



HAL
open science

Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : détermination des spectres neutrinos et caractérisation du bruit de fond

Laura Bernard

► **To cite this version:**

Laura Bernard. Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : détermination des spectres neutrinos et caractérisation du bruit de fond. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY029 . tel-02471164

HAL Id: tel-02471164

<https://theses.hal.science/tel-02471164>

Submitted on 7 Feb 2020

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

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



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique Subatomique et Astroparticules

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Laura BERNARD

Thèse dirigée par **Jean-Sébastien REAL**

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

**Recherche d'un neutrino stérile avec
l'expérience STEREO : détermination des
spectres neutrinos et caractérisation du bruit
de fond**

**A search of a sterile neutrino with the
STEREO experiment: extraction of the
neutrino spectra and characterization of the
background**

Thèse soutenue publiquement le **4 octobre 2019**,
devant le jury composé de :

Monsieur Antoine KOUCHNER

Professeur des Universités, Paris 7, APC, Rapporteur

Monsieur Laurent SIMARD

Maître de Conférences, Paris-Sud, LAL, Rapporteur

Madame Jaime DAWSON

Chargée de Recherche, APC, Examinatrice

Monsieur Dominique DUCHESNEAU

Directeur de Recherche, LAPP, Examineur

Monsieur Eric LIATARD

Professeur des Universités, UGA, LPSC, Examineur et Président du jury

”Vivre en poète et trouver le sens imprévu
ou perdre bientôt notre humanité.”

Jean-Pierre SIMÉON, dans *La poésie sauvera le monde*

Remerciements

La thèse, comme chaque étape de la vie, n'est jamais parcourue seul-e, mais avec un certain nombre de personnes dont l'aide ou simplement la présence mérite quelques remerciements.

J'ouvre ainsi la page des remerciements par ceux que j'adresse à mes deux rapporteurs, Antoine KOUCHNER et Laurent SIMARD, pour avoir lu en intégralité ce manuscrit. Le résumé qu'ils en ont fait, ainsi que les remarques quant au travail effectué, ont constitué un retour pertinent qui m'a été d'une aide précieuse. Merci aussi aux membres du jury, Jaime DAWSON, Dominique DUCHESNEAU, et Eric LIATARD, ce dernier ayant présidé le jury.

Pour m'avoir accueillie et permis de réaliser ce travail dans d'excellentes conditions, je tiens à remercier le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, dirigé par Arnaud LUCOTTE, ainsi que l'ensemble des membres des services administratif et informatique – avec une mention particulière pour Guillaume DARGAUD, grimpeur de l'extrême qui m'a plusieurs fois poussée à la crise cardiaque lors de nos sorties escalade entre midi et deux. Un grand merci aussi à Nadia KRIF pour son passage quotidien dans le bureau 212 et les cours d'arabe dont j'ai pu bénéficier grâce à elle. Ta bonté et ton intelligence ont rendu plus douces mes soirées au laboratoire.

De manière la plus sincère, je souhaite remercier mon directeur de thèse Jean-Sébastien RÉAL, pour m'avoir guidée avec patience et présence au long de ces trois années, sans jamais m'imposer de chemin à prendre. La rigueur scientifique et la persévérance sont deux qualités qu'il me semble avoir acquises grâce à ton encadrement. J'ai apprécié travailler avec toi, surtout quand il s'agissait de grimper sur le détecteur pour démonter des plaques de plomb à grands coups de perceuse, j'avoue. Un regard sur les analyses que nous avons pu sortir, notamment sur cette dernière année, me permet d'affirmer que nous avons formé une belle équipe. Merci aussi aux permanents de l'équipe STEREO du LPSC, Anne STUTZ, Jacob LAMBLIN et plus anciennement Serge KOX, pour leur disponibilité, et avec qui travailler a été très agréable et enrichissant. STEREO – ou le mot que je ne pourrai plus jamais entendre sans penser à la physique, merci David – regroupe plusieurs personnes de nationalités différentes, que je souhaite remercier pour les échanges que nous avons pu avoir et féliciter pour le travail

collaboratif accompli au cours de ces dernières années : collègues du CEA de Saclay, du MPIK d'Heidelberg, et du LAPP d'Annecy.

Bien entendu, quelques remerciements individuels au sein du groupe STEREO sont de mise :

À David LHUILLIER, chef de la collaboration, qui m'a, à plusieurs reprises, communiqué son énergie et sa passion de la recherche grâce à des discussions pétillantes et toujours pédagogiques. Je retiens de cette rencontre un sens de la physique ainsi qu'un art de la cohésion de groupe auxquels j'aspire.

À Aurélie BONHOMME, sans qui mon expérience au sein de l'équipe STEREO n'aurait certainement pas été si intense et motivante. Ces longues heures à réfléchir au meilleur moyen d'extraire le signal neutrino, à parler de PSD à tel point que nos correcteurs automatiques de téléphones complétaient un "J'en ai marre de la ..." par "... PSD". Que de rires, et de conversations enrichissantes aussi bien d'un point de vue scientifique que personnel. Je pense que tout le monde s'accorde pour dire que travailler avec toi est un réel plaisir. J'espère en avoir encore l'opportunité, pour un duo choc BERNARD/BONHOMME, et vive les cuisses de canard, le boudin de l'ILL, et le roquefort.

À Stéphane ZSOLDOS, alias Bernique, présent au début de ma thèse et sous le commandement du même officier, pour m'avoir tout simplement... convaincue de venir dans cette expérience, grâce à un enthousiasme jamais modéré. Valencia 2019 n'aura pas été atteint, ni le Japon 2020, mais je garde confiance, un jour les berniques seront réunies dans le firmament.

Enfin, ce doctorat n'aurait pas eu la même saveur sans la présence de Thomas SALAGNAC dans le bureau 212. Un jour, un raton laveur. Je t'avais dit que cette thèse serait à 50% signée par toi, mais j'ai finalement changé d'avis, car cela me discréditait un peu trop. Merci pour les milliers d'heures passées à m'aider à déboguer des codes complexes (pour la plupart écrits par toi et ta fâcheuse passion pour un C++ légèrement trop puriste, mais très admirable), à tâcher de trouver les mots justes pour m'expliquer la base du test d'hypothèses sans t'embrouiller, à faire chaque jour le thé du réconfort (et la vaisselle), à être présent, tout le temps, à l'intérieur comme à l'extérieur du laboratoire. J'ai tant appris de toi, réellement, même à faire des présentations Beamer, ce qui n'est peut-être pas un cadeau. #DJRidoo#GreenEr

Je souhaiterais aussi adresser un grand merci à tous les doctorants du LPSC, pour les bons moments passés à ne pas parler de physique à midi, et pour ne pas non plus parler de physique au bar le soir : Ju (le beau gosse et le moche), Kiki, Mathieu le Belge, Seb, Flo, Marine et les autres... Une attention particulière pour mon voisin du 210 Julien SOUCHARD et son soutien, surtout lors de cette été 2019, pas toujours facile. Je te souhaite bien bonne chance pour la dernière année de ta thèse, et je prie pour qu'en 2021 tu te sois enfin transformé en vrai hippie, avec une ateba. Un merci plus général aux membres du deuxième étage, notamment à François MONTANNET et à Corinne BERAT.

En s'éloignant du laboratoire, mais en restant dans les préoccupations de thésards, j'aimerais remercier Eve Moutaux, alias Élève Montoux, cette grande maquina du chill qui m'aura bien supportée et aidée par des conseils avisés découlant de sa grande avance de 6 mois par rapport à ma thèse. Meuf, un plaisir de t'avoir à mes côtés, avec Joe la galère, Joe la déprime, Joe le parapente, Joe l'acro-yoga...

Parce qu'ils ont chacun contribué à mon équilibre psychologique au quotidien, je souhaite remercier mes chers colocataires actuels – Anais, Éleonore, Kevin, Matthias et Simon – et passés – Angèle, Charlotte, Émile, Erwan et Hugo, pour leur écoute, leur présence, les repas partagés, les Stéphanes du parapente, les gros festivals et soirées qu'on a pu se mettre (help derrière le stand buvette...), la déglingue, mon premier tuage de poule, me and my brother Jim, les durs réveils d'anniversaire avec cette même rengaine depuis 4 ans, et tout simplement le soutien qu'ils ont – probablement sans le savoir – représenté pendant ces trois années. Plus généralement, merci à tous les Grenoblois que forment notre cercle d'amis. Merci aux parapentistes – mention spéciale à Nicolas TAXIL – qui m'ont permis de planer à 8000, dans les cieux comme dans ma tête. Les neutrinos sont plus jolis vus d'en haut.

Parmi les présences fortes que je tiens à remercier ici, se trouvent mes amies ardéchoises, Géraldine FAURE, Ninon ROUCHOSSÉ et Tatiana BADOUARD, pour leur grande intelligence et pour le support qu'elles ont su m'apporter dans les bons comme dans les moments plus difficiles. Merci d'avoir écouté le texte que je présentais à Ma Thèse en 180 Secondes au point d'en finir les phrases à ma place. J'espère qu'on ira bientôt foiler à fond de balles à Boduc. Un merci plus général aux joyeux amis ardéchois.

Je souhaite aussi mentionner ma tante, Cécile BERNARD, qui m'a ponctuellement et judicieusement aiguillée sur mes choix de thèse en partageant son expérience de la recherche. Nos conversations m'ont toujours été très utiles.

Enfin, un grand merci à mes parents et soeurette pour leur soutien inconditionnel. Merci de m'avoir toujours soutenue dans mes choix, et de m'avoir donné cette vision de la vie que j'aime tant.

Table des matières

Introduction	13
1 Cadre théorique et expérimental	17
1.1 Fondamentaux de la physique des neutrinos	18
1.1.1 Premières heures et développements	18
1.1.2 Modèle standard et oscillation des neutrinos	21
1.1.3 Détermination expérimentale des paramètres de mélange	24
1.2 Neutrinos de réacteurs nucléaires	27
1.2.1 Production d'antineutrinos électroniques	28
1.2.2 Prédiction du spectre en énergie des neutrinos	29
1.2.3 Anomalie sur le flux d' $\bar{\nu}_e$ mesuré	32
1.2.4 Hypothèse d'un neutrino stérile léger	38
1.2.5 Analyses combinées	40
1.2.6 Programme expérimentaux et résultats	45
1.2.7 Bilan	51
2 L'expérience STEREO	53
2.1 Principe de l'expérience	54
2.1.1 Désintégration β inverse	54
2.1.2 Bruits de fond et principe du <i>ON-OFF</i>	59
2.2 Site expérimental	60
2.2.1 Caractéristiques de la source de neutrinos	60
2.2.2 Hall expérimental	62
2.2.3 Bruits de fond et blindages	63
2.3 Le détecteur STEREO	69
2.3.1 Conception	69
2.3.2 Phases d'acquisition et réparations effectuées	70
2.3.3 Liquide scintillant	71
2.3.4 Systèmes d'étalonnage	74
2.3.5 Électronique et acquisition de données	75

2.4	Réponse du détecteur	76
2.4.1	Simulation <i>Monte Carlo</i>	76
2.4.2	Collection de lumière	77
2.4.3	Mesure de l'énergie	79
2.4.4	Discrimination par forme d'impulsion	85
2.5	Conclusion	89
3	Sélection du signal $\bar{\nu}_e$ et efficacité des coupures	91
3.1	Définition des sélections	92
3.2	Recherche de paires corrélées dans les données	94
3.2.1	Principe de l'algorithme	94
3.2.2	Évolution temporelle des taux	98
3.3	Efficacité des coupures sur le signal $\bar{\nu}_e$	102
3.3.1	Simulation des neutrinos dans le détecteur STEREO	102
3.3.2	Acceptance du signal $\bar{\nu}_e$	105
3.3.3	Efficacité de la détection du neutron	115
3.4	Conclusion	117
4	Bruit de fond d'origine cosmique	119
4.1	Étalonnage de la PSD	120
4.1.1	Définition et utilisation des évènements simples	120
4.1.2	Corrélations à la température et aux fuites de lumières	122
4.1.3	Correction de l'observable PSD	128
4.1.4	Définition d'une coupure sur la PSD	130
4.2	Caractérisation des bruits de fond d'origine cosmique avec le véto à muons	131
4.2.1	Identification des muons dans le véto	131
4.2.2	Désintégrations de muons	132
4.2.3	Réactions induites par neutrons rapides	136
4.2.4	Comparaison à la recherche de paires utilisée pour les $\bar{\nu}_e$	138
4.3	Effets de normalisation des taux	139
4.3.1	Corrélation des taux aux variables environnementales	139
4.3.2	Efficacité de détection des muons dans le véto	141
4.4	Conclusion	144
5	Méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$	147
5.1	Description de la méthode d'extraction des $\bar{\nu}_e$	148
5.1.1	Principe général et hypothèses mises en jeu	148
5.1.2	Fonction d'ajustement pour un couple {cellule, énergie}	151
5.1.3	Cas du spectre sommé	156

5.1.4	Impact de la correction de PSD sur l'ajustement	160
5.1.5	Évaluation des biais de la fonction d'ajustement	162
5.1.6	Initialisation des paramètres et convergence	164
5.2	Validation de l'hypothèse de stabilité du bruit de fond	165
5.2.1	Pression atmosphérique	166
5.2.2	Niveau d'eau dans la piscine réacteur	169
5.2.3	Stabilité en temps	171
5.2.4	Bruit de fond corrélé induit par le réacteur	173
5.3	Validation des ajustements de la Phase-II	174
5.3.1	Normalisation du bruit de fond	175
5.3.2	Test de vraisemblance	176
5.3.3	Évaluation des résidus	178
5.4	Conclusion	180
6	Résultats de l'extraction des $\bar{\nu}_e$	181
6.1	Phase-II	182
6.1.1	Informations générales d'acquisition	182
6.1.2	Spectres par cellule	182
6.1.3	Spectre sommé	185
6.1.4	Interprétation des taux par cellule	187
6.1.5	Rapport signal-sur-bruit	188
6.2	Phase-I	189
6.2.1	Informations générales d'acquisition	189
6.2.2	Stabilité du bruit de fond entre les deux phases d'acquisition	190
6.2.3	Résultats des ajustements	191
6.2.4	Spectres par cellule	191
6.3	Conclusion	194
7	Analyse statistique du signal $\bar{\nu}_e$	197
7.1	Outils statistiques	198
7.1.1	Test d'hypothèses	198
7.1.2	Ratio de vraisemblance profilé	201
7.1.3	Sensibilité de l'expérience	202
7.2	Analyse d'oscillation	204
7.2.1	Expression du χ^2 et erreurs systématiques	204
7.2.2	Prédiction de l'incertitude statistique sur le taux d' $\bar{\nu}_e$	207
7.2.3	Résultats	209
7.3	Analyse de la forme du spectre	212
7.3.1	Prédiction utilisée	212

7.3.2	Expression du χ^2 et erreurs systématiques	214
7.3.3	Sensibilité au rejet d'un <i>bump</i>	218
7.3.4	Résultats	220
7.3.5	Interprétation des résultats	221
7.4	Conclusion	223
	Conclusion	225
	Bibliographie	229
	A Fuites de lumière	245
	B Extraction des taux de neutrinos	247
B.1	Discussion sur les différentes méthodes d'extraction	247
B.2	Stabilité du bruit de fond	249
B.2.1	Impact de la pression sur la forme du bruit	249
B.3	Résidus du modèle aux données	252

Introduction

"Of all the things that make the universe, the commonest and weirdest are neutrinos. Able to travel through the earth like a bullet through a bank of fog, they are so shy that half a century after their discovery we still know less about them than all the other varieties of matter that have ever been seen." Cette introduction du livre "NEUTRINO" de Frank Close offre, de manière poétique, un résumé de notre connaissance actuelle de cette particule élémentaire qui, à cause de sa très faible probabilité d'interaction, demeure toujours un mystère au sein de la physique des particules. Malgré son abondance dans notre Univers, sa détection est un défi expérimental et il faudra attendre plus d'une vingtaine d'années entre son postulat en 1930 et la première détection de neutrinos, alors produits au sein d'un cœur de réacteur nucléaire. Depuis lors, l'enchaînement remarquable de découvertes expérimentales associées au développement des aspects théoriques a permis d'établir un modèle à trois saveurs de neutrinos capables d'osciller entre eux. Aujourd'hui, de nombreuses propriétés des neutrinos sont encore incomprises ou n'ont pas été établies, conférant à ce domaine actif et passionnant un vaste potentiel de découvertes.

Le cadre théorique standard permet d'expliquer une grande partie des résultats des expériences de détection de neutrinos à différentes longueurs de propagations et provenant de différentes sources. Pourtant, plusieurs anomalies demeurent. Dans le secteur des neutrinos de réacteur notamment, la réévaluation de la prédiction des flux en 2011 a engendré l'observation d'un déficit significatif d'une vingtaine d'expériences à courtes distances. Ce déficit, communément appelé anomalie des antineutrinos de réacteurs, peut être expliqué par deux hypothèses. La première relève de la physique nucléaire : malgré les nombreuses études théoriques récentes, un biais dans la prédiction du spectre émis doit être envisagé. Ce calcul, complexe, repose sur la connaissance des flux issus des différents isotopes constituant les cœurs de réacteurs. Depuis une dizaine d'années, l'observation par plusieurs expériences d'une déformation spectrale localisée autour de 5 MeV entre le spectre émis et le spectre mesuré a renforcé l'hypothèse d'un biais dans la prédiction. L'apport de nouvelles données expérimentales auprès de réacteurs de recherche hautement enrichis en ^{235}U – contributeur majeur au flux d'antineutrinos, même dans les réacteurs commerciaux – est attendu pour démêler l'intrigue communément évoquée par le terme de *bump* à 5 MeV. Parallèlement, des

anomalies dans d'autres expériences neutrino laissent envisager une seconde hypothèse, faisant intervenir de la nouvelle physique. L'introduction d'une nouvelle oscillation engendrée par un écart de masse de l'ordre de l'électronvolt et se mélangeant faiblement avec les autres saveurs pourrait expliquer le déficit observé à courtes distances. Dans un contexte de forte concurrence, plusieurs expériences ont été conçues pour tester cette anomalie en s'affranchissant de la prédiction. Elles reposent sur des mesures du spectre en énergie des neutrinos à plusieurs distances de propagation auprès de réacteurs commerciaux ou de recherche.

Cette thèse est dédiée à une de ces expériences, l'expérience STEREO, située à l'Institut Laue Langevin (ILL) à Grenoble, France. Elle couvre une période de temps s'étalant de l'installation du détecteur en 2016 aux premiers résultats obtenus, et s'inscrit dans le cadre d'une petite collaboration d'une vingtaine de personnes.

Le premier chapitre offre un panorama des fondamentaux de la physique des neutrinos depuis le postulat à la situation actuelle expérimentale, en passant par le formalisme théorique associé à l'introduction d'un quatrième neutrino. Le principe de l'expérience STEREO est décrit dans le deuxième chapitre. Les enjeux de cette expérience située à quelques mètres d'un réacteur nucléaire sont la maîtrise du bruit de fond et de l'échelle en énergie afin de mesurer les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ au pourcent près. Les descriptions du détecteur, des blindages, de la simulation et de la reconstruction en énergie qui sont présentées proviennent du travail effectué par les différents membres de la collaboration.

Le travail effectué dans cette thèse porte sur l'analyse des données de l'expérience en commençant, au troisième chapitre, par l'optimisation des coupures permettant de sélectionner le signal $\bar{\nu}_e$. Grâce à un jeu de $\bar{\nu}_e$ simulés, la déformation du spectre en énergie des neutrinos induite par chaque coupure a été limitée afin de réduire la propagation d'erreurs systématiques dues à la précision sur l'énergie reconstruite.

STEREO étant une expérience de surface, la maîtrise du bruit de fond d'origine cosmique constitue un véritable défi. Principalement induit par des neutrons rapides, il peut être mesuré précisément lors des phases d'arrêt du réacteur afin d'être soustrait à la mesure du signal $\bar{\nu}_e$ lors des phases de marche du réacteur. Sa caractérisation, qui fait l'objet du quatrième chapitre, repose sur un étalonnage fin de l'observable clé de PSD, qui permet d'identifier une partie des neutrons rapides en se basant sur la forme de l'impulsion. La stabilité de cette observable est cruciale pour la soustraction du bruit de fond, permettant ensuite l'obtention des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ nécessaires à l'analyse d'oscillation.

Afin de prendre en compte les variations des taux de bruit entre les différentes phases d'acquisition, une méthode originale d'extraction des spectres en énergie des neutrinos, basée sur la PSD, a été développée. Le cinquième chapitre donne une description de cette méthode et présente les tests effectués pour s'assurer de la stabilité du bruit de fond. Les spectres en

énergie des $\bar{\nu}_e$ obtenus avec la moitié de la statistique de l'expérience, et qui servent de base aux interprétations statistiques, sont regroupés au sixième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre introduit d'une part l'analyse d'oscillation qui a permis a STEREO de rejeter une partie importante de la région favorisée par l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, et de l'autre, la première analyse statistique de la forme du spectre en énergie permettant de tester la présence d'un excès à 5 MeV.

Chapitre 1

Cadre théorique et expérimental

Sommaire

1.1 Fondamentaux de la physique des neutrinos	18
1.1.1 Premières heures et développements	18
1.1.2 Modèle standard et oscillation des neutrinos	21
1.1.3 Détermination expérimentale des paramètres de mélange	24
1.2 Neutrinos de réacteurs nucléaires	27
1.2.1 Production d'antineutrinos électroniques	28
1.2.2 Prédiction du spectre en énergie des neutrinos	29
1.2.3 Anomalie sur le flux d' $\bar{\nu}_e$ mesuré	32
1.2.4 Hypothèse d'un neutrino stérile léger	38
1.2.5 Analyses combinées	40
1.2.6 Programme expérimentaux et résultats	45
1.2.7 Bilan	51

Le neutrino est une particule élémentaire, électriquement neutre et de spin un demi. Malgré cette définition, la plupart de ses propriétés sont encore libres et sa très faible probabilité d'interaction le rend extrêmement difficile à étudier en détail. En dépit des défis de détection, la physique du neutrino a considérablement avancé depuis la fin du vingtième siècle. Grâce à un enchaînement remarquable de découvertes expérimentales associées au développement de la théorie, deux aspects étroitement liés ressortent aujourd'hui : trois neutrinos actifs ont une masse et se mélangent entre eux. Le modèle simple et robuste qui a été construit a réussi à décrire avec succès la plupart des données d'expériences étudiant les neutrinos solaires, atmosphériques, de réacteurs et d'accélérateurs. Il est dorénavant clair qu'un neutrino produit dans un état de saveur défini (électronique, muonique ou tauique) a une probabilité non nulle d'être détecté dans un état de saveur différent. Cette probabilité dépend de la distance parcourue entre la source et le détecteur.

Les neutrinos produits par les réacteurs nucléaires ont joué un rôle majeur dans l'avancée de la connaissance des propriétés des neutrinos. Depuis les années 2011, les expériences détectant des neutrinos à très courtes distances ont révélé un déficit dans le rapport du flux mesuré au flux prédit. Cette anomalie peut être expliquée par l'introduction d'une oscillation engendrée par un écart de masse bien plus grand que les autres, de l'ordre de l'électronvolt. Un programme expérimental regroupant plusieurs expériences situées proches de réacteurs (~ 10 m) et dont STEREO fait partie, a été mis en place afin de répondre à cette question. Parallèlement à ce déficit, l'étude du spectre des neutrinos de réacteurs révèle une tension entre la mesure et la prédiction. Des mesures sont nécessaires afin de lever le voile sur ces anomalies des antineutrinos de réacteurs.

1.1 Fondamentaux de la physique des neutrinos

1.1.1 Premières heures et développements

C'est en 1896 qu'Henri Becquerel découvre la radioactivité naturelle et observe pour la première fois des phénomènes induits par interaction faible [1]. Dans les années suivantes, de nombreuses études sont menées sur les différents rayonnements identifiés par Becquerel et Curie (1900) : α , β et γ . James Chadwick démontre en 1932 que contrairement aux rayonnements α , le spectre en énergie des particules β est continu [2]. L'interprétation d'une telle observation est difficile dans le cadre d'une désintégration à deux corps. Vieux d'une quinzaine d'année, ce problème est résolu en 1930 par la proposition de Wolfgang Pauli dans sa célèbre lettre ouverte [3]. Il émet l'hypothèse que deux particules soient émises : un électron et un fermion de masse très faible, neutre, et de spin $1/2$. Cette particule est nommée plus tard *neutrino* et intégrée dans la théorie de la désintégration β d'Enrico Fermi [4], qui connu par la suite un succès indéniable. Il faudra par la suite attendre 26 ans avant que ne soit détectés les premiers neutrinos.

1.1.1.1 Première détection de neutrinos

Le neutrino a une très faible section efficace [5]. Sa détection nécessite ainsi des sources intenses (Soleil, désintégrations de pions et muons dans l'atmosphère, réacteurs nucléaires, accélérateurs (cf. Section 1.1.3.2)) et des grands volumes de détection. Frederick Reines et Clyde Cowan cherchent dès le début des années cinquante à mettre en œuvre un moyen expérimental de détection. En se basant sur la réaction β inverse $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$, ils imaginent d'abord utiliser comme source une explosion de bombe nucléaire, seule possibilité pour distinguer clairement le signal du bruit de fond. Ils décident finalement de s'installer auprès du réacteur nucléaire de Savannah River, initiant sans le savoir le début de l'ère des neutrinos de réacteurs. La technique de détection repose sur le signal laissé par l'interaction d'un neutrino

sur un proton dans un scintillateur liquide. Les deux produits de la réaction, e^+ et n , peuvent être repérés dans un laps de temps court dépendant du temps de thermalisation et de capture du neutron dans le milieu. Cette coïncidence en temps permet de s'affranchir d'une grande partie du bruit de fond ambiant. Cette technique – utilisée aussi dans STEREO – est aujourd'hui la plus employée en physique des neutrinos de réacteurs. Quelques ajustements du dispositif expérimental furent toutefois nécessaires pour s'affranchir d'un bruit de fond dominant, aussi corrélé en temps, et provenant de l'interaction des radiations d'origine cosmique. Ce point explique par ailleurs pourquoi la plupart des expériences neutrinos actuelles cherchent à se positionner loin de la surface. Avec un rapport signal-sur-bruit de 3, Cowen et Reines affirmèrent en 1956 la première détection de neutrinos ($\bar{\nu}_e$) [6][7]. Ils purent aussi donner une mesure de la section efficace de la réaction β inverse avec une précision de 5% : environ 10^{-44} cm². Celle-ci est aujourd'hui en accord avec la prédiction théorique faite par le Modèle Standard. Il est intéressant de noter que les problématiques liées aujourd'hui à la détection de neutrinos auprès de réacteurs sont sensiblement les mêmes que celles mises en évidence il y a 60 ans, et c'est celles que nous retrouverons dans ce manuscrit autour de l'expérience STEREO : identification du signal $\bar{\nu}_e$, blindages contre le bruit de fond lié à l'activité du réacteur et rejet du bruit de fond d'origine cosmique.

1.1.1.2 Violation de parité

Dans le même temps, une série de nouvelles expériences cherchent à tester les propriétés des neutrinos, et plus généralement, les interactions faisant intervenir la force faible. En 1956, Lee et Yang [8] envisagent plusieurs expériences permettant de mettre en évidence que l'interaction faible viole la conservation de la parité. La parité, aussi appelée *inversion de l'espace*, est une opération au cours de laquelle le vecteur position subit le changement $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ ¹. Un an plus tard, Wu apporte sans équivoque la preuve que la parité est violée dans l'interaction faible grâce à une expérience mettant en jeu la distribution angulaire des électrons issus de la désintégration β du ⁶⁰Co dans un champ magnétique [9]. C'est l'expérience de Goldhaber [10], quelques années plus tard, qui détermine l'ampleur de la violation par la mesure de la polarisation du photon émis suite à la désintégration de l'euprimum ¹⁵²Eu : elle est maximale, et l'hélicité du neutrino(antineutrino) est égale à $-1(+1)$.

1.1.1.3 Trois saveurs

En 1953, Konopinsky et Mahmoud introduisent le nombre leptonique L qui doit être conservé dans l'interaction faible. Les leptons sont caractérisés par un nombre $L = 1$ tandis que leur antiparticule est caractérisée par $L = -1$. Malgré tout, certaines réactions ne sont

1. Un vecteur (ex : impulsion) verra ses coordonnées changer de signe alors qu'un pseudovecteur (ex : champ magnétique) sera inchangé.

pas observées, ce qui pousse à introduire un deuxième nombre leptonique propre à chaque famille de lepton. En 1959, B.Pontecorvo postule alors l'existence d'un second neutrino ν_μ , associé au muon [11]. Il pave d'ailleurs la voie vers un nouveau type d'expérience, choisissant d'utiliser des neutrinos produits par accélérateur lors de la désintégration en vol de pions $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}$ (cf. Section 1.1.3). C'est l'expérience réalisée au laboratoire de Brookhaven qui apporte en 1962 la preuve de la nature différente des neutrinos ν_μ et ν_e [12]. En 1989, la mesure majeure de la largeur de la désintégration du boson Z [13] [14] limite le nombre de saveurs pouvant participer à l'interaction faible à trois neutrinos¹. Alors que plus personne ne doute de l'existence de la troisième saveur, associée au lepton τ , le neutrino ν_τ est observé expérimentalement en 2001 par la collaboration DONUT [15].

1.1.1.4 Anomalies des neutrinos solaires et atmosphériques

Solaire Avant même que Cowen et Reines ne construisent leur détecteur, le radiochimiste Raymond Davis voulu mettre en application l'idée soumise par Pontecorvo de détecter les neutrinos en utilisant la transformation d'un atome de chlore ^{37}Cl en atome d'argon ^{37}Ar sous l'interaction d'un neutrino. Il suffirait ainsi d'attendre que suffisamment d'Ar se forme et de compter ensuite le nombre d'Ar formé. Après plusieurs tentatives non fructueuses auprès de réacteurs nucléaires², Davis commence à s'intéresser aux neutrinos provenant du Soleil. Le cœur du Soleil est le siège de réaction thermonucléaires. John Bahcall prévoit un flux de neutrinos électroniques purs (cf. Section 1.1.3). Cependant, seul un tiers des neutrinos prédits par les calculs théoriques de Bahcall fut mesuré entre les années 1970 et 1995 [16]. Cette observation de 25 années fut par la suite confirmée par les expériences GALLEX, SNO, Kamiokande, Super-Kamiokande, GNO et SAGE. Elle fut nommée anomalie des antineutrinos solaires.

Atmosphérique Dès 1988, l'expérience Super-Kamiokande (SK) met à profit les 55000 tonnes d'eau de son détecteur – construit originellement pour étudier la désintégration du proton – pour étudier les neutrinos. Créés par la désintégration de pions et de muons engendrés par l'interaction des rayonnements cosmiques dans la haute atmosphère (cf. Section 1.1.3), les neutrinos "atmosphériques" ν_μ et ν_e peuvent être différenciés dans le détecteur de SK. L'analyse se base sur un rapport des flux de neutrinos électroniques et muoniques permettant de s'affranchir de la norme absolue du flux. Les premières données de SK indiquent un déficit de neutrinos de type muonique [17], donnant naissance à l'anomalie des neutrinos

1. Par mesure directe de la largeur du boson Z , $N = 2.92 \pm 0.05$, et par ajustement du Modèle Standard aux données de LEP-SLC, $N = 2.984 \pm 0.008$.

2. La section efficace d'interaction d'un antineutrino de réacteur sur un proton lié à un atome (tel que le chlore) est beaucoup plus faible que celle sur un proton libre (technique utilisée par Cowen et Reines). En revanche, la section efficace d'interaction d'un neutrino sur un neutron de l'atome de chlore est suffisamment grande.

atmosphériques.

Grâce à l'exploitation de l'angle d'incidence et à l'information en direction obtenue par le rayonnement Cerenkov des leptons dans l'eau, les flux de neutrinos sont mesurés à différentes distances de propagation ($L = [10-10000]$ km, suivant leur parcours dans l'atmosphère). En 1998, les données de 535 jours d'acquisition montrent que le déficit de ν_μ dépend de l'angle zénital. Tel qu'il a été formalisé, le mécanisme d'oscillation dépend du rapport L/E_ν , et les résultats de SK sont consistants avec une oscillation entre la saveur muonique et tauique [18]. L'expérience Super-Kamiokande apporte ainsi une première confirmation du mécanisme d'oscillation des neutrinos. La première théorie de l'oscillation entre saveurs, c'est-à-dire la non-conservation de la charge leptonique, remonte à Pontecorvo en 1957 [19] [20]. Ce sont en revanche Z.Maki, M.Nakagawa et S.Sakata qui en poseront le formalisme [21] en 1962.

1.1.1.5 Réconciliation des anomalies

En 2002, la collaboration SNO réconcilie les anomalies atmosphérique et solaires en apportant une preuve supplémentaire de l'oscillation des neutrinos. SNO utilise les différents processus d'interaction des neutrinos – courants chargés (sensibles aux ν_e), courants neutres (sensibles aux trois types) et diffusions élastiques (sensibles aux trois types) – pour détecter les neutrinos solaires. Toutes les saveurs peuvent être détectées, ce qui permet à la collaboration de SNO de retrouver la proportion de neutrinos électroniques manquante dans le flux total solaire [22]. Il est cependant toujours possible d'expliquer les résultats par différents scénarios d'oscillation. En 2003, l'expérience KamLAND résout définitivement le problème en mesurant directement, pour la première fois, la disparition d'antineutrinos électroniques de réacteur [23].

1.1.2 Modèle standard et oscillation des neutrinos

La description faite dans cette section s'inspire des articles de Boris Keyser [24] [25].

1.1.2.1 Des états de saveurs aux états de masses

Les expériences qui ont mis en évidence l'oscillation des neutrinos ont établi que les états de saveurs produits par les interactions faibles sont des combinaisons d'états de masse, i.e.,

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \quad \Leftrightarrow \quad |\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (1.1)$$

où α et k sont respectivement les indices des bases de saveurs et de masses et $U_{\alpha k}$ la matrice permettant le passage d'une base à l'autre. Les états de saveurs dans un cadre à trois neutrinos sont $\alpha = e, \mu, \tau$. Pour avoir trois états propres de saveur, au moins trois états propres de masse sont nécessaires. Si le nombre d'états propres de masse est trois, la matrice U doit être unitaire. Il n'existe cependant pas de raison fondamentale pour que le nombre d'états propres de masse soit égal à trois. La seule contrainte, dans le cas où plus de trois états propres de

masse existent, est que seules trois combinaisons de ces états de masse se couplent aux bosons de jauge électrofaibles. Les combinaisons supplémentaires doivent être *stériles*. L'introduction d'un quatrième neutrino, stérile, sera discutée en Section 1.2.4.

Sous forme matricielle et dans un cadre à trois neutrinos, l'Équation 1.1 peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{\text{saveur}} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_{\text{masse}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_{\text{masse}} \quad (1.2)$$

où la matrice PMNS, d'après les noms des chercheurs Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, est de dimension 3×3 . Elle est par définition unitaire ($UU^\dagger = 1$) et possède 9 paramètres indépendants. Une paramétrisation utilisant des fonctions trigonométriques de trois angles d'Euler et six phases de violation-CP additionnelles permet d'écrire la matrice U_{PMNS} sous la forme de trois matrices de rotations, de manière analogue à la matrice CKM qui représente le mélange des quarks. Les phases de violation-CP peuvent être réduites à une phase dans le cas d'une particule de Dirac ou trois phases dans le cas d'une particule de Majorana¹. Ainsi, dans le cas de particules de Dirac :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Nous avons utilisé les notations $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, avec $\theta_{ij} = [0, \frac{\pi}{2}]$, et désigné la phase de violation-CP de Dirac par $\delta_{\text{CP}} = [0, 2\pi]$. L'avantage de cette décomposition est qu'elle sépare les différents domaines d'oscillation accessibles expérimentalement. La première rotation est associée au domaine des neutrinos atmosphériques et la dernière à celui des neutrinos solaires. En développant la matrice, nous obtenons :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13} s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

1.1.2.2 Mécanisme d'oscillation

L'équation de Schrödinger décrit dans le vide l'évolution d'un état de masse $|\nu_k\rangle$ d'énergie E_k , état propre de l'Hamiltonien de propagation :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_k(t)\rangle = E_k |\nu_k(t)\rangle \quad \implies \quad |\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.5)$$

1. Dans le cas d'une particule de Majorana, la matrice PMNS définie dans le corps du texte se voit multipliée par le terme $\text{diag}(1, e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}}, e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}})$, où les termes α_{21} et α_{31} sont les phases de violation-CP de Majorana. Ils sont indispensables dans les expériences de désintégration double- β sans neutrinos.

En utilisant les équations 1.1 et 1.5, nous pouvons écrire l'évolution d'un état de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ dans l'espace des saveurs :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle = \sum_\beta \left(\sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{\beta k}^* \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.6)$$

où β est l'indice itérant sur les états de saveurs. Cette équation implique qu'après son émission dans la saveur α , $|\nu_\alpha(t)\rangle$ est une superposition d'états de saveurs. Sa décomposition évolue dans le temps à cause des facteurs de phases $e^{-iE_k t}$ qui sont propres à chaque état de masse. Pour un neutrino produit dans la saveur α , la probabilité de mesurer la saveur β à l'instant t est donnée par le carré de la projection de l'état α sur l'état β :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (1.7)$$

où j est l'indice itérant sur les états propres de masses. En considérant que la masse des neutrinos est extrêmement faible¹, la différence d'énergie peut être approximée par :

$$E_k - E_j = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2} - \sqrt{\vec{p}_j^2 + m_j^2} \simeq p_k + \frac{m_k^2}{2p_k} - \left(p_j + \frac{m_j^2}{2p_j} \right) \simeq \frac{\Delta m_{kj}^2}{2p} \quad (1.8)$$

Ces neutrinos étant ultra-relativistes, on peut estimer que le temps de propagation t est égal, en unités naturelles, à la distance L de propagation du neutrino depuis sa production, et que $p \simeq E$, d'où :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \sum_{k,j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}} \quad (1.9)$$

L'Équation 1.9 relie ainsi la probabilité de présence d'un neutrino d'énergie E à sa distance L de la source en fonction des coefficients de la matrice U et des écarts de masses au carré. Les masses individuelles ne sont pas accessibles. Un repassage dans les unités du Système d'Unité Internationale permet d'écrire que $\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} = \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \times \frac{c^3}{h} = 2.54 \times \frac{\Delta m_{kj}^2 L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}$. Le caractère oscillant de la probabilité de transition peut être mis en avant en séparant les contributions réelles et imaginaires des coefficients de la matrice U . Après quelques transformations simples et l'utilisation des propriétés de la matrice unitaire, on obtient au final :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_k \sum_{j < k} \Re \left(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{kj}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.10)$$

$$- 2 \sum_k \sum_{j < k} \Im \left(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin \left(2.54 \Delta m_{kj}^2 \frac{L}{E} \right). \quad (1.11)$$

On remarque que si $\alpha = \beta$, le terme $\left(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right)$ est réel. La probabilité pour un état de saveur α de rester dans ce même état – aussi appelé probabilité de survie – est donc la même pour un neutrino et son antiparticule : $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}$.

1. Cas d'un neutrino de Dirac.

1.1.3 Détermination expérimentale des paramètres de mélange

1.1.3.1 Considérations expérimentales

Les coefficients de la matrice U_{PMNS} ne sont pas calculables théoriquement mais sont accessibles par la mesure. Afin d'illustrer l'impact des paramètres sur la probabilité de transition entre neutrinos, imaginons un modèle à seulement deux neutrinos de saveurs. La matrice de mélange U_{PMNS} , de dimension 2, est alors paramétrisée par un seul angle de mélange θ :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Il n'y a pas de terme de violation-CP et on considère un seul écart de masse Δm^2 . La probabilité d'oscillation est donnée par :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right), \quad \alpha \neq \beta \quad (1.13)$$

On retrouve bien une probabilité d'oscillation nulle à l'émission du neutrino en $L = 0$. Le paramètre $\sin^2 2\theta$ est responsable de l'amplitude de l'oscillation. Sa valeur est maximale pour un angle $\theta = 45^\circ$. Intervenant à l'intérieur de l'argument du sinus, l'écart de masse Δm^2 régit la fréquence des oscillations, ce qui permet d'évaluer la distance L à laquelle doit se placer une expérience souhaitant mesurer le nombre de neutrinos d'énergie E qui se sont transformés :

$$L_{\text{osc}}[\text{km}] = \frac{E[\text{GeV}]}{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2]} \frac{\pi}{2} \quad (1.14)$$

Cependant, les effets de résolution de détection en énergie et distance d'une expérience altèrent la reconstruction de la probabilité d'oscillation et ont pour effet de diluer son amplitude pour tendre vers $\frac{1}{2} \times \sin^2 2\theta$ à grande distance¹. Pour être sensible à la mesure du paramètre Δm^2 , une expérience doit donc obligatoirement se placer au niveau des premiers développements de l'oscillation étudiée, et avoir une très bonne résolution en énergie.

1.1.3.2 Sources de neutrinos

Neutrinos solaires Le Soleil, comme les autres étoiles, est le siège de fusions thermonucléaires dans lesquelles quatre protons se combinent pour créer un atome d'hélium, deux positrons, deux neutrinos de type électronique, et 24.7 MeV d'énergie [26]. Environ 99% de ce processus se produit au sein des réactions de la chaîne- pp , dans laquelle les neutrinos sont

1. La résolution en énergie ou en distance revient à intégrer la formule de probabilité selon L ou E . Appliquer une résolution en distance revient à appliquer un facteur inférieur à 1 sur l'amplitude de l'oscillation détectée. La résolution en énergie, en revanche, a pour impact d'atténuer l'amplitude de manière croissante alors que L augmente. On peut imaginer que les différentes probabilités d'osciller, propres à chaque énergie, sont en phase à $L = 0$ et perdent leur cohérence au fur et à mesure que L augmente pour ne plus être en phase.

produits par les fusions $p + p$ ou $p + e^- + p$, et par les désintégrations des noyaux de ${}^7\text{Be}$ et de ${}^8\text{B}$. Pour les 1% restant, la fusion des protons est catalysée par des éléments plus lourds que l'hélium et les neutrinos sont produits par les désintégrations- β des noyaux ${}^{15}\text{O}$, ${}^{13}\text{N}$ et ${}^{17}\text{F}$ (cycle CNO). L'énergie des neutrinos issus de ces différents processus s'étend de la centaine de keV à la dizaine de MeV. Les neutrinos solaires sont – ou ont été – principalement étudiés par les expériences Super-Kamiokande [18], SNO [22], GALLEX[27], SAGE [28], et Borexino [29]. La distance de propagation de ces neutrinos est d'environ 150 millions de km, ce qui rend ces expériences sensibles aux valeurs du plus petit écart de masse Δm_{12}^2 .

Neutrinos atmosphériques Les neutrinos atmosphériques sont majoritairement produits dans les désintégrations de pions $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et de muons $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$, eux-mêmes engendrés par l'interaction des rayons cosmiques avec la haute atmosphère. Un ratio (ν_μ/ν_e) d'environ 2 est mesuré entre les flux de $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ et $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$. La gamme d'énergie mesurée au niveau de la Terre est de 100 MeV à 10 TeV, et les distances parcourues sont de l'ordre de 20 à 10000 km selon l'angle d'incidence. Leur détection est effectuée par des expériences telles que Super-Kamiokande [18] ou IceCube [30], qui permettent principalement de contraindre les paramètres θ_{23} et $|\Delta m_{31,32}^2|$.

Neutrinos de réacteurs Les réacteurs nucléaires, sièges de fission nucléaire et de nombreuses désintégrations- β^- , n'émettent que des antineutrinos électroniques $\bar{\nu}_e$ à des énergies de l'ordre de quelques MeV (cf. Section 1.2). L'expérience KamLAND [23], située à une distance d'environ 100 km, a permis la contrainte des paramètres θ_{12} et $|\Delta m_{12}^2|$. Des expériences situées plus près – ~ 1 à 2 km – ont été dédiées à la mesure des paramètres θ_{13} et $|\Delta m_{32,31}^2|$.

Neutrinos de faisceaux Les accélérateurs de particules sont utilisés pour produire des faisceaux de neutrinos en faisant percuter des protons sur une cible fixe, engendrant des pions, kaons et indirectement des muons. La désintégration de ces particules produit des (anti)neutrinos de types muoniques ou électroniques à des énergies d'environ 10 MeV (pour la désintégration du muon) et entre 1 et 100 GeV pour les autres. Les expériences apportent des contraintes sur les paramètres d'oscillation θ_{23} et $|\Delta m_{32,31}^2|$.

Les valeurs des différents paramètres d'oscillation proviennent donc de la convergence des résultats obtenus par différents canaux et secteurs d'oscillation. Les contributions des différents secteurs à la détermination des paramètres sont résumées dans le Tableau 1.1.

1.1.3.3 Situation expérimentale

Depuis la mise en évidence des oscillations par un grand nombre d'expériences et principalement grâce au rôle décisif des expériences SNO [22] et Super-Kamiokande [18] (prix Nobel

Expérience	Dominante	Importante
Solaire	θ_{12}	$\Delta m_{12}^2, \theta_{13}$
Réacteur LBL (KamLAND)	Δm_{21}^2	θ_{12}, θ_{13}
Réacteur MBL (Daya Bay, RENO, Double-Chooz)	$\theta_{13}, \Delta m_{31,32} $	
Atmosphérique (Super-Kamiokande)	θ_{23}	$ \Delta m_{31,32} , \theta_{13}, \delta_{CP}$
Accélérateur LBL $(\bar{\nu}_\mu)$ Disp. (K2K, MINOS, T2K, NO ν A)	$ \Delta m_{31,32} $	θ_{23}
Accélérateur LBL $(\bar{\nu}_e)$ App. (MINOS, T2K, NO ν A)	δ_{CP}	θ_{13}, θ_{23}

TABLEAU 1.1 – Contribution des différents secteurs et expériences dans la détermination des paramètres d’oscillation. Le tableau est issu de [31]. LBL = Long Baseline (Longues distances); MBL = Medium Baseline (Moyennes distances).

en 2015), les paramètres nécessaires à la description du processus d’oscillation ont pu être mesurés avec une précision variant de 1% à environ 20% [32].

L’écart de masse ”solaire” Δm_{21}^2 est historiquement le premier à avoir été mesuré et permet d’expliquer l’anomalie des neutrinos solaires. Cette oscillation se développant à très grande distance, Δm_{21}^2 est l’écart de masse le plus petit [32] :

$$\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

Les résultats obtenus par la physique des neutrinos solaires ont permis d’établir que l’état de masse contenant environ 2/3 de saveur électronique était le plus léger. Ceci a été mis en évidence grâce à la sensibilité de l’oscillation des neutrinos dans la matière (effet MSW, ici dans le soleil) à l’écart de masse.

Pour l’écart de masse ”atmosphérique” Δm_{32}^2 , deux possibilités sont envisagées : la possibilité que Δm_{32}^2 soit supérieur à 0 est appelée ”hiérarchie normale” (h.n.) et la possibilité que Δm_{32}^2 soit inférieur à 0 est appelée ”hiérarchie inverse” (h.i.). Avec ces deux configurations, les valeurs de l’écart de masse Δm_{32}^2 sont [32] :

$$\begin{aligned} \Delta m_{32}^2 &= (2.444 \pm 0.034) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 && \text{h.n.} \\ \Delta m_{32}^2 &= (-2.55 \pm 0.04) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 && \text{h.i.} \end{aligned}$$

Les deux régimes de fréquence associés aux deux écarts de masse (Δm_{21}^2 et Δm_{32}^2) sont bien distincts et permettent d’utiliser une approximation à deux saveurs et deux états de masse suivant la distance de propagation du neutrino détecté. Pour des neutrinos issus de réacteurs nucléaires ($E \simeq 3 \text{ MeV}$) et selon l’Équation 1.14, ces distances sont de l’ordre de 10^5 m pour l’écart de masse le plus petit Δm_{21}^2 et de l’ordre de 10^3 m pour l’écart de masse le plus grand Δm_{13}^2 . Nous verrons que dans le cas de l’hypothèse d’un neutrino stérile de l’ordre de l’eV², qui est l’origine de l’expérience STEREO présentée dans cette thèse, la distance est de l’ordre du m et que l’on peut donc se placer dans l’approximer à deux neutrinos.

Les angles de mélange ont comme valeurs [32] :

$$\begin{aligned}
 \sin^2\theta_{12} &= 0.307 \pm 0.013 \\
 \sin^2\theta_{23} &= 0.512(0.542, 0.536) \pm 0.02 && \text{h.n., octant I} \\
 &= 0.542 \pm 0.02 && \text{h.n., octant II} \\
 &= 0.536 \pm 0.03 && \text{h.i.} \\
 \sin^2\theta_{13} &= 0.0218 \pm 0.0007
 \end{aligned}$$

Malgré la précision atteinte dans les mesures des paramètres d'oscillation, de nombreuses interrogations demeurent sur les caractéristiques des neutrinos. Les incertitudes actuelles ne permettent pas de connaître l'octant de θ_{23} ¹. Les écarts de masse entre les différents états de masse sont connus, mais on ne sait pas encore l'ordre de grandeur des masses individuelles. Les propriétés de transformation des neutrinos sous la conjugaison neutrino-antineutrino sont toujours inconnues : les neutrinos sont-ils des fermions de Majorana ou de Dirac [24] [25] ? Enfin, la phase de violation-CP est le paramètre le moins bien connu du modèle car les expériences en cours ont une sensibilité trop faible pour la mesurer. La violation de symétrie CP implique que les oscillations des neutrinos soient différentes pour les neutrinos et les antineutrinos, ce qui est un phénomène fondamental rare et clé pour notre compréhension de l'Univers. Ces questions ont motivé la conception de nouvelles expériences nécessaires, telles que JUNO et DUNE [33][34].

1.2 Neutrinos de réacteurs nucléaires

Les neutrinos produits par les réacteurs nucléaires ont joué un rôle majeur dans l'avancée de la connaissance des propriétés des neutrinos. Depuis une dizaine d'années, les mesures de flux d'antineutrinos à courtes distances de réacteurs nucléaires ont révélé un déficit par rapport au flux prédit : cette observation est dénommée anomalie des antineutrinos de réacteurs. L'expérience STEREO, qui est au centre de cette thèse, a été motivée par cette anomalie. Afin d'en comprendre les motivations et le contexte, nous présentons dans cette section les mécanismes de production des $\bar{\nu}_e$ dans un réacteur nucléaire et les deux méthodes de calcul du flux. Nous abordons les différents questionnements liés aux incompatibilités des mesures récentes des flux de réacteurs industriels, qui montrent une possible méconnaissance des calculs de flux. L'anomalie des antineutrinos de réacteur peut aussi être expliquée par l'introduction de nouvelle physique. L'ajout d'un neutrino stérile de l'ordre de l'électronvolt permet en effet d'ajuster le déficit observé à courtes distances par les expériences réacteurs, mais aussi par d'autres expériences utilisant des sources différentes (sources radioactives, accélérateurs). Cette observation a engendré un effort international depuis les années 2010

1. $\theta_{23} < 45^\circ$ ou $\theta_{23} > 45^\circ$.

pour apporter de nouvelles mesures précises auprès des réacteurs. Le programme de ces expériences à courtes distances est présenté en dernière partie de cette section.

1.2.1 Production d'antineutrinos électroniques

1.2.1.1 Mécanismes de création

Dans un cœur de réacteur nucléaire, l'énergie provient des fissions induites par neutrons. La fission d'un noyau provoque l'émission de nouveaux neutrons – entre 2 et 3 en moyenne – qui permettent de maintenir le processus de fission dans le cœur. La fission nucléaire neutronique provoque une scission d'un noyau lourd en deux fragments plus légers appelés produits de fission, dont la répartition asymétrique est illustrée en Figure 1.1. Possédant un excès de neutrons, ces noyaux rejoignent la vallée de la stabilité par une succession moyenne de 3 désintégrations β^- , procurant un flux pur de 6 antineutrinos électroniques $\bar{\nu}_e$ par fission en moyenne.

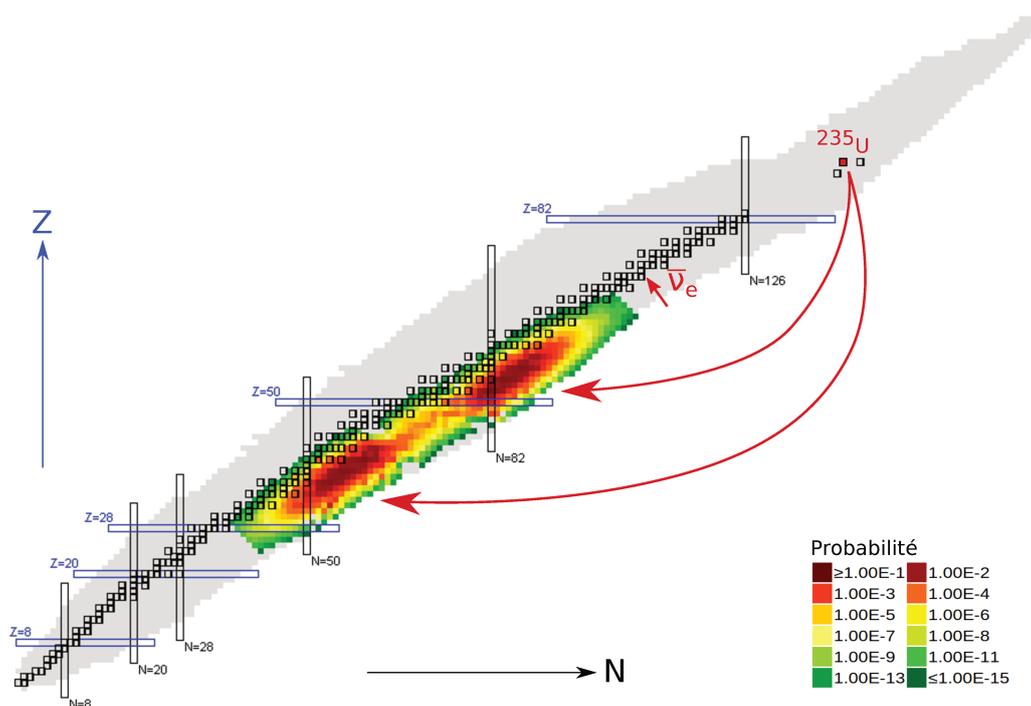
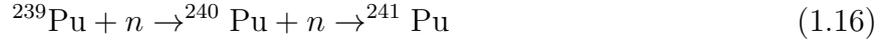
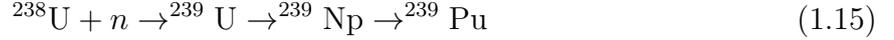


FIGURE 1.1 – Fission de l' ^{235}U . La probabilité d'obtention des produits de fissions est donnée par le code couleur. Ceux-ci sont riches en neutrons et effectuent donc leur retour à la vallée de la stabilité par désintégration β^- . La figure provient de [35] et a été adaptée par [36].

La plupart des cœurs de réacteurs sont initialement constitués d' ^{235}U et d' ^{238}U en différentes proportions. L'uranium 235 est dit fissile, *i.e.* il peut subir une fission nucléaire par l'incidence de neutrons de toutes énergie, rapides ($E_n = [0.1-2]$ MeV) ou thermiques ($E_n \simeq 0.025$ eV). Le seul isotope fissile naturel est ^{235}U – avec une abondance naturelle de 0.7% – mais d'autres peuvent être produits artificiellement, tels que le ^{239}Pu ou le ^{241}Pu . Dans les cœurs

de réacteurs, la capture radiative d'un neutron par l' ^{238}U engendre la formation de ^{239}Pu et ^{241}Pu par les réactions :



De plus, l' ^{238}U est un isotope dit fissible, *i.e.* il est susceptible de fissionner par l'incidence de neutrons rapides. Ainsi, dans un cœur de réacteur, les neutrinos proviennent majoritairement des fissions de quatre isotopes : ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U et ^{241}Pu . Les neutrinos qui intéressent les expériences réacteurs ont une énergie supérieure à 1.8 MeV, seuil cinématique de la réaction utilisée pour les détecter¹. Alors que les fractions isotopiques d' ^{235}U et d' ^{238}U sont décroissantes au cours du cycle, celles du ^{239}Pu et ^{241}Pu sont croissantes. Chacun de ces isotopes possède un rendement de fission différent, c'est-à-dire que les fragments de fissions n'ont pas les mêmes probabilités d'être créés. Cette diversité des produits de fission implique que plus de 10000 branches de désintégrations β entrent en jeu dans la production du flux d' $\bar{\nu}_e$. Selon [37], 25% des $\bar{\nu}_e$ émis se trouvent en dessus du seuil de 1.8 MeV. On peut ainsi calculer un nombre effectif de neutrinos détectables par fission : 1.9 (^{235}U), 2.4 (^{238}U), 1.4 (^{239}Pu) et 1.8 (^{241}Pu) [38].

1.2.1.2 Types de réacteurs

Les réacteurs utilisés pour la détection de neutrinos se classent dans deux catégories : les réacteurs industriels, principalement des REP (Réacteur à Eau Pressurisée – filière de réacteurs nucléaires la plus répandue dans le monde actuellement), et les réacteurs de recherche. La différence majeure provient de la constitution initiale du combustible nucléaire. Les cœurs de réacteurs industriels sont initialement composés de 3% à 5% d' ^{235}U et du reste d' ^{238}U . Les cœurs de réacteurs dédiés à la recherche sont quant à eux enrichis en ^{235}U , avec des proportions pouvant aller jusqu'à plus de 90% du combustible total.

1.2.2 Prédiction du spectre en énergie des neutrinos

1.2.2.1 Différentes méthodes de prédiction du spectre

Historiquement, les réacteurs nucléaires ont été utilisés pour la mesure des angles de mélange θ_{12} (KamLAND) et θ_{13} (Daya Bay, Double-Chooz, KamLAND, RENO). Les mesures de disparition de neutrinos à moyennes (~ 1 km) et longues distances (~ 100 km) étaient basées sur une comparaison des taux mesurés aux taux prédits. Des efforts ont donc été faits pour calculer de manière précise le taux, mais aussi la forme du spectre des antineutrinos émis – la mesure de l'énergie étant alors utilisée comme critère de rejet du bruit de fond. Les

1. La réaction utilisée est la réaction β -inverse dans du liquide scintillant. En dessous du seuil de 1.8 MeV, d'autres contributions (^{240}Pu , ^{242}Pu) deviennent non négligeables.

incertitudes associées à la prédiction ont plus tard amené les expériences de détection à venir placer un second détecteur, proche du cœur du réacteur, afin de s'affranchir complètement de la norme prédite.

La prédiction peut être faite de deux manières.

1. La méthode de conversion, où les spectres β provenant de l'irradiation des 4 isotopes principaux ont été mesurés et convertis en spectre $\bar{\nu}_e$
2. La méthode dite *ab-initio*, dans laquelle le spectre est calculé à partir des connaissances sur les spectres β réunies dans les bases de données.

Dans les deux cas, les prédictions sont faites pour chaque isotope fissile, puis additionées selon les fractions isotopiques propres aux réacteurs considérés.

Méthode de conversion Cette méthode repose sur une connaissance précise des spectres β cumulés provenant des désintégrations des produits de fission des isotopes d'intérêt. Ceux-ci ont été mesurés dans les années 1980 à l'ILL, Grenoble, France, par SCHRECKENBACH *et al.* [39][40][41][42] en irradiant par un flux de neutrons thermiques extraits du cœur des films contenant les isotopes d' ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Le spectre issu de l' ^{238}U a été mesuré plus récemment par [43] en irradiant des films d'uranium naturel (99.3% ^{238}U , 0.7% ^{235}U) par des flux de neutrons lents, puis rapides. Une conversion en spectres antineutrinos avait ensuite été réalisée en ajustant les spectres mesurés avec 30 branches β virtuelles selon une procédure itérative. Ces branches sont ensuite converties en leur équivalent $\bar{\nu}_e$ par la relation :

$$S_{\bar{\nu}_e}(E) = S_{e^-}(E_0 - E) \quad (1.17)$$

où $S_{\bar{\nu}_e}(E)$ est le spectre $\bar{\nu}_e$, S_{e^-} le spectre β , et E_0 est égale à l'énergie issue du bilan de la réaction plus l'énergie d'excitation du noyau final.

Cette méthode souffrait cependant de biais principalement liés à la dépendance entre le nombre atomique moyen $\langle Z \rangle$ associé à une branche virtuelle, et le nombre trop faible de branches β permettant d'ajuster correctement le spectre électron [44]. De plus, les spectres ont été mesurés à partir d'un temps typique d'une à deux journées d'irradiation. Les produits de fission à longue durée de vie n'ont pas pu atteindre l'équilibre [45]. Malgré tout, la grande précision de ces mesures leur a permis de rester pendant longtemps la référence pour toutes les expériences d'oscillation de $\bar{\nu}_e$ auprès de réacteurs.

En 2011, la sensibilité requise pour la mesure de l'angle de mélange θ_{13} auprès de réacteurs amène un regain d'intérêt pour la prédiction du flux d'antineutrinos de réacteurs. Une amélioration de la méthode de conversion des spectres pour les isotopes ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu , à partir des spectres mesurés à l'ILL dans les années 80 est apportée par HUBER [46]. Une série de corrections non triviales à la théorie de Fermi sont implémentées dans le spectre β , engendrant des changements d'une dizaine de pourcent dans les parties de basses et de hautes énergie. La charge effective des 30 branches virtuelles est estimée de façon plus réaliste

à partir des bases de données nucléaires, résultant en une hausse de 2.4%(2.9%, 3.2%) du flux d'antineutrinos pour ^{235}U (^{239}Pu , ^{241}Pu) par rapport à la version précédente [46]. Cet effet a déjà été observé la même année par MUELLER *et al.*, dont la méthode est décrite au paragraphe suivant.

Méthode *ab-initio* Les bases de données nucléaires s'étant considérablement enrichies des mesures effectuées ces quarante dernières années, de nouvelles méthodes de calcul des spectres de fission des isotopes de l'uranium et du plutonium sont apparues. Le principe de la méthode *ab-initio* est de sommer tous les spectres $\bar{\nu}_e$ émis par les désintégrations de chaque produit de fission et de leur noyaux fils. Pour cela, une quantité importante de données a due être extraite de la base de données ENSDF [47] : rendements de fission, ratios d'embranchement de chaque désintégration possible, type de transitions (Fermi/Gamow-Teller, autorisée/interdite) ... L'avantage de la méthode *ab-initio* est de pouvoir réduire les incertitudes systématiques inhérentes à la méthode de conversion, et de pouvoir étudier les contributions de chaque isotope en détail. Étant donné que les spectres des $\bar{\nu}_e$ et des électrons sont calculés en même temps, le spectre cumulé des électrons peut être comparé aux spectres mesurés.

Un calcul par méthode *ab-initio* est initié par MUELLER *et al.* en 2010 [45][48]. 90% du spectre électron est alors reconstruit par les données disponibles, les 10% restant étant ensuite ajustés par cinq branches virtuelles. Si ce nouveau résultat était compatible avec la méthode de conversion initiale de SCHREKENBACH en terme de forme de spectre, un décalage moyen d'environ +3% a été observé, en accord avec les résultats de HUBER.

1.2.2.2 Corrections au spectre des neutrinos de réacteurs

Les spectres $\bar{\nu}_e$ sont prédits pour chaque isotope individuellement. Pour chaque réacteur, ils doivent être pondérés et sommés en fonction des fissions de fraction, qui sont suivis par les opérateurs du réacteur. En fonction de l'expérience, des corrections supplémentaires peuvent être nécessaires.

Corrections hors-équilibre Les spectres de l'ILL ont été mesurés après respectivement 12h et 38h d'irradiation pour l' ^{235}U et les isotopes du Pu [41][42], et après 11h pour l' ^{238}U [43]. Sachant que l'irradiation moyenne pour un réacteur de puissance est d'un an – 50 jours pour un réacteur expérimental comme l'ILL – l'accumulation des produits de fission à longue durée de vie ne peut pas être négligée. Environ 10% d'entre eux ont une durée de vie nécessitant plusieurs jours pour atteindre l'équilibre thermique. De plus, l'irradiation a été faite dans un flux de neutrons thermiques alors que le cœur d'un réacteur possède aussi un flux de neutrons rapides et épithermiques. Les simulations effectuées par MUELLER *et al.* ont pris soin de prendre ces effets en compte [45]. Les corrections à appliquer sur un REP (Réacteur à Eau Pressurisée), au dessus du seuil IBD et pour 450 jours d'irradiation comparés aux 12 h, sont

d'environ 6% (2%) à 2 MeV pour l' ^{235}U (Pu). Elles décroissent ensuite en fonction de l'énergie jusqu'à devenir négligeables au-delà de 3.5 MeV.

Combustible usé À la fin d'un cycle, une partie du combustible est remplacé – environ 1/3 dans le cas d'une centrale de puissance, et la totalité dans le cas de l'ILL. Le combustible usé est alors entreposé dans des piscines de refroidissement proches du réacteur pour diminuer la radioactivité avant transport vers l'usine de traitement. Suivant l'emplacement de la piscine par rapport à l'expérience de détection des neutrinos, une contribution non négligeable provenant des désintégrations des produits du combustible usé, si celles-ci ont une durée de vie suffisamment longue et une énergie supérieure au seuil de l'IBD, doit être prise en compte. Cette étude menée auprès de l'expérience Daya Bay [49] a révélé que 12 isotopes pouvaient contribuer au spectre des $\bar{\nu}_e$. Les contributions dominantes proviennent des désintégrations rapides des noyaux de ^{91}Sr , ^{93}Y et ^{97}Zr , qui sont réduites d'un facteur 2 au bout des premières 24 heures. La contribution du bruit provenant du combustible usé au spectre mesuré par une expérience doit être évaluée par des études dédiées sur site.

1.2.3 Anomalie sur le flux d' $\bar{\nu}_e$ mesuré

1.2.3.1 Anomalie des antineutrinos de réacteurs

Les nouvelles prédictions ont mené à une hausse du flux attendu d'environ +3%, observé d'abord par MUELLER *et al.* puis confirmé par une méthode indépendante par HUBER. À la suite de ce travail, MENTION *et al.* [50], qui avaient aussi travaillé sur la réévaluation des spectres, ont revu les résultats de plusieurs expériences de mesure du flux de neutrino de réacteurs menées entre les années 1980 et 1990. Combinée au léger déficit déjà existant mais non significatif¹, cette réévaluation porte le déficit moyen à 0.928 ± 0.024 [51]. Le niveau de confiance est de 3σ . La réévaluation des expériences Bugey-4 [52], ROVNO91 [53], Bugey-3 [54], Gosgen [55], ILL [56], Krasnoyarsk [57], Rovno88 [58], SRP [59], Chooz [60], Palo Verde [61], Nucifer [62], et les points de mesures plus récentes Double Chooz [63], Daya Bay [64][65] et RENO [66] sont montrés en Figure 1.2 en fonction de la distance au cœur.

Deux possibilités permettent d'expliquer cette anomalie, dite *des antineutrinos de réacteurs* :

1. De la nouvelle physique, au delà du Modèle Standard – plus précisément, l'introduction d'une nouvelle oscillation vers un neutrino stérile de l'ordre de l'eV² (discuté en Section 1.2.4)

1. Indépendamment, une réévaluation vers la baisse de la durée de vie du neutron avait engendré une hausse de la section efficace d'interaction de l'IBD, et impliqué une augmentation des flux d'antineutrinos d'environ 3%.

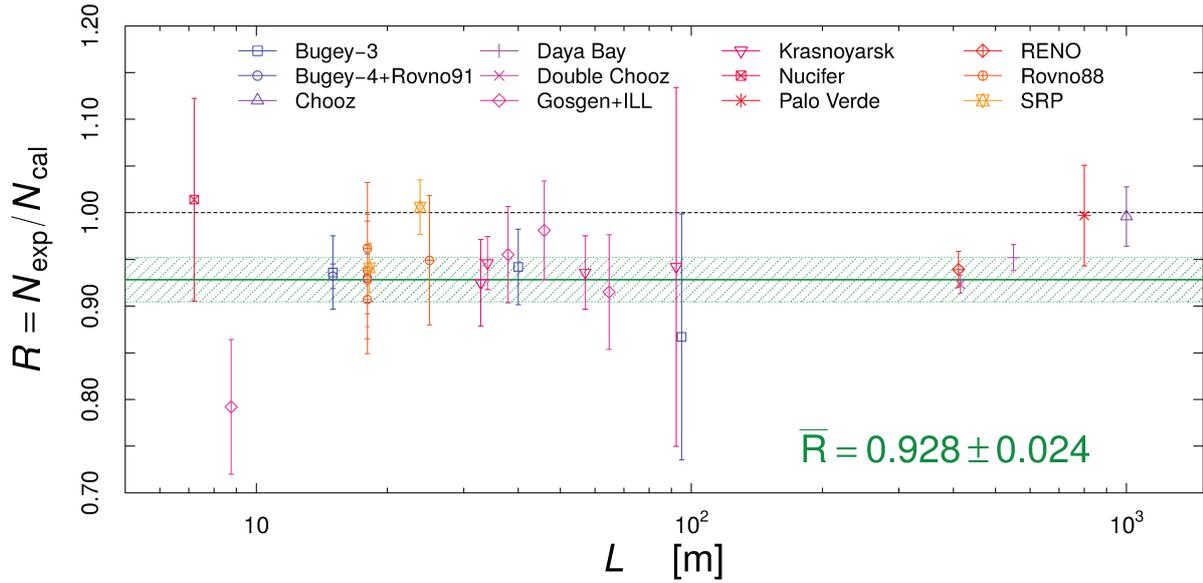


FIGURE 1.2 – Ratio du flux détecté par le flux prédit de plusieurs expériences en fonction de la distance au cœur, après la réévaluation de la prédiction proposée par HUBER et MUELLER *et al.*

2. Un biais dans la prédiction des spectres de référence – solution qui relève d’études de physique nucléaire (discuté à la section suivante)

Tensions : forme du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$

Le niveau de confiance de l’anomalie des antineutrinos de réacteur dépend des incertitudes associées à la prédiction utilisée (HUBER ou MUELLER). Ces dernières ont cependant été remises en question récemment par la découverte d’un excès d’évènements détectés autour de 5 MeV par rapport à la prédiction faite par HUBER-MUELLER¹. Cet excès, communément appelé *bump à 5 MeV*, a été observé premièrement par la collaboration RENO [67][68][66], puis confirmé par Daya Bay [69], et Double Chooz [70]. Les ratios des spectres de ces expériences à la prédiction HUBER-MUELLER sont présentées sur la Figure 1.3. L’épaule est d’une amplitude variant de $\sim 5\%$ à $\sim 15\%$. La mesure la plus précise vient de l’expérience Daya Bay, pour laquelle le désaccord local sur l’intervalle [4-6] MeV est à 6.3σ [71] (2019). L’excès a été confirmé par NEOS [72], ainsi que par une réévaluation des données de l’expérience réacteur de Goesgen [73]. De manière surprenante, la Figure 1.3 montre que les données de la collaboration Bugey-3 sont en accord avec la prédiction et ne montrent pas d’épaule. Le *bump* n’est donc pas observé dans toutes les expériences. Il n’est pas non plus visible sur les spectres des électrons mesurés expérimentalement à l’ILL [39][40][41][42]. Toujours non résolues, ces questions sur l’origine du *bump* ont fait l’objet de nombreuses études et hypothèses en physique nucléaire depuis une dizaine d’années.

1. Les expériences proches de réacteurs industriels comparent généralement leur mesure au spectre dit de HUBER-MUELLER, qui est une combinaison des prédictions données par HUBER (^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu) et par MUELLER (^{238}U) (cf. Section 1.2.2)

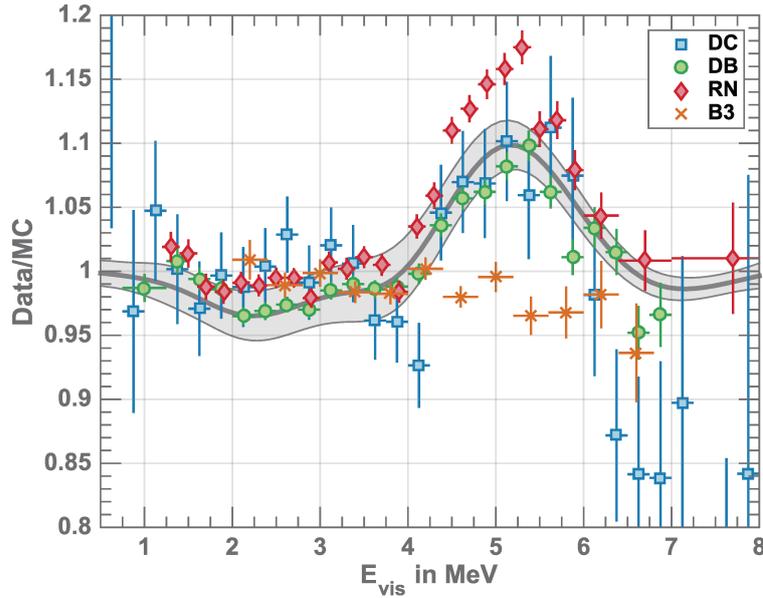


FIGURE 1.3 – Ratios des spectres mesurés par les expériences Double Chooz(DC), Daya Bay (DB), Reno(RN) et Bugey-3(B3) au spectre prédit par HUBER-MUELLER.

D'après P.VOGEL [74], qui a participé à l'élaboration de la première procédure de conversion des spectres électrons de l'ILL, il est possible que les incertitudes associées aux spectres de référence soient sous-estimées. La contribution de l' ^{238}U , peu contrainte par la mesure du spectre électron expérimental, est peut-être imprécise. Les spectres électrons de base ont été obtenus par irradiation des isotopes dans des flux de neutrons thermiques (réacteur de l'ILL) qui ne sont pas complètement représentatifs des flux de réacteurs industriels, où la proportion de neutrons rapides est plus importante. Par conséquent, les distributions de fragments de fissions peuvent être différentes, menant à une modification des flux de neutrinos par intervalle d'énergie. Une autre hypothèse est que les spectres des électrons de références eux-mêmes soient incorrects. D'autres origines possibles du *bump* ont été identifiées par la communauté des physiciens nucléaires et analysées par différents auteurs [75][76][77], mais de manière générale, aucune solution n'a été trouvée sans l'apport de nouvelles données expérimentales.

Évolution du flux avec Daya Bay

Les proportions des isotopes constituant le combustible des cœurs de réacteurs nucléaires industriels peuvent être suivies grâce à l'évolution du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$. En effet, le rendement par fission n'est pas le même pour chaque isotope (cf. Section 1.2). En 2017, Daya Bay exploite ses 2.2 millions de candidats $\bar{\nu}_e$ mesurés auprès de 6 cœurs de réacteurs nucléaires de 2.9 GW_{th} (Daya Bay, Ling Ao, Chine) dans le but de voir si le déficit total de $\bar{\nu}_e$ par rapport au spectre prédit de HUBER-MUELLER se traduit par un déficit identique pour chaque isotope [64]. Cette étude nécessite la connaissance de l'évolution des fractions de fission de chaque isotope (F_{235} , F_{239} , F_{241} , F_{238}), que Daya Bay obtient en prenant en

compte le fait que les 6 cœurs ne sont pas rechargés en même temps et ne disposent donc pas des mêmes fractions de fission au temps t [71]. Les fractions de fission sont présentées en fonction de celle du ^{239}Pu (F_{239}) sur la Figure 1.4a. Alors que la plupart des $\bar{\nu}_e$ proviennent des fissions de ^{235}U en début de cycle ($\sim 75\%$), c'est le ^{239}Pu qui prend le dessus en fin de cycle ($\sim 40\%$). Le taux de neutrinos mesuré est alors exprimé en rendement-IBD par fission σ_f^a ($\text{cm}^2 \cdot \text{fission}^{-1} \cdot F_{239}^{-1}$), pour chaque intervalle a de F_{239} . On sait par ailleurs que σ_f^a est égal à la somme des rendements IBD de chaque isotope σ_i pondéré par sa fraction de fission F_i^a :

$$\sigma_f^a = \sum_{i=^{235}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{238}\text{U}, ^{241}\text{Pu}} F_i^a \sigma_i \quad (1.18)$$

Les fractions isotopiques étant connues, les σ_f^a peuvent être ajustés pour obtenir les valeurs des rendements-IBD des isotopes à contribution majeure : σ_{235} et σ_{239} . Les résultats datant de la première analyse, en 2017, sont présentés sur la Figure 1.4b. Les dernières valeurs, obtenues avec 2.5 fois plus de statistique (2019) sont consistantes avec les premières : ($\sigma_{235} = (6.10 \pm 0.15)$ et $\sigma_{239} = (4.32 \pm 0.25)$) $\times 10^{-43} \text{ cm}^2 \cdot \text{fission}^{-1}$. Le ratio R_{σ_i} de ces mesures aux valeurs prédites par HUBER-MUELLER est compatible avec 1 pour le ^{239}Pu mais ne l'est pas pour ^{235}U :

$$R_{\sigma_{235}} = (0.920 \pm 0.023(\text{exp}) \pm 0.021(\text{modèle}))\% \quad (1.19)$$

$$R_{\sigma_{239}} = (0.990 \pm 0.057(\text{exp}) \pm 0.025(\text{modèle}))\% \quad (1.20)$$

Ces résultats indiquent que l'anomalie rencontrée sur le flux des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs serait entièrement portée par ^{235}U et désapprouvent dès lors son explication par un neutrino stérile. Les mêmes conclusions ont été obtenues par la collaboration RENO, qui a récemment présenté une analyse similaire [68][66].

De plus, la collaboration Daya Bay est parvenue à dissocier les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ provenant des fissions de ^{235}U et du ^{239}Pu . Les spectres mesurés sont présentés en Figure 1.5 avec les spectres prédits par HUBER¹, qui ont respectivement été normalisés aux valeurs trouvées en Équation 1.19 (0.920 et 0.990). Le ratio au spectre prédit de ^{235}U montre que la déviation déjà observée sur le spectre total est toujours présente entre 4 et 6 MeV, avec une déviation locale de 4.0σ . Cette déviation est portée à 1.2σ seulement pour le ^{239}Pu à cause d'incertitudes trop importantes. Celles-ci proviennent de sa fraction de fission, plus faible que celle de ^{235}U , et de sa corrélation forte au ^{241}Pu . La combinaison des résultats sur la forme du spectre et sur le rendement-IBD mènent la collaboration Daya Bay à la conclusion que le déficit de 8% pour ^{235}U est dominé par le déficit en dessous de 4 MeV.

