6
	$E^{\text{cible}}_{\text{retardé}} > 1$ MeV	97.9
μ réjection	$\frac{Q_{\text{PMTmax,prompt}}}{Q_{\text{cell,prompt}}} < 0.5$	99.3
	$\Delta T^{\text{veto}}_{\text{muon-prompt}} > 100\ \mu\text{s}$	
	$\Delta T^{\text{detector}}_{\text{muon-prompt}} > 200\ \mu\text{s}$	
	$\Delta T^{\text{E>1.5 MeV}}_{\text{avant prompt}} > 100\ \mu\text{s}$	
	$\Delta T^{\text{E>1.5 MeV}}_{\text{après retardé}} > 100\ \mu\text{s}$	

TABLE 2.4 – Tableau des sélections appliquées pour sélectionner les évènements IBD. [83]

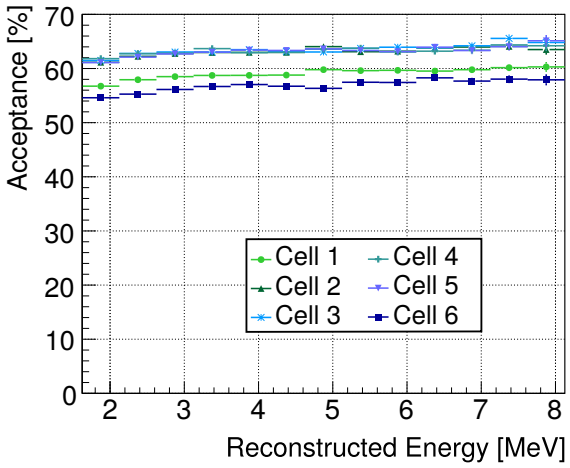


FIGURE 2.18 – Acceptances des sélections neutrinos pour chaque cellule en fonction de l'énergie. [83]

Le terme $m_p^{\text{corr,OFF}}$ représente le modèle ajustant les événements corrélés présents aussi bien lorsque le réacteur est en fonctionnement que quand il est à l'arrêt. Il est ainsi présent dans le modèle ON et OFF avec toutefois un paramètre a permettant de compenser une possible différence due à la pression atmosphérique ou au niveau de la piscine réacteur. Les modèles décrivant les distributions d'accidentels, $m_p^{\text{acc,OFF}}$ et $m_p^{\text{acc,ON}}$, sont en revanche différents car la mesure des évènements simples a montrée des différences en période de réacteur ON. Les paramètres $f^{\text{acc,ON}}$ et $f^{\text{acc,OFF}}$ permettent la normalisation des accidentels pour tenir compte du nombre de fenêtres décalées utilisées pour les mesurer ou d'autres différences entre accidentels et corrélés. Enfin les évènements neutrinos sont modélisés par la fonction gaussienne $G_p^{\nu}(A, \mu, \sigma^2)$ où le taux de neutrinos est donné directement par la valeur de A.

L'exemple d'un intervalle d'énergie pour la cellule 2 est montré sur la figure 2.19 et un exemple de spectre neutrino sur la figure 2.20.

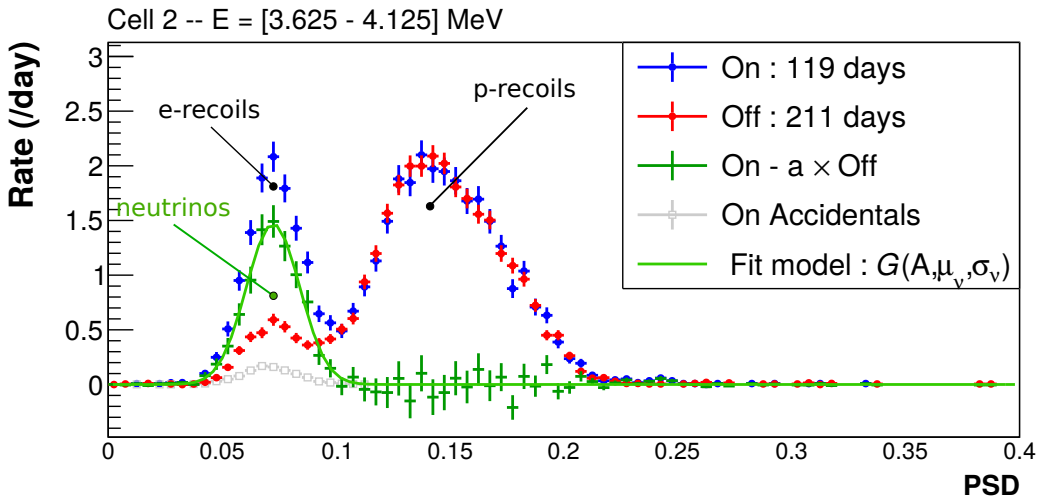


FIGURE 2.19 – Exemple d'ajustement pour un intervalle d'énergie allant de 3.625 à 4.125 MeV dans la cellule 2. Le spectre réacteur-OFF (rouge) est normalisé au spectre réacteur-ON (bleu) par le paramètre a. Les contributions accidentelles sont représentées en grises et la gaussienne neutrinos, correspondant à la différence entre ON et OFF, est tracée en vert.

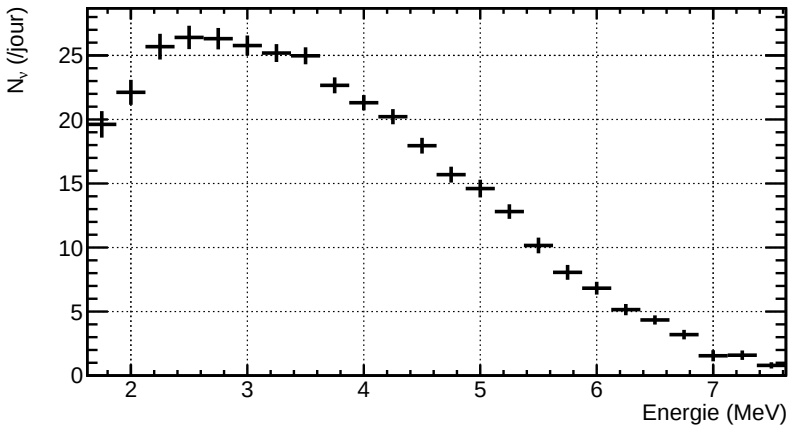


FIGURE 2.20 – Exemple de spectre neutrino, déterminé par l'ajustement de la PSD sur les données de la Phase-II (118 jours réacteur ON), pour des intervalles d'énergie de 250 keV et sommé sur tout le volume cible.

L'utilisation de cette méthode d'extraction repose toutefois sur plusieurs hypothèses. La première est que la PSD neutrino peut être approximée par une gaussienne. L'analyse des résidus de l'ajustement et du test statistique de vraisemblance a montré que cette approximation était valable [101].

La seconde hypothèse est la stabilité de la position des distributions PSD dans le temps. Les évolutions des fuites de lumière et de la température dans le détecteur ont un effet non négligeable sur la valeur de la PSD. Il est indispensable de corriger cette variation. Pour cela des évènements simples, sans coupures de coïncidence,

sont étudiés. Ils sont dominés par les reculs électroniques et peuvent être ajustés par une gaussienne de moyenne μ_γ et d'écart type σ_γ. Ces évènements simples sont étudiés tous les jours, il est ainsi possible en utilisant la valeur μ_γ de définir une correction de la PSD pour chaque évènement :

$$\mathrm{PSD}^{l,i}_{\text{corrigé}} = \mathrm{PSD}^{l,i} + (\mu^{l,i=0}_{\gamma,\ \text{jour}j} - \langle \mu^{l,i=0}_{\gamma} \rangle) \tag{2.19}$$

Les indices i et l représentent respectivement le numéro de l'intervalle d'énergie et de la cellule. L'utilisation du premier intervalle en énergie est due à l'observation d'une différence dans les évènements simples sélectionnés en réacteur-ON et réacteur-OFF pour des énergies supérieures à 3 MeV. Il a toutefois été montré que la correction est indépendante de l'énergie. $\langle \mu^{l,i=0}_{\gamma} \rangle$ représente ici la moyenne des positions μ_γ sur la période de temps analysée. Cette correction décale la valeur de la PSD pour chaque évènement selon le jour d'acquisition ce qui permet de prendre en compte l'évolution dans le temps des fuites de lumière et de la température [101].

Enfin, la troisième hypothèse de la méthode est que la forme du bruit de fond corrélé est stable dans le temps. Une étude sur les deux populations a montré que les reculs d'électrons et les reculs de protons évoluent de la même façon selon la pression atmosphérique ou le niveau d'eau dans la piscine réacteur [101]. La comparaison des distributions PSD pour différentes périodes de OFF séparées dans le temps a aussi prouvé que la forme de la distribution PSD était stable dans le temps. Un exemple de comparaison entre deux périodes de OFF est montré sur la figure 2.21 (voir la numérotation des périodes OFF dans la partie 2.4.6).

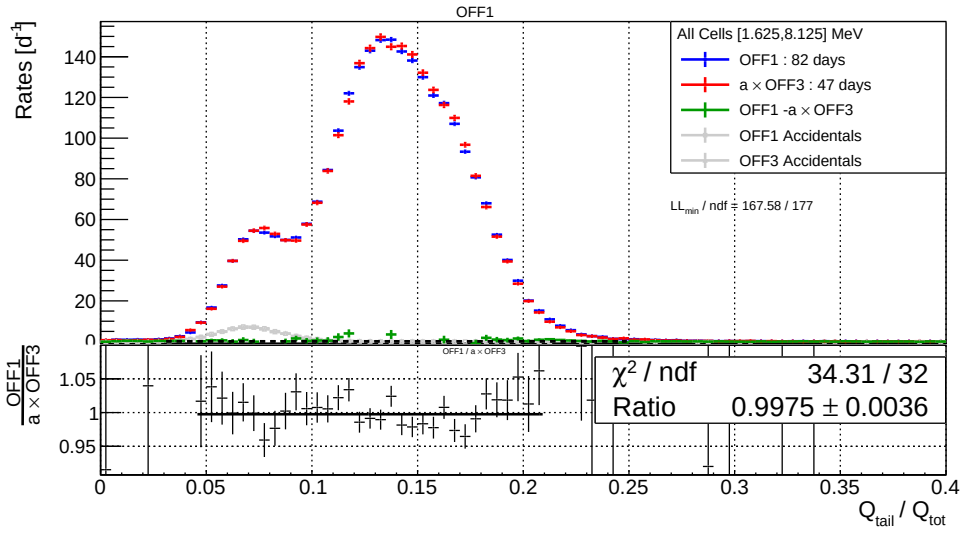


FIGURE 2.21 – Comparaison de deux distributions PSD acquises durant deux périodes réacteur OFF différentes (voir partie 2.4.6). Un ajustement est réalisé pour prendre en compte les variations du nombre absolu d'évènements, mais la gaussienne neutrino est fixée à zéro. La partie basse de la figure montre le ratio des deux distribution qui est ajusté par une constante. La valeur de χ^2/ndf indique un bon accord entre les deux distributions.

Ces tests ont toutefois été réalisés avec des données acquises seulement lors de la première partie de la **Phase-II** de l'expérience (voir partie 2.4.6). Nous allons voir que l'étude sur une période de temps plus longue révèle une évolution de la forme de la PSD qui n'est pas corrigée par l'étalonnage décrit précédemment.

2.4.5 Evolution de la PSD

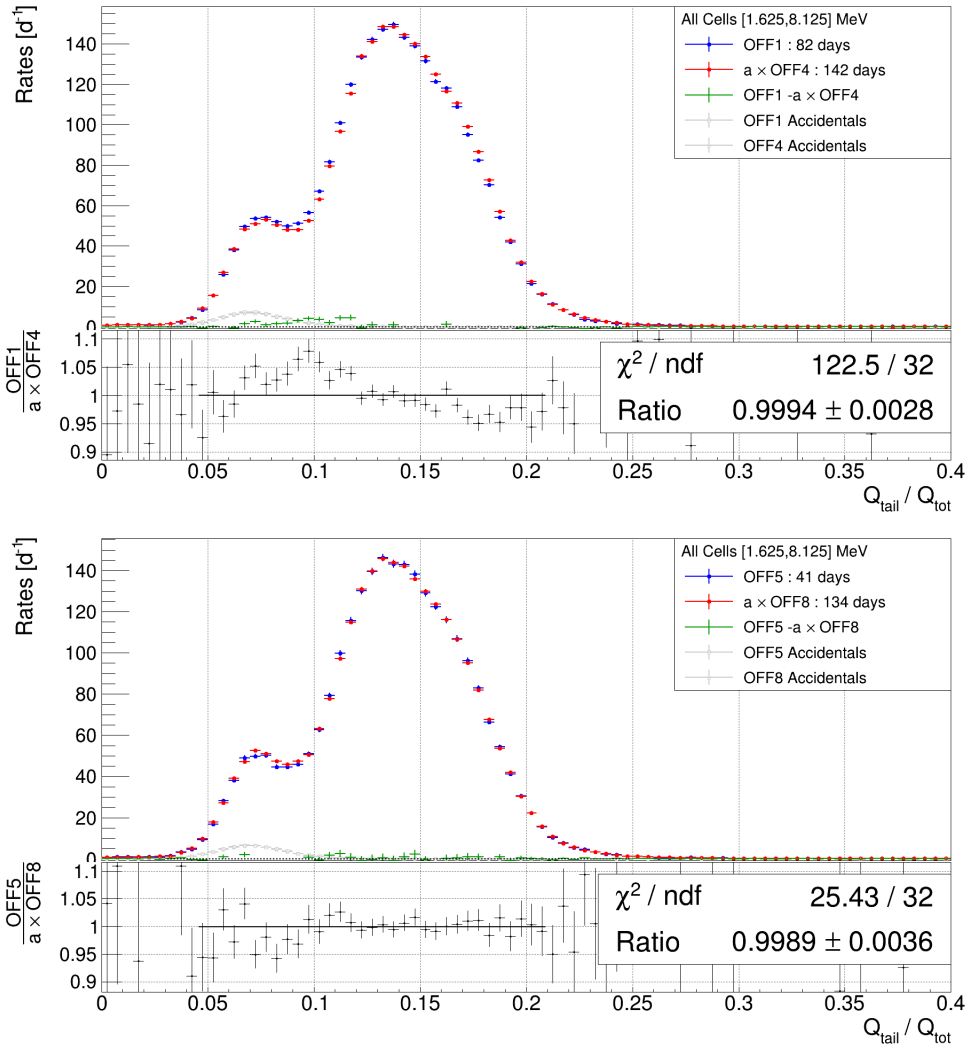


FIGURE 2.22 – Comparaison des distributions PSD corrigées acquises durant les périodes de OFF1 et OFF4, en haut, et OFF5 et OFF8, en bas, par un ajustement avec un nombre de neutrinos fixé à zéro. Les parties basses des deux figures montrent les ratios des deux distributions qui sont ajustés par une constante. La valeur de χ^2/ndf, issu d'un ajustement des résidus par une constante sur l'intervalle correspondant au trait noir, indique une différence de forme non négligeable pour la première comparaison.

La comparaison des distributions PSD d'évènements ayant passés la recherche de paires en réacteur OFF est un bon test pour vérifier la stabilité. Une telle comparaison n'est pas possible avec les périodes de réacteur ON car la puissance du

réacteur n'est pas la même selon les cycles, le nombre de neutrinos par jour est donc différent. La **Phase-I** ne comporte qu'une période de OFF, un suivi en temps est par conséquent impossible car la statistique ne serait pas assez importante. En revanche pour la **Phase-II**, 4 périodes de OFF entrecoupées de cycles réacteur ont été acquises (voir partie 2.4.6). L'analyse des données jusqu'au 10 janvier 2019 montre une relativement bonne stabilité qui a permis à l'expérience STEREO de publier des premiers résultats [83, 86, 87]. Jusqu'à cette date, la correction précédemment évoquée était suffisante. Cependant la dernière période de la **Phase-II**, numérotée OFF4 (voir partie 2.4.6), et qui s'étend jusqu'à avril 2019, montre une différence non négligeable avec la première période, numérotée OFF1, même après correction. Une comparaison des deux est montrée sur la figure 2.22. Cette divergence entre les deux périodes peut jeter un doute sur l'hypothèse de stabilité indispensable pour l'extraction des taux de neutrinos.

L'étude des OFF de la **Phase-III**, quant à elle, ne démontre aucune instabilité entre les périodes, comme on peut le voir sur la figure 2.22. La **Phase-III** est en bon accord avec la dernière période de la **Phase-II** ce qui conduit à penser qu'une forte évolution de la PSD a eu lieu lors du OFF4 pour ensuite se stabiliser tout au long de la troisième phase de prise de données.

2.4.6 Périodes de prise de données

Les premières données de l'expérience STEREO ont été recueillies en novembre 2016 et constituent le début de la première phase de l'expérience (**Phase-I**). Des problèmes techniques ont rapidement été remarqués lors de cette première phase. Le premier est l'apparition de fissures dans les parois d'acrylique séparant les cellules. Le liquide a ainsi pu s'infiltrer et remplir la couche d'air autour du film réfléchissant. Les parois se remplissant petit à petit, cela a donné lieu à une forte évolution des fuites de lumière entre les cellules (voir partie 2.4.2). D'autre part, les *buffers*, de la cellule 4 et du *gamma catcher* avant, se sont fissurés et l'huile contenue dans ces derniers s'est mélangée au liquide scintillant. La perte du couplage optique résultante a réduit la collection de lumière d'environ un facteur 2. La collaboration a bénéficié d'une phase d'arrêt du réacteur en 2017 pour démonter entièrement le détecteur et réparer les deux *buffers* endommagés. De plus le tube de faisceau H6/H7 et le *STEREO beam stop* ont été enlevés et remplacés par de l'eau lourde (D_2O) et un bouchon d'acier. Une fois les réparations effectuées et le détecteur remis en place, la deuxième phase de prise de données (**Phase-II**) a débutée en octobre 2017. Cette période d'acquisition s'est étendue jusqu'à avril 2019, où un mur d'eau, a été installé à l'avant du détecteur afin de réduire le bruit de fond causé par les neutrons provenant du réacteur. Ce changement du blindage marque le début de la troisième phase de l'expérience (**Phase-III**), qui a duré jusqu'au démontage du détecteur en novembre 2020. Un résumé des dates et du nombre de jours en réacteur-ON et réacteur-OFF est montré par le tableau 2.5.

L'expérience STEREO a acquis des données lorsque le réacteur de l'ILL était en fonctionnement (réacteur ON) et lorsque il était à l'arrêt (réacteur OFF). La répartition des périodes est visible sur la figure 2.23. On peut noter que les cycles réacteur sont toujours précédés et suivis par une période plus ou moins longue

	Phase-I	**Phase-II**	**Phase-III**
Date de début	Novembre 2016	Octobre 2017	Avril 2019
Date de fin	Mars 2017	Avril 2019	Novembre 2020
Nombre de jours ON	66	159	196
Nombre de jours OFF	28	395	378
Périodes OFF	non numéroté	OFF1 à OFF4	OFF5 à OFF9
Périodes ON	non numéroté	ON1 à ON3	ON4 à ON7

TABLE 2.5 – Tableau résumant les trois périodes d'acquisition de données de l'expérience STEREO avec leurs dates de début et de fin et leurs nombres de jours de réacteur-ON et de réacteur-OFF.

de réacteur OFF ce qui a pour effet d'amoindrir l'impact d'une possible évolution linéaire en temps de la PSD. La numérotation des périodes OFF et ON utilisée par la suite débute au début de la deuxième phase. Le ON1 correspond ainsi à la première période de réacteur ON de **Phase-II** et le ON7, à la dernière de la **Phase-III**.

Les réparations importantes entre les deux premières phases de STEREO empêchent la mise en commun des données. Les deux phases devront alors être analysées séparément. Le détecteur en lui même n'ayant pas été modifié entre la deuxième et la troisième phase de l'expérience, un traitement commun aurait pu être envisagé sans cette variation de la forme de la PSD.

Un suivi régulier de la forme du PSD sur toute la durée de l'expérience est alors essentiel pour décrire son évolution et la corriger si possible. Ce suivi ainsi que la recherche d'une correction de l'évolution dans le temps décrite dans la partie 2.4.5 et qui permettrait ainsi d'analyser les **Phase-II** et **Phase-III** ensemble, seront discutés dans le chapitre 4.

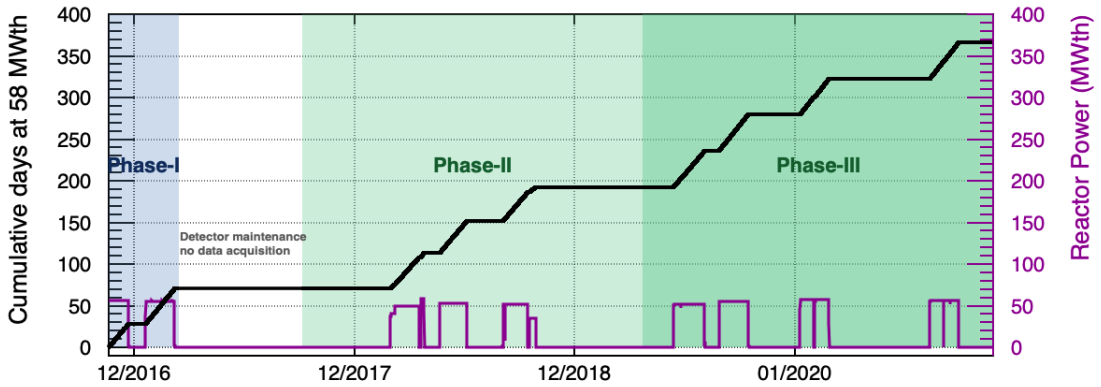


FIGURE 2.23 – Puissance réacteur en fonction de la date. On peut voir la séparation entre les trois phases de prise de données de STEREO ainsi que le nombre de jours ON cumulés.

2.4.7 Erreurs systématiques et correction

Nous avons discuté dans ce chapitre de nombreuses études visant à décrire au mieux le détecteur STEREO, cependant les valeurs sont déterminées avec une précision finie dont il faut tenir compte. C'est pour cela que des incertitudes systématiques sont calculées pour être utilisées dans les analyses menant aux résultats finaux de STEREO qui seront présentées dans les chapitre 5 et 6.

Incertitudes systématiques

Dans le cas de STEREO, deux types d'erreurs systématiques principales sont à prendre en compte : les erreurs sur la norme des spectres et les erreurs sur l'échelle d'énergie. Celles-ci peuvent encore chacune être divisées en deux groupes qui sont les erreurs corrélées entre les cellules et les erreurs non-corrélées. Cette distinction sera importante surtout pour l'analyse d'oscillation qui sera décrite dans le chapitre 5.

Les incertitudes sur l'échelle d'énergie doivent reproduire l'effet d'une possible variation des coefficients d'étalonnage qui pourrait avoir un impact sur la forme des spectres. Afin de déterminer les incertitudes sur ces coefficients, on utilise les variations dans le temps du pic n-H, discuté dans la partie 2.4.2. Ces dernières sont totalement corrélées entre les cellules et vont donc représenter l'incertitude sur l'échelle d'énergie corrélée entre les cellules. Pour ce qui est des erreurs non-corrélés, c'est l'étude des sources de calibration et du spectre du ^{12}B qui montrent les déviations obtenues entre la simulation et les données dans chaque cellule. Nous avons vu dans la partie 2.4.2 que cette variation était d'environ 1 % entre les cellules. Le pic du ^{54}Mn est aussi étudié afin de définir les déviations entre cellules ce qui donne une incertitude supplémentaire de 0.2%.

Pour la norme, les incertitudes représentent un facteur modélisant une erreur sur la normalisation du spectre. L'étude de l'efficacité de détection des neutrons (voir partie 2.4.1) a montré que la normalisation pouvait varier d'environ 0.84 % entre les cellules ce qui est à ajouter à une incertitude estimée à 0.83 % due à l'erreur sur le volume des cellules. Ensuite les erreurs sur la normalisation qui sont communes à toutes les cellules sont données par les incertitudes sur le nombre de neutrinos interagissant dans le détecteur, le nombre de fissions attendu par jour, la correction du nombre de protons dans le liquide entre simulation et données, l'efficacité de détection des neutrinos ou encore la partie corrélée (voir [99]) de l'incertitude sur la correction de l'efficacité de détection des neutrons. Le calcul de chacune des valeurs de ces erreurs est explicité dans la référence [86].

Enfin des incertitudes sur les coupures de sélection neutrinos décrites dans la partie 2.4.3 sont aussi nécessaires. Elles sont obtenues en faisant varier, grâce à une simulation, chaque observable sur laquelle est opérée ces sélections. L'impact d'une telle variation sur la valeur des taux de neutrinos en est directement déduit. Les erreurs sont entièrement corrélées entre les cellules et les intervalles d'énergie. Cependant l'erreur est différente pour chacun de ces intervalles et c'est pour cela qu'elle ne peut pas être incorporée au tableau 2.6, où sont répertoriées toutes les erreurs systématiques, mais elle sera bien utilisée dans les analyses.

Corrections

Des corrections doivent aussi être apportées à la simulation ou aux données afin de faire correspondre au mieux les deux. La première est la correction de l'efficacité

type	incertitude relative (%)
Normalisation non-corrélée	
Correction d'efficacité neutron (non-corrélée)	0.84
Volume des cellules	0.83
total	1.2
Normalisation corrélée	
Fraction de ν interagissant	0.56
Nombre de fissions par jour	1.44
Efficacité de détection	0.19
Correction d'efficacité neutron (corrélée)	0.20
Correction du nombre de proton	1.00
total	1.9
Échelle d'énergie non-corrélée	
Déviations entre cellules	1
Pic ^{54}Mn	0.2
total	1
Échelle d'énergie corrélée	
Stabilité en temps (n-H)	0.3

TABLE 2.6 – Tableau résumant les erreurs systématiques calculées pour la **Phase-II** de l'expérience. A noter que les totaux de chacun des types d'erreurs sont calculés par une somme quadratique de ses éléments.

de détection des neutrons qui est corrigée dans les spectres simulés pour chaque cellules indépendamment en utilisant les valeurs vues dans le tableau 2.3. A noter que si l'on s'intéresse simplement au nombre de neutrinos total détectés, le facteur de correction est égal à 0.9774.

La deuxième correction est à apporter aux données. En effet, l'analyse des distributions PSD en ON et en OFF pour la **Phase-II** a montré une différence de taux de recul de protons [83]. La méthode d'extraction des neutrinos, décrite dans la partie 2.4.4 étant basée sur la compatibilité des deux distributions PSD, cette différence pourrait causer un biais sur les spectres neutrinos. La plus probable origine de cet effet serait l'interaction de neutrons rapides, provenant du réacteur ou des expériences environnantes, dans le détecteur produisant un signal prompt par un recul de protons et un signal retardé par les gammas de capture du neutron. Cela engendrerait une sous-estimation du nombre de neutrinos détectés, les distributions PSD prompts étant normalisées par rapport au pic de recul de protons. Une quantification de la différence a été faite, comme on le voit sur la figure 2.24 et une correction a été réalisée sur les spectres des données grâce aux valeurs de cet ajustement divisées par le rapport signal sur bruit obtenu dans chaque intervalle d'énergie. Elle s'applique sur les basses énergies, le reste du spectre n'étant que peu affecté par ce phénomène à cause de la faible énergie des neutrons (quelques MeV) et l'effet de *quenching* plus important pour ces derniers. Seuls les évènements à basse énergie sont ainsi corrigés, l'impact étant considéré comme nul sur le reste du spectre. Toutefois, la source de ce bruit de fond n'étant pas certaine, il est toujours possible qu'il soit causé par un autre phénomène que des neutrons et qu'il impacte de la même façon le pic de recul d'électrons et de neutrons. Cela n'aurait alors pas d'impact sur

les taux de neutrinos mesurés. Une erreur correspondant à 100% de la correction a ainsi été rajoutée afin de couvrir l'éventualité que les spectres ne soit pas impactés par ce bruit de fond. L'erreur est ajoutée quadratiquement à l'incertitude statistique et est largement inférieure à cette dernière. Il a été montré qu'elle n'avait que peu d'impact sur la sensibilité de l'expérience à un nouveau neutrino stérile. Toutefois pour l'analyse statistique des oscillations combinant les trois phases de prise de données de l'expérience, cette erreur étant corrélée entre ces dernières, elle ne sera plus simplement traitée comme l'erreur statistique, mais elle sera directement prise en compte dans la formule d'ajustement comme les autres incertitudes systématiques (voir partie 5.3).

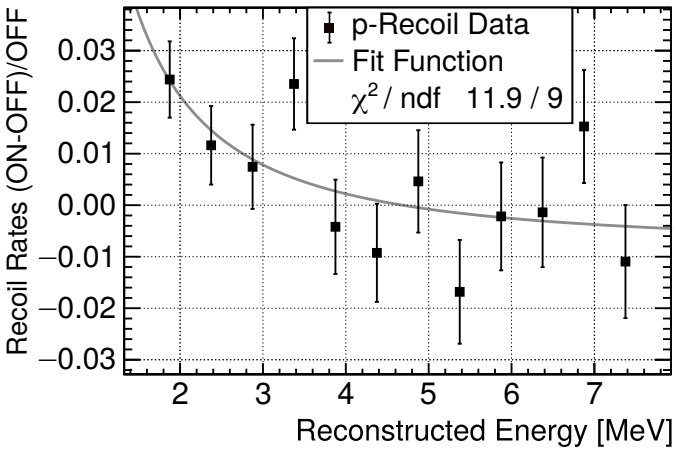


FIGURE 2.24 – Différence de recul de proton entre les périodes ON et OFF en fonction de l'énergie pour la **Phase-II**. Les points sont ajustés par une fonction de puissance qui donne les valeurs utilisées dans la corrections des spectres neutrinos pour cette phase. [83]

2.5 Conclusion

La période d'acquisition de données de l'expérience STEREO s'est déroulée de novembre 2016 à novembre 2020. Le détecteur est maintenant entièrement démonté mais l'analyse d'une partie des données doit encore être finalisée. Même si l'analyse des **Phase-I** et **Phase-II** a d'ors et déjà permis de fournir des résultats préliminaires, la précision devrait être encore améliorée par l'étude de la dernière phase.

Plusieurs méthodes ont été décrites dans ce chapitre. Certaines ont fait l'objet d'une analyse plus poussée ou d'un suivi dans le temps durant cette thèse. Ainsi, l'analyse de l'effet de *quenching* est développée dans le chapitre 3 et le suivi en temps de la variable PSD est le sujet du chapitre 4. Les études présentées ont pour but de fournir des spectres expérimentaux et simulés ainsi que les incertitudes associées qui serviront à l'analyse de la forme du spectre et du flux de neutrinos, présentées dans le chapitre 6. L'investigation de l'hypothèse d'une oscillation vers un nouveau neutrino est un des sujets majeurs de cette thèse et sera donc détaillée dans le chapitre 5.

Chapitre 3

Réponse du détecteur : étude du quenching

Les propriétés du liquide scintillant, vues dans la section 2.3.2, sont une composante importante à étudier pour l'expérience STEREO. L'une d'entre elles, l'effet de *quenching*, induit une relation non linéaire entre l'énergie de la particule incidente et la lumière détectée. Il peut être caractérisé par le coefficient de Birks, k_B, qui est mesurable expérimentalement. La mesure de cette non-linéarité est très importante pour l'analyse des spectres neutrinos. C'est pour cela qu'une partie de cette thèse porte sur l'évaluation du quenching et son évolution. Après une introduction de la méthode utilisée, qui reprend celle développée dans une précédente thèse de la collaboration STEREO [90], nous allons voir dans ce chapitre les études réalisées sur l'évolution du quenching en fonction de la position dans le détecteur et du temps.

3.1 Méthode de calibration et premiers résultats

Le but de cette étude du quenching est de déterminer la valeur de la constante k_B à utiliser dans la simulation afin de reproduire au mieux les données mesurées. Il a été évoqué dans la partie 2.4.2 le fait qu'un premier ajustement de cette valeur a été réalisé pour les premières données de l'expérience. Par conséquent il s'agira ici de s'assurer du bon accord entre les nouvelles données et la simulation utilisant la valeur du k_B précédemment calculée.

Les sources employées pour fournir les résultats de ce chapitre sont répertoriées dans le tableau 3.1.

source	énergie des principaux gammas [MeV]	temps de demi-vie
^{137}Cs	0.662	30.1 ans
^{54}Mn	0.835	312 jours
^{65}Zn	1.116	244 jours
^{42}K	1.520	12.4 h
^{24}Na	1.369 et 2.754	15 h
AmBe	4.438	433 ans (^{41}Am)

TABLE 3.1 – Tableau récapitulant les sources utilisées ainsi que l'énergie des gammas émis et le temps de demi-vie de chacune d'entre elle.

3.1.1 Description de la méthode

La méthode de calibration présentée dans cette thèse repose grandement sur des travaux effectués par un ancien doctorant de la collaboration STEREO [90]. Le principe va cependant être décrit à nouveau dans ce paragraphe ainsi que les améliorations apportées.

Comme il a été remarqué précédemment, la principale interaction des gammas dans le détecteur est la diffusion d'électrons par effet Compton. Il est par conséquent possible pour un événement de déposer son énergie dans plusieurs cellules du détecteur. Afin de pouvoir étalonner chaque cellule individuellement, il est important de sélectionner les événements déposant toute leur énergie dans la même cellule. Sachant qu'une grande majorité dépose toute leur énergie dans le détecteur, il est possible de réduire considérablement le nombre d'évènements déposant leur énergie dans plusieurs cellules en limitant la charge détectée dans les cellules proches de la cellule étudiée.

Cependant une partie de la lumière émise par la particule interagissant est transmise aux cellules voisines par des fuites de lumière, comme vues dans la partie 2.3.1. Il est donc impossible de demander une charge détectée nulle dans ces cellules. La première étape consiste à déterminer la valeur de ces fuites de lumière pour contraindre la charge des cellules voisines au minimum.

Pour chaque source, une coupure autour du pic de dépôt d'énergie total dans la cellule à étalonner est mise en place afin d'étudier des évènements déposant un minimum d'énergie dans cette dernière. La région sélectionnée est appelée région d'intérêt. Ainsi on peut supposer que la majorité de la charge détectée dans les autres cellules est due aux fuites de lumière. Il est possible de déterminer une valeur moyenne des fuites de lumière en ajustant par une gaussienne la distribution du rapport de la charge des cellules voisines sur la charge de la cellule étalonnée η. Un exemple d'ajustement est visible sur la figure 3.1. Il donne la moyenne des fuites de lumière LL et leur fluctuation σ_{LL}.

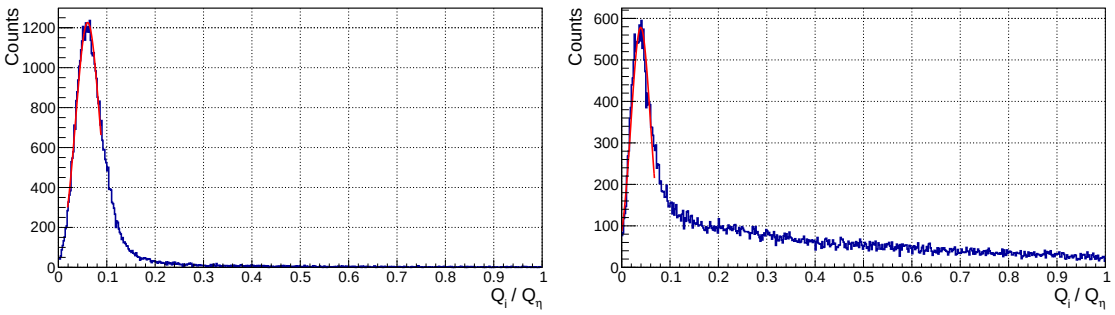


FIGURE 3.1 – Distribution du rapport des charges Q_i/Q_η pour l'étalonnage de la cellule 2 (η=2) et pour la cellule 1 (à droite) et la cellule 3 (à gauche). La source est placée ici dans la cellule 1. Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne afin de déterminer les fuites de lumière et leur largeur.

La quantité déterminée ici peut alors être utilisée pour calculer la charge maximale due aux fuites de lumière dans chaque cellule. En imposant une charge infé-

rieure à cette valeur, les événements déposant de l'énergie dans d'autres cellules que celle étalonnée seront rejetés. Il est important d'autoriser une fluctuation autour de la valeur moyenne des fuites de lumière pour ne pas rejeter d'événements du pic de total dépôt d'énergie et aussi garder suffisamment d'évènements. Les charges des cellules voisines sont alors limitées à :

$$Q_i < (LL_{\eta i} + 3.5\sigma_{LL_{\eta i}}) \times Q_\eta \tag{3.1}$$

η est la cellule étalonnée et i les cellules directement voisines. Un exemple de distribution de la charge dans la cellule d'étalonnage après cette coupure est donnée sur la figure 3.2. On peut voir qu'il persiste un certain nombre d'événements hors du pic de dépôt d'énergie totale qui n'ont pas été exclus. C'est pour cela que l'on ne peut pas utiliser directement l'énergie nominale du gamma étudié afin de déterminer un coefficient d'étalonnage (C_η).

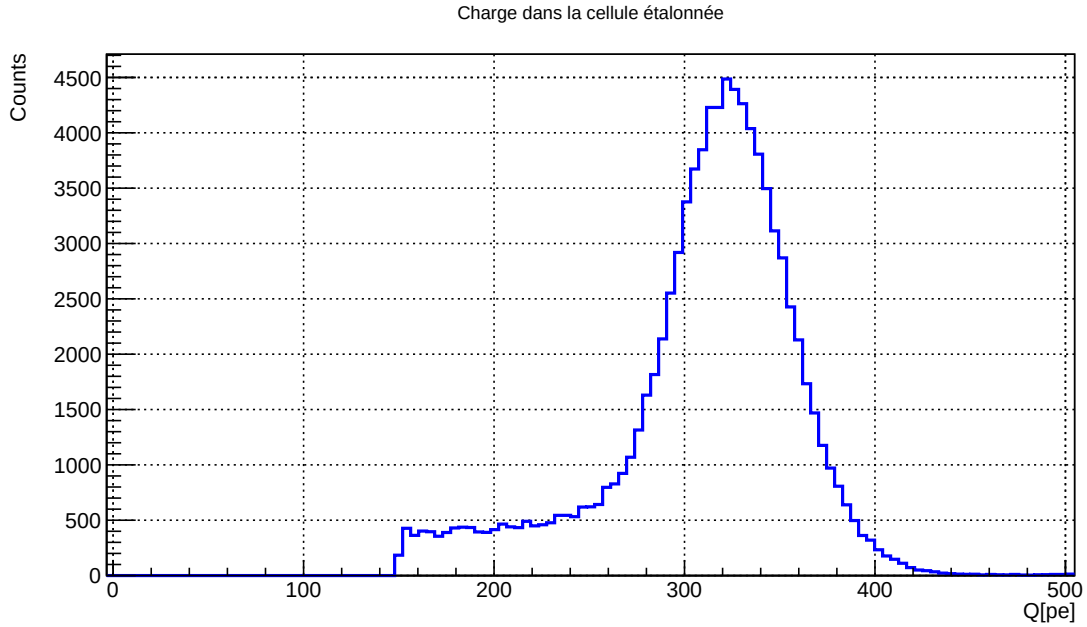


FIGURE 3.2 – Distribution de la charge mesurée pour la source de ^{42}K dans la cellule étalonnée E après coupure sur la charge maximum dans les autres cellules.

La valeur de 3.5 $\sigma_{LL_{\eta i}}$ de l'équation 3.3 a été déterminée par une étude [90] consistant à faire varier cette valeur jusqu'à atteindre un coefficient d'étalonnage constant. Pour évaluer l'énergie déposée moyenne des événements, il est nécessaire d'utiliser une simulation de la source et du détecteur STEREO. Les mêmes conditions sont appliquées sur la simulation et, en plus de la distribution de la charge, l'énergie déposée par chaque particule dans la cellule est aussi conservée. Grâce à cela, nous pouvons calculer un coefficient d'étalonnage, C_η, pour chaque source en utilisant les charges et énergies déposées moyennes des événements ayant passé nos coupures.

$$C_\eta = \frac{\langle Q_\eta \rangle}{\langle E_{\mathrm{dep},\eta} \rangle} \tag{3.2}$$

Pour déterminer le domaine des évènements pris en compte dans cette moyenne, le pic pleine énergie de la figure 3.2 est ajusté par une fonction gaussienne. La moyenne de la charge des gammas compris dans un domaine de (μ + 4σ) et (μ - $l\sigma$) est calculée ainsi que la moyenne de l'énergie déposée des évènements de la simulation correspondante. L'intervalle est asymétrique afin de prendre en compte le maximum d'évènements du pic pleine énergie tout en rejetant les dépôts d'énergie dans les cellules voisines. Pour cela, la valeur optimale est l=2,5 [90]. Un coefficient d'étalonnage est alors calculé pour la simulation et pour les données avec leurs distributions de charges respectives et la distribution de $E_{\mathrm{dep},\eta}$ de la simulation. Cette analyse est appliquée sur les sources de ^{137}Cs, ^{54}Mn, ^{65}Zn et ^{42}K.