RENO révèle de plus l'indication d'une corrélation entre l'amplitude de l'épaule à 5 MeV et la fraction de fission de ^{235}U (2.9σ), et une anti-corrélation pour le reste des

1. La prédiction par MUELLER n'est pas nécessaire ici car elle est seulement utilisée pour ^{238}U

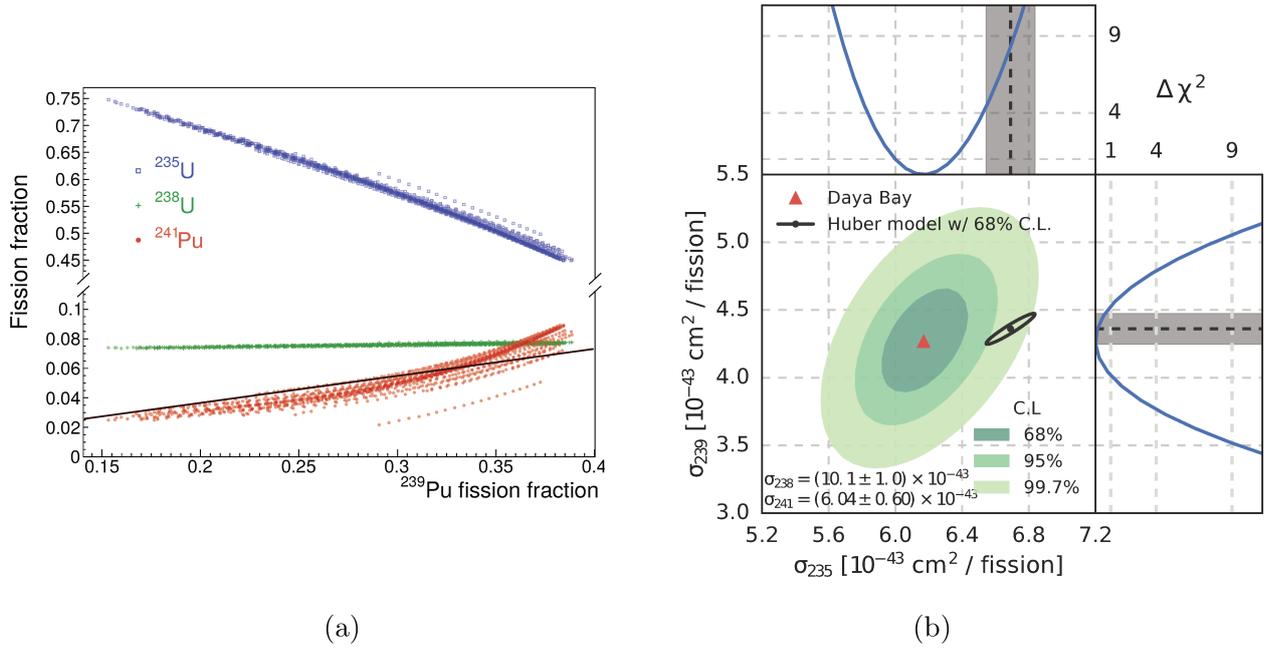


FIGURE 1.4 – (a) Évolution des fractions de fission des isotopes ^{235}U , ^{238}U et ^{241}Pu en fonction de celle du ^{239}Pu dans l'expérience Daya Bay [71]. (b) Meilleur ajustement des rendements-IBD par fission des isotopes ^{235}U et ^{239}Pu , en rouge, et comparaison aux valeurs prédites par HUBER-MUELLER, en noir [64].

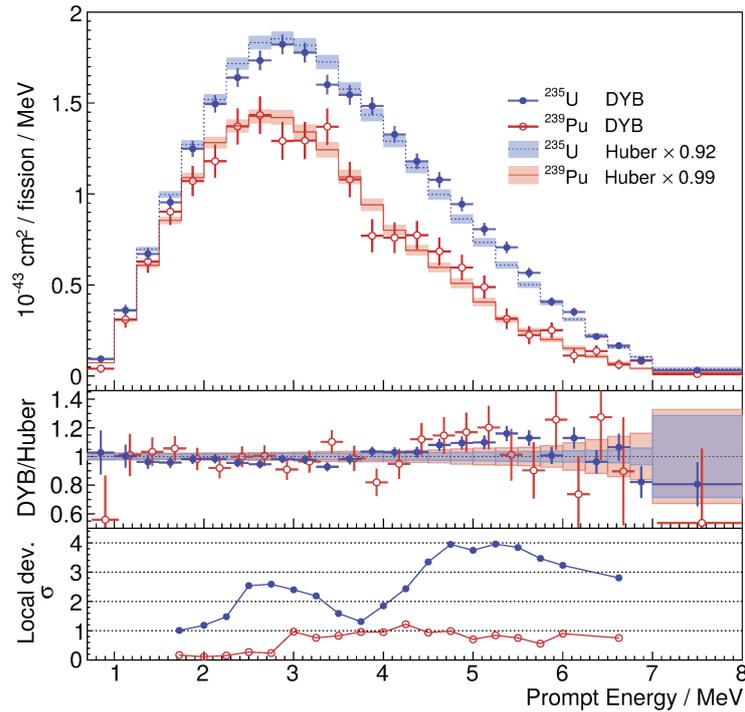


FIGURE 1.5 – Résultat de Daya Bay avec 1958 jours de données [71] : les spectres associés aux isotopes à contribution dominante (^{235}U et ^{239}Pu) sont comparés aux prédictions normalisées par les coefficients obtenus en Équation 1.19 faites par HUBER.

isotopes [66]. L'accumulation de données devrait ainsi vite fournir une explication quant à l'origine du *bump*. Notons toutefois qu'une mesure faite auprès de réacteurs expérimentaux hautement enrichis et délivrant un flux pur d' $\bar{\nu}_e$ provenant des fissions de ^{235}U permettra

de fournir un résultat exempt de toute analyse de décorrélation quant à la contribution de ^{235}U . Initialement conçues pour tester la présence d'un neutrino stérile de l'ordre de 1eV^2 , plusieurs expériences de détection d' $\bar{\nu}_e$ provenant de ^{235}U (PROSPECT, STEREO et SoLid, cf. Section 1.2.6) ont démarré leur prise de données récemment et seront prochainement à même de fournir un résultat complémentaire aux analyses de Daya Bay et RENO.

1.2.3.2 Autres anomalies sur le flux de neutrinos

Parallèlement, d'autres anomalies sur le flux de neutrinos provenant de diverses sources sont aussi résolvables par l'introduction d'une nouvelle oscillation à très courtes distances de propagation.

Anomalie Gallium En 2005-2006, les expériences GALLEX [27] et SAGE [28], dédiées à la mesure du flux de neutrinos solaires révèlent toutes deux un déficit dans la mesure des $\bar{\nu}_e$ provenant de leurs sources d'étalonnage. Les étalonnages étaient alors réalisés par des sources radioactives intenses – ^{51}Cr et ^{37}Ar – déployées aux centres des détecteurs [78] [79] :

$$e^- + ^{51}\text{Cr} \rightarrow ^{51}\text{V} + \nu_e \quad \sim 750 \text{ keV et } \sim 430 \text{ keV} \quad (1.21)$$

$$e^- + ^{37}\text{Ar} \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e \quad \sim 812 \text{ keV} \quad (1.22)$$

et les taux de neutrinos étaient détectés à très courte distance par IBD $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$. La mesure a mené à un déficit de 0.84 ± 0.05 à 2.9σ [80]. Les distances de propagation étant respectivement $\langle L \rangle_{\text{GALLEX}} = 1.9 \text{ m}$ et $\langle L \rangle_{\text{SAGE}} = 0.6 \text{ m}$, et l'énergie des neutrinos d'environ 0.8 MeV , l'anomalie Gallium peut être expliquée par une oscillation de neutrinos générée par un $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$.

Apparitions auprès d'accélérateurs Les canaux $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ peuvent être étudiés par la désintégration de pions, muons et kaons produits par collisions de protons accélérés sur cible fixe. L'expérience LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector [81]) a été menée au centre de science des neutrons de Los Alamos (LANSCE) dans les années 1990 avec un rapport L/E d'environ $35/30 \text{ m.MeV}^{-1}$. La plupart des π^- étant absorbés par les noyaux de la cible, les neutrinos étaient principalement produits par $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Le dispositif expérimental, placé à 30 m de la cible, était donc parfait pour l'observation d'éventuelles oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Les données de LSND couvraient une gamme d'énergie de 20 à 60 MeV et ont montré un excès significatif d' $\bar{\nu}_e$. En terme de nouvelle physique, ceci pourrait s'expliquer par l'introduction d'une oscillation engendrée par un écart de masse de l'ordre de 1 eV^2 , que l'on connectera à l'anomalie des neutrinos de réacteurs en Section 1.2.5. La collaboration KARMEN [82], pourtant à la recherche du même signal, ne confirma cependant pas cette observation. Depuis 2002, l'expérience MiniBooNE située à Fermilab explore l'anomalie observée par LSND. Placée à 541 m de la cible, MiniBooNE

couvre la gamme en L/E de LSND – de 0.5 à 1.5 m/MeV, mais à des distances et énergies plus grandes amenant des bruits de fond et systématiques différents. Les premiers résultats ne confirmèrent pas l’excès observé par LSND [83][84]. La prise en compte des énergies situées en dessous du seuil de 475 MeV – initialement rejetées pour cause de bruit de fond important – a cependant révélé un excès d’(anti-)neutrinos électroniques, observé dans les modes neutrinos et antineutrinos en dessous de 475 MeV seulement [85]. Malheureusement, ces énergies ne correspondent pas au L/E de LSND, et cet excès a été qualifié d’ ”anomalie de basse énergie MiniBoonNE”. Une hypothèse permettant d’expliquer cet excès à basse énergie est la mauvaise identification de photons générés par courant neutre des ν_μ induits par la désintégration de π^0 . L’expérience MicroBoonNE a donc été conçue pour vérifier cette hypothèse [86]. Malgré les controverses actuelles entourant l’anomalie LSND, la solution d’un nouveau neutrino compatible avec l’anomalie des antineutrinos de réacteur et des sources d’étalonnage des expériences Gallium doit être vérifiée.

1.2.4 Hypothèse d’un neutrino stérile léger

1.2.4.1 Formalisme

Les déficits et excès à courtes distances qui viennent d’être présentés peuvent être interprétés par l’introduction d’une nouvelle oscillation impliquant un écart de masse de l’ordre de l’eV². La largeur du boson Z au LEP contraint cependant le nombre de saveurs à trois [14]. Ainsi, tout nouveau candidat neutrino doit être *stérile*, *i.e.* n’interagissant pas par interaction faible. Ce neutrino est de chiralité droite et participe au phénomène d’oscillation par sa propriété qu’il est de masse non nulle. Contrairement à d’autres potentiels neutrinos stériles provenant des secteurs de la cosmologie, ou d’expériences accélérateurs, ce neutrino est dit *léger*, c’est-à-dire de masse plus faible. L’ajout d’un neutrino stérile ν_{st} et d’un quatrième état de masse ν_4 – selon le scénario ”3+1”¹ – transforme la matrice PMNS en une matrice 4×4 :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Le couplage de ce nouvel état ν_4 avec les autres états se devant d’être très faible afin de ne pas perturber les résultats sur les oscillations solaires, atmosphérique et de longues distance, sa décomposition sur la base des états de saveur est dominée par l’état stérile (Figure 1.6), c’est-à-dire que :

$$|U_{\alpha4}|^2 \ll 1 \quad (\alpha = e, \mu, \tau). \quad (1.24)$$

1. Notons que le scénario ”1+3”, où la masse de ν_4 est très petite devant $\{\nu_1, \nu_2, \nu_3\}$, est défavorisé par la contrainte cosmologique sur la somme des masses des neutrinos à 1 eV [87].

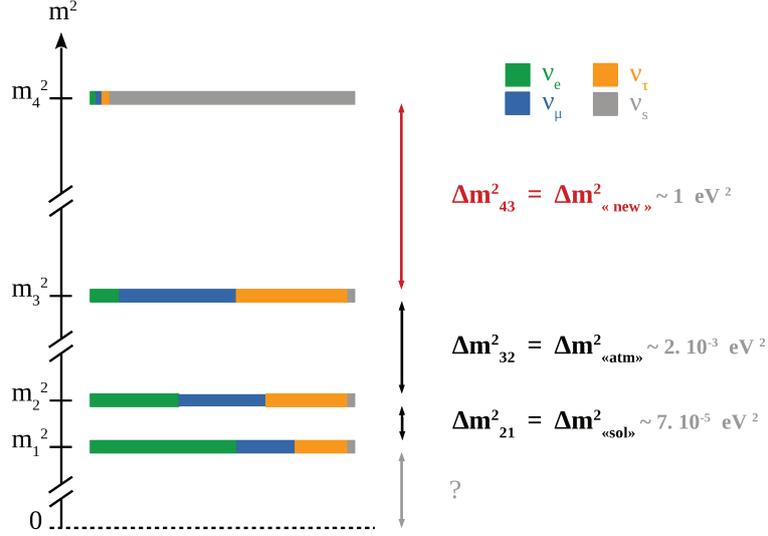


FIGURE 1.6 – Hiérarchie des écarts de masse pour l'ordre normal dans un modèle "3+1".

Dans le cas des anomalies présentées précédemment, le ratio L/E est compris entre $[0.7 - 3]/1 \text{ m.MeV}^{-1}$. La valeur de l'écart de masse régissant l'oscillation peut ainsi être obtenue par :

$$\Delta m^2 = \frac{E[\text{MeV}]}{1.27L[\text{m}]} \frac{\pi}{2} \rightarrow \Delta m^2 \geq 0.4 \text{ eV}^2. \quad (1.25)$$

Étant très grand devant les écarts de masse *solaires* et *atmosphériques*, on peut considérer que $\Delta m^2_{41} \simeq \Delta m^2_{42} \simeq \Delta m^2_{43}$. Ainsi, la probabilité d'oscillation peut être approximée dans un cadre à deux saveurs par :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \simeq \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2_{41} L}{4E} \right) \right| \quad (1.26)$$

où

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) = 4|U_{\alpha 4}|^2(1 - |U_{\alpha 4}|^2) \quad (\text{disparition}) \quad (1.27)$$

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) = 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2 \quad (\text{apparition}) \quad (1.28)$$

Les apparitions et disparitions de $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu$ des expériences Gallium, LSND/MiniBooNE, et réacteur évoquées précédemment dépendent des termes $|U_{e4}|^2$ et $|U_{\mu 4}|^2$ qui déterminent les amplitudes :

$$\sin^2(2\theta_{ee}) = 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) = \sin^2 2\theta_{14} \quad (\text{disparition } \bar{\nu}_e) \quad (1.29)$$

$$\sin^2(2\theta_{\mu\mu}) = 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2) \simeq \sin^2 2\theta_{24} \quad (\text{disparition } \bar{\nu}_\mu) \quad (1.30)$$

$$\sin^2(2\theta_{e\mu}) = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 = \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \theta_{24} \quad (\bar{\nu}_\mu \rightleftharpoons \bar{\nu}_e) \quad (1.31)$$

La valeur de la deuxième équation est obtenue dans l'approximation de faibles angles de mélange. Les amplitudes d'apparition et de disparition sont reliées par la troisième équation. Cette relation cause les tensions dans les données actuelles, qui sont discutées en Section 1.2.5.

Nous notons que les probabilités d'oscillation des neutrinos et antineutrinos sont similaires à courtes distances car elles dépendent de la valeur absolue des éléments de la matrice de mélange. Ainsi, même s'il existe des termes δ dans la matrice, la violation CP ne peut être mesurée dans les expériences à courtes distance.

1.2.4.2 Meilleur ajustement pour les anomalies Réacteur, Gallium et LSND/MiniBooNE (2011)

L'analyse combinée originale des anomalies présentées précédemment permet de déterminer la région des paramètres $\{\sin^2(2\theta), \Delta m^2\}$ favorisée et présentée en Figure 1.7. Les valeurs du meilleur ajustement correspondent au couple :

$$\Delta m^2 = 2.3 \text{ eV}^2 \quad (1.32)$$

$$\sin^2(2\theta) = 0.14 \quad (1.33)$$

La Figure 1.8 permet de visualiser l'effet d'une telle oscillation par rapport aux points de mesure des expériences réacteurs situées à différentes longueurs de propagation. Le modèle à 3+1 neutrinos ajuste en effet mieux les données à courtes distances ($L < 100$ m) que le modèle à 3 neutrinos.

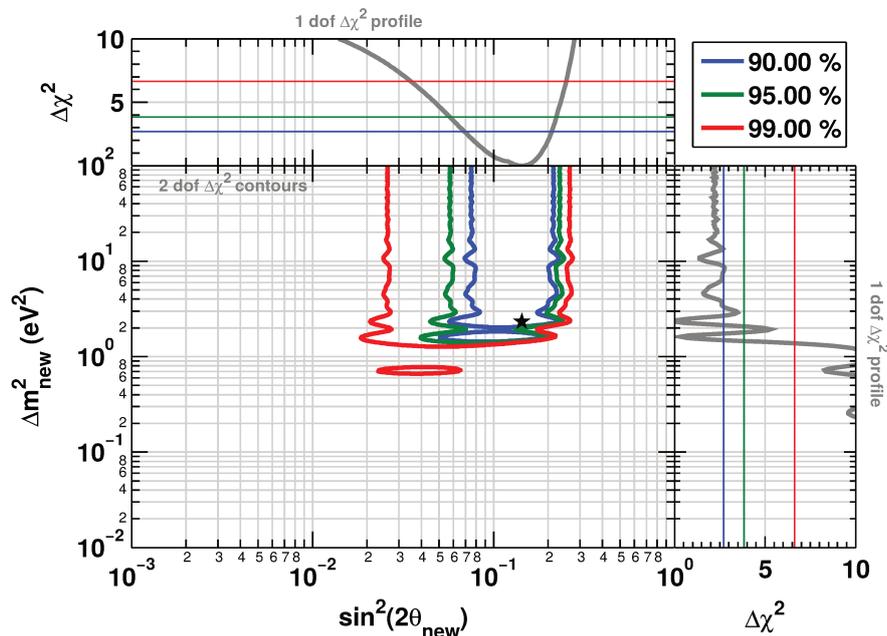


FIGURE 1.7 – Résultats des données expérimentales de disparition et d'apparition liées aux anomalies réacteur, Gallium/Sage et LSND/MiniBooNE, issus des ajustements globaux de 2011 [48].

1.2.5 Analyses combinées

Les analyses combinées des données expérimentales de mesures indépendantes permettent de produire des ajustements globaux qui comparent les compatibilités ou les tensions de ces

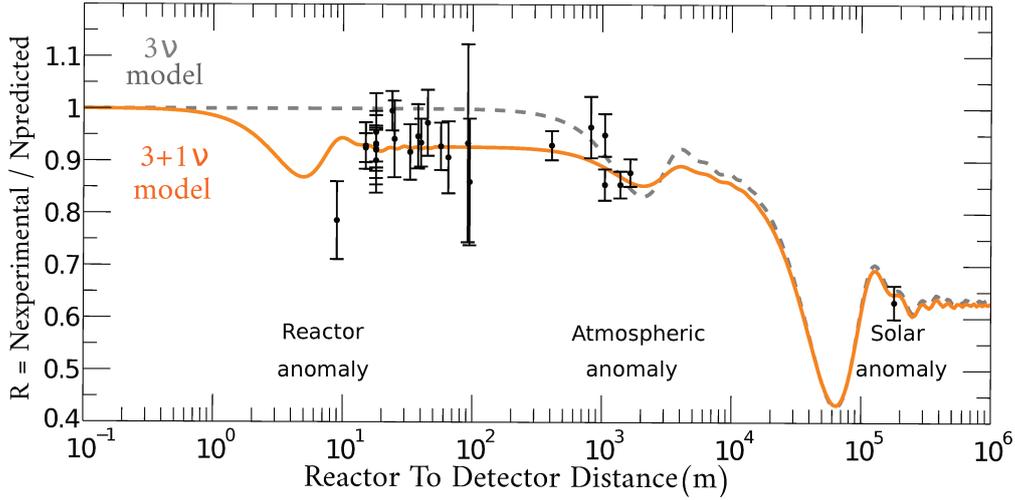


FIGURE 1.8 – Ratio des taux de neutrinos mesurés au taux prédits pour les expériences réacteurs existantes. La probabilité de survie intégrée en énergie est tracée dans le cas à trois neutrinos (ligne grise en pointillés) et dans le cas d'un modèle à (3+1) neutrinos (ligne orange).

différentes mesures. Le statut actuel de ces analyses combinées est présenté ici, en terme de disparition d' $\bar{\nu}_e^{(-)}$ (cette notation désigne un neutrino ou un antineutrino) à courtes distances – canal qui nous intéresse le plus dans cette thèse – et d'apparition et disparition des autres canaux.

1.2.5.1 Disparition de $\bar{\nu}_e^{(-)}$

Les informations sur le canal $\bar{\nu}_e^{(-)}$ sont données par [51] :

1. La comparaison entre le flux total mesuré par les expériences réacteurs présentées en Section 1.2.3.1 et le flux prédit suivant les isotopes composant le combustible (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). En particulier, les données récentes des expériences Daya Bay et RENO sur l'évolution des taux avec la composition du combustible permettent de trancher entre l'explication de la RAA par un neutrino stérile – dans quel cas la suppression de $\bar{\nu}_e$ est indépendante de la composition du combustible – ou par une erreur sur la prédiction. Actuellement, Daya Bay et RENO défavorisent l'oscillation comme solution de la RAA [64][66].
2. Le ratio des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ mesurés à différentes distances (Bugey-3 [54], NEOS et Daya Bay [72][88], DANSS [89], PROSPECT [90], Neutrino-4 [91]). Le status de ces mesures est que NEOS/Daya Bay et DANSS sont en accord sur l'existence d'une nouvelle oscillation générée par $\Delta m_{41}^2 \simeq 1.3 \text{ eV}^2$ et $|U_{e4}|^2 \simeq 0.01$ [92][93]. Le résultat récent de la collaboration Neutrino-4 d'un meilleur ajustement pour une oscillation générée par $\Delta m_{41}^2 \simeq 7 \text{ eV}^2$ et $|U_{e4}|^2 \simeq 0.1$ est en conflit avec les résultats de NEOS/Daya Bay, DANSS, PROSPECT, et n'est ainsi pas considéré dans les ajustements globaux. Nous soulignons ici que l'ajout de certaines incertitudes systématiques dans

les derniers résultats de DANSS [94] a largement diminué le niveau de confiance du meilleur ajustement utilisé dans cette analyse globale. Une oscillation vers une quatrième neutrino n'est plus privilégiée.

3. Les données de calibration des expériences GALLEX et SAGE.
4. La contrainte solaire sur $|U_{e4}^2|$ [95][96].
5. La contrainte atmosphérique sur $|U_{e4}|^2$ [93].

Deux analyses combinées issues de [92] et [93] et revue par [51] est présentée en Figure 1.9. Les données récentes de DANSS et Daya Bay/NEOS privilégient des régions qui restent compatibles avec les régions favorisées par l'anomalie des antineutrinos de réacteur mais qui sont en tension avec les résultats de l'anomalie Gallium (figure de gauche). La conclusion globale sur la disparition des $(\bar{\nu}_e)$ est qu'il y a une forte indication en faveur d'une oscillation vers un neutrino stérile à 3σ . Celle-ci est indépendante de la prédiction sur le flux. Il convient toutefois de préciser qu'elle repose essentiellement sur les données d'expériences utilisant les mêmes techniques de détection (NEOS, Daya Bay et DANSS) et dont les derniers résultats montrés en conférence (DANSS) ne privilégient plus d'oscillation. Ces résultats doivent donc être confirmés par de nouvelles expériences.

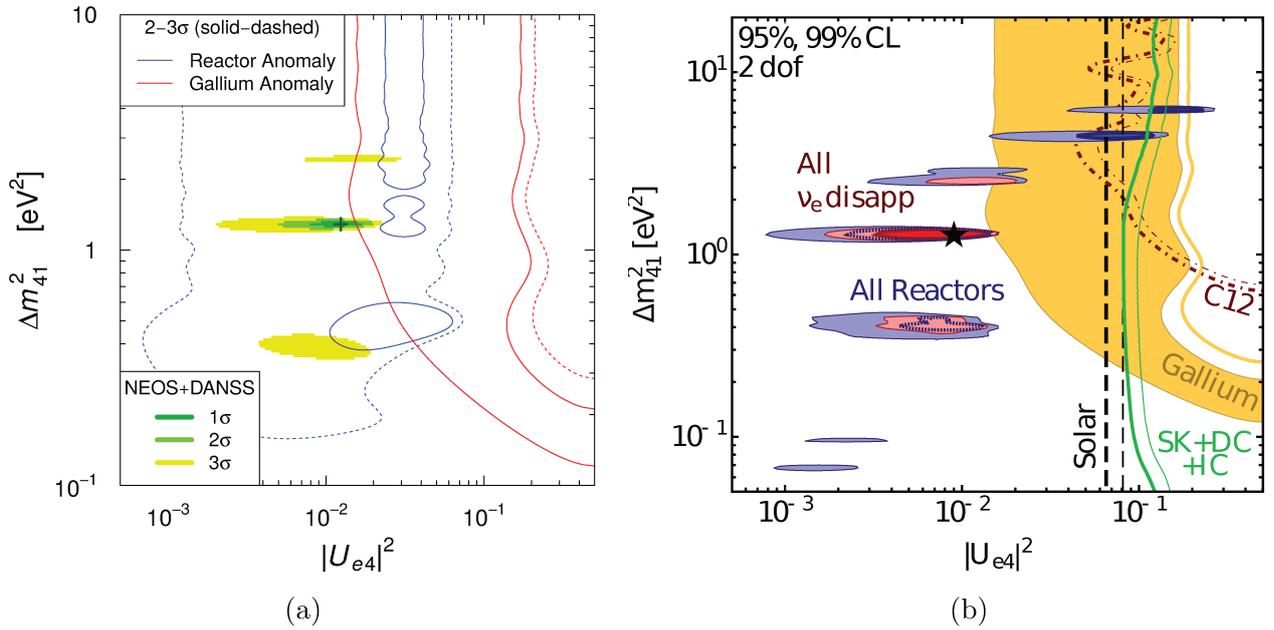


FIGURE 1.9 – Résultats des données expérimentales de disparition $(\bar{\nu}_e)$, issus des ajustements globaux de 2018 [92][93] et revus par [51]. (a) L'analyse combinée compare les régions autorisées par les résultats de DANSS et NEOS (2 σ) aux régions autorisées à 2 et 3 σ par l'anomalie des antineutrinos de réacteurs et par l'anomalie Gallium. (b) La zone bleue inclue les résultats de toutes les expériences réacteur (1. et 2. du paragraphe ci-dessus) et la zone rouge inclue en plus les contraintes solaires, Gallium, et ν_e -¹²C, aussi montrées séparément. Les contraintes apportées par les données de Super-Kamiokande (SK), Deep Core (DC) et IceCube (IC) sur les neutrinos atmosphériques sont aussi montrées.

1.2.5.2 Apparition dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

La Figure 1.10 illustre les résultats de toutes les expériences d'apparition $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (LSND, MiniBooNE, BNL-E776 [97], KARMEN [82], NOMAD [98], ICARUS [99] et OPERA [100]). LSND et MiniBooNE étant les seules à montrer des oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (cf. Section 1.2.3.1), leurs données se présentent sous la forme de contours fermés (Figure 1.10a) dans le plan $\sin^2(2\theta_{e\mu})$ et Δm_{41}^2 . Les autres expériences fournissent des courbes d'exclusion constituant les limites sur les paramètres d'oscillation. Dans la Figure 1.10b, les résultats controversés [101] de MiniBooNE ont été omis, résultant en une région autorisée par les expériences d'apparition plus large. Ce choix est justifié par le fait que l'excès à basse énergie dans leurs données est trop large pour être ajusté par une petite valeur de $\sin^2(2\theta_{e\mu})$, compatible avec les limites posées par les autres expériences (Figure 1.10a). De plus, comme discuté en Section 1.2.3.1, l'excès de MiniBooNE se trouve en dehors de la gamme L/E de LSND et n'est probablement pas dû à une oscillation.

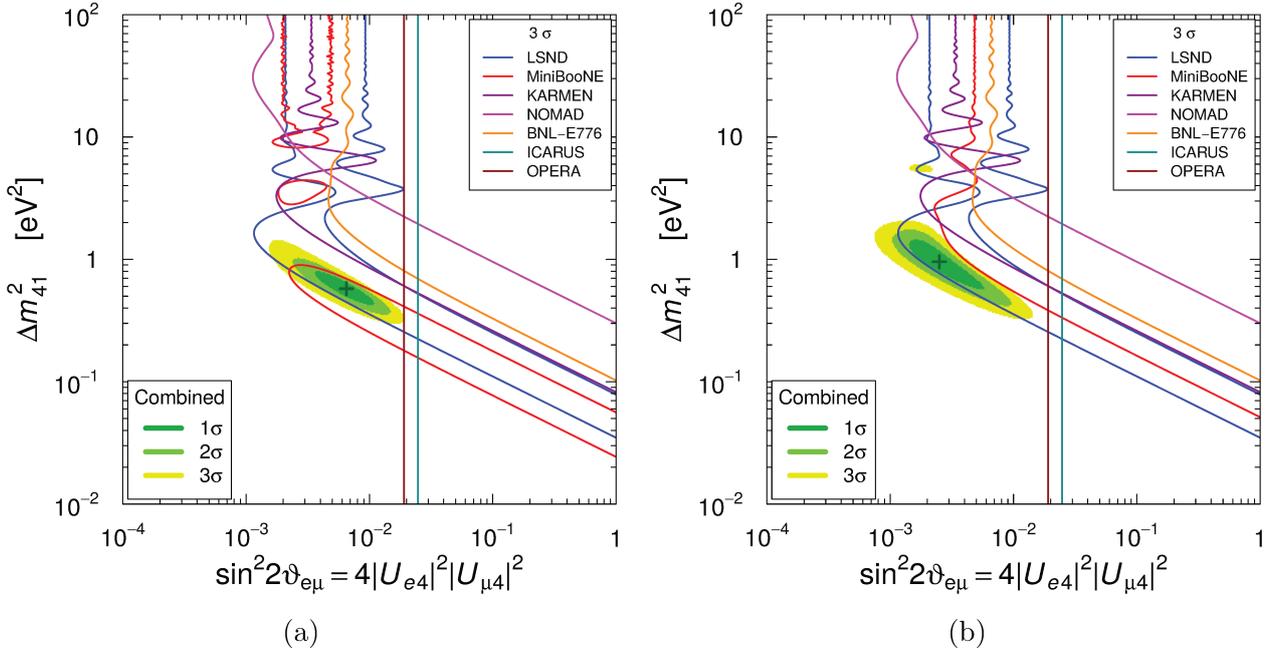


FIGURE 1.10 – Résultats des données expérimentales d'apparition $\bar{\nu}_\mu$ à courtes distances, issus des ajustements globaux de 2019 [51], avec toutes les données de MiniBooNE (a), et sans l'excès à basse énergie (b).

1.2.5.3 Disparition de $\bar{\nu}_\mu$

Afin d'ajuster les données de disparition $\bar{\nu}_e$ et de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, il est nécessaire de prendre en compte les données des expériences ayant cherché à mettre en évidence la disparition de $\bar{\nu}_\mu$. Cependant, aucune disparition de $\bar{\nu}_\mu$ n'a été observée par les expériences présentées sur la Figure 1.11a. La contrainte forte sur le terme $|U_{\mu 4}|^2$, imposée principalement par MINOS&MINOS+ [102] pour $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, engendre une tension entre les expériences d'apparition et de disparition.

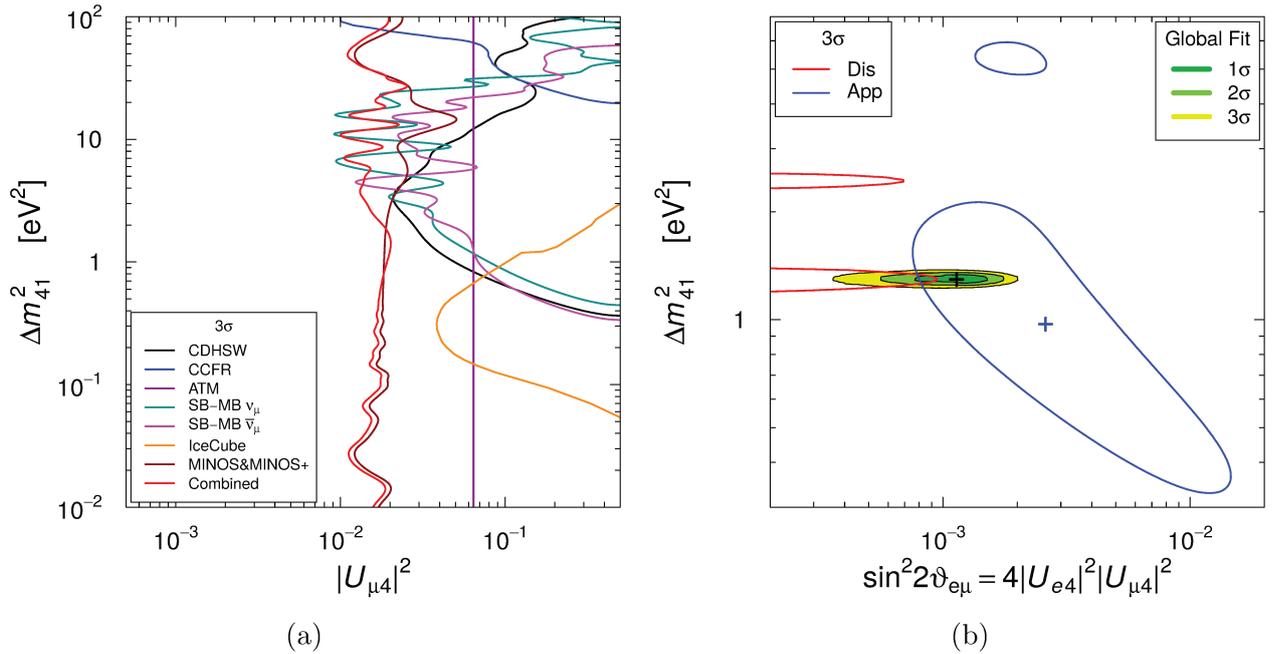


FIGURE 1.11 – Résultats des données expérimentales de disparition de $\bar{\nu}_\mu$ à courtes distances (a) et ajustement global des données d'apparition et de disparition (b). Les ajustements sont issus de 2019 [51].

1.2.5.4 Analyse globale de disparition et d'apparition

La Figure 1.11b montre les régions favorisées par les données d'apparition (issues de la Figure 1.10b, sans les résultats de MiniBoONE) et par les données de disparition, à 3σ . Les contraintes provenant des disparitions de $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu$ (Figure 1.9b et 1.11a) permettent d'approximer la valeur du terme $\sin^2(2\theta_{e\mu})$:

$$\sin^2(2\theta_{e\mu}) = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \simeq 4 \cdot (10^{-2}) \cdot (2 \cdot 10^{-2}) \simeq 10^{-3} \quad (1.34)$$

L'évaluation de l'ajustement global par le paramètre de vraisemblance (*goodness-of-fit* = 0.015%) défavorise à 3.8σ la solution "3+1" comme explication unique des mesures d'apparition et de disparition [51]. Le status actuel des données d'apparition et de disparition indique une potentielle erreur dans l'interprétation des résultats de certaines expériences ou groupe d'expériences. Plusieurs scénarios impliquant les résultats de LSND, NEOS/Daya Bay, DANSS et MINOS&MINOS+¹ sont envisagés dans [51]. Pour conclure, de nouvelles expériences sont nécessaires pour éclaircir le puzzle des résultats d'oscillation à courtes distances. Alors que tout un programme expérimental à courtes distances a été lancé depuis les années 2010 (cf. Section 1.2.6), les résultats des expériences LSND et MiniBoONE prévoient d'être vérifiés par le programme SBN (Short-Baseline Neutrino) [103] et l'expérience JSNS² (J-PARC Sterile Neutrino Search at J-PARC Spallation Neutron Source) [104].

1. Ces 5 expériences imposent les contraintes les plus fortes.

1.2.5.5 Contraintes cosmologiques

L'existence d'un neutrino stérile implique la présence d'une nouvelle population de particules dans l'Univers, avec des conséquences sur les observables telles que l'abondance des éléments primordiaux produits lors de la BBN (Big Bang Nucleosynthesis), les anisotropies du CMB (Cosmic Microwave Background) et les distributions des LSS (Large Scale Structures). La physique des neutrinos est contrainte par la cosmologie par deux paramètres, N_{eff} et $\sum m_\nu$. La quantité N_{eff} est le nombre effectif d'espèces de neutrinos et sa valeur est aujourd'hui contrainte à $N_{\text{eff}} = 2.99 \pm 0.17$ par les données de l'expérience PLANCK [105]. Ce résultat est cohérent avec la mesure indépendante de l'abondance des éléments primordiaux par rapport à la prédiction de la BBN ($N_{\text{eff}} = 2.88 \pm 0.27$ [106]). L'analyse combinée BBN+CMB rejette l'hypothèse d'une population ν_4 complètement thermalisée à 7σ [107]. La seconde quantité, $\sum m_\nu$, est la somme des masses des neutrinos actifs, contrainte à $\sum m_\nu < 0.12$ eV par PLANCK [105]. Cette limite semble robuste et ne peut être que faiblement relâchée par l'ajout d'extensions au modèle cosmologique actuel. En conclusion, les contraintes apportées sur le nombre et la masse totale des neutrinos actifs sont en fort désaccord avec l'ajout d'un neutrino léger de l'ordre de l'électronvolt.

1.2.6 Programme expérimentaux et résultats

Les tensions dans les analyses globales de disparition des $\bar{\nu}_e$ et d'apparition dans le canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ doivent être résolues. L'effort expérimental international pour la recherche de neutrinos stériles léger auprès de réacteurs nucléaires est en croissance depuis 2011. Plusieurs résultats préliminaires d'exclusions ou d'indications de nouvelles oscillations ont déjà été apportés. Plus spécifiquement aux expériences réacteurs, les interrogations sur la forme du spectre $\bar{\nu}_e$ et la prédiction suscitent aussi l'intérêt. Une sélection des perspectives futures et courantes est présentée dans cette section, hormis l'expérience STEREO qui fera l'objet du chapitre 2.

Détecteurs Les détecteurs utilisés sont conçus pour mesurer directement une oscillation se développant à courtes distances. Pour cela, ils doivent comparer les mesures du flux de neutrinos à différentes distances de propagation et pour différentes énergies. Ainsi, ils sont généralement segmentés ou amovibles sur des distances qui dépendent de la valeur de Δm_{41}^2 testée. La résolution en énergie est d'importance primordiale pour sonder les oscillations rapides (grandes valeurs de Δm_{41}^2) et augmenter la sensibilité aux faibles valeurs de $\sin^2 2\theta$. Une résolution en distance de l'ordre du mètre et en énergie de l'ordre de 10% à 1 MeV devraient permettre aux expériences d'avoir la sensibilité requise pour tester les paramètres compatibles avec les anomalies réacteur et Gallium [108].

Techniques de détection Les expériences présentées ci-dessous utilisent toutes le même principe de détection des antineutrinos. L'interaction par courant chargé d'un antineutrino sur un proton – appelée désintégration β inverse, ou IBD en anglais –, engendre l'émission d'un positron et d'un neutron. L'énergie du positron permet de remonter à celle du neutrino (cf. Section 2.1.1.2) et la coïncidence temporelle entre le positron (événement prompt) et le neutron (événement retardé) permet de signer l'évènement neutrino. Les expériences diffèrent par leur technique de détection des neutrons, qui sont soit capturées par un noyau de lithium (Li) soit par un noyau de gadolinium (Gd)¹ :



L'emploi du Gd a comme avantage d'identifier facilement l'évènement retardé grâce à l'émission de plusieurs γ dont la somme des énergies se trouve au-delà de la majeure partie du bruit de fond. Le Li produit en revanche une particule α qui, dans un scintillateur liquide, est fortement soumise au phénomène de *quenching* (cf. Section 2.3.3.3). Son énergie ne permet donc pas de la différencier du bruit de fond. En revanche, son dépôt d'énergie est très localisé en comparaison de celui des γ émis par le Gd. Un détecteur bien segmenté peut donc être mis à profit en utilisant des critères de topologie. De plus, la technique de discrimination par forme d'impulsion (PSD, cf. Section 2.4.4.1) employée dans les liquides scintillants est très efficace pour l'identification de cette particule.

Sources Les sources d'antineutrinos utilisées se répartissent en deux catégories. D'un côté, les cœurs de réacteurs industriels offrent des flux intenses qui permettent d'acquérir rapidement la statistique nécessaire. Cet avantage est contrebalancé par une mauvaise résolution en distance due à la taille du cœur – plusieurs mètres – empêchant de voir les oscillations rapides produites par les grandes valeurs de Δm_{41}^2 . Concernant le spectre des $\bar{\nu}_e$ de réacteur, l'analyse d'un isotope en particulier est rendue complexe par la présence de différents isotopes dans le combustible initial. De l'autre côté, les cœurs de réacteurs expérimentaux procurent des flux beaucoup plus faibles, mais possèdent une résolution en distance bien meilleure – cœur d'environ 50 cm de diamètre – et leur enrichissement en ${}^{235}\text{U}$ permet d'avoir un flux de neutrinos purs ${}^{235}\text{U}$.

Sensibilité La sensibilité des expériences à une oscillation vers un neutrino stérile léger est gouvernée par les caractéristiques de la source et du détecteur que nous venons d'aborder. L'impact des paramètres clés sur la sensibilité est illustré sur la Figure 1.12.

1. Les réactions sur le Gd sont données pour les isotopes ayant la plus grande section efficace

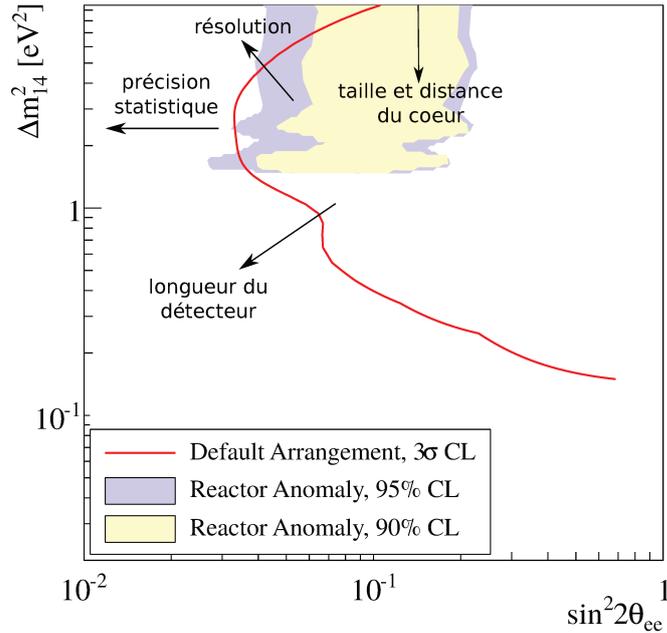


FIGURE 1.12 – Illustration des paramètres expérimentaux impactant la sensibilité d’une expérience dans le plan des paramètres d’oscillation $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$. La Figure est adaptée de [108].

1.2.6.1 Recherche auprès de réacteurs industriels

NEOS NEOS [72] est une expérience située à 23.7 m du centre du cœur du réacteur du Hanbit Nuclear Power Complex à Yeong-gwang, en Corée. Son volume de détection est une unique cellule constituée de ~ 0.8 tonnes de scintillateur liquide dopé au Gd et pourvue de 19 photomultiplicateurs répartis sur les côtés. La résolution en énergie est de 5% à 1 MeV. Le détecteur est couvert par environ 20 m.w.e (meters of water equivalent). La réjection du bruit de fond induit par le réacteur – neutrons rapides – est assurée par la technique de discrimination par forme d’impulsion (PSD, sera décrite en détail dans le cas de l’expérience STEREO en Section 2.4.4.1) sur l’évènement retardé. La puissance du réacteur – 2.8 GW_{th} – permet de détecter un taux d’évènements neutrinos de (1976.7 ± 3.4) par jour, ce qui donne un rapport signal-sur-bruit (S/B) de 22. Afin de s’affranchir de la prédiction, NEOS compare son flux mesuré à celui de Daya Bay, qui utilise le même complexe nucléaire. Se trouvant sur un site différent, les incertitudes systématiques engendrées par cette procédure sont complexes à maîtriser. NEOS a effectué sa prise de données d’août 2015 à mai 2016, permettant de rejeter une bonne partie de la région dessinée par l’anomalie des antineutrinos de réacteurs. Ses résultats, présentés dans les analyses statistiques de la Section 1.2.5, font partie de ceux qui posent les plus fortes contraintes dans le plan $\Delta m_{41}^2, |U_{e4}|^2$. Comme les expériences Double Chooz, RENO, et Daya Bay, NEOS observe un excès d’évènements autour de 5 MeV lorsque le spectre mesuré est comparé au spectre prédit (HUBER-MUELLER). La Figure 1.12 présente ces résultats.

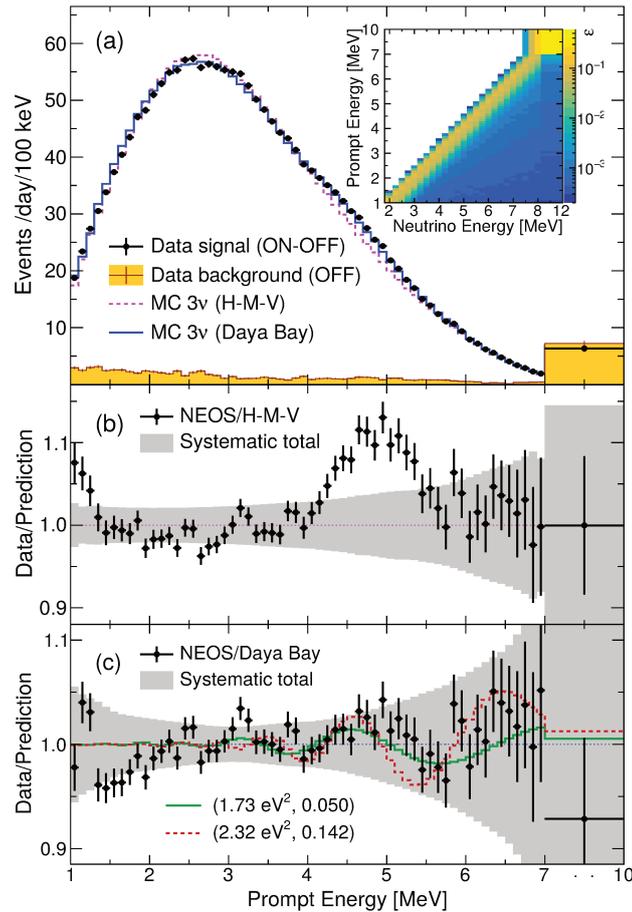


FIGURE 1.13 – (a) Spectre en énergie visible prompt des candidats-IBD obtenus par NEOS en réacteur-ON (points noirs) et en réacteur-OFF (histogramme jaune). (b) Ratio du spectre prompt (a) et du spectre prédit par HUBER-MUELLER. Le spectre prédit a été normalisé pour correspondre à la région en dehors de l’intervalle [3.4-6.3] MeV. (c) Ratio du spectre prompt (a) et du spectre en énergie fourni par Daya Bay. La ligne verte correspond à l’oscillation du meilleur ajustement des données dans le cadre à ”3+1” ν . La ligne rouge est l’oscillation attendue pour les paramètres du meilleur ajustement de l’anomalie des antineutrinos de réacteurs.

DANSS DANSS [89] est un scintillateur plastique de 1 m^3 . Son volume fiduciel est segmenté en 2500 bandes de scintillateur recouvertes d’une fine couche de Gd (0.2 mm) pour la capture des neutrons. Il est entouré de blindages passifs et actifs et son emplacement en dessous du cœur du réacteur du Kalinin Nuclear Power Plant, en Russie, lui procure une protection partielle de 50 m.w.e contre les rayons cosmiques. L’expérience est installée sur une plateforme amovible qui change de position 3 fois par semaine, avec la possibilité de se placer, sur un axe vertical, à 10.7 m, 11.7 m et 12.7 m du cœur. Sa proximité au cœur, combinée à la puissance du réacteur – 3.1 GW_{th} – permet à DANSS de cumuler une statistique extrêmement haute, avec 4910 évènements par jour pour la position la plus proche, soit un rapport S/B de 33. En contrepartie, la taille du cœur – 3.7 m de hauteur et 3.2 m de diamètre – engendre une dilution de l’oscillation et donc une mauvaise résolution spatiale. De plus, l’utilisation de scintillateurs plastiques – les liquides hautement inflammables n’étant pas tolérés sur le site – a pour conséquence une résolution en énergie médiocre de 34% à 1 MeV. Afin de s’affranchir

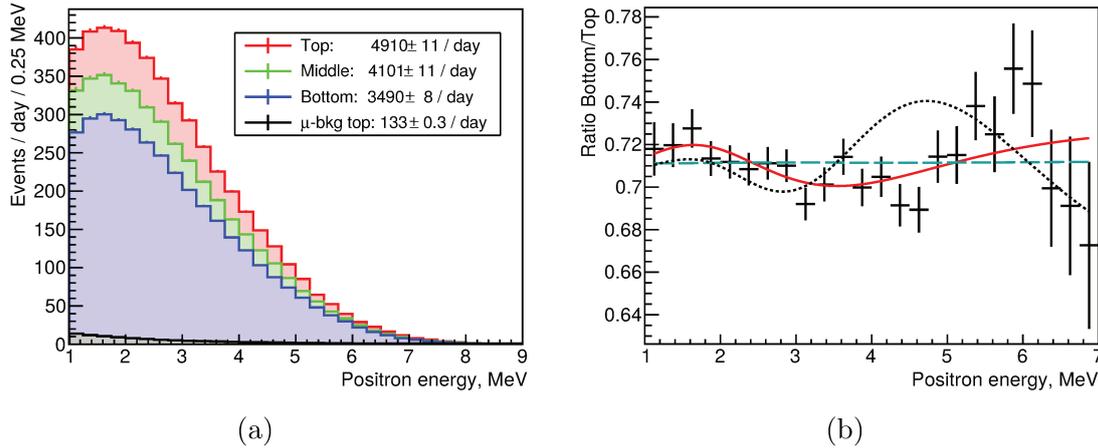


FIGURE 1.14 – (a) Spectre en énergie visible prompt des candidats-IBD obtenus par DANSS à différentes positions après soustraction de tous les bruits de fond. Le bruit induit par les neutrons rapides engendrés par les muons cosmiques est montré pour la position haute. (b) Ratio des spectres bleus et rouges de (a). La ligne bleue à traits représente la prédiction dans le cas à 3ν ($\chi^2=35.0$, 24 dof). La courbe en pointillés est le spectre attendu pour le meilleur ajustement des anomalies réacteur et Gallium ($\chi^2=83$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.14$). La courbe rouge solide correspond au meilleur ajustement dans le scénario d'un mélange de 4ν ($\chi^2=21.9$, $\Delta m_{41}^2 = 1.4 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.05$).

de la prédiction, DANSS compare les spectres mesurés à 10.7 m et 12.7 m. Les résultats produits excluent déjà une grande partie de la région favorisée par les anomalies réacteurs et Gallium. Notamment, le meilleur ajustement à $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.14$ est exclu à plus de 5σ .

1.2.6.2 Recherche auprès de réacteurs expérimentaux

Contrairement aux expériences auprès de réacteurs industriels, pour lesquelles la contribution du bruit de fond est inférieure à 5%, les expériences situées auprès de réacteurs expérimentaux ont des rapports S/B de l'ordre de l'unité. Les études de bruit de fond sont ainsi plus développées et les temps d'acquisition doivent être plus longs pour atteindre une sensibilité suffisante.

Neutrino-4 Neutrino-4 [91] est installé à proximité du réacteur de recherche SM-3, à Dimitrovgrad, en Russie. La puissance de celui-ci est de 100 MW. Le détecteur consiste en un volume de 1.8 m^3 de scintillateur liquide doublé au Gd, segmenté en 50 sections (10 lignes avec 5 sections chacune). La plateforme sur laquelle est posée le détecteur est amovible, ce qui permet à l'expérience de mesurer le flux de neutrinos de 6 à 12 m. Située à la surface, le bruit de fond d'origine cosmique est très élevé et le ratio S/B de 0.54. La résolution en énergie est de 16% à 1 MeV. L'analyse d'oscillation est basée sur une comparaison des spectres mesurés à plusieurs distance au spectre obtenu en sommant toutes les sections. Les résultats obtenus en terme de L/E sont bien ajustés par une oscillation générée par les paramètres $\Delta m_{41}^2 =$

7.22 eV^2 , $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.35$, avec un niveau de signification de 3σ . Il convient de noter qu'une telle oscillation est en conflit avec les résultats obtenus par PROSPECT [90] et STEREO [109], ainsi que par la contrainte apportée par les neutrinos solaires sur $\sin^2 2\theta_{ee}$.

PROSPECT PROSPECT [110] est une expérience constituée d'un détecteur rempli de ~ 4 tonnes de scintillateur liquide dopé au Li (0.1% en masse), de dimensions $2.0 \text{ m} \times 1.6 \text{ m} \times 1.2 \text{ m}$. Il est segmenté en 11×14 segments rectangulaires séparés optiquement et la lumière émise par scintillation dans chaque segment est collectée par 2 photomultiplicateurs. Le détecteur est installé à 6.7 m du HFIR (High Flux Isotope Reactor) à Oak Ridge National Laboratory (USA), qui fournit une puissance de 85 MW et un flux presque pur de neutrinos provenant de la fission de ^{235}U . Le liquide scintillant permet d'utiliser la technique de PSD (décrite en détail dans le cas de l'expérience STEREO en Section 2.4.4.1) sur les événements prompt et retardé. La résolution en énergie est de 4.5% à 1 MeV. Malgré son installation en surface et un flux d' $\bar{\nu}_e$ modeste (771 par jour), PROSPECT atteint un rapport S/B de 1.36 [90] principalement dû à l'emploi de la PSD et à la précision de la reconstruction 3D des événements. Afin de s'affranchir de la prédiction, les spectres en énergie des événements IBD mesurés à différentes longueurs de propagation sont comparés au spectre en énergie IBD intégré sur la longueur du détecteur. Leurs premiers résultats, publiés en 2018, permettent de rejeter une petite partie de la région favorisée par les anomalies réacteur et Gallium et le meilleur ajustement de celle-ci à 2.2σ . Obtenu avec seulement 33 jours de données de réacteur-ON, ce contour devrait vite augmenter pour couvrir toute la zone de l'anomalie.

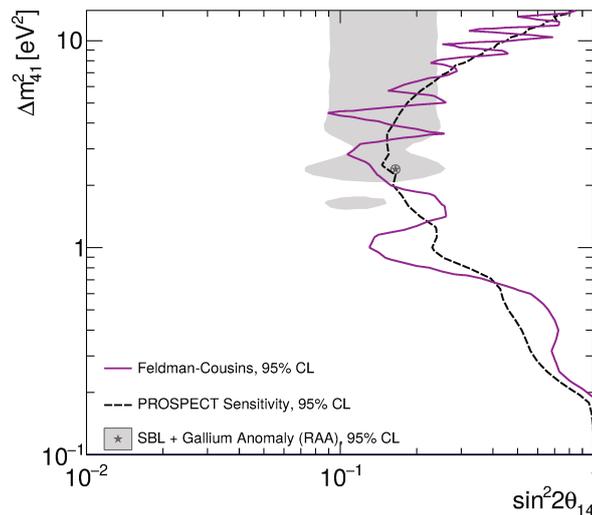


FIGURE 1.15 – Sensibilité (courbe en pointillés) et contour d'exclusion (courbe violette) à 95% C.L. obtenus avec 33 jours de réacteur-ON par l'expérience PROSPECT. La zone en gris correspond à la région favorisée par les anomalies RAA et Gallium. Le meilleur ajustement est rejeté avec un niveau de confiance de 2.2σ .

SoLid L'expérience SoLid [111] est installée en Belgique, entre 6 et 9 m du cœur du réacteur expérimental BR2 (SCK.CNE, Mol). La puissance est de 60 MW et le cœur est

hautement enrichi en ^{235}U (94%). Le détecteur est segmenté en 12800 cellules de $(5\times 5\times 5)$ cm^3 . La détection utilise une technologie innovante hybride qui repose sur des cubes de scintillateurs plastiques (PVT, polyvinyltoluène) partiellement couverts d'une couche de scintillateur inorganique $^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$ assurant la capture des neutrons par capture sur le Li. Le temps de désexcitation très long du ZnS (quelque μs) par rapport au scintillateur organique en PVT (quelques ns), permet de discriminer les neutrons des γ . En 2015, un détecteur prototype de 288 kg a été déployé et a permis l'acquisition de données de réacteur-ON et de réacteur-OFF. Les premières données valident les objectifs fixés en termes de reconstruction énergétique : la résolution en énergie est de 14% à 1 MeV et une bonne linéarité est observée sur toute la gamme d'énergie du positron [112]. Cependant, la sélection du signal $\bar{\nu}_e$ révèle un rapport S/B bien inférieur à 1 à cause de la difficulté à discriminer le bruit de fond d'origine cosmique.

1.2.7 Bilan

Depuis la réévaluation des flux théoriques de neutrinos de réacteurs dans les années 2010, une vingtaine d'expériences placées à courtes distances de propagation observent un déficit dans le nombre de $\bar{\nu}_e$ mesuré. Cette anomalie, dite "des antineutrinos de réacteurs", peut être expliquée par une mauvaise prédiction du flux mais elle peut aussi être résolue par l'apport de nouvelle physique. Une nouvelle oscillation vers un état stérile de l'ordre de l'électronvolt permettrait non seulement d'expliquer le déficit observé dans les neutrinos de réacteurs, mais aussi le déficit vu dans les données d'étalonnage des détecteurs SAGE et GALLEX ainsi que l'anomalie des mesures d'apparition de la saveur électronique dans les faisceaux de neutrinos muoniques. Même si les ajustements combinés de ces trois secteurs parviennent difficilement à converger sur des valeurs de paramètres d'oscillation communs, l'hypothèse d'un neutrino stérile doit être testée. Ce constat appelle à des mesures supplémentaires.

Le programme expérimental actuel rassemble plusieurs expériences – dont STEREO – situées à courtes distances de propagation de réacteurs nucléaires et capables de s'affranchir de la prédiction afin de donner une réponse non-ambiguë quant à l'existence d'une nouvelle oscillation. Ces détecteurs sont segmentés ou amovibles, permettant une mesure du spectre en énergie à différentes distances. Parmi ces collaborations, plusieurs ont déjà commencé à exclure une partie de la région favorisée par l'anomalie des antineutrinos de réacteurs originelle.

L'expérience STEREO a débuté sa prise de données en 2016 et obtiendra sa statistique finale d'ici fin 2020. Le travail déjà effectué pour la compréhension et le rejet du bruit de fond lui ont permis d'avoir une très bonne estimation des incertitudes systématiques, et un contour d'exclusion a été publié.

Chapitre 2

L'expérience STEREO

Sommaire

2.1	Principe de l'expérience	54
2.1.1	Désintégration β inverse	54
2.1.2	Bruits de fond et principe du <i>ON-OFF</i>	59
2.2	Site expérimental	60
2.2.1	Caractéristiques de la source de neutrinos	60
2.2.2	Hall expérimental	62
2.2.3	Bruits de fond et blindages	63
2.3	Le détecteur Stereo	69
2.3.1	Conception	69
2.3.2	Phases d'acquisition et réparations effectuées	70
2.3.3	Liquide scintillant	71
2.3.4	Systèmes d'étalonnage	74
2.3.5	Électronique et acquisition de données	75
2.4	Réponse du détecteur	76
2.4.1	Simulation <i>Monte Carlo</i>	76
2.4.2	Collection de lumière	77
2.4.3	Mesure de l'énergie	79
2.4.4	Discrimination par forme d'impulsion	85
2.5	Conclusion	89

Initiée en 2012, l'expérience STEREO a pour but de tester l'hypothèse d'un neutrino stérile comme explication à l'anomalie des antineutrinos de réacteurs discutée dans le chapitre précédent. L'introduction d'une telle particule se traduit par une oscillation des antineutrinos

électroniques de réacteur à courte distance de propagation et permettrait ainsi d'expliquer le déficit observé. Afin de s'affranchir de la prédiction du spectre des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs, STEREO exploite la dépendance de l'oscillation avec la longueur de propagation et l'énergie des antineutrinos en plaçant à 10 m du cœur de l'ILL un détecteur segmenté en six volumes identiques remplis de liquide scintillant. La comparaison relative des spectres en énergie des neutrinos obtenus à différentes longueurs de propagation est donc l'objectif premier de cette expérience.

La collaboration STEREO regroupe cinq laboratoires, dont quatre français – le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu), l'Institut Laue-Langevin (ILL), et le Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (LAPP) – et un allemand – le Max Planck Institute (MPIK).

Nous présentons en début de ce chapitre le principe général de l'expérience. Le site de l'ILL et ses bruits de fond seront ensuite brièvement décrits, permettant d'introduire la conception du détecteur. Les sections suivantes détaillent les performances en terme de réponse du détecteur, en s'attachant particulièrement à la capacité de discrimination par forme d'impulsion qui sera amplement utilisée dans la suite de ce rapport.

2.1 Principe de l'expérience

Les antineutrinos émis par le réacteur nucléaire de l'ILL sont détectés par réaction de désintégration- β inverse sur un proton libre du milieu, c'est-à-dire un noyau d'hydrogène. Ce mode de détection, largement employé dans les expériences neutrinos, était déjà le choix de Cowen et Reines lors de la détection des premiers antineutrinos de réacteur il y a 60 ans.

2.1.1 Désintégration β inverse

Les neutrinos interagissent seulement par interaction gravitationnelle et faible. L'interaction faible peut être transmise par un courant chargé ou neutre avec échange de bosons W^\pm ou Z respectivement. Dans l'interaction par courant chargé d'un antineutrino sur un proton – appelée désintégration β inverse, ou IBD en anglais – l'état final correspond à un positron et un neutron :

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

2.1.1.1 Seuil de la réaction

L'IBD est une réaction à seuil. La valeur de ce seuil dépend du noyau auquel le proton est lié. Dans le cas de l'hydrogène, le proton est considéré comme une particule libre. Dans le

référentiel du laboratoire, l'énergie du centre de masse s s'écrit :

$$s = (E_{\bar{\nu}_e} + E_p)^2 - (p_{\bar{\nu}_e} + p_p)^2. \quad (2.2)$$

Les produits de la réaction n et e^+ peuvent être créés si l'énergie du centre de masse remplit la condition :

$$\sqrt{s} \geq m_n c^2 + m_e c^2. \quad (2.3)$$

En considérant que la masse du neutrino est négligeable devant les autres termes, on obtient le seuil $E_{\bar{\nu}_e}^{thres,IBD}$:

$$E_{\bar{\nu}_e}^{thres,IBD} = \frac{(m_e + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.806 \text{ MeV}. \quad (2.4)$$

2.1.1.2 Énergie neutrino

En négligeant l'énergie cinétique du neutron, la relation entre les énergies de l'antineutrino incident et du positron peut être obtenue par l'utilisation des lois de cinématique :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{2m_p E_{e^+} + m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2(m_p - E_{e^+} + \cos\theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2})} \quad (2.5)$$

où θ est l'angle entre les directions de $\bar{\nu}_e$ et de e^+ . La masse négligeable du positron (511 keV/c²) devant celle du proton (938 MeV/c²) permet d'approximer l'équation précédente par :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + (m_n^2 - m_p^2) + \mathcal{O}(E_{e^+}/m_p) \quad (2.6)$$

où $m_n^2 - m_p^2 = 1.29 \text{ MeV}$. Nous définissons l'énergie visible $E_{visible}$ comme la somme de l'énergie cinétique du positron $E_{e^+}^c$ et des deux rayonnements γ émis lors de l'annihilation positron-électron :

$$E_{visible} = E_{e^+}^c + 2m_e = E_{e^+} + m_e. \quad (2.7)$$

L'énergie visible, accessible expérimentalement, est directement reliée à l'énergie du neutrino :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{visible} - m_e + 1.29 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

$$= E_{visible} + 0.78 \text{ MeV}. \quad (2.9)$$

Cependant, cette loi de conversion n'est pas directement utilisée dans STEREO. En effet, la taille du détecteur est de l'ordre du parcours moyen des rayonnements γ et une partie de l'énergie peut être déposée dans les matériaux morts. De plus, il faut prendre en compte la résolution du détecteur, c'est pourquoi on comparera les spectres d'énergie visible mesurés et simulés.

2.1.1.3 Section efficace et spectre neutrino

Une approximation à l'ordre zéro et valable à basse énergie est d'écrire la section efficace de l'IBD sur un proton libre comme [113] :

$$\sigma_{IBD}^{(0)} = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f^R \tau_n} E_{e^+} \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \quad (2.10)$$

où τ_n ¹ est la mesure de la durée de vie du neutron [114] et $f^R = 1.7152$ est un facteur de l'espace de phase incluant les corrections des effets de Coulomb, de magnétisme faible et les corrections radiatives externes. La valeur du facteur $2\pi^2/m_e^5 f^R \tau_n$, estimée dans [113], donne l'ordre de grandeur de la section efficace :

$$\sigma_{IBD}^{(0)} = 9.52 \left(E_{e^+} \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \right) \times 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2} \quad (2.11)$$

Le spectre des antineutrinos détectés est obtenu en multipliant la section efficace de l'IBD par le spectre des antineutrinos émis issu de [48] (cf. Figure 2.1, gauche), pondéré par la densité de protons cibles présents dans le détecteur. La figure de droite montre l'allure du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ ayant interagi dans le détecteur STEREO. Il atteint son maximum autour de 4 MeV et décroît jusqu'à devenir négligeable après 8 MeV.

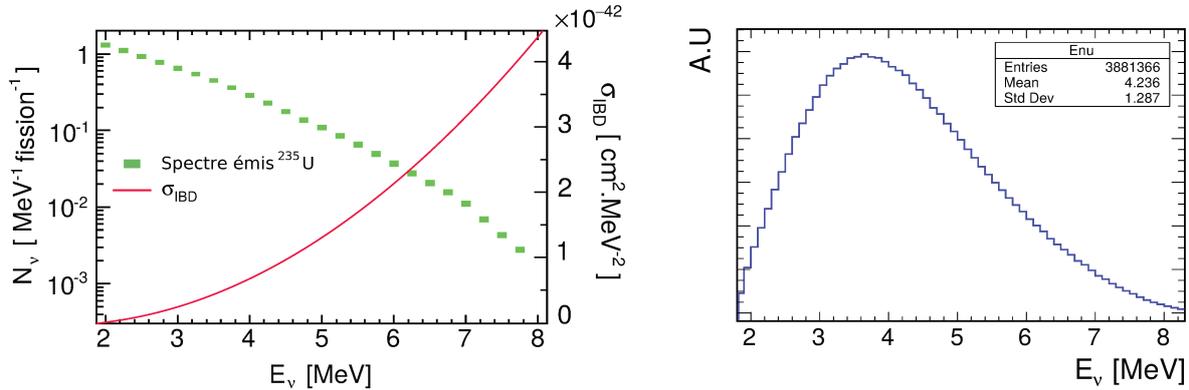


FIGURE 2.1 – En vert, le spectre des antineutrinos émis par l'isotope ²³⁵U issus des prédictions de [48]. En rouge, la section efficace de l'IBD issue de l'approximation 2.11. Le seuil de l'IBD est à 1.8 MeV. En bleu, le spectre des antineutrinos interagissant dans STEREO.

2.1.1.4 Signature dans le liquide scintillant dopé au Gadolinium

La détection des $\bar{\nu}_e$ dans STEREO est faite grâce à un liquide scintillant. Le positron dépose son énergie cinétique en ionisant ou en excitant le milieu. L'énergie cinétique du neutron étant considérée comme négligeable ($\sim 15 \text{ keV}^2$), le positron contient toute l'information sur l'énergie du neutrino incident. Selon l'équation 2.8 reliant l'énergie du positron à l'énergie du neutrino, l'énergie déposée dans le liquide scintillant est de l'ordre de quelque MeV. Le dépôt

1. $\tau_n = 879.4 \pm 0.6$ est la dernière mesure en date (2019) [114]
 2. L'énergie cinétique moyenne du neutron est obtenue grâce aux lois de la cinématique.

Isotope	$\sum_i E_i$ (MeV)	A.N.(%)	$\sigma_{\text{capture therm.}}$ (barn)
^{152}Gd	6.247	0.20	735
^{154}Gd	6.438	2.18	85
^{155}Gd	8.536	14.80	60900
^{156}Gd	6.360	20.47	1.5
^{157}Gd	7.937	15.65	254000
^{158}Gd	5.942	24.84	2.20
^{160}Gd	5.635	21.86	0.77

TABLEAU 2.1 – Somme des énergies des γ émis, abondance naturelle et section efficace microscopique de la capture radiative d'un neutron thermique sur les différents isotopes du gadolinium.

est principalement fait par ionisation¹. En fin de parcours, le positron s'annihile avec un électron. Cette interaction engendre l'émission de deux rayonnements γ de 511 keV, dos-à-dos, qui contribuent également à la fluorescence du liquide scintillant lors de leur interaction par diffusion Compton ou par effet photo-électrique. La durée de l'ensemble de ces processus étant négligeable à l'échelle de temps de la réponse du liquide (cf. Section 2.3.3), le signal lié au positron constitue un évènement unique appelé évènement prompt.

Le signal laissé par le neutron, même s'il ne porte pas d'information supplémentaire sur l'énergie du neutrino, est une des clés de la réduction du bruit de fond fortuit. Son énergie cinétique moyenne d'environ 15 keV privilégie les chocs quasi-élastiques jusqu'à atteindre l'état thermal, *i.e.* $E_n^{\text{cinétique}} \sim 0.025$ eV. Il diffuse ensuite dans le liquide jusqu'à être capturé par un noyau de gadolinium, ou en plus faible proportion par un proton. La désexcitation du noyau se fait par l'émission d'une cascade de γ dont l'énergie totale est d'environ 8 MeV. Les sections efficaces de capture ainsi que l'énergie de désexcitation, tirées de [115], sont présentées dans le Tableau 2.1 pour les différents isotopes de Gd. L'énergie des rayonnements émis se trouve bien au-delà de l'énergie de la dernière contribution du bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle à 2.6 MeV, valeur correspondant à la décroissance du thallium. Les processus de diffusion et de capture sont de l'ordre de plusieurs μs , permettant de dissocier le dépôt d'énergie du positron et du neutron.

Il est aussi possible que le neutron soit capturé par un atome d'hydrogène, donnant dans ce cas naissance à un rayonnement γ de 2.2 MeV. Pour des raisons de discrimination du bruit de fond, il est à notre avantage que la capture sur un atome de gadolinium soit privilégiée. Pour cela, l'ajout de gadolinium dans le liquide scintillant a été optimisé en prenant en compte les sections efficaces macroscopiques de capture et la concentration de chaque isotope. Les

1. Un rayonnement de freinage est aussi possible en très faible proportion puisque la perte d'énergie par Bremsstrahlung augmente comme le carré de la charge électrique Z des noyaux du milieu traversé, qui est ici principalement constitué de protons.

sections efficaces microscopiques σ_i des trois principaux isotopes i responsables de la capture neutronique (H, ^{155}Gd et ^{157}Gd) dans STEREO sont présentées en Figure 2.2. La probabilité de capture sur les atomes de Gd est ~ 5 ordres de grandeur supérieure à celle de l'atome d'hydrogène.

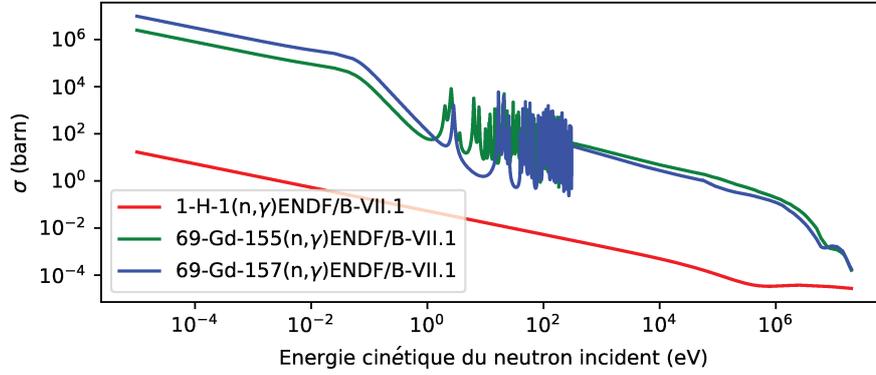


FIGURE 2.2 – Sections efficaces microscopiques de la capture radiative (n,γ) du neutron sur les atomes H (rouge), ^{155}Gd (vert) et ^{157}Gd (bleu) issues de la base de données ENDF/B-VII.1. La probabilité de capture sur un atome de Gd est ~ 5 ordres de grandeur plus grande que celle de l'atome d'hydrogène.

La prise en compte des densités atomiques de chaque isotopes i permet de calculer les sections efficaces macroscopiques Σ_i données dans le Tableau 2.2. Grâce au dopage du liquide scintillant à 0.2% en Gd, un facteur ~ 10 entre les probabilités de capture radiative sur le Gd par rapport à l'hydrogène est obtenu. Cela permet d'assurer que l'émission de γ de ~ 8 MeV sera privilégiée. Les constantes de temps τ_i^{capt} associées au processus de capture¹ de chaque isotope peuvent alors être approximées à partir du parcours moyen $\langle \lambda_i \rangle$:

$$\tau_i^{capt} = \frac{\langle \lambda_i \rangle}{\langle v_n \rangle} = \frac{1}{\langle v_n \rangle \Sigma_i} \quad (2.12)$$

où la vitesse du neutron thermalisé $v_n \simeq 2190$ m/s $\ll c$. Les constantes de temps de capture obtenues sont très différentes pour les isotopes du Gd de celles obtenues pour l'hydrogène.

Isotope	Σ_i (cm ⁻¹)	τ_i^{capt} (μs)
(n,γ) ¹ H	0.02	228.3
(n,γ) ¹⁵⁷ Gd	1	4.6
(n,γ) ¹⁵⁵ Gd	0.2	22.8

TABLEAU 2.2 – Sections efficaces macroscopiques et temps moyen du processus de capture radiative par les trois isotopes majeurs (H, ^{155}Gd et ^{157}Gd).

Ainsi, l'écart de temps moyen entre les signaux prompt et retardés ΔT représente la somme des contributions du temps de thermalisation et du temps de capture moyen. La Figure 2.3

1. La capture suit les processus de thermalisation et de diffusion du neutron. Le neutron est à une énergie égale à ~ 0.025 eV.

montre la distribution des ΔT obtenus par simulation – qui sera introduite en Section 2.4.1 – pour le détecteur STEREO. La constante de capture moyenne obtenue reflète la concentration des trois isotopes et est égale à $16.07 \pm 0.02 \mu\text{s}$. Le temps moyen de thermalisation est d'environ $8 \mu\text{s}$.

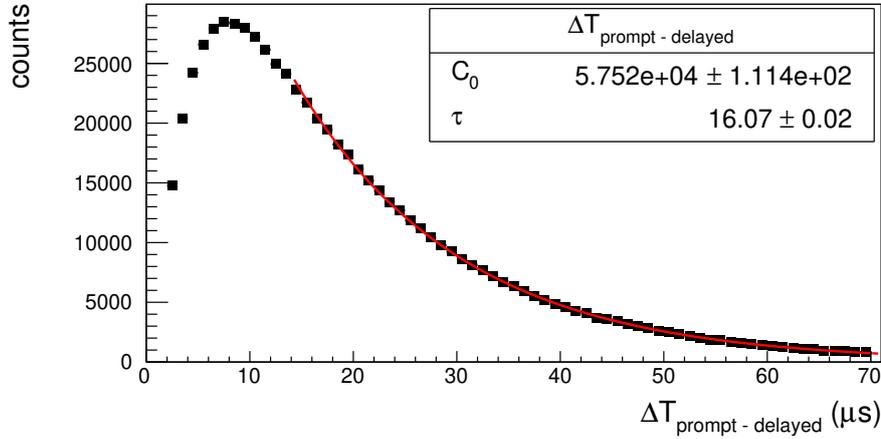


FIGURE 2.3 – Distribution du temps écoulé entre le signal prompt et retardé pour le détecteur STEREO, en simulation. Ce temps est égal à la somme des temps de thermalisation du neutron ($\sim 8 \mu\text{s}$) et de capture sur un isotope H, ^{155}Gd ou ^{157}Gd ($\sim 16 \mu\text{s}$).

2.1.2 Bruits de fond et principe du *ON–OFF*

La probabilité d'interaction des neutrinos étant extrêmement faible, la quantité de bruit de fond impacte fortement la sensibilité de l'expérience. Il est donc primordial pour l'expérience d'avoir une compréhension totale des sources capables d'imiter le signal neutrino lorsque le réacteur est en fonctionnement. La caractérisation du signal neutrino à la section précédente nous permet de définir des critères de sélection dits standard pour les événements prompt et retardé. À savoir :

$$\Delta T < 70 \mu\text{s}$$

$$2 \text{ MeV} < E_p < 8 \text{ MeV}$$

$$5 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$$

Bruit accidentel et bruit corrélé Comme dans beaucoup d'expériences reposant sur la détection de l'IBD et donc sur une recherche de paires corrélées, deux types de bruits de fond sont à distinguer. Ces bruits dépendent directement du bruit de fond ambiant présent sur le site de l'ILL. Le bruit *accidentel* est créé par la coïncidence de deux signaux d'origines distinctes dans la bonne fenêtre de temps. À l'opposé du bruit accidentel, certains événements physiques sont susceptibles de créer une paire d'événements corrélés ayant une origine unique. Ce bruit, appelé *corrélé*, est principalement dû aux neutrons rapides engendrés

par l'interaction de muons d'origine cosmique dans les blindages du détecteur ou provenant de l'activité du réacteur et des expériences voisines. Un neutron rapide pénétrant dans le liquide scintillant peut engendrer un recul d'un des protons de la cible – signal prompt – avant de se thermaliser et d'être capturé sur un atome d'hydrogène ou de gadolinium – signal retardé.

Soustraction statistique Si la conception du détecteur et de ses blindages a atteint ses objectifs, le bruit corrélé restant est uniquement d'origine cosmique. En fonctionnant par cycles, le réacteur de l'ILL fournit, entre ses phases de fonctionnement, des périodes d'arrêt qui sont utilisées pour le rechargement du combustible et pour effectuer des travaux de maintenance. Les périodes de puissance nulle représentent un peu plus de la moitié du temps d'acquisition total. Ces arrêts (notés par la suite réacteur-OFF) représentent pour STEREO la clé de la maîtrise du bruit de fond d'origine cosmique. Le bruit de fond est mesuré lors des phases de réacteur-OFF et une soustraction statistique aux candidats-IBD obtenus lors des phases de marche du réacteur (réacteur-ON) permet d'extraire les neutrinos.

2.2 Site expérimental

La source de neutrinos utilisée pour l'expérience STEREO est le réacteur nucléaire à Haut Flux de l'Institut Laue Langevin, qui est un organisme de recherche international spécialisé en sciences et technologies neutroniques. Ce centre accueille chaque année 1500 chercheurs issus de domaines divers tels que la biologie, la physique des matériaux, ou la physique des particules.

2.2.1 Caractéristiques de la source de neutrinos

Le réacteur à Haut Flux est d'une puissance nominale de 58 MWth. Il produit de manière continue un flux de neutrons, destiné à la recherche, d'environ $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit un des plus élevés du monde. Ses caractéristiques diffèrent de celles des réacteurs commerciaux, dont le but est la production d'électricité à grande échelle. L'ILL fonctionne sur une base de 3 ou 4 cycles de 50 jours par an.