Cas des sources multi-γ :

L'analyse des sources produisant plusieurs gammas en coïncidence varie sur certains points. L'effet de quenching n'étant pas linéaire, un gamma d'énergie donnée ne sera pas affecté de la même façon que deux gammas dont la somme des énergies est équivalente. Il est par conséquent nécessaire d'isoler le gamma que l'on désire étudier dans la cellule étalonnée. Pour cela, on requiert, afin de séparer les deux gammas, que la charge d'une seconde cellule, que l'on appellera ici cellule déclencheuse (D), soit comprise dans une région d'intérêt définie. Cette région correspond à la charge attendue pour un dépôt d'énergie totale du second gamma. Cela permet de s'assurer que seul le gamma d'intérêt produit de la lumière dans la cellule que nous étudions. Par exemple sur la figure 3.3, la source est dans la cellule 2 et on sélectionne un gamma dans la cellule 3 et un autre dans la cellule 1. Cependant il faut aussi tenir compte des fuites de lumières causées par le gamma déclencheur. La charge maximale acceptée dans les cellules directement voisines (η-1, η+1, GCD19 et GCIN20) devient :

$$Q_i < (LL_{\eta i} + 3.5\sigma_{LL_{\eta i}}) \times Q_\eta + (LL_{Di} + 3.5\sigma_{LL_{Di}}) \times Q_D \tag{3.3}$$

Les fuites de lumière entre deux cellules voisines pouvant varier entre 5 et 15%, l'impact d'un gamma déclencheur détecté dans une cellule directement voisine sur la charge de la cellule d'étalonnage est très difficile à corriger. C'est pourquoi on s'intéresse seulement aux événements dont les deux gammas sont détectés en coïncidence dans des cellules n'ayant pas de parois communes. Cette technique oblige toutefois à exiger que la cellule déclencheuse et la cellule d'étalonnage soient situées de chaque côté de la cellule source, comme représenté sur le schéma de la figure 3.3.

L'inconvénient de ce critère est qu'il requiert que les deux gammas sortent de la cellule source sans interagir, le nombre d'événements sélectionnés est ainsi fortement réduit ce qui constitue un désavantage de cette méthode de calibration. Afin de garder une géométrie similaire, la cellule étalonnée et la cellule source sont les mêmes pour les source mono-γ et multi-γ. Cette analyse est mise en place pour la source de ^{24}Na.

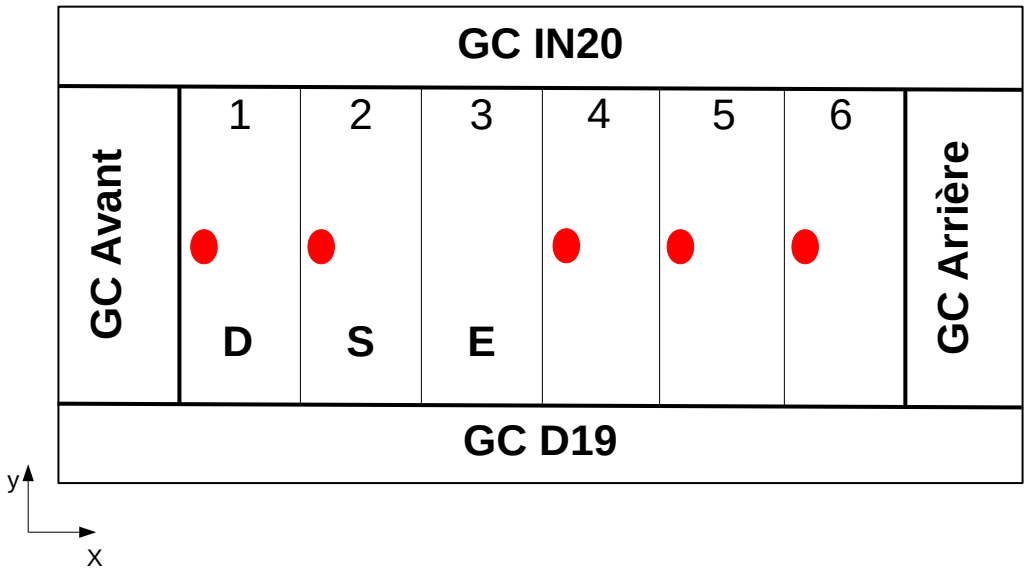


FIGURE 3.3 – Schéma du détecteur STEREO vu du dessus. Les tubes d'étalonnage sont représentés en rouge et les lettres **D**, **S** et **E** représentent respectivement les cellules déclencheuse, source et étalonnée, ici pour l'étalonnage de la cellule 3.

Cas de l'AmBe :

Dans le cas de la source d'Américium-Bérylium (AmBe), l'^{241}Am émet une particule α qui cause la réaction ^{9}Be(α,n)^{12}C$^{(*)}$. Le ^{12}C$^{(*)}$ se désexcite presque instantanément par l'émission d'un gamma de 4.4 MeV en coïcidence avec le neutron. Il peut aussi arriver que le neutron soit émis seul mais ce type d'évènement n'est pas utile ici.

La source d'AmBe est la seule source permettant d'explorer les énergies au-delà de 3 MeV. La coïncidence du gamma avec le proton nécessite l'utilisation des mêmes coupures que pour une source multi-γ, appliquées sur le neutron détecté dans la cellule déclencheuse. L'énergie du neutron n'étant pas bien définie et en prenant en compte la différence de quenching entre l'interaction du neutron et des gammas, la fenêtre de sélection de la charge de la cellule déclencheuse doit être assez large pour inclure tous les événements. Cette coupure est alors moins efficace pour discriminer les évènements attendus. Afin d'améliorer notre sélection, une recherche de paires, à la manière de la sélection des évènements neutrinos, a été mise en place.

Chaque gamma ayant passé les coupures de sélection doit être détecté en coïncidence avec un événement dont l'énergie totale reconstruite sur tout le détecteur est comprise entre 1 et 10 MeV. La fenêtre de coïncidence est de 100 μs. 10 fenêtres de coïncidences décalées dans le temps sont utilisées afin d'évaluer le nombre de coïncidences accidentelles. Le résultats obtenu est moyenné sur les 10 fenêtres et le nombre calculé est renormalisé pour obtenir un nombre de coïncidences détectées

après 100 μs égal à zéro. La figure 3.4 montre la distribution de charge obtenue dans la cellule étalonnée.

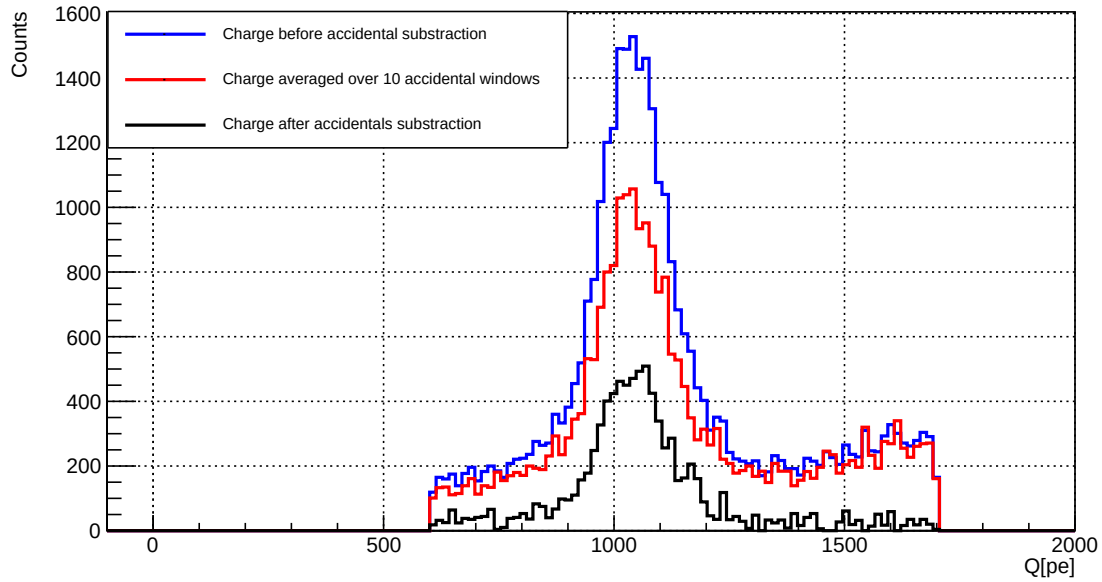


FIGURE 3.4 – Distributions de la charge obtenue dans la cellule étalonnée pour la source d'AmBe avant soustraction des évènements accidentels (bleu), après soustraction (noir) et pour la moyenne de dix fenêtres d'évènements accidentels (rouge).

Cette méthode de sélection pour l'AmBe est différente de celle présentée dans la référence [90], mais elle présente l'avantage d'être applicable sur les données et la simulation de la même façon et évite une possible erreur due à la différence de traitement.

Pour finir, les coupures appliquées engendrent de possibles incertitudes sur le résultat final qui doivent être évaluées. Pour cela, les valeurs de l (dans l'analyse l = 2.5), qui déterminent la borne inférieure d'intégration de la moyenne, et k, la valeur de coupure anti-Compton (voir équation 3.3 où k = 3.5), sont variées de + ou - 1 et des coefficients sont calculées pour ces nouvelles coupures. L'erreur Δ_k (Δ_l) est définie comme la différence maximale entre les coefficients calculés pour k-1 et k+1 (l-1 et l+1) et le coefficient obtenu avec la valeur optimale k (l).

Les deux valeurs Δ_k et Δ_l sont rajoutées à l'erreur statistique pour déterminer l'incertitude de chaque C_η calculé.

Une fois cette méthode mise au point, nous pouvons l'appliquer pour comparer l'accord de notre simulation avec les données.

3.1.2 Quenching en un point du détecteur

La valeur du k_B a déjà été évaluée et optimisée pour la **Phase-I** [90, 102]. Il est cependant important de vérifier qu'il n'y ait pas d'évolution du détecteur qui pourrait causer un désaccord entre la simulation et les données. D'autre part, l'étude

systématique pour toutes les cellules et toutes les positions est une originalité de cette thèse.

L'effet du quenching peut être calculé dans toutes les cellules de la cible, comme nous allons le voir dans la section suivante, mais un exemple est ici montré pour la cellule 2. Les différentes sources d'étalonnage ont été déployées dans le détecteur à plusieurs dates durant la prise de données de l'expérience STEREO mais nous allons nous concentrer sur la date du 26-27 avril 2018 dans cette partie. L'étalonnage est réalisé avec une source placée dans le tube de la cellule 1 à z = 45 cm. A cette hauteur la durée de la calibration est de 5 minutes. Le gamma-catcher avant est par conséquent la cellule déclencheuse. Un coefficient d'étalonnage est calculé pour chaque source et on peut alors tracer leur évolution en fonction de l'énergie nominale du gamma (voir la partie haute de la figure 3.5). Afin de pouvoir directement comparer les coefficients mesurés et ceux obtenus avec le Monte-Carlo, tous sont renormalisés aux coefficients du ^{54}Mn tel que :

$$C_{\eta,\mathrm{Norm}} = \frac{C_\eta}{C_{\eta,\mathrm{Mn54}}} \tag{3.4}$$

Le rapport des données sur la simulation (MC) devrait donc être de 1. La figure 3.5 montre que l'effet est plus important pour les gammas de basses énergies et se réduit au delà de 2 MeV environ. Le ratio des coefficients calculés à partir des données sur ceux obtenus en simulation est représenté sur la partie basse de la figure. La différence entre les deux courbes est comprise entre plus et moins 1%. Cette précision est la précision recherchée pour l'expérience STEREO.

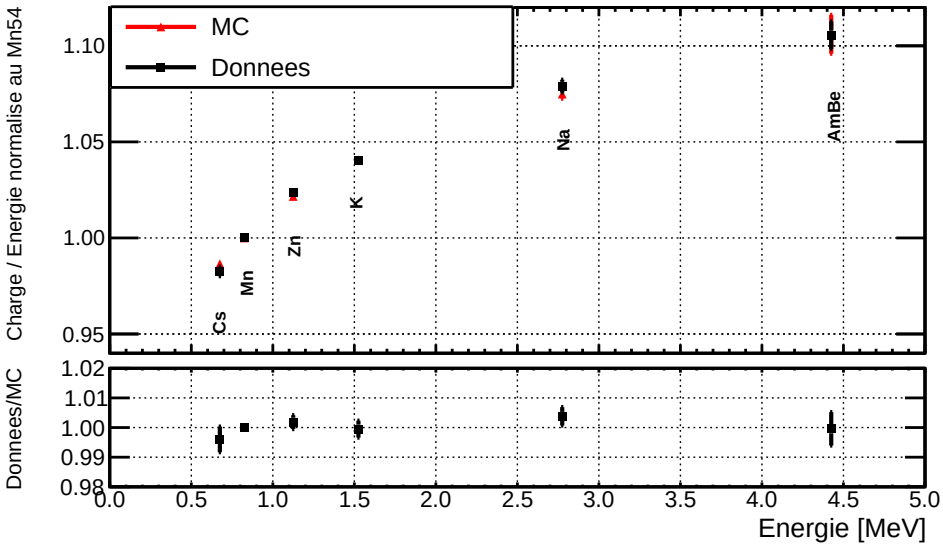


FIGURE 3.5 – Coefficients d'étalonnage en fonction de l'énergie pour la cellule 2. La partie haute du graphique représente les coefficients calculés avec les données et la simulation et la partie basse est le rapport des deux.

La valeur du k_B déterminée précédemment et implémentée dans la simulation semble en accord avec les données mesurées pour cette date d'avril 2018 et pour

ce point de calibration ($z = 45$ cm et cellule 2). L'effet de quenching étant du aux propriétés du liquide scintillant, il n'y a, à priori, pas de raisons qu'il affecte différemment les particules détectées dans différents points du détecteur. Il est toutefois important de vérifier cette affirmation car une différence de quenching entre les cellules pourrait induire un biais sur les spectres neutrinos et donc sur les résultats finaux de l'expérience. C'est pourquoi nous allons voir, dans la prochaine partie, comment la méthode de calibration a pu être adaptée afin d'étudier différentes positions pour chaque source de calibration dans le détecteur.

3.2 Effet de la position de la source sur le quenching

Après avoir vu dans la partie précédente la méthode d'étalonnage du quenching et un exemple pour une cellule donnée, nous allons discuter dans cette section l'influence de la position des évènements détectés sur l'effet de quenching. Pour cela, l'analyse a été déclinée afin d'étalonner toutes les cellules cibles du détecteur STEREO. Elle a aussi été adaptée aux différentes hauteurs de déploiement de la source dans les tubes d'étalonnage pour être capable d'étudier le maximum de points de l'espace à l'intérieur des cellules cibles. Un effet de quenching moyen a ensuite pu être déterminé grâce à toutes ces données.

3.2.1 Quenching pour chaque cellule

Bien que l'effet de quenching soit une propriété du liquide scintillant et ne devrait donc pas différer selon les cellules, nous avons étudié les variations systématiques sur cet effet via l'étalonnage indépendant de chaque cellule du détecteur. Pour cela, il faut adapter notre méthode car, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la source doit être placée dans une cellule voisine de celle que l'on cherche à étalonner. Il y a donc deux géométries possibles pour une cellule n. Dans le premier cas (**cas 1**), la source est placée dans la cellule $n-1$ et la cellule déclencheuse est numérotée $n-2$. La seconde possibilité (**cas 2**) est de placer la source dans la cellule $n+1$ et d'utiliser la cellule $n+2$ comme déclencheuse. Un schéma du détecteur est représenté sur la figure 3.6.

Afin de faire un choix entre les deux géométries, il est important de remarquer que les tubes de calibration ne sont pas situés exactement au centre de la cellule selon l'axe x. En effet, le tube est plus proche de la cellule précédente ce qui implique que les deux géométries décrites précédemment ne sont pas équivalentes.

On pourrait penser qu'il est mieux de choisir le second cas, la source étant placée dans la cellule $n+1$, donc plus proche de la cellule à étalonner. Toutefois, dans le cas de l'AmBe, les neutrons détectés en coïncidence ont un plus long trajet à parcourir pour déposer de l'énergie dans la cellule $n+2$. Le nombre de neutrons arrivant à la cellule déclencheuse est dans ce cas trop faible pour obtenir une statistique suffisante pour l'analyse. C'est pour cela que nous avons préféré le premier cas où la source est située dans la cellule $n-1$.

Il est néanmoins impossible d'utiliser cette géométrie pour étalonner toutes les cellules cibles. En effet, la cellule 3 ainsi que les gamma-catchers ne disposant pas de tubes d'étalonnage, ce cas est exclu pour les cellules 4 et 1. Le **cas 2** est alors

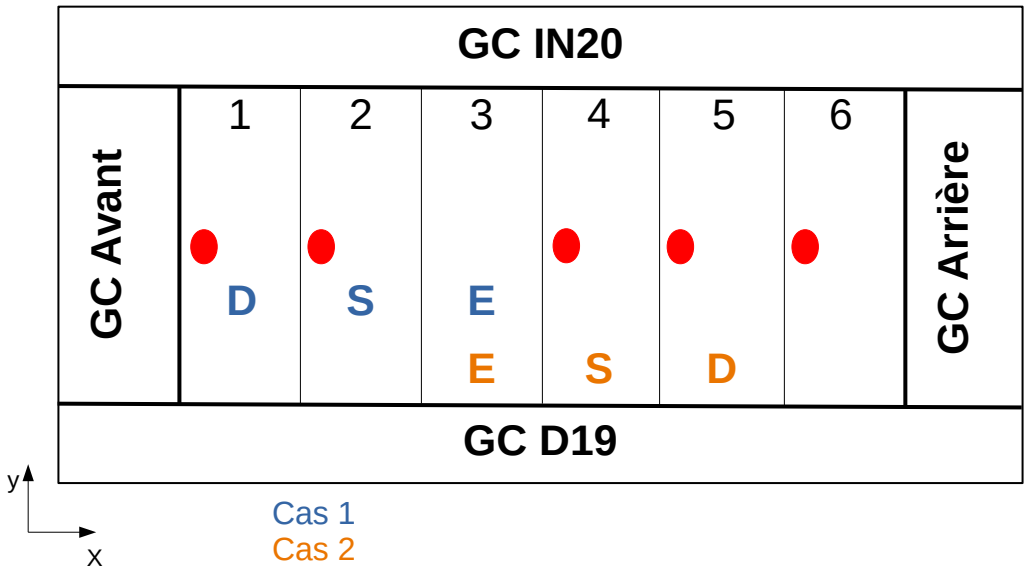


FIGURE 3.6 – Schéma du détecteur STEREO vu du dessus. Les **cas 1** et **cas 2** sont représentés respectivement en bleu et orange.

employé pour ces cellules, mais le coefficient de l'AmBe ne sera pas calculé. De plus le second cas n'est pas applicable pour les cellules 2 et 6.

Pour résumer, le **cas 1** est mis en oeuvre pour étalonner les cellules 2, 3, 5 et 6 alors que le **cas 2** est utilisé pour les cellules 1 et 4. Il faut maintenant s'assurer que ces deux cas sont équivalents pour ne pas avoir une différence systématique entre les cellules 1 et 4 et les autres. Pour cela, les cellules 3 et 5 ont été étalonnées avec les deux géométries afin de vérifier l'impact sur les coefficients de calibration. Les résultats de cette analyse sont présentés, pour la cellule 3, sur la figure 3.7.

Les coefficients calculés sont en très bon accord entre les deux cas et on ne peut voir aucun effet systématique sortant de la précision de la comparaison. Ce résultat montre bien que les deux géométries utilisées sont équivalentes et qu'il est possible de comparer les coefficients d'étalonnage de toutes les cellules cibles. La différence de collection de lumière entre cellule est ici compensée par la normalisation au ^{54}Mn.

La comparaison des résultats est montrée sur la figure 3.8. Les courbes de quenching mesurées grâce à la simulation et aux données apparaissent sur cette figure ainsi que le rapport des données sur le Monte-Carlo (MC).

L'étude montre un bon accord pour toutes les cellules cibles du détecteur STEREO. Ce résultat prouve que l'on peut considérer une même valeur de k_B dans la simulation pour toutes les cellules cibles, ayant le même liquide scintillant, sans induire d'erreur sur la détermination des spectres neutrinos simulés.

Après avoir vérifié le bon accord entre chaque cellule, on pourrait penser à faire une moyenne afin de calculer un effet global sur tout le volume cible avec plus de

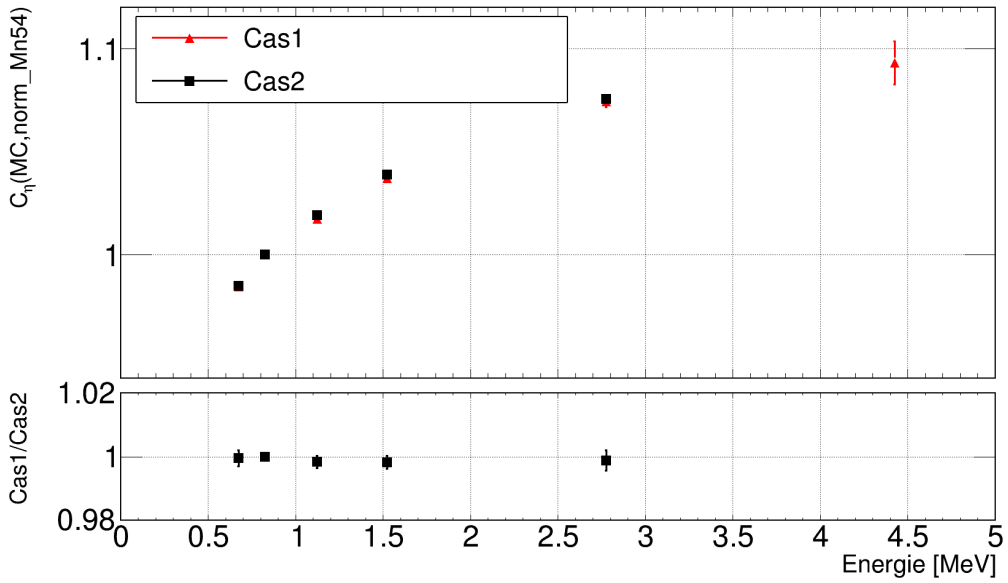


FIGURE 3.7 – Coefficients d'étalonnage calculés en simulation dans la cellules 3 avec deux configurations différentes. Le rapport des coefficients obtenus dans les deux cas est montré sur la partie basse de la figure.

précision encore. Cette analyse sera développée dans la section 3.2.3.

3.2.2 Quenching en fonction de la hauteur

Maintenant que nous avons vérifié l'accord entre chaque cellule (influence de la position en x), nous pouvons nous intéresser à l'influence de la hauteur (axe z) sur le calcul du quenching. Pour cela, les sources sont placées dans le tube d'étalonnage à cinq hauteurs différentes : 10, 30, 45, 60 et 80 cm. La hauteur est mesurée par rapport à l'extrémité basse du tube. Les résultats présentés jusqu'à présent ont tous été mesurés avec une source placée à $z = 45$ cm, cette hauteur ayant été choisie car elle est la position centrale de la cellule par rapport à l'axe z, une cellule mesurant 90 cm de hauteur. Il est cependant possible de faire la même analyse lorsque la source est située aux autres hauteurs. Cela devrait permettre d'étudier l'évolution des coefficients d'étalonnage de chaque source avec z et de vérifier la bonne reproduction dans la simulation de possibles effets selon l'axe z.

Il est à nouveau nécessaire de normaliser les coefficients obtenus à ceux du ^{54}Mn afin de pouvoir comparer les différentes hauteurs. Il faut aussi préciser que la durée de la prise de données est différente en fonction de la hauteur de la source. En effet, la hauteur centrale étant la plus représentative de la cellule entière, la mesure de chaque source au centre (z=45 cm) est de 5 minutes alors qu'elle ne dure qu'une minute pour les autres positions. Le nombre d'événements sélectionnés est par conséquent moins important, ce qui induit une plus grande erreur statistique. Seule la source d'AmBe est mesurée avec un temps de 5 minutes pour toutes les positions.

La méthode d'étalonnage a donc été appliquée à toutes les hauteurs et on peut voir les résultats pour la cellule 5 sur la figure 3.9. Les points des différentes hauteurs semblent en accord et la position en z de la source ne semble donc pas avoir d'im-

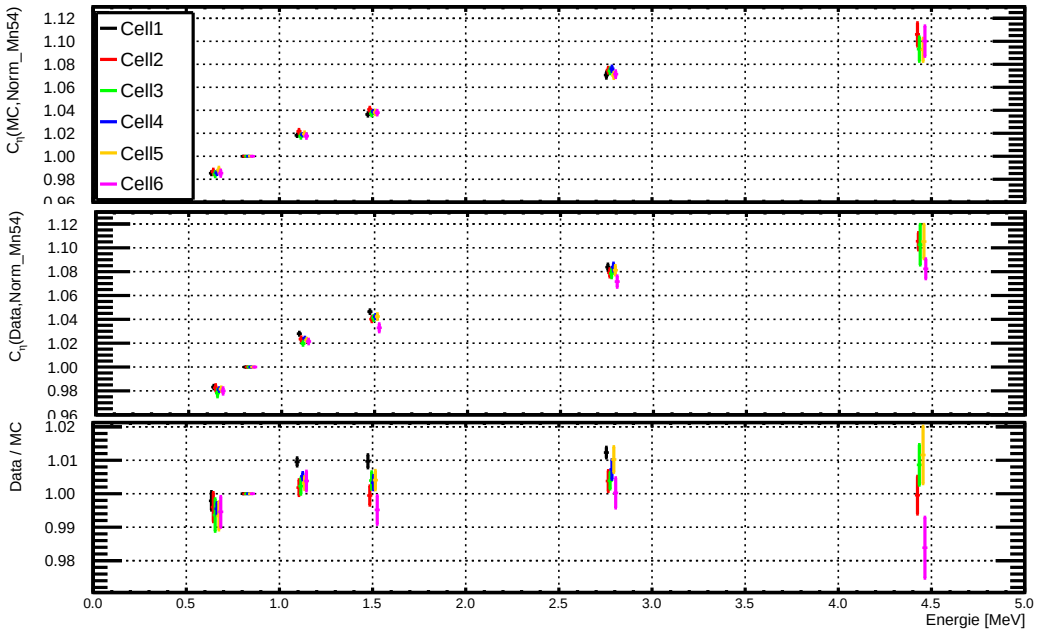


FIGURE 3.8 – Coefficients d'étalonnage (normalisés au coefficients du ^{54}Mn) calculés dans toutes les cellules en simulation (haut) et en données (centre). Le rapport données/MC est aussi présenté (bas).

pact systématique sur l'effet de quenching, et même plus généralement sur l'échelle d'énergie, qui soit supérieur à la précision de ce test.

Cette étude des différentes hauteurs a permis de montrer qu'il n'y avait aucune dépendance des C_η en z, il est par conséquent possible de faire un traitement plus global sur la cellule entière en utilisant toutes les hauteurs en même temps plutôt que la position centrale seulement. Ce traitement pourrait permettre de prendre une distribution d'évènements couvrant une plus grande partie de la cellule ce qui est plus représentatif des données neutrino.

Cette analyse peut être réalisée en utilisant la même méthode que celle présentée précédemment. La différence est que les événements de chaque période d'acquisition à des hauteurs différentes seront analysés en même temps et les mêmes coupures leurs seront appliquées. Les fuites de lumière sont prises comme la moyenne des fuites de lumière des 5 hauteurs de la source dans chaque cellule. Pour ne pas donner un poids plus important à la hauteur centrale, où le temps d'acquisition est de 5 minutes, seuls les événements acquis lors de la première minute seront étudiés. La distribution donnée par l'analyse de toutes les hauteurs est ensuite traitée comme celle obtenue avec une seule hauteur.

Les coefficients de l'analyse sur toutes les hauteurs peuvent ensuite être comparés à ceux obtenus avec $z = 45$ cm. Comme on le voit sur la figure 3.10, les deux méthodes donnent des résultats semblables et les coefficients d'étalonnage sont en très bon accord. La position centrale (z=45 cm) est la moins affectée par un possible effet dépendant de z et elle permet d'avoir une plus grande statistique (mesure de 5 minutes).

Ce sont les résultats donnés par l'étude d'une seule position qui seront utilisés

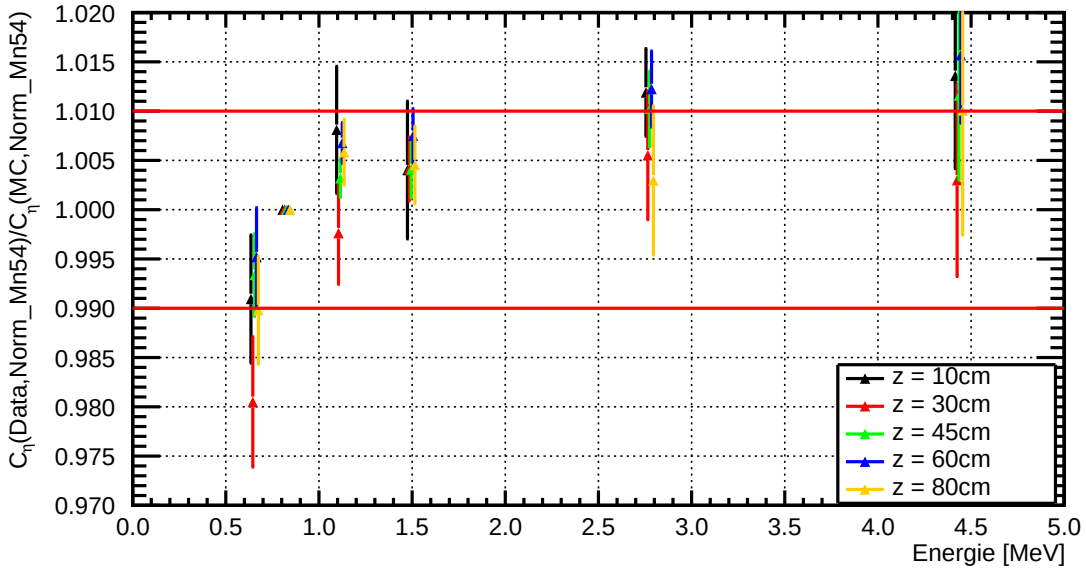


FIGURE 3.9 – Rapport C_η(Données)/C_η(MC) calculés pour la cellule 5 à toutes les hauteurs. Les lignes rouges représentent une différence de $\pm 1\%$ entre les coefficients MC et données.

et présentés dans la suite de ce chapitre. Effectivement, l'analyse simultanée des 5 hauteurs d'étalonnage pourrait induire des erreurs systématiques qui ne sont pas présentes dans l'analyse de la hauteur $z = 45$ cm.

3.2.3 Quenching global

Après avoir étudié l'effet de quenching et sa dépendance par rapport à la position de la source d'étalonnage dans le détecteur, nous pouvons estimer une courbe de quenching global sur toutes les cellules cibles du détecteur STEREO. Pour cela une moyenne des coefficients des 6 cellules est calculée.

Pour chaque source une moyenne des C_η normalisés sur les 6 cellules permet de calculer un $C_{\eta,\text{Cible}}$ global. Cette moyenne est pondérée par l'erreur statistique des C_η de chaque cellule. Les cellules 1 et 4 ont une plus faible erreur statistique car étudié dans la géométrie **Cas2**. En revanche le coefficient de l'AmBe n'étant pas calculé dans ces deux cellules, la moyenne n'est réalisée que sur les quatre restantes.

Les erreurs systématiques sont calculées directement sur la moyenne sans utiliser les Δ_k et Δ_l calculés pour chaque cellule individuellement. On obtient ainsi des valeurs $\Delta_{k,\text{Cible}}$ et $\Delta_{l,\text{Cible}}$.

Grâce à cela, un coefficient d'étalonnage moyen et ses incertitudes peuvent être calculés pour chaque source employée et l'on peut tracer une courbe de quenching pour le MC et les données. Les graphiques représentant cela pour la campagne de quenching d'Avril 2018 sont visibles sur la figure 3.11.

Cette analyse globale sur tout le volume cible montre un bon accord entre MC et données. Le ratio de chaque point ne dépasse pas les limites fixées par les exigences de précision de l'expérience STEREO. Cette analyse globale montre qu'il n'est pas

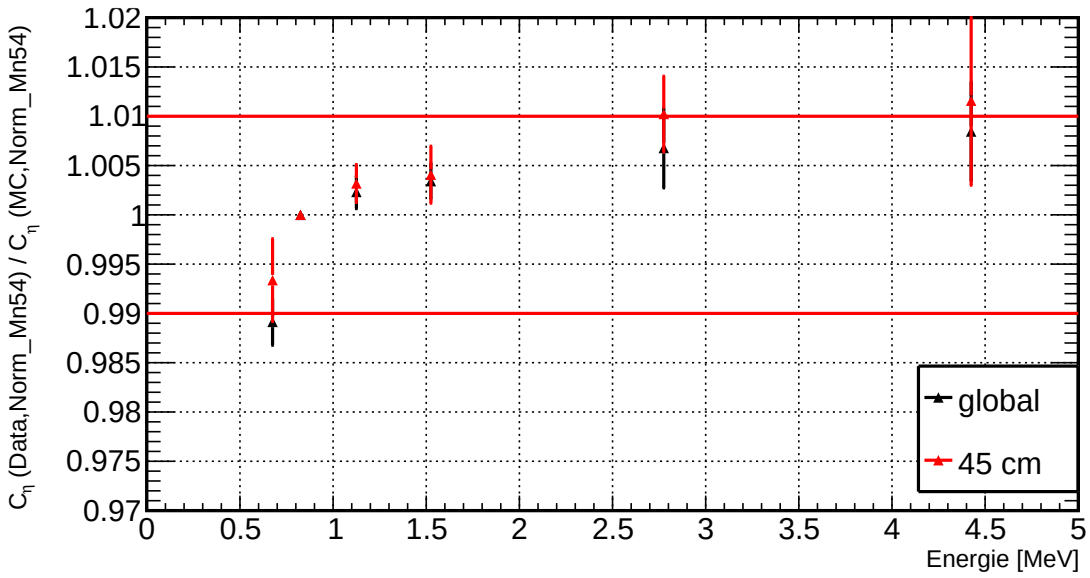


FIGURE 3.10 – Comparaison du rapport C_η(Données)/C_η(MC) pour la cellule 5 calculés par l'analyse globale sur toutes les hauteurs de la cellule et pour la seule hauteur $z = 45$ cm. Les lignes rouges représentent une différence de $\pm 1\%$ entre les coefficients MC et données.

nécessaire de réajuster la valeur du paramètre k_B déterminée lors de la première phase de prise de données. Toutes les études du *quenching* en fonction de la position en x et z montrent qu'il n'y a aucune déviation entre les données et la simulation. L'effet mesuré ici est donc bien l'effet de *quenching* du liquide scintillant et l'analyse décrite supprime au premier ordre tous les effets géométriques. On peut alors utiliser cette méthode pour suivre l'évolution du liquide en fonction du temps.

3.3 Evolution de l'effet de quenching dans le temps

Dans les parties précédentes les résultats montrés ont été obtenus grâce aux données acquises lors d'une seule campagne de prise de données ayant eu lieu les 26 et 27 avril 2018. Hors, les phases II et III de l'expérience STEREO ont duré de novembre 2017 à novembre 2020, le liquide scintillant a évolué et s'est dégradé au cours du temps. C'est pourquoi une modification de l'effet de quenching en fonction de la date est possible. Le contrôle de la stabilité du quenching sur toute la durée de l'expérience est indispensable.

3.3.1 Prises de données de calibration

Des campagnes d'étalonnage du détecteur STEREO ont été régulièrement entreprises lors de toute la période de prise de données de l'expérience. Afin d'éviter les bruits de fonds provenant du réacteur, ces campagnes doivent avoir lieu lorsqu'il n'est pas en fonctionnement. Cependant, les sources de ^{42}K et de ^{24}Na ont un temps

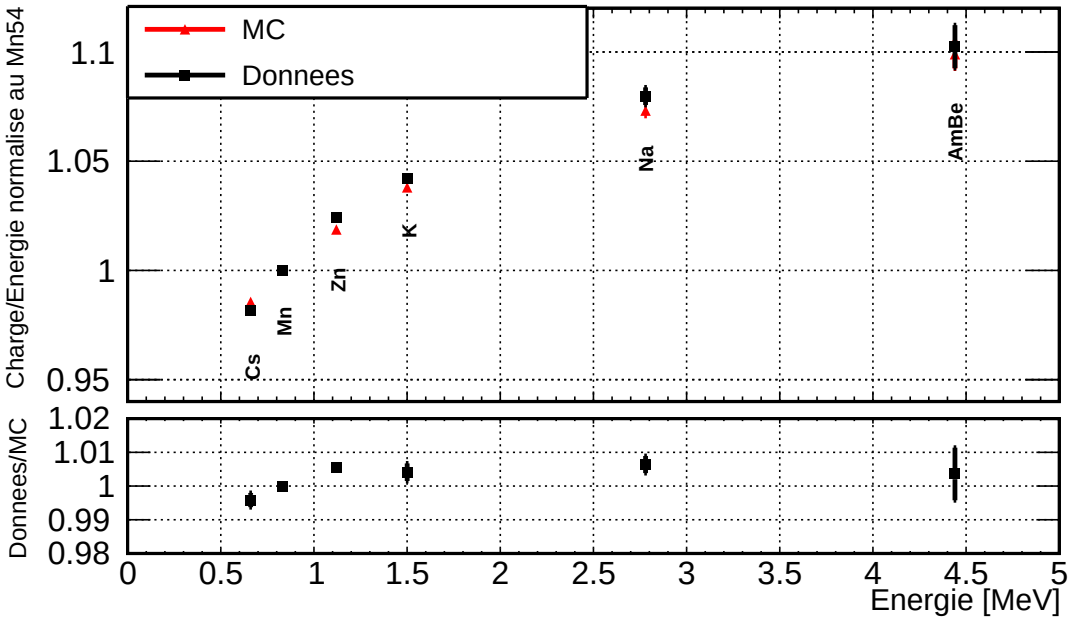


FIGURE 3.11 – Évolution des coefficients d'étalonnage, pour $z = 45$ cm et moyennés sur toutes les cellules, en simulation et en données, en fonction de l'énergie. Le ratio des deux courbes de quenching est présenté sur la partie basse du graphique.

de vie très court, il n'existe par conséquent pas de sources commerciales. Elles sont produites lors d'un cycle, l'étalonnage ne peut donc être fait que dans les quelques jours suivant l'arrêt du réacteur.

Comme il a été discuté dans la partie 2.4.1, la simulation du détecteur STEREO a été modifiée entre la **Phase-II** et la **Phase-III** de l'expérience. Le résultat donné par les données de chaque campagne doit alors être comparé à la bonne version de la simulation.

Ainsi 5 dates, réparties sur toute la durée de l'expérience, ont pu être analysées afin de comparer les résultats et mesurer une possible évolution temporelle nécessitant un ajustement de l'effet de quenching dans la simulation du détecteur STEREO.

Le tableau 3.2 récapitule les dates, la version de la simulation, et les sources analysées dans cette partie.

date	MC	^{137}Cs	^{54}Mn	^{65}Zn	^{42}K	^{24}Na	AmBe
Avril 2018	Phase-II	x	x	x	x	x	x
Octobre 2018	Phase-II	x	x	x	x	x	x
Août 2019	Phase-III	x	x		x	x	x
Février 2020	Phase-III	x	x	x	x	x	x
Septembre 2020	Phase-III	x	x	x	x	x	x

TABLE 3.2 – Tableau résumant les dates des campagnes d'étalonnage du détecteur STEREO analysées ainsi que la version de la simulation (MC) associée et les sources utilisées.

La source de ^{65}Zn employée lors de la campagne d'août 2019 n'a pas pu être analysée car son activité était trop faible. Elle a été refaite pour les dates suivantes.

L'analyse et la comparaison de ces données prises à différentes périodes permettent de s'assurer de la stabilité dans le temps de l'effet de *quenching*.

3.3.2 Stabilité du quenching

La méthode présentée dans la partie 3.2.3 a été mise en oeuvre sur les données des 5 dates choisies et sur leurs Monte-Carlo respectifs. Les coefficients comparés sont à nouveau normalisés aux ^{54}Mn car la dégradation du liquide scintillant induit une diminution de la lumière collectée dans chaque cellule. Les coefficients d'étalonnage, C_η, ne peuvent donc pas être directement comparés pour deux dates différentes. C'est aussi pour cela que les campagnes d'étalonnage sont pratiquées sur des périodes courtes de 2 à 3 jours. La comparaison des résultats est montrée sur la figure 3.12.

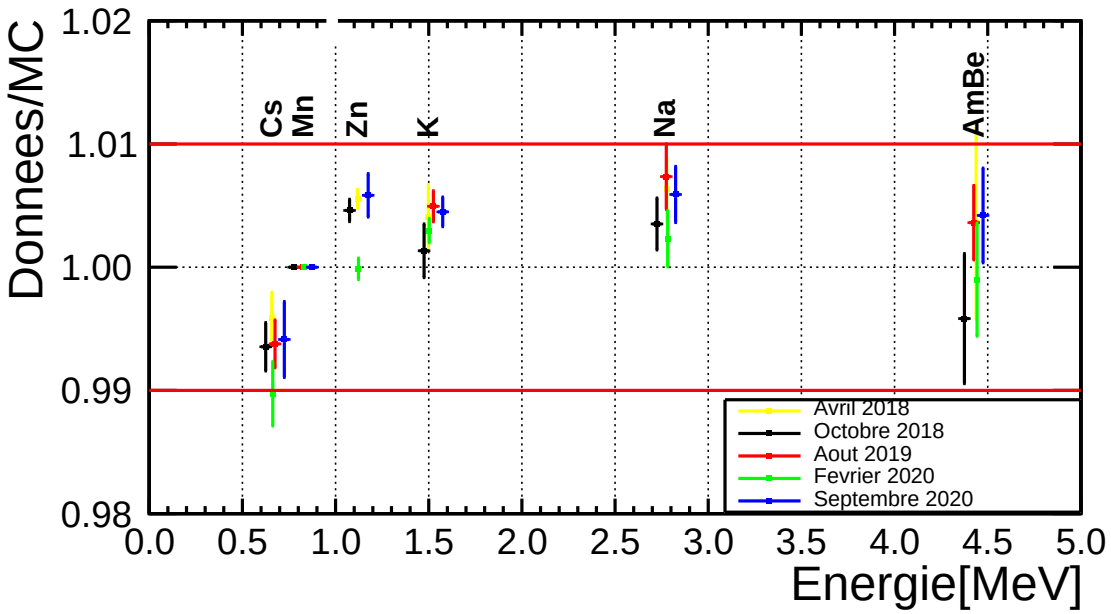


FIGURE 3.12 – Comparaison du rapport C_η(données)/C_η(MC), pour la position z = 45 cm et moyenné sur les 6 cellules, pour les 5 dates étudiées. Les dates sont comparées à différentes versions de la simulation du détecteur, par conséquent, seul l'accord des données avec leur simulation respective est importante ici. Les lignes rouges représentent une différence de ±1% entre les coefficients MC et données. Les points pour une même énergie ont été légèrement décalés pour améliorer la lisibilité de la figure.

Sur cette figure, on voit que les points sont en très bon accord pour toutes les dates analysées. Seule la source de ^{65}Zn de la campagne de février 2020 semble diverger des autres dates. Tout les points démontrent aussi la compatibilité de l'effet de quenching mesuré en données et avec la simulation pour les deux phases.

Cet accord visible entre toutes les dates analysées montre que l'effet de quenching est stable sur la phase de prise de données de l'expérience STEREO entière et bien

décrit par la simulation. Le k_B calculé pour la première phase de STEREO peut être conservé pour l'analyse finale de toute la période de prise de données de l'expérience.

3.4 Conclusion

La méthode d'analyse décrite dans la première partie de ce chapitre a permis de mesurer la non-linéarité en énergie due aux propriétés du liquide scintillant de l'expérience STEREO. Cette mesure de l'effet de *quenching*, après avoir été mise en oeuvre pour une seule cellule du détecteur, a pu être déclinée à différentes positions.

L'impact de la position de la source selon l'axe x (dans différentes cellules) ou selon l'axe z (à différentes hauteurs) a été investigué, et s'est avéré négligeable. Une analyse globale sur tout le volume cible a ensuite été employée pour montrer que l'effet de *quenching* est stable dans le temps.

Toute ces conclusions confirment l'utilisation d'une seule valeur du paramètre de *quenching* k_B pour toutes les cellules. Elles montrent aussi que la valeur déterminée grâce aux premières données de l'expérience, $k_B = (0.096 \pm 0.007)$ mm/MeV (vu dans la partie 2.4.2), et utilisée dans la simulation du détecteur, peut être maintenue pour l'analyse des résultats finaux de STEREO.

Chapitre 4

Analyse de l'évolution du paramètre PSD dans le temps

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.6, la prise de données de l'expérience STEREO s'est déroulée en trois phases et a duré 4 ans. Il est par conséquent nécessaire de s'assurer de la stabilité du détecteur et de ses différents composants tout au long de l'expérience. Le liquide scintillant est le milieu d'interaction des neutrinos ce qui rend le suivi de ses propriétés indispensable. Le chapitre 3 présente l'estimation et le suivi dans le temps de l'effet de *quenching* dû au liquide.

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à l'évolution de la discrimination par forme d'impulsion (PSD), déjà décrite dans la section 2.3.2. Comme il a été mentionné précédemment (cf partie 2.4.4), la stabilité dans le temps de la PSD est une des hypothèses nécessaires à l'utilisation de la méthode d'extraction des taux de neutrinos utilisée par STEREO. Toutefois certaines études ont montré une variation de la forme de la PSD qui ne peut être corrigée par l'étalonnage déjà mis en oeuvre. Il est alors fondamental de comprendre cette évolution pour pouvoir la corriger.

Dans ce chapitre nous présenterons les déformations des distributions de PSD observées sur les données d'étalonnage de plusieurs sources d'évènements. La deuxième partie sera consacrée à la méthode employée pour corriger la PSD puis nous discuterons les différentes évolutions de cette correction. Enfin nous parlerons de la correction des données neutrino.

4.1 Déformation de la PSD

La PSD peut être impactée par différentes variables comme la température ou encore les fuites de lumière. La méthode d'étalonnage développée précédemment corrigeait ces variations pour la **Phase-I** et une grande partie de la **Phase-II** (cf partie 2.4.4). Elle supposait que la forme était constante et que les corrections pouvaient se réduire à un décalage en fonction du temps et de la température. Cependant, la fin de la **Phase-II**, qui n'a pas été utilisée pour les résultats intermédiaires publiés, mettait en évidence un changement de forme (voir partie 2.4.5).

4.1.1 Données d'étalonnage

Les déformations des distributions PSD évoquées dans la partie 2.4.5 nécessitent une étude sur des évènements différents pour mieux comprendre l'origine de ces variations et pouvoir les décrire. Ces évènements doivent être utilisables plus fréquemment, une fois par semaine par exemple, et permettre d'obtenir des distributions avec plus d'évènements. Une première possibilité est d'utiliser les sources radioactives du tableau 3.1, la deuxième est d'utiliser le bruit de fond physique pendant les runs de prise de données neutrinos. Parmis les sources radioactives, deux sont régulièrement déployées dans le détecteur pour d'autres études.

Le ^{54}Mn tout d'abord, qui est utilisé pour l'étalonnage en énergie (cf partie 2.4.2), est déployé chaque semaine dans le détecteur. L'étude de cette source permet ainsi un suivi régulier sur toute la durée de l'expérience. Elle est de plus positionnée à 5 hauteurs différentes dans chacun des 5 tubes d'étalonnage ce qui donne la possibilité d'étudier une variation de l'effet avec la position dans la cellule. Néanmoins, le ^{54}Mn émet uniquement des gammas. La distribution PSD obtenue sera donc composée d'un seul pic contrairement aux données neutrinos (voir figure 4.1). L'autre inconvénient de cette source est qu'elle ne permet d'étudier que des évènements d'une énergie de 835 keV, ce qui est très en dessous du seuil des évènements IBD. Le caractère mono-énergétique rend impossible l'analyse de la déformation en fonction de l'énergie des évènements.

L'autre source régulièrement employée par la collaboration STEREO pour la détermination de l'efficacité de détection des neutrons est l'AmBe. Elle est déployée aux mêmes positions que le ^{54}Mn mais seulement une fois par mois ce qui réduit le nombre de points à analyser. L'avantage est que l'AmBe émet dans environ 60% des cas un neutron et un gamma de 4.4 MeV en coïncidence. La somme des énergies des gammas de capture sur l'hydrogène et le gadolinium allant jusqu'à 8 MeV, ils couvrent une large gamme d'énergie. Il est aussi possible d'étudier une distribution PSD plus proche de celle des données neutrinos car peuplée de reculs d'électrons et de protons. Les neutrons ont une énergie reconstruite inférieure à leur énergie véritable à cause du *quenching* qui est différent de celui des électrons. La distribution PSD se réduit donc à un pic de reculs d'électrons au dessus de $\sim$ 5 MeV. Pour obtenir un équilibre entre les deux pics PSD, l'énergie des évènements étudiés est comprise entre 1.6 et 4.1 MeV, sauf pour les études en fonction de l'énergie.

En dehors des sources, une autre possibilité est d'étudier les évènements simples des runs d'acquisitions standard comme ceux utilisés pour la première correction PSD (cf partie 2.4.4). Ils peuvent être analysés chaque jour et couvrent aussi un très large intervalle d'énergie, entre 2 et 10 MeV. Les critères de sélection sont les mêmes que les évènements prompts de l'IBD sans la coïncidence temporelle avec un évènement retardé. L'inconvénient est que leur répartition dans le volume de chaque cellule est inconnue et qu'il peuvent être différents entre les périodes ON et OFF.

Pour les deux sources d'étalonnage, les évènements sont sélectionnés tel que leur maximum d'énergie reconstruite soit détecté dans la cellule où se trouve la source. Les distributions PSD de ces trois catégories d'évènements ont été comparées à des dates différentes afin de confirmer l'évolution vue précédemment. Deux exemples de comparaisons sont montrés par la figure 4.1. L'étalonnage de la PSD précédemment déterminé grâce aux évènements simples est pris en compte pour obtenir ces résultats.

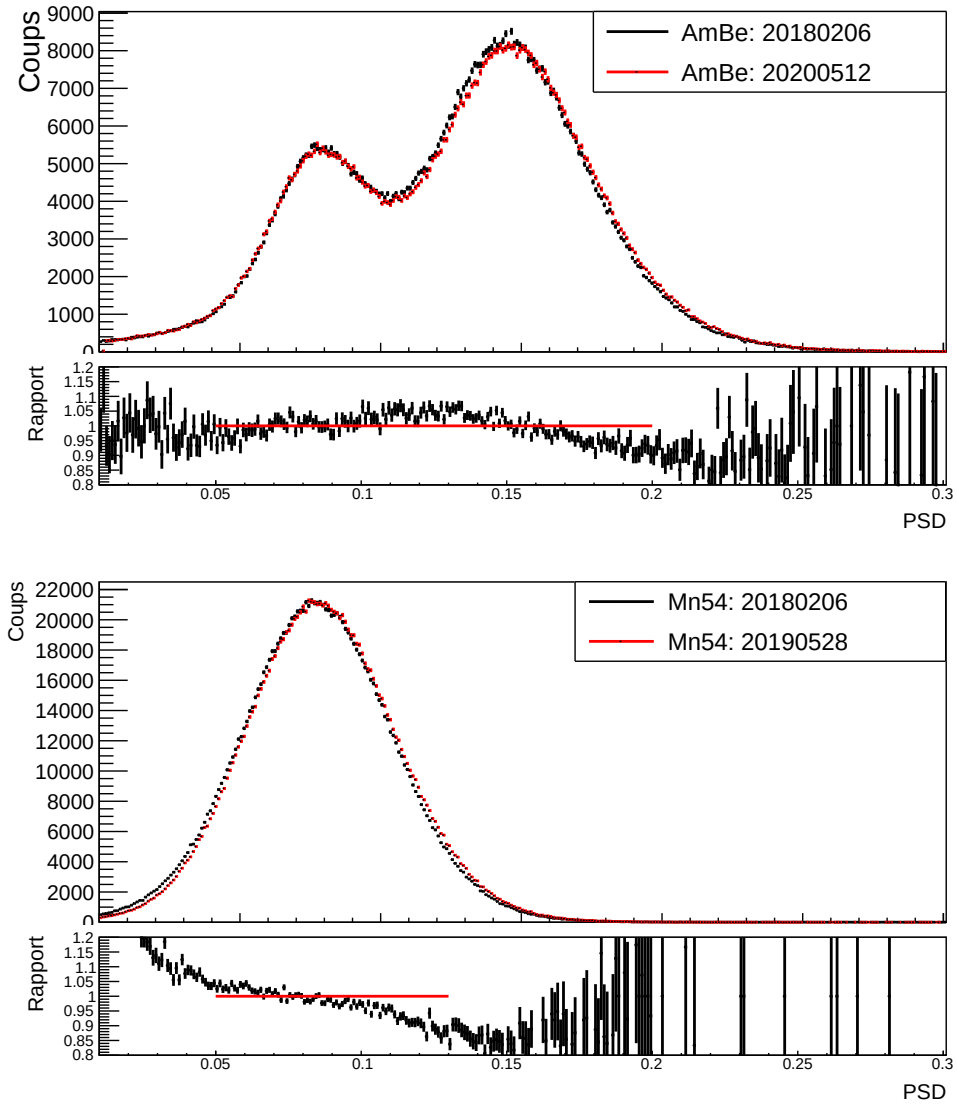


FIGURE 4.1 – Distributions PSD acquises à deux dates différentes (voir légende) pour des sources radioactives d'AmBe (en haut) et de ^{54}Mn (en bas). Les deux sources sont placés à $z = 45$ cm dans la cellule 2. Les évènements ont une énergie allant de 1.6 à 4.1 MeV pour l'AmBe et de 0.5 à 1.6 MeV pour le ^{54}Mn. La correction de PSD standard est ici appliquée. Le rapport des deux histogrammes comparés est représenté en dessous des deux graphiques et le ratio égale à 1 est représenté par une ligne rouge.

La déformation de la PSD entre les deux dates est clairement visible ce qui confirme la présence d'une évolution dans le temps, en plus de l'effet déjà corrigé par la correction standard, dont les origines ne sont pas connues. Ces trois catégories d'évènements nous donnent l'opportunité d'évaluer les variations de la PSD dans le temps et de chercher une nouvelle correction les reproduisant au mieux. La méthode utilisée pour cela sera l'objet de la prochaine partie.

4.2 Méthode de correction

Dans cette partie nous allons tout d'abord discuter du principe de la correction PSD employée. Nous verrons ensuite le type d'ajustement utilisé pour déterminer les paramètres de cette correction puis nous finirons par montrer les résultats donnés par cette nouvelle correction sur les données d'étalonnage.

4.2.1 Principe de la correction de la PSD

Grâce à l'analyse des premières données de STEREO une correction avait été définie (cf partie 2.4.4). Elle visait à corriger la position de la PSD, modifiée par la variation de la température du liquide où l'évolution des fuites de lumière entre cellules. Elle consiste en un étalonnage de la PSD sur la position moyenne des évènements simples détectés lors des runs d'acquisition standard dans le premier intervalle d'énergie, ces derniers étant aussi impactés par l'évolution de la PSD. Elle est illustrée par la formule 2.19. Néanmoins les évènements utilisés sont en grande majorité des gammas et ne peuplent donc qu'un pic de la distribution PSD. Il est alors seulement possible de définir un décalage de la PSD dans son ensemble et non un changement de forme.

C'est pourtant une différence sur la forme des distributions PSD qui a été montrée par l'étude des données de la fin de la **Phase-II**. Un nouvel étalonnage de la PSD est nécessaire pour décrire son évolution. La nouvelle correction se base sur la formule :

$$\text{PSD'} = \text{PSD} \times f + S \tag{4.1}$$

En plus d'un décalage de la valeur absolue de la PSD avec le paramètre S, cette description permet un changement de forme de la distribution en elle même. Elle devrait ainsi pouvoir décrire l'évolution observée de la PSD au premier ordre.

4.2.2 Méthode d'ajustement

La correction recherchée nécessite un ajustement spécial. Il n'est en effet pas possible de réaliser un simple ajustement de la distribution PSD non corrigée car ici la modification doit être faite pour chaque évènement. Pour cela une date de référence est choisie et sera considérée comme le modèle, PSD_{Ref}. La comparaison de cette référence avec d'autres dates d'étalonnage est ensuite faite en classant les évènements par valeur de PSD croissante dans deux tableaux. Une fois le classement effectué, les entrées de chaque tableau sont comparées avec un χ^2 tel que :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{min}}} \left(\frac{\text{PSD}_{\text{Ref},i} - (\text{PSD}_i \times f + S)}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{\text{i,Ref}}^2}} \right)^2 \tag{4.2}$$

Où f et S sont deux constantes à déterminer par l'ajustement. L'indice i fait référence au numéro de l'entrée dans le tableau des valeurs et les σ et σ_{Ref} sont les erreurs respectives des PSD et PSD_{Ref}. N_{min} est le nombre d'évènements considérés. Il est choisi comme :

$$N_{\text{min}} = \min(N_{\text{Ref}}, N) \tag{4.3}$$

où N est le nombre d'évènements de la distribution PSD à corriger et N_{Ref}, celui de la distribution référence. Ainsi les derniers évènements de la distribution comptant le plus de statistique ne sont pas utilisés. Ils sont retirés avant le classement pour ne pas fausser l'analyse en retirant des évènements d'une même région de PSD. Cette méthode est inspirée du test de Kolmogorov-Smirnov [103]. La correction de la formule 4.2 est ajustée pour minimiser le χ^2 obtenu.

La minimisation permet de déterminer les paramètres f et S qui donnent le meilleur accord entre PSD $\times$ f + S et PSD_{Ref}.

Cette méthode d'ajustement modifie les distributions de PSD évènement par évènement tout en ajustant des paramètres globaux qui permettent de corriger la PSD de façon à trouver un accord entre des distributions acquises à des dates différentes. Une première approche avait été testée en utilisant une comparaison directe des deux distributions et en variant les paramètres f et S par pas de façon à trouver les paramètres donnant le meilleur accord. Toutefois la méthode présentée ici s'avère plus rapide et donne aussi de meilleurs résultats pour des distributions ayant une statistique moins importante. Cette précision pour les nombres d'évènements faibles peut être importante lorsque l'on divise les évènements par intervalle d'énergie.

Pour mieux visualiser l'ajustement, on peut tracer un graphique donnant la PSD en fonction de PSD_{Ref} pour chaque évènement des deux tableaux ordonnés. Une rotation de 45° peut aussi être effectué afin de donner un meilleur aperçu de l'ajustement. Un exemple est représenté sur la figure 4.2. Pour la comparaison de deux distributions semblables, on s'attend à un comportement du type $y{=}x$ tel que tracé en rouge sur les graphiques.

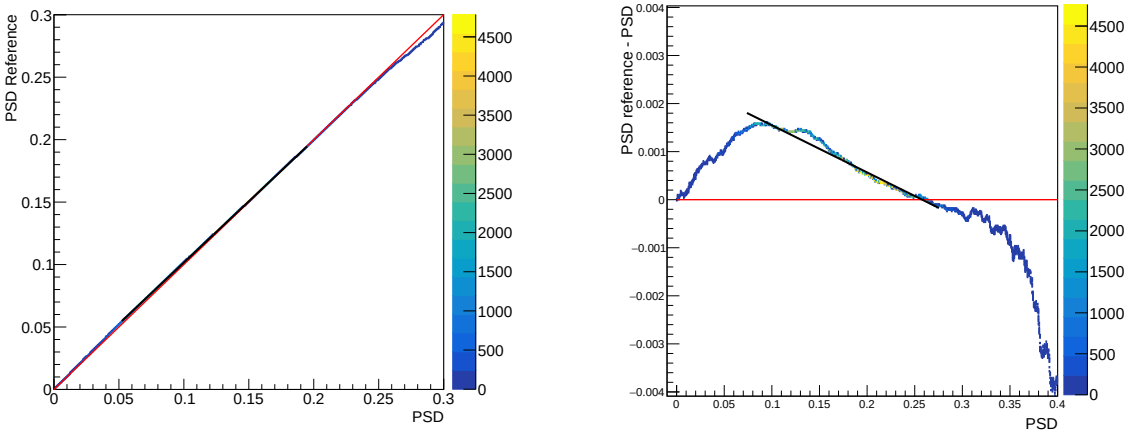


FIGURE 4.2 – Exemple de graphique représentant la PSD de la date référence en fonction de la date étudiée à gauche et à droite, la même figure après une rotation de 45° pour mieux visualiser la déformation. La ligne rouge représente le cas où PSD=PSD_{Ref} et la ligne noire correspond à l'ajustement réalisé (PSD $\times$ f + Shift)

Cette méthode utilisée pour corriger la PSD ne tient cependant compte que d'un facteur d'échelle linéaire f ce qui ne permet pas d'ajuster une possible variation de la résolution au cours du temps. Une façon de reproduire la différence de résolution aurait été de convoluer une distribution théorique de la PSD avec une fonction de réponse du détecteur, toutefois il n'existe aucun modèle permettant de prédire la distribution PSD attendue.

4.2.3 Résultats de la correction

La méthode de correction présentée précédemment a été appliquée sur les 3 types d'évènements choisis pour suivre l'évolution de la PSD dans le temps. Une date référence prise au début de la **Phase-II** est sélectionnée pour chacun des 3 et est ensuite comparée à des runs d'acquisition plus récents. Une comparaison de l'accord après correction pour les sources de ^{54}Mn et d'AmBe est présentée sur la figure 4.3.

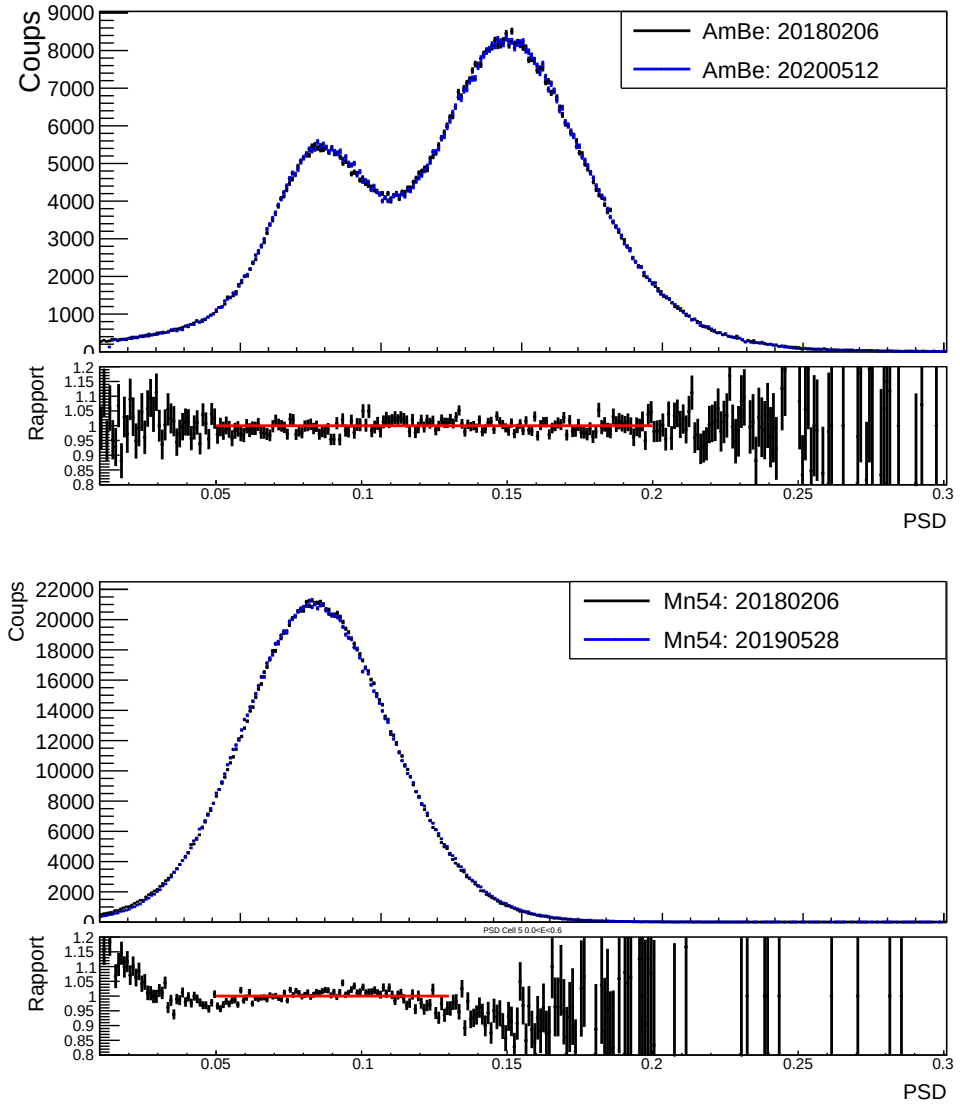


FIGURE 4.3 – Comparaison des distribution PSD de la figure 4.1 après l' application de la nouvelle correction (PSD $\times f + S$).

L'accord après correction, pour les deux dates spécifiques choisies ici, montre que cette méthode peut améliorer la description de la déformation de la PSD. Elle a été testée sur d'autres dates d'étalonnage, d'autres positions de la source et sur les évènements simples ce qui a donné des résultats confirmant ceux présentés ici.

Maintenant que la méthode de correction a été testée, des études de la déformation de la PSD en fonction de différents facteurs peuvent être entreprises.

4.3 Évaluation des évolutions de la PSD

La correction décrite dans la partie précédente permet de corriger la PSD à toutes les dates de la prise de données de l'expérience. Il est alors possible de s'intéresser à l'évolution de cette correction en fonction de paramètres divers comme le temps, la température ou encore l'énergie.

4.3.1 Déformation dans le temps et corrélation avec la température

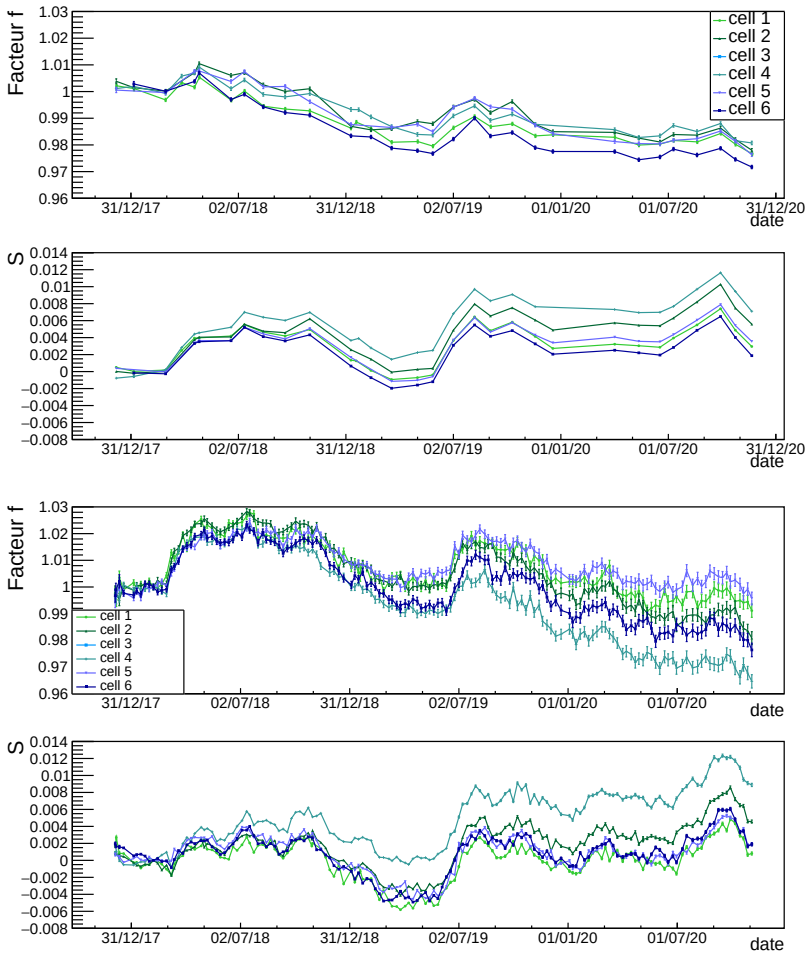


FIGURE 4.4 – Évolutions dans le temps des facteurs de correction f et S pour la source d'AmBe (en haut) et pour la source de ^{54}Mn (en bas)

Afin de décrire l'évolution de la déformation de la PSD dans le temps, la correction est appliquée à toutes les dates de prises de données pour les trois catégories d'évènements. Une date de référence est choisie et tous les autres runs sont corrigés

par rapport à cette date. La source est positionnée à $z = 45$ cm dans chaque tube d'étalonnage. La cellule 3 ne contenant pas de tube, son évolution ne peut être décrite que grâce aux évènements simples. Les paramètres de l'ajustement f et S pour chaque acquisition sont donnés sur la figure 4.4. On remarque que l'évolution du paramètre f paraît plus forte lors de la **Phase-II** ce qui correspond aux observations faites avec la PSD des évènements IBD. Le paramètre S, quant à lui, semble avoir une évolution peu corrélée avec le temps. Pour les deux observables, il est visible que les variations ne sont pas seulement dues au temps et donc à la dégradation du détecteur. D'autres variables influencent la correction.

Une corrélation claire entre la température et la valeur de la PSD a été établie dans la référence [101], il serait par conséquent logique de la retrouver sur les paramètres de notre correction, spécialement sur S. La figure 4.5 montre deux graphiques où sont tracées les paramètres f et S en fonction de la différence de température par rapport à la température moyenne de la période étudiée. On y voit une forte dépendance du paramètre S, ce qui est moins évident pour f. Toutefois, d'après ce que nous avons vu, il y a aussi une relation entre f et le temps, ce qui rend la mise en évidence de l'effet dû à la température plus difficile. Il apparaît alors que pour décrire l'évolution de la PSD, il faut tenir compte de la dégradation du détecteur mais aussi du changement de température du liquide.

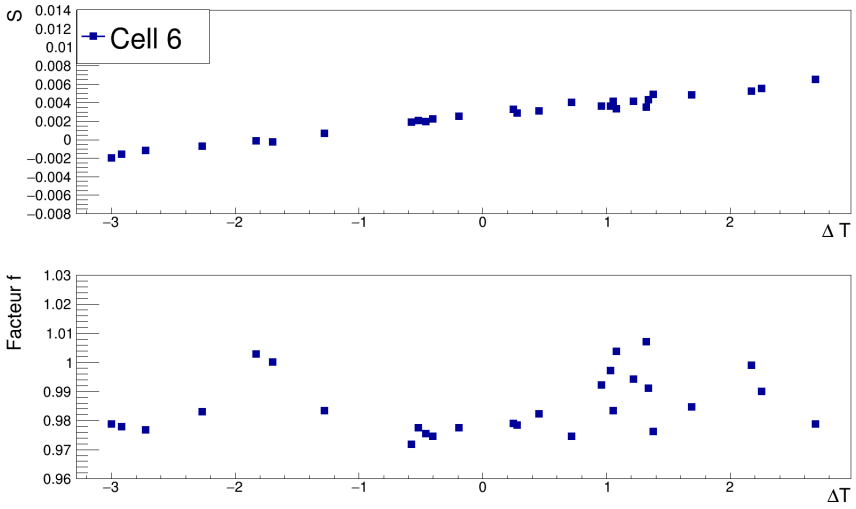


FIGURE 4.5 – Évolutions des paramètres f et S en fonction de la différence de température par rapport à la température moyenne sur la période, ΔT, pour la source d'AmBe dans la cellule 6.

4.3.2 Modèle d'évolution

Le but de cette étude est, si possible, de corriger les données neutrinos grâce à la correction déterminée en utilisant les autres sources d'évènements. Des coefficients de déformation doivent alors être déduits pour chaque jour d'acquisition. Les sources d'étalonnage n'étant utilisées qu'une fois par semaine et une fois par mois, l'ajustement de l'évolution des paramètres est nécessaire pour pouvoir prédire une correction chaque jour. Comme nous avons vu que la forme de la PSD dépendait

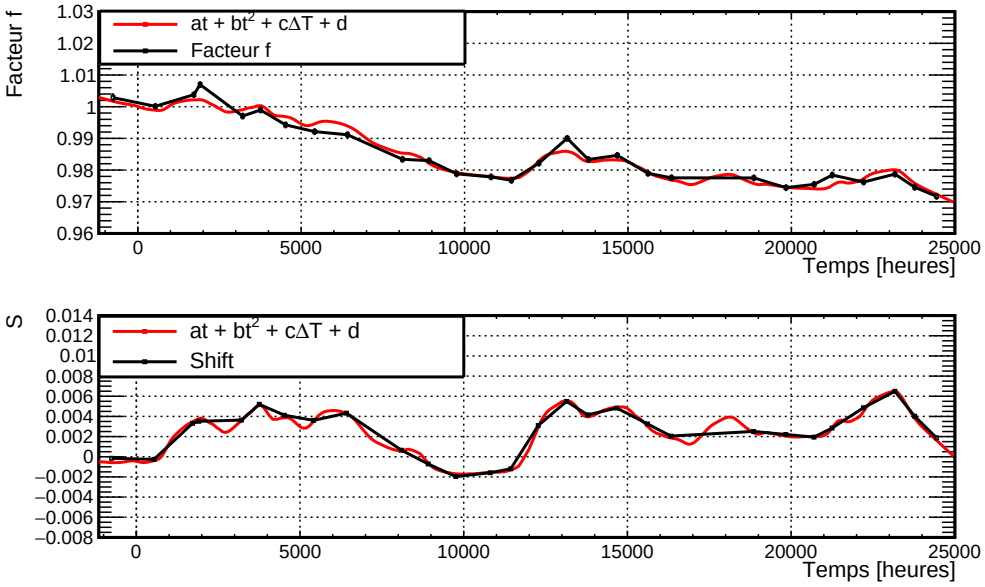


FIGURE 4.6 – Exemples d'ajustements des paramètres de correction en fonction de la température et du temps pour la source d'AmBe placée dans la cellule 6.

non seulement du temps mais aussi de la température, un modèle prenant en compte ces deux paramètres a été trouvé. La variation des paramètres f et S en fonction du temps sera décrite par la formule :

$$x = a \times t + b \times t^2 + c \times \Delta T + d \tag{4.4}$$

où $x \in [f,S]$, t représente le temps écoulé depuis la date de référence et ΔT , la différence de température entre la température moyenne sur la période étudiée et la température du jour corrigé.

Cette formule est celle qui correspond le mieux aux deux paramètres. Un ajustement est alors réalisé pour chaque cellule et pour les trois catégories d'évènements. Le résultat pour la source d'AmBe est montré sur la figure 4.6. Afin de vérifier l'ajustement en fonction d'une seule variable, t ou ΔT, les évolutions en fonction de t et corrigée de ΔT et inversement sont montrées sur la figure 4.7. On voit bien que la formule d'ajustement choisie correspond aux données et décrit avec une précision raisonnable les variations.

Cet ajustement donne une prédiction des coefficients de correction, f et S en fonction de t et ΔT ($f = f(t, \Delta T)$ et $S = S(t, \Delta T)$) et est ainsi utilisable pour les données neutrinos tout au long des Phases II et III.

4.3.3 Évolution avec la position verticale et l'énergie

Maintenant que nous sommes capables de prédire une correction en fonction du temps et de la température, nous devons nous assurer que d'autres variables, que nous n'avons pas prises en compte jusqu'ici, n'ont pas d'impact sur les résultats vus précédemment. Nous allons regarder ici la dépendance de notre correction avec la

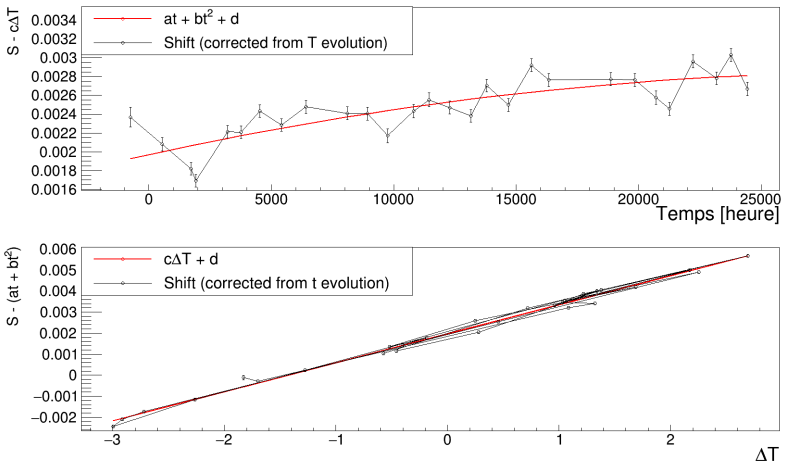


FIGURE 4.7 – Exemples d'ajustements du paramètre S lorsque l'évolution en température (en haut) et en temps (en bas) sont corrigées.

position verticale de l'évènement dans la cellule et avec son énergie.

Position verticale :

Lors des précédentes analyses, seule la position à 45 cm des sources d'AmBe et de ^{54}Mn a été utilisée. Pourtant une acquisition est faite à 4 autres positions, variant le long de l'axe z, dans chaque cellule. Même si le temps est réduit pour les positions autre que 45 cm pour le ^{54}Mn, le nombre d'évènements reste suffisant pour déterminer des paramètres correctifs avec une bonne précision. La position précise des évènements simples n'est pas connue, ils ne sont par conséquent pas utiles ici.

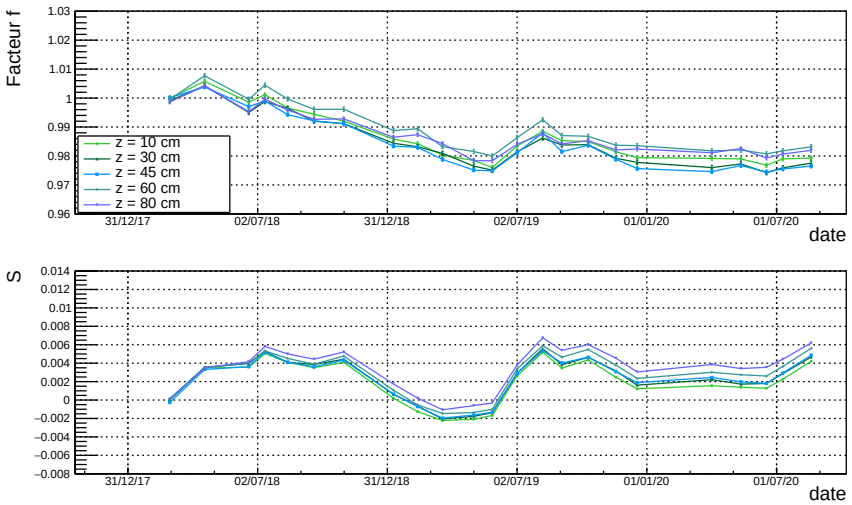


FIGURE 4.8 – Évolution des paramètres f et S pour la source d'AmBe placée dans la cellule 6 à différentes hauteurs.

L'analyse de chaque position donne une courbe d'évolution que l'on peut comparer pour chaque cellule. Un exemple de comparaison dans la cellule 6 pour la source

d'AmBe est visible sur la figure 4.8. Une dépendance des paramètres f et S avec la position en z n'y est pas clairement visible et les 5 courbes semblent en accord. On peut noter que l'écart est plus important pour la source de ^{54}Mn, comme on le voit sur la figure 4.9, ce qui s'explique par la plus faible distance de parcours du gamma de 0.835 keV comparé à celui de 4.4 MeV. Une faible dépendance avec z est visible.

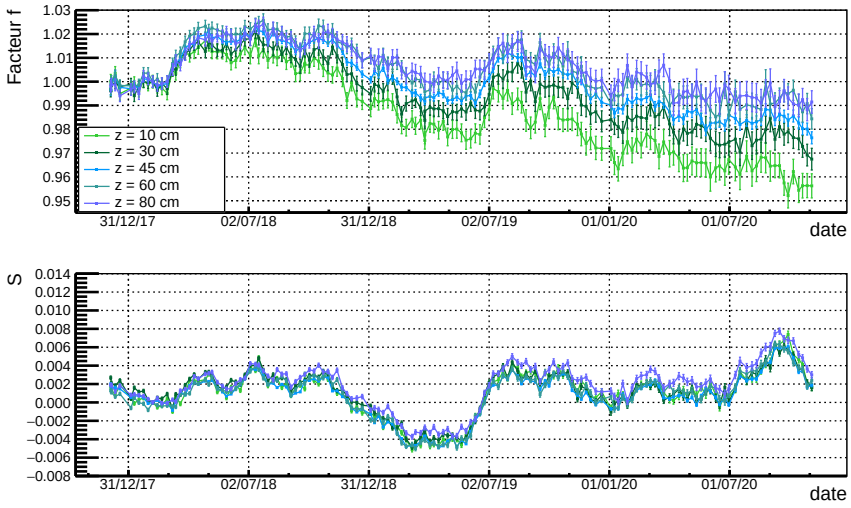


FIGURE 4.9 – Évolution des paramètres f et S pour la source de ^{54}Mn placée dans la cellule 6 à différentes hauteurs.