Géométrie Le cœur du réacteur est très compact par rapport aux cœurs de réacteurs commerciaux. C'est un cylindre d'aluminium creux possédant un diamètre externe de 40 cm, un diamètre interne de 26 cm et une hauteur de 80 cm. Entre ces deux diamètres est disposé le combustible. À l'intérieur du cylindre, une barre de contrôle en nickel permet d'absorber les neutrons pour ralentir la réaction. Le tout baigne en permanence dans de l'eau lourde (D_2O) utilisée comme modérateur et liquide caloporteur. Une piscine d'eau légère déminéralisée H_2O de 6 m de diamètre entoure la cuve d'eau lourde afin d'assurer la protection contre les radiations. Les tubes d'aluminium permettant d'acheminer les neutrons jusqu'aux

expériences prélèvent ces derniers directement à l'intérieur de la cuve du réacteur, là où le flux est élevé. Les dimensions du cœur font de l'ILL la source de neutrinos la plus compacte en France et induisent une très bonne résolution (incertitude de 24 cm) sur leur distance de propagation. À titre d'information, les cœurs de réacteurs commerciaux possèdent un diamètre de l'ordre de 3 m. La configuration de l'ILL donne la possibilité d'approcher le détecteur à une distance de 10 m. Ainsi, STEREO est idéalement placé pour la mesure d'une oscillation à courte distance correspondant à une fréquence d'oscillation de l'ordre de l'eV², requis pour expliquer l'anomalie des antineutrinos de réacteurs.

Combustible Contrairement aux cœurs de réacteurs commerciaux qui sont constitués de $\sim 3.5\%$ d'²³⁵U et d'²³⁸U pour le reste, le combustible de l'ILL est initialement enrichi à 93% en ²³⁵U. Ceci constitue un avantage pour la mesure du spectre en énergie des antineutrinos provenant de cet isotope. En effet, au fur et à mesure que le combustible initial est brûlé, la capture neutronique sur l'²³⁸U produit du ²³⁹Pu, qui est fissile et qui génère par le même principe du ²⁴¹Pu. Ainsi, plus la proportion initiale de l'isotope 238 est grande, plus l'apparition au cours du temps de nouveaux produits de fission est importante. Ceci entraîne alors une modification du spectre des $\bar{\nu}_e$ émis par la désintégration- β qui résulte de l'effet de *burn-up*¹. Le *burn-up* peut être exploité pour caractériser la composition isotopique au temps t d'un réacteur nucléaire [116]. C'est aussi ce qui permet à l'expérience Daya Bay d'isoler les spectres $\bar{\nu}_e$ de l'²³⁵U et du ²³⁹Pu [64][71]. Dans le cas de l'ILL, le ratio des populations d'isotopes fissibles (²³⁹Pu, ²⁴¹Pu, ²³⁸U) évolue peu avec le temps, ce qui permet de diminuer les incertitudes systématiques sur la forme du spectre. Une étude menée au LPSC [117] et reposant sur la simulation du spectre des antineutrinos de l'ILL a montré que les variations du spectre dans le temps restaient inférieures à 0.5%.

Flux Le flux d'antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL peut être estimé à partir de la puissance thermique P_{th} , de l'énergie moyenne libérée par une fission E_{235U}^{fis} [118], et du nombre moyen de neutrinos émis par fission $N_{\bar{\nu}_e}^{fis}$:

$$\begin{cases} P_{th} \simeq & 58 \text{ MWth} \\ E_{235U}^{fis} = & 201.9 \pm 0.46 \text{ MeV} \\ N_{\bar{\nu}_e}^{fis} = & \int_{E_{\bar{\nu}_e}^{seuil}}^{\infty} S_{235U}(E_{\bar{\nu}_e}) dE_{\bar{\nu}_e} \end{cases} \quad (2.13)$$

où $N_{\bar{\nu}_e}^{fis}$ est calculé en intégrant à partir du seuil de l'IBD le spectre en énergie des neutrinos émis S_{235U} par fission présenté en Figure 2.1. La puissance est mesurée en continu à l'aide de nombreux capteurs de pression et de température situés en entrée et sortie du cœur, mais

1. Le *burnup*, ou taux de combustion, représente l'énergie totale libérée par unité de masse dans un combustible nucléaire. Il permet de suivre l'évolution des différents isotopes créés et déjà présents.

aussi en entrées et sorties de tout élément susceptible de recevoir de l'énergie provenant du cœur. Des bilans enthalpiques permettent ensuite de remonter à la puissance reçue par le fluide caloporteur. La quasi-totalité de la puissance ($\sim 96\%$) du cœur est extraite par le circuit primaire en eau lourde. En revanche, l'incertitude sur la mesure de la puissance provient essentiellement de l'extraction de puissance par les éléments secondaires (pompes, barres de pilotages, ...). Il a été montré lors une étude réalisée dans [119] que l'incertitude sur la mesure de la puissance thermique était inférieure à 1.4%.

Nombre de neutrinos détectés attendus La connaissance du nombre de protons N_p disponibles pour l'interaction des neutrinos et de la distance L du détecteur au cœur permet alors de donner un ordre de grandeur du signal attendu dans STEREO. Le calcul du nombre de protons est détaillé dans la Section 2.3.3, sa valeur est de $(1.090 \pm 0.011)10^{29}$ protons cibles pour les six cellules du volume fiduciel. La réponse du détecteur R_{det} est aussi incluse dans le calcul et prend en compte l'acceptance du signal neutrino par les sélections appliquées ainsi que le temps mort principalement associé aux véto des muons d'origine cosmique (cf. Section 3.2). La réponse s'écrit $R_{\text{det}} = \epsilon_{e^+} \cdot \epsilon_n \cdot (1 - \tau_\mu)$, où $\tau_\mu = 13.5\%$ est le temps mort et $\epsilon_{e^+} = 80\%$ et $\epsilon_n = 60\%$ ¹ représentent les efficacités de sélection des événements prompts et retardés. L'étude de leur valeur exacte feront l'objet du chapitre 3. En projetant le flux total émis $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ sur l'angle solide, et en considérant qu'il n'existe pas d'oscillation vers l'état stérile à courte distance, le nombre de neutrinos attendu est défini par :

$$N(t, E_{\bar{\nu}_e}, L) = N_p \times \frac{\Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E_{\bar{\nu}_e})}{4\pi L} \times \sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}_e}) \times R_{\text{det}}(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.14)$$

où σ_{IBD} représente la section efficace calculée en 2.11. De par l'inclinaison du détecteur par rapport à l'axe de propagation des neutrinos, ce résultat est plus simple à obtenir par l'emploi de méthodes Monte-Carlo détaillées dans la thèse de T.Salagnac [120] ou S.Zsoldos [121]. Le nombre attendu est d'environ 380 antineutrinos par jour. Ce chiffre témoigne encore une fois de la faible probabilité d'interaction des neutrinos.

2.2.2 Hall expérimental

Le détecteur STEREO est situé au niveau C du hall expérimental de l'enclenche du réacteur, au même niveau que le cœur et à 10 m de celui-ci. Dans ce hall, des tubes d'extractions acheminent depuis le modérateur du réacteur des flux intenses de neutrons destinés aux diverses expériences de diffusion. On peut visualiser sur les Figure 2.4 et 2.5 que l'emplacement de STEREO (appelé PN3) se situe entre les deux expériences des emplacements IN20 et D19 et sous le canal d'eau. En raison de l'espace restreint de l'emplacement PN3, le détecteur

1. L'efficacité de détection du neutron est engendrée par la sélection des captures se produisant sur les atomes de Gd, appliquée dans le but de confiner la sélection au volume cible.

STEREO et ses blindages ont été montés en retrait de sa position de mesure pour être enfin insérés via un système de coussins d'air en novembre 2016. D'une profondeur d'eau de 6 m et avec 2.5 m de béton au fond, le canal d'eau permet l'évacuation et le stockage des combustibles usés. Il fournit aussi une protection non négligeable contre le bruit de fond d'origine cosmique permettant de totaliser 15 m équivalent eau (m.w.e) au dessus du détecteur. Pour maximiser le recouvrement par le canal de transfert, l'axe du détecteur a été tourné d'un angle de 14.7° par rapport à l'axe de propagation des neutrinos, ce qui rend le bruit d'origine cosmique anisotrope.

En plus d'être une expérience de surface, STEREO subit le bruit de fond induit par le fonctionnement du réacteur et de toutes les expériences se trouvant dans le hall. Principalement, les expériences voisines – le spectromètre IN20 et le diffractomètre D19 – induisent des rayonnements de types γ et neutrons. Alors qu'un fort taux de γ sera à l'origine de bruit de fond de type accidentel, les neutrons peuvent créer du bruit de fond corrélé. Ce dernier n'étant présent que lors des phases de réacteur-ON, il ne pourra être estimé lors des phases d'arrêt du réacteur et il est donc crucial de s'en protéger par des blindages. Les murs pré-existants délimitant l'emplacement de STEREO ont été renforcés par des épaisseurs supplémentaires de plomb (entre 10 et 15 cm) et de polyéthylène (entre 10 et 15 cm) sur un hauteur de 2.4 m. Le blindage passif dans lequel sera encapsulé le détecteur a ensuite été conçu grâce à l'identification et la mesure des bruits γ et neutron dans le hall.

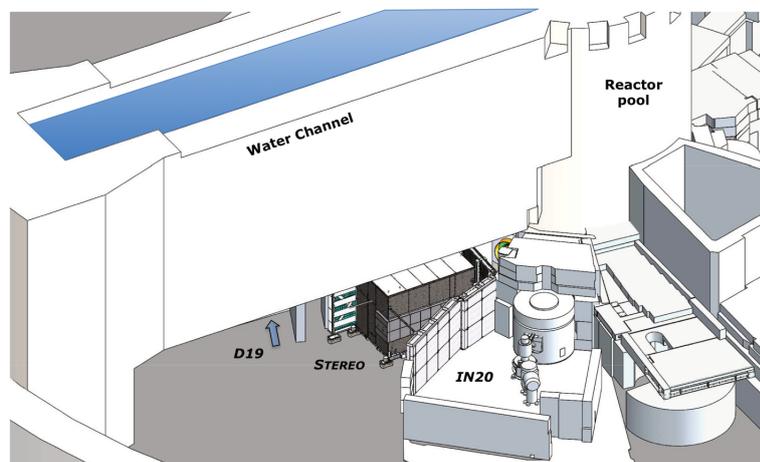


FIGURE 2.4 – Emplacement du détecteur STEREO au niveau C du réacteur nucléaire de l'ILL. La distance au cœur (~ 10 m) permet d'être sensible à des fréquences d'oscillation de l'ordre de l'eV² requises pour expliquer l'anomalie des antineutrinos de réacteur. En partie protégée du bruit de fond cosmogénique par le canal d'eau, l'expérience est en revanche soumise au bruit provoqué par les expériences voisines (D19, IN20).

2.2.3 Bruits de fond et blindages

La sensibilité de l'expérience dépend directement du rapport entre le signal neutrino et les différents bruits de fond, qui doivent être réduits au maximum. L'étude des bruits a fait

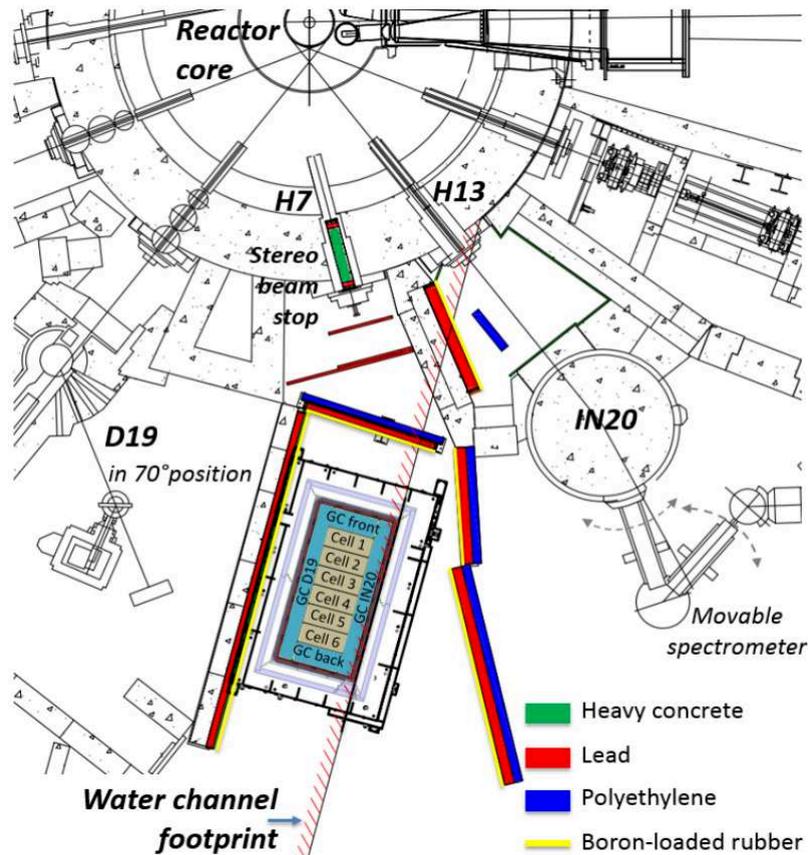


FIGURE 2.5 – Hall expérimental du réacteur de l'ILL autour de STEREO. Le faisceau H7 a été condamné par un bouchon de béton et de plomb et les murs de l'emplacement PN3 ont été renforcés de plomb – en rouge – et de polyéthylène – en bleu.

l'objet de plusieurs campagnes de mesures [121][122] sur site afin de déterminer le blindage nécessaire à STEREO. Un résumé de ces mesures est présenté ici.

2.2.3.1 Bruit lié au hall expérimental et au fonctionnement du réacteur

Dans la casemate de l'ILL, les sources de bruit sont multidirectionnelles. La contribution locale principale au bruit de fond γ provient des expériences voisines D19 et IN20 et des emplacements H7 et H13 en face de STEREO, visibles sur la Figure 2.5. La ligne H7 qui acheminait les neutrons du cœur à l'emplacement de STEREO a été bouchée par du plomb et du béton [122][123] pour atténuer le flux de neutrons rapides et lents venant du réacteur. De plus, les expériences voisines utilisent des systèmes de collimation dans lesquels les neutrons subissent de nombreuses diffusions. Par conséquent, le flux parvenant à, ou autour de STEREO, est principalement constitué de neutrons thermiques. Des mesures du taux de neutron thermique ont été effectuées avec un tube rempli de ^3He , détectant des flux pouvant aller à 100 neutrons/(cm^2s) [124]. Cependant, il est possible qu'une contribution de neutrons rapides de quelques MeV provenant du flux primaire passe les blindages et arrive à STEREO. Même si leur taux est négligeable en comparaison du flux de neutrons rapides engendrés par

Isotope	σ_{capt}^{therm} (barn)	A.N (%)	E_γ principales
^1H	0.33	~ 100.0	2223 (100%)
^{56}Fe	2.59	91.8	7631 (29%) 7646 (25%)
^{27}Al	0.23	100.0	7724 (27%)
^{56}Cu	4.47	69.2	7916 (33%)

TABLEAU 2.3 – Captures radiatives pertinentes pour la mesure du bruit de fond γ lorsque le réacteur est en fonctionnement. Les informations sont issues de [35].

spallation par les muons d'origine cosmique, leur présence ne pourra pas être estimée lors des phases de réacteur-OFF. La conception des blindages du détecteur interne va donc privilégier l'atténuation du flux de neutrons rapides. De plus, une étude – essentielle – validant l'absence de bruit de fond corrélé induit par le réacteur sera mise en place dans le chapitre 5.

La présence de ces neutrons engendre un bruit de fond γ généré en partie par l'activation des matériaux présents dans les structures environnantes et leur désintégration- β subséquente. À haute énergie, le flux γ provient directement des captures neutroniques sur le fer (7.6 MeV) et l'aluminium (7.7 MeV), ainsi que de la désintégration d'un isotope de l'azote produit par irradiation de l'eau lourde dans le circuit primaire ($^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$), qui passe sous le détecteur STEREO. Les noyaux les plus pertinents et dont l'énergie des γ émis se trouve en dessous de 8 MeV sont listés dans le Tableau 2.3. Le détecteur utilisé pour la caractérisation du bruit γ est un détecteur germanium, qui permet une excellente résolution. Des études détaillées des spectres mesurés dans différentes configuration de blindage et de fonctionnement des expériences voisines sont données dans la thèse de F.Kandzia [122]. Les taux mesurés sur l'emplacement – sans blindage autre que le bouchon de la ligne de faisceau – ont été comparés aux taux maximum acceptés pour un rapport signal-sur-bruit de 1.5 [121]. Les exigences sur les facteurs d'atténuation que devront procurer les blindages contre ces rayonnements γ sont de l'ordre de ($\sim 10^{-5}$ - 10^{-6}).

À basse énergie, les contributions principales au bruit de fond γ proviennent de la radioactivité naturelle et l'activation de l'argon présent dans l'air. L' ^{40}Ar émet un rayonnement γ caractéristique à 1294 keV sous activation de neutrons avant de décroître vers le potassium $^{40}\text{Ar}(n,\gamma)^{41}\text{Ar} \rightarrow ^{41}\text{K}$. Des variations importantes de la contribution de l'argon ont été observées pendant les phases de réacteur-ON, jusqu'à un facteur 5 [122]. Dû au temps de décroissance plutôt court de l'argon (~ 110 min), ceci peut s'expliquer par les mouvements de convection de l'air dans la hall expérimental et dans STEREO.

L'expérience voisine IN20 est de surcroît génératrice de champs magnétiques susceptibles de varier fortement au cours du temps et dont la valeur peut aller jusqu'à 15 Teslas à la position de l'échantillon. Le champ de fuite attendu au niveau de STEREO est de l'ordre de quelques centaines de μT , or la fiche technique du PMT spécifie une dégradation de la sensibilité aux photons d'environ 10% pour une exposition à un champ de $20\mu\text{T}$. Des changements du champ

dans le voisinage de STEREO ont de fortes chances d'altérer l'amplification et la résolution de certains photomultiplicateurs. Il est donc nécessaire de prévoir un blindage magnétique.

2.2.3.2 Bruit d'origine cosmique

Même si le béton du réacteur et le canal de transfert situé au dessus de l'emplacement de STEREO fournissent déjà une protection vis-à-vis des radiations d'origine cosmique, elles restent une source de bruit de fond importante. Avec un flux d'environ $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ au niveau de la mer, la composante muonique du bruit de fond cosmique est $\mathcal{O}(10)$ plus importante que celui des composantes hadroniques et électroniques [125]. Ces dernières sont d'ailleurs plus facilement arrêtées par l'ensemble des matériaux constituant le bâtiment réacteur. Au minimum d'ionisation, un muon dépose environ 2 MeV/cm . Il est par conséquent extrêmement facile à identifier dès lors qu'il traverse quelques cm du détecteur par rapport à un neutrino, qui sera signé par une énergie inférieure à 10 MeV . En revanche, un bruit de fond indirect, plus difficile à supprimer, naît de la spallation engendrée par les muons dans les matériaux environnants. La section efficace de ce type de réaction augmentant avec le nombre de masses A du milieu d'interaction, les sources principales sont le plomb composant les blindages et les murs entourant l'emplacement PN3. L'énergie des neutrons produits par spallation est alors de quelques MeV, ce qui leur vaut la caractérisation de neutrons rapides. Leur pénétration dans le détecteur peut produire des paires corrélées imitant le signal $\bar{\nu}_e$ de plusieurs manières. Premièrement, un neutron peut induire un recul de proton dans la gamme d'énergie de l'évènement prompt avant de se thermaliser et d'être capturé sur un noyau de gadolinium. Dans ce cas, nous verrons que le signal prompt du recul nucléaire peut être identifié par la discrimination par forme d'impulsion (PSD). Il est aussi possible que deux neutrons soient capturés dans l'intervalle de temps caractéristique de l'IBD, au quel cas la discrimination est plus complexe, voir impossible.

Le flux de muons a été mesuré sur le site de l'expérience. Son principe repose sur la coïncidence d'un signal dans deux raquettes de scintillation positionnées à 20 cm de distance [121]. La Figure 2.6 présente les mesures du flux de muons en fonction de l'angle d'incidence et de la position du détecteur. Comme STEREO est positionné en bordure du canal de transfert (Figure 2.4), il est attendu que le flux soit plus important en provenance d'IN20, ce qui est observé sur la figure. En revanche, nous attendons que la mesure en dehors du bâtiment réacteur suive la loi en $\cos^2(\theta)$. Une comparaison des taux mesurés a été effectuée avec ceux simulés en utilisant le générateur cosmic CRY, pour Cosmic-ray Shower Library¹ [126], couplé avec une description complète du bâtiment de l'ILL dans GEANT4. Comme le générateur

1. Développé par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), CRY génère des protons d'origine cosmique au sommet de l'atmosphère avec une énergie comprise entre 1 GeV et 100 TeV . Ce générateur permet de suivre à chaque étape du Monte-Carlo les particules secondaires, comme les neutrons, muons, γ , électrons et pions. Les flux et les spectres en énergie peuvent être ajustés en fonction de l'altitude.

CRY fournit les taux tabulés au niveau de la mer, un facteur de normalisation commun a été déterminé en utilisant la mesure de dehors. La comparaison du flux de muons au niveau de l'emplacement de STEREO et à l'extérieur du bâtiment réacteur permet de quantifier le facteur d'atténuation dû à l'enceinte de l'ILL à environ 4. C'est d'ailleurs la valeur à partir de laquelle ont été déduits les 15 m.w.e.

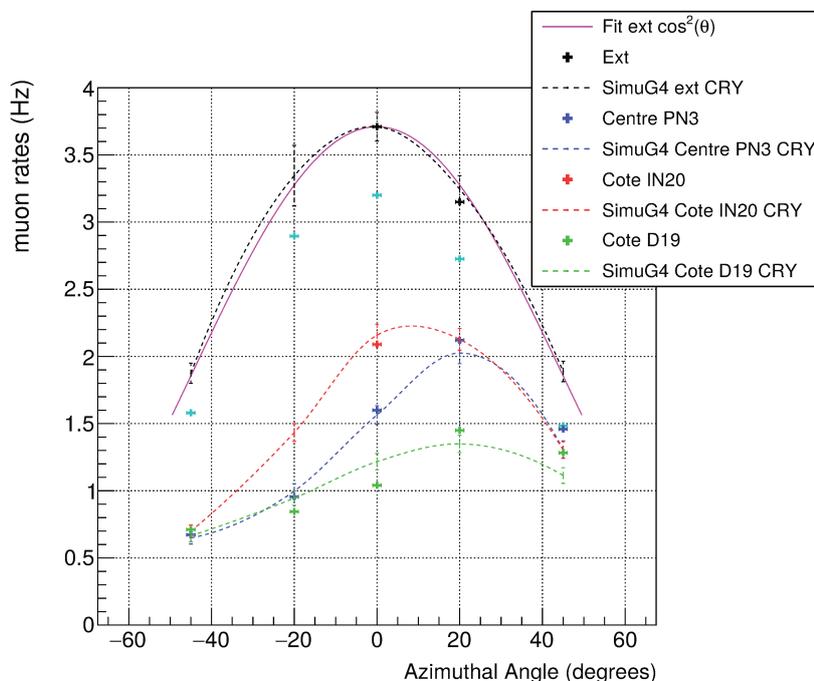


FIGURE 2.6 – Flux de muons mesurés à l'aide de deux raquettes de scintillateurs solides placées à différents emplacements (côtés IN20, D19, centre de PN3, et en dehors du bâtiment réacteur). Les lignes en pointillé correspondent à la simulation CRY+GEANT4 et un facteur de renormalisation du flux simulé a été appliqué sur tous les points. Il a été estimé en utilisant la mesure du dehors à l'angle 0.

2.2.3.3 Blindages passifs

Suite aux mesures des bruits de fond γ et neutron, et pour atteindre les objectifs en terme de rapport signal-sur-bruit, le détecteur interne a été encapsulé dans 65 tonnes de blindages supplémentaires. La thermalisation de la composante rapide des neutrons est effectuée par 15 cm (20 cm, 30 cm) de polyéthylène sur les côtés (sol, toit) du détecteur et qui joue aussi le rôle de capture des neutrons thermiques grâce à l'ajout de bore. Cet assemblage est ensuite inséré dans une épaisseur de 10 cm (20 cm, 15 cm) de plomb sur les côtés (sol, toit) qui permet d'atténuer les γ environnants. L'épaisseur plus importante en bas a été conçue pour minimiser la contribution au bruit de fond γ de la décroissance de l' ^{16}N dans le circuit de refroidissement d'eau. L'importance d'avoir le polyéthylène boré en dernière couche s'explique par la création potentielle de neutrons rapides engendrés par les muons dans le plomb (cf. Section 2.2.3.2).

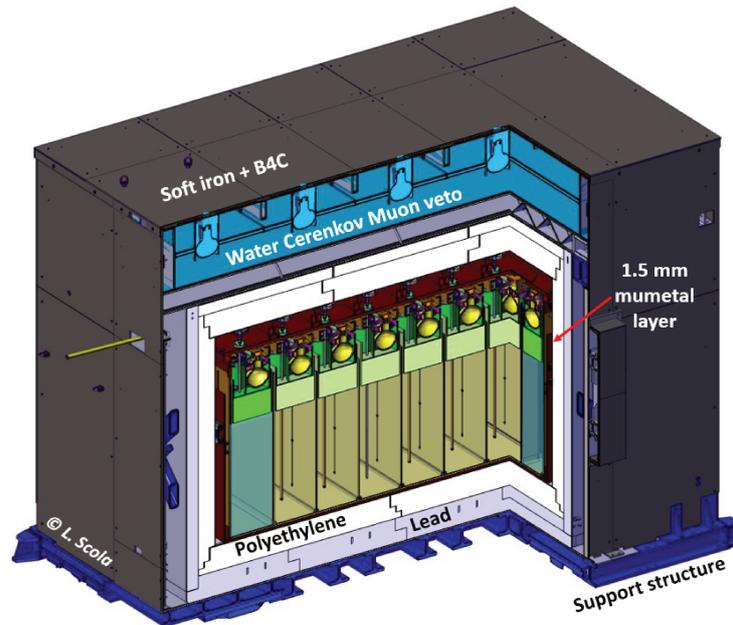


FIGURE 2.7 – Vue en coupe du détecteur interne STEREO encapsulé dans ses différentes couches de blindage. Le veto à muons recouvre l'intégralité du détecteur interne. Le tout est inséré dans une couche supplémentaire de blindage.

2.2.3.4 Blindages actifs

Le veto à muon couvre l'ensemble du détecteur et de ses blindages (Figure 2.7). Ce détecteur Cerenkov de $414 \times 380 \times 26 \text{ cm}^3$ a été conçu par le LPSC. Il comporte une cuve d'eau déminéralisée de 25 cm, des parois réfléchissantes recouvertes de Tyvek, et 20 photomultiplicateurs (R5912-100) assurent la collection de lumière. Du 4-methylumbelliféron convertit la longueur d'onde émise par le rayonnement Cerenkov en lumière visible pour une meilleure efficacité des photocatodes. Le déclenchement s'effectue par bloc de 4 PMTs. Une description détaillée est donnée dans [121]. Alors que les muons traversant le détecteur émettent des photons Cerenkov sur l'intégralité de leur parcours – soit 26 cm pour un muon vertical –, un rayonnement d'origine non-cosmique *e.g.* interaction γ , a une longueur de parcours moindre dans l'eau et résulte en une émission de lumière plus faible. Seul les γ de haute énergie sont en mesure de créer autant de lumière. Leur discrimination est néanmoins possible grâce à l'exploitation de la topologie dans le veto et sera détaillée en Section 4.2.

2.2.3.5 Blindages magnétiques

Les champs de fuite, de l'ordre de quelques centaines de μT au niveau du détecteur STEREO, perturbent fortement le fonctionnement des PMTs en influant sur la collection des photoélectrons sur la première dynode. Le champ magnétique est en plus amené à varier sur des échelles de temps très courtes, ce qui rend une éventuelle correction impossible. Un blindage magnétique est donc essentiel pour ramener le champ de fuite à la valeur du champ

magnétique terrestre ($\sim 50 \mu\text{T}$). Les blindages additionnels sont constitués de 1.5 mm de mu-métal autour du détecteur interne et de 1 cm de fer doux couvrant l'ensemble détecteur et véto. Ces deux couches forment un blindage magnétique dont la conception a été faite grâce aux simulation réalisées dans [122]. Enfin, afin de prévenir des captures de neutrons thermiques sur le fer, une couche de B_4C encapsule la totalité de l'installation.

2.3 Le détecteur Stereo

2.3.1 Conception

Le détecteur STEREO (Figure 2.8) est composé d'un volume cible (parfois noté TG) utilisé pour la détection des $\bar{\nu}_e$. Il est contenu dans un aquarium en acrylique rempli de liquide scintillant dopé au gadolinium (Gd) [124] et divisé en six cellules identiques qui sont séparées optiquement par des plaques réfléchissantes. Si le matériau réfléchissant (VM2000TM ESR pour Enhanced Specular Reflector) utilisé pour ces parois garantit une bonne réflexion avec très peu d'absorption au contact de l'air, une baisse de la réflexion de près de 40% est observée au contact du liquide [36]. Des plaques d'acrylique sont donc utilisées pour maintenir une couche d'air de quelques mm autour de l'ESR placé entre chaque cellules. Les dimensions du volume cible selon les axes (\vec{x} , \vec{y} , \vec{z} , voir Figure 2.9) sont $2.23 \text{ m} \times 0.96 \text{ m} \times 1.23 \text{ m}$ et celles d'une cellule $37 \text{ cm} \times 92 \text{ cm} \times 90 \text{ cm}$.

L'aquarium est placé au centre d'un second volume de dimensions (\vec{x} , \vec{y} , \vec{z}) $3.10 \text{ m} \times 1.54 \text{ m} \times 1.50 \text{ m}$ fait d'acier inoxydable. L'espace entre cette cuve et le volume cible – appelé *gamma-catcher* et parfois noté GC – est rempli de liquide scintillant non dopé au gadolinium. Il permet la détection des rayonnements γ s'échappant de la cible, et sert en même temps de blindage contre les rayonnements venant de l'extérieur. Ce volume est divisé en quatre sous-volumes : deux se trouvent dans le prolongement selon l'axe \vec{x} des cellules – avant et après – et font les mêmes dimensions que celles-ci. Les deux autres sont deux fois plus long et couvrent toute la longueur du détecteur. La géométrie des cellules ajoutées selon l'axe de propagation des $\bar{\nu}_e$ est telle que les effets de bord attendus pour la première et la dernière cellule cible sont diminués. Des plaques réfléchissantes (ESR) ont aussi été placées contre la cuve inox.

En haut du détecteur, la lumière de scintillation est recueillie par 48 photomultiplicateurs (PMT) dont la disposition est montrée en Figure 2.9. Le tube, de 20 cm, est le modèle R5912-100 d'Hamamatsu [127]. Chaque cellule cible ainsi que les deux cellules semblables du *gamma-catcher* en possède 4, et les deux longs volumes du *gamma-catcher* en possèdent 8. Les PMTs sont entourées du μ -métal comme blindage contre les champs magnétiques et le tout est immergé dans de l'huile minérale (dodécane) contenue dans des volumes dits tampons d'acrylique, de 20 cm d'épaisseur. L'huile permet d'améliorer le contact optique

entre la photocathode du PMT et l'acrylique et les 20 cm d'acrylique ont pour effet d'éloigner les PMT de la zone de détection afin de limiter les effets d'angle solide (effet haut/bas), et donc la résolution du détecteur.

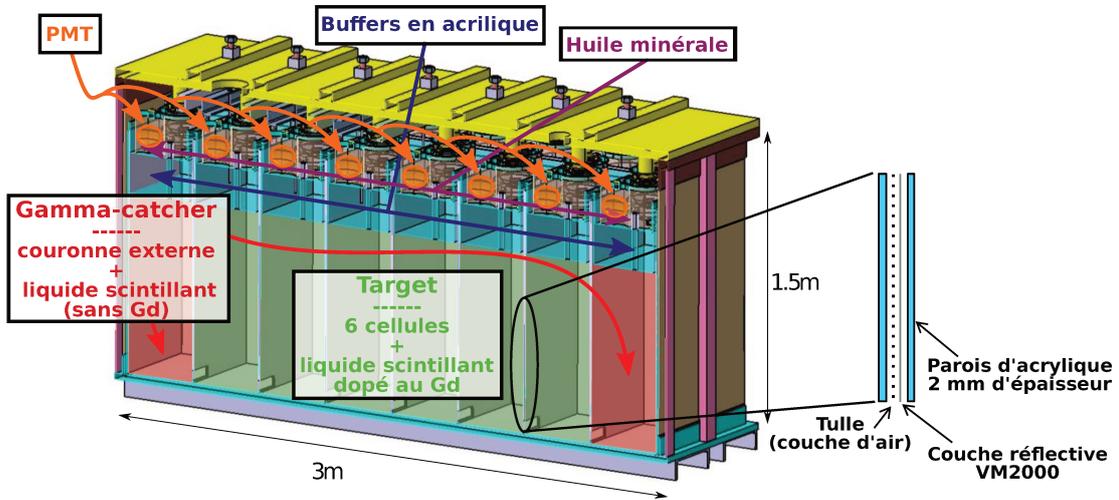
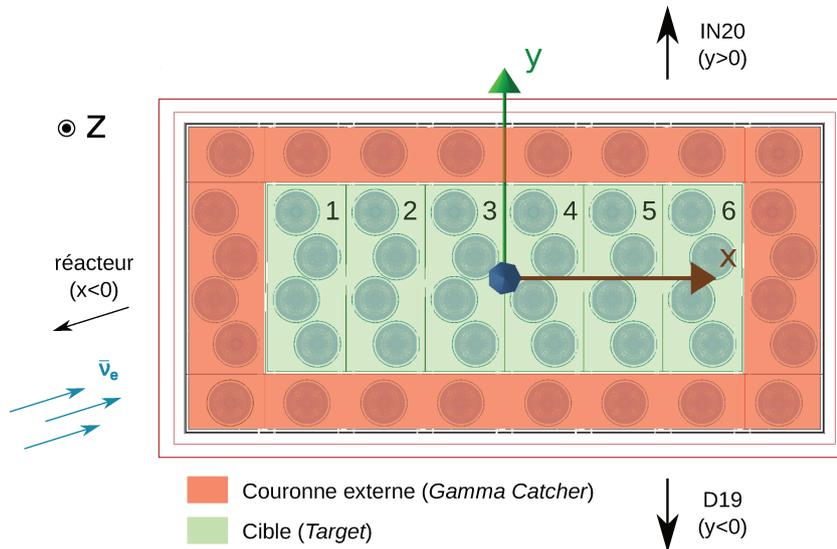


FIGURE 2.8 – Détecteur interne de STEREO. Le volume cible (vert) est divisé en 6 cellules optiquement indépendantes. Il est entouré par le *gamma-catcher* (rouge). En haut de chaque cellule, un bloc d'acrylique rempli d'huile minérale (bleu et violet) permet d'assurer le contact optique avec les photomultiplicateurs (orange). Les parois entre cellules sont composées de plaques d'acrylique (2 mm d'épaisseur) encadrant une fine couche d'air et une couche réfléchive.



de réacteur-ON et 28 jours de réacteur-OFF. Deux problèmes sont rapidement survenus, compliquant l'exploitation des premières données. Premièrement, les blocs d'acrylique de la cellule 4 et du *gamma-catcher* avant, fissurés, ont laissé l'huile qu'ils contenaient se déverser dans le liquide scintillant (Figure 2.8). En conséquence, les cellules concernées ont perdu le couplage optique entre les photocathodes et l'acrylique. La collection de lumière dans ces cellules a donc été dégradée d'un facteur ~ 2 . Le niveau total de liquide a aussi augmenté de quelques cm. Parallèlement, le gap d'air des parois réfléchissantes souffrant de problèmes d'étanchéité s'est petit à petit rempli de liquide. Les propriétés de réflexion se sont alors dégradées à des rythmes différents suivant les parois, engendrant une évolution des fuites de lumière et complexifiant la reconstruction des dépôts d'énergie. Ces évolutions et la méthode mise en place pour les traiter sont présentées dans la Section 2.4.2.2. Une phase d'arrêt du réacteur de l'ILL durant l'été 2017 a été dédiée au changement du bouchon du canal H7. Le détecteur et ses blindages – incluant les murs de plombs – ont dû être entièrement démontés et déplacés, avant d'être remontés début octobre pour la deuxième phase d'acquisition (Phase-II). STEREO a profité de cet arrêt pour effectuer quelques travaux : les deux buffers contenant l'huile ainsi que les parois séparant les cellules ont été réparés. Le niveau de LS est légèrement plus bas pour la Phase-II que pour la Phase-I. La prise de donnée ayant redémarré avant que le réacteur en redémarre, STEREO a profité d'une longue période d'arrêt utile à la caractérisation du bruit de fond. Celui-ci sera détaillé au chapitre 4. La Figure 2.10 montre l'évolution du nombre de jours de données à puissance nominale et l'évolution de la puissance du réacteur.

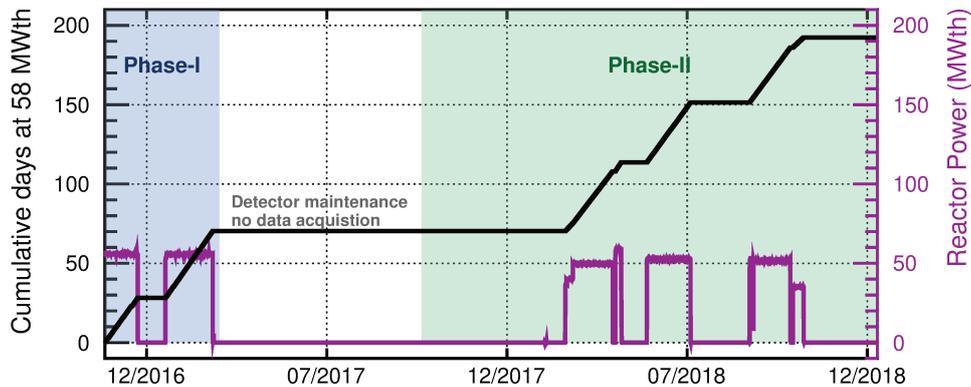


FIGURE 2.10 – Phases d'acquisition de STEREO. La puissance en violet montre les phases de réacteur-ON, de puissance nominale 58 MWth.

2.3.3 Liquide scintillant

Les scintillateurs organiques sont un choix répandu parmi les détecteurs de neutrinos et sont utilisés dans de nombreuses expériences modernes. Ils combinent un temps de réponse rapide de l'échelle de la nanoseconde et de hauts rendements lumineux, permettant de bonnes

résolutions en temps et en énergie. La détection des $\bar{\nu}_e$ s'effectuant par interaction sur un proton, les scintillateurs organiques, riches en protons, constituent un excellent milieu de détection.

2.3.3.1 Principe de la création de lumière

Un scintillateur liquide est un solvant aromatique composé d'atomes d'hydrogène et de carbone qui fonctionne en coopération avec un soluté (< 1% en proportion) pour produire par fluorescence un signal lumineux lorsqu'une particule chargée le traverse. L'interaction électromagnétique de celle-ci avec les électrons des molécules cycliques du solvant laisse derrière elle une trace de molécules ionisées et excitées en un temps très court ($\sim 10^{-13}$ s). L'énergie d'excitation migre alors dans le solvant de proche en proche jusqu'à être dégradée ou bien captée par une molécule de soluté – dissoute dans le solvant – qui convenablement choisie, se déexcite par émission d'un photon de fluorescence.

2.3.3.2 Caractéristiques du liquide scintillant de Stereo

Les liquides scintillants de STEREO ont été développés au MPIK à Heidelberg [128]. Ils doivent avant tout satisfaire les critères de transparence, de rendement lumineux, de sécurité – l'expérience est à proximité d'un réacteur nucléaire – et enfin être compatibles avec les matériaux du détecteur. Ces exigences ont conduit à l'utilisation du LAB (linear alkyl benzene), qui correspond à $\sim 75\%$ du poids total. Sa transparence est maximale pour des longueurs d'onde d'environ 430 nm, et son point d'ignition se situe à environ 140° . Son rendement lumineux peut être augmenté par l'ajout de $\sim 20\%$ de PXE (ortho-phenyl-xylyl-étane) et de $\sim 5\%$ de DIN (di-isopropyl-naphtalène). Il a été observé que ce dernier améliore aussi la propriété de discrimination par forme d'impulsion, ou PSD.

Afin d'augmenter l'efficacité de capture du neutron (cf. Section 2.1.1.4), le liquide de la cible est doublé avec du gadolinium. L'ajout de Gd est effectué par dilution de molécules de $\text{Gd}(\text{thd})_3$, méthode déjà employée dans les expériences de Double Chooz et Nucifer. Son addition n'est pas sans effet sur la longueur d'atténuation. Celle-ci passe de 9.7 m dans les cellules du *gamma-catcher* à 6.9 m dans la cible, à 430 nm. Le rendement lumineux pour sa part diminue de 23% et passe de 8400 à 6500 photons/MeV.

Enfin, deux molécules fluorescentes – le PPO (diphenyloxazole) et le bis-MSB (bis-méthylstyrilbenzène) – sont utilisées pour décaler la lumière émise par la scintillation vers le bleu, zone de meilleur rendement des photomultiplicateurs. Le spectre d'émission est présenté en Figure 2.11. Les points d'ignition de ces mélanges sont respectivement 74°C et $>100^\circ\text{C}$ pour la cible et le *gamma-catcher*.

Le calcul du nombre de protons cibles est essentiel pour le calcul de la normalisation absolue. Il nécessite la mesure de la masse du scintillateur, estimée durant le remplissage

du détecteur, et de sa fraction d'hydrogène, déterminée par analyse CHN [128]. La valeur obtenue est de $(1.090 \pm 0.011)10^{29}$ protons cibles pour les six cellules du volume fiduciel.

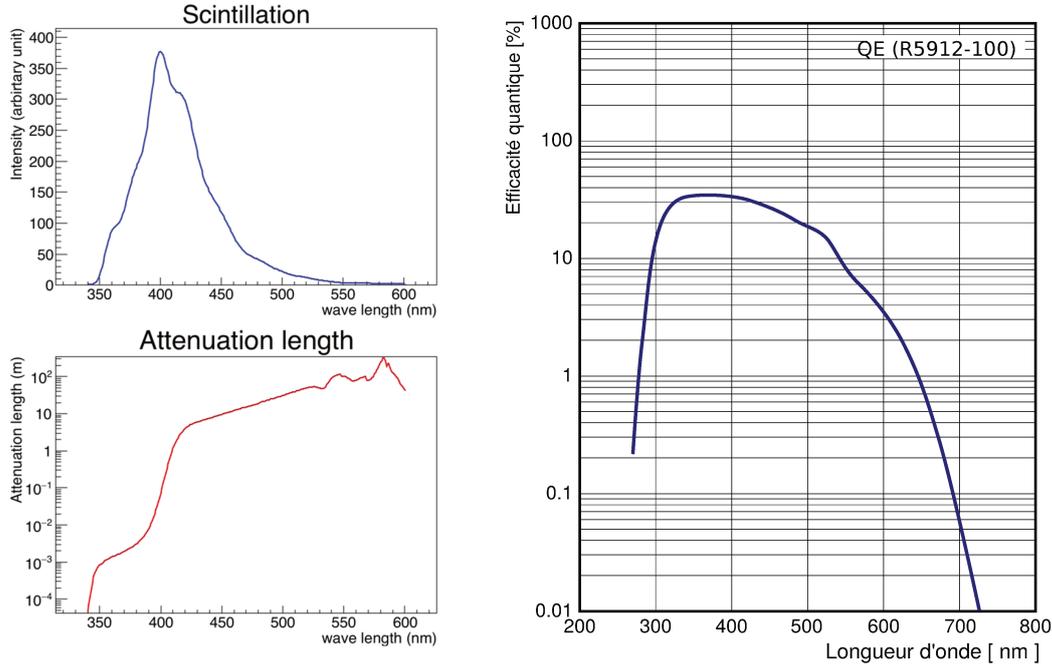


FIGURE 2.11 – L'ajout de PPO et bis-MSB permet de décaler la lumière produite par scintillation vers le bleu ($\lambda \simeq 400$ nm, figure de gauche, en haut), longueur d'onde à laquelle l'efficacité quantique des photomultiplicateurs utilisés est meilleure (figure de droite). En bas à gauche, longueur d'atténuation en m en fonction de la longueur d'onde.

2.3.3.3 Non linéarités (*quenching*)

La fonction de réponse d'un liquide scintillant est la quantité de lumière produite en fonction de l'énergie déposée par la particule incidente. En principe, cette fonction suit un comportement linéaire avec l'énergie : la lumière augmente avec le nombre d'excitations primaires dans le liquide, et donc avec l'énergie déposée par la particule incidente. Cependant, un effet important nommé en anglais *quenching* provoque une baisse du rendement lumineux en fonction de l'énergie de la particule initiale et impacte cette linéarité. Le phénomène de *quenching* intervient lors de la migration de l'énergie dans le solvant. Lorsque la densité locale de molécules excitée est trop importante, des interactions entre molécules dissipent l'énergie au lieu de la convertir en scintillation. En fin de parcours notamment, la densité d'ionisation augmente. Ainsi, les particules dont l'énergie initiale est assez faible observent une diminution significative de la quantité de lumière rendue par le liquide. Le modèle de Birks [129] décrit la déviation au régime linéaire de la quantité de lumière produite par unité de longueur par la loi :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (2.15)$$

où S est le rendement lumineux en régime linéaire et $\frac{dE}{dx}$ le pouvoir d'arrêt. Le coefficient de Birks k_B exprime la baisse d'efficacité de la conversion d'énergie en lumière du liquide scintillant à fort $\langle dE/dX \rangle$, *i.e.* à basse énergie. Les énergies typiques déposées par l'interaction du neutrino sur un proton du liquide – positron, et diffusions comptions de rayonnements γ d'énergie inférieure au MeV – sont suffisamment faibles pour que les non-linéarités deviennent non négligeables. Une modélisation correcte de l'ensemble du processus est donc essentielle. Pour cela, le paramètre k_B est ajusté dans la simulation de manière à faire correspondre les courbes de *quenching* obtenues en données et en simulation. Le résultat de cet ajustement est abordé en Section 2.4.3.3.

2.3.4 Systèmes d'étalonnage

Afin de remonter à l'énergie déposée par une particule, la réponse du détecteur doit être caractérisée. Les aspects de la réponse sont multiples : dépendance spatiale de la collection de lumière, réponse du liquide scintillant aux rayonnements γ ou aux neutrons, gains des photomultiplicateurs, capacité à reconstruire le signal de la capture du neutron. Des LEDs générant des impulsions de 465 nm sont utilisées pour effectuer un suivi de la linéarité des PMTs et de l'électronique, et pour calibrer le gain des PMTs. Les LEDs sont placées en dehors du détecteur et reliées par des fibres optiques aux différents volumes de la cible, du *gamma-catcher* et aussi du véto à muons. Les non-linéarités du liquide scintillant évoquées en Section 2.3.3.3 ainsi que l'ancrage de l'échelle en énergie sont étudiés en détail grâce à un ensemble de sources radioactives référencées dans le Tableau 2.4. Les énergies des rayonnements γ émis couvrent seulement une partie de la gamme d'intérêt. La source d'américium-beryllium (AmBe) est émettrice d'un neutron. Ceci permet à la fois d'étudier la capture neutronique dans les liquides – signature de l'évènement retardé – et de disposer d'une raie d'étalonnage supplémentaire grâce à la capture du neutron sur l'hydrogène (~ 2.2 MeV). Les sources sont acheminées jusqu'aux cellules par des tubes verticaux. Elles peuvent aussi être circulées autour et sous le détecteur grâce à un système automatisé conçu au LAPP à Annecy.

Source	^{68}Ge	^{124}Sb	^{137}Cs	^{54}Mn	^{65}Zn	^{60}Co	^{24}Na	AmBe
Énergie raies γ (MeV)	0.511	0.603	0.662	0.835	1.11	1.17	1.37	2.22 (H(n, γ))
	0.511	1.69	-	-	-	1.33	2.75	4.43
Activité initiale (kBq)	90	2.4	37	90	3.3	50	5.9	$250 \cdot 10^3$ (^{241}Am)

TABLEAU 2.4 – Sources γ et neutron utilisées pour l'étalonnage de l'expérience STEREO.

Ancrage de l'échelle en énergie L'ancrage de l'échelle en énergie est effectué sur la source de manganèse pour sa durée de vie suffisamment longue devant la durée de l'expérience et son émission d'un unique rayonnement γ d'énergie connue. Nous verrons en Section 2.4.3.3 que ce choix a pour conséquence de décaler l'échelle en énergie vers les hautes énergies.

2.3.5 Électronique et acquisition de données

Pour l'interaction de neutrinos dans une cellule de la cible, chaque photo-multiplicateur est en mesure de collecter jusqu'à 1500 photo-électrons (PE). La durée totale attendue pour un signal lumineux est de 100 à 200 ns, et la montée de l'impulsion dure environ 20 ns. Le déclenchement et la lecture du signal sont gérés par un système d'acquisition dont l'électronique a été spécialement conçue pour STEREO, au LPSC à Grenoble [130]. Il comprend 10 cartes *front-end* (FE) de 8 entrées dont le rôle est d'amplifier le signal issu des photomultiplicateurs – $\times 1$ pour les opérations standard, $\times 20$ pour la mesure du photo-électron simple (PE) – avant de le digitaliser à un taux d'échantillonnage de 250 MHz.

Un premier seuil de déclenchement (T1) est appliqué en imposant un seuil, ajustable, sur la charge du signal dans la cible, dans le *gamma-catcher* ou dans le veto à muons. Un déclenchement sur la somme de 4 ou 8 canaux permet de réduire la quantité de bruit de fond sélectionné. Le seuil sur une cellule de la cible est actuellement fixé à 1600 ADC, soit ~ 300 keV. Le début de l'impulsion (t_{CFD}) est déterminée grâce à un algorithme de discrimination à fraction constante (CFD) appliqué sur les échantillons et fixe l'origine de l'intégration à zéro. Si le T1 est accepté, seules deux observables sont enregistrées en plus du t_{CFD} : Q_{tot} et Q_{tail} . La charge totale (Q_{tot}) nécessaire au calcul de l'énergie est obtenue en intégrant les points d'échantillonnage du signal depuis le t_{CFD} sur N_{tot} points. La charge retardée (Q_{tail}) utilisée pour la discrimination par forme d'impulsion est l'intégration de N_{tail} échantillons à partir de $t_{\text{CFD}} + N_{\text{tot}} - N_{\text{tail}}$. La Figure 2.12 illustre le traitement du signal échantillonné. Le traitement ne présente presque pas de temps mort ($\sim 0.05\%$ en phase de réacteur-ON) grâce à l'enregistrement des observables sur une mémoire circulaire [130]. Il est aussi possible d'enregistrer l'intégralité de l'échantillonnage en mode *debug* permettant une étude plus poussée de la forme du signal.

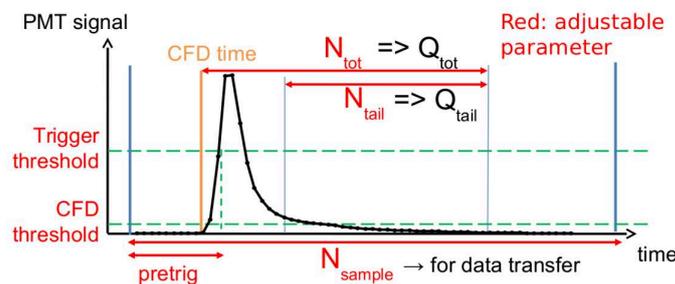


FIGURE 2.12 – Illustration issue de [130]. Le signal est échantillonné et le t_{CFD} fixe le début de l'intégration. Les observables enregistrées sont la charge Q_{tot} et la charge retardée Q_{tail} .

Un second niveau de déclenchement (T2) basé sur la somme des PMTs des blocs des 3 volumes (TG, GC, VT)¹ a été implémenté pour rejeter le bruit de fond provenant des expériences voisines. Les seuils de la cible et du *gamma-catcher* n'imposent pas de contrainte

1. Target (cible), *gamma-catcher* et veto à muons

plus forte que celles du T1. Seul le seuil sur le veto a été fixé à 1400 ADC, permettant de réduire le temps mort et de diminuer le taux de déclenchement d'un facteur 3, tout en gardant une efficacité aux muons constante. Les données passant les T1 et T2 sont stockées sur disque avec le temps de l'évènement, enregistré avec une résolution de 4 ns.

2.4 Réponse du détecteur

La recherche d'une oscillation est basée sur la comparaison des spectres obtenus dans les cellules du détecteur et nécessite de comprendre tous les effets susceptibles de distordre la réponse de chaque cellule. Ceci est fait grâce à la propagation d'évènements IBD dans une simulation du détecteur qui doit reproduire tous les effets instrumentaux. Chaque étape doit ainsi être comprise et maîtrisée, du dépôt d'énergie dans le LS, en passant par l'émission de lumière, la collection des photons sur les photocathodes, la conversion du photo-électron en charge, et enfin l'étalonnage en énergie. Les études de stabilité permettent alors d'introduire les incertitudes systématiques qui seront à prendre en compte dans les différentes analyses statistique du signal $\bar{\nu}_e$.

2.4.1 Simulation *Monte Carlo*

Le code de simulation Monte Carlo de STEREO a été développé à l'aide de la version 10.2 de GEANT4 [131][132]. Il est basé sur les libraires GLG4SIM – pour Generic Liquid-scintillator anti-neutrino detector GEANT4 simulation [133] – initialement développées pour KamLAND [134] et adaptées par Double Chooz [135]. Le progiciel GEANT4 permet la simulation du passage des particules à travers les matériaux. La géométrie du détecteur STEREO, incluant les photomultiplicateurs, blindages, systèmes de calibration et veto à muon a été décrite précisément. Chaque particule est suivie individuellement le long de son parcours depuis sa création jusqu'à la collection de lumière. Les photons de scintillation sont propagés en prenant en compte leurs éventuelles réflexions et absorptions sur les parois jusqu'à interaction sur les photocathodes des PMTs. Les caractéristiques de l'interaction des diverses particules avec le liquide scintillant ont fait l'objet de mesures dédiées en laboratoire [128]. Combinés avec les résultats issus des données de calibrations, ces derniers ont été utilisés pour ajuster finement la réponse du détecteur STEREO au travers d'observables telles que le rendement lumineux du liquide, la longueur d'atténuation, ou l'efficacité quantique des PMTs. La réponse de l'électronique a aussi été implémentée pour obtenir *in fine* la charge totale Q_{tot} avec un format équivalent à l'expérience. La comparaison directe entre données de simulation et données réelles est ainsi rendue possible.

Une attention particulière a été portée sur la simulation des neutrons en incluant les diffusions thermiques et en améliorant la cascade γ issue de la capture sur le Gd. La

description de cette cascade utilisait jusqu'à présent un code spécifique de Double Chooz et a été améliorée grâce à l'implémentation du code FIFRELIN [136]. Celui-ci fournit une description de la cascade de γ émis lors de la désexcitation des isotopes ^{156}Gd et ^{158}Gd , qui proviennent des captures neutroniques sur les isotopes les plus importants pour STEREO : ^{155}Gd et ^{157}Gd , cf. Section 2.1.1.4.

2.4.2 Collection de lumière

2.4.2.1 Étalonnage des Photo-multiplicateurs

Le gain des PMT est mesuré toutes les deux heures via la méthode du photoélectron (PE) unique [137] en illuminant les PMT avec les LED (cf. Section 2.3.4). Le signal est enregistré en utilisant le facteur d'amplification de la carte $FE \times 20$. La mesure dure 30 s. Un exemple d'histogramme est montré en Figure 2.13. Plusieurs pics montrent successivement le piédestal – correspondant à l'absence de lumière – le pic dû à la conversion d'un unique photo-électron (PE), puis les pics de multiples PE. Un modèle prenant en compte la convolution des bruits de fond avec la réponse du PMT permet d'ajuster le pic PE et d'extraire la charge amplifiée $Q_{\text{PE}}^{\times 20}$ [120], et par déduction la charge d'un photo-électron (~ 20 ADC). La charge Q associée à une mesure en conditions d'acquisition normales Q_{ADC} – avec un facteur d'amplification égal à 1 – sera alors exprimée en nombre de PE :

$$Q = \frac{Q_{\text{ADC}}}{Q_{\text{PE}}^{\times 20}} \times 20 \text{ [PE]} \quad (2.16)$$

La position du pic PE est mesurée avec une précision de l'ordre de 5%. Un lissage sur les différents fichiers d'acquisition permet d'atténuer les fluctuations et d'améliorer la précision. La résolution $\sigma_{\text{PE}}/Q_{\text{PE}}$ de l'ordre de 30%. Les gains des PMTs ont été ajustés pour être à peu près à la même valeur, soit environ 400 ADC.

2.4.2.2 Fuites de lumière

À cause de l'ajout de gadolinium dans la cible, les liquides scintillants employés pour les cellules du *gamma-catcher* et de la cible n'ont pas les mêmes rendements lumineux. Ceci implique que pour un même dépôt d'énergie dans ces volumes, la quantité de photons produite n'est pas la même. Il est donc crucial de déterminer, pour chaque évènement, la fraction de la lumière mesurée due à une perte d'énergie, et la fraction qui provient des fuites de lumière des autres cellules. Une carte des fuites sur l'ensemble du détecteur est présentée en Figure 2.14, alors qu'une source de lumière (LED) a été placée dans une cellule centrale. Pour chaque PMT, le nombre de photo-électrons collectés a été normalisé par le nombre de photo-électrons total. Le code couleur de l'échelle logarithmique reflète ainsi la fraction de lumière reçue. Comme attendu, la majorité de la lumière reste concentrée dans la cellule illuminée : ses photomultiplicateurs reçoivent chacun entre 20 et 25% de la lumière totale,

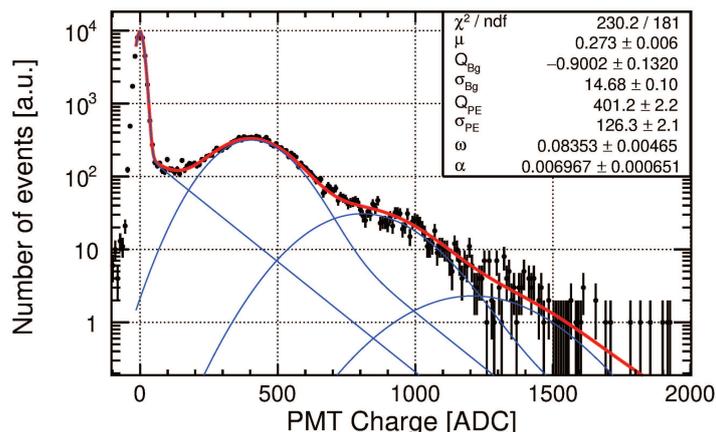
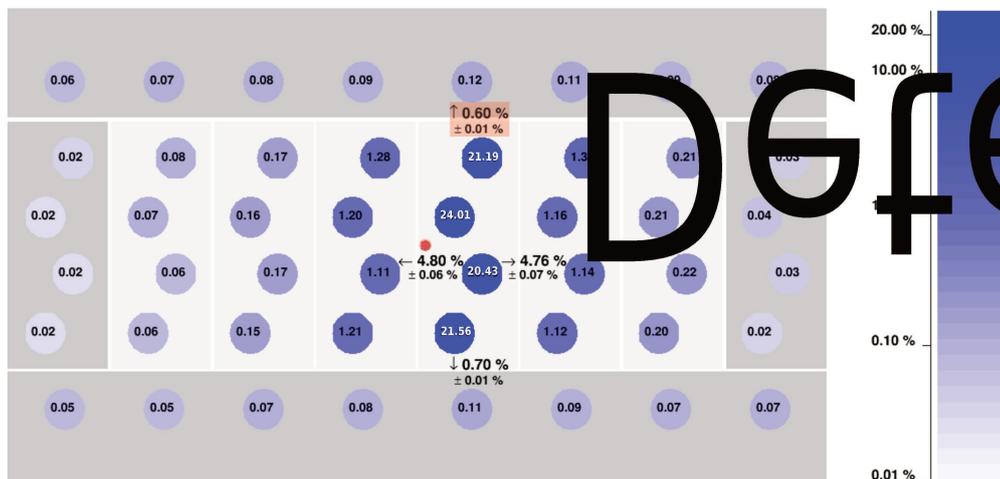


FIGURE 2.13 – Figure typique de mesure du photo-électron unique avec un PMT Hamamatsu R5912-100 PMT dans une cellule cible. L'ajustement avec une somme de fonctions paramétrisant le bruit et la réponse du PMT [137] permet d'extraire le paramètre $Q_{PE}^{\times 20}$.

signifiant qu'environ 85% des photons émis restent dans la cellule vertex. En revanche, on observe qu'une partie des photons émis fuit vers les cellules voisines ($\sim 10\%$) et même plus loin ($< 5\%$). Ces mesures ont été réalisées juste avant de remplir les volumes de STEREO de liquide scintillant mais permettent d'illustrer la propagation des photons dans le détecteur.



$$L_{ij} = \frac{Q_j}{Q_i} \quad (2.17)$$

Deux méthodes indépendantes ont été développées pour mesurer les coefficients L_{ij} . La première utilise des données de calibration obtenues avec la source ^{54}Mn , émettrice d'un rayonnement γ , placée successivement dans les différentes cellules. Le rapport ci-dessus est ensuite ajusté dans les cellules voisines. Cette première méthode a pour avantage d'être sensible à la dépendance en z des fuites de lumière en plaçant la source à différentes positions – entre 0 et 80 cm du fond du détecteur – du tube de calibration. La valeur moyenne pour une cellule est obtenue en moyennant les différentes positions. La deuxième méthode repose sur le même principe mais se sert des évènements de haute énergie ($\simeq 10$ à 40 MeV) produits par l'interaction des rayonnements d'origine cosmique. Leur distribution est plus homogène et la fréquence de leur enregistrement (runs d'acquisition standards, soit ~ 23 h / jour) permet d'avoir un suivi continu de l'évolution des coefficients. Une figure en bidimension permet alors d'extraire le coefficient de fuite entre deux cellules à une énergie donnée.

Évolution des fuites de lumière au cours du temps

En Phase-I, le gap d'air des parois réfléchissantes souffrant de problèmes d'étanchéité s'est petit à petit rempli de liquide. Les propriétés de réflexion se sont alors dégradées à des rythmes différents suivant les parois, engendrant une évolution des fuites de lumière et complexifiant la reconstruction des dépôts d'énergie. Une méthode permettant d'adopter ces évolutions dans la reconstruction en énergie est présentée en Section 2.4.3.2. De plus, nous verrons que ces variations provoquent un effet sur la valeur de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, utilisée pour la sélection du signal. La caractérisation et la correction de cet effet seront présentées au chapitre 4. Les variations des coefficients L_{ij} calculés par la deuxième méthode – évènements d'origine cosmogénique – sont présentées sur les Figure 2.15 pour les deux phases d'acquisition. La réparation des plaques du volume cible entre les Phase-I et Phase-II a permis de réduire le niveau de fuites en Phase-II. Celles-ci sont par la suite restées plus stables. Les parois entre la cible et les *gamma-catcher* n'ont en revanche pas été réparés. La mesure des fuites de lumière sur la Phase-II présente des valeurs de l'ordre de 5 à 9% entre cellules cibles et de 2 à 13% entre volume cible et *gamma-catcher*. Une carte détaillée des fuites de lumière mesurées en fin de Phase-I et en début de Phase-II est fournie en Annexe A.

2.4.3 Mesure de l'énergie

2.4.3.1 Étalonnage dans une cellule

La conversion de la charge mesurée dans une cellule i (Q_i , en PE) à l'énergie déposée (E_i^{dep} , en MeV) est décrite par les coefficients de calibration C_i comme le rapport de ces deux

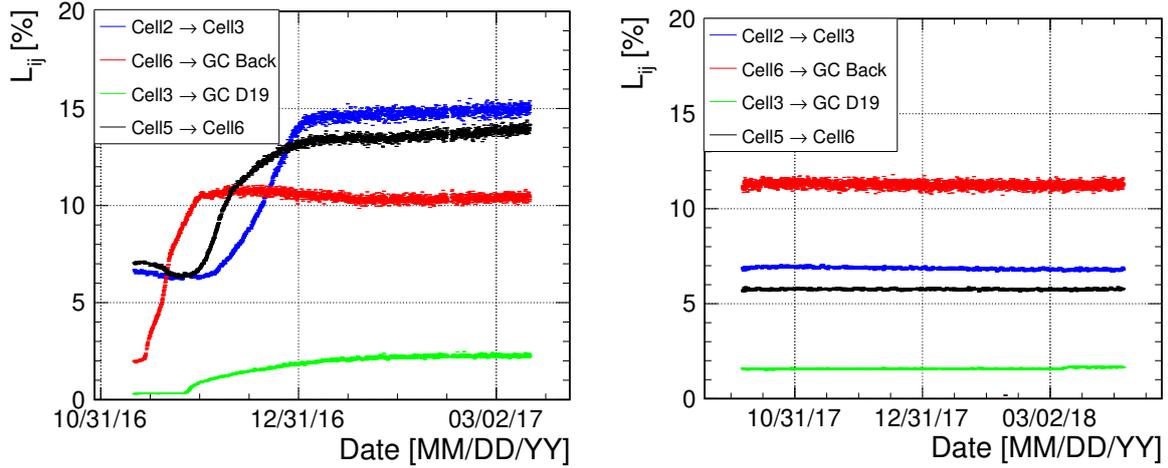


FIGURE 2.15 – Évolution de certains coefficients L_{ij} en fonction du temps pour les phases d'acquisition 1 (gauche) et 2 (droite).

quantités :

$$C_i = \frac{Q_i}{E_i^{\text{dep}}} \quad (2.18)$$

L'énergie déposée est légèrement inférieure à l'énergie nominale de la source en raison des pertes d'énergie dans les matériaux morts (porteur de source, tubes de calibration ou murs en acrylique). Elle doit être obtenue par simulation. En données comme en simulation, une source ^{54}Mn est déployée dans le tube de calibration d'une cellule i de la cible et à 5 hauteurs différentes. Pour les volumes du *gamma-catcher*, l'étalonnage peut aussi s'effectuer par le système de calibration externe (cf. Section 2.3.4). Les événements pour lesquels l'énergie totale du γ émis a été déposée dans cette cellule sont sélectionnés et la charge totale est calculée en prenant la somme des charges mesurées par les 4 photomultiplicateurs. La sélection de ces événements est rendue complexe par l'existence des fuites de lumière (cf. Section 2.4.2.2) et nécessite l'introduction d'une coupure sur les coefficients L_{ij} [124]. La Figure 2.16 montre un très bon accord entre la charge mesurée en données avec celle obtenue en simulation quand la source est placée à 45 cm, en particulier pour le pic de dépôt d'énergie total. Sur la figure de droite, la déviation de la position du pic pour différentes hauteurs par rapport à la position médiane est montrée. La réponse varie de seulement $\pm 4\%$ entre les bords (bas et haut) et le milieu de la cellule, et l'accord entre données et simulation est meilleur que le pourcent.

Il est important de noter que les coefficients C_i introduits de cette manière sont le produit du nombre de photons créés par énergie déposée et de l'efficacité de collection de lumière de la cellule. Les coefficients C_i obtenus à 0.835 MeV varient de 220 à 260 PE/MeV pour les cellules de la cible et de 270 à 400 pour les volumes du *gamma-catcher*. En Phase-I, les cellules 4 et la cellule avant du *gamma-catcher* ont vu leur coefficient réduit de 2.5 et 2.2 respectivement à cause de la perte du couplage optique entre PMT et acrylique (cf. Section 2.3.2).

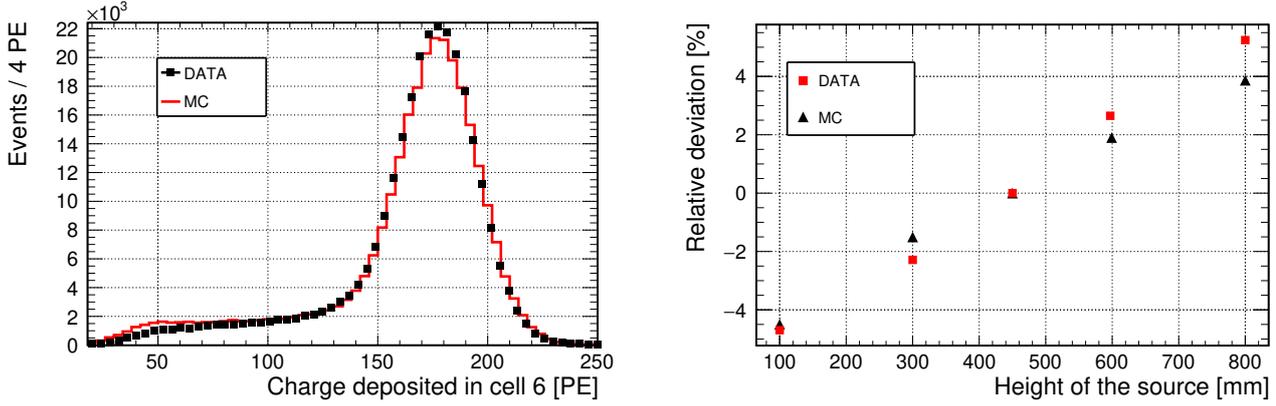


FIGURE 2.16 – À gauche, comparaison de la charge mesurée dans la cellule 6 entre les données (noir) et la simulation (rouge) lorsque la source ⁵⁴ est déployée à 45 cm. À droite, déviation de la charge collectée en fonction de la hauteur de déploiement.

2.4.3.2 Reconstruction de l'énergie déposée dans plusieurs cellules

Dans la section précédente, nous avons étudié les cas pour lesquels l'énergie totale avait été déposée dans la cellule et les photons collectés dans la même cellule. Cependant, la plupart des évènements partagent leur dépôt d'énergie entre plusieurs cellules, de la cible et du *gamma-catcher*. Ceci est principalement dû aux diffusions Compton des γ . La charge collectée Q_j dans une cellule j est alors la somme de la charge collectée localement et des fuites de lumière provenant des dépôts dans les autres blocs i :

$$Q_j = E_j C_j + \sum_{i \neq j} E_i C_i L_{ij} = \sum_i E_i C_i L_{ij} \quad (2.19)$$

où C_j est le coefficient de calibration de la cellule introduit à la section précédente. Les coefficients L_{ij} décrivent les fuites de lumière des blocs i vers le bloc j , avec $L_{ii} = 1$. En introduisant la matrice $M_{ij} = C_i L_{ij}$, l'expression peut être mise sous forme matricielle. Son inversion permet d'obtenir le vecteur des *énergies reconstruite* \vec{E}_{rec} de chaque bloc à partir du vecteur des charges mesurées :

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ E_1 \\ \vdots \\ E_9 \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} Q_0 \\ Q_1 \\ \vdots \\ Q_9 \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

où les indices $0 \rightarrow 9$ font référence aux blocs des *gamma-catcher* avant, des six cellules cible, du *gamma-catcher* arrière, et des *gamma-catcher* des côtés IN20 et D19.

L'avantage de cette méthode réside principalement dans la possibilité de prendre en compte l'évolution des fuites de lumière et des coefficients de collection de lumière, dont les variations au cours du temps ne peuvent être implémentées dans la simulation. Il faudrait en effet créer autant de versions de simulation que de découpages en temps. Les coefficients L_{ij} et C_i sont

donc fixés dans la simulation, et un ajustement fin utilisant une source de ^{54}Mn permet de faire correspondre les valeurs des énergies reconstruites $E_{\text{Données}}^{\text{rec}}$ et $E_{\text{Simu}}^{\text{rec}}$ [138]. La procédure, itérative, est appliquée jusqu'à ce que les valeurs convergées de L_{ij} et C_i permettent un accord des énergies reconstruites à 0.2% près. L'accord, très bon, est illustré sur la Figure 2.17 pour la source de ^{54}Mn placée au centre de la cellule 6.

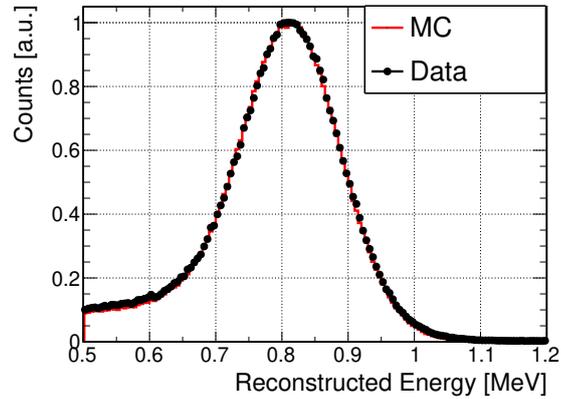


FIGURE 2.17 – Distribution des énergies reconstruites pour la source de manganèse placée à mi-hauteur de la cellule 6, après ajustement fin des coefficients de calibration et de fuite de lumière.

2.4.3.3 Mesure des linéarités

Même si la charge en sortie d'un PMT est en principe proportionnelle au nombre de PE, divers phénomènes tels que la saturation des PMTs peuvent conduire à une déviation par rapport à cette proportionnalité. Cette déviation est régulièrement évaluée en utilisant un ensemble de plusieurs LED [120]. La non-linéarité obtenue dans le détecteur est inférieure au pourcent sur l'ensemble de la dynamique, conformément au cahier des charges. Le résultat des mesures sur le détecteur est présenté en Figure 2.18 (droite).

Les effets de non-linéarité du liquide scintillant à basse énergie décrits en Section 2.3.3.3 sont mesurés à l'aide des sources radioactives regroupées dans le Tableau 2.4. L'ajustement du paramètre de Birk en simulation permet de reproduire ces non-linéarités. La valeur optimale de $k_B = 0.096 \pm 0.007 \text{ mm.MeV}^{-1}$ permet d'obtenir l'accord entre données et simulation présenté en Figure 2.18. La réduction du rendement lumineux, visible à basse énergie, est très bien reproduite par la simulation, avec un accord meilleur que le pourcent. Comme il est remarqué sur cette même figure, le choix de l'ancrage à 0.835 MeV (^{54}Mn , cf. Section 2.3.4) aura pour conséquence de décaler l'échelle d'énergie reconstruite vers des énergies légèrement plus hautes que les *vraies* valeurs.

Une fois le coefficient de Birk optimisé, le jeu de sources radioactives est utilisé pour tester la qualité de la reconstruction en énergie sur une large gamme d'énergie et de positions. Pour chaque énergie nominale, le ratio de l'énergie reconstruite dans le détecteur en données et

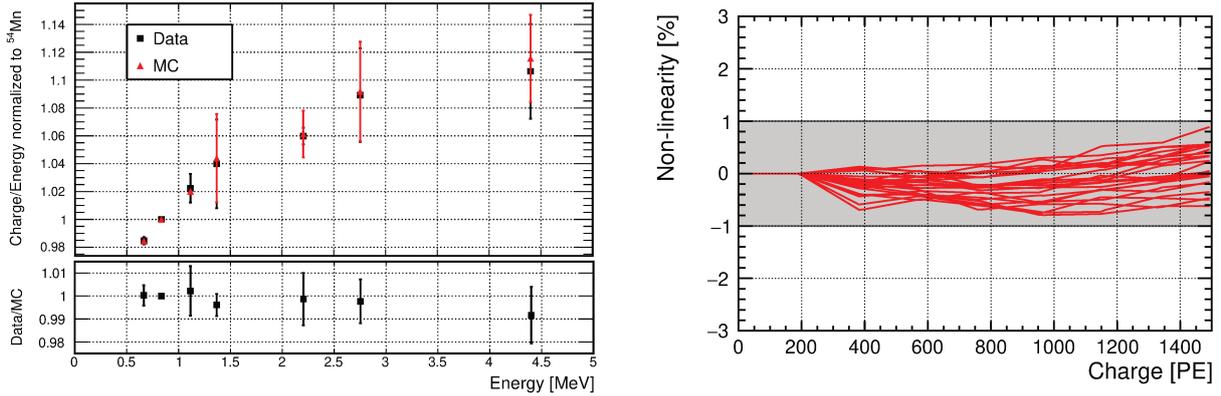


FIGURE 2.18 – À gauche, courbe représentant la non-linéarité du liquide scintillant de STEREO à cause du phénomène de *quenching*. À droite, les déviations à la linéarité de l'électronique pour les PMTs de la cible sont inférieures à 1% en dessous de 1500 PE.

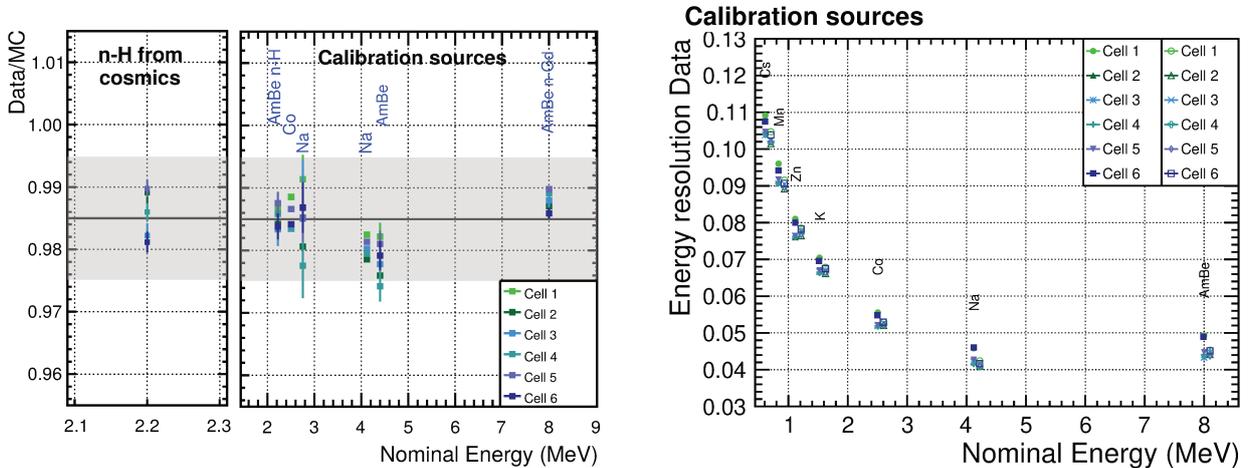


FIGURE 2.19 – À gauche, ratio de l'énergie reconstruite obtenue en données et en simulation en fonction de l'énergie nominale des sources d'étalonnage 2.4 et pour le pic de capture radiative des neutrons d'origine cosmique sur l'hydrogène. À droite, résolution en énergie en fonction de l'énergie nominale des sources. Les points pleins (vides) représentent les données (simulation).

simulation est reporté en Figure 2.19. Un décalage de 1.5% sur l'échelle en énergie entre données et simulation est observé. Ce résultat a été obtenu avec la version de reconstruction d'énergie utilisée pour les résultats présentés à la conférence MORIOND 2019, en mars [109]. À ce moment, un seuil minimal appliqué sur la charge Q_{tot} permettant de réduire le bruit électronique était présent dans les données, mais non implémenté en simulation. Plusieurs études menées grâce à des données de calibration avaient permis de caractériser ce décalage, et d'établir une renormalisation globale de la simulation. L'effet à depuis lors été corrigé et la validation de la nouvelle version de reconstruction en énergie est en cours au sein de la collaboration.