Énergie :

Les analyses faites jusqu'à présent ne tiennent compte que d'une seule gamme d'énergie par source. Afin d'évaluer l'influence de l'énergie de la particule détectée sur la PSD, il faut trier les évènements par intervalles d'énergie de 500 keV, comme pour l'analyse des oscillations neutrinos dans le chapitre 5. La nouvelle correction PSD est ensuite déterminée pour chacun de ces intervalles et les résultats sont comparés. Cette méthode n'est pas applicable pour le ^{54}Mn qui émet un gamma d'une énergie bien définie (835 keV).

La comparaison directe de toutes les courbes d'évolution pour chaque intervalle d'énergie sur le même graphique est complexe, nous allons donc nous intéresser ici à l'évolution des paramètres de l'ajustement en fonction du temps (t) et de la variation de température (ΔT) de la correction 4.4. Chacun des 4 paramètres, pour la source d'AmBe, est tracé en fonction de l'énergie sur les figures 4.10 pour f et 4.11 pour S. Le paramètre c de l'ajustement de f montre des variations alors que les autres sont plus stables. Si l'on compare avec l'évolution des paramètres déterminés grâce aux évènements simples, sur la figure 4.12, on voit une évolution et une valeur absolue différentes. Cela signifie que l'effet d'une variation d'énergie et de température sera différent pour les évènements AmBe et les évènements simples.

Cela pourrait être expliqué par la différence de nature des évènements qui peuplent les distributions des évènements AmBe et des évènements simples. Cependant la forme de la distribution change aussi pour l'AmBe en fonction de l'énergie et il ne reste que le pic de recul d'électron au dessus d'environ 5 MeV. Cette variation de la

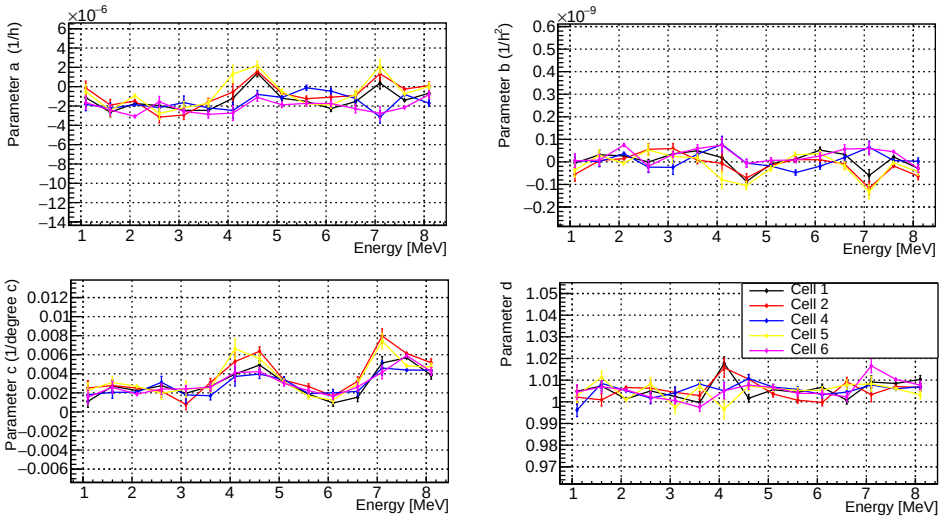


FIGURE 4.10 – Paramètres de l'ajustement de l'évolution du facteur f en fonction de l'intervalle en énergie pour la source d'AmBe.

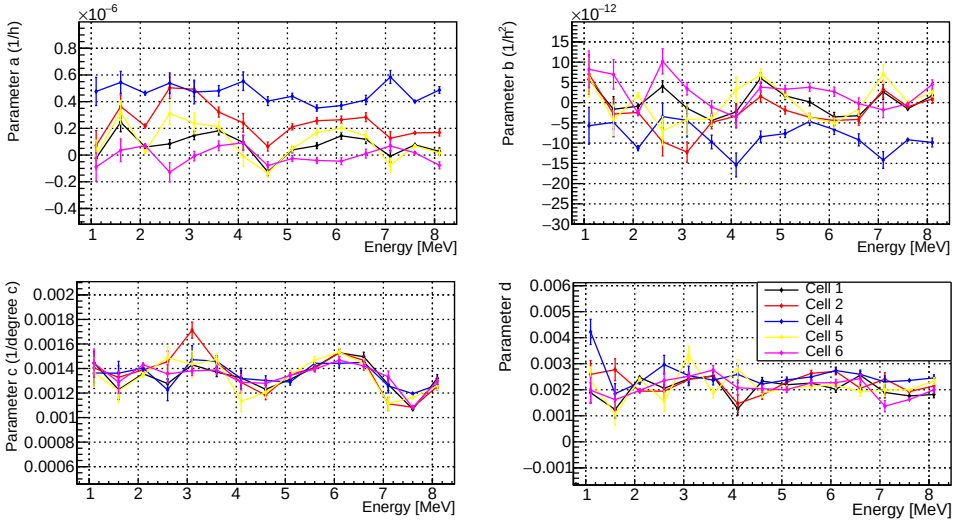


FIGURE 4.11 – Paramètres de l'ajustement de S en fonction de l'intervalle en énergie pour la source d'AmBe.

forme peut ainsi, aussi, concerner les intervalles d'énergies de l'AmBe et donc fausser le résultat en fonction de l'énergie. Il est très difficile de traiter les deux facteurs séparément. La détermination de la dépendance réelle en énergie de la déformation PSD est alors impossible, mais une dépendance constante peut être approximée.

4.3.4 Comparaison des sources d'évènements

3 catégories d'évènements ont été étudiées jusqu'à maintenant et la PSD de chacune d'entre elles peut être corrigée grâce à la nouvelle méthode. Cependant il reste à évaluer la compatibilité des corrections de ces trois sources d'évènements

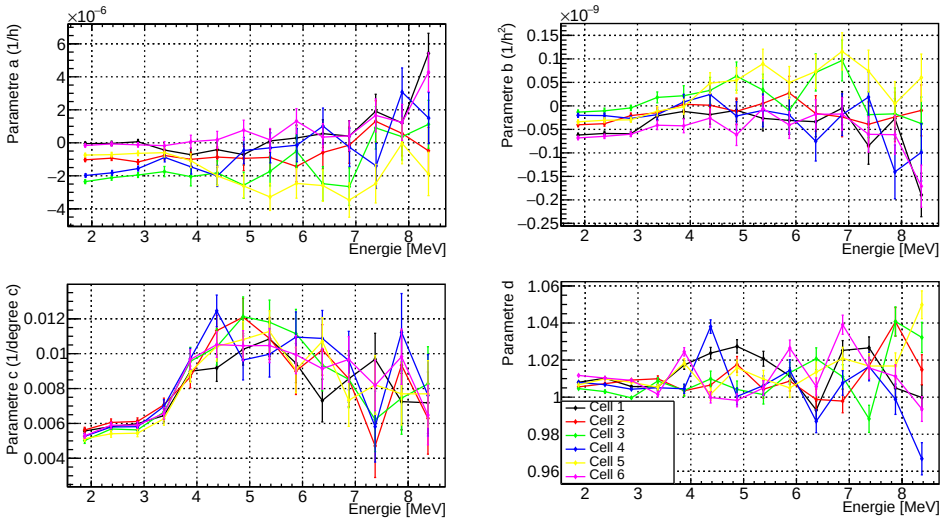


FIGURE 4.12 – Paramètres de l'ajustement de f en fonction de l'intervalle en énergie pour les évènements simples.

entre elles. La comparaison directe des paramètres f et S sur la période de prise de données pour la cellule 6 est montrée sur la figure 4.13. Le meilleur accord entre les sources radioactives et les évènements simples a été trouvé pour des sources placées à $z = 45$ cm, ce sera donc la position utilisée pour cette étude. De plus le premier intervalle d'énergie des évènements simples et l'intervalle allant de 1.6 à 4.1 MeV pour l'AmBe sont utilisés ici. On remarque que pour le S, l'évolution est similaire pour les 3. En revanche, le paramètre f montre des variations différentes pour la source d'AmBe par rapport au ^{54}Mn et aux évènements simples.

Le désaccord peut être relié à la différence du paramètre c vue dans la partie précédente. Effectivement les variations plus importantes remarquées pour les évènements simples et la source de ^{54}Mn semblent corrélées à la température comme on le voit sur la figure 4.10. La différence majeur de l'AmBe est que sa distribution PSD est composée de deux pics de reculs de protons et d'électrons. Les deux formes pourraient causer une corrélation entre les deux paramètres f et S différente. Comme l'on sait que l'évolution de S est très fortement liée à la température, les plus grandes variations de f seraient le résultat d'une corrélation importante avec S pour le ^{54}Mn et les évènements simples.

Le fait que les 3 catégories d'évènements donnent des corrections différentes nécessite le choix de l'une d'entre elles pour corriger les données neutrino. Si l'on s'appuie sur l'explication donnée précédemment, l'AmBe semble le meilleur choix car il a la distribution PSD qui se rapproche le plus des évènements IBD, avec deux populations distinctes. Il reste cependant à tester ces corrections sur les données neutrinos afin de vérifier cette hypothèse et faire un choix définitif entre les trois.

4.4 Tests sur les données neutrinos

Les différents tests réalisés sur plusieurs types d'évènements ont montré que la nouvelle correction de la PSD est valable sur toute la période de prise de données

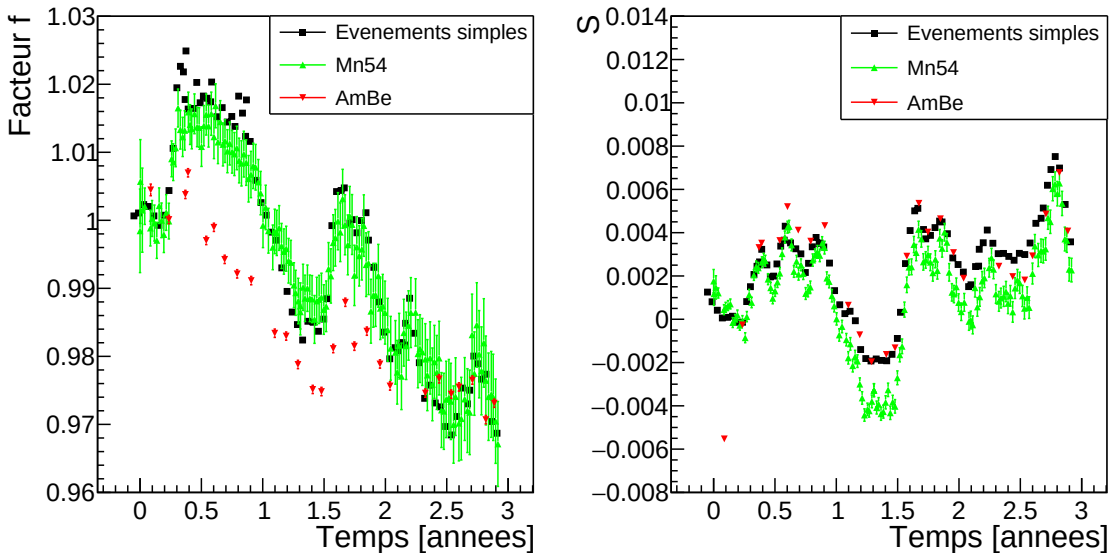


FIGURE 4.13 – Comparaison des paramètres f (à gauche) et S (à droite) obtenus grâce aux évènements simples et aux sources de ^{54}Mn et d'AmBe.

de l'expérience STEREO. De plus l'ajustement en fonction de la température et du temps permet une correction des données jour par jour. Néanmoins les paramètres de réajustement de la PSD varient selon les sources et il est par conséquent important de choisir la correction adaptée. Nous allons ainsi voir dans cette partie comment les données neutrinos sont corrigées et quel est l'impact de la correction sur l'accord des distributions OFF séparées dans le temps. Nous finirons par la présentation d'une méthode pour déterminer les biais engendrés par une mauvaise correction de la PSD.

4.4.1 Correction des données

L'ajustement de la correction en fonction de t et ΔT donne des paramètres de correction pour chaque run de prise de données. Il est alors possible de corriger les distributions PSD des périodes OFF présentées dans 2.4.6 en tenant compte des variations de température et de temps. Trois corrections différentes sont déduites des trois catégories d'évènements analysées. Elles sont utilisées sur les distributions de OFF afin de comparer l'accord entre deux périodes séparées dans le temps. La figure 4.14 montre la comparaison des périodes OFF1 et OFF4 après l'application de la correction utilisée pour les premiers résultats de STEREO et des 3 corrections déterminées dans la partie précédente.

Il est à noter que les corrections sont déterminées avec une source de ^{54}Mn, à 835 keV, ou d'AmBe, pour un intervalle en énergie allant de 1.6 à 4.1 MeV, placée à $z = 45$ cm dans chaque cellule. Pour les sources radioactives, la cellule 3, n'ayant pas de tube de calibration, est corrigée à partir des coefficients de la cellule 4. Il apparaît, comme on peut le voir en comparant les valeurs de χ^2/ndf données par l'ajustement des ratios des deux distributions, que la correction obtenue grâce à la source d'AmBe améliore significativement l'accord des distributions PSD alors que les 2 autres donnent le même résultat que la première correction, voir même

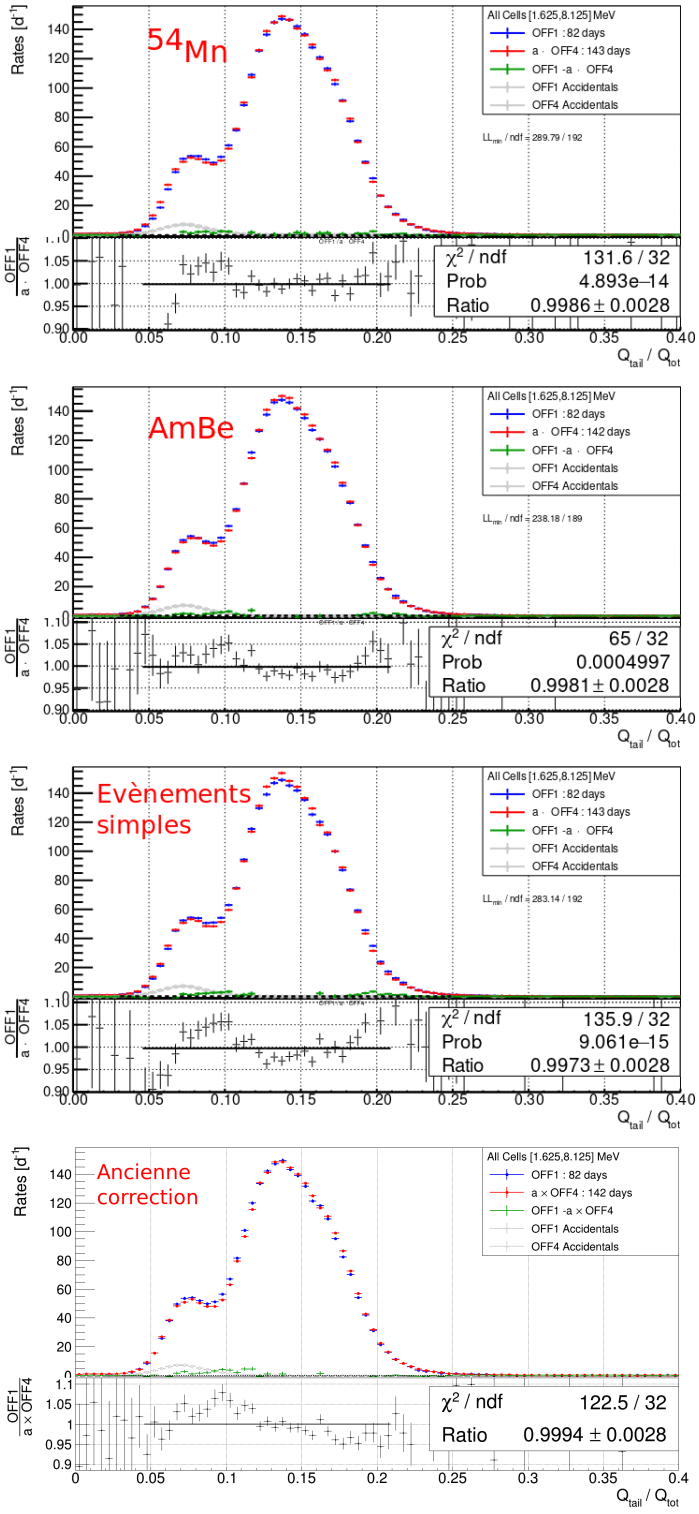


FIGURE 4.14 – Comparaison des périodes OFF1 et OFF4 après correction de la PSD grâce aux coefficients déterminés en utilisant les sources, de haut en bas, de ^{54}Mn, d'AmBe et les évènements simples. L'accord obtenu avec l'ancienne correction est aussi montré sur le graphique du bas.

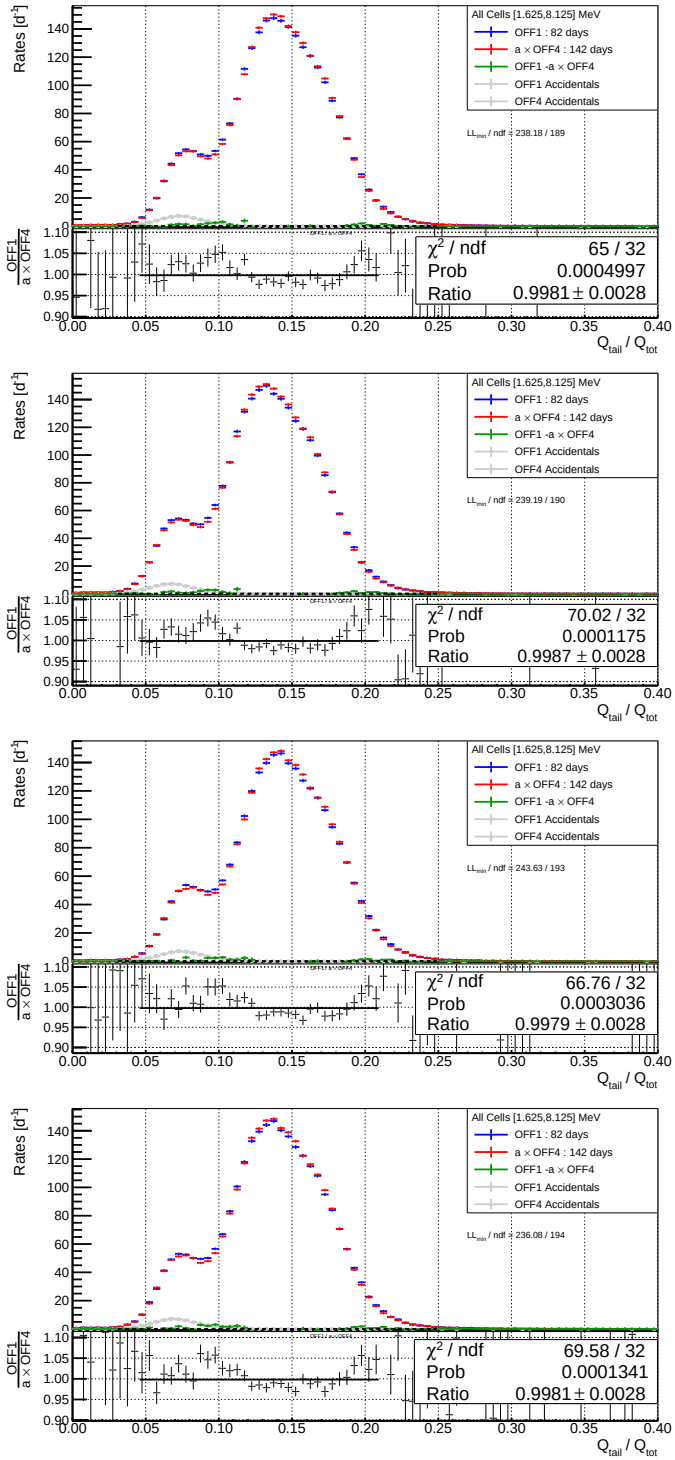


FIGURE 4.15 – Comparaison des périodes OFF1 et OFF4 corrigées grâce aux coefficients déterminés avec la source d'AmBe en prenant plusieurs dates de références.

dégradent l'accord.

Cette observation rejoint l'explication donnée dans la partie 4.3.4 sur la différence de correction entre les 3 sources. La correction choisie pour la suite des analyses est par conséquent celle calculée grâce à la source d'AmBe car elle reproduit mieux la

forme de la distribution PSD des évènements IBD.

Une dernière vérification reste à faire pour valider cette correction. En effet, tous les résultats montrés jusqu'ici ont été obtenus avec une même date de référence sur laquelle les autres dates sont étalonnées. Il est alors nécessaire de s'assurer que le choix de cette date n'a aucun impact sur la valeur de la correction de la PSD.

4 dates de déploiement de la source d'AmBe dans le détecteur sont choisies et une nouvelle correction est déterminée en utilisant chacune d'entre elles comme date de référence. La PSD des données est ensuite corrigée et les résultats obtenus pour les 4 dates sont comparés sur la figure 4.15. Les 4 graphiques montrent que la date de référence choisie ne change pas significativement la correction. Le jour de référence utilisé par la suite sera le 28/05/2019 car il correspond approximativement à la moitié de la période de prise de données de l'expérience.

4.4.2 Calcul des biais de la précédente correction

Après avoir définie et testée cette nouvelle correction PSD, l'étude du biais causé par une mauvaise correction a été entreprise. Nous avons vu, que la correction PSD utilisée précédemment par l'expérience STEREO ne prenait pas en compte toutes les déformations observées. Le but est par conséquent d'estimer le biais causé par cette correction incomplète.

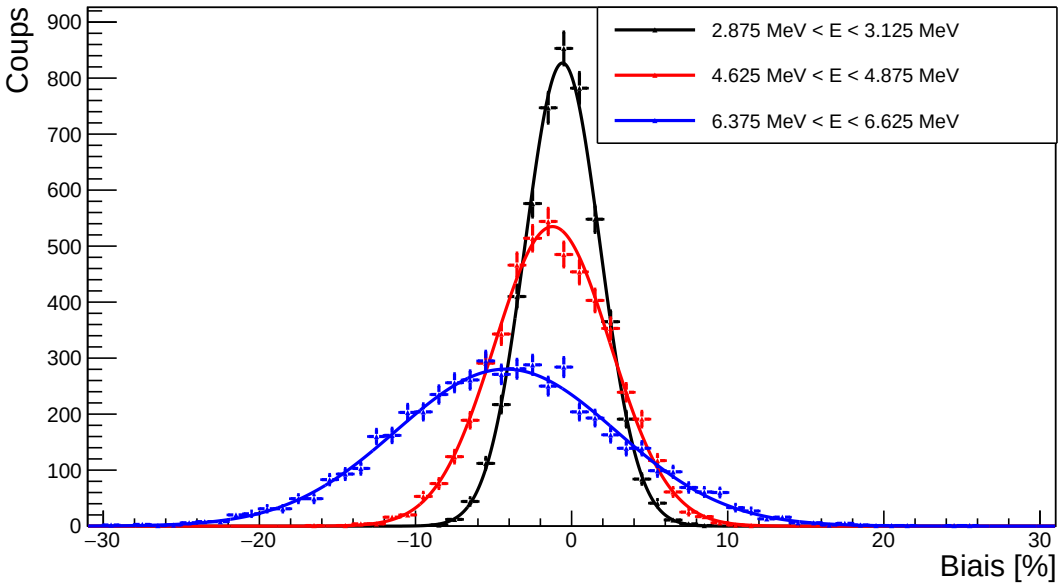


FIGURE 4.16 – Exemples d'ajustement des biais par une gaussienne pour plusieurs intervalles d'énergie dans la cellule 6.

La simulation de distributions PSD correspondant aux distributions ON et OFF des différentes phases de STEREO est nécessaire pour cette analyse. Un générateur Monte-Carlo [101] est employé dans ce but. Il reproduit les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en s'appuyant sur les distributions mesurées. Le OFF est basé sur une distribution réelle de OFF dont les taux sont fluctués pour obéir à la statistique poissonienne

qu'ils suivent. Le ON est basé sur la somme des évènements OFF corrélés, avec une fluctuation différente de la distribution OFF, des accidentelles ON et d'une gaussienne représentant les antineutrinos détectés. L'amplitude de cette gaussienne est estimée grâce au spectre prédit que l'on fait passer à travers la simulation du détecteur et auquel on applique les coupures de sélection. C'est elle qui donne le nombre de neutrino $N_\nu^{\text{généré}}$. Les positions et largeurs sont déterminées grâce à l'extraction sur les données. Cette méthode a servi à évaluer les biais statistiques de la méthode d'extraction neutrinos.

Le générateur est légèrement modifié pour cette étude. Les distributions de PSD sont déformées grâce à la correction calculée avec l'AmBe. Pour cela la température et le temps de l'expérience réelle sont utilisés. Ensuite, la PSD est corrigée mais en utilisant, cette fois, la correction anciennement employée et basée sur la moyenne des évènements simples de la période.

Un grand nombre de pseudo-expériences est simulé avec cette méthode et, pour chacune d'entre elles, le biais causé par la mauvaise correction est estimé comme :

$$b_\nu^{\text{ajusté}} = \frac{N_\nu^{\text{ajusté}} - N_\nu^{\text{généré}}}{N_\nu^{\text{généré}}} \tag{4.5}$$

où $N_\nu^{\text{ajusté}}$ est le nombre de neutrinos donné par l'ajustement. Le biais moyen est calculé par l'ajustement de la distribution des biais pour chaque intervalle d'énergie et chaque cellule par une gaussienne. Plusieurs exemples sont donnés sur la figure 4.16. On peut ainsi évaluer le biais de cette correction sur le spectre neutrino, comme montré sur la figure 4.17. Les données ayant servies à calculer ces biais sont celles utilisées pour les résultats préliminaires publiés par STEREO [83, 86, 87]. L'impact sur le spectre monte jusqu'à 6% à haute énergie comme on peut le voir pour l'exemple de la cellule 6 sur la figure 4.17. En comparaison, le biais purement statistique de la méthode d'extraction neutrino ne dépasse pas 2% même pour les hautes énergies [83].

Toutefois cette déviation n'a pas d'impact significatif sur les résultats car elle reste largement inférieure aux incertitudes statistiques (voir figure 4.17). De plus, cette méthode repose sur le fait que la déviation de la PSD calculée avec une source d'AmBe est identique à celle constatée avec les données neutrinos, ce qui n'est pas totalement exact (cf figure 4.14). Il s'agit donc ici simplement du biais de l'ancienne correction par rapport à la nouvelle. Il n'est pas possible d'évaluer le biais de la nouvelle méthode directement car il n'y a pas de modèle théorique décrivant la forme des distributions PSD. La simulation s'appuie sur les données qui comportent elles mêmes une évolution dans le temps. La nouvelle correction semble toutefois mieux décrire l'évolution dans le temps de la PSD (voir figure 4.14) ce qui nous permet de penser que son biais est bien inférieur à celui de l'ancienne méthode.

4.5 Conclusion

La variable PSD est très importante pour l'expérience STEREO et sa stabilité tout au long de la prise de données est cruciale dans l'extraction des taux de neutrinos. La détection d'une déformation des distributions PSD a par conséquent nécessité la recherche d'une correction applicable sur toute la durée de l'acquisition des données. C'est l'utilisation d'une source radioactive d'AmBe qui a permis de

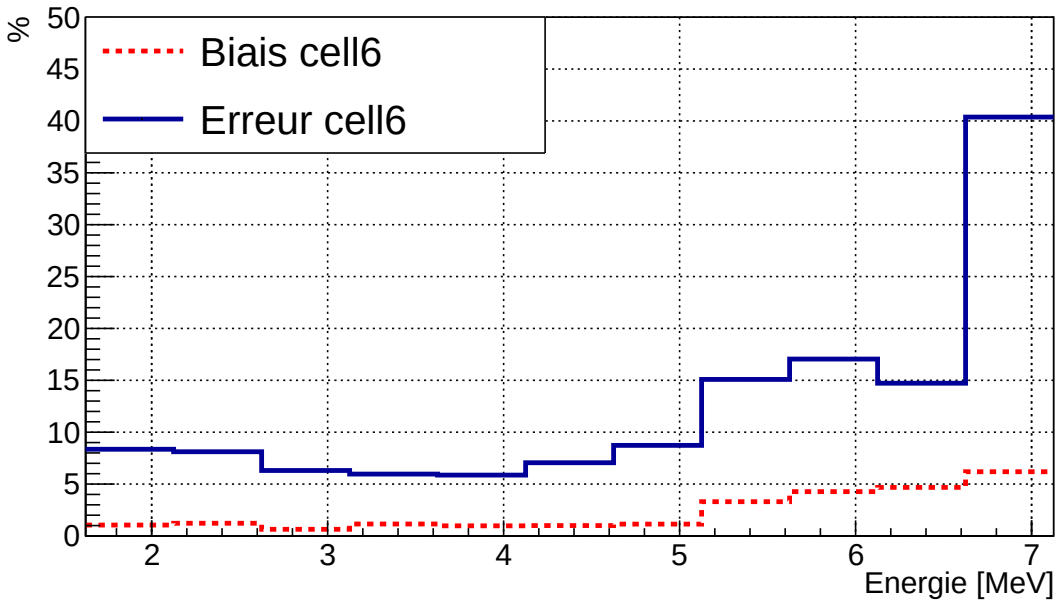


FIGURE 4.17 – Biais dus à l'ancienne correction de la PSD pour le spectre de la cellule 6 extrait des données de la **Phase-II**. Ils sont comparés à l'erreur statistique donnée par l'ajustement de l'extraction neutrino.

déterminer et de mettre en œuvre une telle correction sur l'ensemble des données neutrino.

Par rapport à l'ancienne analyse qui ne prenait en compte qu'un décalage de la PSD à partir d'évènements simples à 1.6 MeV, la nouvelle correction permet de corriger à la fois le décalage et la forme des distributions PSD. Elle est basée sur l'étude de la source d'AmBe pour des évènements d'énergie comprise entre 1.6 et 4.1 MeV qui ont une distribution plus proche des données (répartition électron-proton). Cette correction améliore significativement la prise en compte d'un effet difficilement visible sur les évènements physiques mais clairement existant sur les sources d'AmBe et ^{54}Mn.

Les paramètres appliqués sur la PSD des évènements de la source AmBe ne semblent toutefois pas reproduire exactement l'évolution de la forme des distributions PSD observées lors des périodes de réacteurs OFF. De plus un mur d'eau changeant possiblement l'intensité du bruit de fond venant du réacteur ayant été ajouté, le traitement des **Phase-II** et **Phase-III** de l'expérience STEREO comme deux expériences différentes a alors été préféré à une analyse commune. De plus les études de la sensibilité à un nouveau neutrino stérile montre que le traitement des deux phases séparées n'affecte les résultats finaux que de façon négligeable (voir partie 5.4.4).

La correction est néanmoins appliquée sur les données des **Phase-II** et **Phase-III** séparément afin de corriger une partie de la déformation. En effet, même si elle ne semble pas être exactement similaire pour l'AmBe et les évènements IBD, cette évolution paraît être due à la dégradation dans le temps du détecteur en lui même et devrait ainsi avoir une forme similaire dans les deux cas.

Les spectres utilisés pour calculer les résultats finaux de l'expérience STEREO, aussi bien pour l'analyse de la norme et de la forme du spectre que pour les oscillations neutrino, seront déterminés après la correction de la PSD par les paramètres d'évolution obtenus grâce à l'AmBe.

Chapitre 5

Analyse statistique

Le but principal de l'expérience STEREO est d'investiguer l'hypothèse d'un nouveau neutrino stérile pouvant expliquer la RAA. Une analyse statistique comparant les données aux différents modèles d'oscillations prédits sert à tester l'existence d'un nouveau neutrino pour une région définie de l'espace des paramètres d'oscillations ($\sin^2(2\theta_{ee})$, Δm^2_{41}) déterminée par la zone d'acceptance dérivée de la RAA. Les spectres neutrinos extraits grâce à la méthode vue dans la partie 2.4.4 sont utilisés dans cette analyse ainsi que les erreurs systématiques déterminées grâce aux différentes études présentées dans la partie 2.4. Ces dernières ont visé à réduire au maximum les erreurs pour maximiser la sensibilité de STEREO à un nouveau neutrino.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord discuter des outils statistiques utiles pour l'analyse et voir ensuite comment ils peuvent être adaptés à l'expérience STEREO. La troisième partie de ce chapitre sera consacrée aux résultats obtenus grâce à plusieurs méthodes d'analyses, qui seront ensuite comparées dans la partie suivante. Enfin, nous terminerons par l'ajout de nouvelles contraintes permettant d'améliorer encore la sensibilité de l'expérience mais sensibles à un biais du modèle de prédiction.

5.1 Tests d'hypothèses et outils statistiques

5.1.1 Principes du test d'hypothèse

Un test d'hypothèse vise à décider si les données d'une expérience sont en accord avec une prédiction faite à partir d'un modèle connu. Dans notre cas, il s'agit de tester les différentes hypothèses d'oscillations vers un nouveau neutrino stérile. L'hypothèse analysée sera appelée H_0 dans la suite. Le premier test à réaliser est celui de l'hypothèse qu'on appellera l'hypothèse nulle (H_{NoOsc}), sans oscillation vers un neutrino stérile. Un rejet de celle-ci permettra de valider l'existence d'oscillations à courte distance. Nous pourrons définir une zone d'acceptance contenant les possibles valeurs des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile. Si nos données sont en accord avec l'hypothèse nulle, on peut rejeter l'existence d'un neutrino stérile avec un certain niveau de confiance N_{Conf} (ou C.L. pour *Confidence Level*) dans une zone restreinte de l'espace des paramètres.

La valeur $1-N_{\mathrm{Conf}}$ donne alors la probabilité de rejeter à tord l'hypothèse étudiée. C'est ce que l'on appelle l'erreur de première espèce. L'erreur de deuxième espèce

correspond au fait de ne pas rejeter l'hypothèse alors qu'elle devrait l'être. Il est important de chercher à minimiser l'erreur de deuxième type pour obtenir un test plus puissant. C'est le choix de la statistique de test employée, sur laquelle nous reviendrons dans la partie 5.1.2, qui permettra d'ajuster au mieux les deux types d'erreurs. Cette statistique sera nommée ici q_0.

Afin de prendre une décision sur la compatibilité de l'hypothèse analysée avec les données, la construction d'une fonction de densité de probabilité (p.d.f.) est nécessaire. Celles ci peuvent être calculées grâce à la simulation d'un grand nombre de pseudo-expériences ou se baser sur une fonction connue. L'établissement de la p.d.f. $P(q_0|H_0)$ permet le calcul de la *p-value*, p_0 qui se définit comme :

$$p_0 = \int_{q_{0,\text{obs}}}^{+\infty} P(q_0|H_0)\,\mathrm{d}q_0 \tag{5.1}$$

La *p-value* peut être vue comme la probabilité de rejeter à tord l'hypothèse étudiée. Une illustration est donnée sur la figure 5.1. La p.d.f. $P(q_0|H_0)$ est obtenue en pratique en générant des pseudo-expériences suivant l'hypothèse H_0 et en les ajustant avec un modèle correspondant à la même hypothèse. On peut alors prendre un décision, si $p_0 > \alpha$ l'hypothèse H_0 est acceptée, sinon elle est rejetée. Le niveau de confiance souhaité, α, est défini en amont.

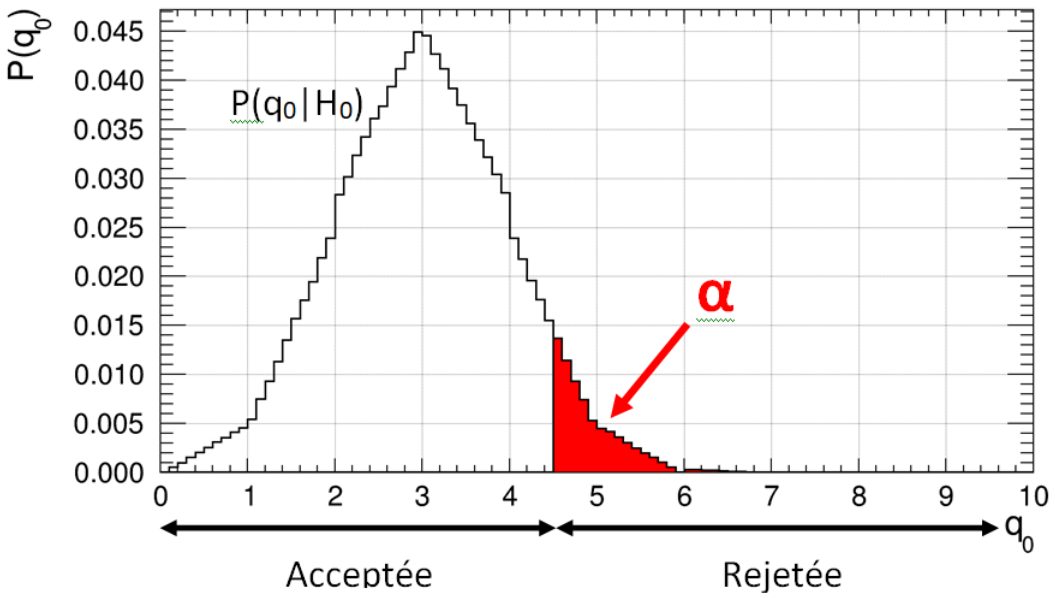


FIGURE 5.1 – Illustration d'une p.d.f. et du niveau de confiance souhaité α.

La sensibilité d'une expérience tente de déterminer quelles hypothèses pourront être rejetées, avec un certain niveau de confiance, si les données suivent une hypothèse H_1 choisie comme référence. Dans le cas de la recherche du neutrino stérile, nous allons chercher à déterminer si des données suivant l'hypothèse H_{NoOsc} peuvent exclure chacune des hypothèses du plan des paramètres d'oscillation. C'est pour cela que la première étape de l'analyse sera de s'assurer que les données sont compatibles avec l'hypothèse sans oscillation. L'étude de la sensibilité est très utile pour estimer le temps d'acquisition de données nécessaire pour obtenir la sensibilité souhaité par

l'expérience, ici par exemple, investiguer la plus grande partie du contour d'acceptance de la RAA.

Le principe est le même que celui du calcul de la *p-value* vu précédemment. Cependant, afin de s'affranchir des fluctuations statistiques, il est nécessaire de simuler un grand nombre de pseudo-expériences suivant H_1, que l'on ajustera à l'aide d'un modèle suivant H_0, afin de déterminer la p.d.f. $P(q_0|H_1)$. C'est la valeur médiane de cette p.d.f. qui est généralement utilisée pour comparer à $P(q_0|H_0)$, le calcul de la *p-value* devient ainsi :

$$p_{\mathrm{med}(q_0|H_1)} = \int_{\mathrm{med}(q_0|H_1)}^{+\infty} P(q_0|H_0)\,\mathrm{d}q_0 \tag{5.2}$$

La sensibilité est calculée pour toutes les hypothèses étudiées ce qui permet de déduire, par avance, celles qui devraient être exclues avec la quantité de données attendues.

L'utilisation de la valeur médiane implique que les hypothèses H_0 à la limite du contour de sensibilité ne seront rejetées que dans une expérience sur deux. Pour être plus précis on peut utiliser d'autres quantiles représentant une enveloppe dans laquelle les fluctuations statistiques à $\pm\ 1\sigma$ et $\pm\ 2\sigma$ seront représentées. Une illustration de la détermination de la sensibilité pour une hypothèse H_0 donnée est représentée sur la figure 5.2.

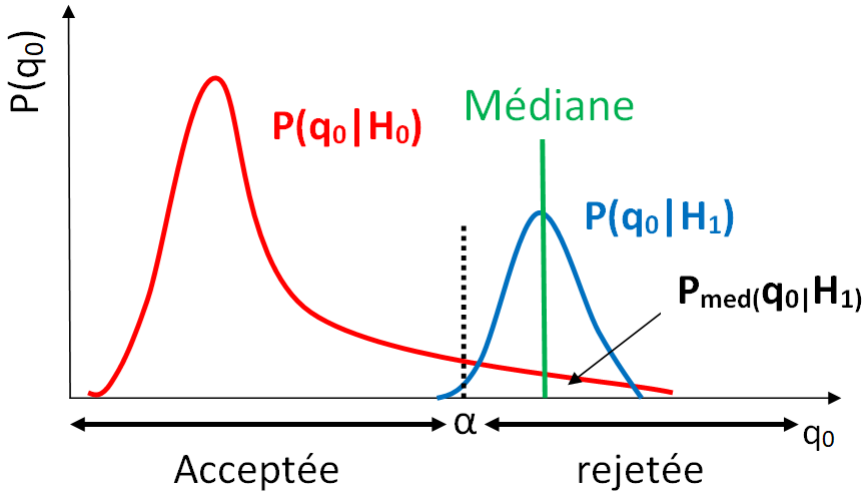


FIGURE 5.2 – Illustration de la détermination de la *p-value* pour le calcul de la sensibilité d'une expérience. Dans ce cas, l'hypothèse H_0 est rejetée.

5.1.2 Ratio de vraisemblance et $\Delta\chi^2$

Le test qui a été choisi pour cette analyse est le ratio de vraisemblance. Il s'agit d'un des tests les plus puissants pour un niveau de confiance donné [104]. La vraisemblance $\mathcal{L}$ permet de quantifier l'accord entre les données et une hypothèse. Plus la vraisemblance est élevée, plus l'accord est bon. Elle dépend des paramètres du modèle qui peuvent être divisés en deux catégories. Les paramètres d'intérêt $\boldsymbol{\mu}$, sont ceux que l'on cherche à étudier, dans notre cas $(\sin^2(2\theta_{ee}),\ \Delta m^2_{41})$. Les paramètres

de nuisance $\boldsymbol{\alpha}$, quant à eux, sont utilisés pour modéliser les erreurs systématiques de l'expérience. Leurs valeurs n'ont pas d'intérêt en soi. Le ratio de vraisemblance profilé $\lambda_{\boldsymbol{\mu}}$ peut être défini par :

$$\lambda_{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\mathcal{L}(\boldsymbol{\mu}, \hat{\hat{\boldsymbol{\alpha}}})}{\mathcal{L}(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\alpha}})} \tag{5.3}$$

Le terme $\hat{\hat{\boldsymbol{\alpha}}}$ représente les valeurs des paramètres de nuisance qui maximisent la vraisemblance pour des paramètres d'intérêt $\boldsymbol{\mu}$ fixés. $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$ et $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ sont les valeurs pour lesquelles la vraisemblance est maximale. Ainsi plus le ratio est proche de 1, plus les données sont proches du modèle ayant pour paramètres d'intérêt $\boldsymbol{\mu}$.

Pour l'expérience STEREO on peut faire l'approximation, avec une précision suffisante, que les observables mesurées ont un comportement gaussien. Dans ce cas on a la relation χ^2 = - 2 ln($\mathcal{L}$), qui permet de remplacer le ratio de vraisemblance par une différence de χ^2 comme :

$$q_0 \equiv \Delta\chi^2 = \chi^2(\boldsymbol{\mu}, \hat{\hat{\boldsymbol{\alpha}}}) - \chi^2(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\alpha}}) \tag{5.4}$$

Les p.d.f., dans les analyses présentées dans ce chapitre, seront construites à partir de $\Delta\chi^2$ obtenus par la simulation Monte Carlo d'un grand nombre de pseudo-expériences.

Les paramètres de nuisance autorisent un meilleur ajustement du modèle sur les données, ce qui implique une perte de sensibilité. Il faut par conséquent limiter au maximum les variations des termes $\boldsymbol{\alpha}$ en réduisant les erreurs systématiques à prendre en compte. Nous allons voir dans la prochaine partie comment ces erreurs sont déterminées et comment elles sont intégrées au modèle d'ajustement dans le cas de l'expérience STEREO.

5.2 Adaptation à l'expérience STEREO

Maintenant que les outils statistiques nécessaires à l'analyse ont été présentés, nous allons voir comment ils peuvent être adaptés au cas spécifique de l'expérience STEREO.

5.2.1 Incertitudes

Les erreurs systématiques et les corrections à apporter aux modèles ou aux données ont été décrites dans la partie 2.4.7, nous allons maintenant voir lesquels doivent être incorporées au modèle.

Incertitudes systématiques

Pour construire notre modèle d'ajustement des spectres neutrinos, il faut prendre en compte toutes les erreurs systématiques. Dans notre cas, nous en avons deux types principaux, les incertitudes sur l'échelle d'énergie et les incertitudes sur la normalisation. Dans les deux cas elles peuvent être soit totalement corrélées soit totalement décorrélées entre les six cellules du détecteur. En théorie, 4 paramètres de nuisance sont alors nécessaires. Toutefois l'analyse que nous allons présenter ici cherche à s'affranchir de tout modèle théorique ce qui implique que seules les variations des

spectres entre les différentes cellules sont prises en compte par l'ajustement. Le terme modélisant l'erreur sur la normalisation corrélée entre toutes les cellules est ainsi inutile. Nous verrons qu'il pourra être utilisé plus tard pour améliorer encore la sensibilité à un neutrino stérile sous certaines conditions (voir section 5.5). Le terme quantifiant l'incertitude sur l'échelle d'énergie corrélée est lui nécessaire car une variation de l'étalonnage, même corrélée, peut impacter différemment chaque cellule car elle peut dépendre de paramètres de géométrie ou de fuites de lumière par exemple, qui sont différents dans chaque cellule.

Les erreurs sur l'échelle d'énergie sont incluses dans le modèle grâce à deux paramètres de nuisance α^{EscaleC} et $\boldsymbol{\alpha}^{\text{EscaleU}}$ (C pour corrélé et U pour non-corrélé entre les 6 cellules) qui est un vecteur composé de six termes, un pour chaque cellule. L'erreur sur la normalisation non-corrélée est représentée par le terme $\boldsymbol{\alpha}^{\text{NormU}}$. Chacun de ces paramètres est contraint par l'incertitude systématique σ correspondante. La détermination de chacune d'entre elles a été présentée dans la partie 2.4.7. Le tableau 5.1 donne les valeurs de ces incertitudes pour les trois phases de STEREO.

paramètre de nuisance	incertitude **Phase-I** (%)	incertitude **Phase-II** (%)	incertitude préliminaire **Phase-III** (%)
$\boldsymbol{\sigma}^{\text{NormU}}$	1.7 (3.4 cell 4)	1.2	1.2
$\boldsymbol{\sigma}^{\text{EscaleU}}$	1.1	1.0	1.0
σ^{EscaleC}	0.35	0.3	0.3

TABLE 5.1 – Tableau résumant les erreurs systématiques relatives utilisées dans l'ajustement des spectres neutrinos pour les trois phases de STEREO.

L'erreur causée par le bruit de fond évoquée dans la partie 2.4.7 est ajoutée à l'erreur statistique. Le calcul des incertitudes systématiques de la **Phase-III** n'a pas encore été finalisé au moment où cette thèse est rédigée, cependant les premiers résultats montrent qu'elles devraient être très proches de celles de la **Phase-II**.

Incertitudes statistiques

Les incertitudes statistiques dépendent du nombre de neutrinos, pour les pseudo-expériences elles sont donc différentes selon les paramètres d'oscillations ($\sin^2(2\theta_{ee})$, Δm^2_{41}) étudiés. Pour les spectres issus des données l'incertitude statistique est directement donnée par la méthode d'extraction neutrino. En revanche les spectres calculés par la simulation, servant à générer les pseudo-expériences, n'ont pas d'erreurs statistiques associées. Il faut donc déterminer l'incertitude à prendre en compte pour chaque intervalle d'énergie de chaque cellule en fonction du taux de neutrino. Pour une pseudo-expérience cette erreur doit reproduire celle que l'on aurait calculé si l'on avait obtenu le même spectre à partir de la méthode d'extraction neutrino utilisée dans les données.

Une méthode a été développée dans la référence [101] pour prédire l'incertitude en fonction du taux de neutrino. Le principe est de reproduire les distributions PSD obtenues en OFF et en ON afin de générer des pseudo-expériences proches des données réelles comme évoqué dans 4.4.2. Le nombre total de neutrinos détectés est ensuite varié ce qui permet de déduire l'évolution des incertitudes. On peut

ainsi prédire la valeur des erreurs associées à la méthode d'extraction neutrino pour chaque pseudo-expérience quel que soit le taux de neutrinos détecté.

5.2.2 Formule du χ^2 : les différents paramètres

La formule du χ^2 de l'ajustement employée dans l'analyse des oscillations doit prendre en compte les erreurs présentées dans la partie précédente. Elle doit aussi permettre d'étudier seulement les variations relatives de la forme des spectres entre les cellules et non la forme ou la normalisation globale sur tout le détecteur qui nécessiterait de se référer à un modèle qui, comme nous l'avons vu, peut comporter des biais. Pour cela une première analyse a été réalisée dans la référence [105]. La méthode utilisée était basée sur la comparaison des rapports des spectres mesurés par rapport à celui mesuré dans une cellule de référence. Cela implique une possible divergence pour des fortes amplitudes d'oscillation où le nombre de neutrinos dans un intervalle d'énergie peut être égal à zéro. L'espace des paramètres étudiés a alors été restreint et les trop faibles statistiques exclues. Une autre formule a alors due être trouvée, elle s'écrit :

$$\begin{aligned}\chi^2 = &\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\sum_{i=1}^{N_{\text{Ebins}}}\left(\frac{D_{l,i}-\varphi_i M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}),\Delta m^2_{41},\boldsymbol{\alpha}\right)}{\sigma_{l,i}}\right)^2\\ &+\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\left(\frac{\alpha_l^{\text{EscaleU}}}{\sigma_l^{\text{EscaleU}}}\right)^2+\left(\frac{\alpha^{\text{EscaleC}}}{\sigma^{\text{EscaleC}}}\right)^2\\ &+\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\left(\frac{\alpha_l^{\text{NormU}}}{\sigma_l^{\text{NormU}}}\right)^2\end{aligned} \tag{5.5}$$

où $D_{l,i}$ et $M_{l,i}$ sont respectivement les données et le modèle pour l'intervalle d'énergie i et la cellule l. Les paramètres $\boldsymbol{\alpha}$ sont les paramètres de nuisance ajustant les erreurs systématiques et contraints par leurs σ respectifs. Les erreurs statistiques sont elles données par $\sigma_{l,i}$. Le terme principal consiste en la comparaison des données $D_{l,i}$ avec le modèle $M_{l,i}$ qui dépend de l'hypothèse étudiée et des paramètres de nuisance ajustés pour minimiser le χ^2. On voit ici que la précision de la simulation est cruciale pour l'expérience afin de reproduire le plus fidèlement possible les données et permettre cette comparaison. Le modèle est décrit par :

$$\begin{aligned}M_{l,i} &= M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}),\Delta m^2_{41},\boldsymbol{\alpha}\right)\\ &= T_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}),\Delta m^2_{41}\right)\left(1+\alpha_l^{\text{NormU}}\right.\\ &\left.+S_{l,i}^{\text{Escale}}\cdot\left[\alpha_l^{\text{EscaleU}}+\alpha^{\text{EscaleC}}\right]\right)\end{aligned} \tag{5.6}$$

où les termes $S_{l,i}^{\text{Escale}}\alpha^{\text{Escale}}$ correspondent à la variation du nombre d'évènements dans un intervalle d'énergie i et une cellule l pour une déviation des coefficients d'étalonnage en énergie. Pour obtenir les valeurs des $S_{l,i}^{\text{Escale}}$, on utilise la formule :

$$S_{l,i}^{\text{Escale}}(\boldsymbol{\mu}) = \frac{(M_{l,i-1}(\boldsymbol{\mu})+M_{l,i}(\boldsymbol{\mu}))E_i^- - (M_{l,i}(\boldsymbol{\mu})+M_{l,i+1}(\boldsymbol{\mu}))E_i^+}{2(E_i^+-E_i^-)M_{l,i}(\boldsymbol{\mu})} \tag{5.7}$$

avec E_i^+ et E_i^- respectivement les bornes supérieure et inférieure de l'intervalle d'énergie i. $T_{l,i}$ représente la valeur du modèle oscillé avant la prise en compte des paramètres de nuisance.

Les paramètres φ_i sont les mêmes pour toutes les cellules afin de compenser une différence de forme en énergie et de normalisation entre le modèle utilisé pour produire les spectres simulés et la réalité. Ils peuvent être laissés totalement libres puisqu'on s'intéresse ici à une oscillation dans le détecteur STEREO. Un possible *bump* à 5 MeV ou un déficit du nombre total de neutrinos, visible dans toutes les cellules, n'aurait ainsi pas d'impact sur le résultat de l'oscillation mesurée.

Comme il a été évoqué précédemment (voir partie 2.4.6), l'expérience STEREO a connu trois phases différentes de prise de données qui doivent être analysées séparément. Il faut par conséquent trouver une façon de traiter ces expériences séparément tout en combinant leurs résultats. Pour l'analyse des **Phase-I** et **Phase-II** la formule du χ^2 a été adaptée pour devenir :

$$\begin{aligned}\chi^2_{\mathrm{PI+PII}} = \chi^2_{\mathrm{PI}}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}_{\mathrm{PI}}, \boldsymbol{\varphi}, A\right) \\ +\chi^2_{\mathrm{PII}}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}_{\mathrm{PII}}, \boldsymbol{\varphi}\right)\end{aligned} \tag{5.8}$$

Les termes χ^2_{PI} et χ^2_{PII} représentent respectivement les χ^2 de la formule 5.5 pour la première et la deuxième phase. Les changements apportés sur le détecteur étant importants entre les deux premières périodes, il a été choisi de les traiter de manière totalement indépendantes, c'est à dire avec des erreurs systématiques non corrélées. Les termes $\boldsymbol{\varphi}$ sont eux égaux pour les deux phases car une éventuelle déviation par rapport au modèle devrait se retrouver de manière égale pour les deux phases. Enfin, un paramètre A, complètement libre, est ajouté afin d'autoriser une renormalisation de la **Phase-I** pour laquelle le nombre de neutrinos attendus n'a pas pu être calculé. Pour la deuxième période, les spectres simulés sont normalisés au nombre de neutrinos attendus, calculé comme décrit dans la partie 6.2. Tout les résultats donnés dans ce chapitre ont été obtenus grâce à cette formule d'ajustement. L'analyse simultanée des trois phases de STEREO a nécessité de légères modifications qui seront présentées dans la partie 6.1.

5.3 Méthodes d'analyse et résultats

Cette partie sera consacrée à la présentation des trois méthodes statistiques utilisées pour déduire les résultats de l'expérience. L'emploi de différentes techniques d'analyse permet la vérification des résultats. Les données utilisées dans cette partie sont celles de la **Phase-I** et du début de la **Phase-II** de l'expérience. Ce sont les données qui ont été utilisées dans les différentes publications des résultats intermédiaires de STEREO ([83, 86, 87]). La **Phase-III** n'est pas présentée ici car les études sur l'analyse statistique qui vont être discutées ici ont été effectuées à partir des données intermédiaires. Les résultats obtenus grâce à l'entièreté des données de STEREO seront discutés dans la partie 6.1.

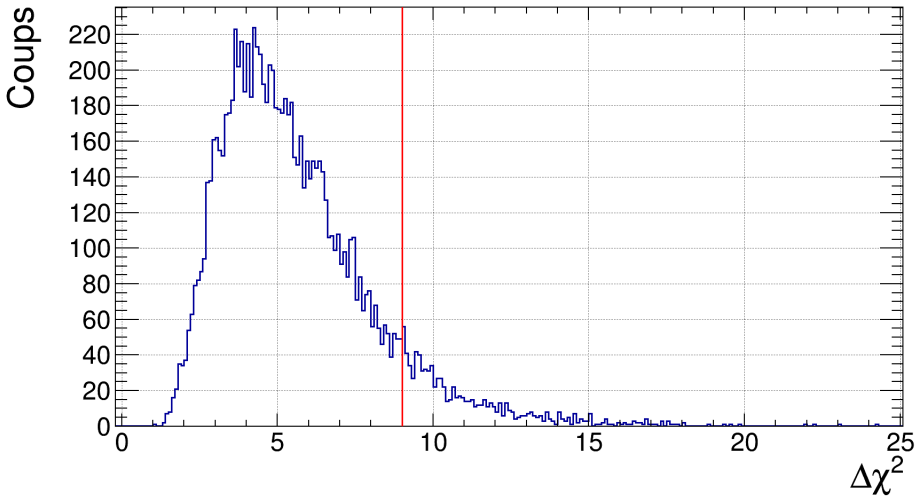


FIGURE 5.3 – p.d.f. de $\Delta\chi^2$ obtenue pour l'hypothèse sans oscillation ($\sin^2(2\theta_{ee})$ = 0 et Δm^2_{41} = 0 eV^2). La valeur du $\Delta\chi^2$ pour les données de STEREO **Phase-I+Phase-II** est indiquée par la ligne verticale rouge. La *p-value* obtenue est alors de 9%.

5.3.1 Test d'une oscillation

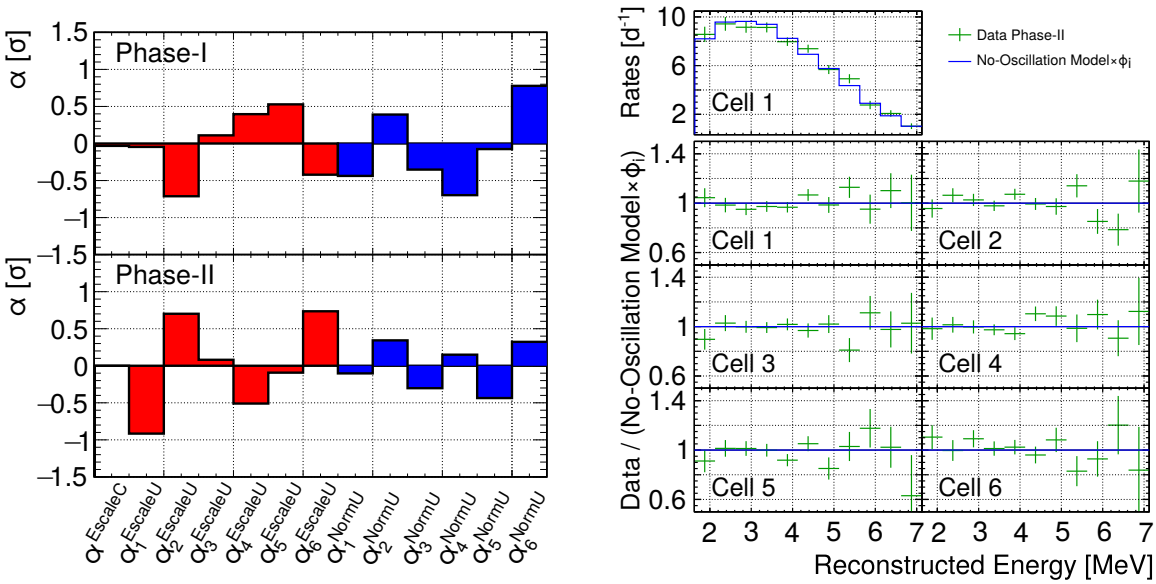


FIGURE 5.4 – Graphiques représentant à gauche, les paramètres de nuisances du test de l'hypothèse nulle pour les données de la **Phase-I** et du début de la **Phase-II**, normalisés par leurs σ respectifs, et à droite le rapport des spectres données sur les spectres ajustés et une comparaison directe pour la cellule 1 (uniquement pour la **Phase-II**).

Comme nous l'avons dit précédemment, le premier test statistique à réaliser est celui de l'hypothèse selon laquelle il n'y a pas d'oscillation vers un nouveau neutrino (l'hypothèse nulle). Il est réalisé en utilisant le calcul d'une *p-value* comme

expliqué dans la partie précédente. Une p.d.f. de $\Delta\chi^2$ est ainsi déterminée en utilisant 10 000 pseudo-expériences, fluctuées dans les barres d'erreurs de l'expérience STEREO, avec les paramètres de l'hypothèse nulle. Pour chaque pseudo-expérience, $\Delta\chi^2$ correspond à :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2_{H_{\text{NoOsc}}} - \chi^2_{\text{min}} \tag{5.9}$$

$\chi^2_{H_{\text{NoOsc}}}$ est obtenu en ajustant les spectres avec un modèle correspondant à $\sin^2(2\theta_{ee}) = \Delta m^2_{41} = 0$. Le terme χ^2_{min} correspond lui au χ^2 minimal calculé en faisant varier les paramètres d'oscillations, $\sin^2(2\theta_{ee})$ et Δm^2_{41}. Ici, le minimum est recherché dans un plan allant de 0.01 à 1 en $\sin^2(2\theta_{ee})$ et de 0.1 à 10 en Δm^2_{41}. La p.d.f de l'hypothèse nulle est représentée sur la figure 5.3. Les valeurs des paramètres d'intérêt du χ^2_{min} de chaque pseudo-expérience sont aussi conservées et leur distribution est montrée sur la figure 5.5. Sur ce graphique on peut voir la position des paramètres pour lesquelles le meilleur ajustement est trouvé pour chacune des 5 000 pseudo-expériences simulées. Ces points fluctuent autour de la sensibilité de l'expérience, en bleu, qui représente la zone dans laquelle les paramètres devraient être exclus pour une expérience sur deux (voir partie 5.1.1).

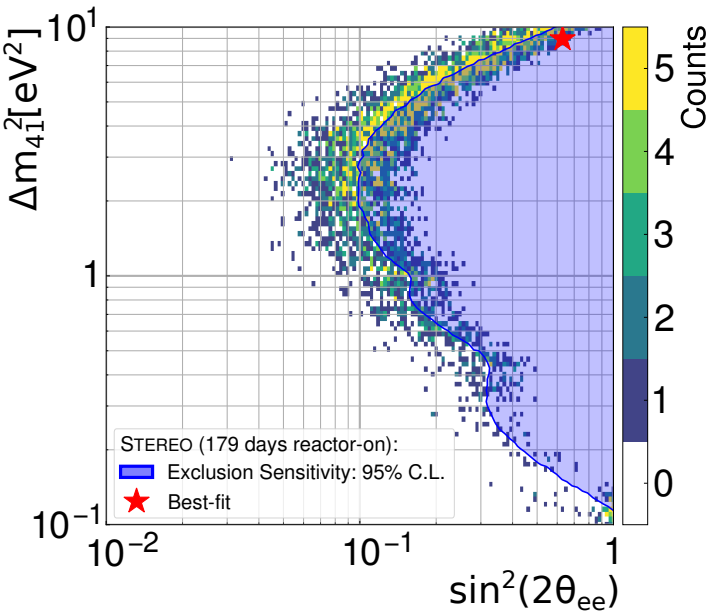


FIGURE 5.5 – Distribution des meilleurs ajustements de 5 000 pseudo-expériences générées avec l'hypothèse nulle. La distribution est comparée à la sensibilité de l'expérience (voir partie 5.3.3). Le meilleur ajustement calculé avec les données de STEREO (**Phase-I**+**Phase-II**) est symbolisé par l'étoile rouge.

La même analyse appliquée directement aux données de STEREO (**Phase-I**+**Phase-II**) donne un $\Delta\chi^2_{H_{\text{NoOsc}}}$ égal à 9. En comparant à la p.d.f. de l'hypothèse nulle (figure 5.3) on obtient une *p-value* d'environ 9%. Sachant que pour rejeter une hypothèse à plus de 3 σ, il faut que cette *p-value* soit inférieure à 0.3%, il est donc impossible de rejeter l'hypothèse nulle avec les données analysées.

Les valeurs des paramètres de nuisance ajustés en utilisant un modèle sans oscillation sont aussi une indication de l'accord entre le modèle et les données. Elles

sont représentées sur la figure 5.4 où elles sont normalisées par rapport aux valeurs de leurs erreurs respectives. On peut voir que toutes les déviations sont inférieures à 1 σ, ce qui montre le bon ajustement des données par le modèle sans oscillation. Enfin le ratio des données sur le modèle ajusté, représenté sur la figure 5.4, ne montre pas de déviation systématique qui pourrait être le signe d'une oscillation.

Une dernière vérification à faire est de comparer la position du meilleur ajustement obtenu grâce aux données avec la distribution des meilleurs ajustements des pseudo-expériences. Dans notre cas les paramètres calculés sont $\Delta m^2_{41} = 8.9$ eV^2 et $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.6$. Il peut paraître anormal d'obtenir une valeur de $\sin^2(2\theta_{ee})$ si élevée, ce qui signifie une très forte amplitude d'oscillation et donc une très forte différence entre le taux de neutrinos prédit sans oscillation et le taux détecté. Toutefois il faut rappeler que notre méthode d'analyse ne vise qu'à comparer les différences de formes entre cellules et ne tient pas compte du nombre de neutrino total. Il est ainsi possible de trouver un meilleur ajustement avec de grandes amplitudes d'oscillations, voir même une amplitude maximale ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 1$). La figure 5.5 confirme cela en montrant que la position du meilleur ajustement de STEREO (étoile rouge) est en accord avec la distribution des pseudo-expériences. On voit aussi que cette distribution suit la sensibilité de l'expérience, que nous allons détailler dans les prochaines parties, ce qui est dû aux fluctuations statistiques.

La conclusion de ce test est que, au vu des données analysées, on ne peut pas rejeter l'hypothèse selon laquelle il n'existe pas de neutrino stérile pour la zone des paramètres d'oscillation choisie. Il est alors possible de calculer un contour de réjection nous permettant de déterminer quelles hypothèses peuvent être rejetées grâce aux données de STEREO.

5.3.2 Méthode *Raster-scan*

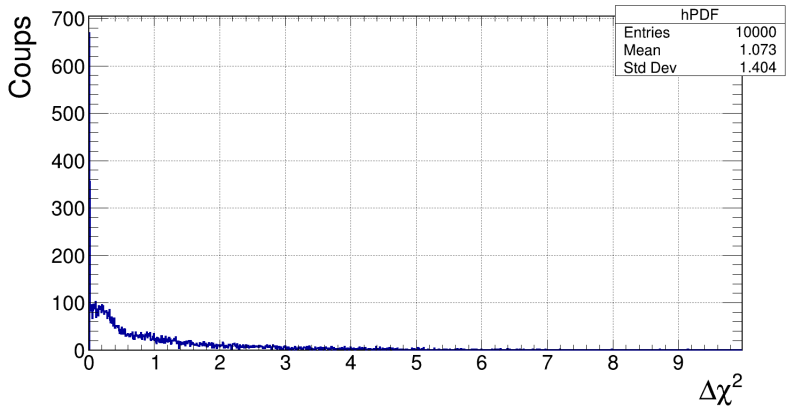


FIGURE 5.6 – Exemple d'une p.d.f. de $\Delta\chi^2$ Raster-scan pour des paramètres d'oscillation $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.5$ et $\Delta m^2_{41} = 3$ eV^2 calculée à partir de la statistique des données de STEREO **Phase-I+Phase-II**.

La première méthode utilisée pour déterminer un contour de réjection d'un neutrino stérile pouvant expliquer la RAA est appelée méthode *Raster-scan* [106]. Le principe est de diviser le domaine de l'espace des paramètres étudié en une carte de,

par exemple, 100×100 points, avec chacun d'entre eux représentant une hypothèse d'oscillation. Le principe est ensuite le même que celui du test de l'hypothèse nulle, une p.d.f. $P(q_\mu|H_\mu)$ est calculée pour chaque point, avec μ l'hypothèse correspondant aux paramètres du point en question. Les pseudo-expériences sont ici générées à partir d'une prédiction suivant les paramètres d'oscillation de l'hypothèse μ et ajustées ensuite par la même prédiction. Les $\Delta\chi^2$ obtenus par l'analyse des données en chaque point sont ensuite comparés aux p.d.f. correspondantes, ce qui donne une carte de *p-value* permettant d'exclure ou non chacune des hypothèses du plan. Le niveau de confiance (C.L.) exigé est déterminé avant l'analyse, nous avons choisi de le fixer à 95%.

La particularité de la méthode *Raster-scan* est qu'elle sépare l'espace des paramètres en différentes bandes en Δm^2_{41}. En effet, ici le χ^2 minimal n'est pas recherché sur l'ensemble de l'espace, mais seulement pour la bande de Δm^2_{41} correspondant à chaque hypothèse testée. On peut résumer cela par la formule :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2_{H_\mu} - \chi^2_{\text{min}}(\Delta m^2_{41}) \tag{5.10}$$

où le χ^2_{min} est différent pour chaque bande de Δm^2_{41}. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de réduire le temps de calcul nécessaire à la détermination des contours de réjection. La recherche d'un minimum par Δm^2_{41} est plus rapide car elle nécessite la variation d'un seul paramètre et évite aussi que l'ajustement soit bloqué dans un minimum local en Δm^2_{41}. L'exemple d'une p.d.f. en un point de la carte est visible sur la figure 5.6.

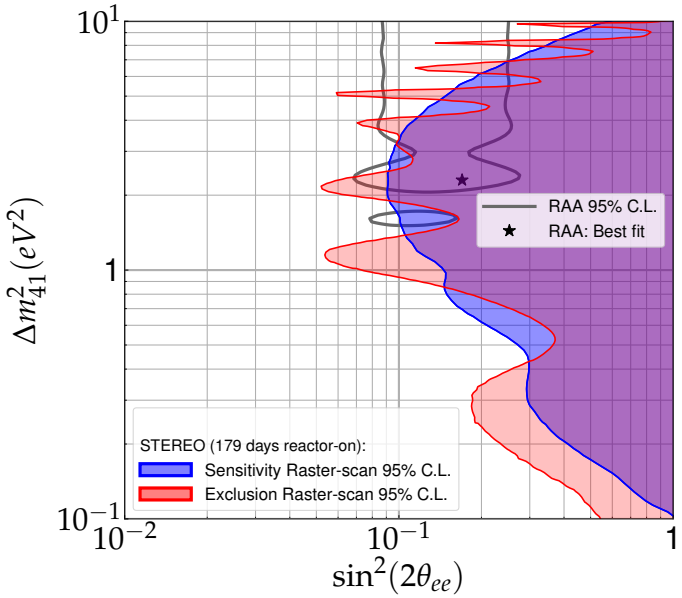


FIGURE 5.7 – Contours d'exclusion(rouge) et de sensibilité (bleu) obtenus pour les données de STEREO **Phase-I+Phase-II** avec la méthode *Raster-scan* à 95% C.L. Le meilleur ajustement (étoile) et les contours à 95 et 99 % C.L. de l'anomalie RAA sont aussi montrés. Ils proviennent de [107].

Grâce à cette méthode nous avons pu obtenir les contour de sensibilité et de réjection de la figure 5.7. On peut voir que le contour de réjection fluctue autour de la sensibilité ce qui est attendu. En effet le contour de réjection est obtenu pour une seule expérience (STEREO **Phase-I**+**Phase-II**) alors que la sensibilité est le résultat de nombreuses pseudo-expériences, les fluctuations statistiques sont ainsi réduites.

Contrairement à ce que nous avons vu dans la partie 5.1.1, la sensibilité a été calculée en utilisant des données Asimov [104] qui sont obtenus en générant une expérience avec beaucoup de neutrinos détectés pour que les fluctuations statistiques soient négligeables. Ces données sont ensuite renormalisées à la statistique attendue et les incertitudes sont calculées pour correspondre à cette dernière. La valeur de $\Delta\chi^2$ calculée correspond alors à la médiane de la p.d.f. $P(q_0|H_1)$ vue dans la section 5.1.1. L'utilisation de données Asimov réduit considérablement le temps de calcul car elle évite de générer les p.d.f. de sensibilités. La validité de cette approximation a été vérifiée dans [91].

La méthode *Raster-scan* a été utilisée pour donner les premiers résultats de STEREO [105]. Elle présente cependant plusieurs limitations. La première est qu'il est impossible, dans le cas où l'hypothèse nulle serait rejetée, de calculer un contour d'acceptance autour du meilleur ajustement. Effectivement les bandes de Δm^2_{41} ne peuvent pas être associées afin de déterminer une zone autour d'un seul minimum. Le second, d'un ordre plus pratique, est que les autres expériences recherchant un neutrino stérile utilisent en majorité une autre méthode ce qui rend la combinaison des résultats impossible. La mise en place d'une nouvelle technique d'analyse était alors nécessaire pour remédier à cela.

5.3.3 Méthode globale

La méthode globale, ou méthode 2D [106], est généralement employée par les expériences recherchant un neutrino stérile. Son principe est très proche de celui de la méthode *Raster-scan*, la seule différence résidant dans la détermination du χ^2_{min}. Il ne dépend plus ici de Δm^2_{41} mais est défini comme le minimum dans l'espace des paramètres entier, ce qui donne :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2_{H_\mu} - \chi^2_{\text{min}} \tag{5.11}$$

Il n'y a par conséquent qu'un seul minimum auquel sont comparés tous les points de la carte. La minimisation est cependant plus longue à cause de la recherche du minimum en deux dimensions ce qui augmente considérablement le temps de calcul nécessaire à obtenir les contours. Un exemple de p.d.f. est donnée par la figure 5.8.

Les contours déterminés par la méthode globale sont montrés sur la figure 5.9. Il semble que le contour d'exclusion ne fluctue pas exactement autour de la sensibilité mais soit légèrement plus optimiste (meilleur réjection). Ce comportement sera investigué en détail dans la partie 5.4.2.

La méthode globale, malgré l'avantage d'autoriser le traçage de contour d'acceptance et la combinaison avec d'autres expériences, est très coûteuse en temps de calcul et présente un comportement une sensibilité qui ne semble pas être en accord avec le contour de réjection calculé. L'emploi d'une troisième méthode d'analyse est alors requis afin de confirmer les résultats précédents.

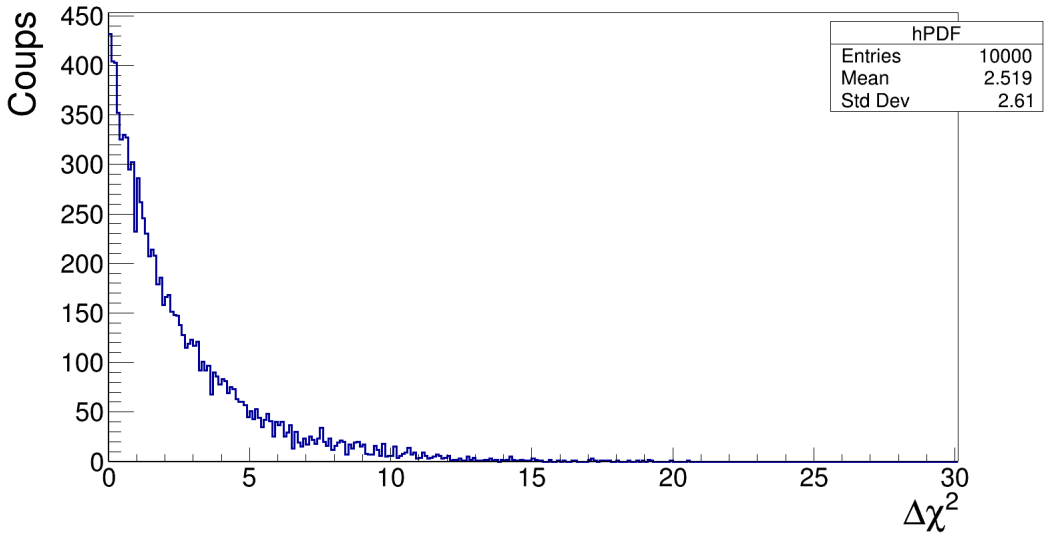


FIGURE 5.8 – Exemple d'une p.d.f de $\Delta\chi^2$, utilisant la méthode globale, pour des paramètres d'oscillation $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.5$ et $\Delta\ m^2_{41} = 3$ eV^2 calculée à partir de la statistique des données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**.

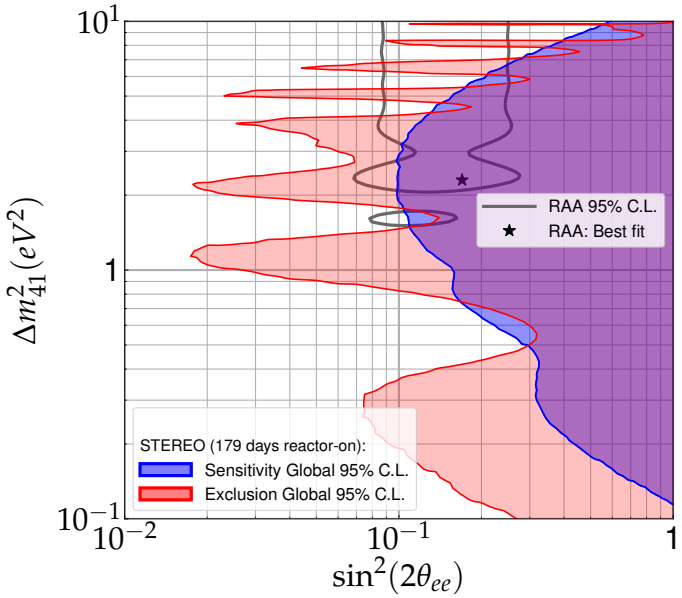


FIGURE 5.9 – Contours d'exclusion(rouge) et de sensibilité (bleu) obtenus par la méthode globale à 95% C.L. pour les données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**.

5.3.4 Méthode CLs

La troisième méthode d'analyse, ou méthode CLs [108], est aussi basée sur la génération de p.d.f. de $\Delta\chi^2$ en chaque point de l'espace des paramètres $\sin^2(2\theta_{ee})$ et Δm^2_{41}. Toutefois il ne s'agit plus de trouver un χ^2 minimal, mais de comparer avec une hypothèse choisie comme référence. Pour le cas de la recherche d'un neutrino stérile, la référence naturelle est l'hypothèse nulle, H_{NoOsc}. La formule de $\Delta\chi^2$ devient

alors :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2_{H_\mu} - \chi^2_{H_{\text{NoOsc}}} \tag{5.12}$$

L'autre différence est qu'il faut alors considérer deux cas. Le premier consiste à prendre un modèle de départ correspondant à H_{NoOsc} pour générer les pseudo expériences, ce qui donne une p.d.f. $P(q_\mu|H_{\text{NoOsc}})$. La seconde prend pour modèle H_μ pour obtenir une p.d.f $P(q_\mu|H_\mu)$. Il faut ainsi comparer la valeur du $\Delta\chi^2$, obtenue grâce aux données, aux deux p.d.f. pour calculer la grandeur :

$$\text{CLs} = \frac{1 - p_{H_\mu}}{1 - p_{H_{\text{NoOsc}}}} \tag{5.13}$$

où p_{H_μ} est la *p-value* déterminée par la comparaison avec la p.d.f. $P(q_\mu|H_\mu)$ et $p_{H_{\text{NoOsc}}}$, celle de la comparaison avec $P(q_\mu|H_{\text{NoOsc}})$. La valeur de CLs est ensuite traitée comme une *p-value*, ce qui permet de déduire des contours de réjection et de sensibilité de la même façon que pour les méthodes *Raster-scan* et globale.

Il est nécessaire de considérer pour le calcul des p.d.f. la valeur -$\Delta\chi^2$ car cela permet d'être sûr que la condition $1 - p_{H_{\text{NoOsc}}} > 1 - p_{H_\mu}$ soit toujours vérifié. On a ainsi CLs<1, donc assimilable à une *p-value* [108]. Plusieurs exemples de p.d.f. sont représentés sur la figure 5.10.

Cette méthode est utile car elle permet de réduire l'impact d'une fluctuation statistique qui éloignerait les données de l'hypothèse nulle. La génération des p.d.f est aussi plus rapide car il n'y a aucune recherche de minimum. Cependant elle ne peut être utilisée que si l'hypothèse de référence, ici H_{NoOsc} n'est pas rejeté, ce qui n'autorise pas le traçage d'un contour d'acceptance autour du meilleur ajustement.

Les exemples de la figure 5.10 illustrent trois cas possibles. Le premier, lorsque les deux p.d.f. en un point sont extrêmement proches, signifie que l'hypothèse ne peut pas être différenciée de H_{NoOsc}, elle ne peut donc pas être rejetée. La seconde possibilité est lorsque les p.d.f. sont différentes, mais pas totalement disjointes. C'est pour cela que la méthode CLs est la plus utile car la *p-value* de l'hypothèse analysée est reportée à celle de l'hypothèse nulle, ce qui évite une fluctuation trop importante du contour de réjection. Enfin, le dernier cas est celui où les p.d.f sont totalement disjointes, ce qui donne logiquement $1 - p_{H_\mu} = 0$ et CLs $= 0$. Cette hypothèse sera donc toujours exclue.

Les contours de réjection et de sensibilité, pour STEREO **Phase-I**+**Phase-II**, donnés par la méthode CLs sont présentés sur la figure 5.11. Comme attendu les fluctuations du contour de réjection autour de la sensibilité sont réduites par rapport aux deux autres méthodes.

Maintenant que les trois méthodes d'analyse ont été présentées, elles vont pouvoir être comparées et les différences seront discutées dans la prochaine partie.

5.4 Comparaison et interprétation des résultats

Les 3 analyses présentées ont permis d'obtenir des résultats que nous allons comparer dans cette partie. Nous verrons ensuite comment expliquer les différences observées entre les résultats, pour finir par le test d'une possible alternative à la génération de p.d.f. pour calculer les contours de réjection d'un nouveau neutrino stérile.