Par ailleurs, les sources d'étalonnage permettent de mesurer la résolution de l'énergie entre 0.662 MeV (Cs) et 8 MeV (n-Gd) et présentée en Figure 2.19. D'environ 9% à 1 MeV, la

résolution suit une loi en $1/\sqrt{E}$ et sature autour de 4% à partir de 4 MeV. Ce comportement est reproduit par la simulation et est interprété par la résolution statistique pure convoluée par la variation induite par la hauteur (Z) du dépôt d'énergie.

2.4.3.4 Effet de volume et stabilité de la reconstruction en énergie avec le pic n-H

Les incertitudes systématiques liées à la méthode de reconstruction d'énergie sont évaluées en sélectionnant des événements répartis de manière homogène dans le volume – comme le seraient les neutrinos et contrairement à la source de ^{54}Mn – et à des énergies plus hautes. De bons candidats pour cette étude de stabilité sont les neutrons produits par spallation lors

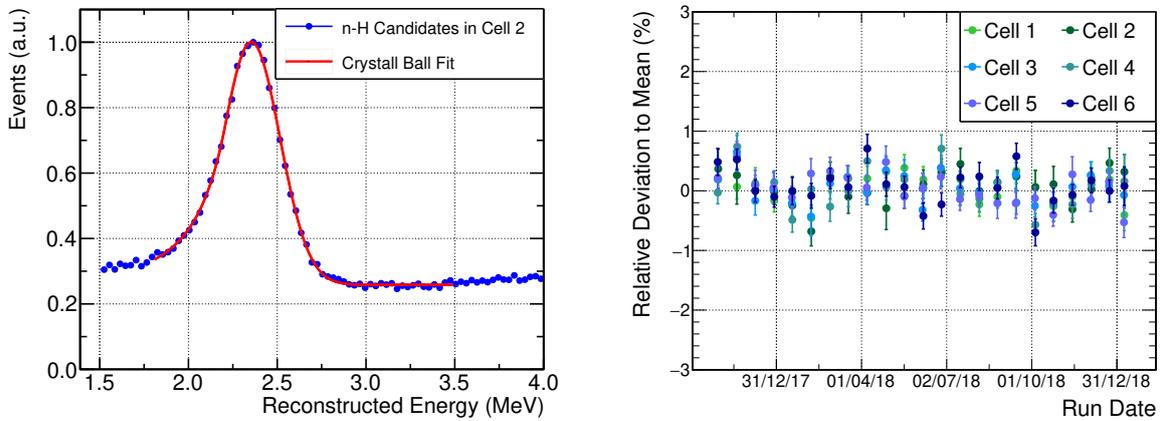


FIGURE 2.20 – Exemple de reconstruction d'énergie pour les candidats de capture (n,H) dans la cellule 2. L'évolution en temps sur la figure de droite de la position du pic pour les six cellules autour de leur position moyenne indique une déviation inférieure au %.

de l'interaction des muons atmosphériques dans les blindages du détecteur. La capture de ces neutrons sur les noyaux d'hydrogène ou de gadolinium génèrent des raies γ respectivement à 2.2 MeV, ou à une énergie totale est de ~ 8 MeV. Dans ce dernier cas, la forte probabilité pour que l'énergie soit partagée entre plusieurs cellules créé une topologie très différente de celle de l'étalonnage par la source de ^{54}Mn . L'utilisation des neutrons rapides constitue donc un test fort de la méthode de reconstruction d'énergie. La comparaison de l'énergie reconstruite entre données et simulation est présentée en Figure 2.19 (gauche). Le même écart est trouvé que pour les sources radioactives. La nouvelle version de reconstruction en énergie, en cours de validation, est désormais en accord avec un ratio de 1.

La Figure 2.20 présente un exemple de reconstruction en énergie du pic de capture (n,H). L'ajustement de ce pic pour les six cellules par périodes de 5 jours permet d'évaluer la stabilité de la reconstruction en énergie dans le temps. L'incertitude est inférieure au pourcent, et la déviation entre les six cellules est estimée à 0.5% (Figure 2.20, droite).

2.4.4 Discrimination par forme d'impulsion

2.4.4.1 Principe de la PSD dans le liquide scintillant

Nous avons expliqué le principe de fonctionnement d'un liquide scintillant et donné les caractéristiques de celui de STEREO en Section 2.3.3. Une particularité du liquide scintillant, que nous mettrons largement à profit dans l'analyse des données, permet d'effectuer une discrimination de particules par forme d'impulsion. Cette propriété vient des différentes configurations électroniques de la molécule du solvant. Celles-ci peuvent être décrites par un diagramme des niveaux d'énergie, appelé diagramme de Jablonski et présenté en Figure 2.21. Suivant la perte d'énergie moyenne de la particule incidente, il est possible d'exciter les états singulets S_n ou triplets T_n de la molécule de solvant [139] [140]. Des processus de dissipation d'énergie s'accompagnent alors de transitions non-radiatives vers les niveaux singulet S_1 et triplet T_1 les plus bas. Le retour à l'état S_1 , seul état fluorescent, est alors possible par deux processus :



La conversion interne donne lieu à une fluorescence prompte dont l'échelle en temps est de l'ordre de 10^{-8} s. Une fluorescence plus lente provient de l'annihilation triplet-triplet de deux molécules excitées. Dans une interaction entre deux molécules dans l'état triplet, une excitation est convertie en état singulet S_1 pendant que la seconde molécule retombe dans l'état fondamental. Ce processus provoque une population différée de l'état S_1 , donnant lieu à une émission de photon retardée de quelques nanosecondes. La forme temporelle de l'émission lumineuse émise par le scintillateur résulte ainsi de la superposition de la fluorescence prompte et de la fluorescence retardée. Nous insistons ici sur le fait que ce signal retardé ne repose pas sur le mécanisme de phosphorescence, qui provient de la transition $T_1 \rightarrow S_0$, interdite et s'effectuant par conséquent à des échelles de temps bien plus grandes ($\sim 10^{-3} - 10^{-2}$).

La forme de l'impulsion est gouvernée par le ratio des états singulets et triplets, qui dépend lui-même de la perte d'énergie de la particule initiale et permet ainsi l'identification du type de particule incidente. Les états singulets sont plus probables lorsque le $\langle dE/dX \rangle$ est petit et les états triplets lorsque le $\langle dE/dX \rangle$ est grand. En effet, un grand dépôt d'énergie a plus de chance de ioniser les molécules, favorisant la création d'états triplets. Ceci rend exploitable la *discrimination par forme d'impulsion* – ou *Pulse Shape Discrimination* en anglais –, que nous dénoterons PSD dans la suite de ce manuscrit. Celle-ci est largement employée dans les expériences de physique des particules et permet de différencier facilement les particules dont le mécanisme de déposition d'énergie diffère, telles que les électrons des particules α .

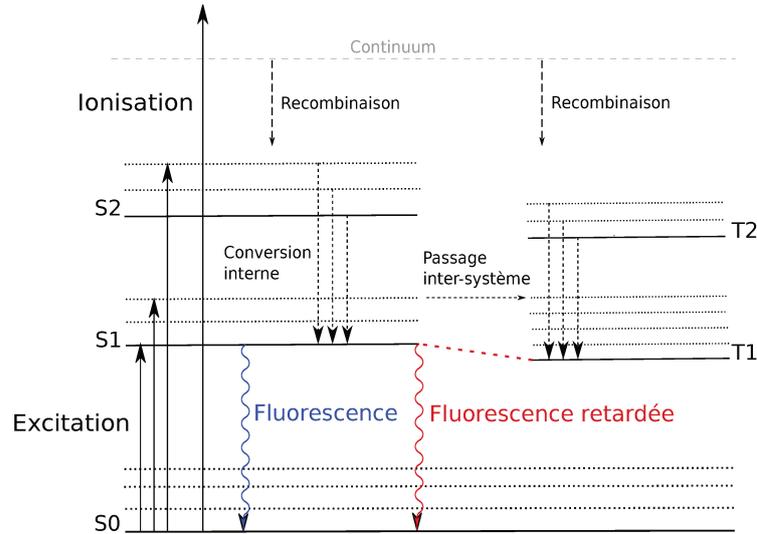


FIGURE 2.21 – Les niveaux électroniques S_1 , S_2 sont des états singulets et les niveaux T_1 , T_2 des états triplets de la molécule. Ces états sont classés par ordre croissant d'énergie à partir de l'état fondamental S_0 . Seul le niveau S_1 donne lieu à l'émission de photon par fluorescence.

2.4.4.2 Définition de la PSD dans Stereo

L'intérêt dans le cas de la détection d'antineutrinos est de pouvoir différencier les reculs électroniques – caractéristiques du signal neutrino – des reculs de proton induits par pénétrations de neutrons rapides dans le volume cible. Ces événements – décrits en Section 2.2.3.2 – constituent le bruit de fond majeur des expériences situées au niveau du sol telles que STEREO. Une illustration du principe de la PSD présentant les impulsions de reculs de type électroniques ou de reculs de proton est donnée en Figure 2.22. Le signal de type électronique se distingue par une décroissance plus rapide. L'observable utilisée pour quantifier la différence de forme est le ratio de la charge mesurée sur une certaine fenêtre d'acquisition incluant la queue du signal (Q_{tail}) sur la charge mesurée totale (Q_{tot}) dans une cellule du détecteur. Les paramètres d'acquisition sont décrits dans la Section 2.3.5. Dans la suite, nous désignerons par PSD ou $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ l'observable construite à partir des charges Q_{tail} et Q_{tot} recueillies dans la cellule possédant le plus grand dépôt d'énergie :

$$\text{PSD} = Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} = \frac{Q_{\text{tail}}^{\text{cell}}}{Q_{\text{tot}}^{\text{cell}}} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{PMT}} Q_{\text{tail}}^i}{\sum_{i=0}^{N_{PMT}} Q_{\text{tot}}^i} \quad (2.23)$$

2.4.4.3 Mesures des caractéristiques de la PSD

Facteur de mérite Les caractéristiques de la PSD ont été mesurées premièrement dans une petite cellule de 5 cm de diamètre remplie de liquide avec une source d'AmBe. Le facteur de mérite (FoM), qui quantifie la discrimination entre les reculs de proton et d'électron, est défini par la différence entre les valeurs de PSD de chaque population divisée par la somme de leur largeur à mi-hauteur. La valeur du FoM d'un volume de STEREO – bien plus grand que celui

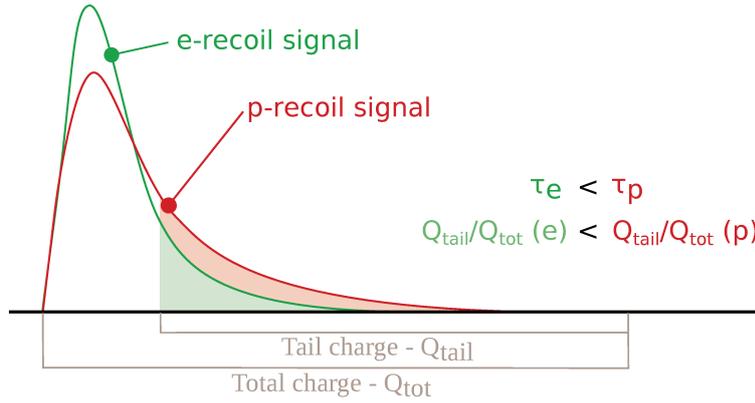


FIGURE 2.22 – Discrimination par forme d'impulsion (PSD) reposant sur le ratio d'états triplet et d'états singlets excités par la particule incidente. Le ratio de la charge retardée sur la charge totale permet de discriminer les reculs d'électron (pic de gauche) des reculs de proton (pic de droite).

de la cellule test – est légèrement réduite à cause des effets de propagation de lumière et de l'élargissement des impulsions. À 2.2 MeV – valeur de la capture neutronique sur des noyaux d'hydrogène – le FoM dans le détecteur est de 0.7. La distribution des reculs d'électrons et de protons dans ce cas est montré en Figure 2.23. Entre la Phase-I et la Phase-II, les paramètres d'acquisition ont été ré-optimisés dans le but de maximiser la valeur du FoM. Le Tableau 2.5 référence les valeurs des paramètres utilisés pour les fenêtres d'intégration des signaux et le FoM correspondante.

	N_{tot}	N_{tail}	N_{samples}	FoM
Phase-I	47	36	60	0.6
Phase-II	50	34	63	0.7

TABLEAU 2.5 – Valeur des paramètres d'intégration des signaux pour les Phase-I et Phase-II (cf. Figure 2.12). Le FoM est donné pour une énergie de 2.2 MeV.

Dépendance avec la hauteur Un effet de hauteur sur la position moyenne de la PSD a été mis en évidence grâce à diverses sources déployées à plusieurs hauteurs d'une cellule. La Figure 2.24 décrit la corrélation de la position moyenne et largeur des distributions de PSD obtenues pour une source de ^{54}Mn placée successivement de bas ($Z=10$ cm) en haut ($Z=80$ cm) du détecteur. Cette source de calibration étant émettrice d'un rayonnement γ de 0.835 MeV, la figure de PSD est typique de celle des reculs d'électrons. Il en ressort que plus la source est déployée loin des photomultiplicateurs, plus la valeur du ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est faible, avec des variations de 10% au sein d'une cellule. La largeur reste en revanche plus stable, avec une variation maximale d'environ 1.8% pour la cellule 6. Même s'il est complexe d'établir l'origine de la corrélation entre PSD et hauteur, l'hypothèse suivante peut être apportée : les photons émis depuis le haut du détecteur ont, en moyenne, une distance de propagation plus grande que celle des photons émis depuis le bas lorsqu'ils sont émis vers le bas du détecteur

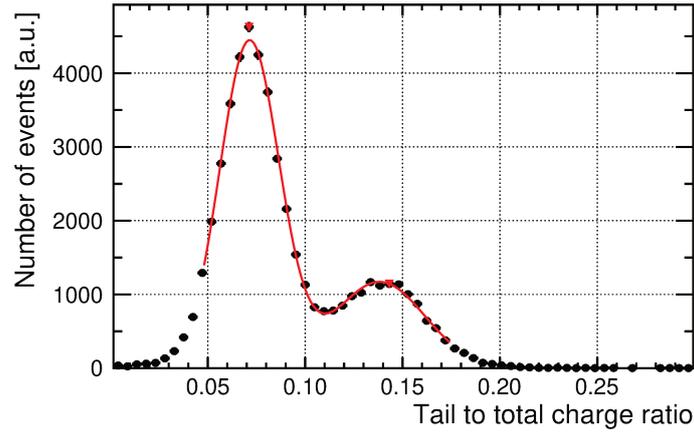


FIGURE 2.23 – Figure de PSD à 2.2 MeV avec une source d'AmBe dans la cellule 6 du détecteur STEREO. Le FoM est de 0.71.

et subissent de multiples réflexions avant d'atteindre le PMT. Sachant qu'un aller-retour dans une cellule prend environ 1 ns, la contribution au Q_{tail} s'en trouve légèrement agrandie ; la valeur moyenne de la PSD est donc supérieure. Une corrélation peut aussi être envisagée avec les fuites de lumière, dont les mesures ont mis en évidence des valeurs de fuites plus importantes en bas des cellules. L'écart entre cellules montre aussi que des différences de géométrie semblent impacter la PSD.

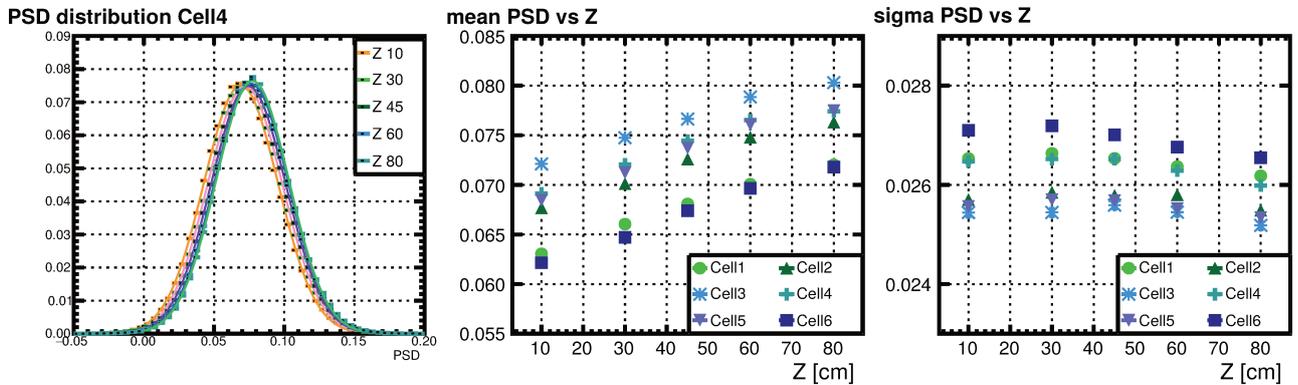


FIGURE 2.24 – Mesure de la PSD de la source de ^{54}Mn déployée à 5 hauteurs des cellules. La moyenne (figure centrale) et la largeur (figure de droite) proviennent d'ajustements gaussiens des distributions de la figure de gauche.

Dépendance par cellule Sensible à la géométrie de chaque cellule et au niveau de fuite de lumière, la PSD diffère selon la cellule étudiée. Cet effet, déjà visible sur la figure précédente, est montré en Figure 2.25 avec la même source d'étalonnage (^{54}Mn) déployée dans les différents volumes du détecteur. La PSD mesurée dans les cellules du bord est plus basse, ce qui correspond à des fuites de lumières plus importantes depuis le volume cible aux volumes du *gamma-catcher* (cf. Annexe A).

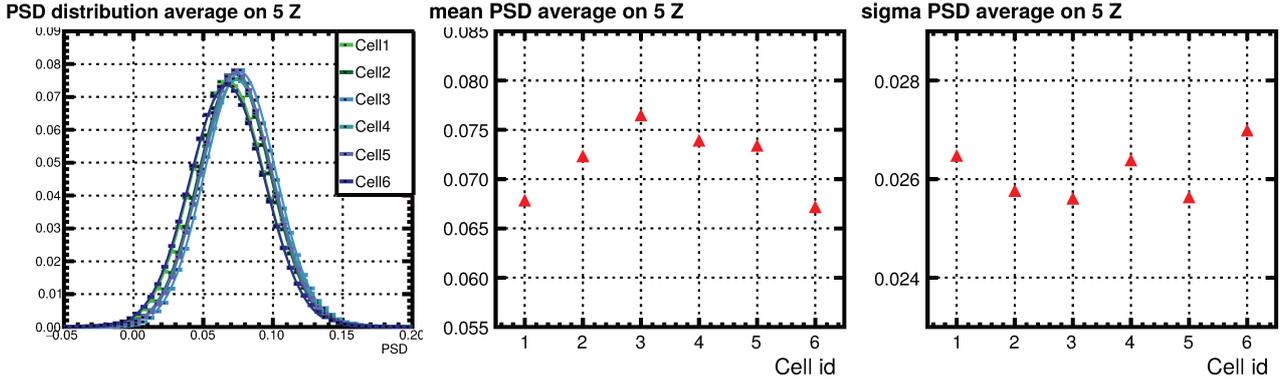


FIGURE 2.25 – Valeur moyennée sur les 5 hauteurs de la PSD pour la source de ^{54}Mn déployée dans les 6 volumes cibles. La moyenne (figure centrale) et la largeur (figure de droite) proviennent d’ajustements gaussiens des distributions de la figure de gauche.

Dérives en temps Enfin, un suivi dans le temps des positions de PSD obtenues pour la source de manganèse sur la Phase-II dévoile des variations de l’observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ montrées en Figure 2.26. Principalement corrélées aux variations de température, celles-ci feront l’objet du chapitre 4. La maîtrise de ces dérives est cruciale pour l’évaluation du bruit de fond se trouvant sous la composante $\bar{\nu}_e$ en période de réacteur-ON.

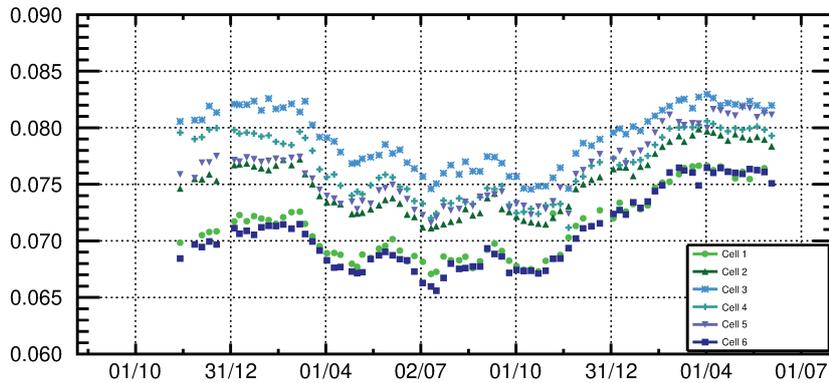


FIGURE 2.26 – PSD de la source de ^{54}Mn déployée dans les 6 cellules en fonction du temps. L’observable a été moyennée sur les 5 hauteurs.

2.5 Conclusion

L’expérience STEREO a pour but de tester l’hypothèse d’un neutrino stérile se traduisant par une oscillation des antineutrinos électroniques de réacteur à courte distance de propagation. La source de neutrinos est celle du réacteur nucléaire à Haut Flux de l’ILL, en France. La distance au cœur (~ 10 m) permet d’être sensible à des fréquences d’oscillation de l’ordre de 1eV^2 requises pour expliquer l’anomalie des antineutrinos de réacteur. Le détecteur STEREO est divisé en 6 cellules identiques se trouvant à différentes longueurs de propagation du neutrino.

La comparaison relative des spectres en énergie des neutrinos des 6 cellules permettra de signaler la présence d'une nouvelle oscillation de manière indépendante de la prédiction.

La détection des $\bar{\nu}_e$ s'effectue dans un liquide scintillant. Les produits de l'IBD – un positron et un neutron – forment une paire corrélée en temps et dans l'espace qui permet de minimiser le bruit de fond accidentel, *i.e.* deux événements physiques d'origines distinctes imitant l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$. Le bruit de fond corrélé dû aux neutrons rapides – eux-mêmes principalement engendrés par des muons d'origine cosmique – est quant à lui estimé à partir des phases d'arrêt du réacteur. L'expérience repose alors sur un principe de soustraction statistique des périodes de réacteur-ON aux périodes de réacteur-OFF.

La lumière de scintillation est récupérée par 24 photomultiplicateurs et l'étalonnage de l'énergie déposée est effectué par un jeu de sources radioactives régulièrement déployées dans le détecteur. L'observable d'intérêt pour STEREO est la distribution énergétique des candidats $\bar{\nu}_e$ détectés. Les études de la réponse du détecteur sont nombreuses et montrent une bonne homogénéité de la réponse lumineuse, avec une résolution de 9% à 1 MeV. La simulation GEANT4, indispensable pour la maîtrise des effets fins de dépôt d'énergie, reproduit au pourcent près les effets de *quenching* du liquide scintillant et de reconstruction en énergie.

Ce chapitre a permis de poser les bases des outils développés par la suite dans le but d'extraire le signal neutrino.

Chapitre 3

Sélection du signal $\bar{\nu}_e$ et efficacité des coupures

Sommaire

3.1	Définition des sélections	92
3.2	Recherche de paires corrélées dans les données	94
3.2.1	Principe de l'algorithme	94
3.2.2	Évolution temporelle des taux	98
3.3	Efficacité des coupures sur le signal $\bar{\nu}_e$	102
3.3.1	Simulation des neutrinos dans le détecteur STEREO	102
3.3.2	Acceptance du signal $\bar{\nu}_e$	105
3.3.3	Efficacité de la détection du neutron	115
3.4	Conclusion	117

Ce chapitre introduit les coupures utilisées pour la sélection des candidats-IBD, corrélés spatialement et temporellement. Aux coupures de sélection basiques de l'IBD selon les critères d'énergie et de temps entre l'évènement prompt et retardé, sont ajoutés des critères de sélection topologique et enfin des isolations temporelles permettant de rejeter une grande partie du bruit de fond d'origine cosmique. Après une présentation du principe de l'algorithme de recherche de paires corrélées dans les données, développé dans le cadre de la thèse de T.Salagnac [120], nous détaillons l'impact des coupures sur les bruits accidentel et corrélé. Cette étude est à mettre en parallèle avec l'efficacité des coupures sur le signal neutrino et notamment leur impact sur le spectre en énergie $\bar{\nu}_e$. Cette analyse est effectuée à l'aide de neutrinos simulés et propagés dans le détecteur STEREO par GEANT4. Elle permet d'évaluer les incertitudes systématiques à propager pour les analyses statistiques du chapitre 7.

3.1 Définition des sélections

Les coupures permettant la sélection du signal $\bar{\nu}_e$ sont présentées dans le Tableau 3.1. Les 4 premières exploitent la signature de base de l'IBD dans un liquide scintillant, à savoir l'énergie attendue pour les évènements prompt et retardé et les corrélations spatiale et temporelle des produits de la réaction. La topologie du détecteur – avec sa segmentation en six cellules – est ensuite utilisée pour contraindre la sélection. Enfin, des coupures d'isolation en temps permettent de s'affranchir d'une grande partie du bruit de fond d'origine cosmique. Sauf mention contraire, l'énergie dénotée E est toujours l'énergie reconstruite dans l'ensemble du détecteur, soit $E = E^{\text{TG}} + E^{\text{GC}}$ ¹ (cf. Section 2.4.3.2).

Type	#	Condition pour passer la coupure
Sélection IBD de base	1	$1.625 \text{ MeV} < E_{\text{prompt}} < 10.625 \text{ MeV}$
	2	$4.5 \text{ MeV} < E_{\text{retardé}} < 10 \text{ MeV}$
	3	$2 \mu\text{s} < \Delta T_{\text{prompt-retardé}} < 70 \mu\text{s} (*)$
	4	$\Delta X_{\text{prompt-retardé}} < 600 \text{ mm}$
Topologie	5	$\text{Cellule}_{\text{prompt}}^{\text{vertex}} \in \text{cible}$
	6	$E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1 \text{ MeV}$, 4 cellules voisines
	7	$E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 0.4 \text{ MeV}$, toutes sauf 4 voisines
	8	$E_{\text{retardé}}^{\text{TG}} > 1 \text{ MeV}$
	9	$\frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$
Isolations temporelles	10	$\Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-veto}} > 100 \mu\text{s} (**)$
	11	$\Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-détecteur}} > 200 \mu\text{s} (***)$
	12	$\Delta T_{\text{prompt}}^{\text{évènement } E > 1.5 \text{ MeV}} > 100 \mu\text{s}$ $\Delta T_{\text{retardé}}^{\text{évènement } E > 1.5 \text{ MeV}} > 100 \mu\text{s}$

TABLEAU 3.1 – Coupures de sélection des candidats-IBD. (*) Le seuil minimal est donné pour la Phase-II. La valeur était de $0.2 \mu\text{s}$ pour la Phase-I, soit la valeur minimale imposée par l'électronique. (**) Un muon identifié dans le veto est caractérisé selon les critères expliqués en Section 4.2.1 (***) Un muon dans le détecteur est défini par la coupure suivante : $E^{\mu\text{-détecteur}} > 20 \text{ MeV}$. Note : les évènements prompts et retardés ne doivent pas être identifiés comme μ dans le veto ou dans le détecteur.

Sélection IBD de base La coupure en énergie sur l'évènement prompt (#1) se base sur le spectre en énergie attendu pour les neutrinos de réacteur obtenu par simulation et présenté en Figure 2.1. Le seuil de la réaction en énergie visible se trouve à $E_{\text{seuil}} = 1.8 - 0.782 \simeq 1 \text{ MeV}$. Cependant, placer un seuil de détection à 1.625 MeV permet de s'affranchir du bruit de fond

1. On rappelle TG pour target, ou cible et GC pour *gamma-catcher*.

de basse énergie. À partir de 10 MeV, le flux de neutrinos à haute énergie est très faible voir inexistant. La limite haute de détection sera en réalité fixée à 7.125 MeV afin d'avoir suffisamment de statistique pour appliquer la méthode d'extraction du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ décrite au chapitre 5. Le spectre en énergie de l'évènement retardé correspond à la capture neutronique sur des noyaux d'hydrogène (2.2 MeV) ou de gadolinium (~ 8 MeV). La coupure à 4.5 MeV (#2) permet de réduire le nombre de coïncidences accidentelles, principalement produites par des évènements de basse énergie. Elle a été optimisée de manière à inclure une partie des interactions Compton de la cascade γ issue du gadolinium tout en rejetant les dépôts d'énergie provenant de la capture sur l'hydrogène. Corrélés dans le temps, les évènements prompt et retardé doivent être détectés dans une certaine fenêtre en temps (#3) correspondant aux temps de thermalisation et de capture du neutron sur le Gd. La constante de décroissance exponentielle associée au processus de capture τ_{capt} a été montrée pour des évènements $\bar{\nu}_e$ simulés à la Figure 2.3. La limite supérieure a été fixée à un peu plus de $4 \times \tau_{capt}$, soit 70 μs , valeur pour laquelle la contribution des coïncidences accidentelles commence à dominer. Une limite basse de 2 μs est utilisée pour le rejet des muons en fin de parcours s'arrêtant dans le détecteur et sera commentée à la Section 4.2.2. Enfin, la faible distance parcourue par les évènements prompt et retardé devant la taille du détecteur permet d'exploiter la corrélation spatiale. Une coupure sur le barycentre des charges collectées (#4) permet de réduire le bruit accidentel tout en conservant le signal neutrino. Le barycentre est calculé en pondérant la position de chaque PMT par sa charge collectée et par l'énergie reconstruite de sa cellule. La coupure n'est appliquée que sur l'axe formé par le centre des cellules 1 à 6 (composante en \vec{x} de la Figure 2.9) en exigeant une distance inférieure à 600 mm, soit la taille d'une cellule et demie.

Topologie Afin de contenir la zone de détection au volume fiduciel, la cellule dont l'énergie reconstruite est la plus grande doit être une des cellules de la cible (#5). Cette cellule sera appelée cellule vertex. Les deux γ (511 keV) émis lors de l'annihilation du positron sur un électron du milieu sont susceptibles de déposer une partie ou la totalité de leur énergie dans une cellule voisine de la cellule d'interaction (cellule vertex). Ainsi, la charge collectée individuellement dans chacune des quatre cellules voisines doit être au maximum de 511 keV. Prenant en compte la résolution du détecteur et d'autres effets plus fins qui seront détaillés en Section 3.3.2.3, l'énergie maximale est fixée à 1 MeV par cellule (#6). Cette coupure inclut automatiquement les deux longs segments du gamma-catcher. Dans les cellules plus lointaines, où aucun dépôt d'énergie n'est attendu, le seuil est fixé à 400 keV (#7). La coupure (#8) permet de rejeter des évènements provenant de l'extérieur du détecteur et pour lesquels la capture du neutron se ferait dans les volumes du *gamma-catcher*. Un seuil minimal de 1 MeV est exigé dans le volume cible. La dernière coupure de topologie concerne les muons en fin de parcours. Pour ne pas saturer le détecteur, ceux-ci doivent déposer une énergie très

faible et donc parcourir un chemin très court. Pour approximation, un muon à son minimum d'ionisation dépose environ 2 MeV par cm parcouru. Ces muons se trouvant dans les quelques premiers cm du haut du détecteur peuvent alors être identifiés par une forte asymétrie de la collection de lumière sur les quatre photomultiplicateurs de la cellule (#9). Cette asymétrie est quantifiée par le ratio entre la charge du PMT ayant reçu le plus de lumière sur la somme des quatre PMTs.

Isolations temporelles La réduction du bruit de fond d'origine cosmique est principalement due à des isolations temporelles. Les neutrons rapides susceptibles de produire des paires corrélées via un recul de proton suivi d'une capture neutronique (cf. Section 2.2.3.2) sont engendrés par l'interaction de muons dans les blindages du détecteur. Le processus de spallation, suivi du temps de thermalisation du neutron rapide et de sa capture sur un noyau du liquide contenu dans la cible se déroule dans un laps de temps de l'ordre de la centaine de μs . Ainsi, les muons traversant le détecteur Cerenkov situé au dessus du détecteur (#10) ou le détecteur lui-même (#11) sont identifiés et un temps mort dont la durée a été optimisée (100 et 200 μs) est introduit derrière. L'identification d'un muon dans le veto est détaillée en Section 4.2. Celle d'un muon dans le détecteur est basée sur un simple seuil en énergie : $E^{\mu\text{-détecteur}} > 20 \text{ MeV}$. Enfin, la spallation des muons dans les blindages peut aussi générer plusieurs neutrons rapides, occasionnant une multitude de captures neutroniques dans la cible imitant le signal de l'IBD. La coupure (#12) introduit un temps mort de 100 μs avant tout évènement prompt et après tout évènement retardé afin d'isoler la paire en temps. Enfin, aucun évènement de plus de 1.5 MeV ne doit être présent entre l'évènement prompt et retardé.

3.2 Recherche de paires corrélées dans les données

3.2.1 Principe de l'algorithme

Nous distinguons deux catégories d'évènements simples contenant au total cinq types d'évènements. Les évènements de la première catégorie sont distincts. Ceux de la catégorie (2)

sont une sous-catégorie des évènements > 1.5 MeV de la catégorie (1).

$$(1) \left\{ \begin{array}{ll} \mu\text{-Véto} & \text{Détail en Section 4.2.1} \\ \mu\text{-Détecteur} & (E_{\text{détecteur}} > 20 \text{ MeV}) \\ \text{Évènement} > 1.5 \text{ MeV} & (E_{\text{détecteur}} > 1.5 \text{ MeV}) \end{array} \right.$$

$$(2) \left\{ \begin{array}{ll} \text{Prompt} & (\text{Cellule}_{\text{prompt}}^{\text{vertex}} \in \text{cible}) \\ & (1.625 \text{ MeV} < E_{\text{prompt}} < 10.625 \text{ MeV}) \\ \text{Retardé} & (4.5 \text{ MeV} < E_{\text{retardé}} < 10 \text{ MeV}) \end{array} \right.$$

La première catégorie regroupe 3 types d'évènements distincts : les muons identifiés dans le véto, les muons identifiés dans le détecteur, et tous les évènements simples ayant déposé plus de 1.5 MeV en énergie reconstruite dans l'ensemble du détecteur. L'algorithme les définit selon l'ordre donné dans l'accolade (1). Leur étiquetage permet l'application des coupures temporelles décrites dans le Tableau 3.1.

La deuxième catégorie regroupe les évènements identifiés comme prompts et retardés, qui sont une sous-catégorie des évènements simples de la catégorie (1). Ils ne peuvent donc pas avoir été étiqueté comme muons. Ils sont identifiés selon les critères d'énergie et pour l'évènement prompt, la cellule vertex doit se trouver dans la cible.

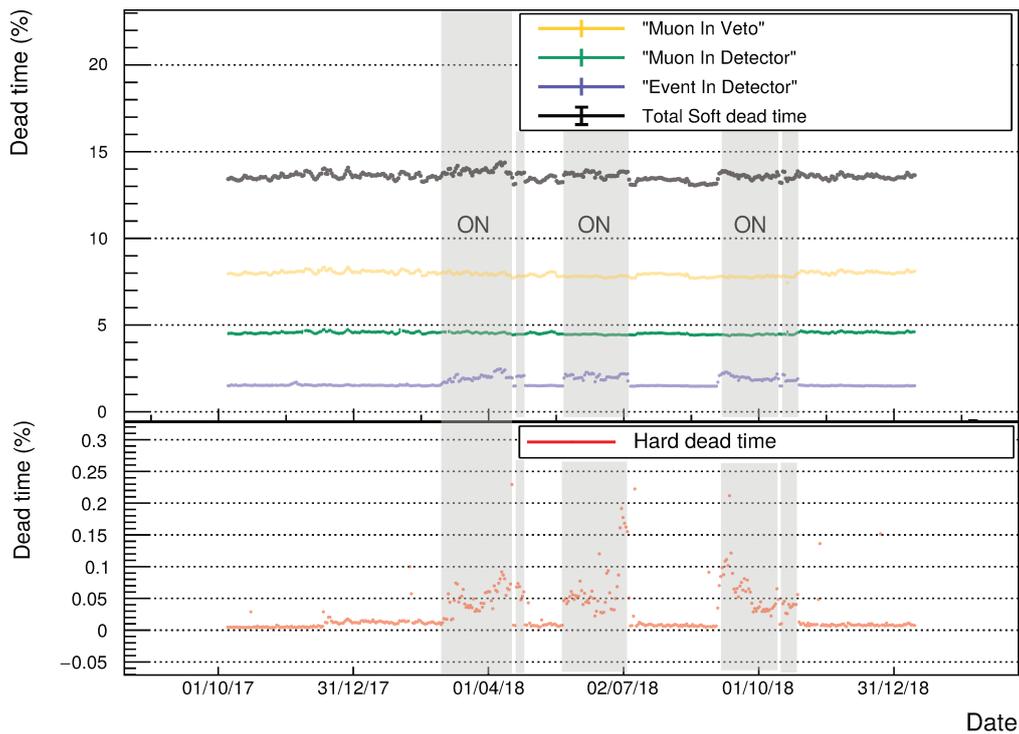
Un premier passage est effectué sur les données pour étiqueter les évènements selon les cinq types possibles. Les taux de déclenchement sont alors de l'ordre de ~ 1000 à 2000 Hz. Parmi les évènements identifiés comme muons, 54% ne sont détectés que dans le véto et 24% dans le détecteur uniquement. Les 22% restants sont vus à la fois dans le détecteur et le véto. Ce premier passage permet d'évaluer les temps morts associés à chaque coupure d'isolation (1), que l'on a représenté en Figure 3.1.

Le second passage établit la corrélation entre un évènement prompt et retardé s'il se trouve dans la bonne fenêtre en temps. Afin de limiter les accès au fichier de données, une lecture séquentielle est appliquée. Les évènements sont lus plusieurs fois par utilisation d'une mémoire glissante tampon dont la taille de 25 ms a été optimisée pour la recherche des paires accidentelles. Il y a donc en moyenne une cinquantaine d'évènements dans la mémoire tampon. La recherche de paires commence avec le premier évènement de la mémoire tampon. Chaque coupure en incluant les isolations et véto est ensuite appliquée. Si la paire passe toutes les sélections, elle est enregistrée pour être analysée ultérieurement. Lorsqu'une paire est validée, ou qu'aucun évènement retardé n'a pu être associé à l'évènement simple, l'algorithme passe

à la recherche d'une paire avec l'évènement prompt suivant de la mémoire tampon. Aucun évènement ne peut être utilisé dans plus d'une paire.

3.2.1.1 Temps mort

Le temps mort a deux origines. On parle de temps mort d'acquisition (*hard*) pour celui qui est induit par l'électronique d'acquisition (cf. Section 2.3.5) et de temps mort d'analyse (*soft*) pour celui qui est généré par les coupures d'isolations en temps associés aux évènements simples de la catégorie (1). Ce dernier est simplement comptabilisé en multipliant les tailles des fenêtres d'isolation avec le nombre des évènements étiquetés associés et les superpositions de fenêtres sont prises en compte afin de ne pas surestimer le temps mort total. Le suivi durant toute l'expérience des différents temps morts est montré en Figure 3.1. Alors que le temps mort d'acquisition est très faible (entre 0.01 et 0.15%), les temps mort d'analyse contribuent à hauteur de $\sim 1.5\%$ pour les évènements simples, $\sim 4.5\%$ pour les μ -détecteur et $\sim 8\%$ pour les μ -vété. Le total, soustrait des superpositions, représente $\sim 13.5\%$ du temps total d'acquisition. Il est légèrement plus grand en périodes de marche du réacteur.



plus loin. Cette durée est considérée comme suffisante devant les processus physiques mis en jeu et permet ainsi la rupture avec toute corrélation résiduelle. A partir de là, une fenêtre en temps est ouverte et la recherche d'un candidat retardé répondant exactement aux mêmes coupures que celles appliquées lors de la sélection du candidat retardé corrélé peut commencer. Si un candidat retardé est trouvé, les informations de la paire sont retenues sous le label de paire accidentelle. Afin de gagner en statistique, cette opération est répétée dix fois en décalant à chaque fois la fenêtre de 2 ms, ce qui suffit à caractériser avec une bonne précision le bruit de fond accidentel. La Figure 3.2 représente la différence entre les recherches de paires corrélées et accidentelles dans un cas simplifié où une seule coupure d'isolation (#10, #11 ou #12) est appliquée avant l'évènement prompt. Nous pouvons voir que le temps mort associé à la recherche d'une paire accidentelle est deux fois plus important, réduisant la probabilité d'accepter une paire accidentelle par rapport à celle d'accepter une paire corrélée.

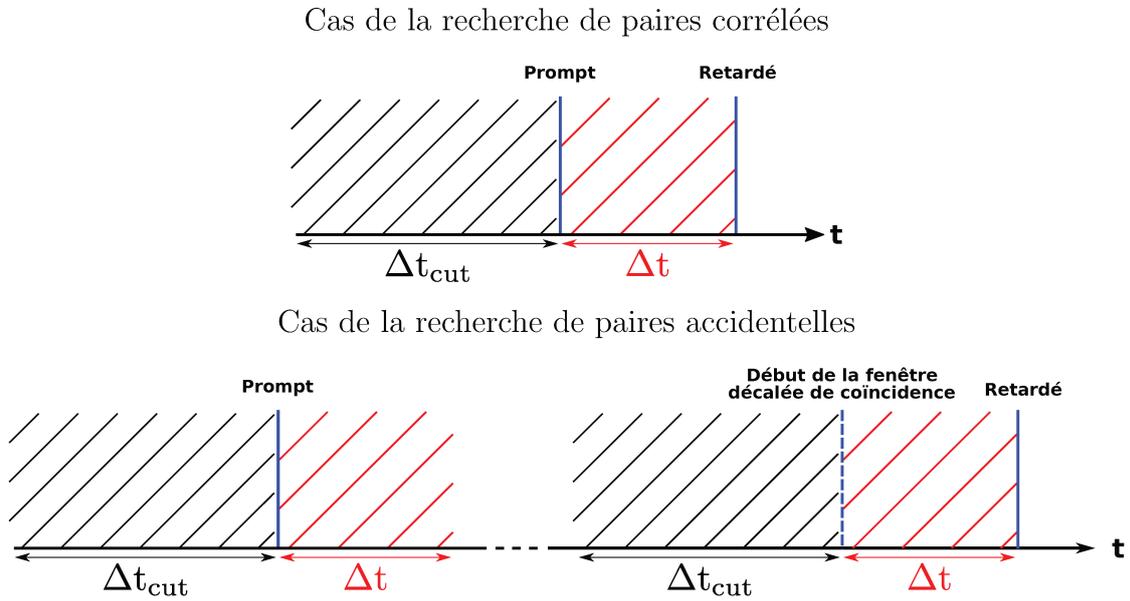


FIGURE 3.2 – Schéma explicatif avec une isolation devant l'évènement prompt, issu de [120]. Dans la recherche de paires accidentelles, le début de la fenêtre de coïncidence est décalé de 2 ms. Les coupures d'isolations sont appliquées de la même manière dans les deux cas.

La probabilité d'accepter une paire corrélée dépend du temps entre les évènements prompt et retardé ΔT et de la largeur de la fenêtre d'isolation ΔT_{cut} associée à l'évènement simple issu de (1), soit 100 μs ou 200 μs . Elle est exprimée par :

$$P_{\text{Corr}}(\Delta T_{\text{cut}}, \Delta T, \tau) = P^P(\Delta T_{\text{cut}}, \Delta T) P^R(\Delta T_{\text{cut}}, \Delta T) e^{-(\Delta T_{\text{cut}} + \Delta T)\tau} \quad (3.1)$$

où P^P et P^R sont les probabilités indépendantes que le prompt ou le retardé ne soit pas corrélé physiquement à l'évènement simple issu de (1), et l'exponentielle représente la probabilité qu'aucun évènement simple issu de (1) ne tombe dans la fenêtre ($\Delta T_{\text{cut}} + \Delta T$). Cette dernière est décrite par une loi de Poisson avec un nombre de réalisations nul et un nombre moyen attendu $(\Delta T_{\text{cut}} + \Delta T)\tau$, où τ est le taux d'évènements simples du bruit de fond considéré.

Dans le cas de la paire accidentelle décalée, la fenêtre dans laquelle un évènement fortuit peut se produire est par construction deux fois plus grande. Ainsi, la probabilité d'accepter une paire accidentelle est :

$$P_{Acc}(\Delta T_{cut}, \Delta T, \tau) = P^P(\Delta T_{cut}, \Delta T) P^R(\Delta T_{cut}, \Delta T) e^{-2(\Delta T_{cut} + \Delta T)\tau} \quad (3.2)$$

Un facteur de correction f_{Acc} intégré sur l'ensemble de la distribution ΔT doit donc être calculé pour renormaliser le nombre de paires accidentelles obtenues. À cause de la dépendance en ΔT , son obtention nécessite de calculer chaque $f_{Acc}^{\Delta T_i} = P_{Corr}/P_{Acc} = e^{(\Delta T_{cut} + \Delta T_i)\tau}$. Afin de valider cette correction, une recherche de paire a été effectuée en relaxant le seuil haut de la coupure en temps entre le prompt et le retardé, *i.e.* $\Delta T_{prompt}^{retardé} \gg 70 \mu s$. Les distributions en temps des paires corrélées et des accidentelles corrigées sont alors soustraites, révélant un nombre de candidats neutrinos qui tend bien vers 0 pour les grandes différences de temps.

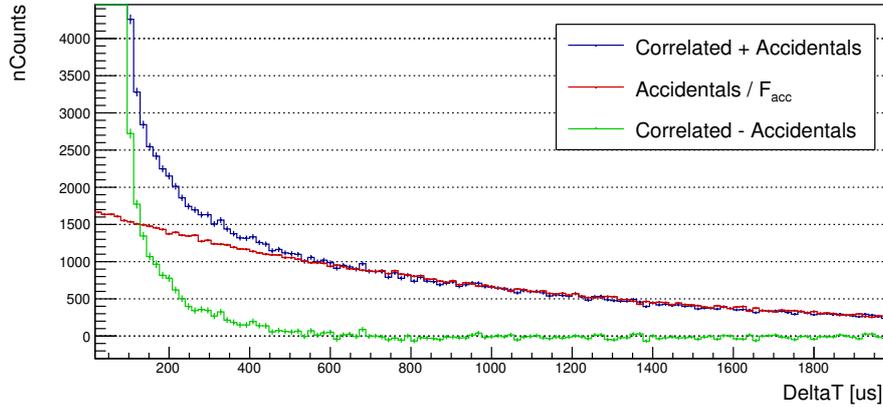


FIGURE 3.3 – Distribution du temps entre évènements prompt et retardé pour les paires corrélées et accidentelles corrigées du facteur f_{Acc} .

3.2.2 Évolution temporelle des taux

Taux d'évènements simples Les taux d'évènements étiquetés selon les trois types de la catégorie (1) – muons dans le véto, dans le détecteur, et évènements $> 1.5 \text{ MeV}$ – sont montrés sur la Figure 3.4. Ils varient de $\sim 100 \text{ Hz}$ pour les évènements $> 1.5 \text{ MeV}$ à $\sim 200 \text{ Hz}$ pour les muons dans le détecteur et à $\sim 700 \text{ Hz}$ pour les muons dans le véto. Pour les muons, on observe des variations non corrélées aux périodes de réacteur-OFF ou réacteur-ON, qui seront détaillées dans le chapitre consacré à l'étude du bruit de fond d'origine cosmique (cf. 4). Les taux d'évènements prompts et retardés de la catégorie (2) sont présentés en Figure 3.5. Ils montrent de grandes variations entre les périodes de réacteur-OFF ($\sim 14 \text{ Hz}$) et de réacteur-ON (excursions jusqu'à 25 Hz) à cause du fonctionnement des expériences voisines. Ce taux d'évènements est bien plus grand que celui attendu pour le signal neutrino qui est de l'ordre de ~ 400 évènements par jour ($5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$). En effet, la corrélation temporelle entre

prompt et retardé, les isolations temporelles ainsi que les coupures de topologie n'ont pas encore été appliquées.

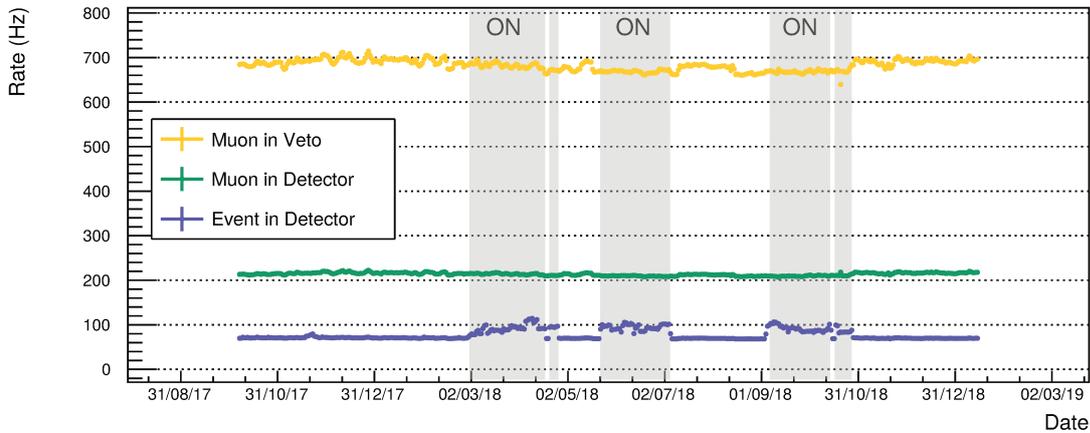


FIGURE 3.4 – Évolution en Phase-II des taux d'événements simples de la catégorie (1). Les taux sont corrigés du temps mort total.

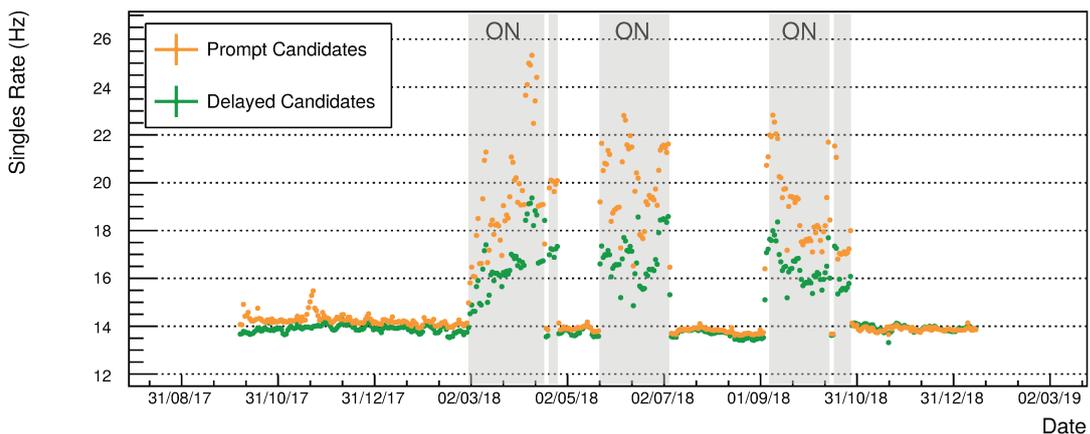


FIGURE 3.5 – Évolution en Phase-II des taux des événements simples de la catégorie (2). Les taux sont corrigés du temps mort total.

Taux de candidats-IBD L'emploi de toutes les sélections du Tableau 3.1 permet de rejeter la plus grande partie du bruit de fond. Un facteur ~ 400 en OFF et un facteur ~ 600 en ON sont observés entre la Figure 3.5 et Figure 3.6. L'écart entre les phases de réacteur-OFF et réacteur-ON révèle un taux de neutrinos d'environ 400 par jour. Cependant, il reste plus de 3000 paires corrélées par jour en phase de réacteur-OFF, soit un ratio signal-sur-bruit d'environ 0.13. Puisque le bruit de fond provient des phases de réacteur-OFF, nous en déduisons que la majorité des paires sélectionnées sont provoquées par des particules d'origine cosmique déposant un signal proche de celui de l'IBD. L'origine de ce type d'événements sera détaillée au chapitre 4 et les propriétés de discrimination par forme d'impulsion dans le liquide scintillant, présentée en Section 2.4.4.3, permettra de réduire encore ce bruit jusqu'à atteindre un ratio signal-sur-bruit d'environ 1.

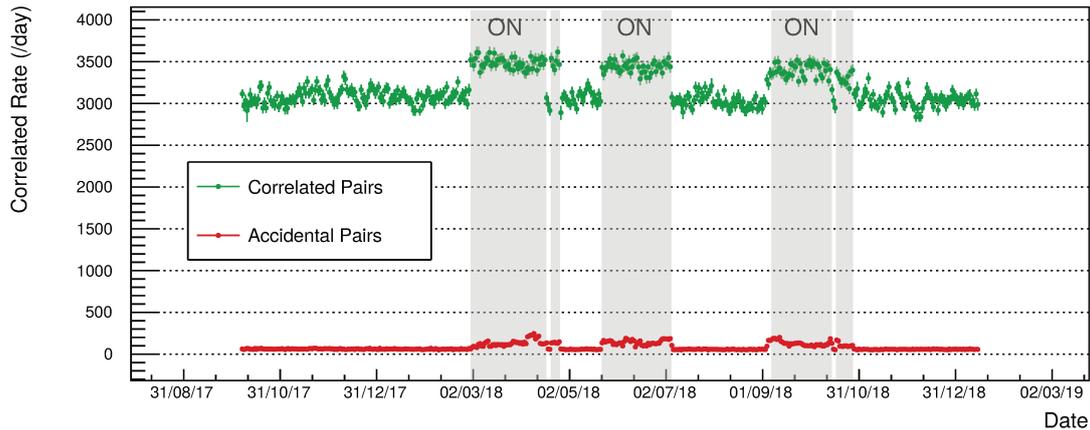


FIGURE 3.6 – Évolution des taux de paires corrélées soustraites des accidentelles (vert) et de la contribution accidentelle (rouge).

Il convient de noter que les critères de sélection des paires permettent l'obtention d'un taux de paires accidentelles très faible en comparaison du nombre de paires corrélées. Il s'élève à 60 par jour en réacteur-OFF contre 3100 candidats corrélés par jour. En période de réacteur-ON, les taux de paires accidentelles peuvent monter jusqu'à 250 paires par jour. Même si les paires accidentelles sont estimées de manière précise, leur réduction au maximum est importante car elles contribuent à l'erreur statistique finale donnée sur le signal neutrino.

Impact des coupures sur les bruits corrélés et accidentels Afin d'évaluer l'efficacité des coupures dans le temps, on a tracé sur la Figure 3.7 les taux de paires accidentelles et corrélées en fonction du temps, en retirant à chaque fois une coupure à l'exception d'un jeu de sélections de base appliqué tout le temps : (#1, #2, #3 et #5)¹. Seules sont représentées les cinq coupures les plus importantes. Les sélections les plus efficaces pour le rejet des coïncidences accidentelles sont les coupures (#8, $E_{\text{retardé}}^{\text{TG}} > 1 \text{ MeV}$) et (#4, $\Delta X_{\text{prompt-retardé}} < 600 \text{ mm}$), qui rejettent les rayonnements provenant de l'extérieur du détecteur et déposent principalement leur énergie dans le *gamma-catcher*, et qui rejettent les événements non corrélés spatialement. Les sélections utiles pour le rejet des événements accidentels ne sont pas les mêmes que celles qui permettent de discriminer les paires issues d'un même processus physique. Pour celles-ci, ce sont principalement les vétos appliqués à la suite de l'identification de muons (dans le véto ou dans le détecteur) ainsi que celui appliqué à la suite d'un événement ayant déposé plus de 1.5 MeV dans le détecteur qui réduisent d'un facteur presque deux le bruit corrélé. Puis, vient la sélection (#6, $E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1 \text{ MeV}$). Pour des raisons que nous aborderons dans l'étude de l'efficacité du signal neutrino, le seuil de cette coupure ne peut être placé trop bas, alors que la physique de l'IBD ne requière de conserver qu'un des deux γ de 511 keV. Le taux de discrimination des différentes sélections si l'on considère que toutes les coupures sont

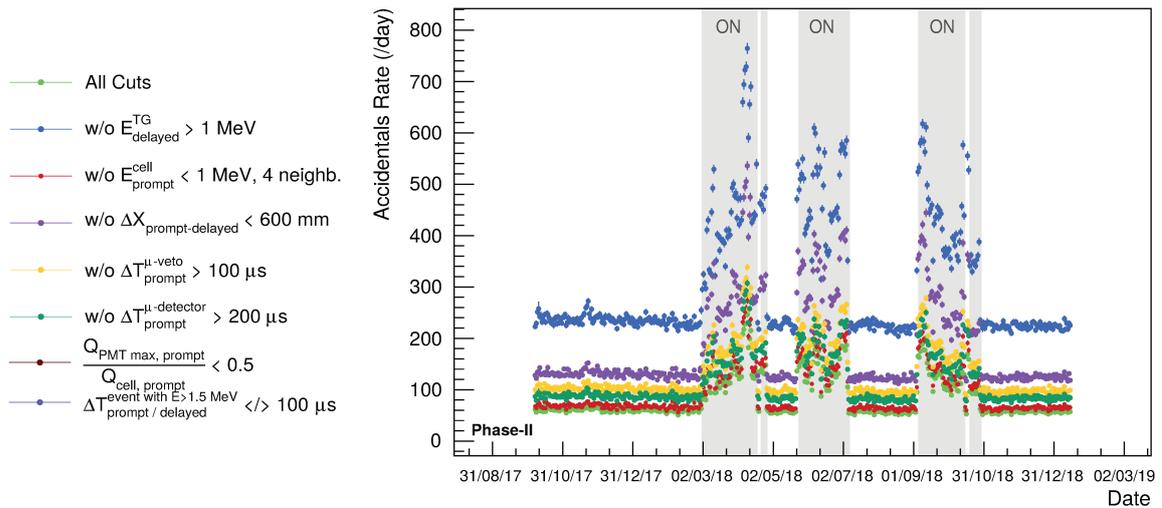
1. Ces coupures correspondent à la sélection des événements prompt et retardé simples, non corrélés en temps.

appliquées sauf celle d'intérêt est donné dans le Tableau 3.2.

Il est important de noter que le passage de la Phase-I à la Phase-II est comparable en terme de rejet par les coupures et de taux. Toutefois, la différence d'effet de la sélection ($\#9, \frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$) sur les paires corrélées ne peut être ignorée. Alors qu'elle en rejette 18% en Phase-I, seuls 4% des évènements sont enlevés en Phase-II. Il a été montré qu'en Phase-I, cette coupure permettait de rejeter les paires corrélées provenant d'un muon en fin de parcours suivi de sa désintégration en électron avec une constante d'environ 2.2 μs . Déposant son énergie en haut du détecteur, l'évènement prompt provoque ainsi une très forte asymétrie de la collection de photons¹. Cette coupure n'a en revanche plus d'impact en Phase-II du fait de modifications du détecteur entre les Phase-I et Phase-II, notamment de la fuite de l'huile des *buffer* ou du niveau de liquide autour de ceux-ci (cf. Section 2.3.2). Une explication détaillée de ce phénomène est donnée en Section 4.2.2. Afin d'éliminer la composante due aux désintégrations de muons, une coupure à 2 μs a donc été ajoutée en Phase-II (cf. Tableau 3.1).

1. Les muons en fin de parcours sont identifiés en haut du détecteur car une traversée de plus de 4 cm laisse un dépôt supérieur à 8 MeV, rejetant automatiquement cet évènement comme candidat prompt.

Taux de paires accidentelles Phase-II



Taux de paires corrélées Phase-I et Phase-II

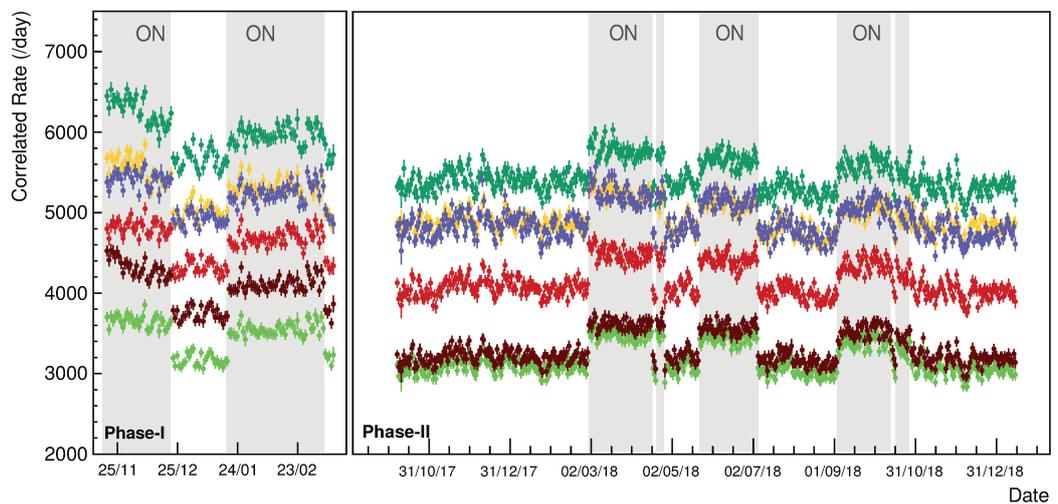


FIGURE 3.7 – Impact des coupures sur les bruits accidentel (haut) et corrélé (bas) dans le temps. Les points vert clair les plus bas représente les taux lorsque toutes les coupures sont appliquées. À chaque fois pour les autres, on a enlevé une coupure afin d’estimer son impact.

3.3 Efficacité des coupures sur le signal $\bar{\nu}_e$

Les coupures décrites dans le Tableau 3.1 ont toutes pour but de trouver le meilleur compromis entre l’acceptance du signal $\bar{\nu}_e$ et la réduction du bruit de fond en minimisant l’incertitude statistique sur le signal neutrino. Elles sont aussi choisies de manière à ce que leur impact soit stable pour de petites variations de la coupure, permettant une erreur moins grande dans le cas d’un mauvais accord entre données et simulation.

3.3.1 Simulation des neutrinos dans le détecteur STEREO

L’impact des coupures de sélection ainsi que leur optimisation sont évalués grâce à plusieurs millions de neutrinos simulés et propagés en utilisant un code basé sur GEANT4 (cf.

Section 2.4.1) dans le détecteur STEREO. Tous les phénomènes physiques depuis l'émission des $\bar{\nu}_e$ dans le volume du cœur du réacteur jusqu'à leur interaction dans les différents volumes du détecteur sont pris en compte, ainsi que la collection de lumière et la réponse des PMTs de l'électronique. Une description de la simulation utilisée est donnée dans le paragraphe suivant, avant de présenter les études d'acceptance des différentes coupures.

3.3.1.1 Génération des neutrinos dans le détecteur

Le cœur du réacteur est un cylindre creux de 14 cm (20 cm) de rayon intérieur (extérieur) et de 90 cm de hauteur. Les neutrinos sont générés uniformément dans ce volume. Le vertex de production est dénoté $\vec{X}_{\bar{\nu}_e}$. Le détecteur est divisé en plusieurs volumes homogènes. Ceux d'intérêt pour l'interaction des neutrinos sont les volumes contenant de l'hydrogène, à savoir les scintillateurs liquides de la cible (*target*) et du *gamma-catcher*, et l'acrylique constituant les parois entre cellules, les *buffers* et les parois entourant le *gamma-catcher*. On associe à chaque volume d'interaction une probabilité reflétant sa densité en atomes d'hydrogène et son volume. Un volume est choisi selon cette probabilité avant de tirer aléatoirement et de manière homogène la position du vertex de l'IBD \vec{X}_{IBD} dans ce volume. Afin de prendre en compte l'angle solide entre le point d'interaction et la position dans le cœur du réacteur, la distance $d = |\vec{X}_{\bar{\nu}_e} - \vec{X}_{IBD}|$ parcourue par le neutrino est soumise à une loi de probabilité en $1/d^2$. La quantité d'événements générés est ainsi plus importante dans les cellules les plus proches du réacteur comme le montre la Figure 3.8 qui décrit les distributions des vertex de l'IBD. Cette méthode mise au point dans la thèse [120] permet de minimiser le temps de calcul. La proportion entre les volumes d'interaction est montrée en Figure 3.11. Alors que 39% des $\bar{\nu}_e$ interagissent dans la cible, 47% trouvent leur vertex dans le *gamma-catcher* et 14% dans l'acrylique.

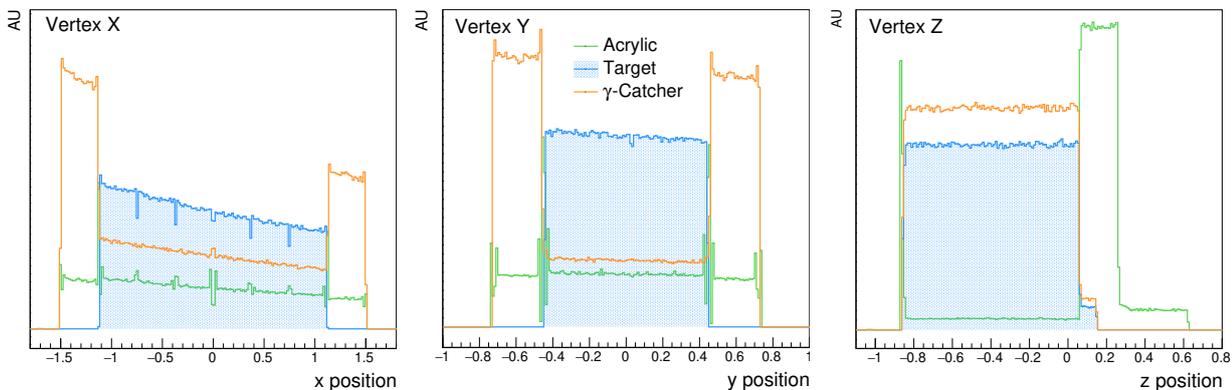


FIGURE 3.8 – Répartition des vertex \vec{X}_{IBD} dans les trois volumes cible (TG), *gamma-catcher* (GC) et acrylique (Acrylic). L'effet d'angle solide est visible sur la figure de gauche. Les vertex ayant lieu dans l'acrylique sont principalement dus à la présence de ce matériau en haut du détecteur et en bas. Les axes sont donnés en Figure 2.9.

Les neutrinos sont générés selon un spectre en énergie plat entre 1.8 et 10 MeV afin d’augmenter la statistique à haute énergie. Une pondération avec le spectre théorique – produit de la section efficace d’interaction et du spectre émis par le réacteur – est effectuée. Plusieurs prédictions peuvent ainsi être utilisées et c’est celle de HUBER (cf. Section 1.2.2 et 7.3.1) qui sera utilisée dans les études qui suivent. La cinématique de la réaction d’IBD et la section différentielle de l’IBD permettent ensuite de déduire les distributions de l’énergie et de l’impulsion du positron et du neutron [113][141].

3.3.1.2 Énergie déposée des évènements prompt et retardé

Les informations des positrons et neutrons sont utilisées comme entrées à la simulation GEANT4. Pour chaque évènement généré, l’énergie déposée dans le LS de la cible et du *gamma-catcher* est alors accessible. Les neutrinos ayant interagi uniquement dans la cible sont sélectionnés. Les spectres de l’énergie déposée du positron et du neutron dans la cible et dans le *gamma-catcher* sont présentés en Figure 3.9. Dans le cas du positron comme du neutron, le *gamma-catcher* est nécessaire afin de récupérer les fuites d’énergie provenant des gammas émis lors de l’annihilation du positron ou à la suite de la capture du neutron sur le noyau de gadolinium. Des dépôts d’énergie dans le *gamma-catcher* supérieurs à la somme des γ d’annihilation ($511 \text{ keV} \times 2$) sont observés pour des évènements prompts dont le vertex de l’IBD se situe très proche des parois. Ceci peut s’expliquer par une traversée de la paroi par le positron, ou d’effet Bremsstrahlung dans le liquide.

L’énergie totale déposée dans tout le détecteur – soit la somme de la cible et du *gamma-catcher* – est représentée en Figure 3.10. On note pour le positron (vert) une forme correspondant au spectre en énergie attendu du neutrino, décalé de -0.782 MeV . L’énergie déposée par le neutron (orange) montre deux pics : à 8 MeV pour la somme des 3 gammas émis lors de la capture sur le Gadolinium, précédé de son front Compton, et à 2.2 MeV pour la capture sur l’hydrogène.

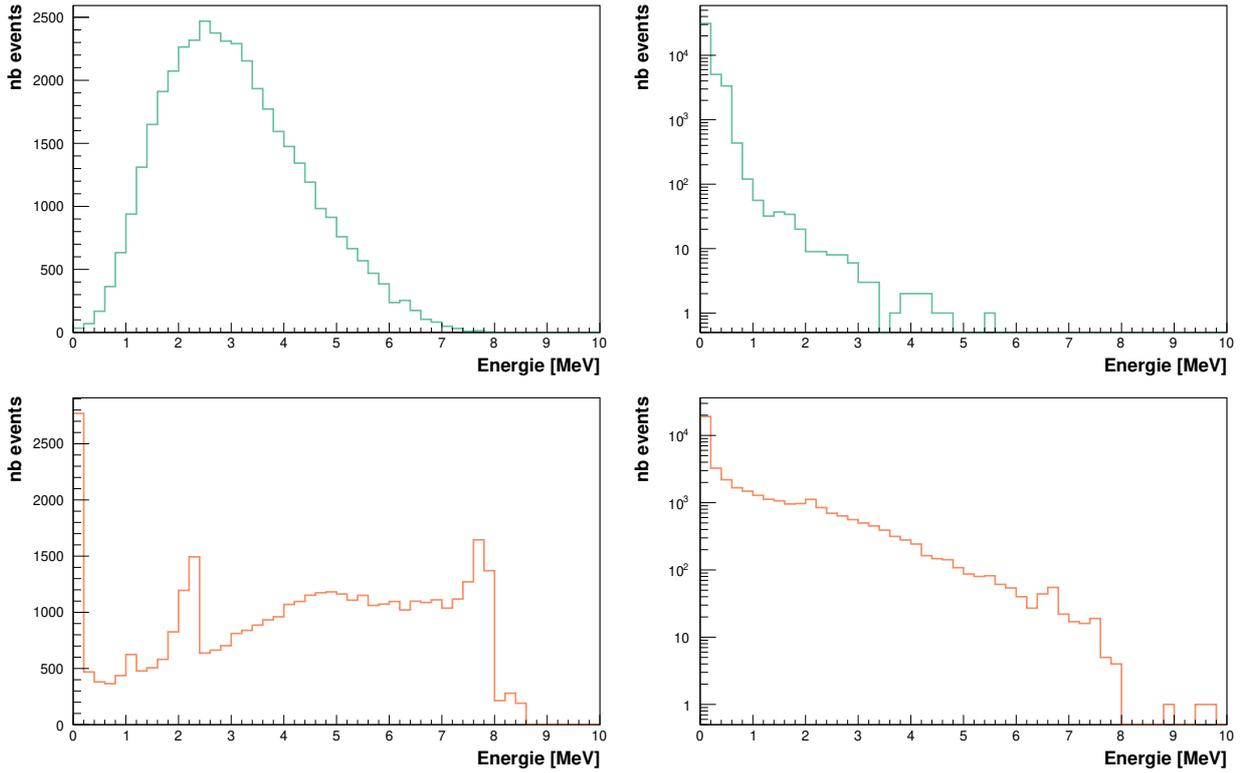


FIGURE 3.9 – Spectres de l'énergie déposée dans le LS pour l'évènement prompt (en haut) et retardé (en bas) dans la cible (gauche) et dans le *gamma-catcher* (droite).

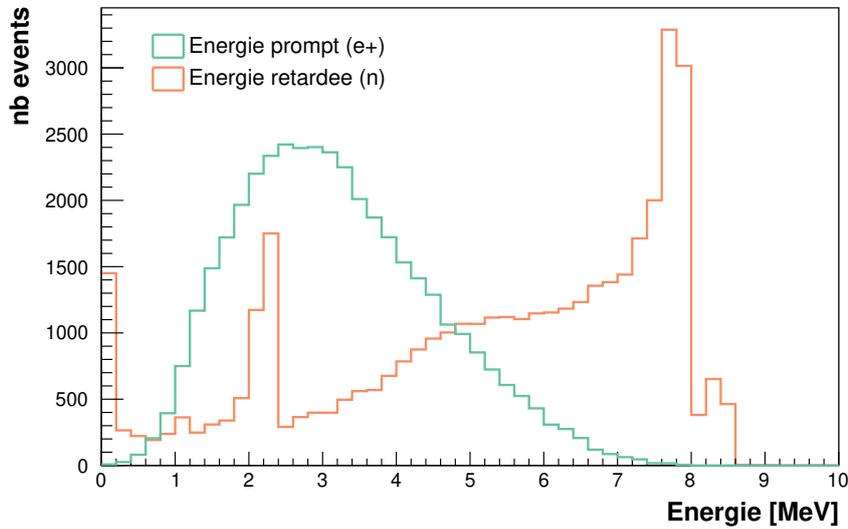


FIGURE 3.10 – Superposition des spectres de l'énergie déposée dans tout le détecteur par le positron et le neutron.

3.3.2 Acceptance du signal $\bar{\nu}_e$

Les analyses menées étant basées sur le spectre en énergie mesuré dans chaque cellule, il est important que l'utilisation des coupures de sélection ne distorde pas le spectre mesuré. Pour cette étude, $\sim 2.5 \times 10^7$ neutrinos ont été générés. Les coupures permettant la sélection du

signal neutrino dans les données, et décrites dans le Tableau 3.1, sont appliquées sur l'ensemble des événements générés. Elles permettent de sélectionner les événements IBD ayant eu lieu dans le liquide du volume cible. En effet, si les interactions ayant lieu en dehors du volume cible représentent plus de 60% des interactions avant coupures, le ratio des vertex s'élève respectivement à 99 :0 :1% pour la cible, le *gamma-catcher* et l'acrylique après coupures. L'effet est visible d'après la Figure 3.11, où l'on note aussi un entaillement du spectre à basse énergie dû au seuil sur l'évènement prompt. Le rejet des événements $\bar{\nu}_e$ ayant interagi dans l'acrylique est expliqué par une trop faible énergie visible (cf. Figure 3.11bas).

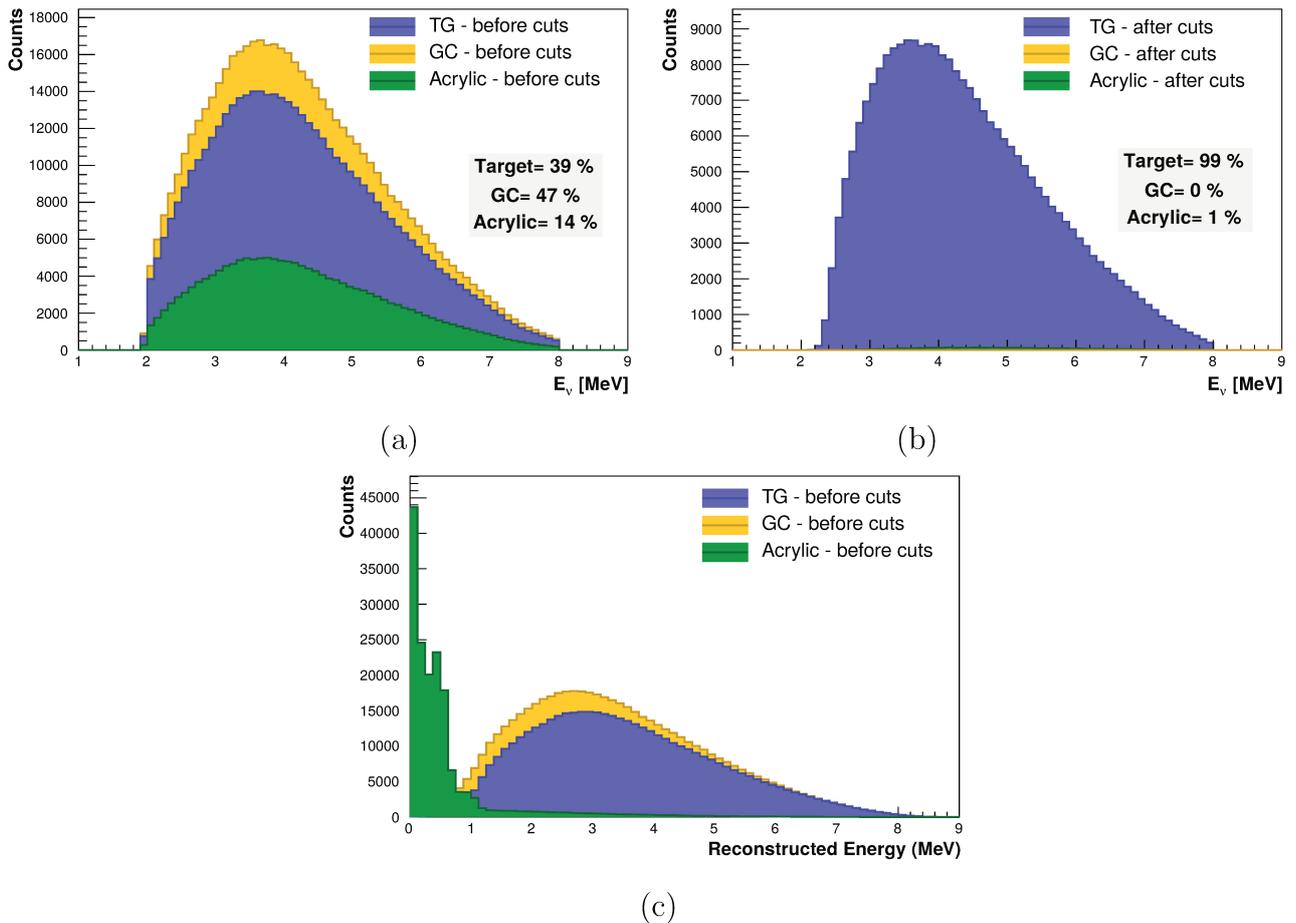
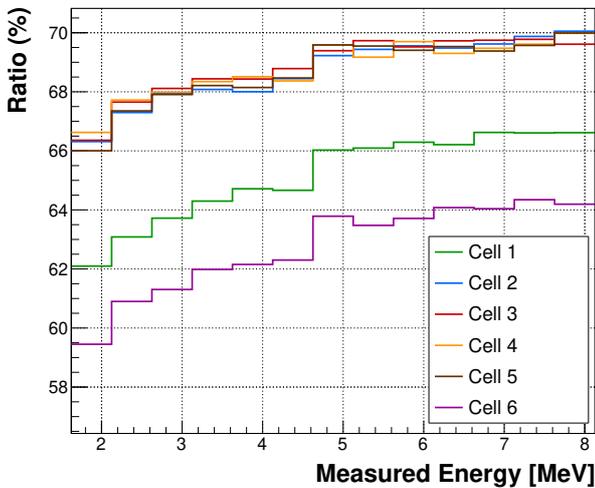


FIGURE 3.11 – (a) et (b) : Spectres de l'énergie des neutrinos simulés par matériaux d'interaction. À gauche, aucune coupure n'est appliquée. À droite, les neutrinos ont été sélectionnés par les coupures de la recherche de paires et plus de 99% des vertex sont dans le volume cible. (c) : Spectres de l'énergie visible reconstruite par matériaux d'interaction avant coupure.