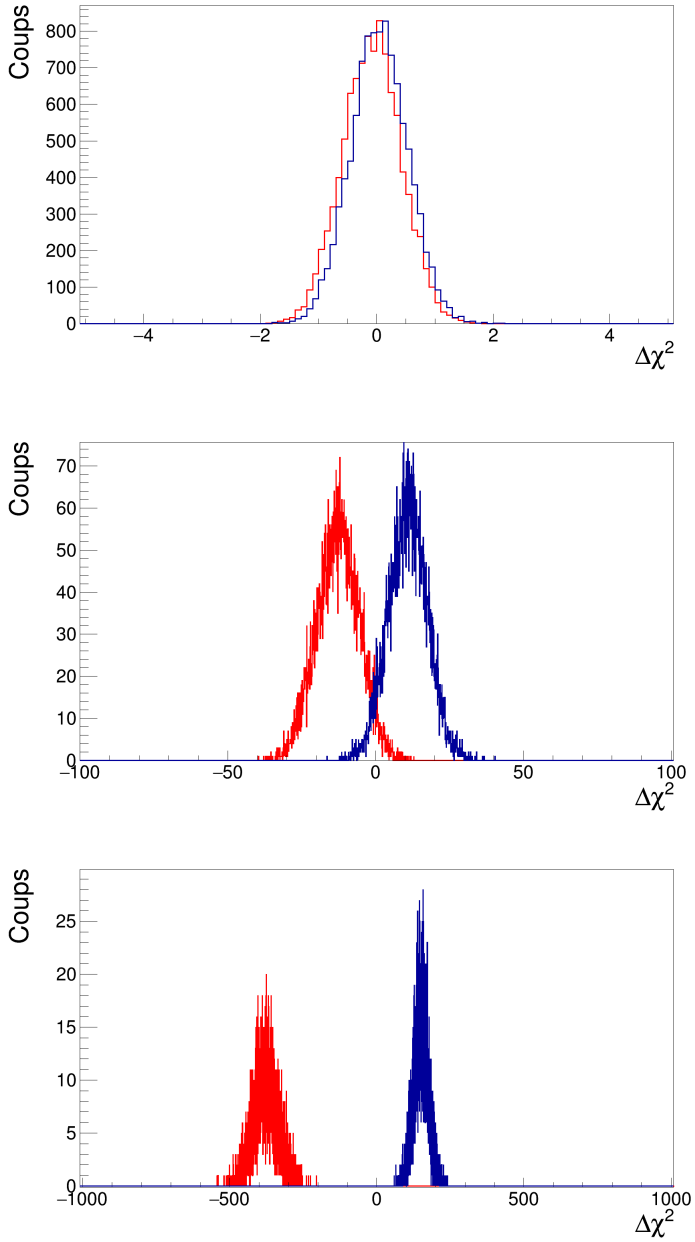


FIGURE 5.10 – Exemples de trois p.d.f. pour des paramètres d'oscillation : en haut $[\sin^2(2\theta) = 0.03\,; \Delta m^2 = 0.6\ \text{eV}^2]$, au milieu $[\sin^2(2\theta) = 0.16\,;\ \Delta m^2 = 1.9\ \text{eV}^2]$ et en bas $[\sin^2(2\theta) = 0.87\,; \Delta m^2 = 4.8\ \text{eV}^2]$. Les p.d.f $P(q_\mu|H_\mu)$ sont tracées en rouge et $P(q_\mu|H_{\text{NoOsc}})$ en bleu. (STEREO **Phase-I**+**Phase-II**)

5.4.1 Comparaison des méthodes d'analyse

Nous avons vu dans la partie précédente que les trois méthodes d'analyse statistique employées présentent chacune des avantages et des inconvénients, mais qu'elles peuvent toutes les trois être appliquées à l'expérience STEREO. Il est alors nécessaire de comparer les contours obtenus pour s'assurer de la compatibilité des résultats donnés par chaque méthode. La comparaison directe des contours de sensibilité et de réjection calculés avec les données de STEREO est représentée sur la figure 5.12.

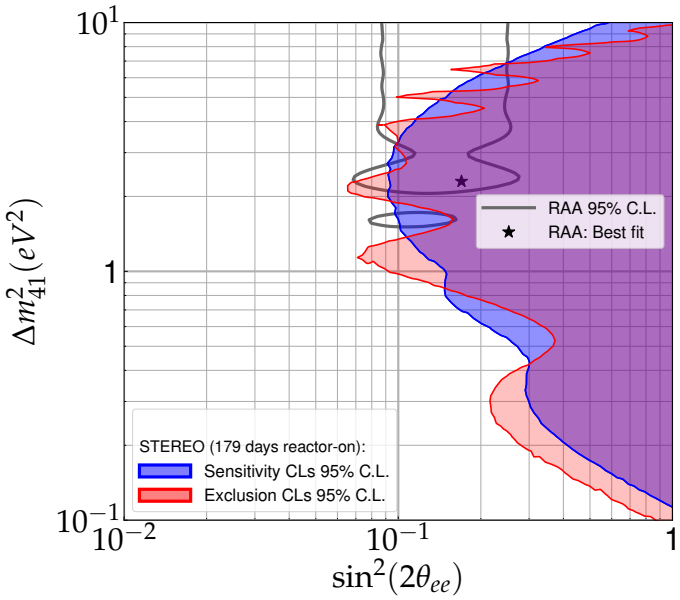


FIGURE 5.11 – Contours d'exclusion (rouge) et de sensibilité (bleu) calculés par la méthode CLs à 95% C.L. pour les données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**.

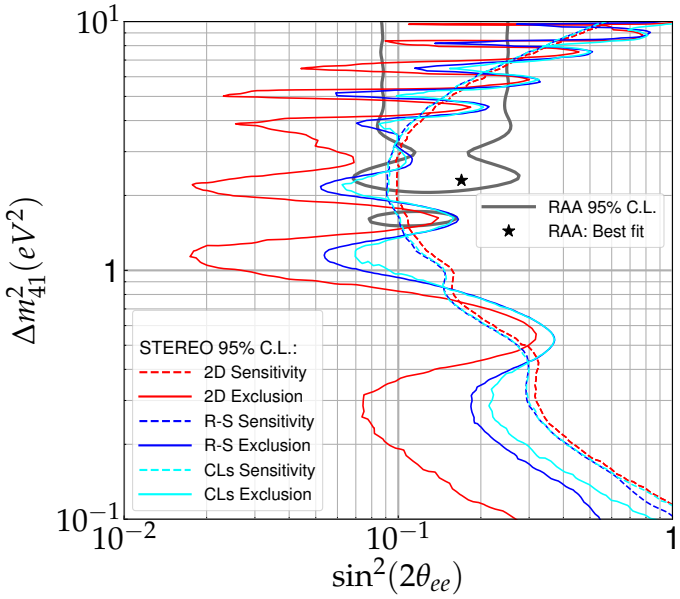


FIGURE 5.12 – Contours d'exclusion obtenus avec les méthodes 2D (globale), *Raster-scan* et CLs à 95% C.L. pour les données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II** respectivement tracés en rouge, bleu et cyan. (publié précedemment dans [83])

La première chose que l'on peut noter est que les maxima et minima de fluctuations des trois contours de réjection sont situés aux mêmes positions en Δm^2_{41}, ce qui est attendu car ces fluctuations viennent des données en elles mêmes et non de la méthode d'analyse. Ce qui est plus surprenant, en revanche, est la différence entre la méthode globale et les deux autres. En effet même si les sensibilités tra-

cées sont proches, le contour d'exclusion de la méthode globale est significativement plus optimiste. Les contours des méthode *Raster-scan* et CLs sont en revanche très proches, aussi bien pour la sensibilité que pour la réjection.

Il est important de comprendre ces différences afin de pouvoir interpréter les résultats vus ici. La difficulté réside dans le fait que ces contours ne représentent qu'une seule expérience, il se pourrait par conséquent que le décalage soit seulement un effet visible dans le cas particulier de l'expérience STEREO. Pour remédier à cela, nous avons généré plusieurs pseudo-expériences à partir du modèle d'hypothèse H_{NoOsc}. Ces simulations ont été ensuite analysées à l'aide de chaque méthode et les contours d'exclusion sont comparés, pour quatre d'entre elles, sur la figure 5.13. Les pseudo-expériences présentées n'ont pas été choisies au hasard, elles ont été sélectionnées selon leur valeur de $p_{H_{\text{NoOsc}}}$, *p-value* de l'hypothèse sans oscillation. Elle a été calculée pour chacune de la même façon que présentée dans la partie 5.3.1.

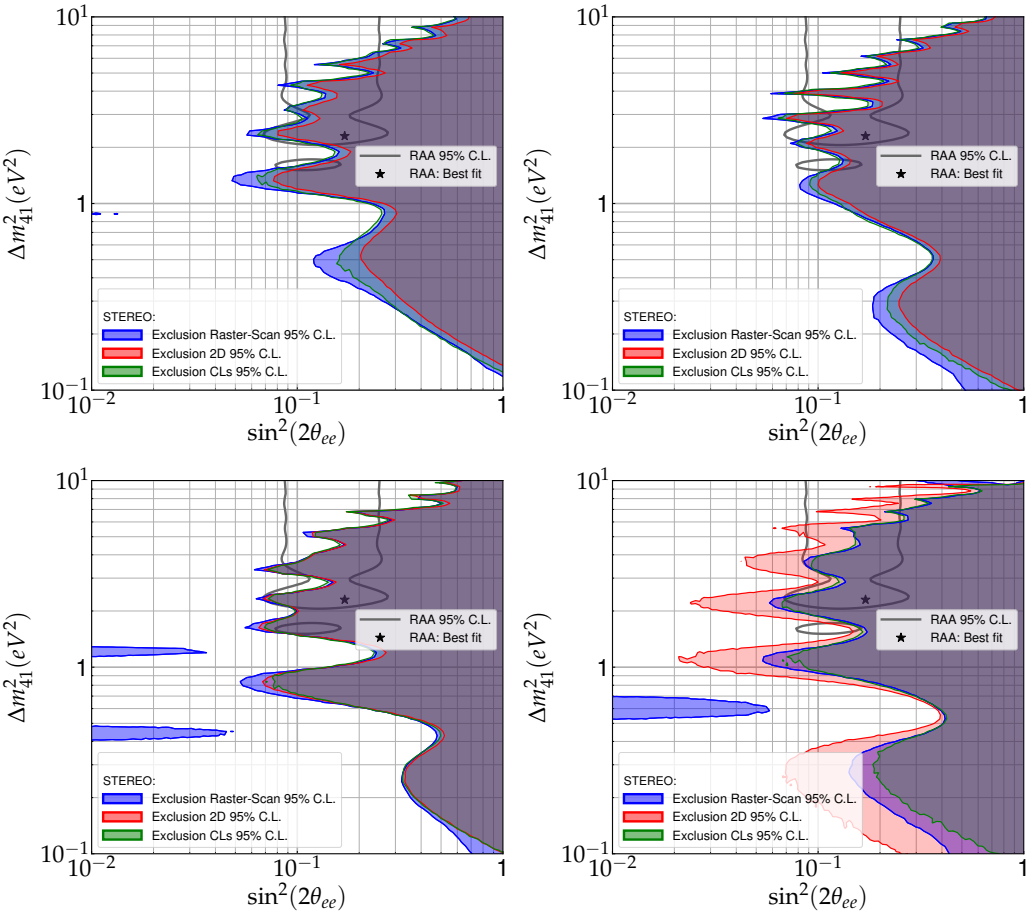


FIGURE 5.13 – Exemples de contours de réjection obtenus grâce à des pseudo-expériences, correspondant à la statistique de STEREO **Phase-I+Phase-II**, avec une valeur de $p_{H_{\text{NoOsc}}}$ de 90% (haut à gauche), 45% (haut à droite), 65% (bas à gauche) et 10% (bas à droite), respectivement. Les zones exclues à faible Δm^2_{41} sont un artefact de la méthode *Raster-scan* et ne doivent pas être prises en compte dans le contour d'exclusion réel.

La figure 5.13 montre que les méthodes *Raster-scan* et CLs sont stables quelque soit la pseudo-expérience considérée et que leurs fluctuations statistiques restent

modérées. Cela prouve que si nos données correspondent à un modèle sans oscillation, quelque soit $p_{H_{\text{NoOsc}}}$, les contours d'exclusion calculés fluctueront autour de la sensibilité médiane comme attendu.

Les contours de la méthode 2D sont plus inattendus car ils fluctuent fortement selon l'axe $\sin^2(2\theta_{ee})$. Cela implique parfois une différence entre la sensibilité médiane et l'exclusion trouvée. On remarque aussi que le décalage vers les basses valeurs de $\sin^2(2\theta_{ee})$ semble être corrélé à une valeur de $p_{H_{\text{NoOsc}}}$ faible.

Afin de mieux comprendre les fluctuations des résultats obtenus par la méthode globale, une étude plus complète a été réalisée. Elle est l'objet de la prochaine partie.

5.4.2 Variabilité de l'analyse globale

L'emploi de pseudo-expériences, générées en faisant fluctuer les spectres neutrinos dans leurs erreurs statistiques et systématiques, peut aussi servir à étudier plus en détails la variabilité de la méthode 2D. Ici le but est de calculer la sensibilité grâce à 10 000 pseudo-expériences produites, mais en les sélectionnant selon les valeurs de $p_{H_{\text{NoOsc}}}$ déterminées pour chacune d'entre elles. Ainsi trois gammes ont été étudiées : $p_{H_{\text{NoOsc}}} < 30\%$, $30\% < p_{H_{\text{NoOsc}}} < 70\%$ et $70\% < p_{H_{\text{NoOsc}}}$. Les sensibilités, obtenues grâce à de nombreuses pseudo-expériences, devraient permettre de mettre en évidence une possible corrélation entre $p_{H_{\text{NoOsc}}}$ et le décalage du contour vers les faibles valeurs de $\sin^2(2\theta_{ee})$. La figure 5.14 montre les trois sensibilités qui sont données chacune avec une pseudo-expérience appartenant à la même gamme de $p_{H_{\text{NoOsc}}}$.

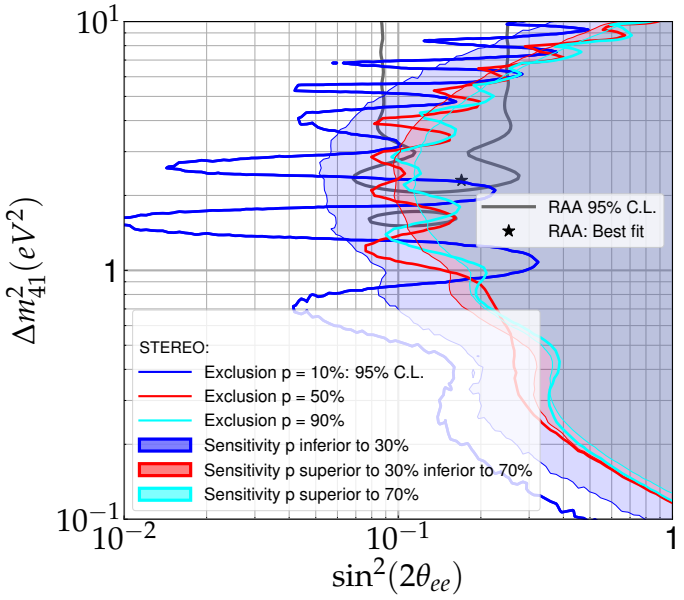


FIGURE 5.14 – Sensibilités calculées en séparant les pseudo-expériences, correspondant à la statistique de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**, en trois gammes différentes : $p_{H_{\text{NoOsc}}} < 0.3$, $0.3 < p_{H_{\text{NoOsc}}} < 0.7$ et $0.7 < p_{H_{\text{NoOsc}}}$. Les contours d'exclusion pour trois pseudo-expériences donnant une $p_{H_{\text{NoOsc}}}$ de 10%, 50% et 90% sont aussi montrées en comparaison aux sensibilités.

On remarque que la sensibilité est bien corrélée au résultat du test de l'hypothèse

nulle des pseudo-expériences choisies. De plus, en regardant la pseudo-expérience donnant une $p_{H_{\text{NoOsc}}} = 10\%$, on remarque l'obtention d'un contour plus proche de celui des données de STEREO pour lequel nous avons vu que $p_{H_{\text{NoOsc}}} = 9\%$. Ces observations confirment qu'il est possible d'obtenir un contour d'exclusion qui ne fluctue pas symétriquement autour de la sensibilité médiane mais qui n'exclue pas pour autant l'hypothèse sans oscillation. Ce comportement peut être seulement dû à une fluctuation statistique.

Même si l'on est maintenant capable d'expliquer le comportement du contour d'exclusion de la méthode globale, son interprétation reste difficile. C'est pour cette raison que l'utilisation de plusieurs méthodes d'analyse, ayant chacune leurs spécificités, permet de donner une vision plus claire du résultat final. La méthode CLs permet de normaliser chaque *p-value* à celle de l'hypothèse nulle ce qui supprime la corrélation des contours avec $p_{H_{\text{NoOsc}}}$, elle est donc importante car elle permet d'atténuer les fluctuations statistiques et ainsi de donner un contour plus simple à interpréter.

5.4.3 Utilisation de la loi de χ^2 normale

Pour mettre en place les analyses et obtenir les résultats vus précédemment, la génération de milliers de pseudo-expériences en chaque point est nécessaire, ce qui est très coûteux en temps de calcul, spécialement pour la méthode globale. Une solution à ce problème serait d'utiliser le théorème de Wilks [109], qui permet de remplacer les p.d.f. générées grâce à des pseudo-expériences par une loi de χ^2 normale. En théorie, pour la méthode globale, on pourrait donc remplacer chacune des p.d.f. par la densité de probabilité d'une loi de χ^2 à 2 degrés de libertés. Cette simplification rendrait l'analyse plus rapide et plus simple car les quantiles d'une loi de χ^2 sont bien connus. L'analyse se résumerait donc à comparer le $\Delta\chi^2$ obtenu en chaque point de l'espace des paramètres avec la valeur de ce quantile. Dans notre cas, pour un niveau de confiance souhaité de 95%, on peut rejeter l'hypothèse si $\Delta\chi^2 > 5.99$.

Toutefois il faut vérifier par l'emploi de pseudo-expériences que l'on peut appliquer ce théorème dans le cas de la recherche d'un neutrino stérile. Nous allons alors comparer la p.d.f. générée par 10 000 pseudo-expériences à une loi de χ^2 normale à deux degrés de liberté dans le cas de l'hypothèse nulle. Sur la figure 5.15, il est clair que les deux distributions sont significativement différentes. Si l'on s'intéresse aux valeurs de $\Delta\chi^2$ critiques, on voit que, dans le cas des données de STEREO traitées dans ce chapitre ($\Delta\chi^2_{H_{\text{NoOsc}}} \approx 9$), on obtient que l'hypothèse nulle est rejetée avec un niveau de confiance supérieur à 95% contrairement à la *p-value* de 9% calculée grâce à la p.d.f. générée.

Cette différence entre la loi normale et les p.d.f. a un fort impact sur les résultats et peut changer complètement l'interprétation de ces derniers. Si l'on regarde sur la figure 5.16, les contours d'exclusion et de sensibilité calculés grâce à la loi normale et aux p.d.f., on s'aperçoit qu'il y a une grande différence entre les deux. En utilisant la loi normale, comme l'hypothèse nulle est rejetée, on obtient un contour fermé autour de la position du meilleur ajustement.

Cela prouve que l'emploi d'une loi de χ^2 normale ne permet pas de reproduire une p.d.f. générée à partir de pseudo-expériences. Cela peut même engendrer un

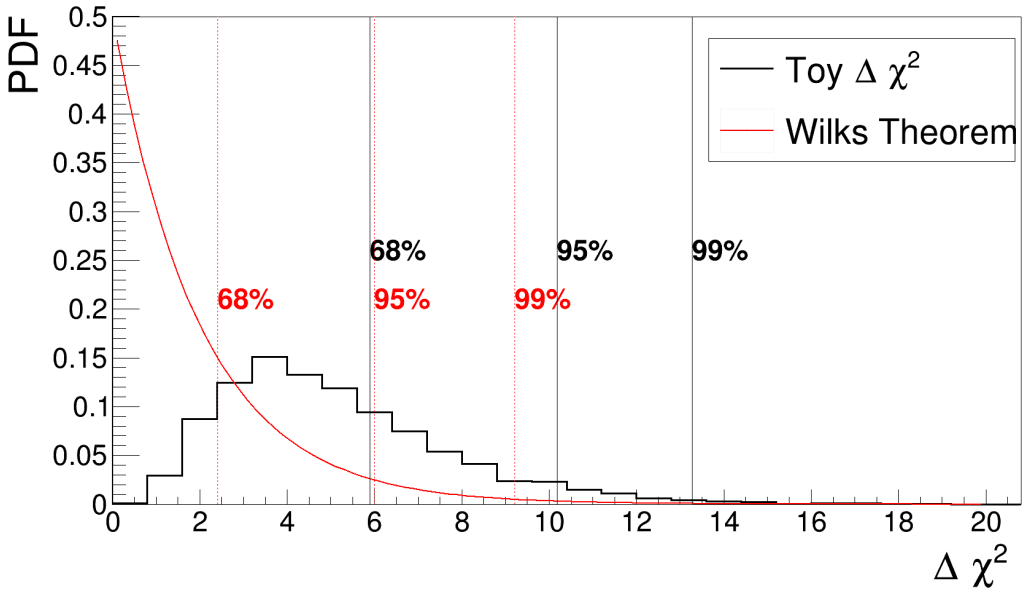


FIGURE 5.15 – p.d.f. de $\Delta\chi^2$ de l'hypothèse sans oscillation ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 0$ et Δm^2_{41} = 0 eV^2) (noir) générée avec 10 000 pseudo-expériences correspondant à la statistique de STEREO **Phase-I**+**Phase-II** et comparée à une loi de χ^2 à deux degrés de liberté (rouge). Les valeurs de $\Delta\chi^2$ critique à 68%, 95% et 99% C.L. sont représentées par les lignes verticales pour les deux distributions.

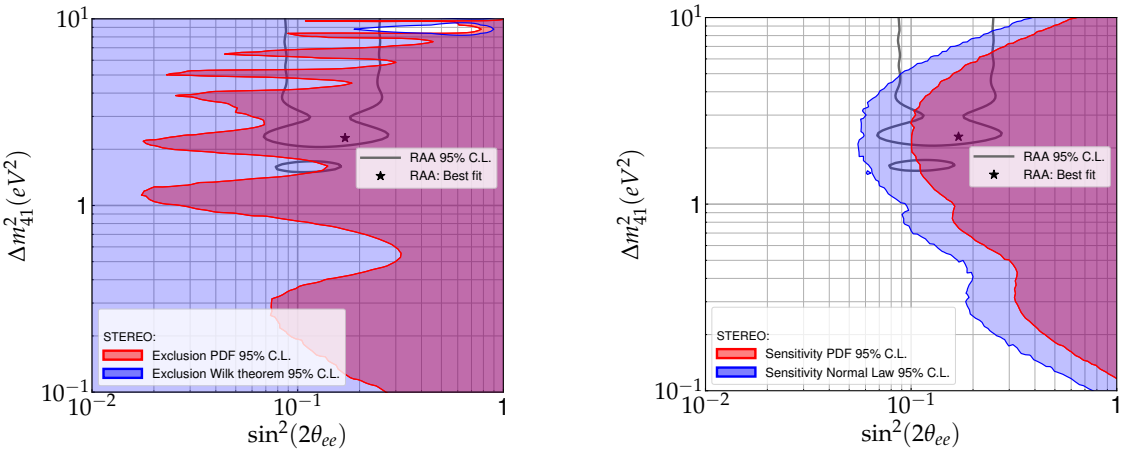


FIGURE 5.16 – Comparaison des contours d'exclusion, à gauche, et de sensibilité, à droite, obtenus avec des p.d.f. (rouge) et avec la loi normale (bleu) à 95% C.L. pour les données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**.

biais dans les résultats de l'analyse conduisant à une interprétation faussée. On peut expliquer cette différence par le fait que le modèle n'est pas linéaire en Δm^2_{41}, l'évolution étant sinusoïdale. La probabilité n'étant ainsi pas gaussienne, le $\Delta\chi^2$ ne suit pas une loi normale.

On peut confirmer cela en s'intéressant à la méthode *Raster-scan*, où la valeur de $\Delta\chi^2$ est déterminée pour chaque bande de Δm^2_{41}. L'ajustement se réduit ainsi à un degré de liberté selon $\sin^2(2\theta_{ee})$ pour laquelle l'évolution du modèle est linéaire.

En théorie, il serait alors possible d'utiliser une loi de χ^2 à 1 degré de liberté pour laquelle une expérience est rejetée avec un niveau de confiance de 95% si $\Delta\chi^2 > 3.84$. Une p.d.f., générée pour une hypothèse du plan des paramètres d'oscillation, a été comparée à une loi de χ^2 à 1 degré de liberté sur la figure 5.17. L'accord est bien meilleur que pour la méthode 2D et on voit que les valeurs de $\Delta\chi^2$ critique sont proches. Les contours donnés par l'utilisation d'une loi de χ^2 sont tracés sur la figure 5.18 et comparés aux contours obtenus grâce aux p.d.f. Les résultats sont similaires ce qui tend à prouver que l'utilisation de la loi normale est possible dans le cas de la méthode *Raster-scan*.

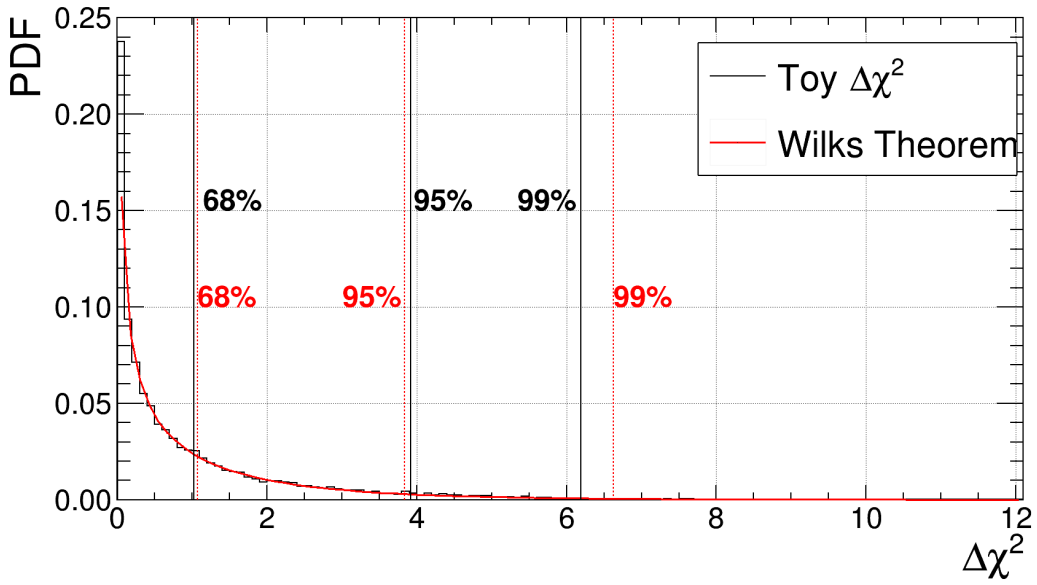


FIGURE 5.17 – p.d.f. de $\Delta\chi^2$ de l'hypothèse ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.0977$ et $\Delta m^2_{41} = 3.1403$ eV^2) (noir) générée avec 10 000 pseudo-expériences correspondant à la statistique de STEREO **Phase-I**+**Phase-II** en utilisant la méthode *Raster-scan* et comparée à une loi de χ^2 à un degré de liberté (rouge). Les valeurs de $\Delta\chi^2$ critique à 68%, 95% et 99% C.L. sont représentées par les lignes verticales pour les deux distributions.

Toutefois l'emploi de pseudo-expériences, bien que plus long à mettre en place, reste plus précis et c'est donc avec des p.d.f., comme préconisé dans [106], que les résultats de l'expérience STEREO ont été calculés.

Cette observation a aussi été faite par d'autres études [110]. Elle est notamment importante pour la mise en oeuvre d'une analyse globale des résultats des expériences recherchant un neutrino stérile à courte distance d'un réacteur. En effet certaines de ces analyses utilisent la loi de χ^2 pour combiner les résultats des expériences [111], ce qui peut entraîner une surestimation de la signifiance des résultats comme il a été montré par l'analyse de [112], qui compare le résultat obtenu avec la loi de χ^2 au résultat donné par la simulation de pseudo-expériences.

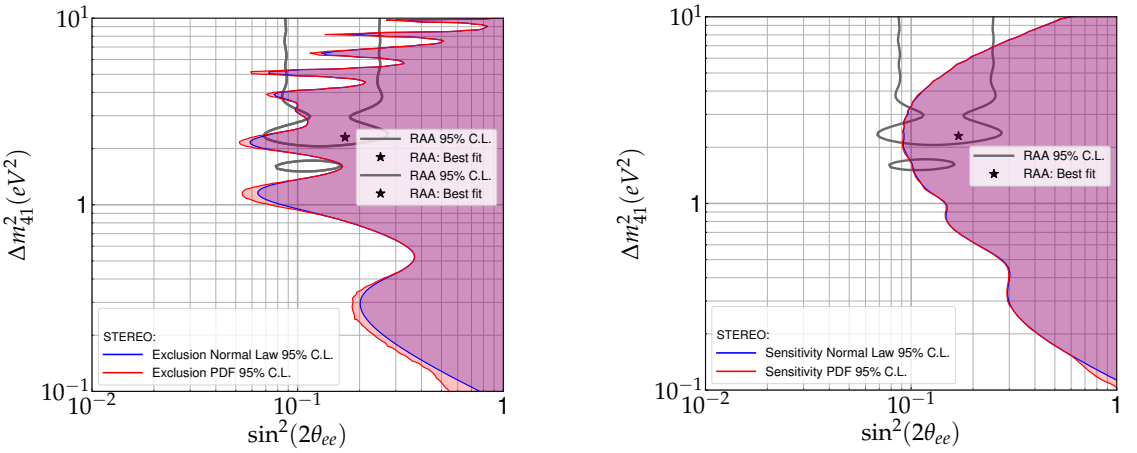


FIGURE 5.18 – Comparaison des contours d'exclusion, à gauche, et de sensibilité, à droite, obtenus avec des p.d.f. (rouge) et avec la loi normale (bleu) à 95% C.L. en utilisant la méthode *Raster-scan* pour les données de STEREO **Phase-I**+**Phase-II**.

5.4.4 Combinaison des phases

Nous avons vu dans le chapitre 4 qu'une analyse groupant les **Phase-II** et **Phase-III** de l'expérience STEREO avait pu être envisagée. Mais l'instabilité de la variable PSD a remis en cause la possibilité d'un traitement commun des deux périodes. Il est ainsi important de savoir si les résultats finaux pourraient être impactés significativement par le choix de traiter les deux dernières phases de STEREO séparément.

Nous avons donc extrapolé les erreurs statistiques pour les deux phases groupées et séparées et nous avons pu déduire les sensibilités de rejet de l'hypothèse d'un neutrino stérile, attendues avec l'entièreté des données de STEREO, dans les deux cas. Le résultat est donné sur la figure 5.19. A noter que l'analyse de la troisième phase de prise de données n'ayant pas encore été effectuée au moment où ce résultat a été obtenu, les erreurs systématiques de la **Phase-III** ont été choisies comme étant égales à celles de la **Phase-II**.

On peut voir que les deux sensibilités sont similaires, le traitement de deux phases séparées présentant même une sensibilité légèrement supérieur due au traitement des erreurs systématiques comme non corrélées entre les deux phases. Néanmoins nous voyons que l'écart est très faible, ce qui prouve qu'une analyse séparée n'a que peu d'impact sur les contours de réjection du neutrino stérile. Ce résultat est ainsi un autre argument qui a poussé la collaboration STEREO à traiter les **Phase-II** et **Phase-III** séparément.

5.5 Ajout d'une contrainte sur la norme

Dans la dernière partie de ce chapitre nous allons discuter de l'addition de nouvelles contraintes sur la norme et la forme totale dans la formule du χ^2 de l'ajustement. Ces nouveaux termes ont pour but de permettre d'augmenter la sensibilité de l'expérience STEREO et de comparer ses résultats avec ceux d'autres analyses utilisant la prédiction du spectre neutrinos. Toutefois, contrairement à la méthode

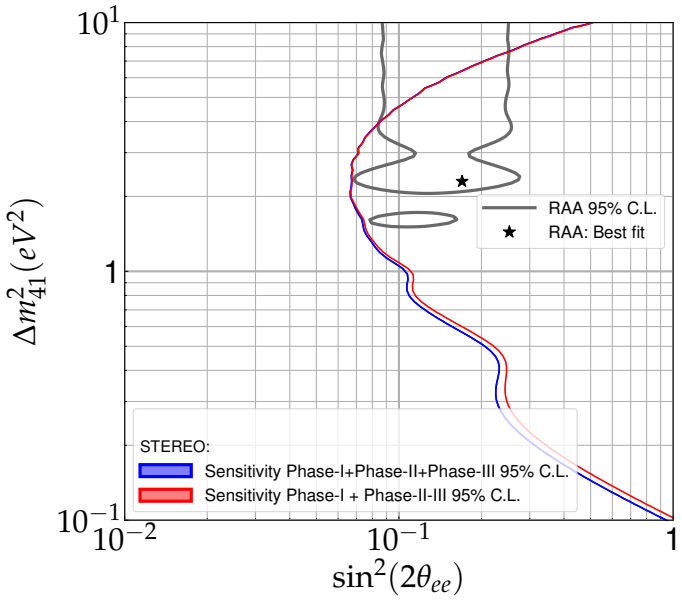


FIGURE 5.19 – Sensibilités de l'expérience STEREO à un nouveau neutrino stérile en traitant les **Phase-II** et **Phase-III** séparément ou comme un même jeu de données. Ces contours ont été obtenus avec la méthode CLs.

précédente qui repose uniquement sur la comparaison de la forme des spectres entre les 6 cellules, ces nouvelles contraintes nécessitent de se référer à un modèle. En effet, nous allons ici chercher à contraindre le nombre de neutrinos total détectés par rapport au nombre de neutrinos prédits et la forme globale des spectres en énergie. L'inconvénient est, par conséquent, que cette analyse dépend du modèle utilisé, qui sera pour nous le modèle Huber-Mueller, qui est remis en question à l'heure actuelle comme nous l'avons évoqué dans la partie 1.2.3. Les résultats obtenus grâce à cette nouvelle formule de χ^2 pourraient être impactés par un biais du modèle. Il est cependant intéressant de mettre en place une telle analyse qui permet l'accroissement de la sensibilité de l'expérience. Nous allons discuter dans cette partie des termes à ajouter dans la formule du χ^2 puis nous verrons les premiers résultats donnés par cette analyse.

5.5.1 Formule du χ^2 : nouveaux paramètres

L'analyse que nous allons discuter ici est largement basée sur celle présentée dans les parties précédentes. Cette nouvelle formule d'ajustement vise simplement à prendre en compte le nombre de neutrinos détectés dans tout le détecteur et la forme des spectres. Pour cela il est nécessaire d'ajouter plusieurs termes de contrainte et de prendre en compte les erreurs systématiques reliées aux mesures et au modèle servant à prédire le nombre de neutrinos et la forme du spectre attendus. L'analyse détaillée donnant le nombre de neutrinos prédit par l'expérience STEREO est faite dans la référence [86] et sera rediscutée dans le chapitre 6 tout comme celle sur la forme du spectre [87]. Le nombre de neutrinos attendus, considérant la puissance moyenne de la **Phase-II** de STEREO, est de 383.7 $\bar{\nu}$ j^{-1}. Le χ^2 de cette analyse peut se mettre sous la forme :

$$
\begin{aligned}
\chi^2 = & \sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{Ebins}}} \left(\frac{D_{l,i} - M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \vec{\alpha}\right)}{\sigma_{l,i}\left(M_{l,i}\right)} \right)^2 \\
& + \sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{EscaleU}}}{\sigma_l^{\text{EscaleU}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{EscaleC}}}{\sigma^{\text{EscaleC}}} \right)^2 \\
& + \sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{NormU}}}{\sigma_l^{\text{NormU}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{NormC}}}{\sigma^{\text{NormC}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{Cuts}}}{1} \right)^2 \\
& + \sum_{i=1}^{N_{\text{Ebins}}} \left(\frac{\alpha_i^{\text{ModelU}}}{\sigma_i^{\text{ModelU}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{ModelCZ}}}{1} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{ModelCNorm}}}{1} \right)^2 \\
& + \left(\frac{\alpha^{\text{ModelCWM}}}{1} \right)^2
\end{aligned}
\tag{5.14}
$$

On retrouve les erreurs systématiques présentes dans la précédente analyse (voir équations 5.5 et 5.6) mais différents termes sont ajoutés. Le premier, α^{NormC}, modélise l'erreur systématique sur le nombre de neutrinos mesuré par l'expérience STEREO. Il est corrélé entre les cellules et la valeur de σ^{NormC} est de 1.9% (voir partie 2.4.7).

Le deuxième terme de contrainte spécifique à cette formule de χ^2, α^{Cuts}, modélise une erreur due aux coupures de sélections présentées dans la partie 2.4.3. Les erreurs sont entièrement corrélées entre les cellules, comme discuté dans la partie 2.4.7, c'est pour cela qu'elles ne sont pas incorporées dans le modèle précédent. Elles sont aussi corrélées sur tout le spectre en énergie, mais leurs valeurs dépendent de l'intervalle en énergie considéré. Pour représenter cela au mieux, le modèle ajusté s'écrit :

$$
\begin{aligned}
M_{l,i} &= M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}\right) \\
&= T_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}\right)\left(1 + \alpha_l^{\text{NormU}} + \alpha^{\text{NormC}}\right. \\
&+ \text{S}_{l,i}^{\text{Escale}} \cdot \left[\alpha_l^{\text{EscaleU}} + \alpha^{\text{EscaleC}}\right] + C_i \cdot \alpha^{\text{Cuts}} \\
&\left. + \alpha_i^{\text{ModelU}} + X_i \cdot \alpha^{\text{ModelCZ}} + Y_i \cdot \alpha^{\text{ModelCWM}} + Z_i \cdot \alpha^{\text{ModelCN}}\right)
\end{aligned}
\tag{5.15}
$$

où les termes C_i sont les erreurs systématiques, corrélées entre les intervalles d'énergies, dues aux coupures pour chaque intervalle d'énergie i. Ils sont, dans cette formule, multipliés par le paramètre de nuisance commun à tout le spectre, α^{Cuts}. Une valeur de 1 signifie ainsi une variation de 1 σ sur tout le spectre en énergie pour chaque cellule.

Enfin, les 4 autres termes ajoutés, α_i^{ModelU}, α^{ModelCZ}, α^{ModelCWM} et α^{ModelCN}, représentent les erreurs du modèle théorique utilisé pour simuler les spectres neutrinos. Ainsi on peut contraindre la forme du spectre neutrino. Les incertitudes sont celles données dans la référence [41], pour un spectre en énergie neutrino, que l'on a fait passer par la matrice de réponse de STEREO pour obtenir les erreurs en énergie de l'évènement prompt. Plusieurs types d'incertitudes doivent être mises dans le modèle d'ajustement. Une première partie, qui n'est pas corrélée sur l'ensemble du spectre, est donnée par α_i^{ModelU}. Les trois autres paramètres de nuisances, α^{ModelCZ}, α^{ModelCWM} et α^{ModelCN} décrivent les erreurs systématiques corrélées sur

tout le spectre en énergie. Elles sont respectivement dues aux incertitudes sur le nombre atomique $\mathcal{Z}$, l'effet de magnétisme faible (*Weak magnetism*) et la normalisation du spectre. Comme pour l'erreur systématique sur les coupures, une valeur de 1 signifie une variation de 1 σ avec X_i, Y_i et Z_i qui représentent les valeurs des incertitudes, après passage par la matrice de réponse, pour chacun des termes. Avec l'ajout de ces paramètres de nuisances contraignant la forme du spectre en énergie, les termes φ_i, complètement libres dans l'analyse précédente, ne sont plus nécessaires.

L'intérêt de ces nouveaux termes est qu'ils vont permettre d'accroître la sensibilité de l'expérience, spécialement pour les hautes fréquences d'oscillations (Δm^2_{41} important). En effet si la fréquence est trop importante, l'effet peut être moyenné sur un intervalle d'énergie de 500 keV et donc ne pas être visible sur la forme des spectres, toutefois le nombre de neutrinos est significativement diminué pour des valeurs importantes de $\sin^2(2\theta_{ee})$.

Cependant le ratio du nombre de neutrinos détectés sur le nombre de neutrinos prédits par le modèle Huber-Mueller dans l'expérience STEREO est de 0.948 ± 0.024 [86]. La mesure n'est donc pas en accord avec le modèle ce qui pourrait avoir un impact non négligeable sur le test des différentes hypothèses d'oscillation par cette nouvelle analyse. Les résultats fournis seront ainsi dépendants du modèle utilisé. Deux modèles prédisant le nombre de neutrinos ont été présentés dans la partie 1.2 et pourraient être utilisés, le modèle de Huber-Mueller et le Modèle de Sommation. Pour le premier, il s'agit du modèle de référence, actuellement, sur lequel est basé la génération des spectres neutrinos simulés et qui est à l'origine de la RAA. Il est donc naturel de le prendre comme référence pour l'analyse. Les erreurs du Modèle de Sommation ne sont pas reportées dans la publication de ce dernier, de plus il s'agit d'un modèle intermédiaire qui vise à être encore précisé par l'amélioration des bases de données nucléaires. Il ne sera par conséquent pas analysé ici.

Cette étude est aussi compliquée par l'anomalie de la forme du spectre neutrinos, le *Bump* à 5 MeV, vu dans la partie 1.2.2. Cet effet, qui induit une différence entre la forme du spectre détecté et prédit, pourrait aussi biaiser l'analyse.

Des formules de χ^2 ne considérant qu'une contrainte sur la norme globale ou sur la forme du spectre en énergie ont aussi été testées. Cependant nous avons choisi de considérer de contraindre les deux paramètres en même temps pour tenir compte de l'entièreté des informations données par le modèle théorique utilisé. Il n'y a de pas de raison laissant croire que l'une ou l'autre des grandeurs serait prédite plus précisément que l'autre, les deux étant remises en cause.

Les résultats donnés par l'ajout d'une contrainte sur la norme seront discutés dans la prochaine partie. Toutefois, même s'ils peuvent donner un éclairage sur l'hypothèse d'un neutrino stérile en utilisant le modèle à l'origine de la RAA, il ne faut pas oublier qu'ils peuvent être largement dépendant d'un biais sur le modèle utilisé. Le résultat principal à prendre en compte reste donc celui vu dans la partie précédente.

5.5.2 Résultats des nouvelles contraintes

Les données ayant servi à obtenir ce résultat sont celles de la **Phase-II** de l'expérience STEREO, allant jusqu'au 10 janvier 2019, uniquement car l'analyse de la

norme telle que décrite dans [86] n'a pas pu être appliquée sur la **Phase-I**. Cette dernière étant beaucoup moins longue que la deuxième phase et présentant des incertitudes systématiques supérieures dues aux parties du détecteur endommagées (voir 2.4.6), la sensibilité n'est pas grandement diminuée.

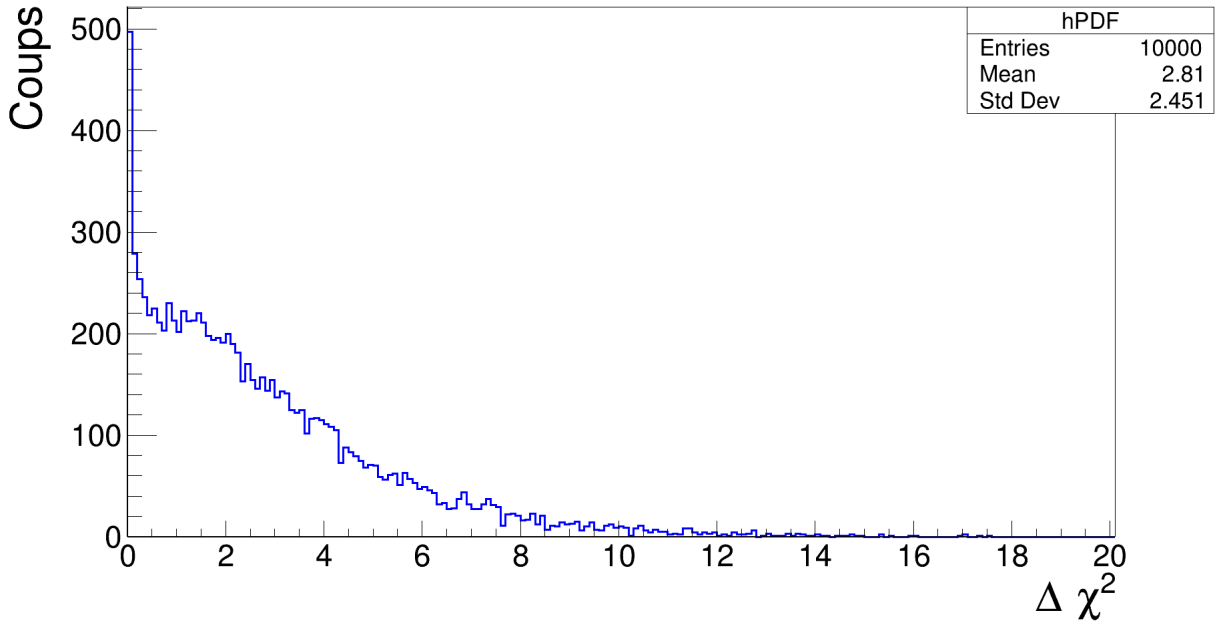


FIGURE 5.20 – p.d.f. de $\Delta\chi^2$ de l'hypothèse sans oscillation ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 0$ et $\Delta m^2_{41} = 0$ eV^2) pour une formule du χ^2 d'ajustement comprenant des contraintes sur la forme et la norme des spectres neutrinos. (Données de STEREO **Phase-II**)

La première étape de l'analyse est, comme vu précédemment, le test de l'hypothèse nulle, H_{NoOsc}. Comme l'on pouvait s'y attendre, à cause des différences déjà évoquées entre le modèle théorique et les données, le test de l'hypothèse sans oscillation donne une *p-value* faible. En effet la valeur de $\Delta\chi^2$ obtenu par l'ajustement des données avec un modèle correspondant à l'hypothèse H_{NoOsc} est 15.6. Si on compare ce chiffre à la p.d.f calculée, présentée sur la figure 5.20, on obtient une *p-value* inférieure à 1%. Cette valeur, étant inférieur à 5%, ne permet pas de tracer de contour de réjection n'excluant pas l'hypothèse nulle. Il serait par contre possible de calculer un contour d'acceptance avec la méthode 2D, cependant l'analyse étant très certainement biaisée à cause du modèle théorique utilisé, il serait difficile d'interpréter le résultat.

On peut toutefois estimer le gain de sensibilité que de telles contraintes sur la norme et la forme peuvent apporter à l'expérience. Le contour de sensibilité correspondant aux données de la **Phase-II** et comparé à celui sans contrainte sur le modèle est montré sur la figure 5.21.

On voit une très nette amélioration de la sensibilité sur l'ensemble de la gamme de Δm^2_{41} analysée. Une grande partie du contour d'acceptance de la RAA est couvert par cette sensibilité et pourrait donc potentiellement être exclue par l'expérience.

Cette analyse qui prend en compte le modèle théorique des spectres neutrinos permet d'accroître de façon non négligeable la sensibilité et pourrait ainsi aider à

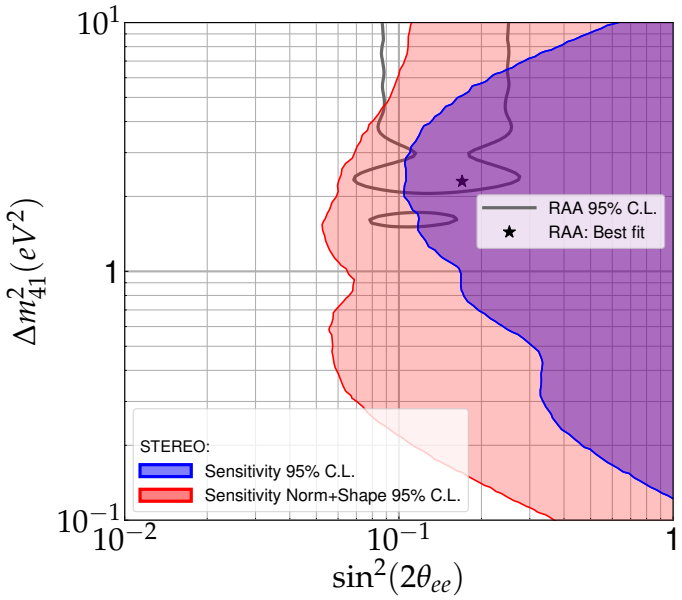


FIGURE 5.21 – Contour de sensibilité déterminé grâce à l'ajustement avec (rouge) et sans (bleu) contraintes sur le modèle théorique utilisé pour les données de la **Phase-II** de STEREO. Ces contours ont été obtenus grâce à la méthode CLs.

rejeter l'entièreté de la zone d'acceptance de la RAA. Cependant la dépendance au modèle est bien trop importante pour donner un résultat fiable, spécialement en utilisant des valeurs théoriques fortement remises en questions à l'heure actuelle. Ce type d'ajustement reste toutefois intéressant dans le cas d'un modèle plus fiable.

5.6 Conclusion

Plusieurs outils statistiques ont été utilisés pour investiguer l'existence possible d'un nouveau neutrino stérile léger. Ils ont été adaptés à STEREO afin de tenir compte des erreurs et corrections spécifiques à l'expérience. Ainsi une formule de χ^2 permettant d'étudier seulement les variations de formes entre les spectres des différentes cellules, et étant ainsi totalement indépendante de tout modèle théorique, a été trouvée.

L'analyse des données des deux premières phases de prise de données de l'expérience STEREO n'a pas permis d'exclure l'hypothèse selon laquelle il n'y a aucune oscillation vers un nouveau neutrino stérile léger. Elle a en revanche prouvé qu'une grande partie des hypothèses composant le contour d'acceptance calculé à partir de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs peut être exclue par STEREO avec un niveau de confiance de 95%.

Pour déduire ces résultats, trois méthodes d'analyse ont été mises en place et comparées. Nous avons vu le bon accord entre les méthodes *Raster-scan* et CLs et nous avons pu expliquer la déviation observée en utilisant la méthode 2D. Cette comparaison démontre qu'il est important de pouvoir mettre en place plusieurs méthodes d'analyse qui permettent, grâce aux différents résultats, une meilleur interprétation des contours obtenus.

L'ajout de contraintes sur le modèle théorique des spectres simulés, bien qu'augmentant la sensibilité, ne permet pas de dériver un véritable résultat, différent de la RAA, à cause de sa trop grande dépendance aux valeurs théoriques données par le modèle.

Enfin la prise en compte dans l'analyse de la dernière phase de prise de données de l'expérience, qui est la plus longue (voir partie 2.4.6), devrait permettre d'améliorer de façon non négligeable le nombre d'hypothèses d'oscillations exclues par l'expérience. La sensibilité finale attendue de l'expérience sera évoquée dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

Résultats de l'expérience STEREO

L'expérience STEREO a été conçue afin d'investiguer l'anomalie des antineutrinos de réacteurs et ainsi étudier l'existence possible d'un nouveau neutrino stérile léger. Néanmoins d'autres résultats importants, concernant principalement la vérification du modèle théorique des spectres neutrinos, peuvent être extraits des données acquises. Ainsi la forme du spectre et le nombre total de neutrinos ont aussi été mesurés et comparés au modèle.

Le but de ce chapitre est de décrire les techniques utilisées pour analyser les données de l'expérience et permettre ces différentes études. Nous commencerons par l'analyse d'oscillation, qui a déjà été très largement discutée dans le chapitre 5, puis nous verrons plus en détails les analyses du taux de neutrinos et de la forme des spectres en énergie. Pour finir, ces résultats seront discutés et comparés à ceux obtenus par les autres expériences neutrinos.

6.1 Analyse d'oscillation

La méthode d'analyse des oscillations vers un nouveau neutrino stérile a déjà été détaillée dans le chapitre 5, cependant certaines modifications de la formule présentée dans la partie 5.2.2 ont été nécessaires pour décrire au mieux toutes les données de STEREO. Les études statistiques sur les contours d'oscillation ont été réalisées avec les données des deux premières phases de prise de données et c'est pour cela que seuls les résultats obtenus avec celles ci sont présentés dans le chapitre 5. Il est toutefois possible de faire une analyse préliminaire de toutes les périodes de STEREO ensemble. En effet seul le calcul de certaines erreurs systématiques pour la **Phase-III** n'a pas encore pu être réalisé, mais les spectres neutrinos extraits des données eux sont disponibles. On peut donc faire une première analyse en se basant sur des erreurs systématiques préliminaires. L'incertitude sur l'échelle en énergie a déjà pu être calculée et les valeurs données par les études sur la **Phase-III** montrent un très bon accord avec celles de la **Phase-II**. Les valeurs de $\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{EscaleU}}$ et $\sigma^{\mathrm{EscaleC}}$ sont donc les mêmes pour les deux phases. Concernant l'erreur sur la norme en revanche, l'analyse de l'efficacité de détection des neutrons n'a pas encore pu être finalisée à l'heure où cette thèse est écrite, il a alors été choisi de conserver la même valeur d'incertitude pour la **Phase-III**. A noter que les corrections dues à cette différence d'efficacité (voir partie 2.4.1) ont aussi été appliquées de la même façon. Ces valeurs seront mises à jour pour l'analyse finale des données de STEREO. Enfin, le bruit

de fond provenant du réacteur, discuté dans la partie 2.4.7, a lui aussi été réévalué. Les premières études ont montré que l'impact de ce dernier était similaire entre la **Phase-II** et la **Phase-III**, la fonction d'ajustement de la figure 2.24 a donc été appliquée aussi pour la dernière phase. Cette étude n'est pas encore finalisée non plus.

En plus du calcul des erreurs systématiques, la question des corrélations de ces dernières entre les phases de prise de données est aussi à prendre en compte. Comme nous l'avons précisé dans la partie 5.2.2, les erreurs systématiques ont été considérées comme totalement décorrélées entre les **Phase-I** et **Phase-II** à cause des changements importants ayant été effectués sur le détecteur. Ce dernier n'ayant pas été modifié entre les deux dernières phases de prise de données, il faut analyser les corrélations possibles pour chaque terme. Premièrement l'incertitude sur l'échelle d'énergie corrélée entre les cellules est calculée grâce aux variations de position du pic n-H (voir partie 2.4.2) dans le temps. Les données des deux phases étant différentes, cette erreur est considérée comme totalement décorrélée entre les phases. Il en va de même pour l'ancrage du ^{54}Mn qui constitue une partie de l'erreur sur l'échelle en énergie décorrélée entre cellules. Cependant, l'autre partie de cette incertitude, due aux déviations entre cellules observées sur les sources de calibration et le spectre du ^{12}B, semble donner une déformation similaire pour les deux phases. Cette partie de l'erreur serait donc corrélée entre la **Phase-II** et la **Phase-III**. La première de ces incertitudes relatives étant faible (0.20%) par rapport la seconde (1%), les incertitudes sur l'échelle en énergie non-corrélées entre cellules ont été traitées comme étant corrélées entre les phases. Ensuite, la détermination de l'erreur sur la norme étant encore préliminaire, nous avons choisi de considérer cette valeur comme décorrélée entre les phases. Cette considération pourrait être révisée pour l'analyse finale des données. Enfin l'erreur due au bruit de fond provenant du réacteur ne devrait pas être différente pour les trois phases de prise de données, elle est donc considérée comme entièrement corrélée. Toutefois cela nécessite l'incorporation à la formule du χ^2 de nouveaux paramètres de nuisance. En effet, pour les résultats montrés dans le chapitre 5, cette erreur était ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique et donc non corrélée entre les intervalles d'énergie, les cellules et les phases. Afin d'être en mesure de décrire la corrélation de cette incertitude entre les trois phases, de nouveaux paramètres de nuisance sont ajoutés, et la formule du χ^2 devient :

$$\begin{aligned}\chi^2 = &\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\sum_{i=1}^{N_{\text{Ebins}}}\left(\frac{D_{l,i}-\varphi_i M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}),\Delta m^2_{41},\boldsymbol{\alpha}\right)}{\sigma_{l,i}}\right)^2\\ &+\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\left(\frac{\alpha_l^{\text{EscaleU}}}{\sigma_l^{\text{EscaleU}}}\right)^2+\left(\frac{\alpha^{\text{EscaleC}}}{\sigma^{\text{EscaleC}}}\right)^2\\ &+\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\left(\frac{\alpha_l^{\text{NormU}}}{\sigma_l^{\text{NormU}}}\right)^2+\sum_{l=1}^{N_{\text{cells}}}\left(\frac{\alpha_l^{\text{ReacBkg}}}{1}\right)^2\end{aligned} \tag{6.1}$$

où les termes $\alpha_l^{\text{ReacBkg}}$ modélisent l'erreur sur le bruit de fond provenant du réacteur. Comme pour l'incertitude sur les coupures neutrinos présentée dans la partie 5.5, l'erreur sur le bruit de fond réacteur est corrélée entre les intervalles

d'énergie, ils seront donc pris en compte dans notre formule d'ajustement comme :

$$\begin{aligned} M_{l,i} &= M_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}\right) \\ &= T_{l,i}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}\right)\Big(1 + \alpha_l^{\text{NormU}} + R_{l,i}\cdot\alpha_l^{\text{ReacBkg}} \\ &+ S_{l,i}^{\text{Escale}}\cdot\left[\alpha_l^{\text{EscaleU}} + \alpha^{\text{EscaleC}}\right]\Big) \end{aligned} \tag{6.2}$$

où $R_{l,i}$ est donné, pour les 4 premiers intervalles d'énergie, par les valeurs de l'ajustement de la figure 2.24 divisées par le ratio signal sur bruit de chacun des ces intervalles. Pour les énergies plus hautes l'erreur est approximée comme étant égale à zéro.

Ainsi la combinaison des trois phases de prise de données de l'expérience STEREO peut se faire en incluant la **Phase-III** dans la formule 5.8, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \chi^2_{\text{PI+PII+PIII}} &= \chi^2_{\text{PI}}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}_{\text{PI}}, \boldsymbol{\varphi}, A\right) \\ &+ \chi^2_{\text{PII}}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}_{\text{PII}}, \boldsymbol{\varphi}, B\right) \\ &+ \chi^2_{\text{PIII}}\left(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}, \boldsymbol{\alpha}_{\text{PIII}}, \boldsymbol{\varphi}\right) \end{aligned} \tag{6.3}$$

avec les paramètres de nuisance $\alpha_l^{\text{ReacBkg}}$ ($\alpha_l^{\text{EscaleU}}$) qui seront égaux pour les trois phases (**Phase-II** et **Phase-III**).

On peut voir qu'un terme B a été ajouté à la **Phase-II** pour tenir compte d'une potentielle différence du rapport entre le nombre de neutrinos mesurés et le nombre prédit pour les **Phase-II** et **Phase-III**. En effet les spectres simulés étant renormalisés au nombre de neutrinos attendus, qui a été calculé comme décrit dans la partie 6.2, il est possible d'avoir une légère différence entre les deux phases. Ce terme, contrairement à A pour la **Phase-I**, peut être contraint car le nombre de neutrinos attendus a été calculé pour les deux dernières phases de l'expérience. Il s'agit alors ici de prendre en compte les erreurs sur ces deux chiffres qui sont non corrélées entre les phases pour donner une valeur de contrainte à B. Pour ceci les erreurs sur la normalisation corrélée entre cellules, répertoriées dans le tableau 2.6 ont été examinées. Les incertitudes non corrélées entre les phases de prise de données portent sur l'efficacité de détection dont l'erreur est due à la statistique de la simulation, l'efficacité de détection des neutrons, encore préliminaire, et une partie du nombre de fissions par jour due au calcul de la puissance du réacteur dont l'erreur est partiellement décorrélée entre les phases. Les incertitudes de chacune des deux phases sont ajoutées quadratiquement puis la somme quadratique de ces trois incertitude est utilisée pour donner une valeur servant à contraindre le terme B. Ce dernier sera traité comme un paramètre de nuisance supplémentaire pour la **Phase-II** avec $\sigma^B = 1.6\%$.

L'ajout de ces nouveaux termes et la prise en compte des corrélations entre les phases nous permettent de mettre en place la même analyse que celle présentée dans la partie 5.3 en y ajoutant la dernière phase de prise de données. La première étape est donc de tester l'hypothèse nulle grâce au calcul d'une p.d.f. de $\Delta\chi^2$. La valeur de $\Delta\chi^2$ calculée avec les données est de 7.4, ce qui, après comparaison avec la p.d.f., donne une *p-value* d'environ 17%. Cette valeur ne permet pas d'exclure l'hypothèse H_{NoOsc} et il est par conséquent possible de tracer un contour de réjection dans

l'espace des paramètres d'oscillation qui est représenté sur la figure 6.1. L'ajout de la **Phase-III**, qui est la plus longue de l'expérience, a permis d'augmenter la sensibilité de façon non-négligeable. STEREO est désormais en capacité de rejeter la majeur partie de la zone d'acceptance RAA. Le meilleur ajustement de la RAA ($\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.17$; $\Delta m^2_{41} = 2.3$ eV^2 [107]) est rejeté à plus de 99.9% C.L..

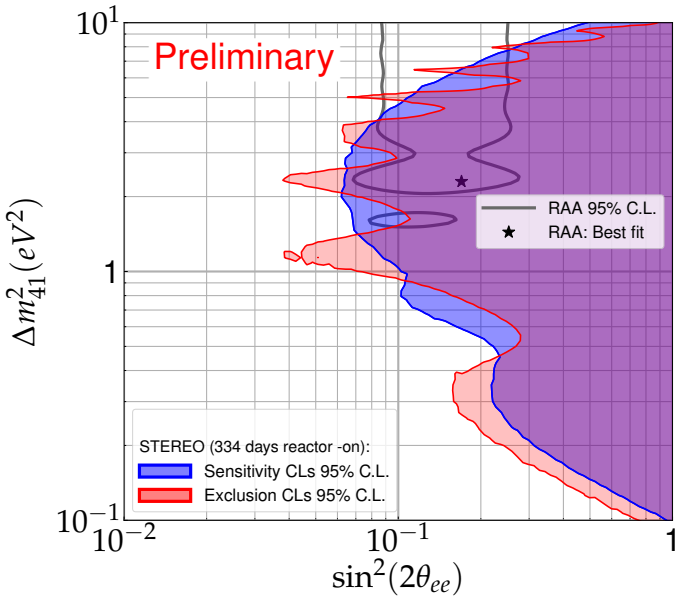


FIGURE 6.1 – Contours de sensibilité et d'exclusion préliminaires pour les phases I à III de STEREO. Ils ont été générés grâce à la méthode CLs pour un niveau de confiance de 95%.

La conclusion est que l'expérience STEREO, grâce aux données récoltées durant quatre années, est aujourd'hui en mesure d'exclure avec un niveau de confiance de 95% une majeure partie de la zone d'acceptance prévue par l'analyse de la RAA (voir figure 6.1). Ce résultat remet ainsi grandement en cause l'hypothèse d'une oscillation à courte distance vers un nouveau neutrino stérile léger. Il ne s'agit toutefois ici que d'une analyse préliminaire qui doit être confirmée par le résultat final obtenu lorsque toutes les erreurs systématiques de la **Phase-III** auront pu être calculées.

6.2 Analyse du taux de neutrino

L'analyse du flux de neutrinos [86] consiste en la comparaison du nombre de neutrinos détectés avec le nombre de neutrinos prédit. Ce sont les résultats d'une telle analyse, pratiquée sur de nombreuses expériences étudiant les antineutrinos de réacteurs, qui sont à l'origine de la RAA [42]. STEREO peut par cette mesure apporter sa pierre à l'édifice en comparant le résultat mesuré à celui de la RAA. Il a aussi été montré que les isotopes d'un coeur de réacteur pouvaient avoir un impact différent sur le déficit de neutrinos mesuré [51]. L'intérêt est alors de mesurer le déficit auprès d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U, comme celui de l'ILL, afin de déterminer la contribution exacte de cet isotope à l'anomalie des antineutrinos de réacteur.

La mesure du nombre de neutrinos détectés est réalisée grâce à la méthode d'extraction des taux de neutrinos présentée dans la section 2.4.4. Pour cela on utilise des ajustements de distributions de la variable PSD sommée sur toutes les cellules. Le nombre total de neutrinos calculé par cette méthode est de 363.8 $\bar{\nu}_e$ j^{-1}. On peut noter que cette valeur a été obtenue pour les données de la **Phase-II** et avant la mise en place de la correction sur la PSD vue dans le chapitre 4, elle pourrait donc être légèrement réévaluée pour l'analyse finale des résultats de l'expérience. L'incertitude statistique donnée par l'ajustement est de 0.88%. Cette incertitude est une incertitude relative comme toute celles qui seront données dans cette partie. Il faut ensuite ajouter à cette mesure les erreurs systématiques qui sont dues ici à trois facteurs. Le premier est le bruit de fond induit par le réacteur et ainsi présent seulement en période de réacteur ON. La correction de cet effet est présentée dans la partie 2.4.7, l'incertitude reliée sur le nombre de neutrinos détecté est de 0.83%. La deuxième contribution vient de la comparaison entre la méthode d'extraction des taux de neutrinos utilisée ici et une autre méthode, développée par la collaboration STEREO, et qui a servi à dériver les premiers résultats de l'expérience [105]. Les deux méthodes donnant des résultats légèrement différents, l'incertitude à ajouter a été estimée à 0.65%. Enfin, la dernière source d'erreur est le fait de l'utilisation de périodes OFF pour extraire le taux de neutrinos, ce qui peut cacher une variation dans le temps des distributions de PSD. Cette erreur a été estimée à 0.14%. La valeur finale est :

$$N_{\bar{\nu}_e}^{\text{det}} = (363.8 \pm 0.88\%(stat) \pm 1.06\%(syst))\ \bar{\nu}_e\ \text{j}^{-1}. \tag{6.4}$$

Ce qui représente un nombre total de neutrinos détectés d'environ 43 300 pour les 119 jours de réacteur ON étudiés ici. La deuxième grandeur à estimer est le nombre de neutrinos prédit. Il peut être calculé par la formule :

$$N_{\bar{\nu}_e}^{\text{pred}} = N_{\bar{\nu}_e}^{\text{emis}} \times \tau_{\text{int}} \times s_{\text{SNF}}^{\text{ON-OFF}} \times c_p^{\text{Data/MC}} \times \epsilon_d \times c_n^{\text{Data/MC}} \tag{6.5}$$

$N_{\bar{\nu}_e}^{\text{emis}}$ désigne le nombre de neutrinos émis, calculé comme expliqué dans la partie 2.2.1. Pour arriver au nombre de neutrinos prédits il faut multiplier ce chiffre par la fraction de neutrinos interagissant dans le détecteur τ_{int}. Ensuite d'autres corrections sont prises en compte comme $s_{\text{SNF}}^{\text{ON-OFF}}$ qui corrige de possibles effets du combustible usé stocké dans le canal d'eau au dessus de STEREO, ϵ_d qui représente l'efficacité de détection causée par les coupures de sélection neutrinos et $c_p^{\text{Data/MC}}$ et $c_n^{\text{Data/MC}}$ qui sont des corrections dues respectivement au nombre de protons dans le détecteur et à l'efficacité de détection de l'évènement retardé (neutron), trouvés légèrement différents en simulation et en données.

Une fois tous les termes de l'équation calculés avec leurs incertitudes, on trouve $N_{\bar{\nu}_e}^{\text{pred}} = 383.7 \pm 2.1\% \pm 2.4\%\ \bar{\nu}_e\ \text{j}^{-1}$, où 2.1% est l'erreur systématique donnée par les incertitudes expérimentales et 2.4% est dû aux incertitudes du modèle Huber-Mueller. Le ratio du nombre de neutrinos mesuré sur le nombre prédit est alors de :

$$0.948 \pm 0.008(\text{stat}) \pm 0.023(\text{syst}) \pm 0.023(\text{model}) \tag{6.6}$$

Cette mesure montre bien un déficit de neutrinos détectés en accord avec la valeur de la RAA (0.934 ± 0.024 voir partie 1.2.1), mais ne permet pas de rejeter non plus le modèle Huber-Mueller.

Ce résultat [86] a été obtenu pour les données de la **Phase-II** de STEREO, soit 118 jours de réacteurs ON et 211 de OFF. Il devrait être précisé par les nouvelles données de la **Phase-III**.

6.3 Analyse de la forme du spectre neutrino

L'analyse de la forme du spectre neutrino mesuré est importante pour comprendre la cause du *bump* à 5 MeV discuté dans la partie 1.2.2. La collaboration STEREO a donc décidé d'élaborer une méthode pour fournir un spectre en énergie détectée, mais aussi en énergie neutrino vraie. Cette mesure est d'autant plus importante du fait que STEREO est une expérience placée auprès d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U. En effet la mesure des spectres a pour l'instant été réalisée essentiellement par des expériences étudiant des neutrinos provenant de réacteurs faiblement enrichis, ce qui rend la séparation des contributions des différents isotopes au *bump* plus difficiles.

L'idée est de minimiser un χ^2 en comparant les données à la prédiction en énergie mesurée afin de déduire le spectre en énergie neutrino. Comme décrit pour l'analyse des oscillations, des paramètres de nuisance modélisent les erreurs systématiques.

Nous avons vu dans la partie 2.1.2 que l'énergie mesurée par le détecteur n'est pas directement celle du neutrino détecté, mais que ces deux grandeurs peuvent toutefois être reliées par la relation :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{vis}} + 0.78 \text{ MeV} \tag{6.7}$$

Il faut remonter de l'énergie mesurée à l'énergie neutrino pour pouvoir comparer au modèle théorique exprimé en énergie neutrino. Dans la suite l'énergie mesurée étant celle de l'évènement prompt de la recherche de paire, elle pourra aussi être nommée énergie prompt et l'énergie neutrino sera aussi nommée énergie vraie. Il est impossible, à cause d'effets de détection (*quenching*, résolution, efficacité), de déduire directement, à partir de la formule 6.7, le spectre en énergie neutrino avec le spectre en énergie prompt. La conversion doit se faire en passant par une matrice de réponse qui donne la probabilité pour qu'un évènement mesuré dans un intervalle d'énergie prompt j ait une énergie neutrino appartenant à l'intervalle i. Cette matrice sera nommée R dans la suite et elle donne la relation :

$$N_j = \sum_i R_{ij} N_i \tag{6.8}$$

où N_j représente le spectre prompt et N_i le spectre en énergie neutrino. Cette relation doit ensuite être précisée. Le spectre vrai est corrigé de certains effets propres à l'expérience STEREO comme l'activation de l'aluminium ou les effets hors équilibre. On peut décomposer ainsi le terme N_i en :

$$N_i(\boldsymbol{\lambda}, \alpha_\phi) = \lambda_i \mathrm{N}_i^0 + N_i^{corr} + \alpha_\phi \delta N_i^{corr} \tag{6.9}$$

Dans cette formule N_i^{corr} représente les corrections apportées au modèle et dont les incertitudes sont prises en compte par le terme $\alpha_\phi \delta N_i^{\mathrm{corr}}$. Les paramètres λ_i sont eux utilisés pour décrire les variations de notre spectre autour de la référence N_i^0, qui sera le spectre prédit par le modèle utilisé, ici Huber-Mueller ou Modèle de Sommation [53]. Cette référence est aussi nommée le prior. Ces termes ont le même but que les termes φ_i en énergie mesurée de l'analyse d'oscillation (voir chapitre 5).

Les incertitudes sur l'échelle en énergie et les coupures doivent aussi être incluses dans l'ajustement. Contrairement aux corrections discutées précédemment, elles ont un impact sur la matrice de réponse et non sur le spectre attendu, elles seront donc incorporées dans le modèle comme :

$$N_j(\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\alpha}) = \sum_i R_{ij}(\alpha_{\mathrm{Cuts}}, \alpha_{\mathrm{ES}}) N_i(\boldsymbol{\lambda}, \alpha_\phi) \tag{6.10}$$

où α_{Cuts} et α_{ES} sont respectivement les paramètres de nuisance des coupures de sélection des évènements et de l'échelle en énergie (*Energy Scale*).

Enfin, un autre terme est ajouté à la formule d'ajustement afin de régulariser la forme du spectre. Ce terme sert à éviter les trop grandes fluctuations entre deux intervalles d'énergie successifs lorsque l'on passe à un spectre en énergie vraie. Il impose ainsi une contrainte sur les paramètres $\boldsymbol{\lambda}$ tel que :

$$\mathcal{R}(\boldsymbol{\lambda}) = r \sum_i (\lambda_i - \lambda_{i+1})^2 \tag{6.11}$$

L'intensité de la régularisation, donnée par la valeur de r, qui est toujours positive, doit être choisie selon des critères objectifs. Une régularisation trop faible laisserait une trop grande possibilité de fluctuation alors qu'une régularisation trop importante conduirait à la suppression de toute variation et donc à l'obtention de la forme du prior N_i^0 choisi.

Pour déterminer la valeur de r, il faut s'assurer que le résultat final ne dépendra pas du prior de départ. Une étude de la différence entre les spectres obtenus en fonction du prior utilisé, Huber-Mueller ou Modèle de Sommation, en fonction de la régularisation a montré que la valeur optimale de r est de 53 pour les données de STEREO **Phase-II**. C'est donc la valeur choisie pour ajuster les données de STEREO.

Maintenant que tous les termes nécessaires à l'analyse des données de STEREO ont été explicités, on peut écrire la formule du χ^2 d'ajustement comme :

$$\chi^2(\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\alpha}) = \sum_j \left(\frac{D_j - N_j(\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\alpha})}{\sigma_j} \right)^2 + \sum_k \left(\frac{\alpha_k}{\sigma_k} \right)^2 + \mathcal{R}(\boldsymbol{\lambda}) \tag{6.12}$$

D_j représente ici la valeur du taux de neutrino mesuré pour un intervalle d'énergie j et σ_j l'erreur statistique associée à laquelle est ajoutée l'incertitude due au bruit de fond réacteur, vue dans la partie 2.4.7, et une erreur sur l'évolution en temps du détecteur.

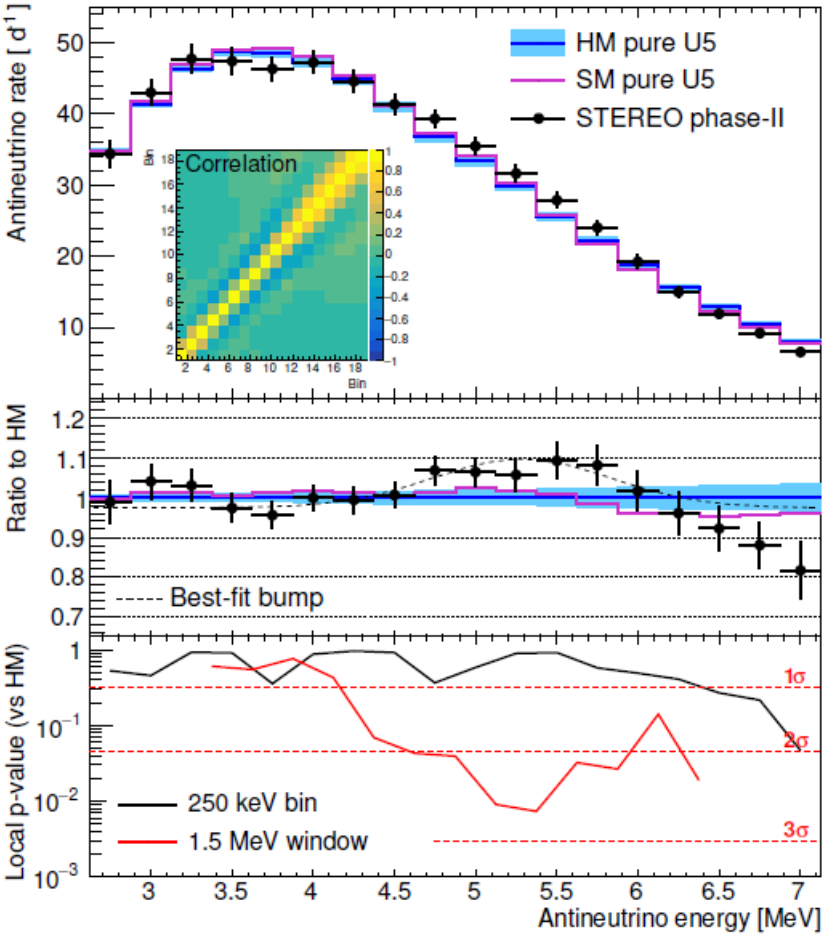


FIGURE 6.2 – (haut) Spectre en énergie neutrino obtenu par STEREO et comparé aux modèles Huber-Mueller (HM) et de Sommation (SM) normalisés à la surface du spectre mesuré. La matrice de corrélation entre les intervalles d'énergie, ou *bins*, est aussi présentée. (milieu) Rapport des données et du modèle SM sur le modèle HM normalisé et meilleur ajustement du *bump* à 5 MeV. (bas) *p-value* locale calculée par des fenêtres d'ajustement glissantes de 250 keV et 1.5 MeV [87].

Les données analysées ici sont les mêmes que pour l'étude du taux de neutrino (STEREO **Phase-II**). Le spectre en énergie neutrino dérivé grâce à cette analyse est donné sur la figure 6.2. Il est comparé aux spectres des modèles Huber-Mueller (HM) et de Sommation (SM) normalisés à la surface du spectre mesuré afin de comparer seulement la forme et non la normalisation du spectre. Un ajustement

spécial, ajoutant une gaussienne pour modéliser le *bump*, a aussi été réalisé. Les résultats montrent un meilleur ajustement pour un *bump* d'une amplitude $A = 12.1 \pm 3.4\%$ et d'une largeur de 0.55 ± 0.17 MeV avec une énergie moyenne de $\mu = 5.28 \pm 0.18$ MeV. Ce résultat exclue l'hypothèse d'un modèle Huber-Mueller sans *bump* à 3.5 σ. Les résultats donnés par la comparaison avec le modèle de sommation sont comparables. On peut aussi voir cette déviation sur la partie basse de la figure 6.2 qui montre l'accord entre le modèle HM et les données, obtenu en utilisant des fenêtres d'ajustement glissantes de 0.250 et 1.5 MeV. Si la première est trop petite pour remarquer une différence significative due au *bump*, la seconde indique un désaccord au-delà de 2 σ dans la zone concernée.

Le *bump* à 5 MeV est donc aussi visible grâce à cette analyse, qui ne permet cependant pas de tirer de conclusions sur la possibilité que chaque isotope contribue de manière égale au *bump* ou qu'il soit dû uniquement à l'^{235}U. L'ajout des données de la **Phase-III** devrait préciser ces résultats.

6.4 Discussion des résultats de l'expérience STEREO

Dans cette dernière partie nous allons discuter des résultats de STEREO dans le contexte globale des expériences de neutrinos de réacteurs. Ainsi nous pourrons voir comment ils contribuent à la meilleure connaissance des propriétés des neutrinos émis par un réacteur nucléaire. Les principaux résultats vont être discutés.

Analyse d'oscillation :

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.4.2 , la recherche d'un neutrino stérile léger à l'origine de l'anomalie des antineutrinos de réacteur a entraîné la mise en place de plusieurs expériences dédiées. Certaines d'entre elles ont pu produire des résultats dans la même période que STEREO. Il est par conséquent possible de les regrouper et de les comparer pour faire un état des lieux de la recherche du neutrino stérile léger.

Les résultats sur lesquels nous allons nous baser ici sont ceux des expériences présentées dans le chapitre 1.4.2. On peut tout d'abord remarquer que la plupart d'entre elles ne peuvent pas rejeter l'hypothèse sans oscillation. En effet, les tests de l'hypothèse nulle faits par PROSPECT, NEOS, DANSS et STEREO donne des *p-value* de respectivement 57%, 22%, 7% [113] et 17%, ce qui est insuffisant pour rejeter l'hypothèse H_{NoOsc}. Seuls les résultats de Neutrino-4 semblent accréditer l'hypothèse du neutrino stérile léger avec un niveau de confiance d'environ 2.7 σ (*p-value* = 0.75%) [82]. Ils ont toutefois été remis en cause par différents articles [84,85].