3.3.2.1 Acceptance globale par intervalle d'énergie et par cellule

Pour évaluer l'impact du jeu de sélections total sur le spectre des $\bar{\nu}_e$, le spectre en énergie reconstruite des événements obtenus dans la cellule l après application de toutes les coupures est divisé par le spectre obtenu sans coupures. Une sélection initiale est toutefois appliquée : celle de l'identification de la cellule vertex (#5), essentielle pour cette étude propre à chaque

cellule. Elle revient à peu de choses près à ne considérer que les vertex ayant eu lieu dans la cible – soit 39% des $\bar{\nu}_e$. Une étude sur l'identification de la cellule vertex a montré qu'une erreur de 1% était faite. L'efficacité de détection donnée ne correspondra donc qu'aux coupures de sélection de ces évènements précis. Sa valeur, présentée par cellule en Figure 3.12, est d'environ 65% et provient essentiellement de la détection des neutrons, dont une proportion s'échappe du détecteur, et seules les captures sur l'hydrogène sont gardées. Alors que les efficacités sont similaires pour les cellules centrales, la proximité avec les volumes du *gamma-catcher* occasionne une valeur plus basse pour les cellules extrêmes 1 et 6. Pour ces cellules en effet, la probabilité accrue que le neutron s'échappe vers des volumes dépeuplés d'atomes de gadolinium et soit capturé par un noyau d'hydrogène augmente, l'empêchant de passer la coupure en énergie à 4.5 MeV (#2). Par ailleurs, l'impulsion initiale du neutrino et la cinématique de l'IBD (entraînement du neutron) privilégie la capture du neutron dans le *gamma-catcher* pour la cellule 6, et dans la cellule 2 pour la cellule 1, expliquant l'asymétrie observée entre 1 et 6. La dépendance avec l'énergie de l'acceptance est aussi visible en Figure 3.12. Elle reste assez faible, avec une variation de $\sim 4\%$ entre 2 et 8 MeV, et la forme est identique pour les 6 cellules. Une étude détaillée de l'impact de chaque coupure individuelle va permettre d'identifier les sélections responsables de cette déformation en énergie.



(a)

Cellule	$\epsilon_{\text{détection}}^{\text{Phase-I}} (\%)$	$\epsilon_{\text{détection}}^{\text{Phase-II}} (\%)$
1	65.82	64.39
2	69.66	68.15
3	70.01	68.41
4	66.61	68.35
5	69.20	68.18
6	62.82	61.98

(b)

FIGURE 3.12 – (a) Efficacité de détection en fonction de l'énergie reconstruite des $\bar{\nu}_e$ pour la Phase-II. La valeur en pourcentage est obtenue par ratio du nombre de neutrinos détectés après l'ensemble des coupures (#1-#9) du Tableau 3.1 et le nombre de neutrinos sélectionnés dans chaque cellule par la coupure #5 uniquement. (b) Valeurs moyennées sur la gamme en énergie pour la Phase-I et la Phase-II.

Le tableau de la Figure 3.12 référence les acceptances moyennées sur la gamme d'énergie des six cellules pour les deux phases d'acquisition. Les chiffres sont légèrement plus bas pour la Phase-II, à l'exception de la cellule 4 qui est un cas particulier : les buffers d'huile minérale du *gamma-catcher*-front et de la cellule 4 ont été remplis pour la Phase-II (cf. Section 2.3.2).

Pour les autres cellules, des modifications de la simulation ont été effectuées entre les deux phases d'acquisition pour reproduire les effets observés. En particulier, les paramètres de transmission et de réflexion des parois ont été changés afin de rendre compte de différentes fuites de lumière observées. Ce changement peut expliquer les petites variations d'une cellule à l'autre, mais l'effet dominant expliquant la baisse d'efficacité d'environ 1% à 1.5% provient de la coupure en temps (#3). Alors qu'aucun seuil n'est nécessaire pour la Phase-I, une limite inférieure de 2 μs a été introduite en Phase-II afin de rejeter les paires corrélées provenant de désintégrations de muons qui n'étaient plus discriminées par la coupure d'asymétrie (cf Section 4.2.2). Ce changement engendre une baisse de l'efficacité de 1.5% à 2%.

3.3.2.2 Optimisation de la coupure sur l'énergie des cellules voisines

L'énergie totale dans le détecteur est reconstruite au pourcent près (cf. Section 2.4.3.2), mais l'énergie reconstruite dans chaque cellule est plus difficile à décrire à cause de la complexité des processus de fuites de lumière entre volumes. Il est important de préciser que pour l'analyse du spectre $\bar{\nu}_e$, seule l'énergie totale prompt compte. Le risque lié à la mauvaise reconstruction de l'énergie par cellule importe seulement pour la coupure (#6, $E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1 \text{ MeV}$), qui est la seule à utiliser l'énergie reconstruite par cellule. Elle a fait l'objet d'une étude dédiée permettant d'obtenir une réponse homogène des cellules et des différents intervalles d'énergie en examinant les dépôts d'énergie ainsi que l'énergie reconstruite dans les cellules voisines de la cellule vertex.

Nous nous intéressons premièrement aux dépôts d'énergie – accessibles en simulation – dans les cellules voisines d'une cellule vertex. Si l'on considère les événements dont le vertex de l'IBD a eu lieu dans la cellule 3, il est attendu que le dépôt d'énergie dans la cellule 2 provienne de la fuite d'une partie ou de l'intégralité du rayonnement γ émis lors de l'annihilation électron positron (511 keV). C'est ce qui est observé sur la Figure 3.13 pour les neutrinos ayant passé les coupures de la recherche de paires sauf la coupure #6. Toutefois, des dépôts supérieurs à 511 keV témoignent de fuites d'énergie provenant du positron lui-même, par Bremsstrahlung. Ce rayonnement étant plus probable pour des positrons de haute énergie, imposer une coupure à 1 MeV implique donc une déformation obligée du spectre $\bar{\nu}_e$. Cependant, une déformation due à un effet physique n'est pas réellement inquiétante car il est très probable qu'elle reproduise un effet réel.

Le processus de reconstruction de l'énergie totale met en œuvre un ajustement itératif des fuites de lumières à partir de leur valeurs mesurées, et dont la valeur finale peut être différente de la valeur initiale. Sur la Figure 3.14, nous avons représenté le même graphique qu'en Figure 3.13 en considérant maintenant les énergies visibles reconstruite à la place des dépôts d'énergie. Les énergies reconstruites sont données pour les deux cellules voisines (2 et 4). Les zones de forte densité, en jaune sur l'échelle logarithmique, indiquent les événements n'ayant

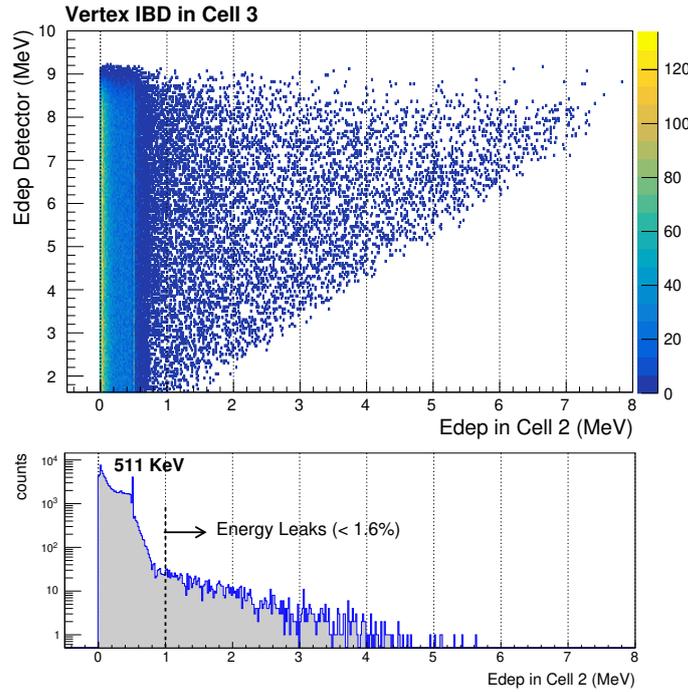


FIGURE 3.13 – Énergie déposée dans la cellule 2 pour plusieurs énergies incidentes du neutrino ayant interagi dans la cellule 3. La projection sur l’axe x, donnée en dessous, montre des dépôts d’énergie dus à la fuite des rayonnements γ de 511 keV mais aussi provenant du positron.

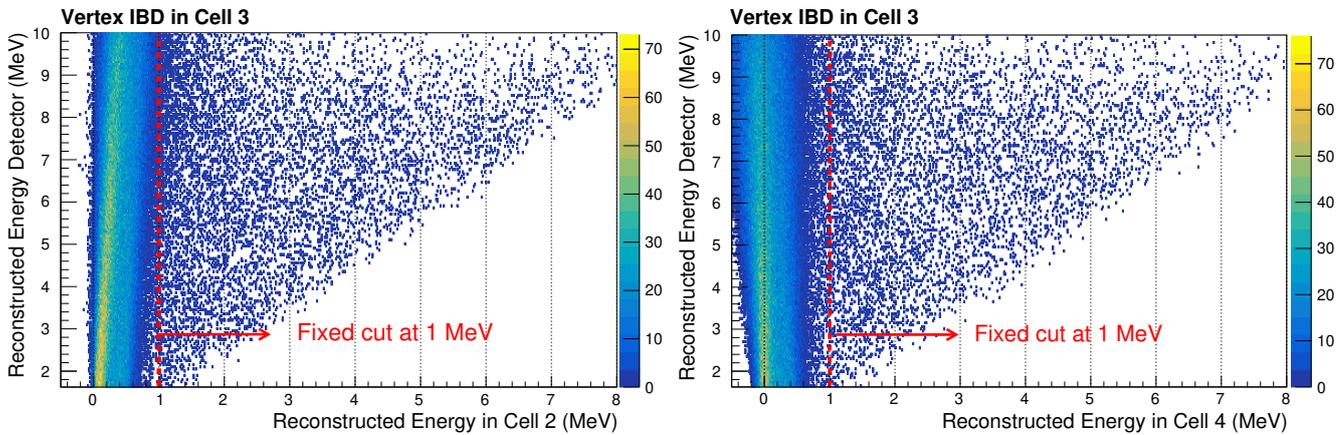


FIGURE 3.14 – Énergie reconstruite dans les cellules 2 (à gauche) et 4 (à droite) pour plusieurs énergies incidentes du neutrino ayant interagi dans la cellule 3. La bande de forte densité autour à basse énergie correspond à la reconstruction des fuites de lumière.

pas déposé d’énergie dans les cellules voisines et pour lesquels seules les fuites de lumière ont été observées. Alors que les fuites reconstruites dans la cellule 2 sont croissantes avec l’énergie du $\bar{\nu}_e$ incident, elles sont décroissantes dans le cas de la cellule 4, ce qui ne reflète pas la réalité mais ne nuit pas à la reconstruction de l’énergie totale du détecteur. On remarque en revanche qu’un seuil fixe inférieur à 1 MeV couperait dans le cas de la cellule 2 plus de $\bar{\nu}_e$ à haute énergie que dans le cas de la cellule 4. N’ayant aucun moyen de vérifier ces pentes dans les données, une telle coupure devient dangereuse. Le seuil de 1 MeV a ainsi été optimisé de

manière à avoir la même déformation du spectre $\bar{\nu}_e$ pour chaque cellule, démontrant que seul l'effet lié à la physique demeure.

Si l'étude de cette sélection a été aussi poussée, c'est parce que son impact sur le bruit de fond est important à haute énergie, dans la région où le ratio signal-sur-bruit se dégrade rapidement. L'impact d'une telle coupure sur le spectre en énergie du bruit de fond est montré en Figure 3.15 pour un seuil de 1 MeV.

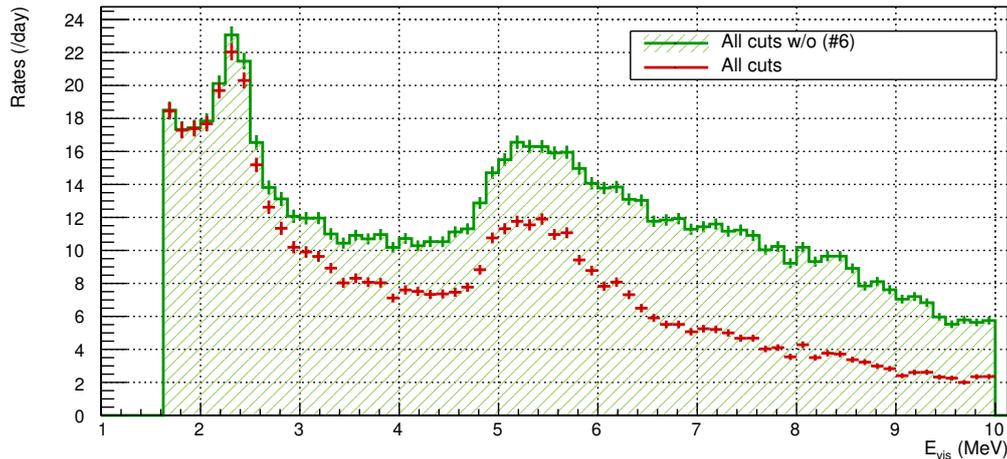


FIGURE 3.15 – Spectre en énergie des candidats-IBD issus des périodes de réacteur-OFF de la Phase-II, sans et avec la coupure (#6, $E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1 \text{ MeV}$). Les différentes structures du spectre du bruit de fond seront détaillées au chapitre suivant. On note ici l'utilité de la coupure #6 sur la partie haute du spectre.

3.3.2.3 Détail des coupures

Nous nous intéressons à présent à l'impact individuel de chaque coupure afin d'ajuster celle-ci de manière à avoir la déformation en énergie la plus faible possible et une stabilité de la coupure vis-à-vis de petites variations du seuil. Trois aspects sont dans ce but étudiés :

1. L'acceptance par cellule sommée sur la gamme en énergie pour différentes valeurs seuil de la coupure d'intérêt
2. L'acceptance par intervalle d'énergie
3. La distribution spatiale des évènements rejetés par la coupure est tracée dans les trois axes du détecteur

Pour des raisons d'espace, nous montrerons le principe de l'étude dans le cas de la coupure (#6) et présenterons un résumé des résultats pour les autres sélections.

Coupure #6 : $E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1 \text{ MeV}$, dans chacun des 4 cellules voisines La coupure topologique sur l'énergie reconstruite dans les 4 cellules entourant la cellule vertex est une de celles ayant le plus gros impact sur le spectre des $\bar{\nu}_e$ détectés. C'est pourquoi une étude détaillée a été présentée en Section 3.3.2.2.

1. **Acceptance intégrée sur le spectre en énergie** L'évolution de l'acceptance est donnée en Figure 3.16 et un zoom sur la région située autour du seuil actuel de la coupure (1 MeV) est fourni. Plus le seuil maximal autorisé dans les quatre cellules voisines est bas, plus les γ émis lors de l'annihilation du positron de l'IBD ont une chance d'être coupés s'ils se propagent en dehors de la cellule vertex. L'acceptance augmente quand le seuil s'élève. Elle atteint une région stable à partir d'environ 800 keV, avec une acceptance neutrino supérieure à 97% et une variation de 1.5% si le seuil en énergie varie de 800 keV à 1 MeV. Pour les raisons évoquées à la section précédente, le seuil a été fixé à 1 MeV. Celui-ci englobe la fuite d'un rayonnement γ déposant l'intégralité de son énergie ainsi que les fuites de lumière dues au dépôt du positron, en prenant en compte l'effet de la résolution, de $\simeq 9\%$ à 1 MeV. Une différence d'environ 0.5% entre les cellules extrêmes et les cellules du centre est observée. Ceci s'explique par la corrélation avec d'autres coupures (#8) dont les effets topologiques sont similaires.

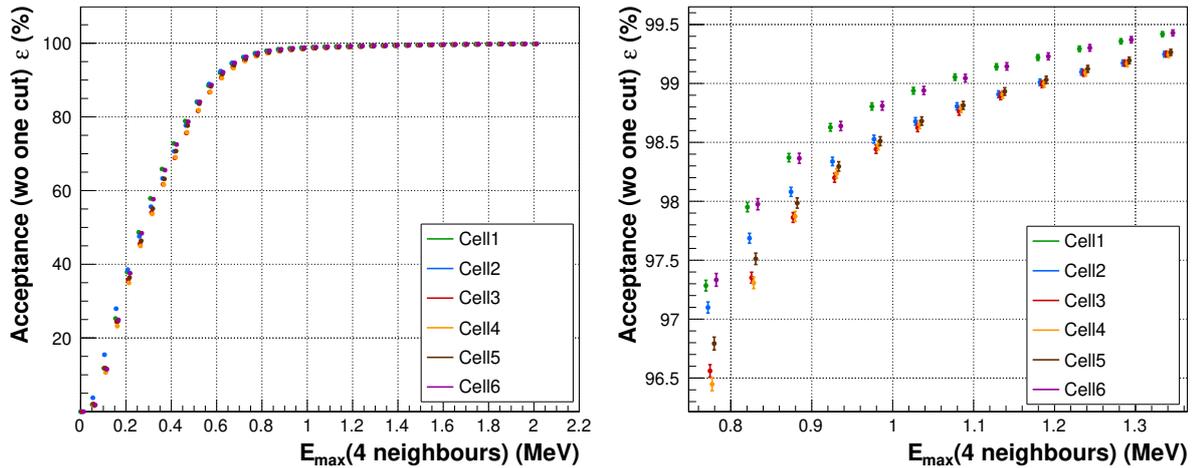


FIGURE 3.16 – Acceptance de la coupure (#6). À droite, zoom autour de la région d'intérêt.

2. **Acceptance par intervalle d'énergie** La déformation spectrale causée par une coupure est évaluée en divisant le spectre en énergie visible reconstruite des neutrinos sélectionnés après toutes les coupures par le spectre obtenu après application de toutes les coupures *excepté la coupure étudiée*. L'acceptance de la coupure (#6) par intervalle d'énergie est présentée sur la Figure 3.17. Pour le seuil actuel (1 MeV), la déformation est non négligeable – 4% entre 2 MeV et 8 MeV – mais il a été prouvé que son origine était principalement liée à un processus physique, puisque le même effet est observé en coupant sur les dépôts d'énergie calculés par GEANT4.

3. **Étude spatiale** Enfin, la position des vertex des événements rejetés par la coupure est tracée sur la Figure 3.18 pour identifier toute corrélation spatiale. Les $\bar{\nu}_e$ rejetés se trouvent majoritairement proche des bords des cellules. Puisque la coupure a été fixée à un seuil admettant obligatoirement la fuite des rayonnements γ , il ne peut s'agir que de fuites d'énergie

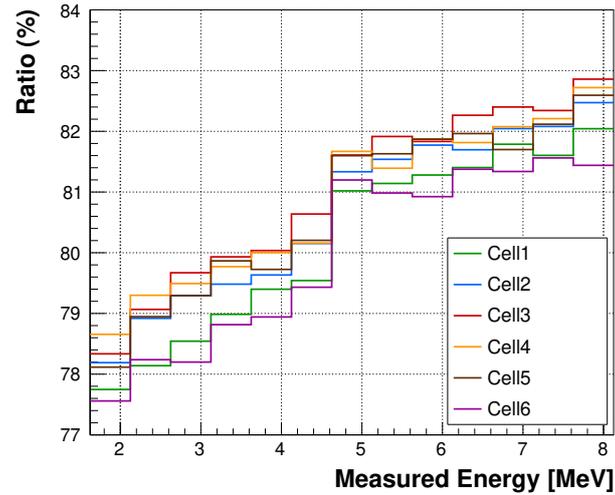


FIGURE 3.17 – Acceptance de la coupure (#6) en fonction de l'énergie visible reconstruite pour un seuil de 1 MeV sur l'énergie reconstruite dans chacune des cellules voisines.

du positron lui-même. En effet, il a été montré dans l'étude des dépôts d'énergie de la section précédente que le positron pouvait dans certains cas déposer son énergie dans la cellule voisine (cf. Figure 3.9).

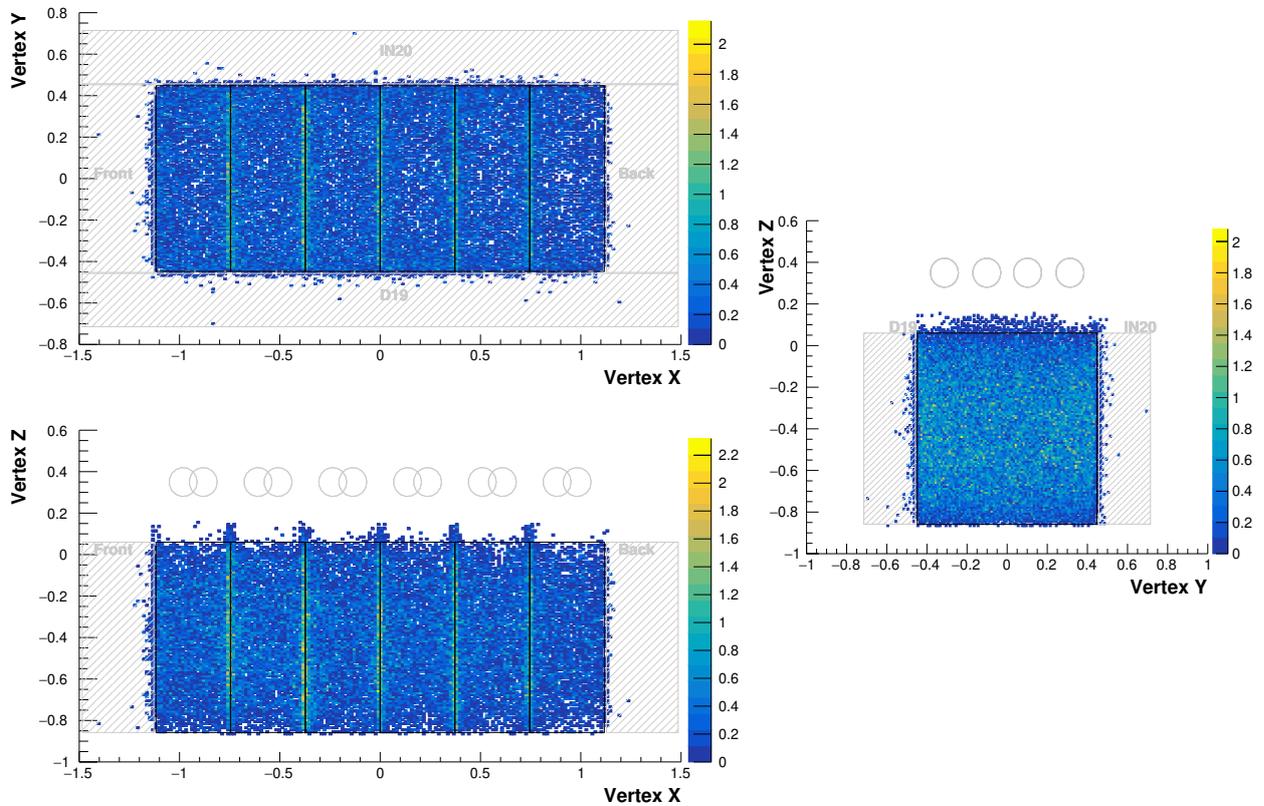


FIGURE 3.18 – Vertex d'interaction des neutrinos retirés par la coupure #6

Coupure #1 : $1.625 \text{ MeV} < \mathbf{E}_{\text{prompt}} < 10.625 \text{ MeV}$ La coupure en énergie basse retire 10.6% des évènements. La reconstruction des vertex indique que les IBD ayant lieu proche des parois entre cellules et du haut et du bas du détecteur sont plus susceptibles d'être affectés. En effet, la probabilité est alors plus grande qu'une partie de la perte énergie se fasse dans les matériaux morts. Le seuil à haute énergie a une acceptance de 100%.

Coupure #2 : $4.5 \text{ MeV} < \mathbf{E}_{\text{retardé}} < 10 \text{ MeV}$ L'acceptance de la sélection en énergie de l'évènement retardé est de 79.4% (seuil bas) et de 99.8% (seuil haut). Pour le seuil en énergie bas, une différence de 1.5% est observée entre les cellules du bord et celles du centre due à une efficacité de capture du neutron plus basse dans les volumes du *gamma-catcher*. Une déformation du spectre en énergie de 3.5% entre 2 et 7 MeV, quasi identique pour toutes les cellules, est observée. Elle signifie que les $\bar{\nu}_e$ de basse énergie sont plus affectés par le seuil de 4.5 MeV et est expliquée par un effet purement topologique. La sélection des captures du neutron sur les atomes de Gd tend à rejeter les vertex IBD ayant lieu proche des bords du détecteur. Cette hypothèse est corroborée par la reconstruction des vertex des évènements enlevés par la coupure (#2), qui indique que les régions les plus affectées sont celles du haut et du bas du détecteur. Or, les évènements prompt associés se trouvant proches des parois ont une probabilité plus grande d'avoir subi des pertes d'énergie dans les matériaux morts. Par conséquent, la proportion d'évènements prompts de basse énergie se retrouve réduite par cette coupure.

Coupure #3 : $2 \mu\text{s} < \Delta\mathbf{T}_{\text{prompt-retardé}} < 70 \mu\text{s}$ Dû à la courte constante de capture entre les évènements prompt et retardé, le seuil bas en temps diminue très rapidement l'acceptance neutrino. Fixé à $2 \mu\text{s}$, il permet de conserver 98.3% des $\bar{\nu}_e$ sans impact sur le spectre en énergie. L'acceptance due à la limite de $70 \mu\text{s}$ est de 97.2%. Le temps de capture du neutron étant environ 5 fois plus long dans les volumes du *gamma-catcher* dépeuplés de gadolinium, l'acceptance est réduite dans les cellules du bord, et encore davantage pour la cellule 6 à cause de l'impulsion du neutron.

Coupure #4 : $\Delta\mathbf{X}_{\text{prompt-retardé}} < 600 \text{ mm}$ Le détecteur a été conçu pour avoir la réponse la plus homogène possible. Pour cela, la reconstruction du barycentre des charges est complexe et tend à reconstruire les vertex plus proches du centre de chaque cellule, comme illustré sur la Figure 3.19. La coupure sur la distance entre le barycentre des charges collectées des évènements prompt et retardé a été fixée à une cellule et demie. Cette valeur permet de conserver 99.6% des $\bar{\nu}_e$. Aucune déformation du spectre n'est observée pour cette coupure, qui affecte de manière homogène les différentes cellules du détecteur.

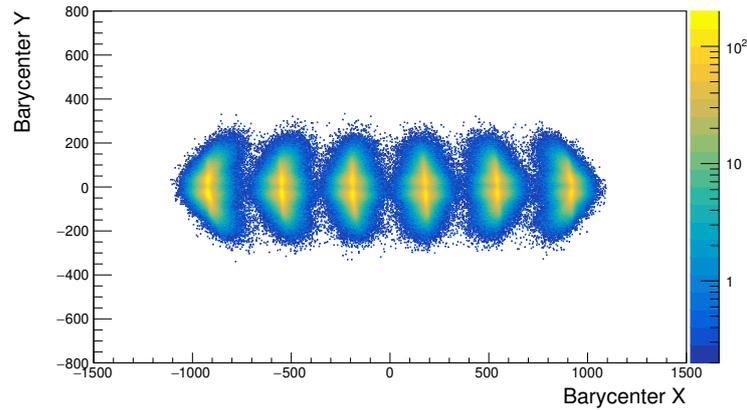


FIGURE 3.19 – Vertex reconstruits des neutrinos ayant interagit de manière homogène dans le détecteur.

Coupure #7 : $E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 0.4 \text{ MeV}$ L'acceptance due à cette coupure est de 99.7% et provoque une déformation du spectre de l'énergie des $\bar{\nu}_e$ inférieure à 0.5% entre 2 et 7 MeV.

Coupure #8 : $E_{\text{retardé}}^{\text{TG}} > 1 \text{ MeV}$ Le rejet des évènements retardés déposant moins de 1 MeV dans la cible permet de s'affranchir du bruit accidentel provenant de l'extérieur du détecteur et pénétrant par les volumes du *gamma-catcher*. À cause de la surface que partagent les cellules du bord avec les *gamma-catcher* avant et arrière, une plus grande partie des neutrons issus de l'IBD ont une chance de s'échapper avant d'avoir déposé 1 MeV par effet Compton. L'acceptance du signal $\bar{\nu}_e$ est ainsi plus petite dans les cellules 1 et 6 (97.2%) que dans les cellules centrales (99.2%). Légèrement plus grande pour les neutrinos de haute énergie, l'acceptance varie de 0.5% à 1% entre 1 et 7 MeV.

Coupure #9 : $\frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$ L'asymétrie de la collection des charges sur les 4 photomultiplicateurs d'une cellule permet d'identifier les évènements déposant leur énergie tout en haut du détecteur. Dans les données, ces évènements correspondent principalement à des muons en fin de parcours. La simulation des $\bar{\nu}_e$ a permis d'optimiser cette coupure de manière à conserver 99.6% du signal. La reconstruction des vertex permet de valider l'hypothèse de géométrie : les $\bar{\nu}_e$ coupés se situent bien dans les quelques premiers cm de la cellule.

En conclusion, les coupures qui impactent le plus l'acceptance du signal $\bar{\nu}_e$ sont les coupures de base de sélection de l'IBD (#1 et #2), avec respectivement 89.4% (79.2%) des évènements gardés par les seuils en énergie sur l'évènement prompt (retardé). Le seuil en temps (70 μs) conserve 97.2 % des $\bar{\nu}_e$. Pour toutes les autres coupures, les seuils ont été optimisés de manière à n'avoir pas de distortions du spectre en énergie trop importantes et, et à conserver des acceptances supérieures à 98%. Celles-ci sont regroupées dans le Tableau 3.2 afin d'être comparées à leur pouvoir de réjection.

3.3.2.4 Incertitudes systématiques sur la sélection de l'évènement prompt

Les incertitudes systématiques induites par les coupures ont été estimées dans [142] par cellule et par intervalle d'énergie grâce à une étude de simulation Monte-Carlo dédiée. La corrélation entre les différentes coupures étant trop importante, une incertitude systématique individuelle n'a pu être trouvée. L'incertitude donnée pour chaque couple {cellule, énergie} représente donc l'impact du jeu entier de coupures. Pour chacune des observables utilisées pour les coupures de sélection – par exemple l'énergie reconstruite dans la cellule voisine de la cellule vertex – une incertitude a été estimée. Les incertitudes sont ensuite appliquées aux évènements $\bar{\nu}_e$ générés et l'opération répétée plusieurs milliers de fois. La distribution de neutrinos obtenue peut alors être comparée au spectre en énergie initial obtenu sans variations des observables, et la différence donne l'erreur systématique finale. Une paramétrisation notée $S_i^{promptEff}$ décrit à l'aide d'un polynôme d'ordre 3 l'incertitude sur l'efficacité prompt pour un intervalle d'énergie i donné :

$$S_i^{promptEff} = p_0(E_i - 1.625)^2 + p_1(E_i - 1.625)^3 \quad (3.3)$$

où E_i indique la valeur moyenne de l'intervalle d'énergie choisi, $p_0 = -0.003815$ et $p_1 = 0.008606$. Les incertitudes sont de l'ordre de 0.5% en dessous de 4.375 MeV et augmentent jusqu'à 4% à 7.875 MeV.

3.3.3 Efficacité de la détection du neutron

Comme nous l'avons vu dans l'étude détaillée de chaque coupure, la sélection de l'évènement retardé est responsable du plus fort taux de rejet de signal. L'efficacité de détection du neutron ϵ_n a fait l'objet d'études dédiées présentées en détail dans la thèse d'H.Almazan [143]. L'étude repose sur la comparaison entre données et simulation des résultats d'étalonnage obtenus avec une source d'AmBe ($^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$). Cette source, dont le fonctionnement est détaillé en Section 4.1.2.4, est majoritairement émettrice d'un rayonnement γ de 4.4 MeV et d'un neutron rapide provenant de la réaction $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$.

La source est déployée aux 5 hauteurs des 5 cellules possédant des tubes de calibration, et l'efficacité de détection du neutron est calculée en données comme en simulation pour évaluer une quelconque différence entre les deux. Toute différence se traduit par l'introduction d'un facteur de correction c_ϵ . Celui-ci se décompose en deux termes tel que $c_\epsilon = c_{n-capt} \cdot c_{coupures}$. Ainsi :

$$\epsilon_n^{données} = \epsilon_n^{simu} \cdot (c_{n-capt} \cdot c_{coupures}) \quad (3.4)$$

Le premier terme c_{n-capt} est lié à l'efficacité de capture du neutron. Il reflète la différence (entre données et simulation) de la fraction de captures se produisant dans la cible. L'efficacité de capture dépend de l'abondance relative des captures ayant lieu sur des atomes de Gd, aussi appelée fraction de Gd, par rapport aux captures se produisant sur l'H. Elle est évaluée

arbitrairement par le rapport des événements retardés d'énergie supérieure à 3 MeV – qui incluent la cascade de γ issus de Gd jusqu'à 8 MeV – sur le nombre d'événements total – qui inclue en plus les captures sur les atomes d'hydrogène. Ce ratio est illustré en Figure 3.20. Dans d'autres expériences telles que Double Chooz, $c_{n-capt} \sim 98.5\%$ [115]. À cause de la mobilité des neutrons thermiques, et parce que seul le volume cible est doublé au Gd, la fraction de Gd n'est pas constante dans le volume mais décroît sur les bords. Un modèle dérivé des 25 points de mesure permet de reproduire la valeur locale de la fraction de Gd.

Le deuxième terme $c_{coupures}$ évalue la différence (entre données et simulation) de l'efficacité des coupures de sélection de l'IBD sur le signal retardé. Un désaccord pourrait être expliqué par une modélisation non suffisante de la cascade γ suivant la capture du neutron sur le Gd.

Les valeurs moyennées sur le détecteur obtenues sont :

$$c_{n-capt} = (97.81 \pm 0.57)\%$$

$$c_{coupures} = (97.4 \pm 0.59)\%$$

Ces facteurs, obtenus pour chaque cellule, seront directement appliqués aux taux de neutrinos extraits en données. L'incertitude systématique totale associée à cette correction et utilisée comme contrainte dans les analyses statistiques du chapitre 7 a été évaluée à 0.84% [143]. Cette incertitude est non-corrélée entre les cellules et repose sur la variation dans le temps des facteurs de correction ($\sim 0.1\%$), l'estimation du biais sur la position exacte de la source ($\sim 0.25\%$), et les écarts observés entre les différentes cellules et hauteurs de placement des sources ($\sim 0.5\%$). Il est à noter que cette étude est encore en cours et qu'une incertitude corrélée par cellule a été proposée depuis l'écriture des résultats de cette thèse. Elle provient de l'incertitude sur le modèle permettant de reproduire la valeur locale de la fraction de Gd et sa valeur varie de 0.13% à 0.4% suivant les cellules.

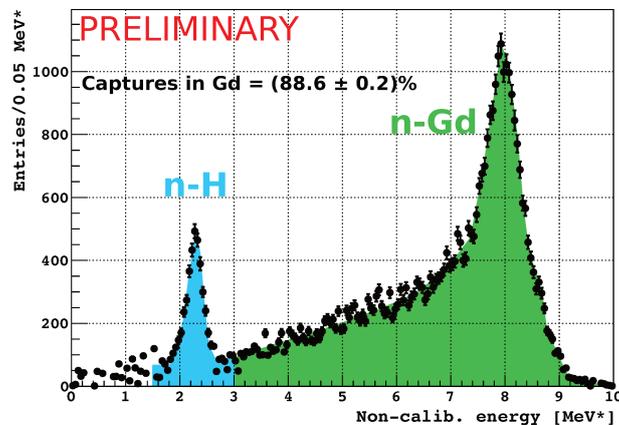


FIGURE 3.20 – Énergie des événements retardés obtenus lors d'une recherche de paires avec la source d'AmBe déployée au centre de la cellule 6. Un seuil arbitraire à 3 MeV sépare les captures neutroniques ayant lieu sur l'H et sur le Gd.

3.4 Conclusion

L'identification du signal $\bar{\nu}_e$ dans les données a nécessité la mise en place d'un algorithme de recherche de paires corrélées en temps et dans l'espace. L'introduction d'isolations en temps et de temps morts associés permettent la réduction du bruit de fond d'origine cosmique. 700 Hz de muons sont identifiés dans le véto et 200 Hz dans le détecteur. Le temps mort associé est respectivement de 8% et 4.5%. L'acquisition en phases de réacteur-OFF et réacteur-ON permet déjà d'évaluer le nombre de neutrinos à ~ 400 par jour. Environ 3000 candidats-IBD par jour sont sélectionnés en phase de réacteur-OFF, indiquant que le bruit de fond corrélé est dominé par des événements d'origine cosmique. Une étude de ces événements sera présentée au chapitre suivant. Nous verrons qu'une grande partie du bruit corrélé d'origine cosmique peut être rejetée grâce à la capacité de discrimination par forme d'impulsion du scintillateur liquide.

Parallèlement, le jeu de coupures permettant l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$ a été validé et amélioré grâce à l'étude de l'impact individuel de chaque sélection sur des événements IBD simulés. Les déformations du spectre en énergie dues aux coupures sont maîtrisées et l'on comprend dorénavant mieux la topologie des événements rejetés, grâce à la reconstruction de leur vertex. L'acceptance totale du signal $\bar{\nu}_e$ est principalement due à la sélection des événements dans le volume fiduciel cible (39%) et à l'efficacité des coupures (65%).

Le Tableau 3.2 récapitule les études complémentaires de rejet de bruit de fond et d'acceptance du signal $\bar{\nu}_e$.

Sélection	Réjection				Acceptance $\bar{\nu}_e$
	Acc.		Corr.		
	P-I	P-II	P-I	P-II	P-II
$\Delta X_{\text{prompt-retardé}} < 600$ mm	1.14	1.13	-	-	99.62
$E_{\text{prompt}}^{\text{cellule}} < 1$ MeV, 4 voisins	0.11	0.11	0.36	0.33	98.49
$E_{\text{retardé}}^{\text{TG}} > 1$ MeV	2.88	2.85	-	-	98.56
$\frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$	-	-	0.18	0.04	99.72
$\Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-veto}} > 100$ μs	0.64	0.67	0.58	0.58	-
$\Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-détecteur}} > 200$ μs	0.41	0.42	0.77	0.78	-
$\Delta T_{\text{prompt ou retardé}}^{\text{év. } E > 1.5 \text{ MeV}} > 100$ μs	0.17	0.13	0.55	0.57	-

TABLEAU 3.2 – Taux de réjection des coupures sur les bruits accidentels et corrélés, et acceptance du signal neutrino. On considère à chaque fois que toutes les coupures ont été appliquées sauf celle d'intérêt. En vert sont soulignées les coupures ayant le plus d'impact en terme de rejet du bruit accidentel ou corrélé. Les coupures ayant un impact trop faibles en données ne sont pas relevées.

Chapitre 4

Bruit de fond d'origine cosmique

Sommaire

4.1	Étalonnage de la PSD	120
4.1.1	Définition et utilisation des évènements simples	120
4.1.2	Corrélations à la température et aux fuites de lumières	122
4.1.3	Correction de l'observable PSD	128
4.1.4	Définition d'une coupure sur la PSD	130
4.2	Caractérisation des bruits de fond d'origine cosmique avec le	
	véto à muons	131
4.2.1	Identification des muons dans le véto	131
4.2.2	Désintégrations de muons	132
4.2.3	Réactions induites par neutrons rapides	136
4.2.4	Comparaison à la recherche de paires utilisée pour les $\bar{\nu}_e$	138
4.3	Effets de normalisation des taux	139
4.3.1	Corrélation des taux aux variables environnementales	139
4.3.2	Efficacité de détection des muons dans le véto	141
4.4	Conclusion	144

Nous avons vu que la sélection des candidats-IBD telle que présentée au chapitre précédent est insuffisante à discriminer une partie du bruit de fond d'origine cosmique. Plus de 3000 paires par jour sont détectées en périodes de réacteur-OFF. Toutefois, leur discrimination peut être faite par l'utilisation de la discrimination par forme d'impulsion (PSD) introduite à la Section 2.4.4.1. Cette propriété du liquide scintillant permet d'identifier les reculs d'électron – population dans laquelle les neutrinos sont attendus – et les reculs de proton – caractéristiques du bruit de fond d'origine cosmique. La Figure 4.1 présente la distribution en PSD des candidats-IBD. Comme l'obtention des neutrinos parmi les candidats IBD se fait par soustraction des données obtenues en OFF aux données du ON (dénote $ON-OFF$), il est indispensable que

cette variable soit stable dans le temps. Ce point crucial fait l'objet de la première section de ce chapitre. Les problématiques liées aux dérives de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ ainsi que la correction de ces effets y sont détaillées. L'emploi d'une coupure est ensuite effectué pour révéler le spectre du bruit de fond sous la composante neutrinos. Celui-ci comporte toujours une contamination d'origine cosmique que nous étudions en dernière partie à l'aide du véto à muons.

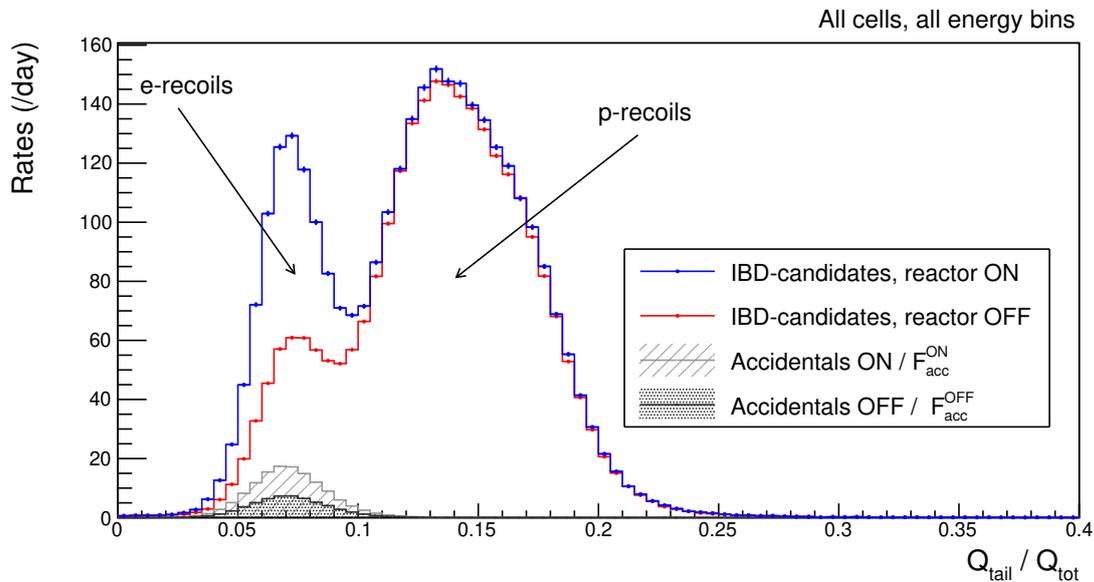


FIGURE 4.1 – Distributions de la variable PSD (ou $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$) des candidats-IBD issus de la recherche de paires après le jeu de coupures décrit dans le chapitre précédent. Les reculs de proton engendrés par chocs avec des neutrons rapides peuvent être discriminés des reculs d'électron, population où les neutrinos sont attendus. Les paires accidentelles, corrigées du facteur de renormalisation $f_{\text{Acc}}^{\text{Off}}$ et $f_{\text{Acc}}^{\text{On}}$ sont faibles en proportion et très bien estimées. Les distributions ont été renormalisées au temps effectif propre à chaque période, soit le temps total soustrait du temps mort.

4.1 Étalonnage de la PSD

Complexes à observer et à décrire, les modifications de la forme du signal – et donc du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ – peuvent être engendrées par des variations des conditions expérimentales, principalement des variations de la température et de la collection de lumière dans les cellules. Établir une correction de ces effets est primordial pour l'évaluation du bruit de fond corrélé. Pour cela, nous allons procéder à un étalonnage de la variable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

4.1.1 Définition et utilisation des événements simples

Les variations de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ au cours du temps ont été mises en évidence en Section 2.4.4.3 grâce aux données de calibration ^{54}Mn . Elles peuvent aussi être observées à partir des événements simples de bruit de fond, aussi appelés événements gammas γ . Ces

évènements sont enregistrés dans les données "neutrinos" et ne requièrent ainsi pas de données de calibration supplémentaires. La sélection d'un évènement simple s dans la cellule l s'effectue sur les conditions suivantes :

$$- s \text{ n'est pas étiqueté comme } \mu \quad (4.1)$$

$$- s \text{ est isolé en temps (100 } \mu\text{s)} \quad (4.2)$$

$$- (t_s - t_{\text{dernier } \mu}) > 100 \mu\text{s} \quad (4.3)$$

$$- \forall l \neq l_{\text{max}}, E_l^{\text{rec}} < 1 \text{ MeV} \quad (4.4)$$

$$- \frac{Q_{\text{PMT,max}}}{Q_{\text{cell}}} < 0.5 \quad (4.5)$$

Les évènements retenus n'ont pas été identifiés comme muons (4.1) et sont isolés en temps de tout évènement simple dont l'énergie est supérieure à 1.5 MeV (4.2). L'isolation de 100 μs depuis le dernier muon (4.3) – où le dernier muon est identifié dans le veto ou dans le détecteur – permet le bon rétablissement de la ligne de base, et ainsi le bon calcul de l'énergie déposée. Les évènements doivent être contenus dans une seule cellule (4.4) et la symétrie de la collection de charge sur les 4 photomultiplicateurs doit être respectée afin de supprimer les interactions arrivant tout en haut du détecteur (4.5). Cette catégorie d'évènements ainsi choisie est composée essentiellement de rayonnements γ répartis dans le volume de la cellule et obéit donc à un ratio de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ de type recul d'électron. Elle procure de plus une statistique importante qui permet d'étudier la variable PSD sur toute la gamme en énergie.

Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ de ces évènements sont obtenues chaque jour pour chacune des cellules et chaque intervalle d'énergie. Leur ajustement par des gaussiennes permet d'extraire les paramètres que nous utiliserons pour la description de la variable PSD des évènements simples γ , dénotés :

$$\begin{cases} \mu_\gamma = & \text{position PSD évènements simples } \gamma \\ \sigma_\gamma = & \text{largeur PSD évènements simples } \gamma \end{cases} \quad (4.6)$$

Deux exemples d'ajustement sont donnés en Figure 4.2 pour un intervalle de basse énergie et un de haute énergie. Alors que la position moyenne ne varie que de $\sim 4\%$ entre 2 et 6 MeV, la largeur est soumise à de plus fortes variations – de l'ordre de 40%.

Les ajustements réunissant la statistique accumulée sur toute la période de prise de données permettent d'observer l'évolution des paramètres μ_γ et σ_γ (Figure 4.3) en fonction de l'énergie pour chaque couple {cellule, énergie}. Les positions moyennes diffèrent pour chaque cellule, s'expliquant par les différentes configurations de fuites de lumière (cf. Section 2.4.4.3). En revanche, les largeurs par cellule sont compatibles pour un intervalle d'énergie donné. La variation de μ_γ sur la gamme d'énergie est inférieure à 6% et celle de σ_γ est de l'ordre de 50%.

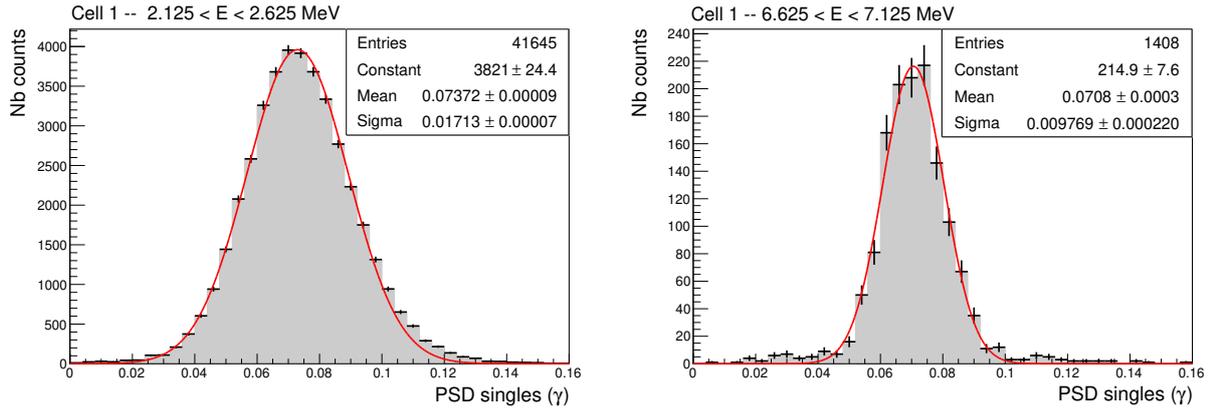


FIGURE 4.2 – Distribution des événements simples mesurés dans la cellule 1 sur un jour pour deux intervalles de basse (figure de gauche) et de haute (figure de droite) énergie. Les paramètres provenant de l’ajustement par une gaussienne μ_γ (mean) et σ_γ (sigma) vont être utilisés pour le suivi de la PSD au cours du temps.

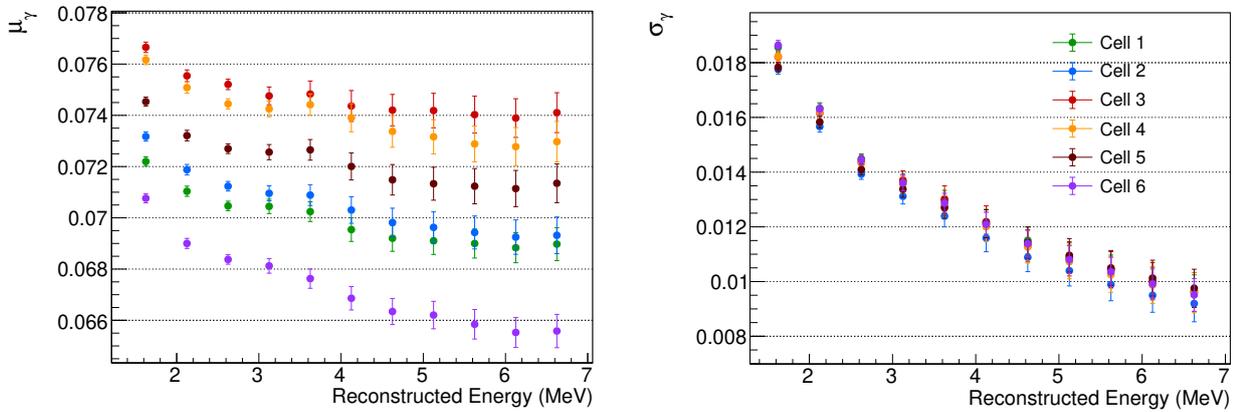


FIGURE 4.3 – Positions (μ_γ) et largeurs (σ_γ) de la distribution de PSD des événements simples pour chaque cellule et chaque intervalle d’énergie moyennées sur la période d’acquisition totale de la Phase-II.

4.1.2 Corrélations à la température et aux fuites de lumières

4.1.2.1 Influence de la température sur la variable PSD

La discrimination par forme d’impulsion est basée sur le rapport des contributions de deux modes de désexcitation des molécules du liquide scintillant, liés à l’excitation des niveaux singulet et triplet selon la densité d’ionisation de la particule incidente (cf. Section 2.4.4.1). La proportion de ces deux phénomènes – une fluorescence prompt, une fluorescence retardée – est ainsi fonction de la densité du milieu, et donc de sa température. Pour une même particule déposant son énergie dans le liquide scintillant, la forme du signal collecté sur les PMT peut être différente si l’écart de température est suffisamment grand. Les variations maximales de température du liquide en Phase-II ont été observées lors du démarrage du réacteur et sont de quelques degrés. La Figure 4.4 montre que les variations de la valeur moyenne μ_γ en Phase-II sont nettement dominées par les changements de température, et ceci quelque soit la cellule et le bin en énergie considérés. Le suivi dans le temps révèle une anti-corrélation linéaire de

μ_γ avec la température. Le coefficient directeur extrait sur la figure du bas est dénoté f_T . La largeur σ_γ quant à elle paraît stable et non corrélée aux variations de la température.

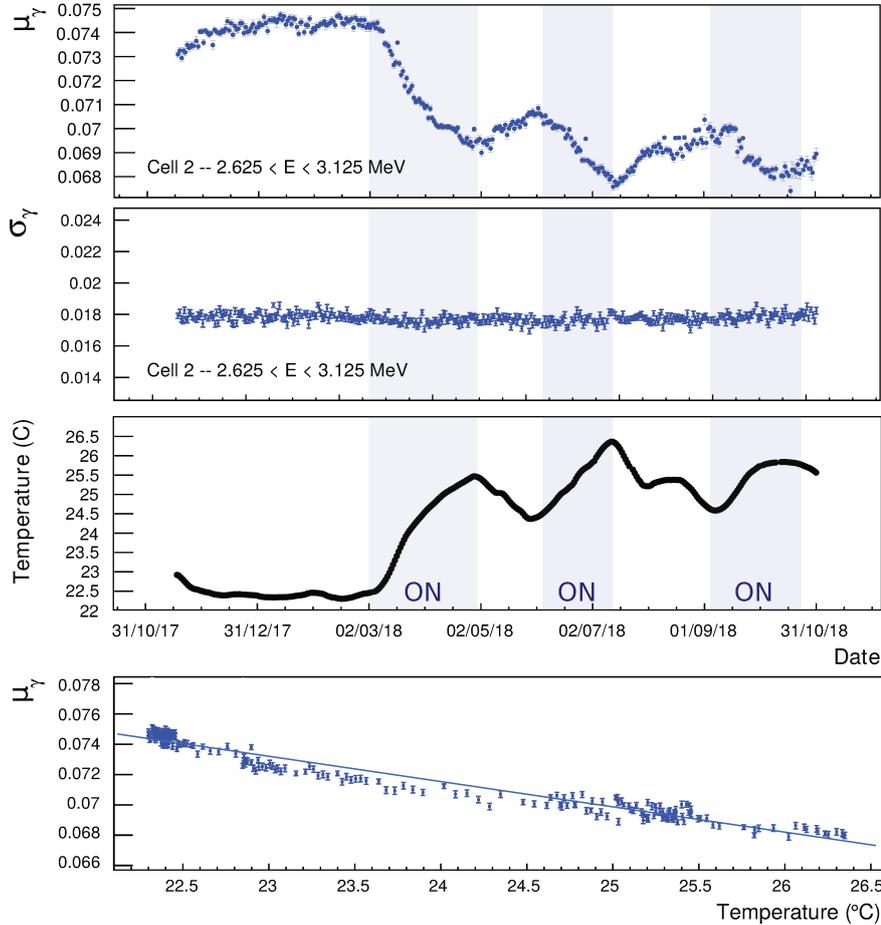


FIGURE 4.4 – Suivi dans le temps de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ par les paramètres μ_γ et σ_γ pour un couple {cellule, énergie} pendant la Phase-II. Des variations de quelques °C sont observées lors du passage en réacteur-ON, provoquant une baisse de la valeur moyenne de la PSD des évènements simples. Le coefficient directeur extrait sur la figure du bas est dénoté f_T . Le σ_γ reste stable en fonction du temps.

Correction de l'effet de température Il est possible grâce à l'évaluation du coefficient f_T d'envisager une correction, évènement par évènement. Celle-ci consiste simplement en un recalage des valeurs de μ_γ sur la valeur de PSD de référence, dénotée $\langle \mu_\gamma \rangle|_{T_{ref}}$. La température de référence correspond à la température moyenne sur la période analysée. Ce recalage obéit aux lois linéaires trouvées précédemment grâce aux évènements simples. Ainsi pour chaque évènement simple, la valeur corrigée est obtenue par : $\mu_\gamma^{T_{corrigé}} = f_T (T - T_{ref}) + \mu_\gamma$.

4.1.2.2 Influence des fuites de lumière sur la PSD

En Phase-II, des effets résiduels de variation de la PSD en fonction du temps persistent malgré la correction de la température. Ces variations se révèlent plus importantes pour les cellules 3 et 4, sujettes à de plus grandes variations de leur fuites de lumière depuis le début

de la Phase-II. En Phase-I, l'effet est encore plus prononcé car les fuites de lumière avait alors varié d'un facteur 2 sur certaines cellules (cf. Section 2.4.2.2). Ces variations résiduelles dûes aux fuites de lumière, après correction des effets de température, sont illustrées en Figure 4.5 pour les Phase-I et Phase-II.

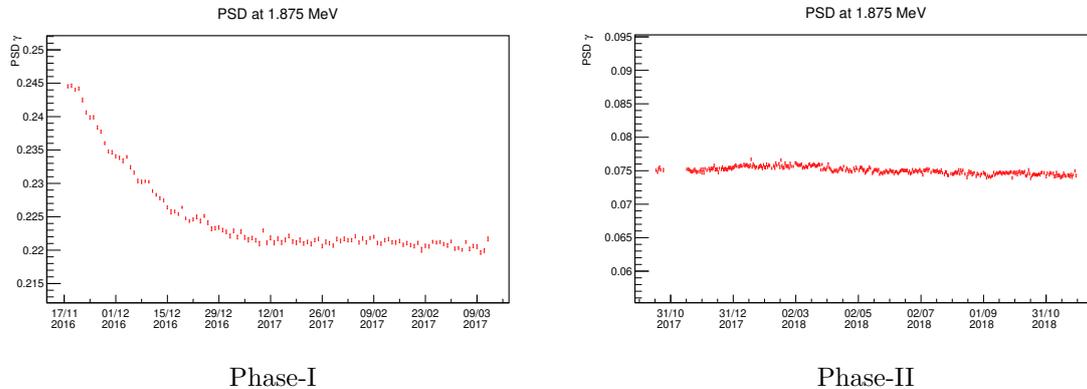


FIGURE 4.5 – Suivi du μ_γ de la cellule 2, premier intervalle d'énergie, corrigé des effets de température. Alors que la Phase-II montre une faible variation résiduelle, la Phase-I est soumise à des variations bien plus importantes qui rappellent l'évolution des fuites de lumière montrée en Section 2.4.2.2. Les valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ et donc les échelles choisies sont différentes car les paramètres d'électronique de la PSD ont été modifiés entre les deux phases.

4.1.2.3 Déconvolution des effets

Afin de déconvoluer les deux effets – température et variations dans le temps des fuites de lumière – une procédure itérative est mise en place en utilisant les évènements simples¹. La procédure de déconvolution est illustrée à la Figure 4.6. La première itération est celle effectuée en Section 4.1.2.1 : les valeurs de μ_γ par jour sont corrélés à la température et ajustés par des polynômes d'ordre 1, dont la description est au premier ordre suffisante (Figure 4.6 haut). Les coefficients directeurs f_T ainsi obtenus permettent de corriger les μ_γ , qui sont de nouveau tracés en fonction du temps (Figure 4.6 bas), laissant paraître une évolution lente sur toute la période. Celle-ci est aussi approximée par une droite dont les coefficients de pente f_{LL} sont utilisés pour corriger de nouveau les taux par jour. Cette procédure est appliquée une trentaine de fois afin d'obtenir les coefficients de pente f_T et f_{LL} définitifs pour chaque couple {cellule, énergie} pour les deux corrections. Nous soulignons que cette méthode suppose des variations lentes et linéaires des fuites de lumière et ne peut donc pas être utilisée pour la Phase-I.

Les paramètres f_T et f_{LL} de corrélations obtenus pour chaque couple {cellule, énergie} sont présentés en Figure 4.7. Pour une variation de température de 1°C, la variation de la position

1. Observant une légère différence sur laquelle nous reviendrons à la section suivante entre les périodes de ON et de OFF, l'étude suivante n'utilise que les données acquises lors des périodes d'arrêt du réacteur.

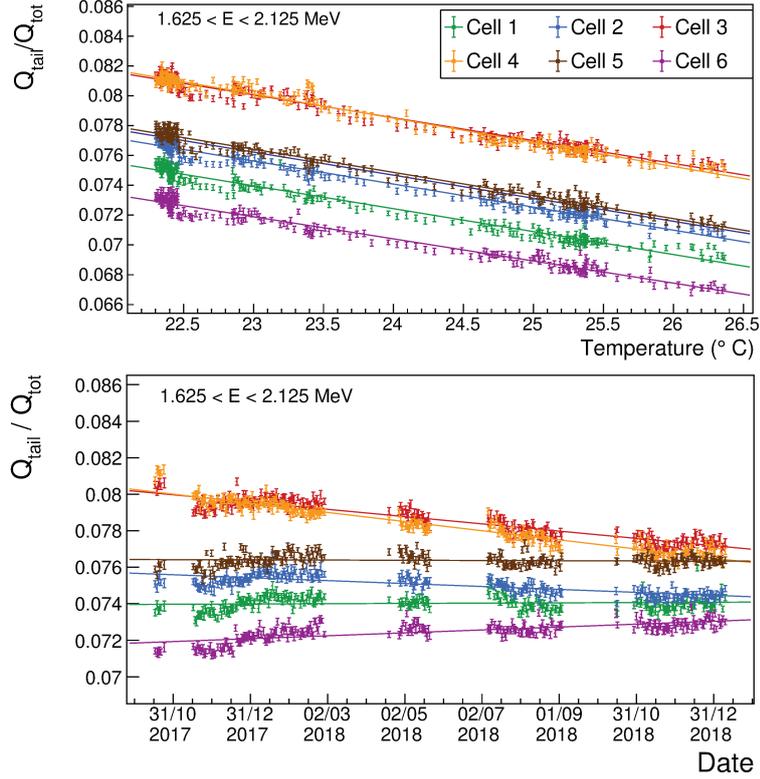


FIGURE 4.6 – Corrélations de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, définie par le μ_{γ} des évènements simples de chaque jour, à la température (haut) et au temps (fuites de lumière) (bas) pour le premier intervalle d'énergie. En bas, le rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est corrigé de l'effet de température après une première itération.

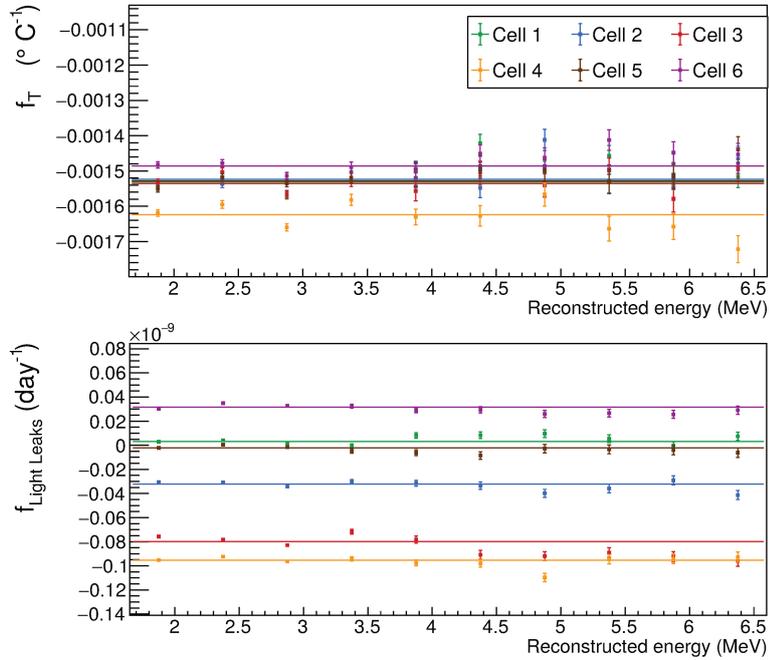


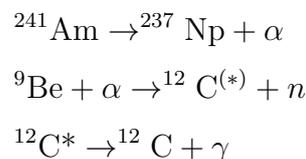
FIGURE 4.7 – Coefficients directeurs des droites obtenus après 30 itérations et utilisés pour modéliser les variations de la PSD avec la température f_T (haut) et avec les fuites de lumières f_{LL} (bas).

moyenne de la PSD est de l'ordre de $1/10^{\text{ème}}$ de la largeur de la PSD σ_γ , ce qui représente une correction non négligeable. De faibles variations du coefficient f_T sont observées avec l'énergie des événements simples d'une cellule. Au maximum, celles-ci sont de 6% de la valeur de f_T , ce qui représente moins de 1% de σ_γ . On peut considérer négligeable la dépendance avec l'énergie. Les coefficients f_T ne sont pas tout à fait compatibles d'une cellule à l'autre. Cette différence – plus importante dans le cas de la cellule 4 – peut s'expliquer par des corrélations avec le temps plus importantes. Les coefficients f_{LL} sont pour leur part corrélés à l'évolution des fuites de lumière et sont par conséquent plus importants pour les cellules 3 et 4, qui ont été soumises à des variations plus marquées.

Les caractéristiques mises en avant permettent d'envisager une correction unique pour tous les intervalles d'énergie, mais différente pour chaque cellule.

4.1.2.4 Étude de la figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ complète grâce à la source d'AmBe

Nous n'avons jusqu'à présent caractérisé que la partie concernant les reculs d'électrons pour les événements simples γ . Or, une correction de la PSD implique de savoir comment varie le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour n'importe quelle valeur, et pas seulement celle de la partie reculs d'électron. Dans cette section, nous nous intéressons donc aussi bien aux reculs d'électron que de proton grâce à l'utilisation d'une source AmBe. Cette source, utilisée pour sa capacité à produire des neutrons, produit un rayonnement α par décroissance de l'américium, qui interagit avec un noyau de béryllium selon la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Les neutrons, produits autour de 4-5 MeV mais dont le spectre s'étend jusqu'à 12 MeV [144] [145] provoquent des reculs de proton dans le liquide scintillant. Dans 60% des cas, le ${}^{12}\text{C}$ est créé dans un état excité [146] dont le retour à l'état fondamental s'effectue principalement par un rayonnement γ à 4.4 MeV.



Cette source a donc la particularité de fournir en même temps des événements caractéristiques de reculs d'électron et de proton.

L'analyse effectuée à l'aide de cette source déployée dans la cellule 4¹ lors de la Phase-II utilise deux sets de données de calibrations : 1 et 2. L'écart de température est connu ($T_1 - T_2 = 3^\circ\text{C}$) et la période suffisamment courte pour négliger l'impact des fuites de lumières.

1. Il s'agit de la cellule qui a montré les plus fortes variations de fuites de lumière, elle représente donc un test fort de la correction de PSD.

La variation de température est visible par le décalage de la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sur la Figure 4.8. Le décalage de la position moyenne du pic de recul d'électron pour un écart de 3°C ($\Delta\mu_e \simeq -0.005$) est par ailleurs compatible avec la valeur du coefficient f_T trouvé pour les événements γ sur la Figure 4.7 ($\sim -0.0016 / ^\circ\text{C}$), confirmant l'hypothèse sur l'évolution très lente des fuites de lumière sur cette période. Un ajustement par deux gaussiennes (Figure 4.8) permet d'extraire les positions et largeurs des populations de reculs d'électron et de proton : μ_e , μ_p , σ_e , σ_p . L'énergie du recul de proton engendré est fortement soumise au phénomène de *quenching* (cf. Section 2.3.3.3), ainsi, la quantité de reculs de protons diminue progressivement entre 1.625 MeV et 5 MeV. Au-delà de cette énergie, un ajustement avec une unique gaussienne est effectué. À cause de l'asymétrie de la figure de PSD – déjà observée sur les événements simples – et des faibles statistiques de certains intervalles d'énergie, le modèle à deux gaussiennes ne décrit pas parfaitement la distribution de la source AmBe, notamment pour la partie reculs d'électron du premier intervalle d'énergie. Cet ajustement est toutefois suffisant pour cette étude.

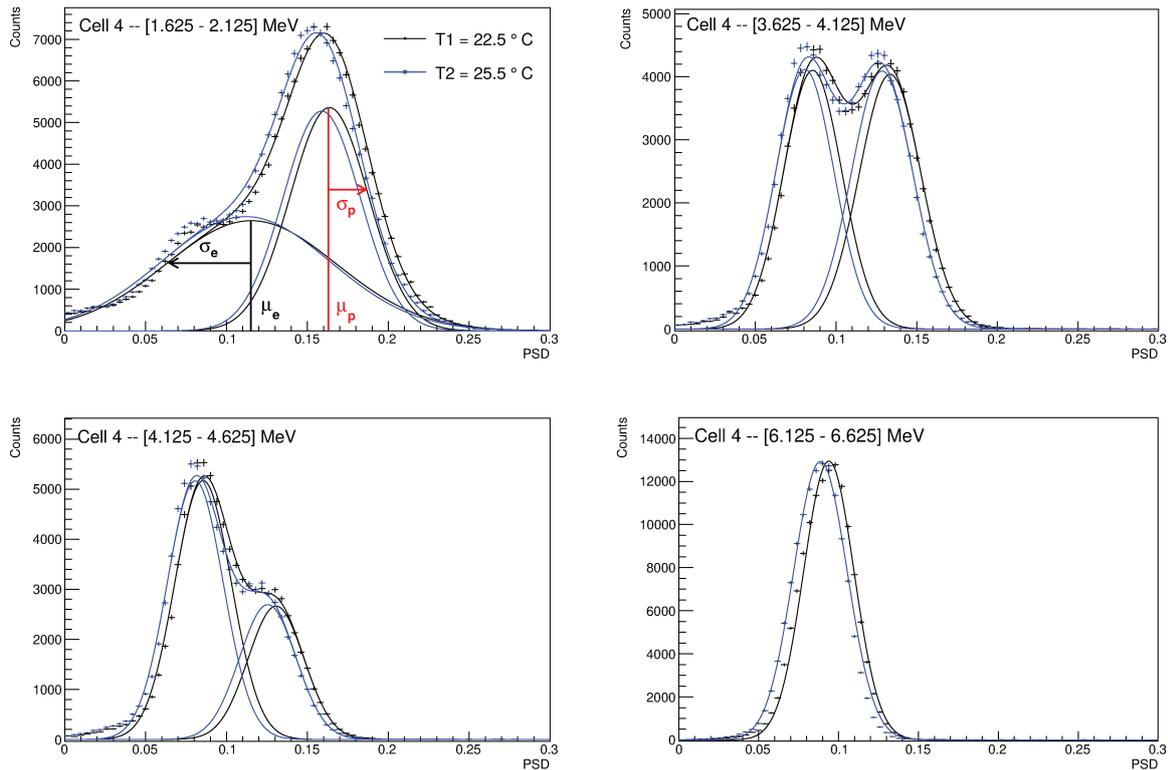


FIGURE 4.8 – Les distributions de PSD correspondant à deux calibrations réalisées à des jours différents avec la source AmBe sont présentées pour la cellule 4 et plusieurs intervalles d'énergie. Le décalage observé correspond à une variation de température de 3°C . Les populations de reculs d'électron et de proton sont ajustées par deux gaussiennes (jusqu'à 5 MeV, elles sont ajustées par une unique gaussienne au-delà de cette énergie) dont sont extraits les positions μ_e , μ_p et largeurs σ_e , σ_p .

L'écart entre les μ_e aux températures T_1 et T_2 est comparé à l'écart entre les μ_p ($\Delta\mu(T_1 - T_2)$) et tracé sur la Figure 4.9. La différence est aussi calculée pour les largeurs σ_e et σ_p ($\Delta\sigma(T_1 - T_2)$).

L'étude révèle que les populations de reculs d'électron et de proton sont compatibles dans les incertitudes statistiques, ce qui signifie que les positions moyennes aussi bien des reculs d'électron que de proton sont décalées selon un coefficient commun f_T . Les largeurs quant-à-elles restent telles quelles.

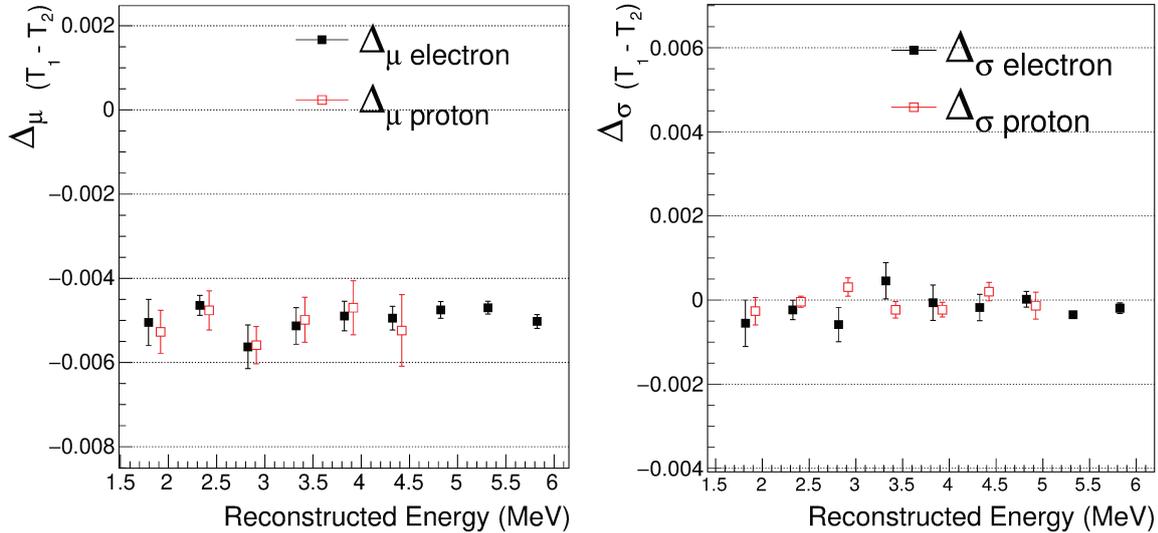


FIGURE 4.9 – Les populations de reculs d'électron et de proton – issues des ajustements de la Figure 4.8 – ont été soumises à la même variation de leur positions et largeurs entre les températures T_1 et T_2 ($\Delta_{\mu,\sigma}(T_1-T_2)$).

4.1.3 Correction de l'observable PSD

4.1.3.1 Correction utilisant les évènements simples de basse énergie

Nous avons montré que la PSD variait avec la température et la collection de lumière de manière indépendante du type de particule considérée. Le décalage est unique pour les reculs de proton ou d'électron des paires corrélées (AmBe-p, AmBe-e), et pour les reculs d'électron des évènements simples γ du même couple {cellule, énergie}. Ceci permet d'envisager une correction utilisant directement, et comme seule information, les valeurs mesurées des évènements simples du jour concerné, les variations des fuites de lumière et de la température étant ainsi directement prises en compte sans hypothèse sur leur évolution temporelle. Ceci permettrait de corriger aussi la Phase-I. La correction de n'importe quel évènement s'effectue donc en réajustant la valeur de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ mesurée au jour j , sur la valeur moyenne des évènements simples de toute la période : $\langle\mu_\gamma\rangle$. Ainsi, chaque évènement du jour j sera corrigé de la manière suivante :

$$\text{PSD}_{\text{corrigé}} = \text{PSD} + (\mu_{\gamma, \text{ jour } j} - \langle\mu_\gamma\rangle) \quad (4.7)$$

Cependant, un dernier point reste à définir. Nous n'avons jusqu'à présent travaillé qu'avec les évènements simples obtenus lors des périodes d'arrêt du réacteur. Lors du passage en

état de marche, une légère déviation des valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est observée pour les énergies supérieures à 3 MeV [147]. Ceci s'explique par une sélection d'évènements différents entre les périodes de ON et de OFF pour des coupures identiques. Toutefois, le premier intervalle d'énergie conserve la même distribution pour les différentes périodes. Cet effet amène à la conclusion que la correction de PSD ne peut être effectuée qu'en utilisant le premier intervalle d'énergie ($i=0$) des évènements simples. Ayant de plus montré que la correction était indépendante de l'énergie, cette même correction peut être utilisée pour l'ensemble des segments d'énergie d'une cellule. Ainsi, pour la cellule l et la sélection en énergie i :

$$\text{PSD}_{\text{corrigé}}^{l,i} = \text{PSD}^{l,i} + (\mu_{\gamma, \text{ jour } j}^{l,i=0} - \langle \mu_{\gamma}^{l,i=0} \rangle) \quad (4.8)$$

4.1.3.2 Tests de la correction sur une source d'AmBe

Finalement, la validité de la correction proposée est testée avec les évènements obtenus pour la source d'AmBe présentée à la section précédente sur les Phase-I et Phase-II. Deux sets de calibrations AmBe effectuées dans la cellule 4 ont été choisis pour la Phase-I ($\Delta T = 1.15$ °C) et pour la Phase-II ($\Delta T = 2.77$ °C). De la même manière que pour l'étude précédente, les variations engendrées sur les positions des populations reculs d'électron et de proton sont relevées et tracées sur la Figure 4.10. Nous avons ensuite comparé ces valeurs mesurées à

AmBe in Cellule 4

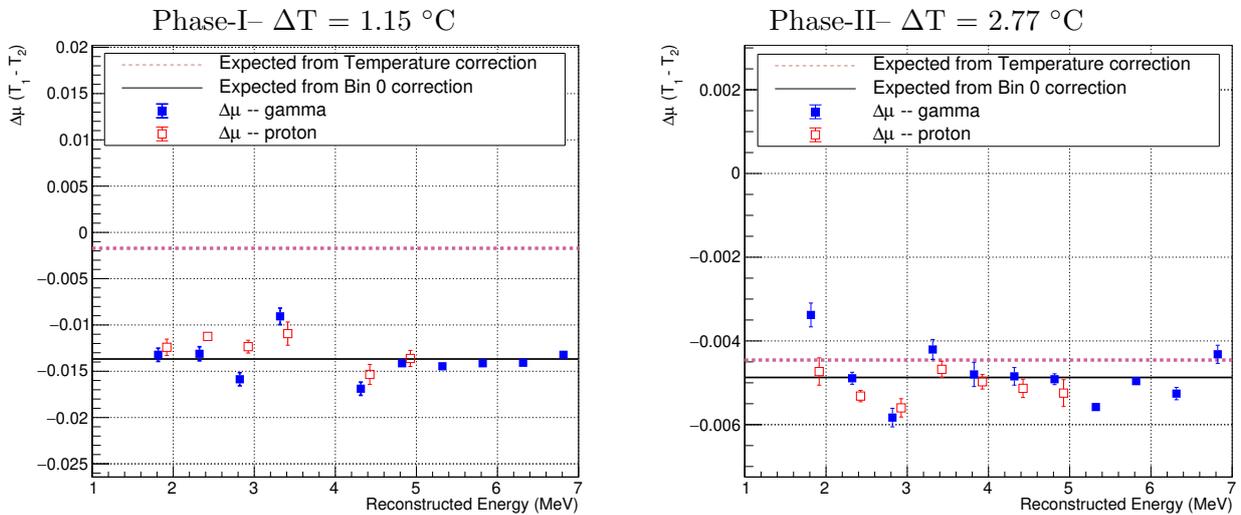


FIGURE 4.10 – Les positions des populations de reculs d'électrons et de protons sont obtenues par ajustement des distributions d'AmBe (cf Figure 4.9). La différence mesurée entre deux calibrations distantes dans le temps est expliquée pour les deux phases par l'écart des évènements simples (bin 0) du jour à la valeur moyenne sur toute la période.

la valeur attendue dans le cas d'une correction de température utilisant le coefficient f_T ("Expected from Temp. correction"). Alors que dans le cas de la Phase-II, l'écart $\Delta\mu$ mesuré est expliqué par l'écart de température observé, il ne l'est pas pour la Phase-I. Ceci est cohérent avec l'explication déjà fournie : les variations de fuites de lumières ont eu plus

d'impact sur la PSD en Phase-I et une simple correction par rapport à la température ne suffit pas. En revanche, la valeur attendue dans le cas d'une correction utilisant le premier bin en énergie des évènements simples (Équation 4.8) ("Expected from Bin 0 correction") décrit globalement bien les valeurs mesurées.