Les contours des 4 expériences ne rejetant pas l'hypothèse sans oscillation sont représentés sur la figure 6.3. Si on les compare, on remarque que l'expérience STEREO a la meilleure sensibilité pour des grandes valeurs de Δm^2_{41} et exclut une grande partie de l'espace des paramètres. De nouvelles données devraient être analysées par les expériences PROSPECT et DANSS dans les prochaines années, mais, à l'heure actuelle, STEREO est l'expérience recherchant un neutrino stérile la plus performante à haut Δm^2_{41}. A noter aussi que le meilleur ajustement de l'expérience Neutrino-4, pour des paramètres $(\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m^2_{41}) = (0.36,\ 7.3\ \text{eV}^2)$, est exclue à

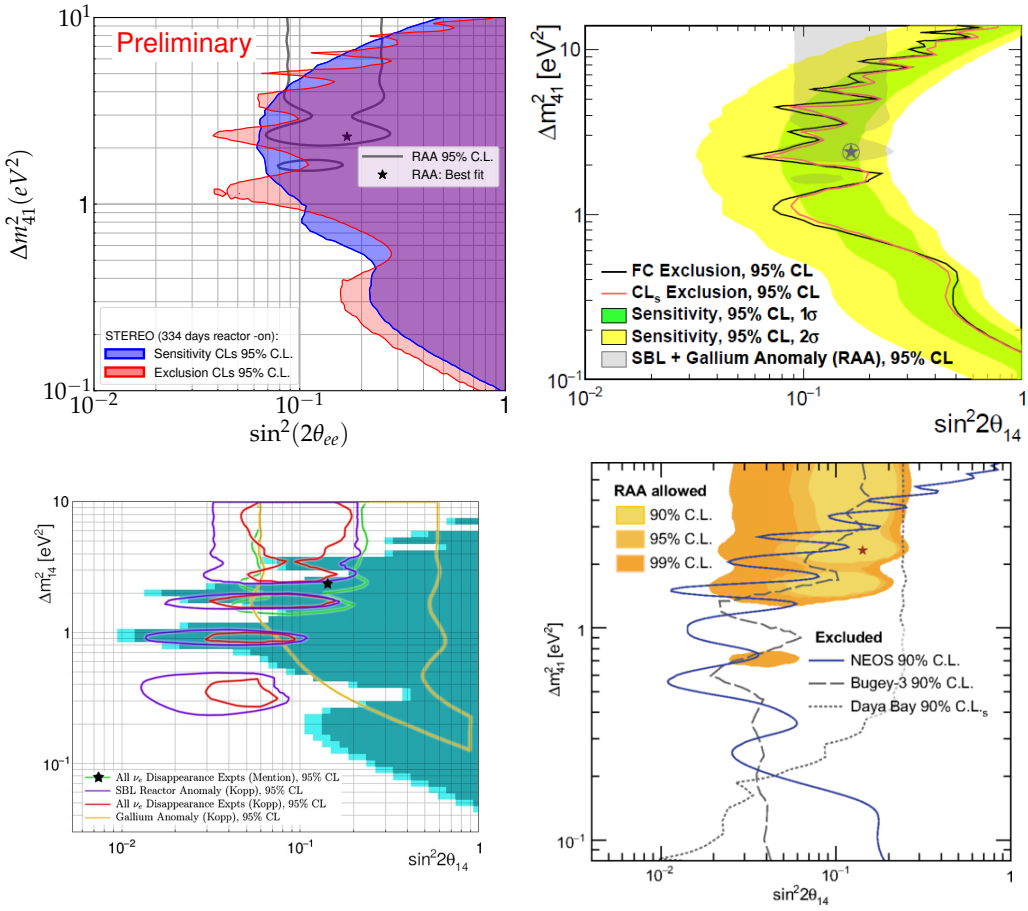


FIGURE 6.3 – Présentation des contours d'exclusion des expériences STEREO (haut à gauche [préliminaire]), PROSPECT ([81], haut à droite), DANSS ([76], bas à gauche), NEOS ([77], bas à droite). Les contours d'exclusion de l'expérience DANSS ont été obtenus pour des niveaux de confiance de 90 % (cyan) et 95 % (cyan foncé).

95% C.L. par le contour préliminaire de STEREO. Ce résultat doit toutefois être confirmé par l'analyse finale des données de l'expérience et en utilisant les trois méthodes d'analyse présentées dans la partie 5.3.

Comme nous l'avons évoqué dans la partie 5.4.3, plusieurs analyses globales visant à combiner les résultats des expériences à courtes distances d'un réacteur ont été entreprises. Cependant la plupart étant basées sur l'approximation que les distributions de $\Delta\chi^2$ peuvent être reproduites par une loi de χ^2, leurs résultats pourraient être biaisés. Cependant une analyse [112] utilisant des données de Bugey-3 [114], DANSS [113], NEOS [77] et PROSPECT [115] et se servant de pseudo-expériences pour calculer les p.d.f. nécessaires à l'analyse, a donné une indication en faveur d'un nouveau neutrino stérile avec une signifiance de 1.8 σ, ce qui n'est pas suffisant pour constituer une découverte. Cette valeur doit toutefois être réévaluée en tenant compte des nouvelles données de l'expérience PROSPECT et de celles de STEREO, Neutrino-4 et SoLid.

Les résultats présentés ici, notamment ceux de STEREO, et les différentes remises en cause du modèle théorique utilisé pour prédire les spectres neutrinos (cf partie 1.2.3) montrent que l'existence d'un nouveau neutrino stérile léger expliquant la RAA est très largement défavorisée. La possibilité d'un biais dans le calcul des

spectres neutrinos est largement privilégiée. Les dernières données de toutes les expériences doivent néanmoins être analysées pour pouvoir définitivement rejeter la possibilité d'un neutrino stérile. La zone d'acceptance de l'expérience Neutrino-4 doit cependant aussi être investiguée par les autres expériences, ce qui devrait être possible avec l'acquisition des dernières données de PROSPECT et de STEREO.

Analyse du taux de neutrinos :

De nombreuses expériences ont mesuré le flux de neutrinos provenant de plusieurs réacteurs aussi bien commerciaux que de recherche. Si l'on compare la mesure de STEREO avec d'autres résultats, comme montré sur la figure 6.4, on voit qu'elle est en accord avec la valeur moyenne des expériences auprès d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U. Le rapport moyen du taux mesuré sur le taux prédit étant de 0.950 $\pm$ 0.13 après l'ajout de STEREO. Il faut aussi noter que STEREO a la valeur la plus précise pour une mesure du taux de neutrinos provenant d'un réacteur enrichi en ^{235}U. De plus, l'hypothèse que cet isotope soit le seul contributeur du déficit observé a aussi été étudiée et est défavorisée à 2.1 σ si l'on utilise la moyenne des réacteurs enrichis en ^{235}U [86].

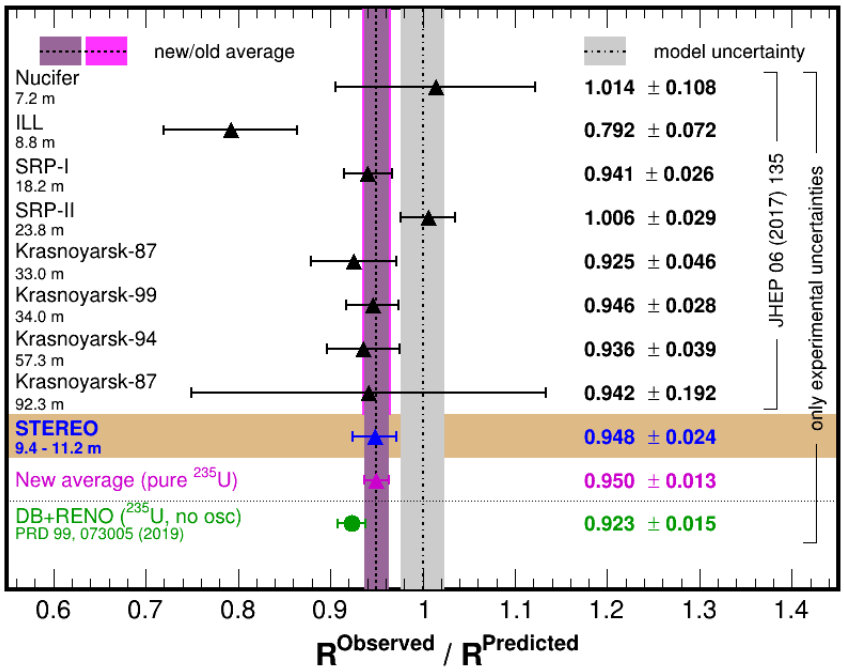


FIGURE 6.4 – Rapport du nombre de neutrinos mesuré par plusieurs expériences sur le nombre prédit. [86]

La précision de cette mesure devrait être augmentée en ajoutant les données de la **Phase-III** de l'expérience.

Analyse de la forme des spectres en énergie neutrino :

La comparaison de la forme du spectre mesuré avec les modèles Huber-Mueller et de Sommation (voir partie 1.2.3) a montré une préférence pour le second. Les incertitudes sur le spectre théorique donné par le Modèle de Sommation n'étant

toutefois pas connues, et l'étude n'étant que préliminaire en attendant de nouvelles mises à jour des bases de données nucléaires, aucune conclusion définitive ne peut être tirée de cette comparaison.

STEREO est la première expérience travaillant auprès d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U à fournir une mesure du spectre en énergie neutrino. Ce résultat est très important car il permet la comparaison des résultats entre des expériences différentes, qui n'est pas possible pour des spectres en énergie mesurée, la réponse de chaque détecteur étant différente.

Au moment où cette thèse est rédigée, une analyse jointe avec l'expérience PROSPECT, visant à fournir un spectre en énergie neutrino combinant les deux expériences est en cours d'élaboration et des résultats devraient être publiés prochainement.

L'expérience STEREO a ainsi fourni des résultats parmis les plus précis à la fois en ce qui concerne l'analyse des oscillations, l'analyse de la forme du spectre en énergie ou encore du taux de neutrino. De plus l'ajout des données de la dernière période devrait encore améliorer cette précision.

Conclusion

Plus de 70 ans après le postulat du neutrino par W. Pauli, cette particule n'a pas encore révélé tous ses mystères. En effet, même si le modèle d'oscillation entre les 3 saveurs déjà détectées est bien connu et permet d'expliquer la plupart des observations expérimentales, l'origine de certaines anomalies reste inconnue. L'anomalie des antineutrinos de réacteur est l'une d'elles. Cependant, après 10 années de recherche, une des deux hypothèses qui pourraient en être la cause semble largement privilégiée. Les dernières recherches sur la prédiction des spectres neutrinos semblent en effet pousser dans le sens de l'existence d'un biais dans le modèle qui serait à l'origine de la RAA. Cette hypothèse est aussi appuyée par les premiers résultats de la majorité des expériences recherchant un nouveau neutrino à courte distance d'un réacteur. STEREO fait partie de ces expériences et a publié en 2020 un contour d'exclusion rejetant une très large partie du plan des paramètres favorisés par la RAA. Il reste toutefois nécessaire d'attendre les résultats finaux des expériences pour conclure définitivement sur l'existence ou non d'un nouveau neutrino stérile.

Cette thèse a été effectuée au sein de la collaboration STEREO durant la phase de prise de données, elle est donc basée sur l'analyse des données du détecteur et son suivi dans le temps. Les travaux réalisés portent sur différents aspects de l'expérience, le premier étant lié à la réponse du détecteur avec l'étude de l'effet de *quenching*. La bonne reproduction de ce phénomène dans la simulation est cruciale pour l'expérience, qui vise à comparer les données recueillies à celles produites par la simulation. Un premier ajustement avait déjà été réalisé avant le début de cette thèse, le travail présenté a donc pour but de vérifier que l'évolution dans le temps du détecteur n'ait pas d'impact sur l'accord entre la simulation et les données. Après l'analyse des données de calibration prises à différentes dates tout au long de la prise de données, il apparaît que l'effet de *quenching* n'a pas évolué dans le temps au cours de l'expérience. Il n'a ainsi pas été nécessaire de réajuster les paramètres de la simulation. Un autre objectif était d'étendre l'analyse à l'ensemble du détecteur pour s'assurer que l'effet mesuré était bien le fait seulement des propriétés du liquide scintillant et non de possibles effets de géométrie qui auraient pu fausser l'analyse. Les résultats ont montré que l'effet mesuré était comparable en tout point du détecteur, même si le manque de statistique a pu être un facteur limitant pour certaines positions. Ainsi une courbe de *quenching* globale, moyennant les 6 cellules cibles, a pu être tracée et a encore une fois montré un bon accord entre la simulation et les données.

La seconde partie de cette thèse porte sur le suivi dans le temps de la variable PSD (*Pulse Shape Discrimination*). C'est sur cette dernière que se base la méthode

d'extraction des taux de neutrinos de l'expérience, il est alors très important de s'assurer de sa stabilité. Or, même si une première correction avait été appliquée, une déformation des distributions PSD a été observée lors de la dernière partie de la deuxième phase de prise de données. Cette évolution de la forme de la PSD est problématique car elle pourrait induire un biais dans le calcul des taux de neutrinos détectés. C'est pourquoi la caractérisation de cette déformation et la recherche d'une correction ont été un des sujets de cette thèse. Les distributions PSD de différents types d'évènements ont été suivies dans le temps et ont permis de déterminer une méthode permettant de corriger la forme de la PSD en fonction du temps et de la température. La déformation observée sur d'autres sources d'évènements ne correspondant toutefois pas exactement à celle visible sur les évènements neutrinos, la correction de l'effet n'est pas totale. Le choix a quand même été fait de corriger les données à partir de la déformation mesurée grâce à la source d'AmBe afin de réduire l'impact de l'évolution. La nouvelle correction n'a pas donnée de résultats suffisant pour envisager le traitement conjoint des deuxième et troisième phases de prise de données de STEREO.

Enfin, l'analyse statistique des oscillations de neutrinos est le dernier travail réalisé durant cette thèse. Le but final de ce dernier étant de répondre à la question qui a motivé la création de STEREO, à savoir : existe-t-il un neutrino stérile léger ?. La formule d'ajustement des spectres mesurés, étudiée pour ne pas être sensible au modèle de prédiction des spectres neutrinos, a été détaillée. Ensuite, la première étape du test de l'hypothèse sans oscillation n'a pas permis d'exclure cette dernière, ce qui a ouvert la possibilité de tracer des contours de réjection montrant quels paramètres d'oscillation sont exclus par les données de STEREO. Pour cela plusieurs méthodes d'analyse statistique ont été mises en place et comparées. Même si nous avons vu que certaines fluctuations statistiques peuvent causer des écarts entre les résultats, les trois méthodes semblent consistantes. De plus, un ajustement visant à ajouter de nouvelles contraintes basées sur les prédictions des spectres en énergie a aussi été développé. Bien qu'elle puisse permettre d'augmenter la sensibilité de l'expérience, le résultat de l'analyse reste largement dépendant d'un possible biais sur la prédiction et est donc difficile à interpréter.

Le dernier chapitre de la thèse vise à présenter et discuter les résultats obtenus par STEREO. Le premier est donné par l'analyse présentée dans le chapitre 5. Il définit les contours d'exclusion calculés grâce à l'ensemble des données acquises par STEREO. Cependant, l'analyse de la **Phase-III** n'étant pas finalisée, cela reste un résultat préliminaire. On peut toutefois voir que la grande majorité du contour défini par la RAA peut être exclue et que le meilleur ajustement est rejeté à plus de 99.9 % C.L.. La comparaison avec les résultats d'autres expériences montre aussi que STEREO est aujourd'hui l'expérience ayant la meilleure sensibilité à haut Δm^2_{41} au vu des données acquises. Ce résultat remet encore plus en doute l'existence d'un neutrino stérile léger à l'origine de la RAA et semble ainsi confirmer la présence d'un biais dans la prédiction des spectres neutrinos provenant d'un réacteur. Il semblerait donc, même si les résultats finaux d'autres expériences sont attendus pour confirmer cette observation, que l'hypothèse du neutrino stérile soit aujourd'hui compromise.

En plus de l'étude des oscillations neutrinos, l'expérience STEREO a fourni une mesure du taux de neutrinos qui est aujourd'hui la plus précise pour une expérience proche d'un réacteur hautement enrichi en ^{235}U. L'étude de la forme du spectre en énergie neutrino a enfin confirmé la présence du *bump* à 5 MeV déjà observé par plusieurs expériences de neutrinos de réacteur. Ces deux résultats ont été obtenus grâce aux données de la **Phase-II**, l'ajout de la **Phase-III** devrait ainsi permettre d'améliorer encore leur précision.

Bibliographie

[1] H. BECQUEREL. Sur les radiations émises par phosphorescence. *Comptes rendus de l'académie des sciences*, 122 :420–421, 1896.

[2] J. CHADWICK. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society A*, 136 :692–707, 1932. DOI : https://doi.org/10.1098/rspa.1932.0112.

[3] E. FERMI. Versuch einer Theorie der Beta-Strahlen. *Zeitschrift fûr Physik*, 88 :161–177, 1934. DOI : https://doi.org/10.1007/BF01351864.

[4] S. SCHAEL et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept*, 427 :257–454, 2006. DOI : https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006.

[5] F. REINES et al. Detection of the free antineutrino. *Phys.Rev*, 117 :159–173, 1960. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.159.

[6] G. DANBY et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys.Rev.Lett*, 9 :36–44, 1962. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36.

[7] K. KODAMA et al. Observation of Tau neutrino Interactions. *Phys.Rev.Lett.B*, 504 :218–224, 2001. DOI : https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0. arXiv : hep-ex/0012035.

[8] Y. FUKUDA et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562–1567, 1998. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562. arXiv : https://arxiv.org/pdf/hep-ex/9807003.pdf.

[9] B. AHARMIN et al. Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.C*, 88, 2013. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.025501. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1109.0763.pdf.

[10] M. AKER et al. An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN. *Phys.Rev.Lett*, 123 :221802, 2019. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.221802.

[11] M. ZITO C. GIGANTI, S. LAVIGNAC. Neutrino oscillations : the rise of the PMNS paradigm. *Prog.Part.Nucl.Phys*, 98 :1–54, 2018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2017.10.001. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1710.00715.pdf.

[12] A.M. SERENELLI et al. Solar models with accretion. I. Application to the solar abundance problem. *The Astrophysical Journal*, 743, 2011. DOI : https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/1/24.

[13] B.T. CLEVELAND et al. Measurement of the solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. *The Astrophysical Journal*, 496 :505–526, 1998. DOI : https://doi.org/10.1086/305343.

[14] B. KAETHER et al. Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments. *Phys.Lett.B*, 685, 2010. DOI : https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.01.030. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1001.2731.pdf.

[15] K. ABE et al. Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV. *Phys.Rev.D*, 94, 2016. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052010. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1606.07538.pdf.

[16] J.N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with the gallium metal.III. Results for the 2002-2007 data-taking period. *Phys.Rev.C*, 80, 2009. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.015807. arXiv : https://arxiv.org/pdf/0901.2200.pdf.

[17] Collaboration Borexino. Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the sun. *Nature*, 587 :577–582, 2020.

[18] K. ABE et al. The T2K experiment. *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, 659 :106–135, 2011. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1106.1238.pdf.

[19] M.D. MESSIER. First neutrino oscillation measurement in NOvA. *Nuclear Physics B*, 908 :151–160, 2016. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.027.

[20] D. MICHAEL. The MINOS experiment. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 48 :99–109, 2002. DOI : https://doi.org/10.1016/S0146-6410(02)00115-1.

[21] E. KEMP. The Deep Underground Neutrino Experiment – DUNE : the precision era of neutrino physics. *Proceedings of STARS*, 2017. DOI : https://doi.org/10.1002/asna.201713417. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1709.09385.pdf.

[22] Y. ABE et al. Heavy neutrino mixing in the T2HK, the T2HKK and an extension of the T2HK with a detector at Oki islands. *Eur. Phys. J. C*, 12 :851, 2017. DOI : https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5294-7. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1705.03818.pdf.

[23] M.G. AARSTEN et al. Determining neutrino oscillation parameters from atmospheric muon neutrino disappearance with three years of IceCube DeepCore data. *Phys. Rev. D*, 91 :072004, 2015. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.072004. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1410.7227.pdf.

[24] S. ADRIAN-MARTINEZ et al. Detection potential of the KM3NeT detector for high-energy neutrinos from the fermi bubbles. *Astroparticle Physics*, 42 :7–14, 2013. DOI : https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.11.010. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1208.1226.pdf.

[25] M.C. GONZALEZ-GARCIA et M. YOKOYAMA. Neutrino masses, mixing, and oscillations. *Particle Data Group*, 2019. url : https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-neutrino-mixing.pdf.

[26] Collaboration Double Chooz. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector. *Journal of High Energy Physics*, 86, 2014. DOI : https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)086. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1406.7763.pdf.

[27] J. CAO et K.B. LUK. An overview of the Daya Bay reactor neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 908 :62–73, 2016. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.034.

[28] J.K. AHN et al. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :191802, 2012. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.191802. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1204.0626.pdf.

[29] M.P. DECOWSKI et al. KamLAND's precision neutrino oscillation measurements. *Nuclear Physics B*, 908 :52–61, 2016. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.014.

[30] I. ESTEBAN et al. The fate of hints : updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. *Journal of High Energy Physics*, 178 :7–14, 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2007.14792.pdf.

[31] Y.F. LI et al. Unambiguous determination of the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos. *Phys. Rev. D*, 88 :013008, 2013. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.013008. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1303.6733.pdf.

[32] Nuclear Data Center JAPAN ATOMIC ENERGY AGENCY. Graph of fission products yield, 2011. url : https://wwwndc.jaea.go.jp/cgi-bin/FPYfig.

[33] K. SCHRECKENBACH et al. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Physics Letters B*, 99 :251–256, 1981. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)91120-5.

[34] K. SCHRECKENBACH et al. Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. *Physics Letters B*, 118 :162–166, 1982. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90622-0.

[35] K. SCHRECKENBACH et al. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Physics Letters B*, 160 :325–330, 1985. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91337-1.

[36] A.A. HAHN et al. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products. *Physics Letters B*, 218 :365–368, 1989. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(89)91598-0.

[37] W. MAMPE et al. The double focusing iron-core electron-spectrometer "BILL" for high resolution (n,e^-) measurements at the high flux reactor in Grenoble. *Nuclear Instruments and Method*, 154 :127–149, 1978. DOI : https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90671-7.

[38] N. HAAG et al. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :122501, 2014. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.122501.

[39] P. VOGEL. Conversion of electron spectrum associated with fission into antineutrino spectrum. *Phys. Rev. C*, 76 :025504, 2007. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.025504. arXiv : https://arxiv.org/pdf/0708.0556.pdf.

[40] T.A. MUELLER et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C*, 83 :054615, 2011. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1101.2663.pdf.

[41] P. HUBER. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C*, 84 :024617, 2011. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1106.0687.pdf.

[42] G. MENTION et al. Reactor Antineutrino Anomaly. *Phys. Rev. D*, 83 :073006, 2011. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1101.2755.pdf.

[43] S. BOSER et al. Status of light sterile neutrinos searches. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 111 :103736, 2020. DOI : https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2019.103736. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1906.01739.pdf.

[44] S.H. SEO et al. Spectral Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency using 500 Live Days of RENO Data. *Phys. Rev. D*, 98 :012002, 2018. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.012002. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1610.04326.pdf.

[45] F.P. AN et al. Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :061801, 2016. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1508.04233.pdf.

[46] Y. ABE et al. Measurement of θ_{13} in Double Chooz using neutron captures on hydrogen with novel background rejection techniques. *Journal of High Energy Physics*, 01 :163, 2016. DOI : https://doi.org/10.1007/JHEP01(2016)163. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1510.08937.pdf.

[47] B. ACHKAR et al. Comparison of anti-neutrino reaxtor spectrum models with the Bugey 3 measurements. *Phys. Lett. B*, 374 :243–248, 1996. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00216-X.

[48] G. MENTION et al. Reactor antineutrino shoulder explained by energy scale nonlinearities ? *Physics Letter B*, 773 :307–312, 2017. DOI : https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.08.035. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1705.09434.pdf.

[49] D. FANG et B. ALEX BROWN. Effect of first forbidden decays on the shape of neutrino spectra. *Physics Letter C*, 91 :025503, 2016. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.025503. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1502.02246.pdf.

[50] A.C. HAYES et al. Systematic Uncertainties in the Analysis of the Reactor Neutrino Anomaly. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :202501, 2014. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.2025015. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1309.4146.pdf.

[51] F.P. AN et al. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :251801, 2017. DOI : https://doi.org/

10.1103/PhysRevLett.118.251801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1704.01082.pdf.

[52] G. BAK et al. Fuel-Composition Dependent Reactor Antineutrino Yield at RENO. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :232501, 2019. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.232501. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1806.00574.pdf.

[53] M. ESTIENNE et al. Updated Summation Model : An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes. *Phys. Rev. Lett.*, 123 :022502, 2019. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.022502. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1904.09358.pdf.

[54] J.C. HARDY et al. The essential decay of pandemonium : A demonstration of errors in complex beta-decay schemes. *Physics Letter B*, 71 :307–310, 1977. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90223-4.

[55] D. ADEY et al. Extraction of the ^{235}U and ^{239}Pu Antineutrino Spectra at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 123 :111801, 2019. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.111801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1904.07812.pdf.

[56] Collaboration GALLEX. Final results of the ^{51}Cr neutrino source experiments in GALLEX. *Physics Letter B*, 420 :114–126, 1998. DOI : https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01562-1.

[57] J.N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source. *Phys. Rev. C*, 59 :2246–2263, 1999. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.2246. arXiv : https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9803418.pdf.

[58] J.N. ABDURASHITOV. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal.III : Results for the 2002-2007 data-taking period. *Phys. Rev. C*, 80 :015807, 2009. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.015807. arXiv : https://arxiv.org/pdf/0901.2200.pdf.

[59] Collaboration MiniBooNe. Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam. *Phys. Rev. D*, 64 :112007, 2001. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007. arXiv : https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0104049.pdf.

[60] Collaboration MiniBooNe. Upper limits for neutrino oscillations $\bar{\nu_\mu} \rightarrow \bar{\nu_e}$ from muon decay at rest. *Phys. Rev. D*, 65 :112001, 2002. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.112001. arXiv : https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0203021.pdf.

[61] Collaboration MiniBooNe. Significant Excess of ElectronLike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :221801, 2018. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.221801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1805.12028.pdf.

[62] Collaboration MiniBooNe. Updated MiniBooNE Neutrino Oscillation Results with Increased Data and New Background Studies. 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2006.16883.pdf.

[63] P.A.N. Machado. The Short-Baseline Neutrino Program at Fermilab. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 69 :363–387, 2019. DOI : https://

doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020949. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1903.04608.pdf.

[64] Collaboration OPERA. Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam. 2018. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1803.11400.pdf.

[65] M.G. AARSTEN et al. Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 117 :071801, 2016. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.071801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1605.01990.pdf.

[66] F. DYDAK et al. A search for ν_{mu} oscillations in the Δm^2 range 0.3-90 eV^2. *Physics Letter B*, 134 :281–286, 1984. DOI : https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)90688-9.

[67] G. CHENG et al. Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at 0.1 $eV^2 < \Delta m^2 <$ 100 eV^2. *Phys. Rev. D*, 86 :052009, 2012. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052009. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1208.0322.pdf.

[68] P. ADAMSON et al. Search for Sterile Neutrinos in MINOS and MINOS+ Using a Two-Detector Fit. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :091803, 2019. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.091803. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1710.06488.pdf.

[69] K. ABE et al. Limits on sterile neutrino mixing using atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 91 :052019, 2015. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.052019. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1410.2008.pdf.

[70] B.J.P JONES et al. IceCube Sterile Neutrino Searches. *Proceedings, 8th Very Large Volume Neutrino Telescope Workshop (VLVnT-2018), EPJ Web Conf.*, 207 :04005, 2019. DOI : https://doi.org/10.1051/epjconf/201920704005.

[71] M. DENTLER et al. Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos. *Journal of High Energy Physics*, page 10, 2018. DOI : https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)010. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1803.10661.pdf.

[72] Collaboration Planck. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 641 :A6, 2020. DOI : https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1807.06209.pdf.

[73] A. PEIMBERT et al. THE PRIMORDIAL ABUNDANCE AND THE NUMBER OF NEUTRINO FAMILIES. *Revista mexicana de astronomia y astrofisica*, 52, 2016. url : http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0185-11012016000200419. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1608.02062.pdf.

[74] K.M. HEEGER et al. Experimental Parameters for a reactor Antineutrino Experimentat Very Short Baselines. *Phys. Rev. D*, 87 :067008, 2013. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.067008. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1212.2182.pdf.

[75] I. ALEKSEEV et al. DANSS : Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator. *Journal of Instrumentation*, 11 :P11011, 2016. https://

iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/11/11/P11011. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1606.02896.pdf.

[76] I. ALEKSEEV et al. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment. *Physics Letter B*, 787 :56–63, 2018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.038. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1804.04046.pdf.

[77] Y. KO et al. Sterile Neutrino search at the NEOS experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :121802, 2017. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.121802. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1610.05134.pdf.

[78] Y. OH et al. NEOS : reactor neutrino axperiment at short baseline. *Proceedings, 16th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2019), J.Phys.Conf.Ser*, 1468 :012185, 2020. DOI : https://doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012185.

[79] J. ASHENFELTER et al. The PROSPECT reactor antineutrino experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 922 :287–309, 2019. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.079. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1808.00097.pdf.

[80] Y. ABREU et al. SoLid : A short baseline reactor antineutrino experiment. 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2002.05914.pdf.

[81] M. ANDRIAMIRADO et al. Improved Short-Baseline Neutrino Oscillation Search and Energy Spectrum Measurement with the PROSPECT Experiment at HFIR. *Phys.Rev.D*, 103 :032001, 2021. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.032001. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2006.11210.pdf.

[82] A.P. SEREBROV et al. Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements. 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2005.05301v8.pdf.

[83] H. ALMAZAN et al. Improved sterile neutrino constraints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data. *Phys. Rev. D*, 102 :052002, 2020. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.052002. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1912.06582.pdf.

[84] M. ANDRIAMIRADO et al. 'Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements. 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2006.13147.pdf.

[85] C. GIUNTI et al. Neutrino-4 anomaly : oscillations or fluctuations ? 2020. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2101.06785.pdf.

[86] H. ALMAZAN et al. Accurate Measurement of the Electron Antineutrino Yield of 235U Fissions from the STEREO Experiment with 119 Days of Reactor-On Data. *Phys. Rev. Lett.*, 125 :201801, 2020. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.201801. arXiv : https://arxiv.org/pdf/2004.04075v2.pdf.

[87] H. ALMAZAN et al. First antineutrino energy spectrum from235U fissionswith theStereodetector at ILL. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 48 :075107, 2021. DOI : https://doi.org/10.1088/1361-6471/abd37a.

[88] P. VOGEL et J.F. BEACOM. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu_e} + \overrightarrow{p} e^+ +$ n. *Phys. Rev. D*, 60 :053003, 1999. DOI : https://

doi.org/10.1103/PhysRevD.60.053003. arXiv : https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9903554.pdf.

[89] N. ALLEMANDOU et al. The STEREO experiment. *Journal of Instrumentation*, 13 :PO7OO9, 2018. DOI : https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07009. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1804.09052.pdf.

[90] F. Kandzia. *Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment : shielding optimisation and energy calibration*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, May 2018. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01796989.

[91] T. SALAGNAC. *Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2018. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01757168.

[92] C. BUCK et al. Production and properties of the liquid scintillators used in the STEREO reactor neutrino experiment. *Journal of Instrumentation*, 14 :PO1027, 2019. DOI : https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/01/P01027. arXiv : https://arxiv.org/pdf/1812.02998.pdf.

[93] J. B. BIRKS. Scintillations from Organic Crystals : Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations. *Proc. Phys. Soc.*, 64 :874, 1951. DOI : https://doi.org/10.1088/0370-1298/64/10/303.

[94] O. BOURRION et al. Trigger and readout electronics for the STEREO experiment. *Journal of Instrumentation*, 11 :C02078, 2016. DOI : https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/C02078.

[95] S. AGOSTINELLI et al. GEANT4–a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506 :250–303, 2003. DOI : https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[96] J. ALLISON et al. Recent developments in GEANT4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835 :186–225, 2016. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125.

[97] J. ALLISON et al. GLG4sim Documentation. url : neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/docs/html_latest/.

[98] H. ALMAZAN et al. Improved STEREO simulation with a new gamma ray spectrum of excited gadolinium isotopes using FIFRELIN. *The European Physical Journal A*, 55 :183, 2019. DOI : https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12886-y. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1905.11967.pdf.

[99] H. ALMAZAN. *Evaluation of the Neutron Detection Efficiency in the STEREO Reactor Neutrino Experiment*. PhD thesis, Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Germany, 2020. https://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/27881/.

[100] A. BLANCHET. *Recherche du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL : expérience Stereo*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2020. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02428996.

[101] L. BERNARD. *Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : détermination des spectres neutrinos et caractérisation du bruit de fond*. PhD thesis, Université Grenoble-Alpes, 2020. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02471164.

[102] C. ROCA. *Optimization of the simulation framework in the Stereo Experiment to characterize the detector response and optical properties of the liquid scintillators*. PhD thesis, Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Germany, May 2019. https://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/26500/.

[103] F. J. MASSEY. The Kolmogorov-Smirnov Test for Goodness of Fit. *Journal of the American Statistical Association*, 46 :68–78, 1951. DOI : https://www.jstor.org/stable/2280095?origin=JSTOR-pdf&seq=1.

[104] G. COWAN et al. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur.Phys.J*, C73 :2501, 2013. DOI : https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2501-z. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1007.1727.pdf.

[105] H. ALMAZAN et al. Sterile Neutrino Constraints from the STEREO Experiment with 66 Days of Reactor-On Data. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :161801, 2018. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.161801. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1806.02096.pdf.

[106] G. J. FELDMAN et R. D. COUSINS. A unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57 :3873, 1998. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.3873. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/physics/9711021.pdf.

[107] K. N. ABAZAIJIAN et al. Light sterile neutrinos : A white paper, 2012. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1204.5379.pdf.

[108] X. QIAN et al. Clsmethod at gaussian limit to present searches. *NIMA*, 827 :63–78, 2016. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.089. Arxiv : https://arxiv.org/abs/1407.5052.pdf.

[109] S. S. WILKS. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Statist.*, 9 :60–62, 1938. DOI : https://doi.org/10.1214/aoms/1177732360.

[110] M. AGOSTINI et B. NEUMAIR. Statistical methods applied to the search of sterile neutrinos. *Eur. Phys. J. C*, 80 :750, 2020. DOI : https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8279-x. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1906.11854v2.pdf.

[111] J. M. BERRYMAN et P. HUBER. Sterile neutrinos and the global reactor antineutrino dataset. *Journal of High Energy Physics*, 167, 2021. DOI : https://doi.org/10.1007/JHEP01(2021)167. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/2005.01756.pdf.

[112] C. GIUNTI. Statistical significance of reactor antineutrino active-sterile oscillations. *Phys. Rev. D.*, 101 :095025, 2020. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.095025. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/2004.07577v2.pdf.

[113] M. DANILOV. Recent results of the danss experiment. *European Physical Society Conference on High Energy Physics*, 2019. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1911.10140.pdf.

[114] B. ACHKAR et al. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at bugey. *Nuclear Physics B*, 434 :503–532, 1995. DOI : https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)00513-E.

[115] J. ASHENFELTER et al. First search for short-baseline neutrino oscillations at hfir with prospect. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :251802, 2018. DOI : https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.251802. Arxiv : https://arxiv.org/pdf/1806.02784.pdf.

Remerciements

Les trois années de travail nécessaires à l'élaboration de cette thèse ont été marquées par de nombreuses rencontres très enrichissantes, aussi bien scientifiquement qu'humainement. Ainsi de nombreuses personnes ont contribué, d'une façon ou d'une autre, à cette thèse et je me dois de les remercier ici.

Je remercie tout d'abord l'ensemble de mon jury de thèse Michael JENTSCHEL, Mathieu BONGRAND, François MONTANET qui a accepté de présider le jury et enfin Pascal PAGANINI et Christine MARQUET, que je remercie tout spécialement d'avoir bien voulu rapporter ma thèse.

Tout cela n'aurait pas était possible non plus sans l'aide et le soutien de mes deux directeurs de thèse, Jean-Sébastien REAL et Torsten SOLDNER, qui m'ont soutenu durant ces trois années. Ils ont aussi toujours étaient présent et à l'écoute lorsque j'ai eu besoin d'aide, de conseils ou simplement de discuter de mes travaux.

J'ai eu aussi la chance de réaliser cette thèse à l'ILL, dans le groupe NPP, ce qui m'a permis de travailler avec des personnes d'horizons différentes, aussi bien stagiaire que chercheur confirmé, qui ont chacun contribué à rendre ces trois années agréables et instructives. J'ai une pensée toute particulière pour ceux qui m'ont accompagné tout au long de ma thèse et avec qui j'ai pu partager de bon repas et quelques bières à l'occasion. Parmis eux je peux citer mes collègues doctorants, Daniela, Jakob, Shelby et bien sûr Tom, mon camarade du bureau 3, avec qui nous avons pu échanger nos expériences de thèsards et bien plus encore. Je peux aussi mentionner Alex ou Yung-Hee avec qui j'ai partagé de très bons moments.

Bien sûr ce doctorat a été réalisé au sein de la collaboration STEREO dont chacun des membres a amené sa pierre à l'édifice de cette thèse par les échanges autour de mon travail durant les réunions d'analyse, de collaboration ou par mail. Je me dois de remercier plus spécifiquement les membres du groupe du LPSC, Anne STUTZ, Jacob LAMBLIN, Jean-Stéphane RICOL et Matthieu LICCIARDI qui ont été d'une aide précieuse et avec qui j'ai vraiment apprécié travailler.

J'aimerai aussi remercier mes amis cantaliens, qui malgré mon exil vers les terres isèroises, sont toujours restés présents et disponibles pour passer de bons moments.

Enfin cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans l'aide de ma famille, mes parents et mes frérots qui m'ont encouragé et poussé à continuer même dans les moments difficiles.

Résumé :

La réévaluation des flux d'antineutrinos de réacteurs en 2011 a montré un déficit d'environ 6 % du nombre mesuré par rapport à celui prédit pour des expériences à courte distance d'un réacteur nucléaire. Cette anomalie, appelée anomalie des antineutrinos de réacteurs (RAA), a deux explications possibles qui sont la présence d'un biais dans le modèle utilisé pour prédire les taux de neutrinos attendus et l'existence d'un neutrino stérile léger qui induirait des oscillations à courte distance. C'est pour investiguer la seconde hypothèse que l'expérience STEREO a été créée. Elle cherche à étudier les déformations relatives de spectres en énergie neutrinos mesurés à différentes distances de propagation. Cette méthode permet de s'affranchir des prédictions théoriques. C'est dans ce but que le détecteur STEREO, segmenté en 6 cellules, a été installé à environ 10 m du réacteur hautement enrichi en ^{235}U de l'ILL à Grenoble. Cette thèse s'inscrit dans la période de prise de données de l'expérience qui a duré de novembre 2016 à novembre 2020 et présente les travaux effectués à différentes étapes de l'analyse des données recueillies. La première partie a été consacrée à l'évaluation et au suivi de l'effet de *quenching* dans le temps. La méthode précédemment développée par la collaboration a aussi été étendue à l'ensemble du détecteur. Le sujet de la seconde partie est le suivi et la recherche d'une correction de l'évolution de la variable PSD, cette dernière étant cruciale pour la mesure des spectres neutrinos en énergie. Enfin la dernière partie du travail effectué lors de cette thèse porte sur l'analyse statistique des oscillations de neutrinos. Il a permis de rejeter une grande partie du contour d'acceptance prévu par la RAA et de mettre ainsi encore plus en doute l'hypothèse du neutrino stérile léger. Enfin les résultats de l'analyse du taux de neutrino et de la forme des spectres en énergie ont confirmé respectivement le déficit de la RAA et le *bump* à 5 MeV observés par d'autres expériences de neutrinos de réacteurs.

Abstract :

The reevaluation of the reactors antineutrinos flux in 2011 showed a deficit of approximately 6 % of the number of measured neutrinos compared to the predicted one at short distance of a nuclear reactor. This anomaly, called Reactor Antineutrinos Anomaly (RAA), has two possible explanations which are the presence of a bias in the model used to predict the expected neutrino rate and the existence of a new light sterile neutrino causing short distance oscillations. STEREO experiment has been built to investigate this second hypothesis. The goal is to study the relative deformations of the neutrinos energy spectra measured at different distances of propagation. This method allows to not use the theoretical predictions. The detector STEREO, segmented in 6 cells, has been installed at nearly 10 m of the reactor core, highly enriched in ^{235}U, of the ILL in Grenoble. This thesis took place during the data taking period of the experiment which started in november 2016 to end in november 2020 and presents the works done at different steps of the data analysis. The first part is focused on the evaluation and the monitoring of the quenching effect in time. The method precedently developped by the collaboration has also been extended to the entire detector. The subject of the second part is the monitoring and the search of a correction of the evolution of the PSD variable, this one being

crucial for the measurement of the neutrinos energy spectra. Finally the last part of the work done during this thesis concerns the statistical analysis of the neutrinos oscillations. It allowed to reject a great part of the RAA acceptance contour and to disfavorised even more the hypothesis of a light sterile neutrino. Finally the results of the studies of the neutrino rate and the energy spectrum shape confirmed respectively the deficit of the RAA and the 5 MeV bump observed by other reactor neutrinos experiments.