Les résultats sont conformes à nos attentes puisque dans les deux phases, la correction effectuée par le premier intervalle d'énergie des évènements simples permet d'expliquer les différences mesurées. Ceci valide qualitativement l'emploi de cette correction. La validation quantitative sera effectuée par une étude des résidus des ratios de distributions de PSD des paires corrélées prises à des temps différents (cf. Section 5.2).

Pour la suite du chapitre, nous travaillerons avec les figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ corrigées des effets de température et des fuites de lumières. Cette correction est unique sur toute la gamme en énergie mais différente pour chaque cellule et utilise le suivi dans le temps du premier intervalle d'énergie des évènements simples.

4.1.4 Définition d'une coupure sur la PSD

Les distributions de PSD corrigées des candidats-IBD obtenus en phases de réacteur-ON et réacteur-OFF pour une cellule et un intervalle d'énergie sont présentées sur la Figure 4.11. Elles ont été normalisées aux temps d'acquisitions respectifs. Alors que les candidats-IBD corrélés se divisent entre reculs de proton et d'électron, les paires issues de corrélations accidentelles – principalement des rayonnements γ – peuplent la partie recul d'électron. On peut observer que la partie recul de proton est légèrement plus basse pour le OFF que pour le ON, s'expliquant par un effet lié la pression atmosphérique que nous allons mettre en évidence dans les sections suivantes.

Afin de sélectionner la population de reculs électroniques, une simple coupure peut être effectuée sur la distribution de PSD. Elle utilise comme référence les valeurs de PSD des évènements simples par cellule et par intervalle d'énergie, décrits en Section 4.1.1. Ainsi, une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est définie par :

$$c_{\text{PSD}}(x) = \mu_{\gamma}^{l,i} + x \cdot \sigma_{\gamma}^{l,i} \quad (4.9)$$

où pour chaque couple {cellule, énergie}, les valeurs $\mu_{\gamma}^{l,i}$ et $\sigma_{\gamma}^{l,i}$ sont issues de l'ajustement des distributions de PSD des évènements simples corrigés des effets de température et de temps, et x est défini par la distance en nombre de $\sigma_{\gamma}^{l,i}$. Typiquement, nous ferons référence par la suite aux reculs d'électron et de proton pour les valeurs suivantes de x :

Type de recul	Critère d'identification
électron	$\text{PSD}_{\text{recul-e}} < c_{\text{PSD}}(x = 2.0)$
proton	$\text{PSD}_{\text{recul-p}} > c_{\text{PSD}}(x = 2.5)$

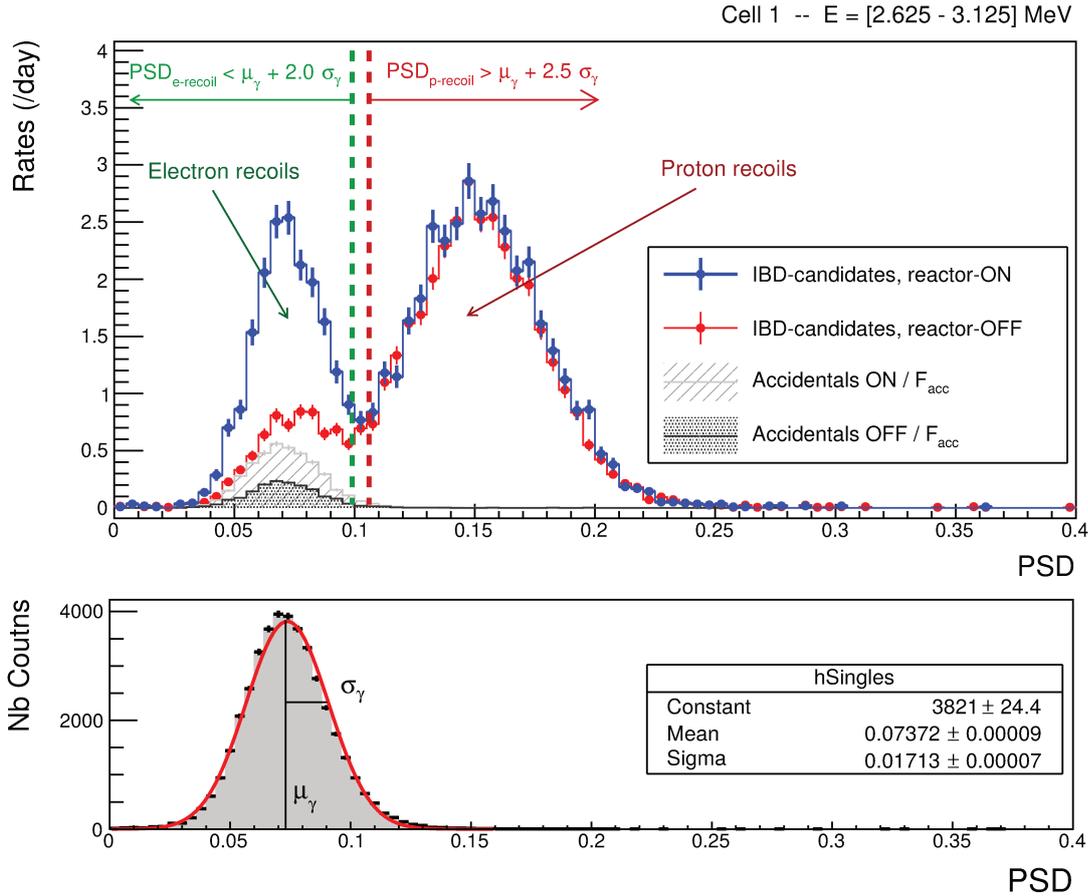


FIGURE 4.11 – Principe de la coupure PSD sélectionnant les reculs d'électron parmi les candidats-IBD des périodes de réacteur-ON et réacteur-OFF. Les accidentelles ont été renormalisées par les facteurs de correction f_{Acc}^{Off} et f_{Acc}^{On} et toutes les distributions ont été renormalisées à leur temps d'acquisition effectif. La coupure est basée sur la position et déviation standard des évènements simples (figure du bas) pour chaque intervalle d'énergie et chaque cellule.

L'emploi de la coupure sur la PSD va permettre une étude plus poussée des bruits d'origine cosmique, de manière à identifier les caractéristiques propres à ces évènements. Nous disposons justement d'un échantillon de muons interagissant dans ou proche du réacteur signés par le détecteur Cerenkov situé au dessus de STEREO.

4.2 Caractérisation des bruits de fond d'origine cosmique avec le veto à muons

4.2.1 Identification des muons dans le veto

Les muons sont identifiés par un détecteur Cerenkov recouvrant le détecteur interne et ses blindages (Figure 2.7). Il est déclenché par le passage des muons provenant des gerbes atmosphériques mais aussi par la multitude de rayonnements γ et neutrons générés par les expériences environnantes. Ce bruit de basse énergie est rejeté grâce à l'emploi de coupures

permettant de conserver une acceptance des muons verticaux de 98% [148]. La topologie des signaux est aussi utilisée : l'énergie transmise à un électron lors de l'interaction d'un γ diffusant par effet Compton peut être suffisante pour créer des photons Cerenkov, mais ceux-ci sont très localisés par rapport à ceux produits par les muons le long de leur parcours. Les muons sont ainsi discriminés des électrons en demandant à ce que l'asymétrie de la collection de lumière sur un PMT soit inférieure à 80% de la charge totale collectée. Ces sélections permettent de signer un taux de muons proche de 700 Hz.

4.2.2 Désintégrations de muons

Avec un fort taux de muons traversant le veto – et pour une bonne partie d'entre eux le détecteur – il est attendu que la composante prompt des candidats-IBD soit contaminée par des événements provenant de la désintégration de muons. La désintégration d'un muon libre vers un électron $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$ est un processus largement observé sur Terre grâce à la durée de vie suffisamment grande du muon. Mesurée pour la première fois en 1941, la valeur expérimentale la plus précise de la durée de vie est donnée par [149] et est environ égale à $\tau_\mu \simeq 2.19 \mu\text{s}$. Un muon en fin de parcours est ainsi facilement identifiable par la coïncidence dans ce laps de temps d'un événement prompt – correspondant au dépôt d'énergie du muon – et d'un événement retardé – qui correspond à la perte d'énergie de l'électron émis, appelé électron de Michel e_{Michel} .

Le spectre théorique de l'électron émis lors de la désintégration d'un muon libre atteint son maximum avant de s'éteindre brutalement autour de $E_e^{\text{max}} \sim m_\mu/2 \sim 52 \text{ MeV}$ [150]. Son arrêt dans la matière s'accompagne toutefois d'interactions coulombiennes avec les noyaux environnants, se traduisant par une déformation significative du spectre. Notamment, une queue apparaît à haute énergie, permettant d'atteindre des énergies supérieures à E_e^{max} .

4.2.2.1 Identification des désintégrations de muons

Afin d'identifier ces muons dans le détecteur STEREO, nous avons utilisé le veto comme un tag de tout muon le traversant. Celui-ci est étiqueté comme événement prompt si le vertex d'interaction dans le détecteur se trouve dans une des cellules de la cible, et une recherche de paires reposant sur le programme décrit en Section 3.2 est effectuée. Plus précisément, les coupures (#1, #2, #3, #5 pour le prompt et retardé, et #11) sont utilisées. De manière à retrouver le spectre des muons en fin de parcours, les fenêtres en énergie des événements prompt et retardé ont été augmentées à 100 MeV et la coïncidence temporelle avec le tag dans le veto réduite à l'intervalle [0-7] μs .

Un taux de paires de 30 Hz a été enregistré en coïncidence avec un veto. Le spectre en énergie de l'événement retardé est présenté en Figure 4.12. Il correspond au spectre attendu mais les non-linéarités du liquide scintillant et de l'électronique empêchent toutefois une étude

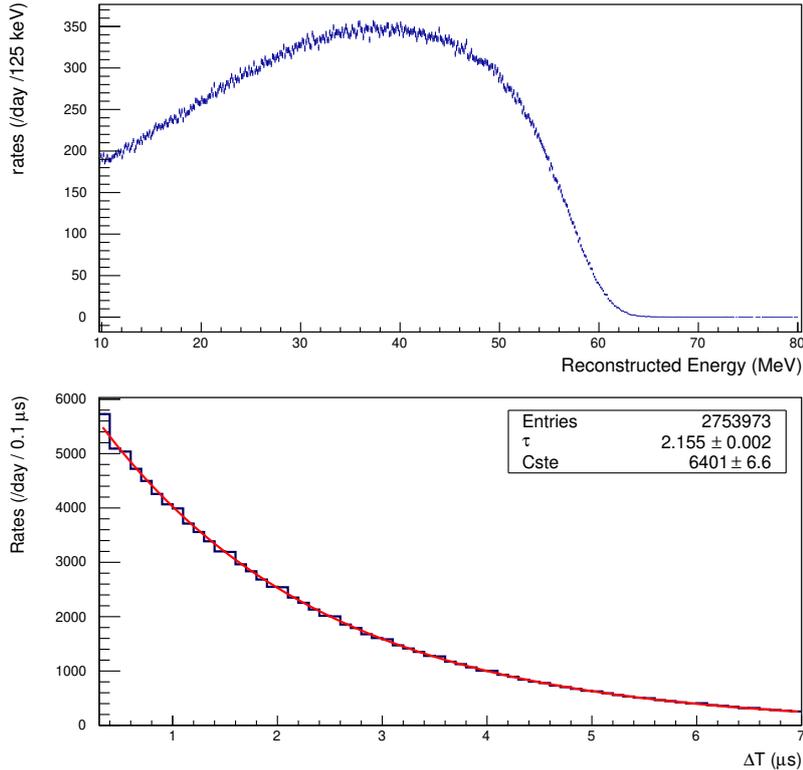


FIGURE 4.12 – En haut, spectre de l'électron émis lors de la désintégration d'un muon dans le détecteur STEREO. En bas, constante de temps entre le muon identifié et l'électron émis, ne laissant aucun doute sur l'identification de ces événements.

plus fine de ce spectre aux hautes énergies. Fortement asymétrique, il s'éteint vers 60 MeV avec un maximum autour de 40 MeV. La constante de temps entre l'évènement prompt (μ) et l'évènement retardé (e- Michel) $\tau = 2.155 \pm 0.002$ de l'ajustement par une loi exponentielle du temps prompt-retardé, proche du temps de vie attendu, ne laisse pas de doute quant à l'identification de ces événements¹.

4.2.2.2 Différence entre les deux phases d'acquisition

Dans la recherche de candidats-IBD, un temps mort est appliqué après chaque muon traversant le veto, réduisant ainsi la contamination du signal IBD par des événements de type désintégration de muons. De plus, le seuil haut sur l'énergie de l'évènement prompt (10 MeV) empêche les muons traversant plus de quelques cm de liquide scintillant dans la cible d'être sélectionnés comme candidat-IBD. En effet, au minimum d'ionisation, un muon dépose environ 2 MeV par cm parcouru. Au delà de 5 cm, les muons seront donc rejetés par cette coupure. La contamination par les muons en fin de parcours provient donc du haut ou des côtés du détecteur (principalement du côté IN20 à cause du canal de transfert). La coupure

1. La valeur de la constante de temps n'est pas tout à fait compatible avec la valeur théorique attendue car l'échantillon d'évènements sélectionnés n'est probablement pas pur. D'autres événements corrélés avec des constantes de temps différentes sont inclus dans la sélection.

d'asymétrie ($\#9, \frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$) permet alors d'identifier et de rejeter les évènements arrivant tout en haut du détecteur.

La Figure 4.13 montre les distributions en temps entre les évènements prompts et retardés des candidats-IBD sélectionnés lors des phases de réacteur-OFF de la Phase-I et de la Phase-II. En bleu et rouge, la coupure d'asymétrie ($\#9, \frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$) n'a pas été appliquée. Une différence significative est observée à bas ΔT entre les taux de paires corrélées. La différence des deux distributions (vert), ajustée par une exponentielle, correspond parfaitement au temps caractéristique de la désintégration de muons, indiquant un excès de paires $\{\mu-e_{\text{Michel}}\}$ en Phase-I. Ceci est cohérent avec la division par 4 du pouvoir de réjection de cette coupure en Phase-II, observé en Section 3.2.2. Les taux après coupure d'asymétrie, présentés en noir et gris, valident l'hypothèse que la plupart des paires corrélées provenant de la désintégration du muon surviennent en haut du détecteur et sont ainsi identifiés par leur forte asymétrie de collection de lumière sur les 4 PMTs.

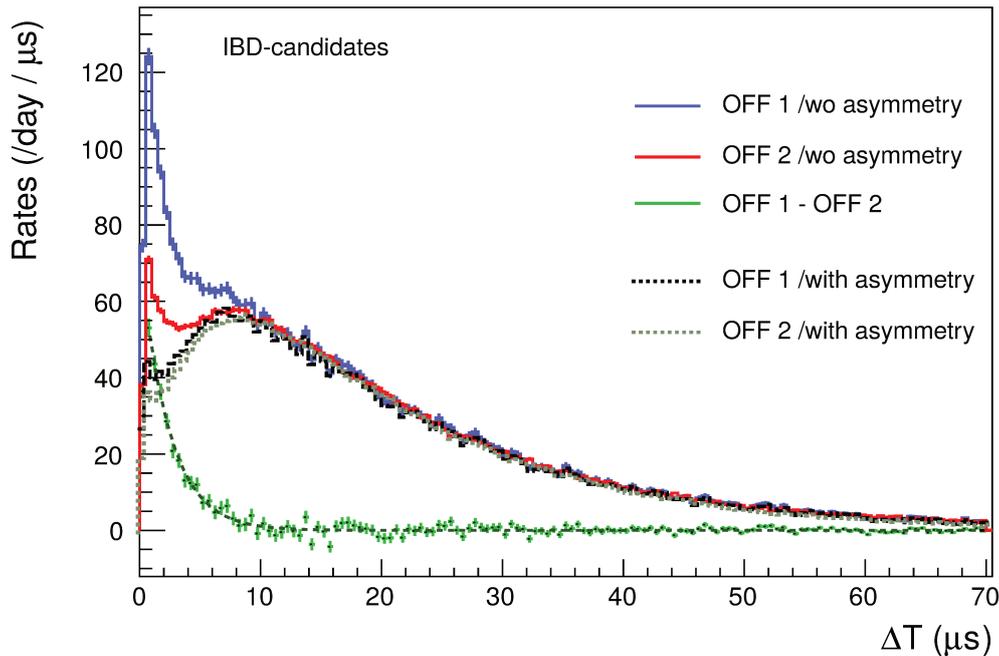


FIGURE 4.13 – Distribution du temps entre évènements prompt et retardé des candidats-IBD en périodes de réacteur-OFF des Phase-I et Phase-II, sans la coupure d'asymétrie (bleu et rouge), et avec la coupure d'asymétrie (noir et gris). L'ajustement de la soustraction des deux distributions avant coupure d'asymétrie (vert) donne une constante de temps de $\sim 2.2 \mu\text{s}$.

L'explication privilégiée pour expliquer cette différence entre les deux phases fait intervenir la fuite de l'huile minérale contenue dans les buffers des volumes avant du *gamma-catcher* et 4 de la cible en Phase-I, par la suite réparés pour la Phase-II (cf. Section 2.3.2). L'augmentation du niveau de liquide global, notamment entre les buffers et les bords de chaque cellule, fournissait alors un volume supplémentaire de liquide scintillant pour la perte d'énergie des

muons, qui étaient alors identifiés par la scintillation engendrée. Ces mêmes muons en fin de parcours ne provoquent désormais plus de scintillation dans ce volume supplémentaire en Phase-II, puisque le niveau global de liquide a baissé. Les couples $\{\mu-e_{\text{Michel}}\}$ produits dans ce volume ne sont donc plus mis en évidence et ne constituent ainsi plus un bruit de fond corrélé. La coupure d'asymétrie de la collection de lumière a été optimisée en Phase-I pour identifier un dépôt très proche d'un photomultiplicateur, et donc réduire la contamination du signal IBD par le couple $\{\mu-e_{\text{Michel}}\}$. Le schéma de la Figure 4.14 illustre une telle collection de lumière. La distribution de l'observable d'asymétrie, donnée sur la figure de droite, a été modifiée de manière significative entre les Phase-I et Phase-II. La région à très hautes valeurs d'asymétrie (> 0.9) est dépeuplée en Phase-II et une bosse est apparue pour l'évènement prompt autour de 0.5. Une étude réalisée en simulation dans le cadre du stage de Y.Bouarour [151] a montré qu'une élévation du niveau de liquide scintillant entre les buffers de +10 cm, permettait de reproduire la bosse observée pour des électrons de 1 MeV générés. Cette valeur ne correspond pas tout à fait à la valeur mesurée par les relevés de niveau (+3 cm), mais ces mesures sont des estimations qui pourraient être erronées.

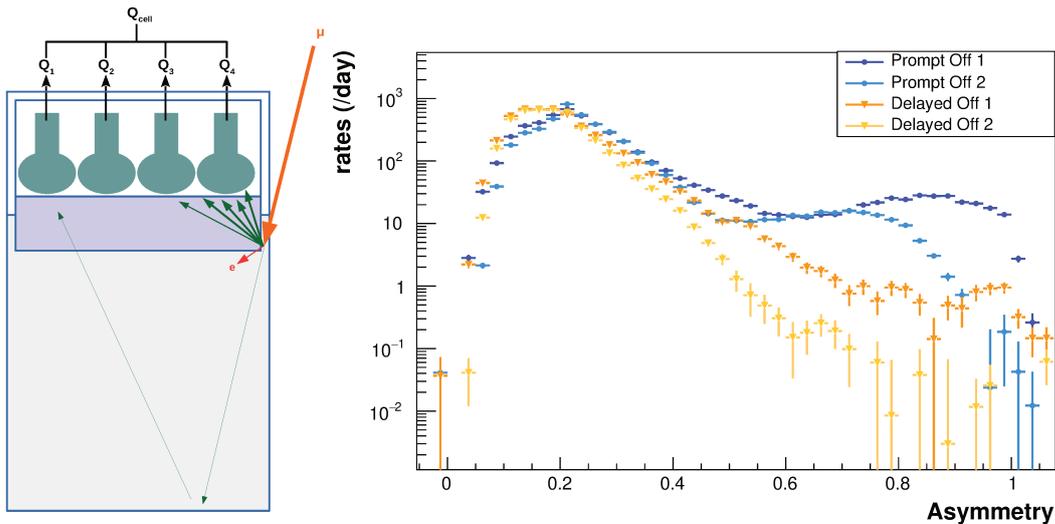


FIGURE 4.14 – À gauche, schéma issu de [36] d'une cellule selon l'axe \vec{y} avec son buffer d'acrylique et ses 4 PMTs. La distribution de l'observable d'asymétrie est présentée à droite pour les évènements prompts et retardés des Phase-I et Phase-II.

De plus, le rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des évènements prompt (parcours du muon avant désintégration) vient en Phase-II peupler la partie de reculs d'électrons. Les régions encadrées en vert sur la Figure 4.15 ont été identifiées comme muons en fin de parcours grâce à leur faible ΔT . Nous verrons dans le chapitre 6 que pour l'analyse de la Phase-I, une partie de la phase de réacteur-OFF de la Phase-II sera utilisée pour contraindre avec plus de statistique le bruit de fond d'origine cosmique. Afin de conserver les mêmes formes de distributions de PSD entre les deux phases, il a été décidé d'imposer un seuil bas en ΔT à 2 μs .

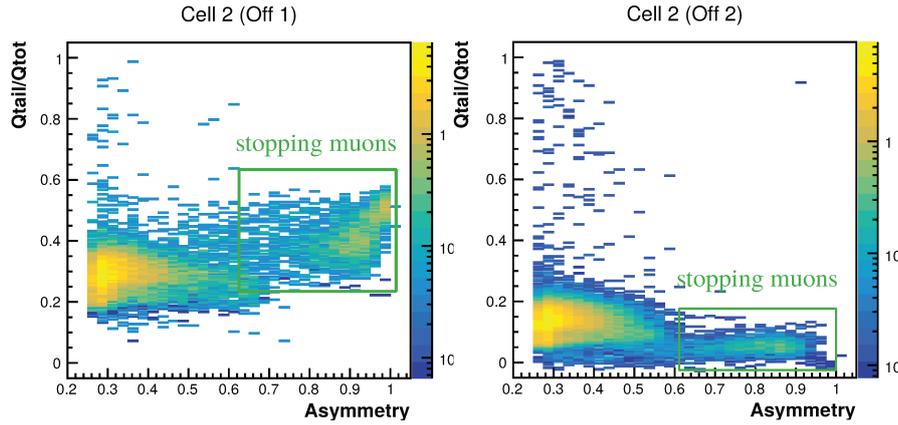


FIGURE 4.15 – PSD en fonction de la variable d’asymétrie dans la cellule 2 en Phase-I (gauche) et en Phase-II (droite). Les muons en fin de parcours montrent un rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ plus élevé que celui de reculs de proton en Phase-I et plus faible que celui des reculs d’électrons en Phase-II.

4.2.3 Réactions induites par neutrons rapides

Mis à part les muons en fin de parcours, le bruit attendu dans STEREO peut être induit par des neutrons rapides. Directement créés dans les gerbes atmosphériques ou engendrés par l’interaction des muons sur les noyaux lourds entourant le détecteur, les neutrons rapides ont plusieurs manières d’imiter le signal $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur. Ils peuvent diffuser sur un proton du milieu dont le recul va imiter le signal prompt dans la bonne gamme d’énergie puis se thermaliser avant d’être capturés soit sur un atome de gadolinium dans la cible, soit sur un atome d’hydrogène dans un volume de la cible ou du *gamma-catcher*. La PSD permet d’identifier le recul de type proton. Il est aussi probable que plusieurs neutrons rapides soient créés par l’interaction d’un muon dans les blindages entourant le détecteur. S’ensuit une compétition entre les différents processus de thermalisation et de capture engendrant éventuellement un candidat-IBD. Ce type d’évènement est appelé multi-neutrons, le signal prompt et retardé étant tous deux induit par une capture de neutron.

Pour étudier ces processus, nous avons utilisé le veto comme un tag de tout muon le traversant. À partir de celui-ci, une fenêtre de 200 μs est ouverte et une recherche de paires utilisant des coupures similaires à celles utilisées pour la recherche de $\bar{\nu}_e$ est effectuée¹. Nous ferons référence à la sélection (S_0) pour les évènements ayant passé les coupures #1 à #8 et #11 à #12 (cf. Tableau 3.1), à exception suivante : le seuil en énergie du retardé a été descendu à 1.5 MeV pour intégrer les captures sur des atomes d’hydrogène. À l’inverse de la coupure (#10, $\Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-veto}} > 100 \mu\text{s}$), toute paire doit se trouver dans les 200 μs suivant un muon dans le veto. Nous sommes ainsi certain d’avoir une paire corrélée liée à ce muon.

1. On a pris soin de garder le veto de 200 μs après tout évènement identifié dans le détecteur par un seuil en énergie supérieur à 10 MeV afin de permettre le bon rétablissement de la ligne de base

Nous étudions la sélection (S_0) et la comparons à deux autres sélections où l'on a ajouté une coupure permettant de sélectionner les reculs de type électronique selon 4.1.4, puis la coupure ($\#9, \frac{Q_{\text{PMT max, prompt}}}{Q_{\text{cell, prompt}}} < 0.5$) d'asymétrie de la lumière collectée. Les taux intégrés de paires corrélées suivant les 200 μs d'un muon identifié dans le veto sont respectivement 1099 jour^{-1} (S_0), 323 jour^{-1} $\{(S_0) + \text{PSD}_{e\text{-recoil}}\}$ et 265 jour^{-1} $\{(S_0) + \text{PSD}_{e\text{-recoil}} + \text{asymétrie} < 0.5\}$. Sans la coupure PSD, la composante de bruit de fond subit une augmentation d'environ 240%.

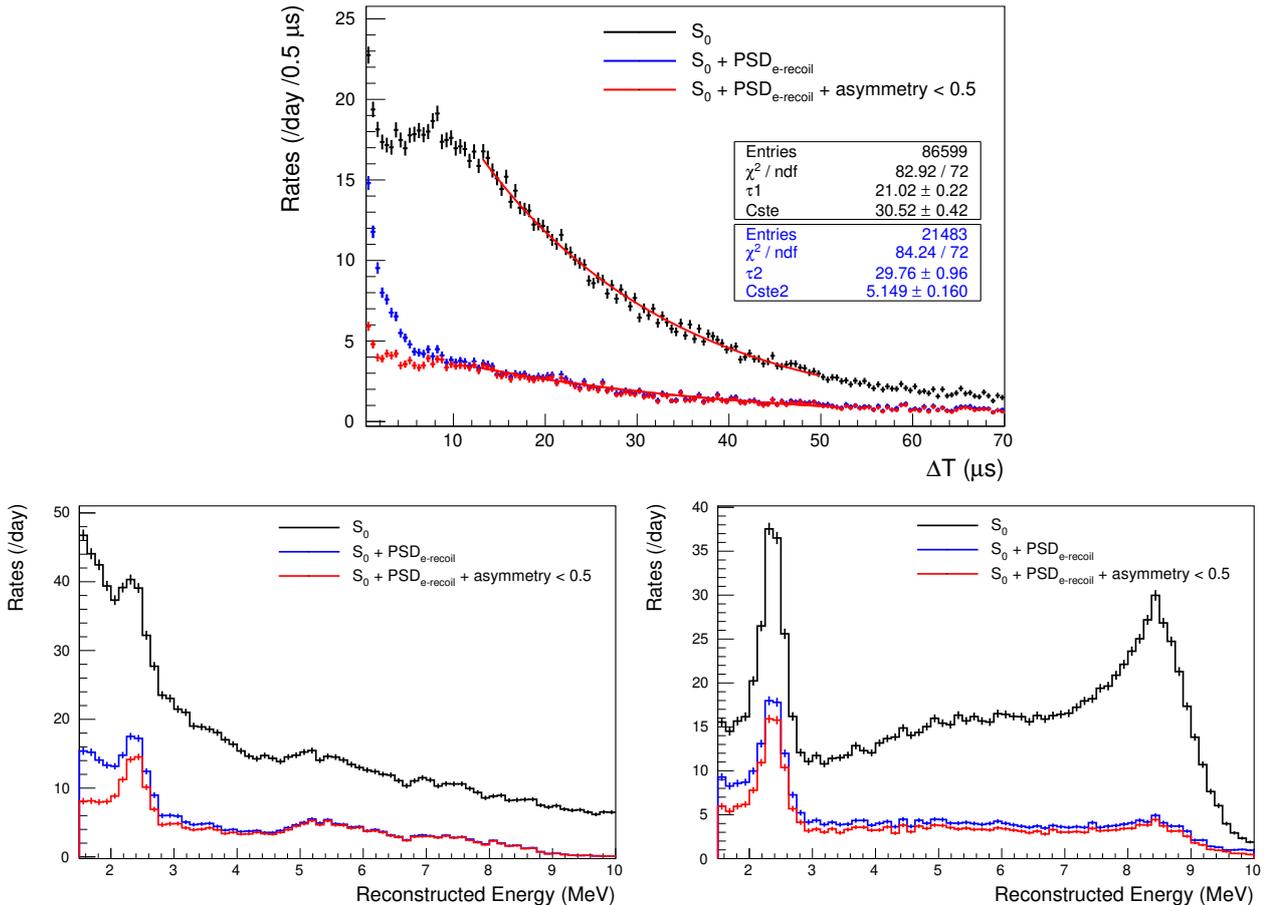


FIGURE 4.16 – En haut, distribution en temps des candidats-IBD se trouvant dans les 200 μs suivant un muon identifié dans le veto. En bas, spectres prompt et retardé des mêmes candidats.

La distribution en temps entre l'évènement prompt et retardé des paires sélectionnées est présentée sur la Figure 4.16 (haut) pour les 3 sélections. Elle représente la combinaison des processus de thermalisation et de capture des neutrons. La constante de temps pour la sélection (S_0) ($\sim 21 \mu\text{s}$ avec un ajustement au-delà de 14 μs) correspond à un temps proche de celui de la capture du neutron sur le Gd dans la cible. L'étude du spectre prompt en Figure 4.16 (bas, gauche) révèle un fond plat dû à la contamination par des reculs de proton et toujours présent en moindre quantité après la coupure PSD [36]. Une contribution de capture neutronique sur de l'hydrogène est aussi présente dans l'évènement prompt et

dans l'évènement retardé. Le pic de capture sur le Gd est aussi présent dans l'évènement retardé. Ces deux points valident l'hypothèse de paires corrélées créées par double captures neutroniques. Une troisième structure émergente autour de 5-6 MeV en énergie reconstruite, pourrait être issue de la diffusion inélastique des neutrons rapides sur le carbone présent dans le liquide :



Ce bruit montre une certaine ressemblance avec l'émission de rayons γ et de neutrons rapides de la source d'AmBe décrite en Section 4.1.2.4. Enfin, les muons en fin de parcours que nous venons d'étudier à la section précédente sont bien présents dans les paires corrélées à bas ΔT (Figure 4.16, haut). Ce sont les muons identifiés dans le véto, qui se désintègrent ensuite en haut du détecteur. Comme nous l'avons vu à la Figure 4.15, l'évènement prompt (fin de parcours du muon) peuple la partie des reculs d'électrons, c'est pourquoi la sélection $\{(S_0) + \text{PSD}_{\text{e-recoil}}\}$ (bleu) affiche une si grande proportion d'évènements à bas ΔT . Même si la coupure d'asymétrie permet de réduire ce flux d'un facteur presque deux, il est loin d'être complètement éliminé. L'impact de la coupure sur le spectre en énergie prompt valide que ces évènements sont détectés à basses énergies.

L'emploi de la PSD pour sélectionner les reculs d'électron augmente la constante de temps entre prompt et retardé. Si l'on se souvient de l'étude comparant les sections efficaces macroscopiques de capture présentées au chapitre 2, nous pouvons conclure qu'après coupure PSD, les captures du neutron dans les volumes du *gamma-catcher* ou proches de celui-ci sont privilégiées. Cette hypothèse est corroborée par la modification du spectre retardé. Alors que la capture sur l'hydrogène est toujours très présente, le pic à 8 MeV a, en proportion, diminué. Ces éléments laissent penser que les réactions de recul de protons provoquées par chocs de neutrons rapides se produisent bien dans la cible et assez loin des parois de *gamma-catcher*. Au contraire, le candidat retardé des double captures neutroniques est souvent détecté dans les volumes du *gamma-catcher*. La coupure à 4.5 MeV sur l'énergie de cet évènement dans la vraie recherche de paires est donc essentielle pour s'affranchir de ce type de bruit.

4.2.4 Comparaison à la recherche de paires utilisée pour les $\bar{\nu}_e$

Après l'étude des caractéristiques du bruit d'origine cosmique grâce au véto à muons, il convient de vérifier que les différents types de bruit mis en évidence sont bien retrouvés dans le spectre obtenu par la vraie recherche de paires. Dans ce cas, un temps mort est appliqué derrière tout muon signé dans le véto et il est possible que les proportions entre les différents bruits soient modifiés par la différence de l'incidence du flux sélectionné. En effet, l'étude précédente ne sélectionnait que le bruit provenant de la verticale alors que la recherche de

paires de candidats-IBD utilise le véto à muon pour justement rejeter ce bruit. Dans la recherche de paires de candidats-IBD, les muons susceptibles de provoquer du bruit corrélés proviennent donc forcément des côtés du détecteur.

Le spectre en énergie du bruit de fond prompt qui contamine réellement la composante neutrino en phase de réacteur-ON peut être tracé en appliquant la coupure sélectionnant les reculs électroniques, définie précédemment en Section 4.1.4. Les distributions résultantes pour les bruits corrélés et accidentels sont présentées en Figure 4.17 pour des intervalles d'énergie de 250 keV. La contamination accidentelle, presque aussi importante que la composante corrélée à basse énergie, décroît rapidement avec l'énergie. La structure à 2.6 MeV provient de la décroissance du Thallium, produit des chaînes U-Th de la radioactivité naturelle. La composante corrélée présente deux des structures majeures mises en évidence grâce aux études avec le véto à muons. La première provient de la capture du neutron sur l'hydrogène à 2.2 MeV. La deuxième, située autour de 5 MeV, est issue de la diffusion inélastique des neutrons sur le carbone présent dans la liquide. La composante corrélée comporte aussi une partie de reculs de proton, que la coupure utilisée ne parvient pas à séparer des reculs d'électron. Son spectre en énergie a été étudié en détail dans la thèse d'A.Bonhomme [36]. À basse énergie, les taux élevés sont identifiés comme désintégrations de muons, comme nous l'avons vu à la section précédente.

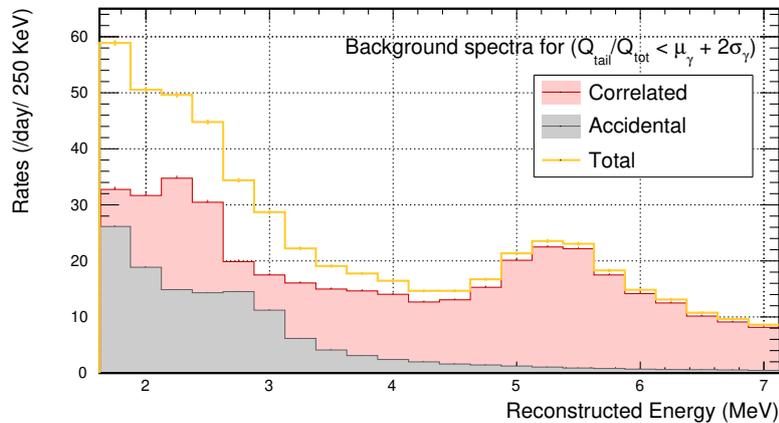


FIGURE 4.17 – Décomposition du bruit de fond total – en période de fonctionnement du réacteur – en contributions corrélées et accidentelles.

4.3 Effets de normalisation des taux

4.3.1 Corrélation des taux aux variables environnementales

Le flux de muons parvenant au détecteur est sensible à des variations mises en évidence par le suivi des taux de muons identifiés dans le détecteur Cerenkov.

Le premier est lié à la densité de la colonne d'air traversée avant d'atteindre la surface terrestre. À densité d'air plus faible, le libre parcours moyen des particules dans les couches de hautes altitudes est supérieur. Ceci permet aux mésons de se désintégrer avant interaction, renforçant ainsi le flux de muons. D'autre part, une densité d'air plus forte atténue le flux d'origine cosmique en provoquant plus de pertes d'énergie. La dépendance du flux terrestre aux conditions atmosphériques est déjà bien connue dans les expériences de surface qui utilisent la mesure de la pression atmosphérique P_{atm} comme le reflet de la densité d'air [152].

Le second aspect susceptible de provoquer une variation du flux d'origine cosmique est plus local. Il s'agit des couches de matériaux situés dans l'ILL, aux alentours mais principalement au dessus de STEREO. En particulier, le canal de transfert et la piscine située au dessus du cœur voient régulièrement leur niveau d'eau L_{pool} augmenter et diminuer selon la période de fonctionnement du réacteur.

Les taux de muons identifiés dans le détecteur Cerenkov ainsi que dans le détecteur par les sélections du Tableau 3.1 reflètent directement ces corrélations en Figure 4.18. La figure du bas représente le niveau d'eau dans la piscine réacteur et permet d'expliquer les hausses brutales de taux de muons, par exemple en août 2018.

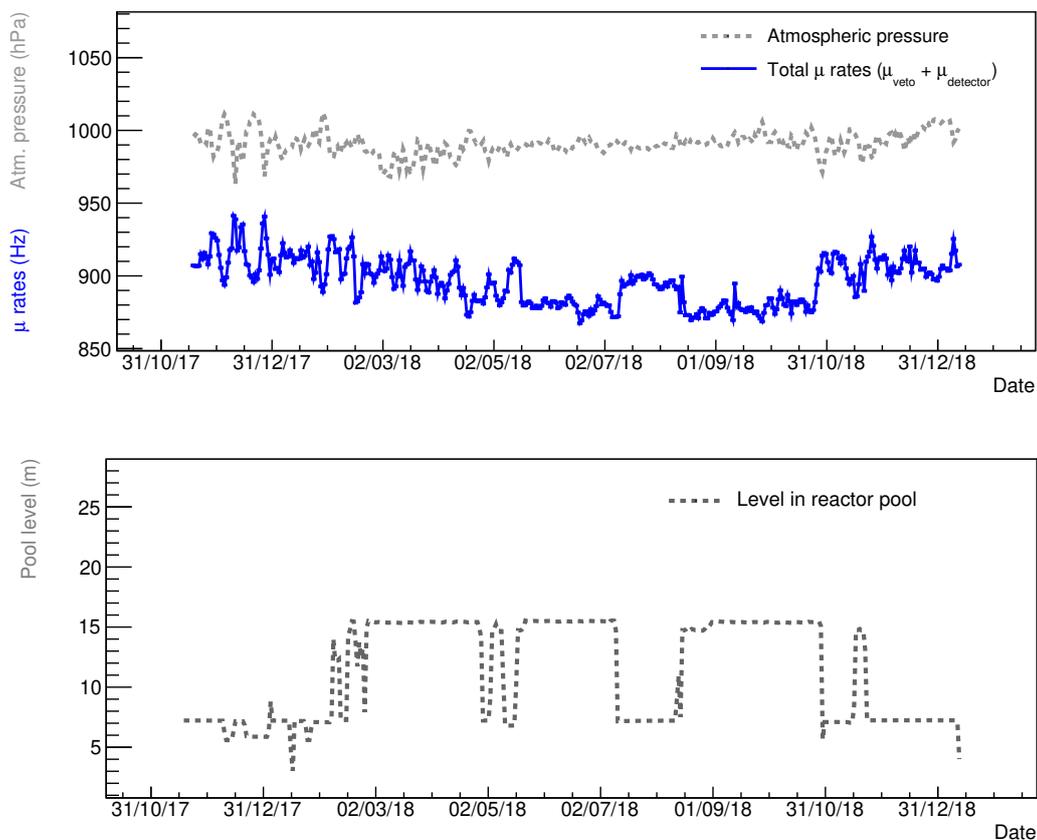


FIGURE 4.18 – En bleu, taux de muons identifiés dans le veto et dans le détecteur en fonction du temps. Au dessus, pression atmosphérique et sur la figure du bas, niveau d'eau dans la piscine située au dessus du réacteur.

Cette corrélation sur les taux de muons purs laisse présager un impact sur les paires corrélées, malgré les nombreuses sélections appliquées. Les dépendances pour les candidats-IBD sont extraites par un ajustement linéaire suffisant au premier ordre. Par exemple, les taux R à la pression P_{atm} sont exprimés par :

$$R(P_{atm}) = R^{ref} + f_{atm} \cdot (P_{atm} - P_{atm}^{ref}) \quad (4.12)$$

où P_{atm}^{ref} est la pression moyenne sur la période considérée et R^{ref} représente le taux à la pression moyenne. L'ajustement réalisé sur la Figure 4.19 révèle une anti-corrélation de (-15.78 ± 0.48) paires par jour et par hPa. Sachant que l'étendue de la gamme de pression atmosphérique est supérieure à 50 hPa, cette corrélation est loin d'être négligeable et engendre des variations des taux de presque 10%. Alors que sur les taux de muons dans le véto, l'amplitude de la corrélation avec le niveau d'eau semblait du même ordre de grandeur que celle de la pression, elle n'impacte presque plus le taux de candidats-IBD. Nous relevons tout de même une anti-corrélation de (-3.68 ± 1.09) paires par jour et par mètre. Cette différence entre le véto et le détecteur ne peut s'expliquer que par un effet géométrique de positionnement des deux détecteurs par rapport à la piscine située au dessus du réacteur. En normalisant la valeur des coefficients aux taux de référence R^{ref} obtenus, nous obtenons les corrélations d'une manière indépendante du jeu de coupures appliquées :

$$f_{atm} = (-0.60 \pm 0.02)\% \text{ hPa}^{-1} \quad (4.13)$$

$$f_{pool} = (-0.14 \pm 0.02)\% \text{ m}^{-1} \quad (4.14)$$

Ces deux corrélations sont actuellement les seules à avoir été identifiées, et ceci grâce au suivi du flux de muons dans le véto. Ne pouvant être négligées, une renormalisation des distributions obtenues lors des périodes de réacteur-OFF et réacteur-ON devra être mise en place pour la soustraction statistique selon le principe de *ON-OFF*. Les erreurs devront aussi être propagées sur les taux de $\bar{\nu}_e$. Ces observations sont à l'origine de la mise en place d'une méthode d'extraction des taux de neutrinos différente, permettant l'intégration des effets de renormalisation. Cette méthode fera l'objet du chapitre 5.

4.3.2 Efficacité de détection des muons dans le véto

De même que la pression atmosphérique ou le niveau d'eau dans le canal de transfert impactent le flux d'origine cosmique, l'efficacité à signer un muon dans le véto peut aussi modifier la norme du bruit entre les différentes périodes d'acquisition. En effet, un temps mort de 100 μs est appliqué derrière chaque muon pour la sélection des candidats-IBD. Il est donc crucial de suivre dans le temps son efficacité. Pour cela, une méthode sélectionnant les muons traversant le détecteur STEREO a été mise en place. Si le muon sélectionné se propage sur un axe suffisamment vertical, alors il est obligatoirement passé par le véto puisque celui-ci

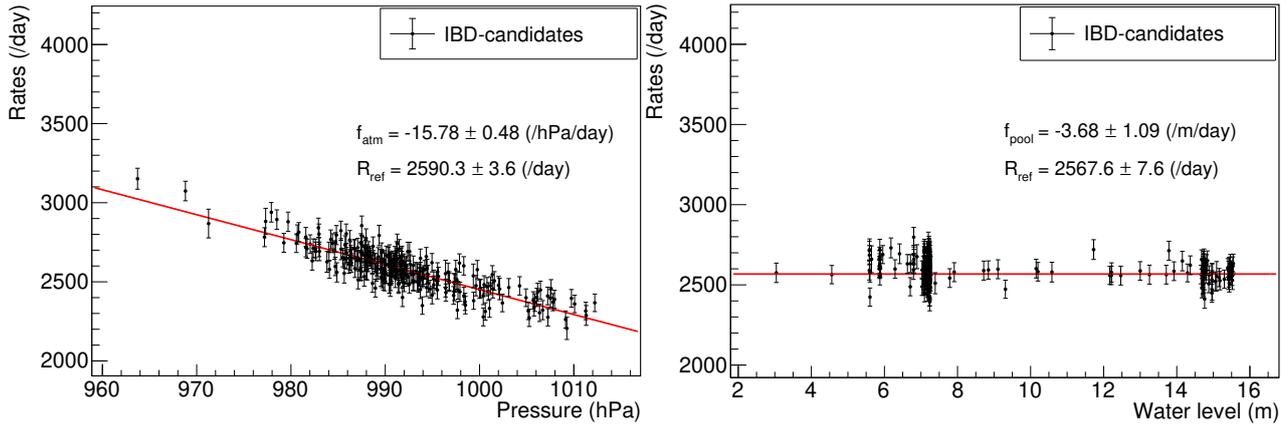


FIGURE 4.19 – Corrélation des taux de candidats-IBD à la pression atmosphérique (gauche) et au niveau d'eau dans la piscine située au dessus du réacteur (droite).

recouvre l'intégralité du détecteur. Le calcul de l'efficacité $\epsilon^{V\acute{e}to}$ sur une période de temps δt repose donc sur un ratio entre le nombre de muons identifiés par le véto sachant que le muon a été au préalable identifié dans le détecteur $N_{\mu}^{V\acute{e}to|Det}$, et le nombre de muons sélectionnés dans le détecteur N_{μ}^{Det} :

$$\epsilon^{V\acute{e}to}(\delta t) = \frac{N_{\mu}^{V\acute{e}to|Det}(\delta t)}{N_{\mu}^{Det}(\delta t)}. \quad (4.15)$$

L'étiquetage d'un muon dans le véto est celle détaillée en Section 4.2.1. Celle d'un muon vertical dans le détecteur est plus complexe.

Identification des muons verticaux Les études précédentes ont révélé un fort taux de muons en fin de parcours (suivi de sa désintégration), dont la verticalité est difficile à exploiter. La première étape est donc d'éliminer ces évènements grâce à une coupure d'isolation de 50 μ s avant et après tout évènement simple. La distribution angulaire des muons d'origine cosmique est en $\cos(\theta)$, et la présence du canal de transfert au dessus du détecteur privilégie les provenances de biais du côté de l'expérience IN20. Les muons d'incidence verticale ne sont donc pas majoritaires. Sachant qu'un muon au minimum d'ionisation dépose ~ 2 MeV par cm, l'énergie minimale déposée par un muon traversant l'intégralité d'une cellule est de $E_{\mu \text{ vertical}}^{\text{cell, min}} = 2 \text{ MeV} \times 100 \text{ cm} = 200 \text{ MeV}$. Cette valeur est bien au delà du seuil de saturation de l'électronique (~ 140 MeV par cellule pour un rendement lumineux de 250 photo-électrons par MeV). La deuxième étape consiste donc en la sélection des évènements ayant provoqué la saturation des 4 PMTs d'une cellule. Cependant, cette condition est insuffisante puisqu'une traversée diagonale menerait aussi à la saturation de la cellule. Puisqu'un muon ne dépose d'énergie que sur son chemin, la quantité d'énergie maximale dans les cellules voisines correspond alors aux fuites de lumière uniquement. On exige ainsi que la quantité de lumière récoltée dans la cellule l soit inférieure aux fuites attendues provenant de la cellule i :

$$Q_{\text{tot}}^l < L_{ij} \times Q_{\text{tot}}^i \quad (4.16)$$

où le coefficient L_{ij} a été introduit en Section 2.4.2.2 et représente la fuite de lumière de la cellule i vers la cellule l . Cependant, la saturation des PMTs empêche la bonne évaluation de la quantité d'énergie déposée. Pour se débarrasser de cette inconnue, nous utilisons le rapport des charges des cellules voisines qui doit rester constant pour un muon vertical. Par exemple, pour un muon vertical traversant la cellule 3, nous avons :

$$\frac{Q_{\text{tot}}^{l=4}/Q_{\text{tot}}^{l=3}}{Q_{\text{tot}}^{l=2}/Q_{\text{tot}}^{l=3}} = \frac{Q_{\text{tot}}^{l=4}}{Q_{\text{tot}}^{l=2}} = \frac{L_{34}}{L_{32}} \quad (4.17)$$

ce qui permet de sélectionner les événements verticaux en encadrant le pic correspondant au ratio des fuites de lumière. Les taux ainsi sélectionnés par cellule sont de l'ordre du Hz.

Propagation de l'erreur statistique S'agissant d'un ratio proche de 1, les incertitudes statistiques sur l'efficacité ne peuvent être calculées par une simple propagation d'erreurs. On utilise ici une procédure Monte-Carlo dans laquelle le nombre N_{μ}^{Det} de chaque expérience aléatoire est généré selon une loi de poisson centrée sur la valeur moyenne obtenue expérimentalement. La quantité $N_{\mu}^{Veto|Det}$ de chaque expérience obéit alors à une loi binomiale $\mathcal{B}(n,p)$ de paramètres ($n = N_{\mu}^{Det}, p = \epsilon^{Veto}$) qui modélise le nombre de succès obtenus lors de la répétition de n expériences.

Suivi de l'efficacité La Figure 4.20 présente le suivi de l'observable ϵ^{Veto} pour chacune des six cellules pour les deux phases d'acquisition. L'efficacité est supérieure à 99.5%, sauf pour la fin de la Phase-I où une baisse de 0.4% pour certaines cellules est notée. La Phase-II est quant à elle stable, avec de faibles variations, inférieures à $\sim 0.1\%$.

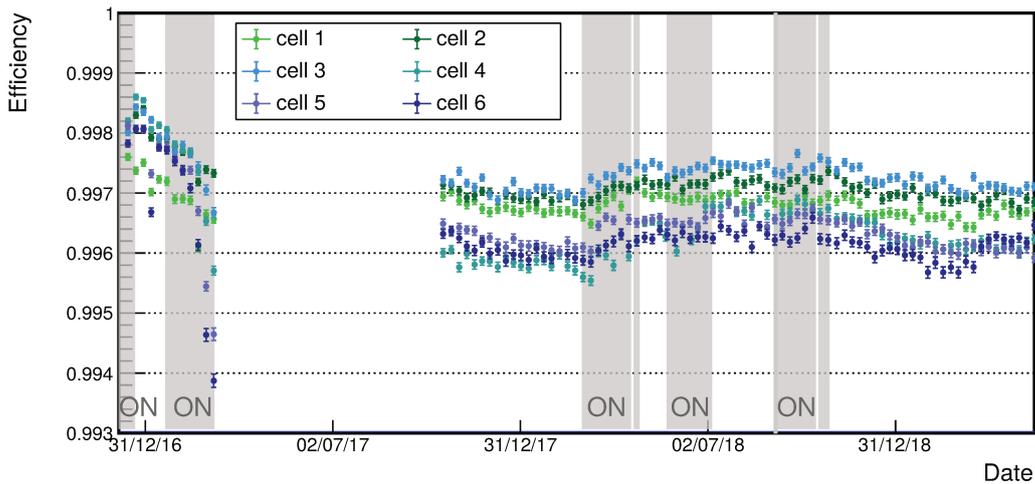


FIGURE 4.20 – Évolution de l'efficacité du veto à muons sur les phases d'acquisition I et II.

Incertitude systématique sur les taux de neutrinos Pour tester l'impact de cette variation sur le signal neutrino, une simple soustraction des candidats-IBD obtenus en OFF

aux candidats obtenus en ON est effectuée. Les candidats sont ceux issus de la vraie recherche de paires dans les données. Les taux ont au préalable été renormalisés en accord avec la corrélation à la pression atmosphérique déterminée en Section 4.3.1. La soustraction permet d'approximer, pour une cellule, les taux de neutrinos à ~ 60 par jour et de candidats-IBD de bruit corrélé à ~ 70 par jour en Phase-I. La même soustraction est en parallèle effectuée pour un jeu de candidats-IBD obtenus en enlevant la sélection liée au véto ($\#10, \Delta T_{\text{prompt}}^{\mu\text{-veto}} > 100 \mu\text{s}$). Les taux de bruit obtenus sont ainsi représentatifs d'une efficacité du véto de 0%, soit une baisse de l'efficacité de 100%. Il est montré par proportionnalité qu'une baisse de l'efficacité du véto de 1% engendrerait une augmentation de bruit de fond corrélé de 0.45% en Phase-I, soit +0.32 paires par jour. Impossibles à discriminer du signal neutrino, ces faux candidats-IBD seraient alors considérés comme des $\bar{\nu}_e$. L'incertitude systématique associée est de l'ordre de $\sim 0.32/60 \sim 0.5\%$. Les différences d'efficacité relevées sur la Figure 4.20 entre les périodes de réacteur-ON et réacteur-OFF sont de l'ordre de 0.1%. L'incertitude systématique associée est donc négligeable sur le signal neutrino.

4.4 Conclusion

La distribution de l'observable de PSD (ou $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$) est nécessaire pour discriminer les reculs d'électron – population dans laquelle sont attendus les $\bar{\nu}_e$ – des reculs de proton. Avant tout, celle-ci doit être étalonnée car ses corrélations à la température et aux fuites de lumière provoque des effets de dérive dans le temps qui empêchent de conserver une efficacité de coupure PSD et de rejet du bruit de fond constante. Dans cet étalonnage, les évènements simples ou γ jouent un rôle primordial puisqu'ils ont permis à la fois la mise en évidence des corrélations mentionnées, et la correction de ces effets par cellule et par intervalle d'énergie. Par ailleurs, ils servent aussi de référence lors de l'utilisation d'une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

La mise en place de cette coupure permet ensuite d'effectuer la caractérisation du bruit de fond d'origine cosmique. Pour cela, nous avons étudié les candidats-IBD suivant un muon identifié dans le véto à muons. Avec ses 700 muons identifiés à la seconde, ce dernier fournit un échantillon de paires corrélées qui sont d'origine cosmique si l'on ne regarde que les 200 μs qui suivent chaque muon. Les caractérisations mettent en avant les principales composantes du bruit de fond d'origine cosmique, à savoir un flux important de désintégrations de muons qui peuplent la partie basse du spectre en énergie prompt, et des réactions induites par des neutrons rapides. Pour ces derniers, les structures majeurs sont issues de doubles captures de neutrons sur les atomes d'H et de Gd du liquide, ainsi que de diffusions inélastiques de neutrons rapides sur des atomes de carbone du liquide. Ces bruits sont bien ceux retrouvés sur le spectre en énergie des candidats-IBD issus de la recherche de candidats neutrinos.

Traversant l'atmosphère terrestre avant de parvenir au détecteur, les taux de particules

d'origine cosmique sont fortement anti-corrélés à la pression atmosphérique. De plus, les vidanges périodiques du canal de transfert et de la piscine située au dessus du cœur impactent localement le flux de muons. Ces effets sont visibles sur les muons dans le détecteur Cerenkov, mais aussi sur les paires corrélées. Les variations de la pression de 50 hPa et du niveau d'eau de 14 m – sur la période d'acquisition – sont trop importantes pour que ces effets soient négligeables. L'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ reposant sur un principe de *ON-OFF*, tout effet engendrant une différence en norme des taux obtenus pour les périodes de réacteur-ON et réacteur-OFF doit être corrigé, et les erreurs de ces corrections propagées. Dans le chapitre suivant, nous avons imaginé une méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ qui permette de s'affranchir de ces renormalisations et qui propage correctement ces erreurs.

Chapitre 5

Méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$

Sommaire

5.1	Description de la méthode d'extraction des $\bar{\nu}_e$	148
5.1.1	Principe général et hypothèses mises en jeu	148
5.1.2	Fonction d'ajustement pour un couple {cellule, énergie}	151
5.1.3	Cas du spectre sommé	156
5.1.4	Impact de la correction de PSD sur l'ajustement	160
5.1.5	Évaluation des biais de la fonction d'ajustement	162
5.1.6	Initialisation des paramètres et convergence	164
5.2	Validation de l'hypothèse de stabilité du bruit de fond	165
5.2.1	Pression atmosphérique	166
5.2.2	Niveau d'eau dans la piscine réacteur	169
5.2.3	Stabilité en temps	171
5.2.4	Bruit de fond corrélé induit par le réacteur	173
5.3	Validation des ajustements de la Phase-II	174
5.3.1	Normalisation du bruit de fond	175
5.3.2	Test de vraisemblance	176
5.3.3	Évaluation des résidus	178
5.4	Conclusion	180

Nous envisageons ici une procédure d'extraction des taux de neutrinos basée sur une soustraction statistique des données des périodes de réacteur-OFF aux périodes de réacteur-ON. Nous avons vu que l'utilisation de l'observable PSD (ou $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$), qui permet d'effectuer une discrimination par forme d'impulsion, est indispensable pour réduire la composante liée aux neutrons rapides dans le bruit de fond cosmique. La PSD est donc centrale dans l'extraction des taux de neutrinos, même si la méthode mise en place ne repose pas directement sur une

coupure sur cette observable. En première partie de ce chapitre, nous exposons le principe de la méthode d'extraction, imaginée pour s'affranchir de la propagation des erreurs dûes aux corrections de renormalisation évoquées au chapitre précédent. Nous nous concentrons ensuite sur la validation d'une des hypothèses principales de cette méthode : la stabilité en forme du bruit de fond. Enfin, plusieurs validations de l'ajustement sur les données de réacteur-ON de la Phase-II sont proposées.

5.1 Description de la méthode d'extraction des $\bar{\nu}_e$

L'emploi d'une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ – procédure usuelle dans les expériences neutrinos – permettrait de sélectionner les neutrinos en limitant le bruit de fond à la partie reculs d'électron. Les taux de neutrinos seraient alors simplement obtenus par soustraction statistique *ON-OFF*, en notant toutefois qu'une partie du signal serait alors supprimée par la coupure. Il conviendrait aussi de normaliser le bruit de fond provenant des périodes de réacteur-OFF en tenant compte des effets de normalisation dûs à la pression atmosphérique et au niveau d'eau dans la piscine réacteur décrits au chapitre précédent. La procédure mise en place est légèrement différente puisqu'elle ne nécessite pas de coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Elle repose sur un ajustement simultané des distributions de PSD des candidats-IBD obtenus en périodes de marche et d'arrêt du réacteur pour chaque cellule et chaque intervalle d'énergie. Les neutrinos sont quant à eux modélisés par une gaussienne.

5.1.1 Principe général et hypothèses mises en jeu

5.1.1.1 Ajustement simultané des figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$

Deux avantages principaux ont menés à la suppression de la coupure PSD et à une extraction reposant sur un ajustement simultané des distributions de PSD.

1. **Acceptance du signal neutrino** Le fait que la PSD ne soit pas bien reproduite par notre simulation complique l'évaluation de l'efficacité d'une telle coupure sur le signal neutrino. En reposant sur un ajustement simultané des distributions de PSD des phases de réacteur-ON et OFF, l'intégralité du signal neutrino est conservée et l'erreur statistique sur les taux extraits minimisée.

2. **Normalisation globale** Nous avons mis en évidence au chapitre précédent certaines corrélations du taux de bruit de fond d'origine cosmique aux variables environnementales telles que la pression atmosphérique ou le niveau d'eau dans la piscine du réacteur. Une normalisation entre les périodes de marche et d'arrêt est nécessaire pour la soustraction statistique. Nous traduisons cette renormalisation par un paramètre de normalisation globale noté **a** qui permettra de prendre en compte toute différence de norme, incluant la différence des temps effectifs d'acquisition. L'introduction de ce paramètre a l'avantage majeur de

ne pas nécessiter de corrections directe des taux. Une telle correction sous-entendrait une connaissance exhaustive de toutes les corrélations possibles et une caractérisation précise d'effets fins dont l'erreur associée serait importante. De plus, l'introduction de ce paramètre de normalisation permet de s'affranchir de la propagation de ces erreurs, non triviale, aux distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ puisqu'elles sont propagées par la minimisation elle-même.

5.1.1.2 Modèle du ON

Les distributions de la variable PSD des candidats-IBD mesurées en réacteur-ON sont modélisées par la somme des distributions PSD des candidats-IBD mesurées en phases de réacteur-OFF, et d'une composante neutrinos :

$$\text{ON}_{\text{corrélé}} = \mathbf{a} \times \text{OFF}_{\text{corrélé}} + \bar{\nu}_e \quad (5.1)$$

Le paramètre de normalisation globale \mathbf{a} permet de prendre en compte les effets de normalisation entre les périodes ON et OFF : différences de temps effectifs, de pression, du niveau d'eau dans la piscine réacteur, et d'autres effets non révélés. Nous avons vu à la Section 3.2 que les paires sélectionnées contiennent intrinsèquement une composante de paires accidentelles différente selon les périodes OFF et ON, dont la mesure est effectuée grâce à la méthode des portes décalées en temps. Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ d'accidentelles obtenues en ON et OFF sont incluses dans l'ajustement, moyennant un facteur de normalisation provenant de la différence dans le calcul du temps mort accidentel (cf. Section 3.2). Ce facteur sera notée $f_{\text{Acc}}^{\text{Off}}$ pour la phase d'arrêt du réacteur, et $f_{\text{Acc}}^{\text{On}}$ pour la phase de marche.

Nous pouvons ainsi modéliser les distributions mesurées en ON par la somme de trois composantes : le OFF corrélé, c'est-à-dire les distributions mesurées en OFF soustrait de ses accidentelles normalisées de la différence de temps mort ($f_{\text{Acc}}^{\text{Off}} \times \text{OFF}^{\text{Acc}}$) et décrivant la contribution du bruit de fond cosmique, les accidentelles mesurées en ON ($f_{\text{Acc}}^{\text{On}} \times \text{ON}^{\text{Acc}}$), et les neutrinos, que l'on a choisi de modéliser par une gaussienne totalement libre et décrite par son amplitude (A), sa moyenne (μ) et sa largeur (σ). On obtient ainsi le modèle suivant :

$$\text{ON} = \mathbf{a} \times (\text{OFF} - f_{\text{Acc}}^{\text{Off}} \text{OFF}^{\text{Acc}}) + f_{\text{Acc}}^{\text{On}} \text{ON}^{\text{Acc}} + \mathcal{G}_{\nu}(A, \mu, \sigma) \quad (5.2)$$

Le principe complet de l'extraction, illustré en Figure 5.1, présente les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sur lesquelles reposent l'extraction des neutrinos.

5.1.1.3 Hypothèses mises en jeu

Étalonnage de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ Les distributions de PSD doivent être corrigées des effets expérimentaux de variation de température et de fuites de lumière, qui engendrent des dérives de l'observable dans le temps. Cette correction est décrite en Section 4.1.3. Une

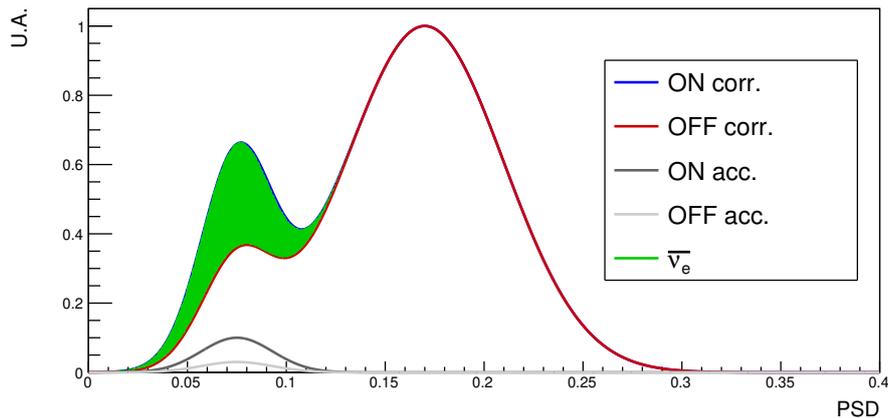


FIGURE 5.1 – Principe général de la méthode d'extraction des taux de neutrinos pour un rapport signal sur bruit de 1. Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des paires corrélées et accidentelles du ON et du OFF sont ajustées simultanément pour extraire le signal neutrino, modélisé par une gaussienne, dans la partie reculs d'électrons.

autre méthode d'extraction, mise en place pour l'analyse de la première phase d'acquisition, a été développée de manière à pallier à cet effet sans nécessiter de correction de la PSD. Elle repose sur un découpage en périodes de plusieurs jours des distributions de PSD et est discutée en Annexe B.1. L'existence de cette deuxième méthode indépendante a présenté l'avantage de valider le résultat final obtenu par la méthode présentée dans cette thèse.

Stabilité de la forme du bruit de fond corrélé Le signal mesuré durant les périodes de réacteur-ON étant modélisé par l'addition du signal $\bar{\nu}_e$ et de celui du bruit de fond mesuré lors des phases d'arrêt du réacteur, il est primordial que la forme du bruit de fond reste stable dans le temps. Par là, il est entendu que les différentes variables pouvant impacter les taux de bruit de fond corrélés, telles que la pression atmosphérique et le niveau d'eau dans la piscine réacteur, n'impactent pas la forme de la distribution de la variable PSD. Les populations de reculs d'électrons et de reculs de protons doivent conserver un facteur de proportionnalité constant. Nous validerons cette hypothèse dans la Section 5.2.

Forme gaussienne de la PSD des neutrinos Enfin, une autre hypothèse majeure est d'énoncer que la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des neutrinos est gaussienne. Nous savons d'ores et déjà que pour les événements simples, dont la distribution spatiale assez homogène se rapproche de celle des neutrinos, la PSD peut être approximée par une gaussienne (cf. Section 4.1.1). Dans le cas des $\bar{\nu}_e$, cette hypothèse sera vérifiée par l'étude des résidus de l'ajustement et le test statistique de vraisemblance (cf. Section 5.3.2).

5.1.2 Fonction d'ajustement pour un couple {cellule, énergie}

La Figure 5.2 présente les distributions de PSD corrigées pour la cellule 1 et une sélection en énergie autour de 3 MeV. Sur la figure de droite, les distributions sont normalisées par le temps effectif de mesure. On peut voir que pour une énergie d'environ 3 MeV, la contribution des accidentelles sous la partie recul d'électron (cf. Section 4.1.4), en ON, est d'environ 21%. Elle est de 30% dans la sélection de plus basse énergie et inférieure à 5% à partir de 4.625 MeV. Procéder à un ajustement simultané de ces distributions peut être effectué par maximisation

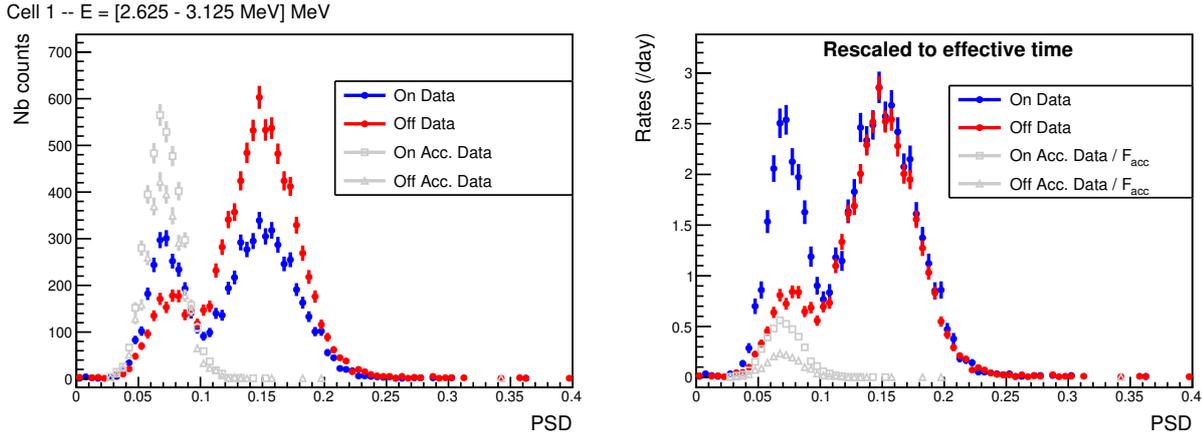


FIGURE 5.2 – Distributions PSD corrigées nécessaires à l'extraction des neutrinos. (Gauche) Les distributions sont en nombre de coups et les paires accidentelles sont la somme des paires obtenues sur les 10 fenêtres. (Droite) Les distributions sont normalisées par rapport au temps effectif des périodes ON et OFF. Les accidentelles sont corrigées par le facteur de correction d'accidentelles.

du logarithme de la vraisemblance, où N représente le nombre d'intervalles de PSD. Afin de rester dans le cas général, une approche utilisant la méthode du maximum de vraisemblance est préférée à la minimisation de χ^2 et permet la prise en compte de la statistique de Poisson à laquelle obéissent les taux de comptage. La fonction de vraisemblance \mathcal{L} à maximiser est le produit des distributions de Poisson $\mathcal{P}(n_i; \nu_i(\theta))$ pour chaque intervalle de PSD, où $\nu_i(\theta)$ représente le modèle dépendant des paramètres θ et n_i les données à ajuster (cf. [153]) :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=0}^{N \text{ PSD bin}} \mathcal{P}(n_i; \nu_i(\theta)) = \prod_{i=0}^{N \text{ PSD bin}} \frac{\nu_i(\theta)^{n_i} e^{-\nu_i(\theta)}}{n_i!} \quad (5.3)$$

Puisque le likelihood est une fonction pour laquelle il est plus facile de travailler avec le logarithme, et parce que la plupart des algorithmes sont construits sur la base de minimisation de χ^2 , c'est l'expression suivante que nous cherchons à minimiser :

$$-\ln(\mathcal{L}) = - \sum_{i=0}^{N \text{ PSD bin}} n_i \ln \nu_i(\theta) - \nu_i(\theta) - \ln(n_i!) \quad (5.4)$$

Enfin, cette expression peut être simplifiée en minimisant non pas le likelihood, mais le ratio $\lambda(\theta) = \frac{\mathcal{P}(n_i; \nu_i(\theta))}{\mathcal{P}(n_i; n_i)}$, où λ est défini comme le ratio entre \mathcal{L} et \mathcal{L}_{sat} , la vraisemblance saturée

permettant une renormalisation à la valeur maximale obtenue lorsque le modèle et les données sont parfaitement confondus. Ainsi :

$$-\ln \lambda(\theta) = \sum_{i=0}^{\text{N PSD bin}} \nu_i(\theta) - n_i + n_i \ln \frac{n_i}{\nu_i(\theta)} \quad (5.5)$$

Le modèle utilisé pour la description des données mesurées en ON (Équation 5.2) ne peut pas être utilisé tel quel puisque plusieurs taux de comptages considérés comme variables aléatoires sont soustraits, interdisant dès lors d'utiliser la statistique poissonnienne. Une implémentation correcte est alors de séparer chaque variable aléatoire, de manière à ce que le modèle ajuste en même temps les 4 distributions (ON, OFF, ON-accidentelles et OFF-accidentelles). La minimisation peut alors être vue comme une somme de quatre minimisations faisant intervenir les modèles des quatre jeux de données :

$$\begin{aligned} -\ln \lambda(\theta) = \sum_{i=0}^{\text{N PSD bin}} & \left(M_{\text{ON}_i} - \text{ON}_i + \text{ON}_i \ln \frac{\text{ON}_i}{M_{\text{ON}_i}} \right. \\ & + M_{\text{OFF}_i} - \text{OFF}_i + \text{OFF}_i \ln \frac{\text{OFF}_i}{M_{\text{OFF}_i}} \\ & + M_{\text{ON}_i^{\text{Acc}}} - \text{ON}_i^{\text{Acc}} + \text{ON}_i^{\text{Acc}} \ln \frac{\text{ON}_i^{\text{Acc}}}{M_{\text{ON}_i^{\text{Acc}}}} \\ & \left. + M_{\text{OFF}_i^{\text{Acc}}} - \text{OFF}_i^{\text{Acc}} + \text{OFF}_i^{\text{Acc}} \ln \frac{\text{OFF}_i^{\text{Acc}}}{M_{\text{OFF}_i^{\text{Acc}}}} \right) \end{aligned} \quad (5.6)$$

où ON_i , OFF_i , ON_i^{Acc} et $\text{OFF}_i^{\text{Acc}}$ représentent les taux de comptage mesurés dans un intervalle de PSD i , et les modèles associés sont décrits par :

$$\begin{aligned} M_{\text{ON}_i} &= \mathbf{a} b_i^{\text{Corr}} + c_i^{\text{Acc,On}} f_{\text{Acc}}^{\text{On}} + \mathcal{G}_\nu(i; A, \mu, \sigma) \\ M_{\text{OFF}_i} &= b_i^{\text{Corr}} + c_i^{\text{Acc,Off}} f_{\text{Acc}}^{\text{Off}} \\ M_{\text{ON}_i^{\text{Acc}}} &= c_i^{\text{Acc,On}} \\ M_{\text{OFF}_i^{\text{Acc}}} &= c_i^{\text{Acc,Off}} \end{aligned}$$

Les estimateurs b_i^{Corr} , $c_i^{\text{Acc,On}}$ et $c_i^{\text{Acc,Off}}$ représentent respectivement le bruit de fond corrélé, le bruit de fond accidentel en réacteur-ON et le bruit de fond accidentel en réacteur-OFF pour un interval de PSD. Le paramètre \mathbf{a} , commun à tous les bins de PSD, traduit la normalisation entre les distributions obtenues en ON et en OFF, et les facteurs constants $f_{\text{Acc}}^{\text{Off}}$ et $f_{\text{Acc}}^{\text{On}}$ servent à normaliser les accidentelles (cf. Section 5.1.1.2). En réalité, la grandeur que nous minimisons est multipliée par un facteur 2, de manière à pouvoir utiliser des lois de χ^2 à n degrés de liberté pour quantifier l'accord entre données et modèle (cf. Section 5.3.2).

5.1.2.1 Exemples d'ajustements

Ajustement complet La procédure d'ajustement combiné des distributions de candidats corrélés et accidentels est illustrée de manière complète en Figure 5.3. Chacune des 4 distributions de données (ON, ON-accidentelles, OFF, OFF-accidentelles) est superposée avec

le modèle qui la définit (Équation 5.6). Les distributions correspondant aux périodes de réacteur-OFF sont représentées sur la figure du haut tandis que celles du réacteur-ON sont présentées sur la figure du bas.

Ajustement simplifié Pour des raisons de lisibilité et afin de pouvoir réunir les informations sur une figure unique, les distributions d'accidentelles ne seront par la suite pas présentées. Elles seront directement soustraites aux distributions de ON et de OFF afin de ne tracer que les figures de ON et OFF corrélés. La soustraction des distributions de OFF corrélé au ON corrélé ($ON-OFF$) sera alors tracée, ainsi que la composante gaussienne $\bar{\nu}_e$. La superposition de ces deux dernières distributions permettra d'apprécier la forme gaussienne attendue des neutrinos. Trois exemples d'ajustements par cellule des données de la Phase-II sont présentés en Figure 5.4 pour le premier (1.8 MeV), le dernier (6.8 MeV), et un intervalle d'énergie du milieu (3.8 MeV). Cette comparaison illustre les différences de statistique et de la forme de la distribution de PSD selon le bin d'énergie considéré. Le décalage progressif des valeurs du ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour les reculs de proton en fonction de l'énergie souligne l'avantage de la procédure d'extraction mise en place, dans lequel aucun modèle du bruit de fond n'est nécessaire.

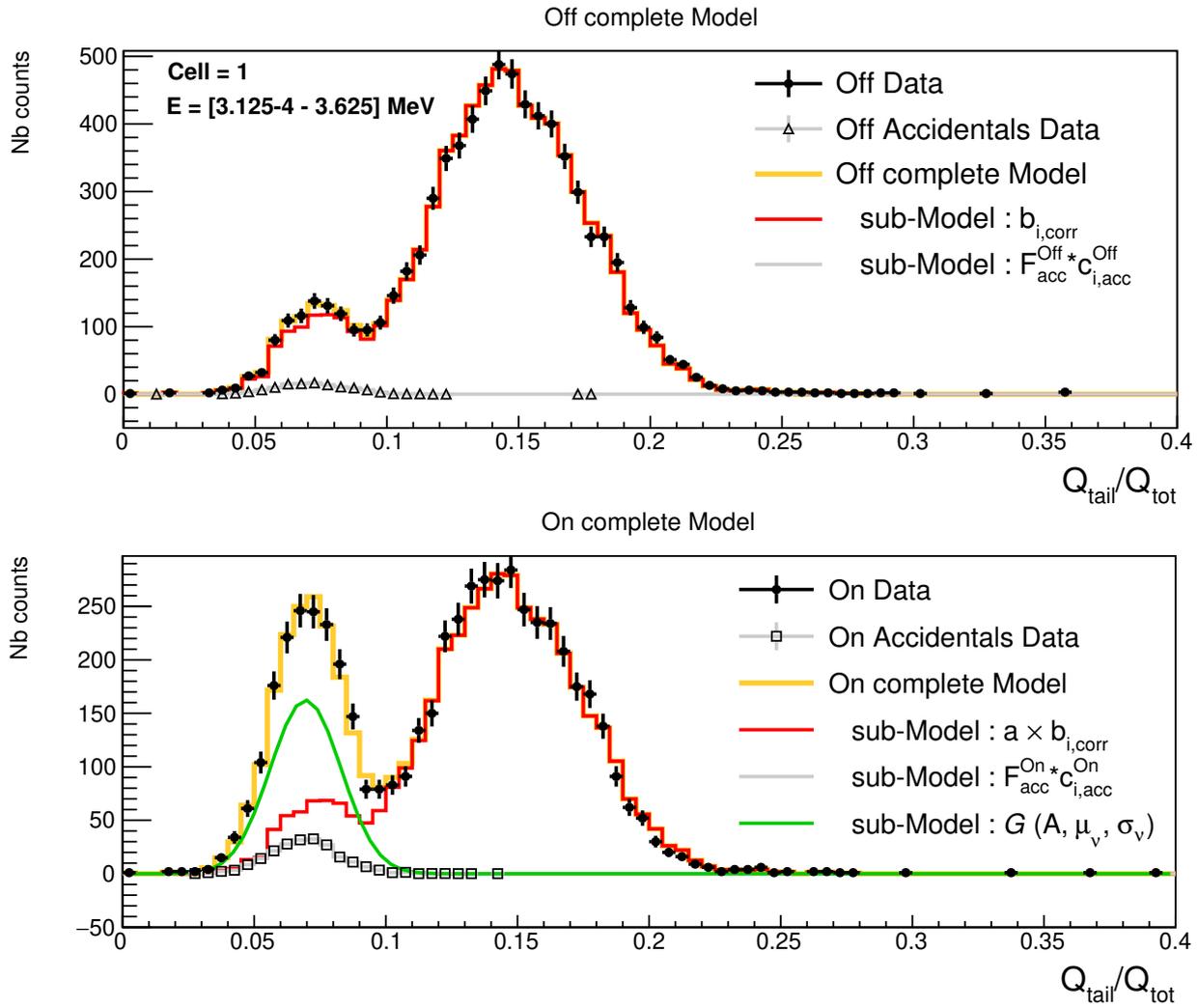


FIGURE 5.3 – Figure d’ajustement des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des ON, ON-accidentelles, OFF et OFF-accidentelles obtenues pour un couple {cellule, énergie} en Phase-II, permettant la vérification des différents sous-modèles sur les jeux de données. La composante neutrinos (vert), présente en période de réacteur-ON, est modélisée par une gaussienne dont les paramètres sont laissés totalement libres. La contribution de la partie corrélée (rouge) estimée grâce aux périodes de réacteur-OFF apparaît sur les deux figures.

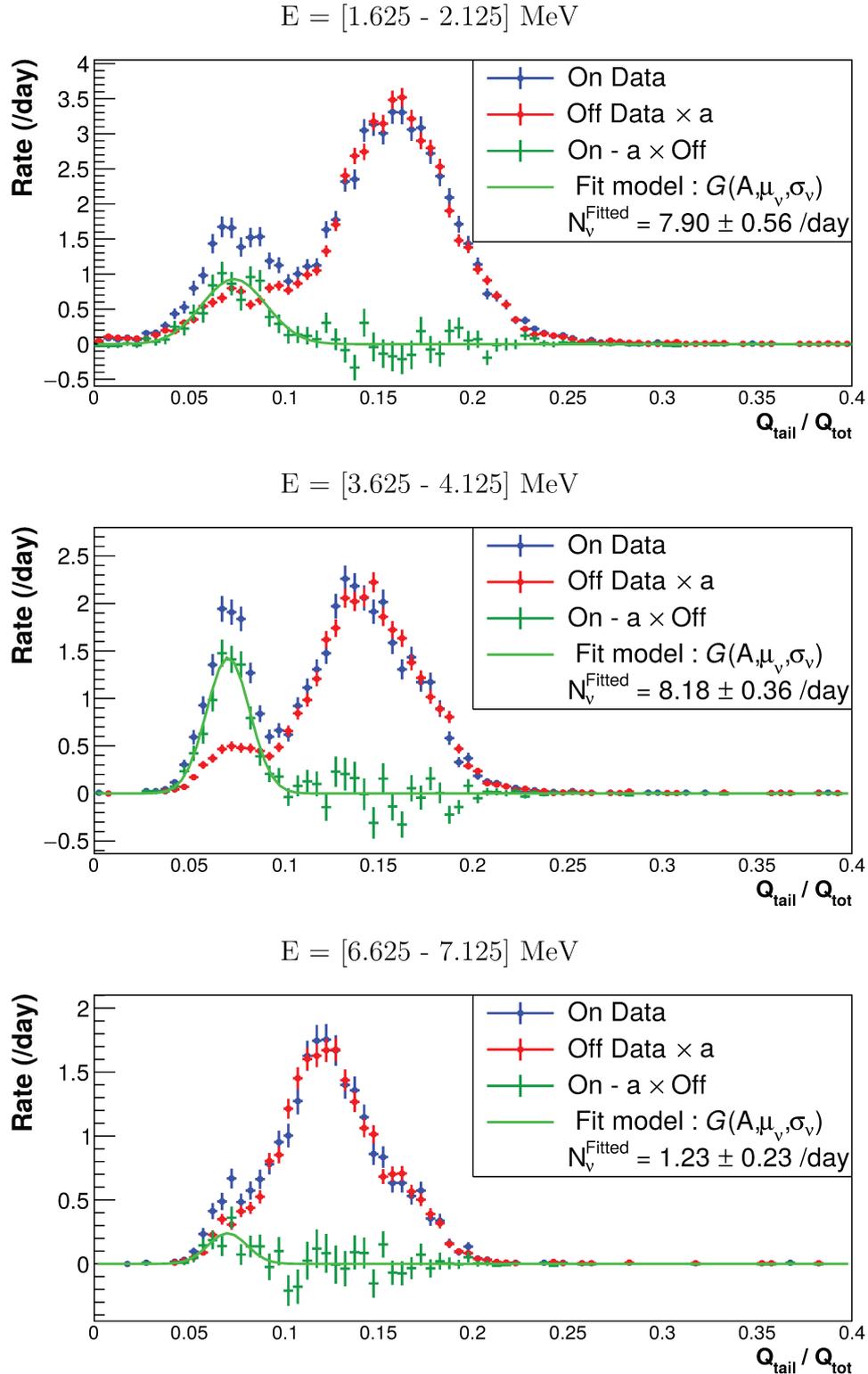


FIGURE 5.4 – Exemples d’ajustements en Phase-II des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ obtenues dans la cellule 1 pour 3 intervalles d’énergie : le premier, un du milieu, et le dernier. Les distributions de ON et de OFF ont été soustraites de leur contribution accidentelle afin de pouvoir comparer la forme gaussienne des neutrino (vert) issue de l’ajustement au résultat du $ON-a \times OFF$. Une étude des résidus proposée en Section 5.3.2 permet de quantifier l’accord entre le modèle et les données.

5.1.3 Cas du spectre sommé

Les faibles statistiques de certain couples {cellule, énergie} mises en jeu dans l'ajustement sont à l'origine d'un biais du ratio de vraisemblance estimé en Section 5.1.5, dont il est possible de s'affranchir dans le cas de l'extraction du spectre neutrino total. L'obtention du spectre est un des objectifs de STEREO.

5.1.3.1 Recalage de la PSD sur une cellule de référence

L'idée est de réunir les distributions de PSD des six cellules en une unique distribution avant de procéder à l'ajustement. Nous avons déjà évoqué le problème que cela engendre : la valeur moyenne de PSD est différente d'une cellule à l'autre à cause des effets de fuites de lumière (cf. Section 2.4.4.3). Les évènements neutrinos groupés de cette manière n'ont plus de raison d'être modélisés par une unique gaussienne. Réaliser un ajustement commun implique donc de vérifier deux hypothèses :

- Les figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ doivent être recalées sur une valeur de référence, pour laquelle nous avons choisi la cellule 1.
- Les largeurs des six gaussiennes neutrinos doivent être du même ordre de grandeur afin d'être ajustées par une unique gaussienne.

De la même manière que nous avons corrigé la PSD des effets liés au temps et à la température (cf. Section 4.1.3), les valeurs de PSD de la cellule l ($l \neq 1$) sont recalées sur celle de la cellule 1. Le recalage, dénoté $\Delta_{\gamma}^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1}$, est appliqué à chaque évènement :

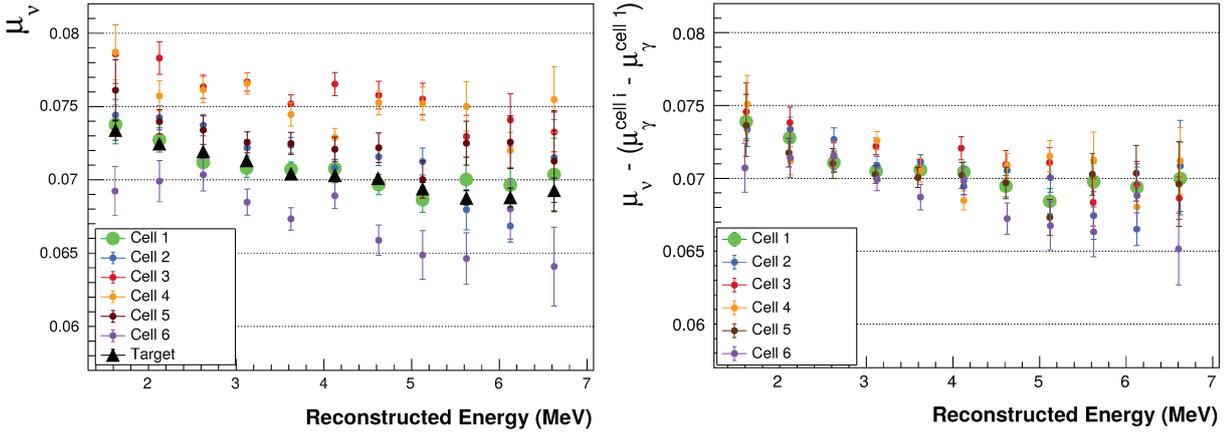
$$\text{PSD}_{\text{Recalé}}^{\text{Cell } l} = \text{PSD}^{\text{Cell } l} - \Delta_{\gamma}^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1} \quad (5.7)$$

où $\text{PSD}_{\text{Recalé}}^{\text{Cell } l}$ est la valeur recalée sur la cellule 1. $\Delta_{\gamma}^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1}$ est la différence entre les valeurs moyennées sur la période d'intérêt des PSD du premier intervalle d'énergie $i=0$ des évènements simples des cellules l $\langle \mu_{\gamma}^{l,i=0} \rangle$ et 1 $\langle \mu_{\gamma}^{l=1,i=0} \rangle$:

$$\Delta_{\gamma}^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1} = \langle \mu_{\gamma}^{l,i=0} \rangle - \langle \mu_{\gamma}^{l=1,i=0} \rangle \quad (5.8)$$

5.1.3.2 Validation des hypothèses

Afin de valider ces hypothèses, deux tests sont mis en place. Le premier sera d'évaluer le biais total de la méthode d'extraction pour le spectre sommé et sera présenté en Section 5.1.5. Le deuxième test quantifie par simulation le biais induit par l'ajustement d'une unique gaussienne sur la somme des six gaussiennes obtenues pour les cellules individuelles. Pour cela, les distributions des six cellules en Phase-II sont ajustées individuellement sans recalage. Les paramètres μ_{ν} et σ_{ν} de la composante neutrino – décrite par une distribution gaussienne $\mathcal{G}_{\nu}(A, \mu, \sigma)$ – sont montrés en Figure 5.5. Comme pour les évènements simples¹, une diminution


 (a) Position $\bar{\nu}_e$

(b) Position recalée sur la cellule 1

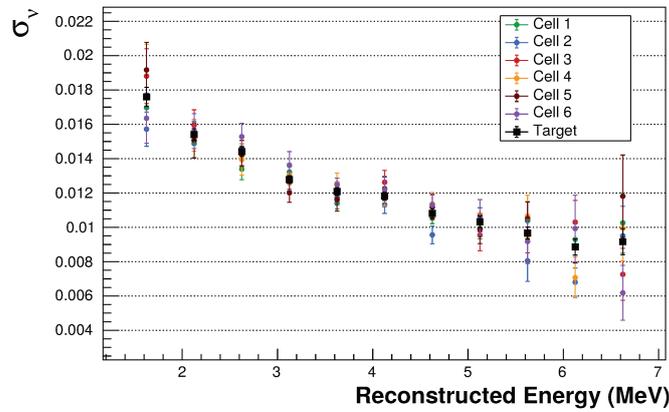

 (c) Largeur $\bar{\nu}_e$

FIGURE 5.5 – (a) Les valeurs des positions μ_ν des gaussiennes modélisant les neutrinos obtenus pour la Phase-II sont présentées. À noter, les valeurs issues de l’ajustement des 6 cellules combinées (triangles noirs), sont presque identiques à celles de la cellule 1 puisqu’il s’agit de la référence de recalage utilisée. (b) Chaque point de la figure de gauche (a) a été recalé sur la cellule servant de référence – la cellule 1 – en utilisant la différence avec les valeurs de PSD des évènements simples de chaque cellule ($\Delta_\gamma^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1}$). Les valeurs par bin d’énergie sont compatibles, mais un écart résiduel d’environ 25% du σ_ν au maximum est observé. (c) Les largeurs σ_ν des gaussiennes issues de l’ajustement des neutrinos montrent une forte dépendance avec l’énergie, mais sont compatibles entre cellules. Ceci indique qu’une largeur commune peut-être utilisée pour l’ajustement du spectre sommé.

des positions et des largeurs est observée lorsque l’énergie augmente (cf. Section 4.1.1). Les positions μ_ν des neutrinos extraits sont ensuite recalées sur la cellule de référence par la grandeur $\Delta_\gamma^{\text{Cell } l \rightarrow \text{Cell } 1}$ et montrées en Figure 5.5 (à droite). Afin de vérifier que l’écart résiduel observé permet de procéder à un ajustement commun pour les six distributions regroupées,

1. La position des neutrinos est en réalité légèrement supérieure à celle de évènements γ . Le positron, produit de l’IBD, peut former un état lié avec un électron appelé positronium (Ps). L’état de spin de plus longue durée de vie, l’orthopositronium (o-Ps) survit un peu moins de 3 ns dans les scintillateurs liquides organiques [154]. La distribution en temps des photons émis s’en retrouve légèrement décalée par rapport à celle d’évènements γ , ce qui augmente la valeur de la PSD.

un code Monte-Carlo illustré en Figure 5.6 a été mis au point. Les distributions de PSD des $\bar{\nu}_e$ ont été générées selon six gaussiennes centrées sur les valeurs recalées issues de la Figure 5.5b, en restant au plus proche des données : les largeurs et la statistique de chaque gaussienne viennent aussi des données réelles. Le taux généré est ensuite comparé avec le nombre extrait par une unique gaussienne ajustant directement les six figures réunies. Les valeurs obtenues sont statistiquement compatibles et le χ^2 en accord avec la valeur attendue. La répétition de cette expérience 10000 fois indique un faible biais aussi visible sur la même figure, inférieur à 0.5% au maximum de son effet, à basse énergie.

En conclusion, la différence résiduelle entre les positions (Figure 5.5b) et largeurs (Figure 5.5c) des gaussiennes d'antineutrinos est suffisamment faible pour qu'une méthode d'extraction basée sur un unique ajustement, effectué sur des figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ recalées sur une cellule de référence, soit mise en place.

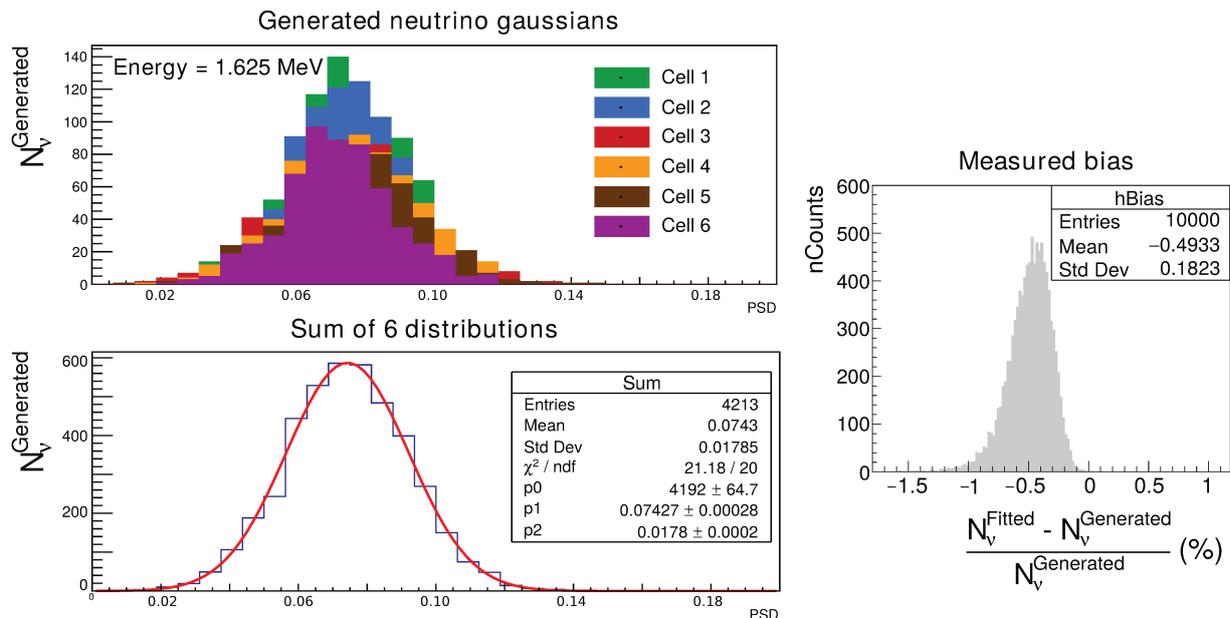


FIGURE 5.6 – Les six gaussiennes neutrinos sont générées avec des paramètres μ_ν et σ_ν tels que l'écart résiduel trouvé en Figure 5.5 sur la position et la vraie largeur soient utilisés. Elles sont ensuite réunies afin d'être ajustées par une unique gaussienne. Le χ^2 / ndf témoigne du bon accord de l'ajustement. La valeur trouvée est de 4192 évènements pour 4213 évènements générés. Cette procédure est répétée 10000 fois afin d'obtenir la valeur du biais associé montré sur la figure de droite.

5.1.3.3 Exemple d'ajustement sommé

En Figure 5.7 sont exposés deux exemples d'ajustements de la statistique sommée, pour le dernier intervalle d'énergie et un intervalle d'énergie du milieu. Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des six cellules ont été réunies après avoir été ancrées sur une référence commune, celle de la cellule 1 (cf. Section 5.1.3). Les distributions de ON et de OFF ont été soustraites de leur

contribution accidentelle afin de pouvoir comparer la forme gaussienne des neutrino issue de l'ajustement au résultat du ON-a×OFF. Une étude des résidus proposée en Section 5.3.2 permet de quantifier l'accord entre le modèle et les données.

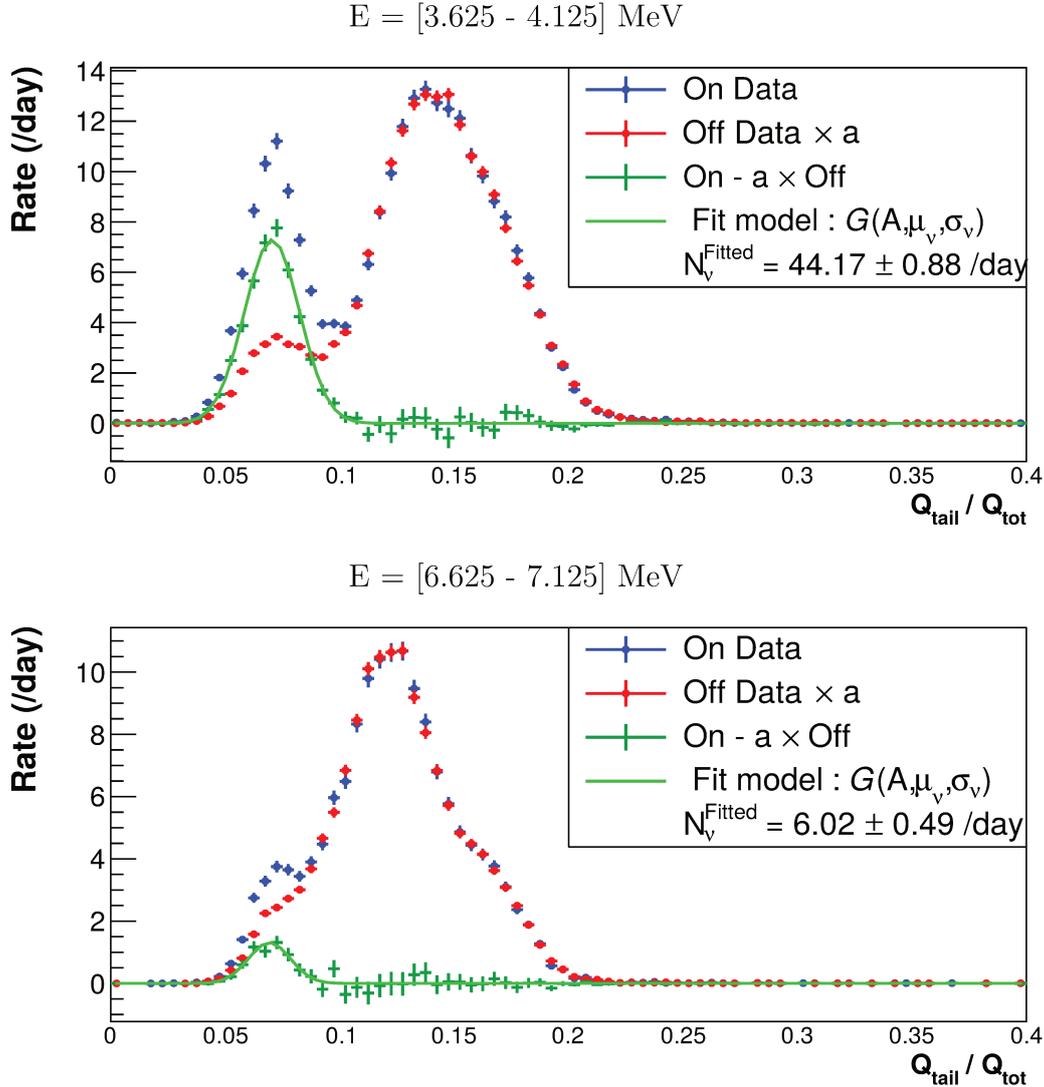


FIGURE 5.7 – Exemples d’ajustements en Phase-II du spectre sommé pour deux intervalles d’énergie : fort signal-sur-bruit (figure du haut) et bas signal-sur-bruit (figure du bas). Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ obtenues dans les six cellules ont au préalable été recalées sur la position moyenne de la cellule 1 (cf. Équation 5.7), puis sommées afin de procéder à l’ajustement commun, permettant de mettre à profit la statistique des six cellules pour un intervalle d’énergie.

5.1.3.4 Mise en place d’un binning en énergie plus fin

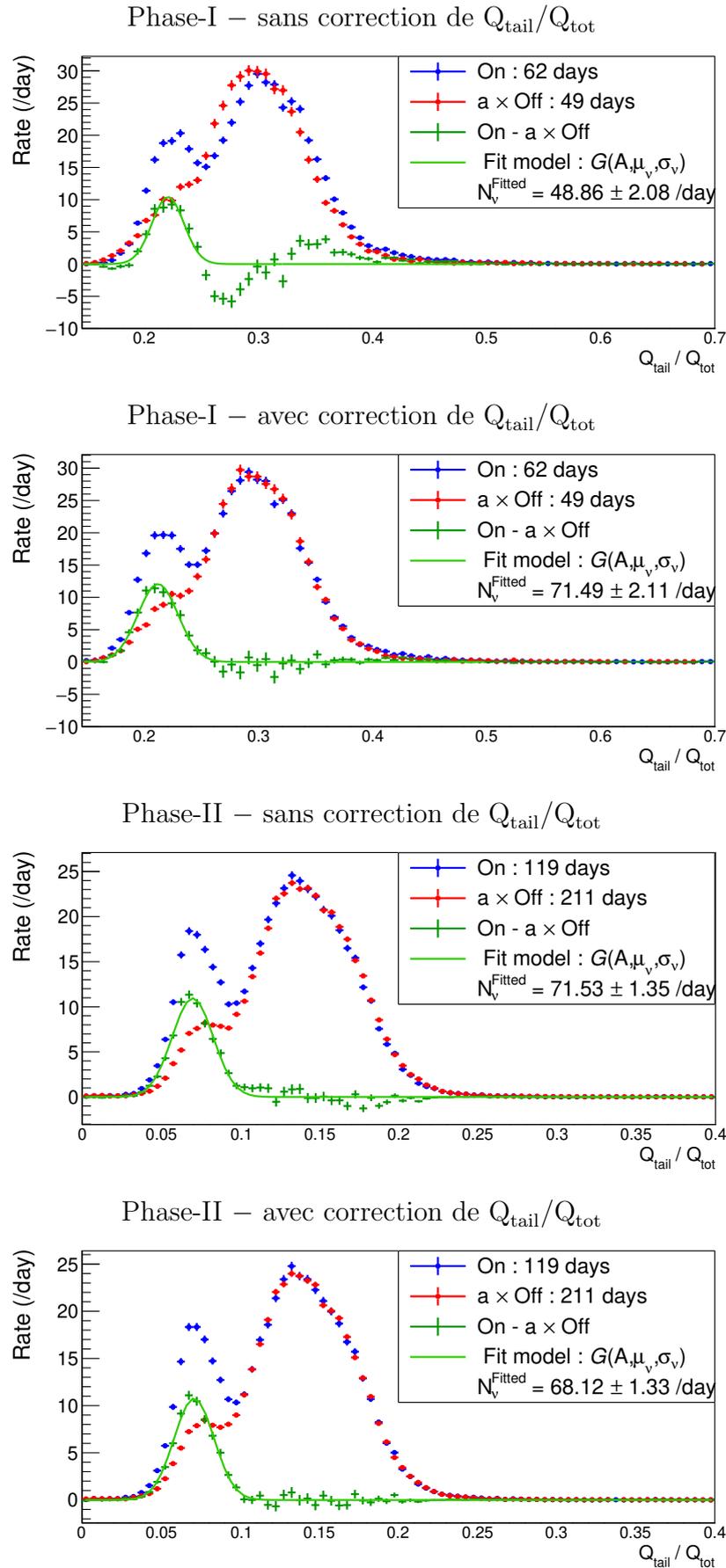
La possibilité de regroupement des six cellules pour l’obtention du spectre sommé permet d’envisager une segmentation en énergie plus fine. Ainsi, les taux d’antineutrinos seront extraits par intervalles de 250 keV pour le spectre total.

5.1.3.5 Regroupement des données pour un ajustement unique

Nous venons de voir que pour disposer d'une statistique plus importante, il est possible de réunir les données de plusieurs cellules pour un intervalle d'énergie donné. Pour diverses études à venir nécessitant encore plus de précision, il serait utile de pouvoir sommer les données sur toute la gamme en énergie et effectuer un ajustement unique, dans lequel les neutrinos conserveraient une forme gaussienne. La Figure 5.5a montre qu'il existe une déviation de la valeur μ_ν avec l'énergie, mais celle-ci reste du même ordre de grandeur que les déviations observées entre cellules sur la Figure 5.5b pour un même intervalle d'énergie, et nous avons vu que le biais associé à un tel écart était de 0.5%, ce qui est négligeable pour l'illustration présentée ici. En revanche, la largeur σ_ν varie en fonction de l'énergie, et ceci induit probablement un léger biais. Celui-ci n'a pas été quantifié par une étude mais sa valeur doit être de l'ordre du pourcent, puisque le taux total extrait pour une cellule est compatible avec la somme des taux extraits individuellement. Il est donc possible, pour des études en forme nécessitant une statistique importante, d'effectuer un unique ajustement sur les distributions regroupées de chaque couple {cellule, énergie}.

5.1.4 Impact de la correction de PSD sur l'ajustement

La correction des valeurs $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ a été déjà validée sur une source d'AmBe en Section 4.1.3.2. On propose ici d'évaluer qualitativement l'impact de cette correction appliquée aux paires corrélées en regardant directement le signal neutrino extrait par la procédure d'ajustement. La statistique sur toute la gamme en énergie d'une cellule est utilisée pour cette étude. L'effet de la correction de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sur les candidats neutrinos des Phase-I et Phase-II est montré en Figure 5.8. Pour la Phase-I où les variations des fuites de lumière étaient grandes, l'erreur commise sur le taux de neutrinos sans correction est de 32%. Il est aussi loin d'être négligeable pour la Phase-II puisqu'il engendre une différence de 5% qui est supérieure à l'erreur statistique.


 FIGURE 5.8 – Impact de la correction de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sur l'extraction de neutrinos.

5.1.5 Évaluation des biais de la fonction d'ajustement

Tout biais potentiel se répercutant directement sur le taux du signal extrait, une validation de la procédure d'ajustement mise en place est nécessaire. Afin de vérifier que les paramètres d'intérêt du modèle sont non biaisés et que les taux d'antineutrinos extraits sont compatibles avec les valeurs attendues, un générateur Monte-Carlo a été construit à l'image de la procédure d'extraction réelle. S'appuyant sur les distributions de paires corrélées mesurées en OFF et les accidentelles évaluées en OFF et en ON – toutes les distributions sauf celle concernant directement le signal neutrino – les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ nécessaires à l'extraction sont régénérées. Les taux sont fluctués afin d'obéir à la statistique poissonnienne qu'ils suivent. La distribution du ON est simplement recréée selon l'hypothèse de base de l'expérience : le bruit de fond corrélé en phase de marche du réacteur est identique à celui estimé en phase d'arrêt du réacteur. Ainsi, le ON est la somme du OFF corrélé, des accidentelles, et d'une composante gaussienne d'antineutrinos¹ dont l'intégrale et les paramètres sont connus.

De cette manière, toute incertitude sur la correction de la PSD entre les différentes phases disparaît, permettant d'explorer le biais induit par la procédure d'ajustement seule : $b_{\nu}^{\text{ajustement}}$. Celui-ci s'exprime naturellement par la différence de la valeur extraite à la valeur générée pour chaque intervalle d'énergie de chaque cellule :

$$b_{\nu}^{\text{ajustement}} = \frac{N_{\nu}^{\text{ajusté}} - N_{\nu}^{\text{généré}}}{N_{\nu}^{\text{généré}}} \quad (5.9)$$

Grâce à des milliers de pseudo-expériences répétant cette procédure, nous observons que les distributions des valeurs de biais suivent sur toute la gamme en énergie un comportement gaussien (cf. Figure 5.9). Ceci se révélera important lors de l'analyse statistique pour l'oscillation, basée sur une méthode de χ^2 . La statistique mise en jeu pour cette étude correspond à une période de 118.6 jours effectifs de données ON – soustraits des temps morts "hard" et "soft" – et 211.4 jours effectifs de données OFF. Les valeurs moyennes de biais sont présentées en Figure 5.10 pour une segmentation en énergie de 500 keV et de 250 keV. Comme attendu, la méthode d'extraction est très sensible à la statistique de l'intervalle d'énergie considéré. La valeur du biais s'élève rapidement à haute énergie pour les cellules les plus éloignées du réacteur, empêchant l'emploi d'un découpage en intervalles de 250 keV pour l'extraction par cellule. Un découpage de 500 keV, en revanche, permet de maintenir un biais très faible (< 2%) et largement inférieur à l'erreur statistique sur le signal neutrino, comprise entre 4 et 30% (cf. 6.1.2). Dans le cas du spectre sommé (carrés noirs sur la Figure 5.10 de droite), un

1. Les taux de neutrinos dans chaque couple {cellule, énergie} sont estimés en faisant passer le spectre prédit de HUBER à travers la simulation GEANT4 et en lui appliquant toutes les coupures de recherche de paires. Les positions et largeurs des gaussiennes sont estimées par la procédure d'extraction sur les données réelles.

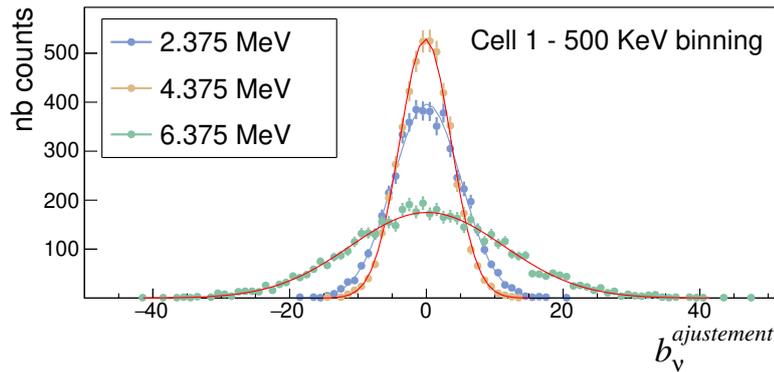


FIGURE 5.9 – Trois distributions du biais induit par la procédure d’ajustement, obtenues par 5000 pseudo-expériences, sont ajustées par des gaussiennes dont le test de χ^2 suit la valeur attendue. Le paramètre de moyenne et son erreur sont reportés pour chaque couple {cellule, énergie} sur les Figure 5.10.

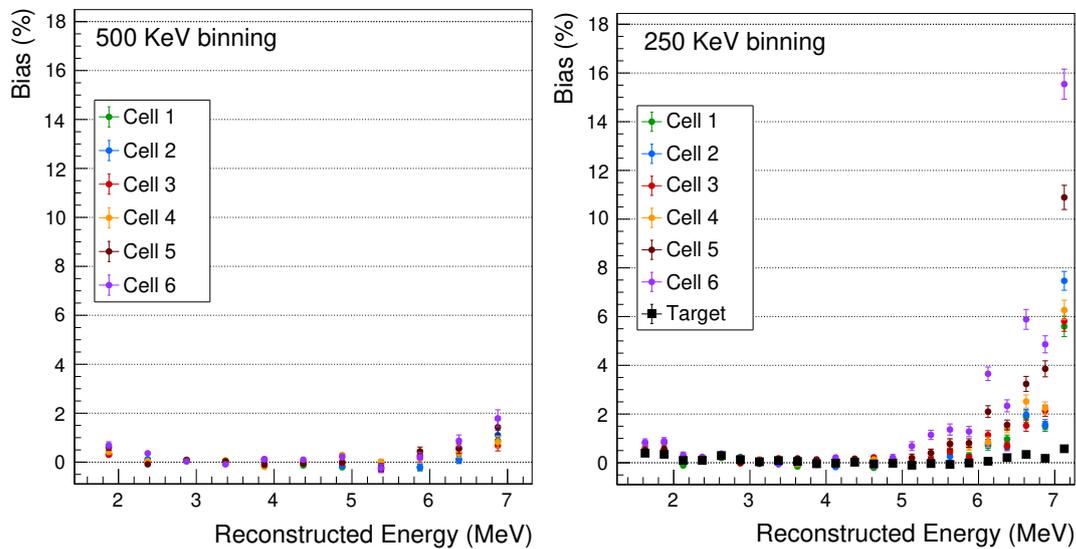


FIGURE 5.10 – Valeurs du biais de l’ajustement pour des tailles de sélections en énergie de 500 ou 250 keV. Les points noirs correspondent au biais de l’ajustement combiné des six cellules sommées.

découpage en intervalles de 250 keV est tout à fait possible puisque le biais associé reste contenu dans les 1%.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que ce biais est une propriété inhérente du maximum de vraisemblance. En effet, la valeur du biais asymptotique évolue en $1/n$ [155] lorsque l’on passe d’une taille d’intervalle d’énergie de 500 keV à 250 keV, où n représente la statistique dans l’intervalle considéré. Nous sommes donc en mesure d’appliquer une correction directe du biais sur les taux d’antineutrinos. Afin d’être utilisées, les valeurs sont reportées au chapitre suivant dans le Tableau 6.2.

5.1.6 Initialisation des paramètres et convergence

5.1.6.1 Initialisation des paramètres

Afin d'avoir le moins d'hypothèses possibles à vérifier, aucune contrainte n'est appliquée sur les paramètres de la gaussienne modélisant le signal $\bar{\nu}_e$: μ_ν , σ_ν . En revanche, une initialisation judicieuse de ces paramètres et différente selon le bin en énergie considéré est essentielle pour maximiser le taux de convergence de *Minuit*¹. Afin d'initialiser au mieux ces deux valeurs, nous procédons au préalable aux ajustements des taux sommés sur les six cellules – c'est-à-dire sur la *Target* (TG) – pour chaque intervalle d'énergie. Ceci permet d'obtenir les valeurs μ_ν^{TG} et σ_ν^{TG} pour un bin d'énergie sans risque de ne pas converger puisque le nombre d'évènement est suffisamment important. Ces valeurs ont été présentées à la Figure 5.5a et Figure 5.5c. Les ajustements des taux sommés sont eux-mêmes initialisés à partir des évènements simples (μ_γ et σ_γ) présentés sur la Figure 4.3 et dont les caractéristiques en terme de PSD sont attendues d'être proches.

5.1.6.2 Critères de convergence des ajustements

Un ajustement est accepté s'il remplit deux critères. Le premier est simplement le résultat renvoyé par le *package Minuit* de ROOT : s'il indique que la convergence n'a pas été trouvée, le résultat est rejeté. Ce cas de figure est possible si la statistique associée au signal $\bar{\nu}_e$ est trop faible par rapport au bruit de fond. Le second critère relève de la physique attendue : la gaussienne modélisant le signal neutrinos, à savoir la position (μ_ν) et la largeur (σ_ν) de celle-ci, ne doit pas être trop éloignée des valeurs attendues. On utilise comme limites les positions et largeurs extraites dans le cas du spectre sommé, qui a été effectué au préalable. Ainsi, l'ajustement est considéré comme valable si et seulement si :

$$\mu_\nu^{TG} - 2 \sigma_\nu^{TG} < \mu_\nu < \mu_\nu^{TG} + 2 \sigma_\nu^{TG} \quad \text{et} \quad \frac{1}{3} \sigma_\nu^{TG} < \sigma_\nu < 2 \sigma_\nu^{TG} \quad (5.10)$$

5.1.6.3 Taux de rejet des ajustements

Les taux de convergence de chaque couple {cellule, énergie} ont été évalués à partir des pseudo-expériences décrites à la section précédente et ont permis de définir les intervalles d'énergie pouvant être utilisés pour l'analyse des données. À basse statistique – donc à haute énergie et au plus loin du cœur du réacteur – le taux d'antineutrinos est parfois trop faible face aux fluctuations statistiques des données, menant à une mauvaise convergence. Avec la statistique actuelle et pour des bins d'énergie de 500 keV, les taux de rejet, dont les valeurs sont regroupées dans le Tableau 5.1, sont inférieurs à 2%, valeur que nous estimons suffisamment faible pour utiliser un tel binning. En revanche, pour une taille d'intervalle d'énergie de 250 keV, les ajustements rejetés par cellule atteignent les 10% à haute énergie.

1. *Package* de ROOT utilisé pour l'ajustement de données par une fonction à un ou plusieurs paramètres.

Ce binning ne peut donc pas être utilisé pour l'analyse par cellule. Il peut en revanche l'être pour le spectre sommé.

Cellule	1	2	3	4	5	6			
Énergie (MeV)	6.875	6.875	6.875	6.375	6.875	6.375	6.875	6.375	6.875
Rejet (μ_ν ou σ_ν) (%)	0.06	0.02	0.08	0.02	0.16	0.02	0.7	0.12	1.7
Rejet (<i>Minuit</i>) (%)	0	0	0.02	0	0	0	0.02	0	0

TABLEAU 5.1 – Taux de rejet du résultat dû à une mauvaise convergence de l'ajustement, par cellule et par intervalle d'énergie de 500 keV. Le critère de rejet peut être lié à *Minuit* ou à la position des neutrinos ajustés. Les couples {cellule, énergie} dont le taux de rejet est de 0% ne sont pas indiqués.

5.2 Validation de l'hypothèse de stabilité du bruit de fond

Dans la description de la méthode d'extraction, nous avons souligné l'hypothèse majeure de stabilité de la forme de la distribution de PSD du bruit de fond. En effet, la modélisation du bruit de fond corrélé des phases de réacteur-ON par celui estimé en phases de réacteur-OFF n'est justifiée que si celui-ci est stable en forme dans le temps. Nous avons mis en évidence au chapitre précédent la corrélation des taux de bruit de fond à la pression atmosphérique et au niveau d'eau dans la piscine réacteur. Il s'agit à présent de vérifier que ces variables environnantes ne changent pas la forme de la distribution de PSD. Afin de tester l'hypothèse de stabilité, deux études complémentaires sont mises en place pour chacune de ces deux variables environnementales et utilisées comme validation de la maîtrise du bruit de fond.

La première étude observe les corrélations entre reculs d'électrons ou reculs de protons avec la variable en question – pression atmosphérique ou niveau d'eau dans la piscine réacteur – à l'aide d'une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Ceci permet de plus d'extraire le coefficient de corrélation et la valeur du paramètre de normalisation globale attendu entre deux périodes soumises à différentes conditions.

La deuxième étude utilise le programme d'extraction des taux neutrinos présenté à la section précédente, dans lequel la valeur des neutrinos a été fixée à zéro. Le paramètre de normalisation globale doit alors rendre compte de la différence attendue estimée par la première étude.

5.2.1 Pression atmosphérique

5.2.1.1 Étude de la corrélation des taux en utilisant une coupure en $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$

Nous étudions ici la dépendance des différentes populations de bruit de fond avec la pression atmosphérique. Les paires corrélées sélectionnées lors des périodes d'arrêt du réacteur sont pour cela séparées entre reculs d'électron et reculs de proton, pour chaque cellule l et chaque intervalle d'énergie i , selon les critères établis en Section 4.1.4 :

$$\begin{aligned} \text{PSD}_{\text{recul-e}} &< \mu_{\gamma}^{l,i} + x \cdot \sigma_{\gamma}^{l,i} \quad \text{avec } x = 2.0 \\ \text{PSD}_{\text{recul-p}} &> \mu_{\gamma}^{l,i} + x \cdot \sigma_{\gamma}^{l,i} \quad \text{avec } x = 2.5 \end{aligned} \quad (5.11)$$

où les μ_{γ} et σ_{γ} sont les paramètres caractérisant la PSD des événements simples γ . Les taux de bruit de fond montrent sur la Figure 5.11 une anti-corrélation linéaire au premier ordre et compatible entre les deux populations de reculs. Le coefficient pondéré moyen est de $(-0.616 \pm 0.24) \text{ } \%/ \text{hPa} / R_{\text{ref}}$. Il est cohérent avec le résultat trouvé en Équation 4.13 et permet d'estimer une différence de normalisation d'environ 2.5% entre les phases de ON et de OFF correspondant aux 3.7 hPa de différence mesurés. Nous avons vérifié que les coefficients de corrélation étaient compatibles pour différents intervalles d'énergie, ce qui permet de conclure que dans la précision impartie, la pression atmosphérique affecte de manière identique toute la gamme en énergie utilisée pour l'analyse.

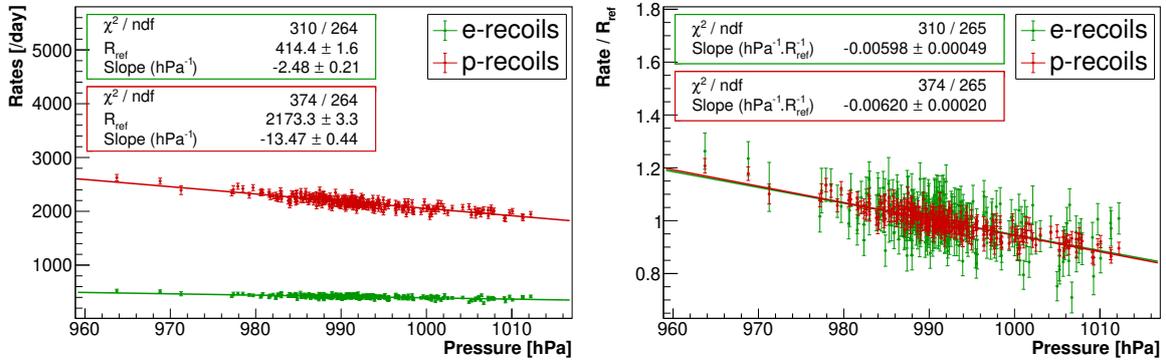


FIGURE 5.11 – Taux de reculs d'électron et de reculs de proton en fonction de la pression atmosphérique. À droite, les taux ont été divisés par la valeur de leur taux à pression moyenne afin d'être comparés entre eux.

5.2.1.2 Étude de stabilité en forme

Pour l'étude qui suit, les données de réacteur-OFF ont été séparées en deux lots : la première séquence contient les hautes pressions, avec 95 jours de temps effectif d'acquisition et une valeur moyenne de 996 hPa, et la deuxième les basses pressions, avec 96 jours de temps effectif et une moyenne de 986 hPa. L'écart total est de 10 hPa et ces séquences ne sont pas consécutives en temps. Le niveau d'eau contenu dans la piscine réacteur est de même valeur entre les deux périodes, permettant de n'étudier que l'effet de la pression. Ces deux jeux

de données sont ensuite traités par le programme d'extraction des taux de neutrinos (5.1), à la seule différence que la composante gaussienne modélisant habituellement les neutrinos est maintenant fixée à zéro. La minimisation s'effectue pour le reste de la même manière, et notre intérêt dans cette analyse se porte sur le paramètre de normalisation globale \mathbf{a} et sur l'étude des résidus entre les deux jeux de données. Afin d'accumuler une statistique plus importante, les évènements des différentes cellules et segments en énergie ont été sommés.

Résidus Le ratio des parties corrélées des deux périodes, présenté en Figure 5.12, est centré sur 1 et témoigne d'une excellente stabilité en forme du $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sous variation de la pression atmosphérique, avec un $\chi^2/ndf = 32.44/32$. Même si les résidus sont bons pour le cas où tous les bins en énergie et cellules ont été sommés, il est possible que l'hypothèse de stabilité du bruit de fond ne soit pas validée individuellement, pour chaque intervalle d'énergie de chaque cellule. L'étude des résidus a donc été effectuée pour chaque couple {cellule, énergie}. Les résidus étaient tous compatibles avec 1 dans l'incertitude statistique. Nous en présentons une partie – tous les intervalles en énergie de la cellule 1 – en Annexe B.2.1.

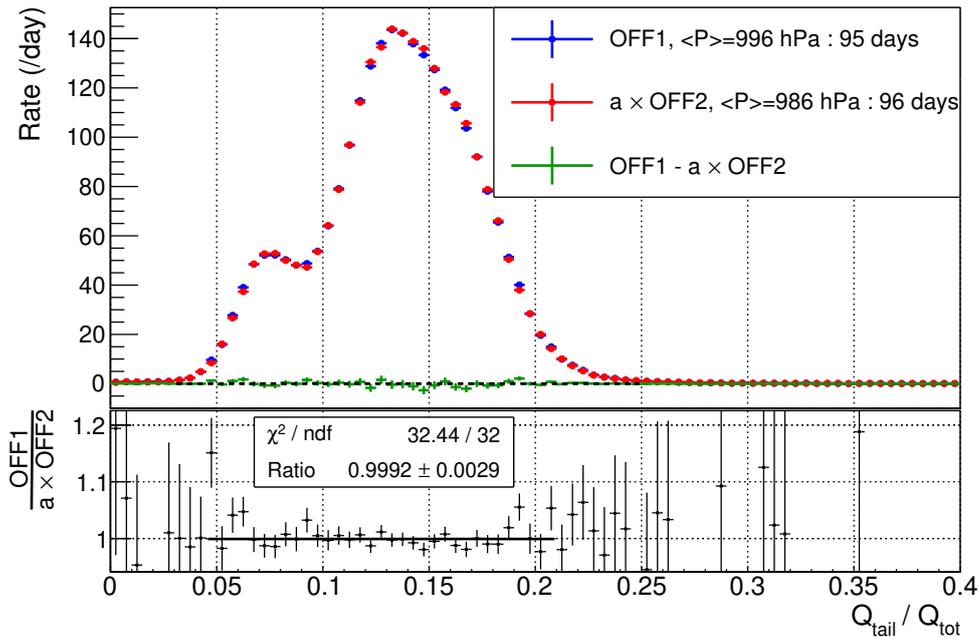


FIGURE 5.12 – Figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ regroupant les données acquises sous pression atmosphérique haute (OFF1) et basse (OFF2), à niveau d'eau dans la piscine réacteur constant. Pour augmenter la statistique, toutes les cellules et segments d'énergie ont été réunis. Le facteur de normalisation globale corrigé des temps effectifs de chaque période \mathbf{a}^{Teff} (avec $\text{OFF1} = \mathbf{a} \times \text{OFF2}$) est égal à $(93.3 \pm 0.26)\%$. Cette normalisation est compatible avec la dépendance des taux attendue pour un écart de $\Delta P = 10$ hPa. Le ratio des figures démontre la stabilité en forme du $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

Normalisation globale Le paramètre de normalisation issu de l'ajustement est corrigé des temps effectifs de chaque période, soit du ratio 95/96 jours, de manière à ce que la pression atmosphérique soit le seul effet pouvant expliquer une déviation par rapport à 1. La valeur

obtenue, ($a^{T_{\text{eff}}} = 93.3 \pm 0.26$)% est compatible avec la valeur attendue par l'étude proposée en Section 5.2.1.1 et pour une différence de 10 hPa, soit (93.8 ± 0.30)%. La différence de norme est donc entièrement expliquée par l'effet de pression, mais il se pourrait que celui-ci soit inhomogène sur l'ensemble de la gamme en énergie. Pour vérifier ce point, les paramètres $a^{l,i}$ issus de l'ajustement de chaque {cellule, énergie} ont été analysés. Leurs valeurs sont regroupées en Figure 5.13 et indiquent un effet homogène sur l'ensemble du détecteur et sur toute la gamme en énergie.

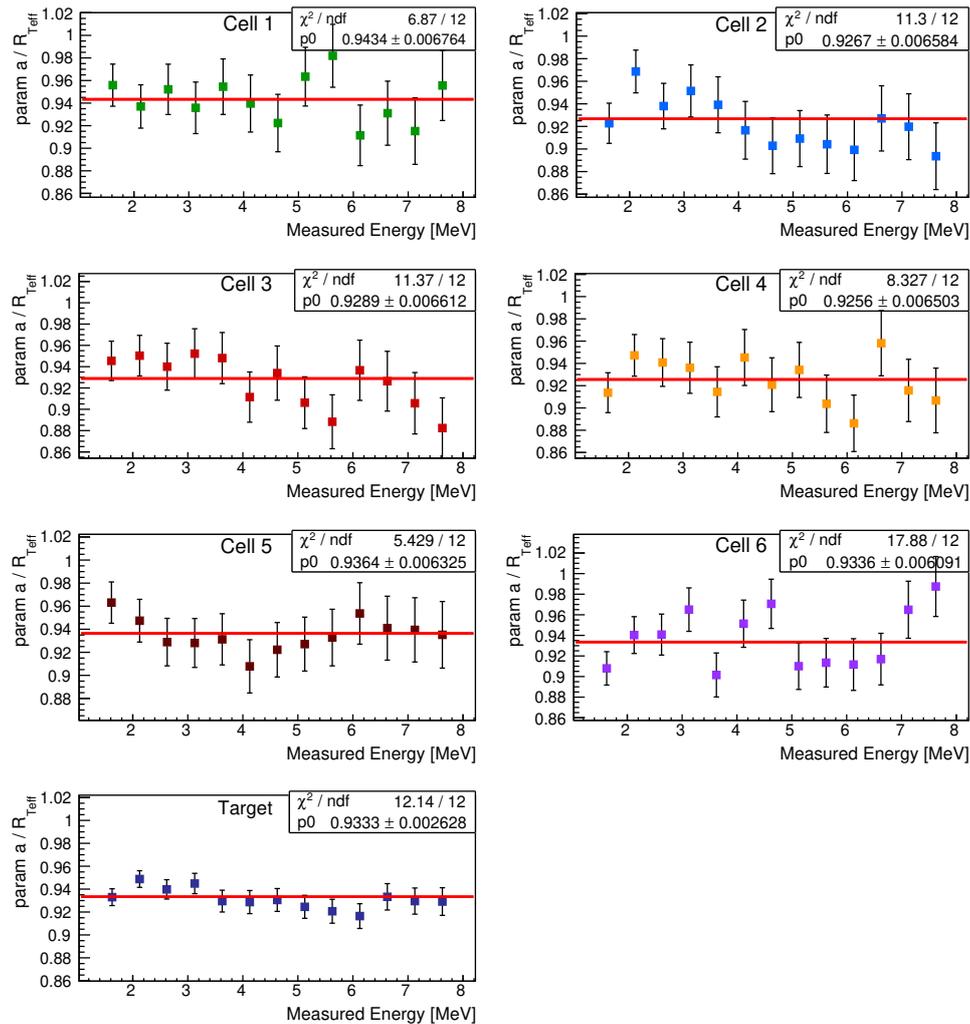


FIGURE 5.13 – Paramètres de normalisation issus de l'ajustement entre les périodes de OFF à basse pression et de OFF à haute pression. Dans le but de pouvoir interpréter les déviations de a par rapport à 1 par l'effet de la pression atmosphérique, les paramètres ont été renormalisés par la différence des temps effectifs de chaque période $R_{T_{\text{eff}}}$. Pas de systématiques n'est observée en fonction de l'énergie ni de la cellule, permettant de conclure que la pression impacte de manière égale la gamme en énergie du bruit de fond.

5.2.2 Niveau d'eau dans la piscine réacteur

5.2.2.1 Étude de la corrélation des taux en utilisant une coupure en $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$

La même étude est appliquée pour la stabilité du $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ face aux variations du niveau d'eau situé dans la piscine du réacteur, qui peut être visualisée sur la Figure 2.4. Ces variations témoignent principalement d'un passage de piscine pleine (~ 15 m) à piscine vide (~ 7 m) lors des phases de réacteur-ON à OFF. Cependant, il arrive que la piscine soit remplie alors que le réacteur est à l'arrêt. De même que pour la pression, les populations de reculs d'électron et de proton sont séparées en utilisant les coupures décrites en Équation 5.11. On observe sur la Figure 5.14 que les corrélations pour chaque population sont très faibles – de l'ordre de $(-0.12 \pm 0.03)\%/h\text{Pa}/R_{\text{ref}}$ – mais néanmoins non compatibles avec zéro. La valeur est cohérente avec celle qui avait été trouvée en sommant l'ensemble des candidats-IBD en Équation 4.13. Pour les écarts de niveau observés entre les phases de réacteur-ON et OFF, 8 m, la différence de normalisation attendue est de 1%. L'effet dû à la variation du niveau d'eau est donc très faible mais quantifiable.

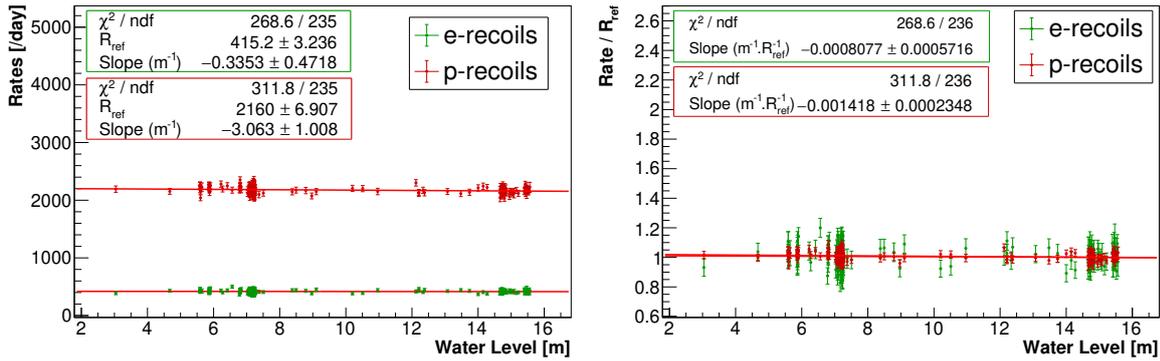


FIGURE 5.14 – Taux de reculs d'électron et de reculs de proton en fonction du niveau d'eau dans la piscine située au dessus du cœur du réacteur. À droite, les taux ont été normalisés à la valeur de leur taux à hauteur d'eau moyenne afin d'être comparés entre eux.

5.2.2.2 Étude de stabilité en forme

Les données OFF sont ensuite regroupées en niveaux haut et niveaux bas et la statistique de chaque cellule et intervalle d'énergie est sommée. L'écart entre les deux jeux de données est de 8 m, mais une différence de pression de 1.6 hPa est aussi présente. Le traitement par le programme d'extraction des neutrinos permet par la suite d'obtenir le coefficient de normalisation globale ainsi que la distribution des résidus de la comparaison des données.

Résidus Le ratio des parties corrélées des deux périodes, présenté en Figure 5.15, est centré sur 1. Son ajustement par un polynôme d'ordre 1 témoigne d'une excellente stabilité en forme du $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, avec un $\chi^2/\text{ndf} = 27/32$. De la même manière que pour la pression, l'ensemble

des couples {cellule, énergie} a été étudié mineutieusement afin de valider l'hypothèse de stabilité de la forme de la PSD.

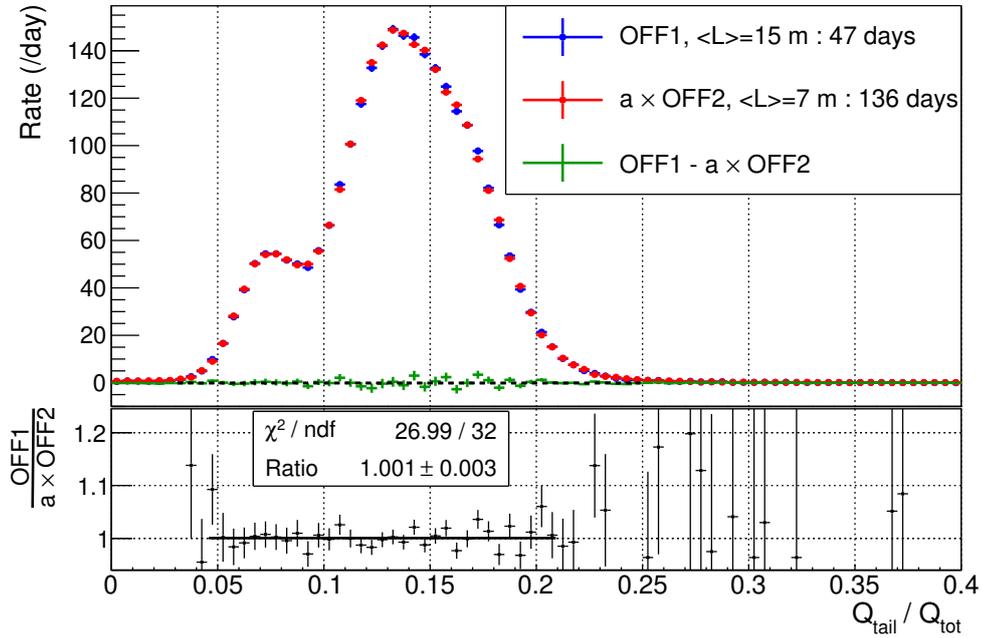


FIGURE 5.15 – Figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ regroupant les données acquises en configuration de niveau d'eau (L) dans la piscine réacteur haut (OFF1) et bas (OFF2), avec une différence de pression atmosphérique de 1.6 hPa. Pour augmenter la statistique, toutes les cellules et segments d'énergie ont été réunis. Le facteur de normalisation globale corrigé des temps effectifs de chaque période ainsi que de l'effet de pression $\mathbf{a}^{\text{Teff}} + \text{pression}$ (avec OFF1 = $\mathbf{a} \times \text{OFF2}$), est égal à $(98.9 \pm 0.26)\%$. Cette normalisation est compatible avec la dépendance des taux attendue pour un écart de $\Delta L = 8$ m. Le ratio des figures démontre la stabilité en forme du $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

Normalisation globale Dans le cas présent, le paramètre de normalisation corrigé des temps effectifs englobe deux effets combinés : le niveau d'eau et la pression atmosphérique. Ayant déjà évalué l'effet de cette dernière au paragraphe précédent, nous pouvons corriger le paramètre de normalisation de la différence de pression de 1.6 hPa et déduire la contribution due au niveau d'eau. Celle-ci donne un paramètre de normalisation égal à $(98.9 \pm 0.26)\%$ et est compatible avec la valeur attendue par l'étude proposée en Section 5.2.2.1 soit $(99.0 \pm 0.4)\%$ pour une différence de $\Delta L = 8.04$ m. Ce résultat constitue un test solide des corrections combinées des effets de pression et de niveau d'eau. De la même manière que pour l'étude de la pression atmosphérique, les paramètres de normalisation obtenus individuellement pour chaque cellule et intervalle d'énergie sont étudiés (Figure 5.16). La piscine d'eau se trouvant bien à l'avant du détecteur, nous pourrions envisager un impact plus important sur les premières cellules qu'à l'arrière du détecteur. Cependant, les paramètres de normalisation par cellule sont compatibles entre eux dans la statistique présente, n'appuyant pas l'hypothèse imaginée. L'impact du niveau d'eau est donc considéré comme homogène sur le détecteur.

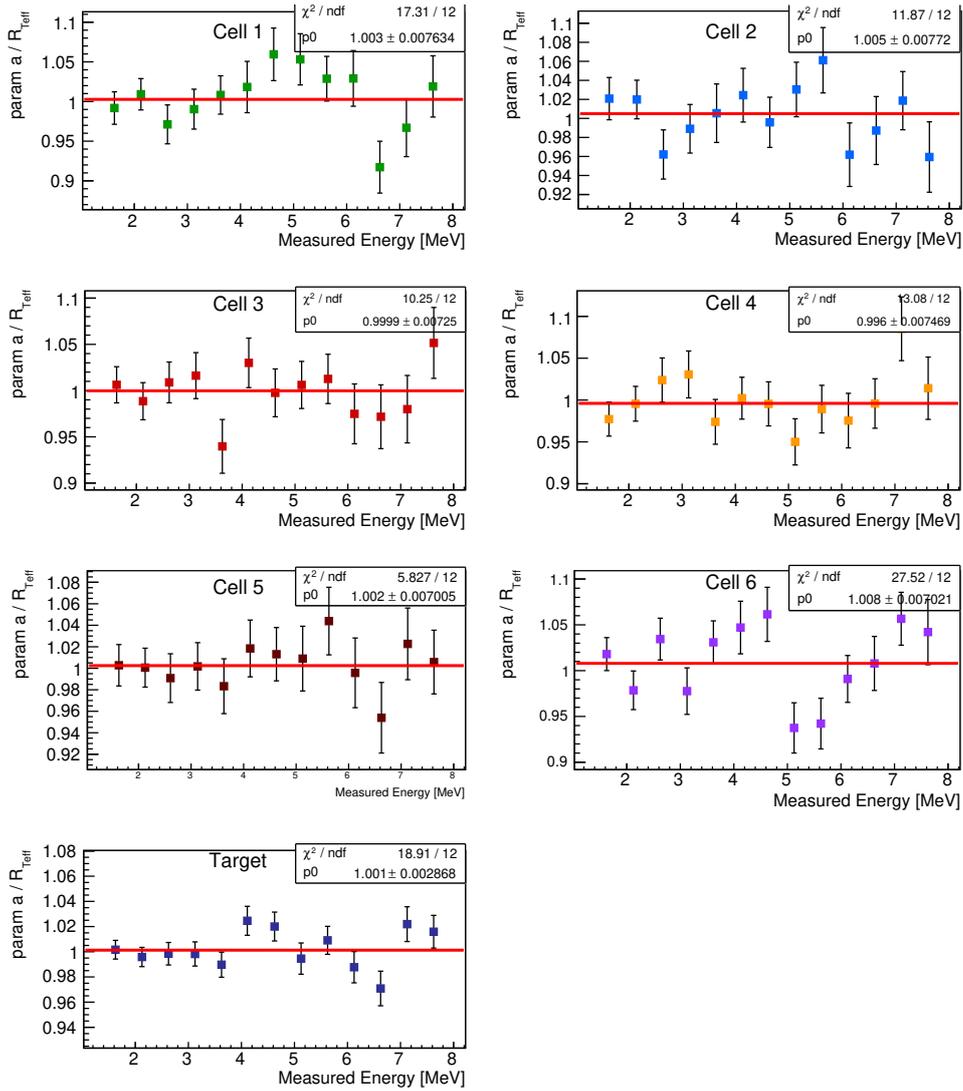


FIGURE 5.16 – Paramètres de normalisation issus de l’ajustement entre les périodes de OFF à piscine vide et de OFF à piscine pleine. Dans le but de pouvoir interpréter les déviations de a par rapport à 1 par l’effet du niveau d’eau dans la piscine, les paramètres ont été renormalisés par la différence des temps effectifs de chaque période $R_{T_{\text{eff}}}$. Pas de systématiques n’est observée en fonction de l’énergie ni de la cellule, permettant de conclure que le niveau d’eau impacte de manière égale la gamme en énergie et la répartition spatiale du bruit de fond.

5.2.3 Stabilité en temps

La Figure 5.17 présente l’évolution des taux de candidats corrélés – soustraits des accidentelles – en fonction du temps et séparés entre reculs d’électron et reculs de proton, où les deux populations sont décrites par l’équation 5.11. Une correction de pression, dont l’effet est visible sur les paires non corrigées en gris, a été appliquée ainsi qu’une correction du niveau d’eau. Les coefficients utilisés pour ces corrections sont ceux qui ont été extraits dans les études présentées dans les sections précédentes. Les incertitudes statistiques sur les taux par jour ont été propagées en utilisant la somme des dérivées partielles. On observe 4 périodes de OFF et 3 périodes de ON.

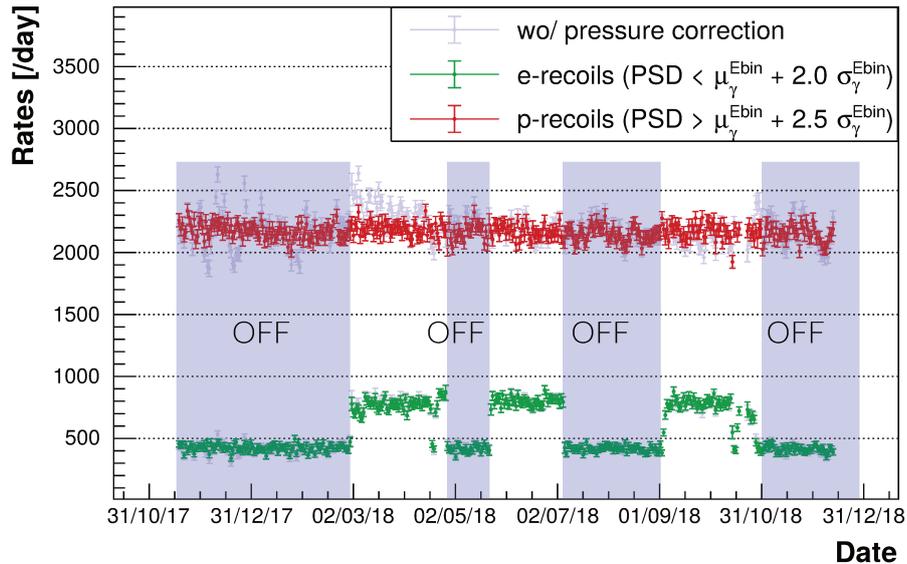


FIGURE 5.17 – Décomposition des candidats-IBD issus de la recherche paire en reculs d'électron et de proton en fonction du temps. Des problèmes techniques à l'ILL ont fait survenir des arrêts brutaux du réacteur au milieu des phases de réacteur-ON 1 et 3.

Même si les taux paraissent stables dans le temps, des effets de l'ordre de grandeur du pourcent pourraient être présents. La méthode déjà utilisée pour les études des sections précédentes, à savoir une comparaison de la forme des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ de deux périodes en temps de bruit de fond corrélé, nous permet d'obtenir un résultat quantifié et plus précis. Les périodes comparées sont ici les deux jeux suivants : OFF1 avec OFF3, et OFF1 avec OFF4. Alors que les résidus sont bons pour la première comparaison, avec un χ^2 réduit de $36.53 / 32$, ceux de la deuxième comparaison indiquent un excès d'environ $(6 \pm 3)\%$ au maximum d'amplitude et localisé aux valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} \sim 0.1$. Une corrélation avec l'énergie ou la cellule n'a pas été mise en évidence. Il est tout de même intéressant de noter que la déviation ne se trouve pas complètement sous la partie des reculs de proton ou des reculs d'électrons. Ainsi, le coefficient de normalisation globale n'est que peu influencé, ce qui est visible sur la figure de droite puisque le ratio est très légèrement inférieur à 1, voir presque compatible, entre 0.12 et 0.2 de PSD. Le ratio en dessous de 0.08 est compatible avec 1, ce qui laisse penser que la partie de reculs d'électrons ne sera pas surestimée lors du report aux phases de réacteur-ON. Les causes de cette déviation, survenue à partir de décembre 2018-janvier 2019, sont encore en cours d'investigation au sein de la collaboration.

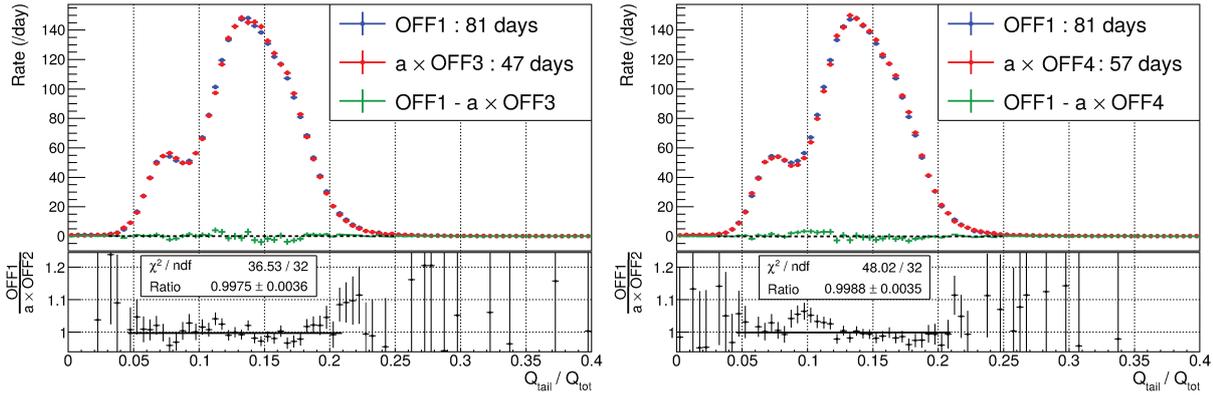


FIGURE 5.18 – Figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ regroupant les données acquises en OFF1 et OFF4 (se reporter à la Figure 5.17). Toute la statistique composant les différentes cellules et intervalles d'énergie a été réunie afin de déceler des effets non visibles dans le cas d'une segmentation trop importante. Le ratio des figures indique pour la comparaison des OFF1 et OFF3 une stabilité en forme de la PSD, mais une déviation de $\sim 6\%$ au maximum d'amplitude est observée pour les OFF1 et OFF4.

5.2.4 Bruit de fond corrélé induit par le réacteur

Si les mesures réalisées en réacteur-OFF permettent d'étudier le bruit de fond d'origine cosmique, elle n'apportent pas d'informations quant à un bruit de fond corrélé qui serait engendré par le réacteur lui-même. Selon la distribution de PSD de ce type de bruit, on peut distinguer trois cas différents pour le bruit corrélé induit par le réacteur :

1. S'il ne peuple que la partie des reculs de protons, les taux de $\bar{\nu}_e$ seront sous-estimés¹.
2. S'il ne peuple que la partie des reculs d'électrons, les taux de $\bar{\nu}_e$ seront surestimés.
3. S'il peuple de manière similaire au OFF la partie des reculs d'électrons, il n'y aura aucun impact sur les taux de $\bar{\nu}_e$ extraits.

Le type de bruit envisagé ici est principalement induit par des neutrons rapides parvenant à pénétrer dans le détecteur et provoquant soit des reculs de proton dans le LS avant de se thermaliser et d'être capturés (cas 1), soit des doubles captures radiatives après thermalisation (cas 2). Or, la probabilité que deux neutrons rapides du réacteur traversent les couches successives de blindages (cf. Section 2.2.3) dans une fenêtre de $70 \mu\text{s}$ est très faible. Le cas 2 peut donc être négligé et c'est le cas 1 qui est le plus probable. Le spectre des neutrons rapides émis par la fission dans le réacteur devient négligeable après 10 MeV. Les protons étant soumis au phénomène de *quenching* avec un facteur d'environ 2.5, le bruit induit par le réacteur, s'il existe, est attendu à basse énergie ($< 4 \text{ MeV}$). Ceci nous permet de poser une limite haute en énergie. Subissant de plus de nombreuses diffusions dans les tubes d'extraction et sur les différents matériaux entre le cœur et STEREO, il est très improbable d'avoir de telles énergies au niveau du détecteur.

1. Selon la méthode d'extraction décrite en Section 5.1.1.2, le OFF sera normalisé sur la partie de reculs de proton du ON par l'intermédiaire du paramètre \mathbf{a} et ainsi surestimé dans la partie des reculs d'électrons.

Afin de rechercher un excès de protons en phases de réacteur-ON, les taux d'évènements identifiés comme protons selon la coupure 4.1.4 parmi les candidats-IBD sont ajustés par des polynômes d'ordre 0, pour chaque intervalle d'énergie et pour chaque période de réacteur-OFF et de réacteur-ON, selon le découpage de la Figure 5.17. Les taux obtenus sur les six cellules ont été sommés pour augmenter la statistique. Ils ont été corrigés des effets de variations de la pression et du niveau d'eau dans la piscine réacteur. Les différences entre les taux ($\Delta R_p^{\text{ON-OFF}}$) sont présentées pour chaque intervalle de la gamme d'énergie en Figure 5.19. Un excès de protons significatif à 2σ en réacteur-ON est observé dans le premier intervalle d'énergie [1.625-2.125 MeV] :

$$\frac{\Delta R_p^{\text{ON-OFF}}}{R_p^{\text{OFF}}} = (1.6 \pm 0.8)\% \quad [1.625-2.125 \text{ MeV}] \quad (5.12)$$

Ceci indique un potentiel bruit corrélé induit par le fonctionnement du réacteur, à basse énergie.

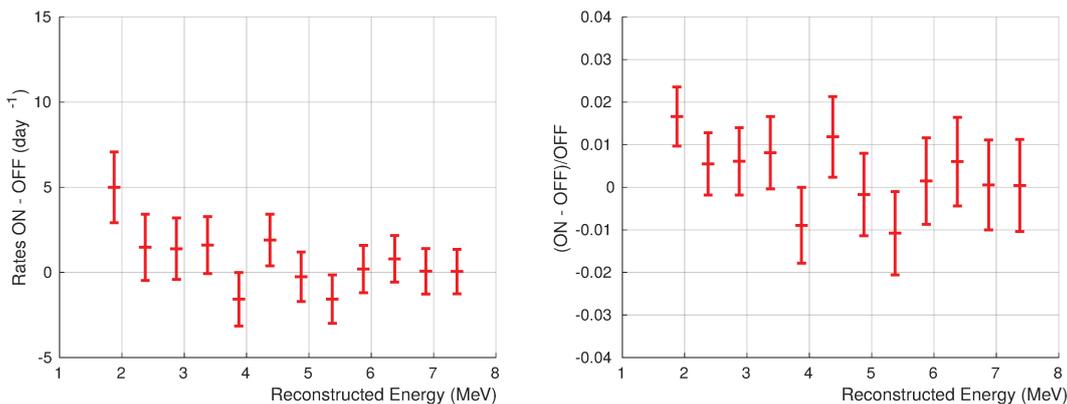


FIGURE 5.19 – Différence entre les taux de candidats-IBD identifiés comme reculs de protons dans la période de réacteur-ON et dans la période de réacteur-OFF. (Gauche) Différence absolue. (Droite) Différence relative.

En considérant le signal-sur-bruit à cette énergie¹ – $S/B = 0.6$ – l'impact sur le signal neutrino est au maximum de 2.7 %. Cette incertitude systématique est dénotée α^{reactor} . Sachant que l'erreur statistique obtenue sur le taux de $\bar{\nu}_e$ extraits dans cet intervalle d'énergie varie de 7% à 10% suivant la cellule (cf. Section 6.1.2), la contribution du terme α^{reactor} peut être négligé.

5.3 Validation des ajustements de la Phase-II

Afin de valider les ajustements effectués sur les périodes de ON de la Phase-II, plusieurs outils sont utilisés. Il s'agit d'une part de valider la valeur du paramètre de normalisation du

1. Le signal-sur-bruit est calculé en utilisant une coupure sur l'observable de PSD correspondant à la partie des reculs d'électron.

bruit de fond entre réacteur-ON et réacteur-OFF, et d'autre part, d'évaluer la qualité des ajustements grâce à l'étude des ratios de vraisemblance et des résidus.

5.3.1 Normalisation du bruit de fond

Lors de l'ajustement des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des périodes de réacteur-OFF et de réacteur-ON, le paramètre de normalisation globale \mathbf{a} , largement décrit dans les deux sections précédentes, est laissé totalement libre. Sa valeur finale n'est donc pas la même pour les différents couples {cellule, énergie}. Puisqu'aucune raison évidente ne justifie de dépendance avec l'énergie, une validation importante consiste en la vérification que tous les paramètres de normalisation d'une cellule sont compatibles entre eux.

Compatibilité des valeurs dans une cellule Le résultat de cette étude est présenté en Figure 5.20 et témoigne d'une répartition homogène des valeurs autour de l'ajustement constant, suffisante à valider notre hypothèse. Toutefois, le χ^2/ndf obtenu pour le spectre sommé (noté "Target" sur la figure) révèle probablement des déviations légèrement trop grandes, mais sans systématique prononcée. Sachant qu'une surestimation du paramètre \mathbf{a} se répercute directement sur le signal neutrino, l'évolution des valeurs de ces paramètres sera à surveiller dans le futur.

Paramètre de normalisation commun à une cellule donnée L'implémentation d'un paramètre de normalisation commun par cellule a été étudiée. Outre la difficulté pour ROOT de gérer un nombre de paramètres libres avoisinant les 1000, le fait d'imposer un paramètre commun empêche certains intervalles de converger – par exemple, l'intervalle d'énergie [4.125 - 4.625] MeV de la cellule 4. Le résultat renvoyé par Minuit (ROOT) est alors faux pour l'intégralité des intervalles en énergie de cette cellule et l'ajustement est stoppé en cours d'exécution. Cette option ne peut donc pas être utilisée ou une étude approfondie est nécessaire.

Interprétations sur la maîtrise du bruit de fond Il est à noter que le paramètre \mathbf{a} tracé sur la même figure (cf. Figure 5.20) a été corrigé de la différence des temps effectifs d'acquisition ($R_{\text{Teff}} = \frac{\text{Teff}_{\text{ON}}}{\text{Teff}_{\text{OFF}}} = \frac{119}{211} j$). De cette manière, toute déviation restante par rapport à 1 peut être interprétée par les variations de pression et de niveau d'eau, c'est-à-dire les deux grandeurs mises en évidence en Section 5.2. Un écart trop important à la valeur attendue signerait la présence d'une variable additionnelle provoquant un changement de norme entre le ON et le OFF. Une différence de normalisation résiduelle de $(2.1 \pm 0.24)\%$ subsiste entre les phases d'arrêt et de marche sélectionnées. En parallèle, nous pouvons estimer grâce aux corrélations trouvées en Section 5.2.1.1 et 5.2.2.1 la valeur provenant des contributions de la pression ($\Delta P = 988.5 - 992.2 = -3.7$ hPa, soit 2.55%) et du niveau d'eau dans la piscine

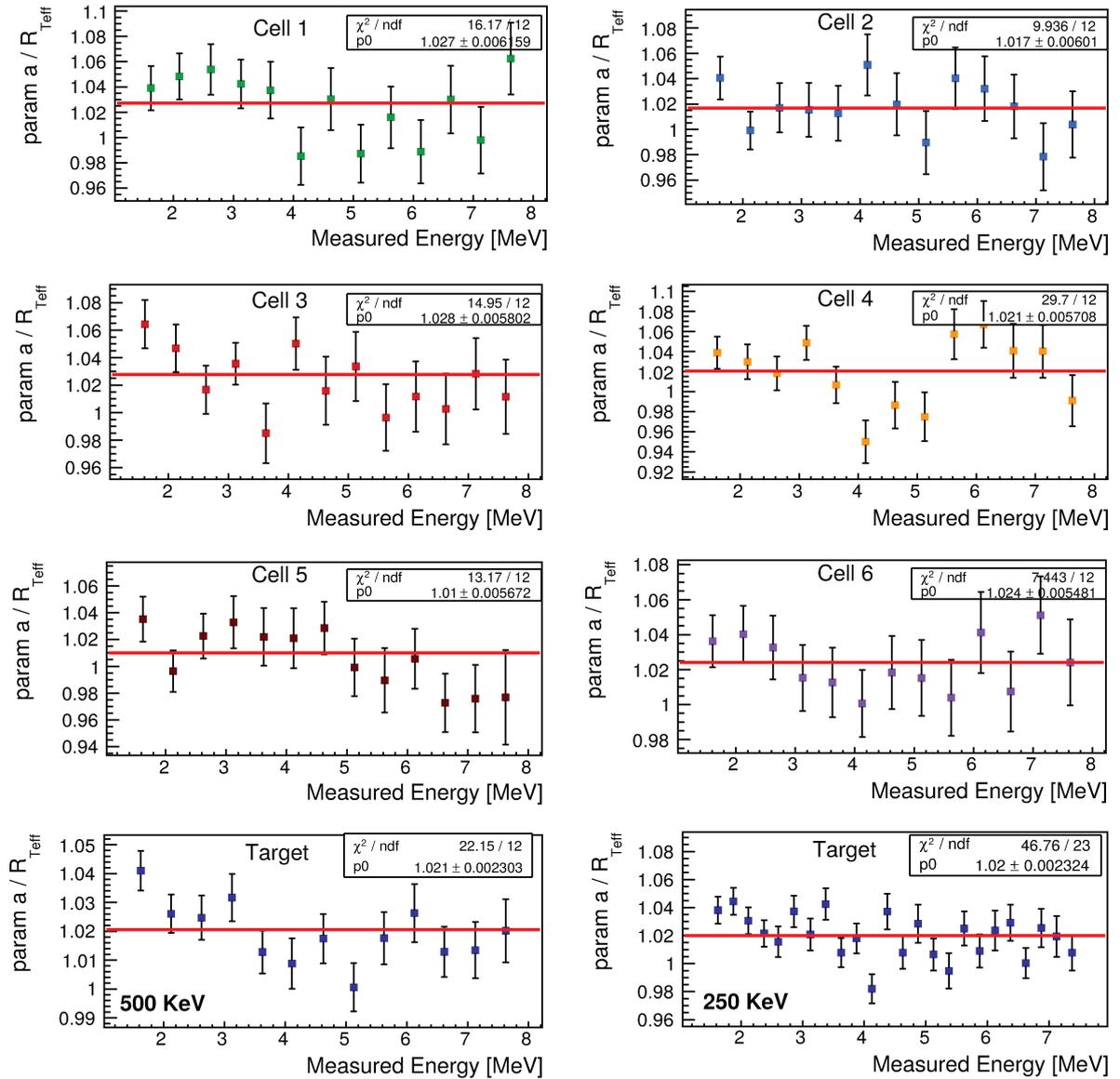


FIGURE 5.20 – Paramètre de normalisation globale a issu de l’ajustement de chaque cellule et de chaque intervalle d’énergie. Une renormalisation de ce paramètre par la différence de temps effectifs de chaque période ($R_{\text{Teff}} = \frac{\text{Teff}_{\text{ON}}}{\text{Teff}_{\text{OFF}}} = \frac{119}{211} \frac{j}{j}$) a été effectuée pour pouvoir interpréter les déviations de a par rapport à 1 par les effets physiques pouvant provoquer des différences de norme entre les bruits de fond ON et OFF.

réacteur ($\Delta L = 15.4 - 8.9 = 6.5$ m, soit -0.975%). L’addition des deux termes ($1.58 \pm 0.3\%$) ne permet pas tout à fait d’expliquer la différence résiduelle de ($2.1 \pm 0.24\%$), avec un écart légèrement inférieur à 2σ . Même si l’étude d’effets si fins devient complexe de par le manque de statistique, une explication potentielle peut être la présence de bruit de fond corrélé induit par le réacteur.

5.3.2 Test de vraisemblance

La fonction de vraisemblance \mathcal{L} employée pour l’ajustement des données (cf. Équation 5.6) peut être utilisée, de par sa définition, comme un test fort de l’accord entre données et

modèle (cf. [153]). À partir des pseudo-expériences introduites à la Section 5.1.5, la densité de probabilité (*p.d.f.*¹) de la grandeur minimisée $-2 \ln \lambda$ pour un couple {cellule, énergie} est construite. Sa comparaison avec la valeur obtenue dans les données permet d'obtenir la *p-value*, définie comme l'intégrale de la *p.d.f.* entre la valeur mesurée et l'infini. La valeur de la *p-value* donne une interprétation statistique rapide et quantitative de l'accord entre données et modèle. Une faible valeur de la *p-value* est prise comme preuve d'un mauvais ajustement.

En réalité, il n'est pas forcément nécessaire d'utiliser les *p.d.f.* reconstruites si l'on vérifie que celles-ci suivent une loi de χ^2 à n degrés de liberté². Cette vérification est effectuée pour l'ensemble des cellules et intervalles d'énergie, et deux exemples sont montrés en Figure 5.21. Elle signifie que les taux suivent finalement une statistique gaussienne, l'ajustement étant probablement dominé par les bins de PSD à grand nombre de coups. Moyennant l'estimation du nombre de degrés de liberté de la minimisation, cela permet de calculer directement la *p-value* en utilisant les lois de χ^2 . Les *p-values* sont contrôlées pour chaque couple {cellule, énergie} et ne montrent pas de déviations, même aux hautes énergies. Les valeurs sont regroupées dans le Tableau 5.2.

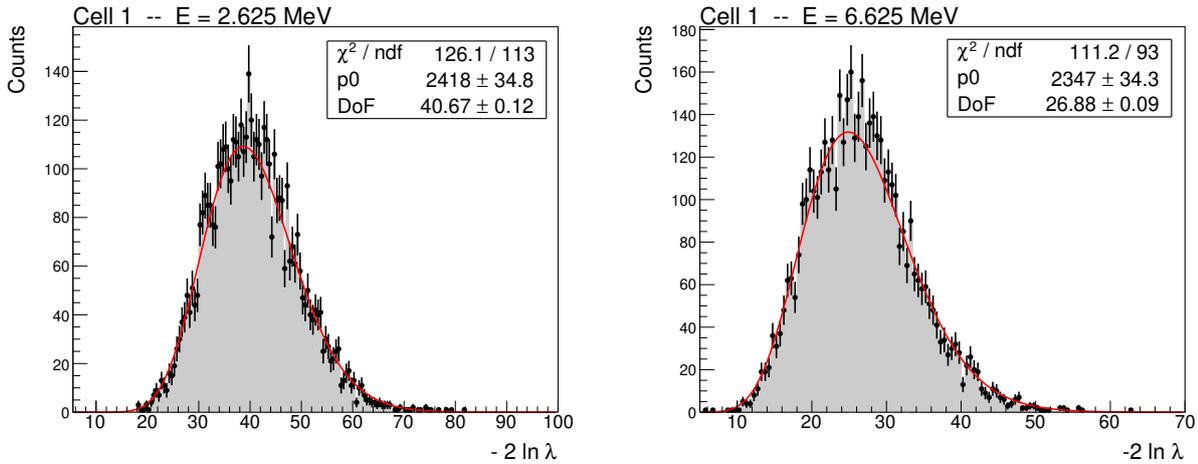


FIGURE 5.21 – Densités de probabilités de la grandeur $-2 \ln \lambda$ pour deux intervalles d'énergie de la cellule 1, issues des ajustements de 5000 pseudo-expériences. Les *p.d.f.* sont ajustées par deux lois de χ^2 à ~ 41 et ~ 27 degrés de liberté (DoF), démontrant que de telles lois peuvent être utilisées dans le calcul de la *p-value* qui permettent la quantification de l'accord entre données et modèle. Le nombre de degrés de liberté décroît progressivement en fonction de l'intervalle d'énergie. Ceci est dû à la contraction de la figure de PSD à haute énergie, diminuant ainsi le nombre de points à ajuster.

1. Density probability function.

2. On a pris soin de minimiser la grandeur $-2 \ln(\lambda)$, où λ définit le ratio de vraisemblance (cf; Section 5.1.1.2) et le facteur 2 permet la comparaison du χ^2 et de la vraisemblance.

Énergie (bin)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Cellule											
1	0.55	0.95	0.65	0.38	0.28	0.2	0.38	0.7	0.19	0.95	0.81
2	0.62	0.82	0.44	0.9	0.35	0.09	0.79	0.48	0.07	0.83	0.78
3	0.29	0.75	0.3	0.43	0.18	0.13	0.86	0.49	0.57	0.99	0.78
4	0.13	0.51	0.09	0.79	0.03	0.43	0.51	0.32	0.91	0.73	0.99
5	0.53	0.37	0.34	0.94	0.19	0.53	0.07	0.02	0.92	0.66	0.61
6	0.07	0.69	0.80	0.99	0.83	0.35	0.69	0.18	0.99	0.93	0.43

TABLEAU 5.2 – *p-values* obtenues pour les ajustements des données de la Phase-II pour chaque couple {cellule, énergie}. Les 11 intervalles d'énergie sont compris entre 1.625 et 7.125 MeV et de taille 500 keV.

5.3.3 Évaluation des résidus

Alors que le minimum de vraisemblance permet d'avoir un résultat rapide sur l'accord entre données et modèle, l'étude des résidus est plus détaillée et offre des indications sur la présence d'éventuelles structures. Les résidus sont exprimés par la différence des données au modèle pour chaque bin de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ divisée par l'erreur des données. Dans le cas où les données sont distribuées de manière statistique autour du modèle qui les décrit, les résidus doivent être répartis de manière gaussienne autour de zéro. Pour deux ajustements – du premier et du dernier intervalle d'énergie – les résidus sont tracés en fonction du ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ et regroupés dans un histogramme permettant de valider leur bonne répartition autour de 0. Deux exemples illustrent ceci en Figure 5.22 et l'ensemble des résidus est rassemblé en Annexe B.3.

L'étude des résidus est dans notre cas très importante car elle permettra de mettre en évidence une éventuelle différence de ratio entre les populations de reculs d'électrons et de protons entre les périodes de marche et d'arrêt. La stabilité de ce ratio est une des hypothèses principales de l'expérience STEREO.

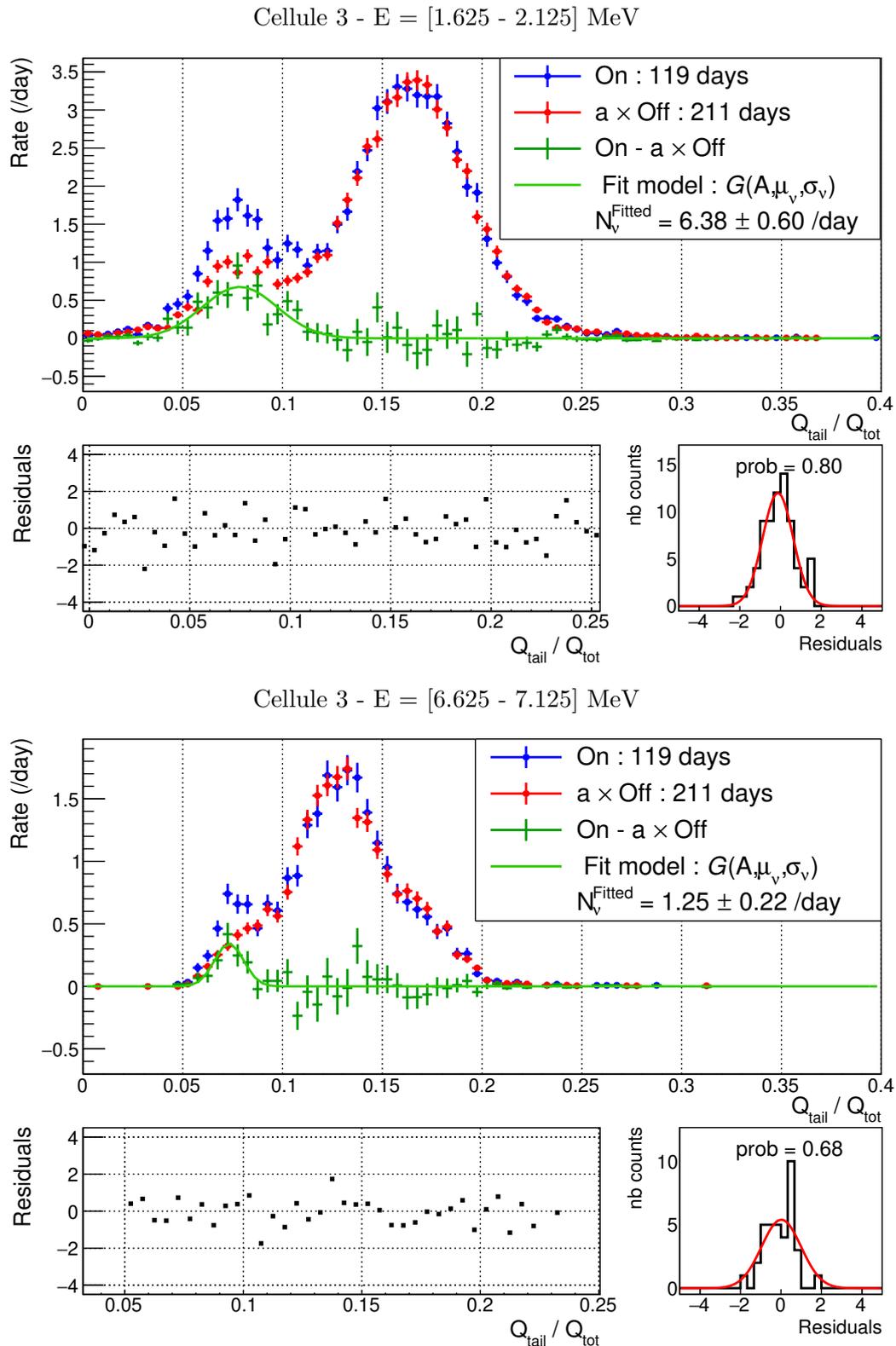


FIGURE 5.22 – Résidus des ajustements du premier et du dernier intervalle d'énergie de la cellule 3. Les résidus sont centrés sur zéro et homogènement répartis, ne montrant pas de différence de forme systématique entre les parties de reculs d'électron et de proton.

5.4 Conclusion

Ce chapitre a décrit une méthode originale d'extraction des $\bar{\nu}_e$ à partir des distributions de PSD.

L'ajustement simultané des distributions obtenues pour les candidats-IBD en périodes de réacteur-OFF et réacteur-ON permet de conserver l'intégralité du signal $\bar{\nu}_e$, à l'inverse d'une coupure. La distribution de PSD obtenue en réacteur-ON est ajustée par la distribution de PSD obtenue en OFF, additionnée d'une composante gaussienne libre qui représente les $\bar{\nu}_e$. L'ajustement inclut les distributions de PSD des paires accidentelles. Un coefficient de normalisation laissé totalement libre dans la minimisation a été introduit pour englober toute différence de norme entre le ON et le OFF. Celle-ci est principalement due à l'effet de la pression atmosphérique et au niveau d'eau dans la piscine située au-dessus du réacteur.

La minimisation reposant sur un calcul de vraisemblance $-2 \ln(\mathcal{L})$, un test statistique a été mis en place pour vérifier l'accord des données avec le modèle. Pour cela, un générateur Monte-Carlo a été construit à l'image de la procédure d'extraction réelle, permettant de voir que le test se comporte comme une loi de χ^2 à n degrés de liberté. Grâce à ce générateur, les biais de la méthode d'extraction, très sensible à la statistique de l'intervalle d'énergie considéré, ont aussi pu être évalués.

Pour l'étude de la forme du spectre $\bar{\nu}_e$, une procédure d'ajustement regroupant les six cellules pour chaque intervalle d'énergie a été mise au point afin de réduire le biais dû à la faible statistique dans la minimisation.

Les seules hypothèses de ce modèle sont la forme gaussienne de la PSD des $\bar{\nu}_e$ – principalement vérifiée par l'étude des résidus de l'ajustement – ainsi que la stabilité en forme du bruit de fond. Cette dernière a été validée par diverses études mettant en jeu les corrélations des reculs d'électron et de proton aux variables environnementales. En revanche, l'étude de stabilité en temps a révélé une légère déformation de la figure de PSD, dont l'origine est encore en cours d'investigation au sein de la collaboration.

L'ensemble de ces validations nous a permis d'effectuer l'ajustement sur l'ensemble des données afin d'extraire les taux de $\bar{\nu}_e$, présentés au chapitre suivant.

Chapitre 6

Résultats de l'extraction des $\bar{\nu}_e$

Sommaire

6.1 Phase-II	182
6.1.1 Informations générales d'acquisition	182
6.1.2 Spectres par cellule	182
6.1.3 Spectre sommé	185
6.1.4 Interprétation des taux par cellule	187
6.1.5 Rapport signal-sur-bruit	188
6.2 Phase-I	189
6.2.1 Informations générales d'acquisition	189
6.2.2 Stabilité du bruit de fond entre les deux phases d'acquisition	190
6.2.3 Résultats des ajustements	191
6.2.4 Spectres par cellule	191
6.3 Conclusion	194

Le principe de la méthode permettant l'extraction des taux de neutrinos ainsi que la validation de ses hypothèses ont fait l'objet du chapitre 5. La procédure d'extraction a été appliquée successivement aux deux phases d'acquisition. Nous regroupons dans ce chapitre les résultats – taux de neutrinos et incertitudes statistiques – qui forment la base des analyses statistiques proposées dans le chapitre 7.

Les résultats ont été obtenus avec la version de reconstruction d'énergie utilisée pour les résultats présentés à la conférence MORIOND2019. Un décalage de 1.5% sur l'échelle en énergie entre données et simulation avait alors été observé et la simulation avait été renormalisée. Plus de détails sont données en Section 2.4.3.3. La validation de la nouvelle version de reconstruction en énergie est en cours au sein de la collaboration.

6.1 Phase-II

6.1.1 Informations générales d'acquisition

Période analysée La période traitée correspond à 118.6 jours effectifs de données ON (soustraites des temps morts "hard" et "soft") et 211.4 jours effectifs de données OFF. Elle s'étend du 16-11-2017 – date de mise en place des nouveaux paramètres de N_{tail} et N_{tot} – au 10-01-2019. Le nombre de fissions obtenues en phase de réacteur-ON est de $1.31\text{e}+23$ fissions par jour. Comme montré sur la Figure 6.1, les phases de réacteur-ON sont entrecoupées de phases de réacteur-OFF permettant la mesure du bruit de fond d'origine cosmogénique tous les deux mois environ. Plusieurs coupures dues à des problèmes techniques liés au fonctionnement du réacteur sont repérées par des chutes brutales de puissance au sein des périodes de réacteur-ON. Afin de limiter les corrections à appliquer sur le spectre prédit (cf. Section 7.3.1), les 24 heures suivant de forts transitoires sont supprimées de l'analyse. La puissance moyenne est légèrement inférieure à 50 MW_{th} .

	ON	OFF
Temps total (jours)	137.6	244.4
Temps effectif (jours)	118.6	211.4
Nombre fissions	$1.80236\text{e}+25$	/
Puissance moyenne (MW)	49.86	/
Pression atm. moyenne (hPa)	988.5	992.2
Niveau piscine réacteur (m)	15.42	8.85
N_{tail}	34	
N_{tot}	50	
N_{sample}	63	

TABLEAU 6.1 – Valeurs caractéristiques de la Phase-II.

Facteur de correction des accidentelles Selon le calcul effectué à la Section 3.2, une renormalisation des accidentelles, due à la différence dans la probabilité de former une accidentelle par rapport à une paire corrélée, doit être appliquée. Ce facteur a pour valeur $f_{Acc}^{On} = 0.11780$ pour le ON et $f_{Acc}^{Off} = 0.11741$ pour le OFF.

6.1.2 Spectres par cellule

Les taux de neutrinos extraits par la méthode présentée au chapitre 5 sont présentés dans le cas des spectres par cellule en Figure 6.2 et les erreurs statistiques associées apparaissent sur les Figure 6.3. Un tableau récapitulatif (cf. Tableau 6.2) regroupe toutes les valeurs de

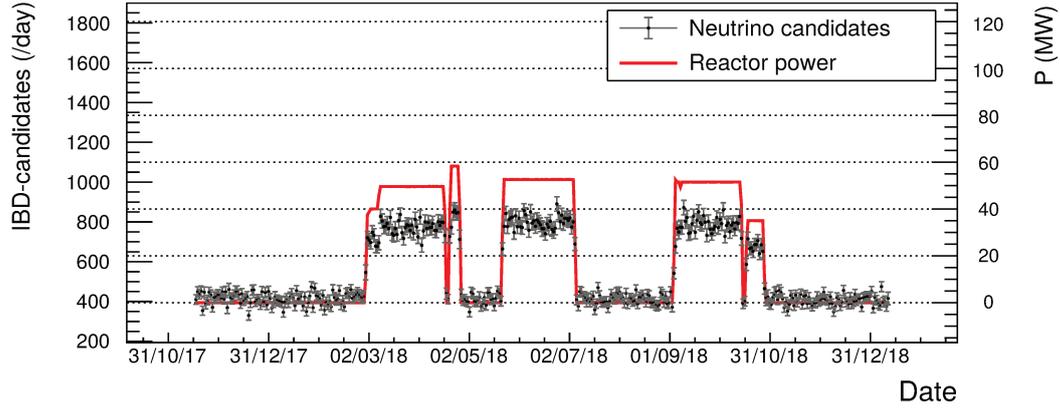


FIGURE 6.1 – Taux de candidats neutrinos obtenus par la recherche de paire et la sélection des reculs de type électron en fonction du temps.

taux par couple de {cellule, énergie}, accompagnés de la correction appliquée sur le biais de la fonction de vraisemblance décrite en Section 5.1.5.

Les spectres obtenus sont conformes dans leur incertitude statistique aux formes prédites mais une analyse d'oscillation nécessite toutefois des outils statistiques qui seront présentés au chapitre 7. Entre 47 et 70 $\bar{\nu}_e$ par jour sont observés par cellule.

L'erreur statistique relative oscille entre 4% et 6% au maximum d'amplitude du spectre selon la cellule considérée, mais s'élève vite à haute énergie. Ainsi, une erreur de 35% est rapportée pour le dernier intervalle d'énergie de la cellule 6.

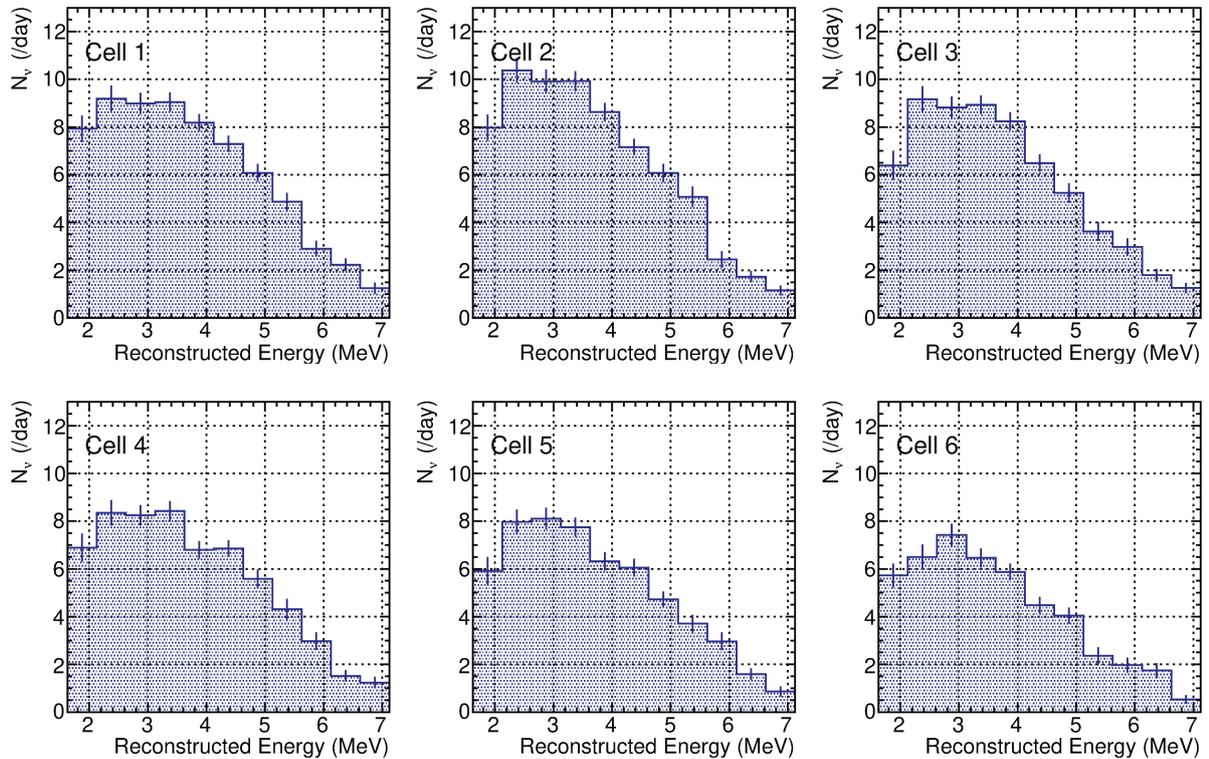


FIGURE 6.2 – Spectres neutrinos corrigés du biais de la fonction de vraisemblance en Phase-II.

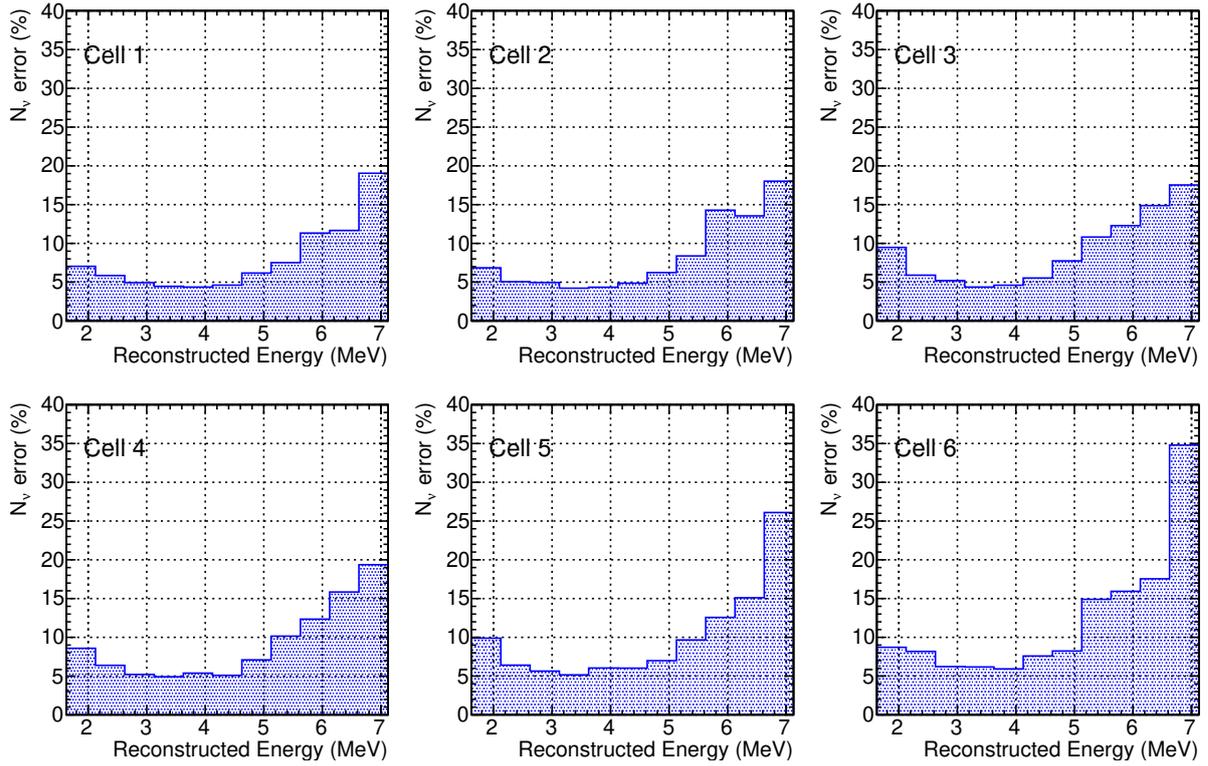


FIGURE 6.3 – Erreur relative statistique sur le taux de neutrinos extraits par cellule et par bin d'énergie en Phase-II.

Les tableaux suivants regroupent pour chaque couple {cellule, énergie} les taux de neutrinos et leur incertitude statistique, ainsi que les valeurs de biais provenant de l'ajustement.

Cellule 1

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	7.93	0.56	0.31
2.375	9.20	0.54	0.10
2.875	8.99	0.44	0.10
3.375	9.05	0.40	0.06
3.875	8.19	0.36	0.09
4.375	7.30	0.34	-0.13
4.875	6.08	0.38	-0.21
5.375	4.88	0.37	0.00
5.875	2.90	0.33	-0.22
6.375	2.24	0.26	0.11
6.875	1.24	0.23	0.87
Somme	67.99	1.31	0

Cellule 2

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	7.98	0.54	0.33
2.375	10.38	0.52	0.11
2.875	9.92	0.49	0.07
3.375	9.93	0.42	-0.06
3.875	8.63	0.38	-0.05
4.375	7.16	0.35	-0.05
4.875	6.07	0.38	-0.16
5.375	5.08	0.43	-0.09
5.875	2.45	0.35	-0.21
6.375	1.73	0.23	0.11
6.875	1.16	0.21	1.10
Somme	70.49	1.34	0

Cellule 3				Cellule 4			
E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)	E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	6.40	0.60	0.30	1.875	6.89	0.59	0.43
2.375	9.17	0.54	-0.02	2.375	8.35	0.53	0.04
2.875	8.83	0.46	0.08	2.875	8.25	0.43	0.04
3.375	8.93	0.39	0.02	3.375	8.43	0.41	0.06
3.875	8.24	0.38	0.12	3.875	6.80	0.37	-0.19
4.375	6.49	0.36	0.01	4.375	6.85	0.35	0.01
4.875	5.24	0.41	-0.03	4.875	5.58	0.39	0.29
5.375	3.62	0.39	-0.30	5.375	4.31	0.44	-0.01
5.875	2.97	0.36	0.27	5.875	2.98	0.37	0.14
6.375	1.79	0.27	0.55	6.375	1.52	0.24	0.38
6.875	1.26	0.22	0.68	6.875	1.24	0.24	0.82
Somme	62.95	1.37	0	Somme	61.18	1.36	0

Cellule 5				Cellule 6			
E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)	E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	5.92	0.58	0.60	1.875	5.72	0.50	0.69
2.375	7.97	0.51	-0.09	2.375	6.50	0.53	0.36
2.875	8.10	0.46	0.06	2.875	7.43	0.46	0.03
3.375	7.75	0.40	0.04	3.375	6.46	0.40	-0.09
3.875	6.32	0.38	-0.11	3.875	5.87	0.35	0.12
4.375	6.05	0.36	-0.05	4.375	4.48	0.34	0.10
4.875	4.72	0.33	-0.00	4.875	4.04	0.33	0.22
5.375	3.71	0.36	-0.22	5.375	2.36	0.35	-0.24
5.875	2.97	0.37	0.44	5.875	1.97	0.31	0.19
6.375	1.59	0.24	0.56	6.375	1.74	0.30	0.87
6.875	0.86	0.22	1.43	6.875	0.53	0.18	1.79
Somme	55.97	1.32	0	Somme	47.10	1.26	0

TABLEAU 6.2 – Valeurs des taux de neutrinos extraits pour chaque cellule et pour chaque intervalle d'énergie de 500 KeV entre 1.625 et 7.125 MeV. La valeur indiquée est le centre du bin en énergie. L'erreur statistique ainsi que le biais de la fonction de vraisemblance sont aussi indiqués. La somme totale est calculée en additionnant les taux de chaque bins : $(365.7 \pm 3.2) \bar{\nu}_e$ par jour.

6.1.3 Spectre sommé

L'obtention du spectre sommé en Phase-II provient d'un ajustement combiné des 6 cellules sommées et recalées sur une cellule de référence (cf. Section 5.1.3). L'erreur statistique relative varie de 5% – dans le premier intervalle d'énergie – à 3% – à 3.5 MeV – et à 10% – dans le

dernier intervalle d'énergie. La zone où l'on souhaite tester l'apparition d'un excès dans les autres expériences, autour de 5-6 MeV, possède une erreur statistique relative d'environ 6%. Sachant que l'amplitude de l'excès a été mesurée entre 5 et 10%, STEREO commence tout juste à disposer de la statistique suffisante. Cette étude, avec la comparaison à la prédiction, sera effectuée à l'aide d'outils statistiques mis en place en Section 7. La somme de $\bar{\nu}_e$ extraits sur l'ensemble des cellules et de la gamme en énergie est de $(365.7 \pm 3.2) \bar{\nu}_e$.

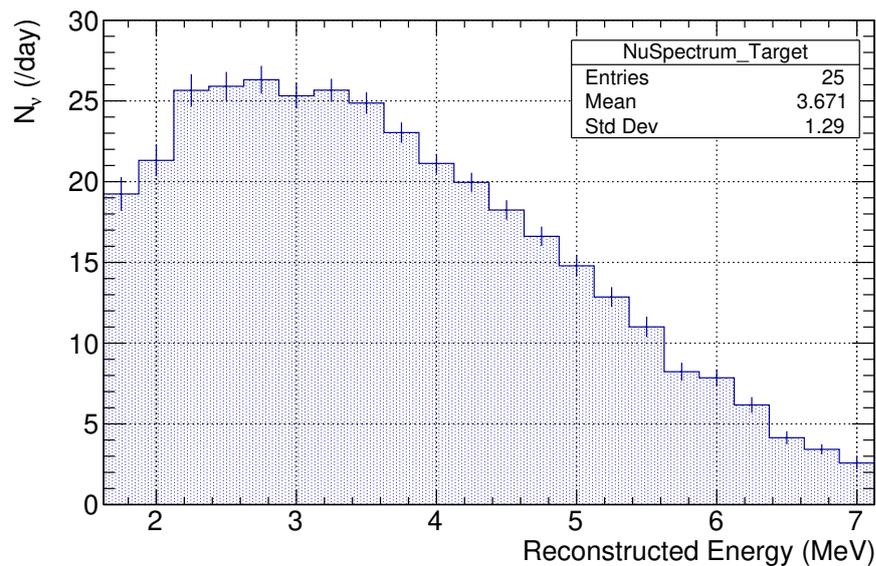


FIGURE 6.4 – Spectre neutrino des six cellules sommées en Phase-II.

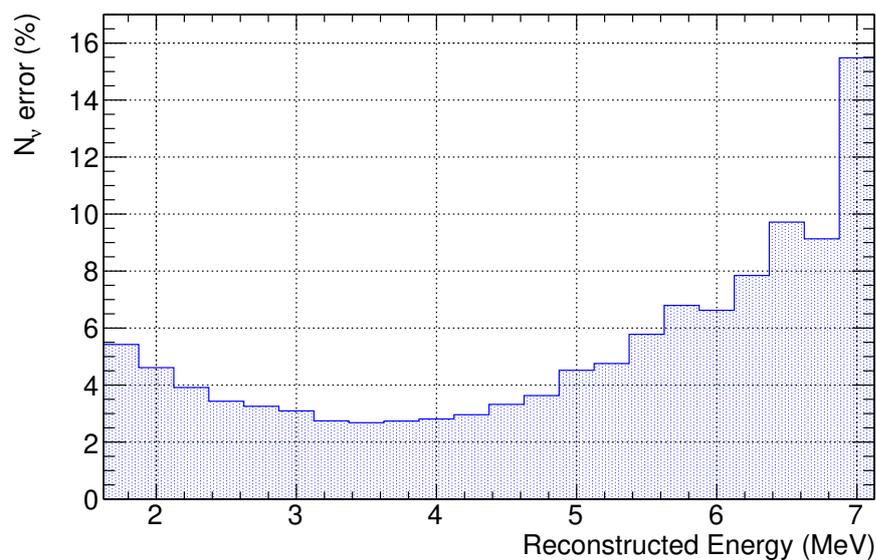


FIGURE 6.5 – Erreur relative statistique sur le taux de neutrinos extraits par cellule et par bin d'énergie en Phase-II.

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.75	19.28	1.04	0.22
2	21.38	0.98	0.28
2.25	25.68	1.00	0.12
2.5	25.95	0.89	0.16
2.75	26.36	0.86	0.20
3	25.34	0.78	0.08
3.25	25.69	0.70	0.10
3.5	24.89	0.67	0.11
3.75	23.04	0.63	0.03
4	21.13	0.59	0.01
4.25	19.94	0.59	-0.08

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
4.5	18.24	0.61	-0.00
4.75	16.62	0.60	0.05
5	14.79	0.67	0.04
5.25	12.86	0.61	0.03
5.5	10.99	0.64	-0.15
5.75	8.23	0.56	-0.06
6	7.86	0.52	0.06
6.25	6.18	0.48	0.04
6.5	4.15	0.40	-0.01
6.75	3.44	0.31	0.55
7	2.58	0.40	0.16

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
Somme	364.63	3.23	0

TABLEAU 6.3 – Valeurs des taux de neutrinos extraits pour la somme des six cellules et pour chaque intervalle d'énergie de 250 KeV entre 1.625 et 7.125 MeV. La valeur indiquée est le centre du bin en énergie. L'erreur statistique ainsi que le biais de la fonction de vraisemblance sont aussi indiqués. La somme (364.63 ± 3.23) $\bar{\nu}_e$ / day, est légèrement différente de celle trouvée par la somme des bins individuels dans le cas du spectre extrait par cellule, dû aux variations statistiques de l'ajustement. Par la suite, nous choisirons comme référence la valeur donnée par la somme des spectres obtenus par ajustement individuel des 6 cellules, à savoir (365.7 ± 3.2) $\bar{\nu}_e$ par jour.

6.1.4 Interprétation des taux par cellule

L'effet de la distance au cœur du réacteur, couplée avec l'efficacité de détection de chaque cellule, est ici étudié : alors qu'une décroissance progressive des taux de l'avant à l'arrière du détecteur est observée, les cellules extrêmes (1 et 6) témoignent de surcroît de taux plus faibles. Cette dernière observation s'explique par une acceptation réduite des cellules extrêmes. Dans ces cellules, les chances pour un neutron de passer dans le *gamma-catcher* sont plus grandes. Selon les calculs de temps de capture effectués en Section 2.1.1.4, la probabilité de capture dans le *gamma-catcher* est plus faible.

Afin de valider notre interprétation des taux obtenus par cellule, ceux-ci sont comparés aux taux prédits par la simulation sans oscillation. Les deux jeux sont d'abord corrigés de l'efficacité de détection de chaque cellule $\epsilon_{detection}^i$, que nous avons calculées à la Section 3.3.2. Les valeurs pour les Phase-I et Phase-II sont données dans le tableau de la Figure 3.12. Cette correction prend en compte l'efficacité de toutes les coupures de sélection appliquées sur le signal neutrino et explique ainsi la différence entre les cellules du bord et du centre.

Par ailleurs, l'étude de l'efficacité de capture du neutron grâce aux données de calibration AmBe a révélé une différence entre données et simulation (cf. Section 3.3.3). Une deuxième correction provenant de cette section est donc utilisée. Le taux total issu de la simulation est enfin normalisé au taux mesuré en données dans toute la cible. Leur tracés en fonction de la distance au cœur sur la Figure 6.6 montre que la simulation reproduit bien la réalité du détecteur. Les taux sont ajustés par une loi en $1/L^2$ reliant les taux attendus à la distance au réacteur L de la manière suivante :

$$\frac{N_\nu}{\epsilon_{detection}^i} = \frac{N_0}{L^2}. \quad (6.1)$$

La probabilité et la valeur du χ^2 réduit manifestent du bon accord des données avec cette loi.

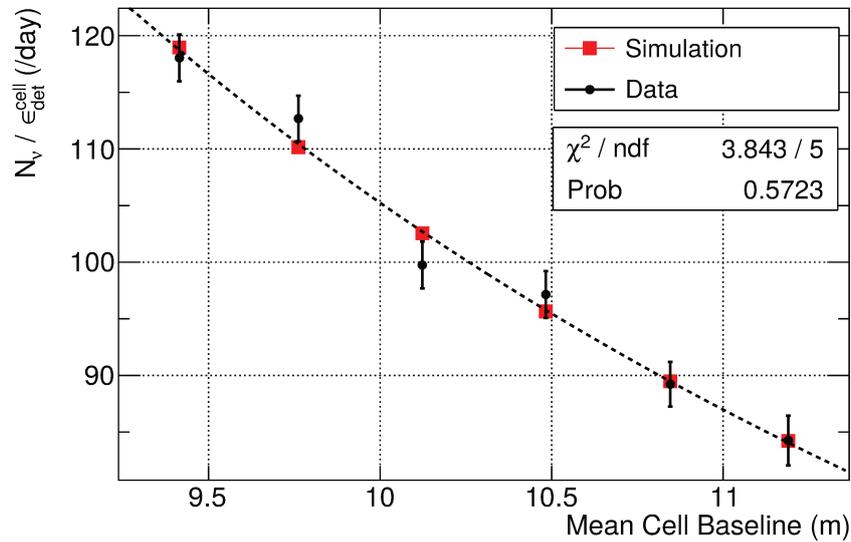


FIGURE 6.6 – Taux de neutrinos corrigés des efficacités de chaque cellule et de la différence données/Monte-Carlo provenant de la capture du neutron. Les taux issus de la simulation sont renormalisés à la valeur réelle obtenue sur l'ensemble de la cible, en fonction de leur distance au cœur du réacteur. L'ajustement des données (points noirs) montre le très bon accord avec une loi en $1/L^2$.

6.1.5 Rapport signal-sur-bruit

Les structures des bruits de fond présentées en Section 4.2.4, combinées à la forme du spectre neutrino, expliquent les variations des ratios signal-sur-bruit en fonction de l'énergie présentées en Figure 6.7. Ainsi pour le bruit de fond corrélé, le ratio évolue de 0.6 à basse énergie, à 1.7 dans la région de meilleure sensibilité (3-4 MeV), avant de baisser rapidement avec la décroissance du spectre neutrino. La valeur moyenne est de 1.1. Ce rapport décroît progressivement le long de l'axe du détecteur, soulignant l'effet d'angle solide auquel il est soumis. La contamination des accidentelles est surtout présente à basse énergie, avec un ratio de presque 1 dans le premier intervalle d'énergie, avant de réduire rapidement jusqu'à un ratio de 1/12 dans la région [4.5 - 6] MeV. Même si la valeur moyenne est de 6.0, il est important de

comprendre que la présence des accidentelles, bien qu'estimées avec une excellente précision statistique grâce à la méthode des portes décalées, contribue à l'incertitude statistique du rapport signal-sur-bruit. Sa réduction au possible est donc nécessaire. Le signal-sur-bruit total – de valeur moyenne 0.8 – présente la même structure que pour le bruit corrélé. Il varie de 0.35 dans les premiers et derniers intervalle d'énergie à 1.3 entre 3.5 et 4.5 MeV.

L'objectif de STEREO d'avoir un ratio signal-sur-bruit de 1.5 n'est pas encore atteint. Une étude approfondie des bruits de fond, accompagnée du raffinement des coupures de sélection en passant par une technique de *Boosted Decision Tree* a été menée [156]. Le résultat de cette analyse est à prendre avec précaution. En effet, une telle méthode d'analyse repose sur un entraînement du réseau de neurones avec d'un côté le bruit de fond procuré par les données obtenues en réacteur-OFF, et de l'autre, le signal $\bar{\nu}_e$ simulé et propagé dans le détecteur à l'aide de GEANT4. Cette technique nécessite donc une reproduction parfaite de l'expérience, ce qui n'a malheureusement pas encore été atteint. Nous avons en effet décrit en Section 3.3.2.2 la complexité à reproduire les fuites de lumière et leur effet sur la reconstruction des énergies déposées dans les cellules voisines.

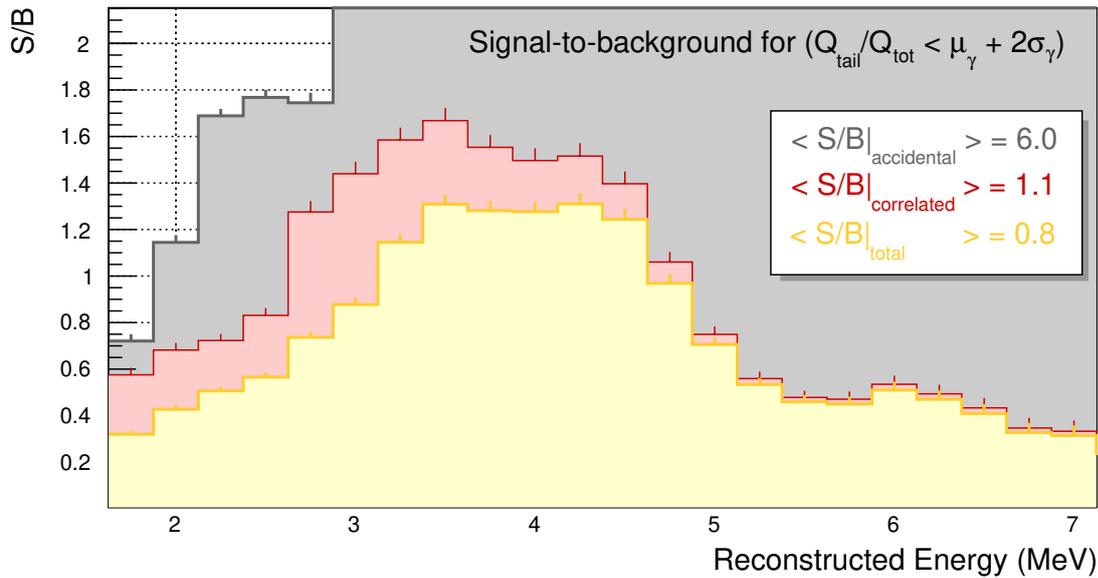


FIGURE 6.7 – Décomposition du rapport signal-sur-bruit en contributions corrélées et accidentelles en période de fonctionnement du réacteur, en fonction de l'énergie prompt.

6.2 Phase-I

6.2.1 Informations générales d'acquisition

Période analysée La période traitée correspond à 62.4 jours effectifs de données ON (soustraites des temps morts "hard" et "soft") et 56.4 jours effectifs de données OFF, dont 24.0

proviennent de la Phase-I avant réparation, et 24.8 sont issus du début de la Phase-II. La période de OFF du début de Phase-II dispose des mêmes paramètres de réglages N_{tot} et N_{tail} et peut être utilisée afin d'augmenter la statistique à condition de vérifier les hypothèses de stabilité en forme de la PSD (cf. Section 5.2). La Phase-I s'étend du 11-11-2016 au 12-03-2017, puis du 07-10-2017 au 15-11-2017, date à laquelle les nouveaux paramètres de PSD ont été adoptés. Ainsi, la Phase-I dispose de 2 périodes de réacteur-ON et de 2 périodes de réacteur-OFF. Afin de limiter les corrections à appliquer sur le spectre prédit (cf. Section 7.3.1), les 24 heures suivant de forts transitoires sont supprimées de l'analyse. La puissance moyenne est supérieure à celle de la Phase-II, avec une moyenne de 55.7 MW_{th} .

	ON	OFF
Temps total (jours)	73.0	56.4 (27.7+28.7)
Temps effectif (jours)	62.4	48.8 (24.0+24.8)
Puissance moyenne (MW)	55.72	/
Pression atm. moyenne (hPa)	994.3	998.0
Niveau piscine réacteur (m)	15.49	10.25
N_{tail}		36
N_{tot}		47
N_{sample}		60

TABLEAU 6.4 – Valeurs caractéristiques de la Phase-I utilisée. Une partie du OFF provient du début de la Phase-II.

Facteur de correction des accidentelles Selon le calcul effectué à la Section 3.2, une renormalisation des accidentelles, due à la différence dans la probabilité de former une accidentelle par rapport à une paire corrélée, est appliquée. Ce facteur a pour valeur $f_{Acc}^{On} = 0.11799$ pour le ON et $f_{Acc}^{Off} = 0.11717$ pour le OFF.

6.2.2 Stabilité du bruit de fond entre les deux phases d'acquisition

Pour utiliser les données du début de la Phase-II, il est crucial d'effectuer une analyse de la stabilité de la distribution de PSD entre les périodes de réacteur-OFF des deux périodes utilisées. Cette étude avait été réalisée pour la Phase-II entre les différentes périodes de OFF (cf. Section 5.2). Reposant sur le même principe, l'étude des résidus entre les OFF1 (issu de la Phase-I) et OFF2 (issu de la Phase-II) est présentée en Figure 6.8 pour les cellules 3 et 4, avec toute la statistique sommée sur toute la gamme en énergie. Pour la cellule 3 – et toutes les autres sauf la 4 – les résidus sont relativement bien répartis, mais l'on observe une légère déviation vers des valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} = 0.4$. Celle-ci reste toutefois compatible avec 1. En revanche, cette déviation est exacerbée dans le cas de la cellule 4, avec une distribution de

$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ plus large à haut PSD en Phase-I. Étant donné que les résidus sont compatibles pour l'ensemble des autres cellules, l'hypothèse d'un changement même du bruit de fond entre les deux phases est peu probable. En revanche, nous savons que la cellule 4 a été sujette à de fortes variations de sa PSD à cause de la fuite de l'huile minérale contenue dans son buffer d'acrylique (cf. Section 2.3.2) en Phase-I. Il est possible que la correction de PSD soit alors insuffisante pour corriger totalement de cet effet. L'incertitude systématique sur la norme de la cellule 4 ($\alpha_i^{\text{NormU}} = 3.4$, Section 7.2.1.1) a été doublée, laissant ainsi une marge d'adaptation dans l'ajustement.

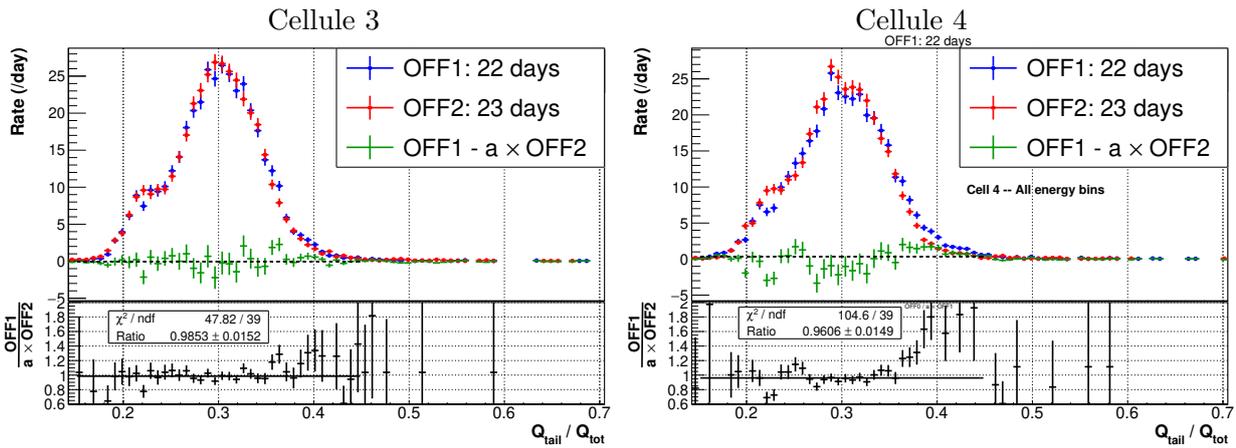


FIGURE 6.8 – Stabilité en forme du bruit de fond corrélé entre les périodes de réacteur-OFF des Phase-I et début de Phase-II.

6.2.3 Résultats des ajustements

La procédure d'extraction des neutrinos est effectuée et la Figure 6.9 présente un exemple d'ajustement pour le premier bin en énergie de la cellule 1, accompagné des résidus au modèle. Ceux-ci sont exprimés en σ et répartis autour de 0 et dans une largeur de 1. Le test de vraisemblance donne une valeur de $\chi^2/ndf = 53.93/54$, permettant de valider la bonne soustraction du bruit de fond corrélé.

6.2.4 Spectres par cellule

Les spectres obtenus et les erreurs statistiques associées sont présentés en Figure 6.10 et 6.11. Du fait de la puissance moyenne plus élevée en Phase-I, les taux par cellules sont plus grands que ceux obtenus en Phase-II. L'incertitude statistique reflète la forme du ratio signal-sur-bruit et varie de 6% – autour de 3-4 MeV – à 20-30% à haute énergie. De la même manière que pour la Phase-II, une simulation Monte-Carlo utilisant les données des phases de réacteur-OFF de la Phase-I permet d'évaluer le biais de la statistique utilisée sur la méthode d'ajustement (Section 5.1.5). Celui-ci varie globalement de 1.6% (3% pour la cellule 4) dans

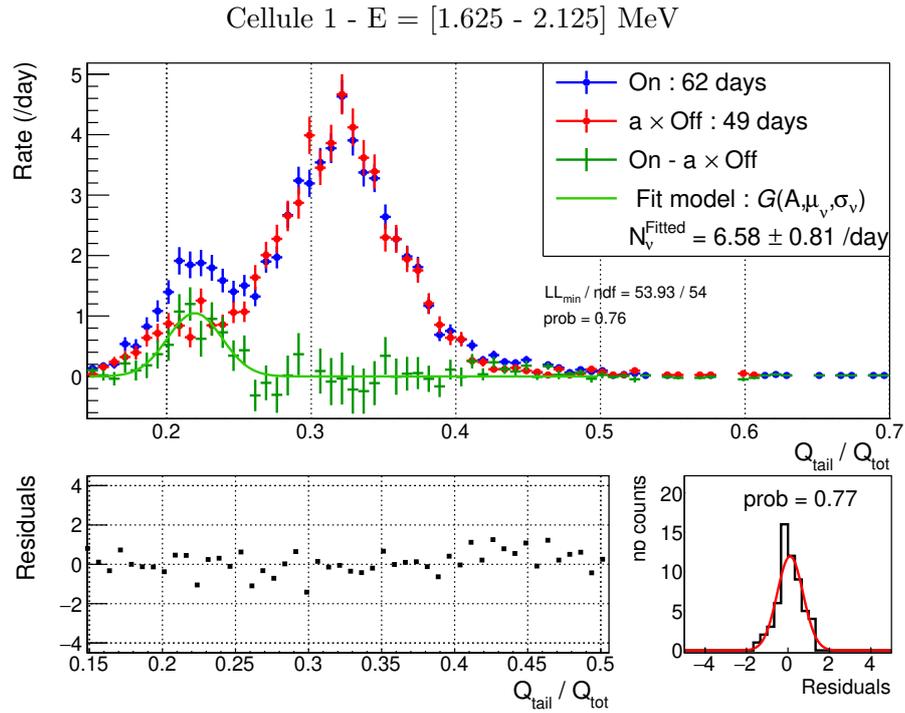


FIGURE 6.9 – Résidus de l’ajustement du premier intervalle d’énergie de la cellule 1 en Phase-I. Les résidus sont centrés sur zéro et homogènement répartis, ne montrant pas de différence de forme systématique entre les parties de reculs d’électron et de proton.

le premier intervalle en énergie à 8% (pour la cellule 6) dans le dernier intervalle. Ces valeurs sont appliquées aux taux de $\bar{\nu}_e$.

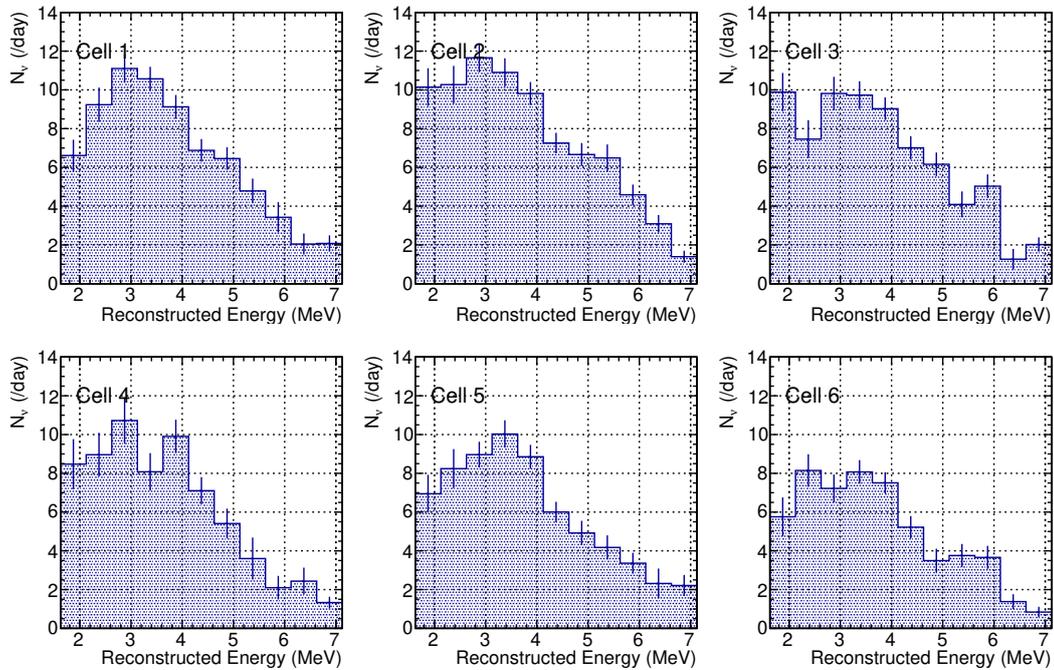


FIGURE 6.10 – Spectres neutrinos corrigés du biais de la fonction de vraisemblance en Phase-I.

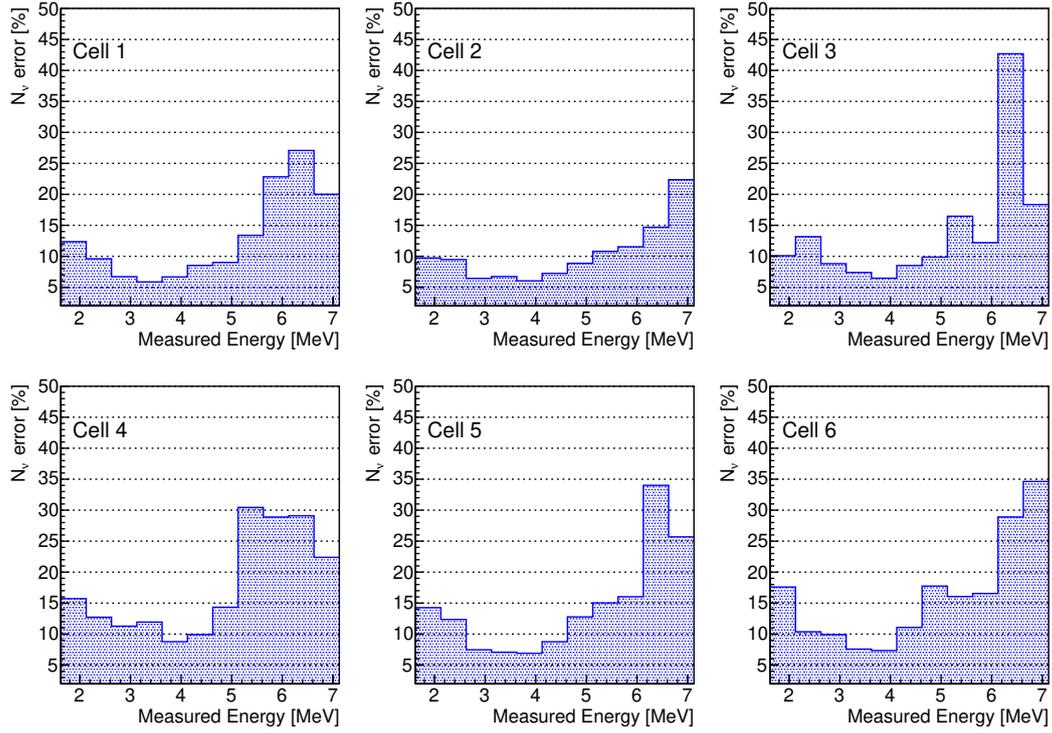


FIGURE 6.11 – Erreur relative statistique sur le taux de neutrinos extraits par cellule et par bin d'énergie en Phase-I.

Les tableaux ci-dessous regroupent pour chaque couple {cellule, énergie} les taux de neutrinos et leur incertitude statistique, ainsi que les valeurs de biais provenant de l'ajustement.

Cellule 1

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	6.61	0.81	0.47
2.375	9.24	0.88	0.23
2.875	11.10	0.74	1.15
3.375	10.57	0.62	0.07
3.875	9.13	0.61	-0.26
4.375	6.88	0.59	0.07
4.875	6.46	0.58	0.04
5.375	4.79	0.64	0.55
5.875	3.42	0.78	0.04
6.375	2.05	0.54	2.22
6.875	2.08	0.42	-0.65
Somme	72.31	2.22	0

Cellule 2

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	10.14	0.97	1.39
2.375	10.27	0.97	0.46
2.875	11.65	0.75	0.53
3.375	10.90	0.73	0.27
3.875	9.81	0.59	0.10
4.375	7.26	0.53	-0.26
4.875	6.67	0.59	0.01
5.375	6.49	0.70	0.64
5.875	4.59	0.53	0.35
6.375	3.09	0.45	0.28
6.875	1.39	0.31	1.00
Somme	82.26	2.24	0

Cellule 3

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	9.89	0.99	1.18
2.375	7.46	0.98	0.35
2.875	9.81	0.86	0.78
3.375	9.73	0.72	0.41
3.875	9.03	0.58	0.08
4.375	7.01	0.60	-0.12
4.875	6.16	0.61	0.02
5.375	4.09	0.67	0.48
5.875	5.03	0.61	0.75
6.375	1.26	0.53	2.42
6.875	2.02	0.37	0.66
Somme	71.50	2.34	0

Cellule 4

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	8.47	1.29	3.33
2.375	8.96	1.13	0.72
2.875	10.72	1.20	0.91
3.375	8.08	0.96	-0.01
3.875	9.91	0.86	0.95
4.375	7.10	0.70	0.85
4.875	5.41	0.77	0.87
5.375	3.60	1.08	1.17
5.875	2.10	0.61	-0.52
6.375	2.44	0.70	1.64
6.875	1.33	0.30	-0.71
Somme	68.13	3.04	0

Cellule 5

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	6.95	0.98	1.59
2.375	8.24	1.01	1.04
2.875	8.96	0.66	0.67
3.375	10.03	0.71	-0.03
3.875	8.86	0.61	0.07
4.375	6.00	0.53	0.18
4.875	4.92	0.63	-0.03
5.375	4.18	0.62	0.79
5.875	3.36	0.54	0.49
6.375	2.32	0.77	2.41
6.875	2.21	0.54	4.44
Somme	66.03	2.35	0

Cellule 6

E (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$	$b_{\nu}^{ajust.}$ (%)
1.875	5.76	1.00	1.40
2.375	8.15	0.84	0.55
2.875	7.22	0.71	0.24
3.375	8.07	0.61	0.30
3.875	7.51	0.55	0.51
4.375	5.22	0.58	0.43
4.875	3.49	0.62	0.53
5.375	3.76	0.60	1.44
5.875	3.66	0.60	1.82
6.375	1.38	0.38	5.12
6.875	0.84	0.27	7.42
Somme	55.06	2.13	0

6.3 Conclusion

Ce chapitre rassemble les résultats des ajustements simultanés des distributions de PSD obtenues en périodes de réacteur-OFF et de réacteur-ON, selon la méthode décrite au chapitre 5. Les spectres en énergie visible prompt de chaque cellule – et donc à différentes longueurs de propagation – vont permettre d'effectuer l'analyse d'oscillation au chapitre suivant. Seuls les résultats de la Phase-II seront utilisés pour les analyses statistiques du signal $\bar{\nu}_e$ car l'analyse de la Phase-I est encore en cours au sein de la collaboration. Entre 47 et 70 $\bar{\nu}_e$ sont détectés par jour après correction du temps mort. L'erreur statistique varie de 4%-6% au maximum d'amplitude du spectre et selon la cellule considérée, à 17%-35% à

7.125 MeV. Une première analyse des taux intégrés par cellule montre que la loi en $1/L^2$, où L représente la distance au réacteur, est bien reproduite une fois appliquée la correction des efficacités de détection de chaque cellule. La somme des taux extraits dans chaque cellule et chaque intervalle d'énergie donne un total de (365.7 ± 3.2) $\bar{\nu}_e$ détectés par jour. Le spectre sommé des six cellules (pour la Phase-II uniquement) a été obtenu par l'ajustement simultané des distributions de PSD recalées sur une valeur de PSD de référence selon l'équation 5.7. Il va être utilisé pour l'étude de la forme du spectre ^{235}U proposée au chapitre suivant, avec notamment une analyse de l'excès à 5 MeV observé par plusieurs expériences neutrinos. Le rapport signal-sur-bruit varie de 0.6 à basse énergie à 1.7 dans la région de meilleure sensibilité, autour de 3-4 MeV.

Chapitre 7

Analyse statistique du signal $\bar{\nu}_e$

Sommaire

7.1 Outils statistiques	198
7.1.1 Test d'hypothèses	198
7.1.2 Ratio de vraisemblance profilé	201
7.1.3 Sensibilité de l'expérience	202
7.2 Analyse d'oscillation	204
7.2.1 Expression du χ^2 et erreurs systématiques	204
7.2.2 Prédiction de l'incertitude statistique sur le taux d' $\bar{\nu}_e$	207
7.2.3 Résultats	209
7.3 Analyse de la forme du spectre	212
7.3.1 Prédiction utilisée	212
7.3.2 Expression du χ^2 et erreurs systématiques	214
7.3.3 Sensibilité au rejet d'un <i>bump</i>	218
7.3.4 Résultats	220
7.3.5 Interprétation des résultats	221
7.4 Conclusion	223

L'objectif principal de l'expérience STEREO est de tester l'hypothèse d'une oscillation induite par l'existence d'un neutrino stérile de l'ordre de l'eV. Au moment de l'écriture de cette thèse, un premier contour d'exclusion a été publié grâce aux données acquises en Phase-I. Il permet déjà de rejeter le meilleur ajustement de l'anomalie des neutrinos de réacteurs avec un niveau de confiance de 98.5%, mais la statistique totale a depuis lors été triplée. La sensibilité du détecteur s'en trouve améliorée, permettant à présent de couvrir une zone conséquente de la région délimitée par l'anomalie des antineutrinos de réacteur.

En parallèle de l'analyse d'oscillation, l'arrivée progressive de résultats d'autres expériences sur la forme du spectre $\bar{\nu}_e$ procure un second objectif à STEREO. L'excès à 5 MeV – ou plutôt déficit en dessous de 5 MeV – révélé par la comparaison du spectre $\bar{\nu}_e$ à la prédiction peine à trouver une explication dans la communauté. Une hypothèse majeure réside dans la mauvaise prédiction du flux émis par les différents isotopes constituant le cœur du réacteur. Les expériences réacteur ont été nombreuses à observer cette structure mais la plupart d'entre elles sont situées auprès de réacteurs commerciaux, impliquant des analyses complexes de décorrélation des contributions des différents isotopes [64][71]. L'expérience STEREO, par sa détection de neutrinos provenant d'un cœur enrichi à 93% d' ^{235}U , est en mesure de proposer un spectre provenant d'un unique isotope. Une analyse de la forme du spectre de STEREO est donc de fort intérêt pour la communauté des neutrinos de réacteurs.

La première partie de ce chapitre présente les outils statistiques communs aux deux analyses – analyse d'oscillation et analyse de la forme du spectre. Ils sont nécessaires à la compréhension de la mise en place des tests statistiques utilisés et de l'interprétation des résultats. La seconde partie s'articule autour de l'analyse d'oscillation. Après avoir expliqué la méthode de prédiction de l'incertitude statistique, essentielle au fonctionnement du test basé sur un χ^2 , le nouveau contour d'exclusion obtenu est montré. En troisième partie, nous présentons le test statistique mis en place pour l'étude du *bump*¹, et la sensibilité de l'expérience au rejet de celui-ci. Le résultat de la comparaison à la prédiction est présenté, suivi par une discussion sur les perspectives d'une analyse en forme commune avec PROSPECT – une expérience fonctionnant dans des conditions similaires à STEREO.

Ces deux analyses statistiques exploitent les résultats obtenus au chapitre 6 et reposent sur les incertitudes systématiques évaluées au chapitre 3.

7.1 Outils statistiques

Nous souhaitons utiliser les données acquises comme test des théories suivantes : existe-il une oscillation vers un neutrino stérile léger ? Observe-t-on la même forme de spectre que DayaBay, avec un excès à 5 MeV ? Ces deux questions sont à l'origine de deux analyses bien différentes mais reposent néanmoins sur un certain nombre d'outils statistiques communs, notamment le "test d'hypothèses".

7.1.1 Test d'hypothèses

Il est important de comprendre que l'utilité du test d'hypothèse tient dans sa capacité à discriminer l'hypothèse que l'on veut tester d'une hypothèse alternative. On ne saurait

1. Terme utilisé pour dénoter l'excès autour de 5 MeV, provient de l'anglais.

valider une nouvelle théorie sans avoir vérifié que l'hypothèse alternative est fausse.

7.1.1.1 Notations

Pour cela, nous définissons toujours une hypothèse (H_0) – nommée hypothèse nulle – que l'on souhaite tester, contre une hypothèse alternative (H_1).

Dans le cas de la recherche d'un neutrino stérile, (H_0) peut être l'hypothèse selon laquelle les données sont compatibles avec le modèle standard (pas d'oscillation), alors que (H_1) traduirait une nouvelle physique (présence d'une oscillation). Ce test permet ainsi d'accepter, ou de rejeter, l'hypothèse de non-oscillation. Si l'hypothèse que l'on cherche à valider ou rejeter est la présence d'un neutrino stérile caractérisé par tels paramètres d'oscillation, alors l'hypothèse (H_0) dénote cette oscillation, et (H_1) indique l'absence d'oscillation. Ce cas concerne spécifiquement la production des contours d'exclusion du neutrino stérile. Ce paragraphe insiste sur la notation (H_0), parfois utilisée à tort, qui indique simplement l'hypothèse que l'on cherche à tester, et non forcément l'absence d'oscillation.

Dans le cas du test du *bump*, (H_0) peut être l'hypothèse d'un *bump* d'une certaine amplitude non nulle contre l'hypothèse (H_1) d'absence de *bump*. Dans quel cas, nous sommes en mesure de rejeter ou non cette amplitude de *bump*.

Ainsi, il s'agit d'étudier en même temps les compatibilités d'un jeu de données avec (H_0) puis (H_1) afin de rejeter une hypothèse au profit de l'autre. S'impose dès lors une quantification individuelle de ces compatibilités que nous effectuons par l'emploi d'une statistique de test adaptée, notée ici q_0 , que nous explicitons en Section 7.1.2.1. Le choix de cette statistique dépend de sa puissance à discriminer entre nos hypothèses. Pour cela nous avons besoin d'introduire certains concepts liés à l'issue du test.

7.1.1.2 Issue du test

À l'issue d'un test d'hypothèses, quatre situations listées ci-dessous sont possibles [157]. Les deux dernières sont deux erreurs menant à des conclusions erronées devant être prises en compte afin d'être minimisées. Afin d'en faciliter la compréhension, une illustration est procurée en Figure 7.1. Les situations possibles sont :

- Acceptation (i.e. non-rejet) de (H_0) alors que (H_0) est vraie
- Rejet de (H_0) alors que (H_0) est fausse
- Rejet de (H_0) alors que (H_0) est vraie : c'est l'erreur de premier type. Dans ce cadre, nous définissons le niveau de confiance N_{conf} du test. Son seuil, $1-N_{\text{conf}}$, correspond à la probabilité maximale α de rejeter à tort H_0 . Habituellement, la taille de cette région

est ajustée de manière à obtenir un niveau de confiance grand, tel que $N_{\text{conf}} = 1 - \alpha = 0.95$ ou 0.90 .

- Acceptation de (H_0) alors que (H_0) est fautive : c'est l'erreur de second type. Plus la probabilité β associée à cette erreur est faible, plus le test est dit puissant. Cet effet est illustré sur la Figure 7.1 : plus la *p.d.f.* de q_0 dans le cas où les données suivent l'hypothèse H_1 ($P(q_0|H_1)$) se rapproche de celle où les données suivent H_0 ($P(q_0|H_0)$), plus les chances de discriminer un scénario de l'autre sont faibles.

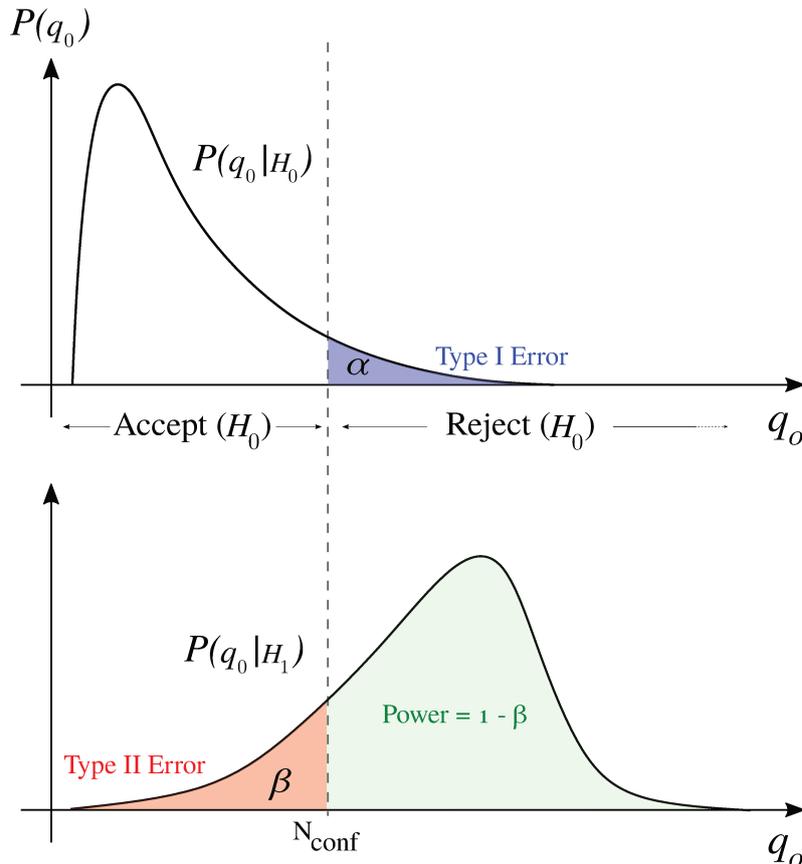


FIGURE 7.1 – Illustration du test de l'hypothèse (H_0) contre l'alternative (H_1) . La *p.d.f.* de la variable q_0 permettant de quantifier la compatibilité des données au modèle est tracée dans le cas où les données obéissent à (H_0) , sur la figure du haut : $P(q_0|H_0)$. Le niveau de confiance N_{conf} est alors fixé de manière à limiter la probabilité α de commettre une erreur de type-I, c'est-à-dire un rejet de (H_0) alors que celle-ci est vraie. Ensuite, la puissance du test est évaluée en traçant la *p.d.f.* de q_0 dans le cas où les données obéissent à (H_1) . Plus la puissance est grande, plus la probabilité β de commettre une erreur de type-II est petite.

7.1.1.3 Prise de décision

En réalité, la connaissance seule de la *p.d.f.* $P(q_0|H_0)$, avec le niveau de confiance choisi, suffit à la prise de décision. On quantifie alors l'accord entre les données mesurées – qui suivent une hypothèse inconnue – et (H_0) en calculant la *p-value* p_0 à partir de l'observable

$q_{0,obs}$:

$$p_0 = \int_{q_{0,obs}}^{+\infty} P(q_0|H_0) dq_0 \quad (7.1)$$

Si $p_0 > 1 - N_{\text{conf}}$, l'hypothèse (H_0) est rejetée avec le niveau de confiance défini. Si $p_0 < 1 - N_{\text{conf}}$, (H_0) est acceptée.

7.1.2 Ratio de vraisemblance profilé

7.1.2.1 Statistique choisie

Une statistique de test, notée ici q_0 , est un nombre unique qui permet de quantifier le désaccord du résultat par rapport à une hypothèse. Un choix raisonnable pour q_0 est le ratio de vraisemblance. Il constitue un des tests les plus puissants pour un niveau de confiance donné, c'est-à-dire qu'il minimise l'erreur de type-II une fois l'erreur de type-I définie ([158] [153] [159]). La justification de l'utilisation de cette statistique réside dans son succès passé à produire de bons tests dans un grand nombre d'expériences. La vraisemblance \mathcal{L} dépend des paramètres du modèle testé. Dans les deux cas étudiés à ce chapitre, il s'agit soit des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile, soit de l'amplitude du *bump* à 5 MeV. Cette fonction renvoie un nombre compris entre 0 et 1, qui est donné par le ratio entre la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque ses paramètres sont fixés à l'hypothèse testée, et le maximum de vraisemblance, obtenu lorsque les paramètres sont libres de prendre n'importe quelle valeur. Un ratio proche de 1 permet d'attester d'un bon accord entre les données et l'hypothèse.

Dans le cas de STEREO, les observables mesurées suivent un comportement gaussien. Ceci permet d'utiliser une loi de χ^2 ($\chi^2 = -2 \ln(\mathcal{L})$) et de ramener le logarithme du ratio de vraisemblance à une différence de deux lois de χ^2 , plus communément appelé test de $\Delta\chi^2$.

7.1.2.2 Paramètres d'intérêt et paramètres de nuisance

Dans le cas de la recherche d'un neutrino stérile, il existe autant d'hypothèses que d'oscillations possibles, et ainsi autant de " $\Delta\chi^2$ " à calculer. Les couples $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$ sont appelés paramètres d'intérêt du test et seront notés $\vec{\mu}$ pour une meilleure lisibilité. Dans le cas de l'analyse de la forme du spectre sommé, il n'y a qu'un seul paramètre d'intérêt : l'amplitude \mathcal{A} du *bump*.

L'utilisation du ratio de vraisemblance *profilé* permet aussi de réaliser le traitement des incertitudes systématiques, propres à chacune des deux analyses et qui feront l'objet des Section 7.2.1.1 et 7.3.2.3. On ajoute pour cela une deuxième classe de paramètres dits *de nuisance* $\vec{\alpha}$. Chaque incertitude se voit attribuer un α_i ajouté à l'expression du modèle, laissant ainsi une marge supplémentaire pour l'ajustement de celui-ci aux données. Cependant,

l'excursion de ces paramètres est limitée par l'utilisation de termes de contraintes σ_i , dont les valeurs proviennent des études des systématiques. Ceci se traduit par une perte de sensibilité de l'expérience, et c'est bien l'effet attendu de la prise en compte de systématiques. L'expression du χ^2 se met ainsi sous la forme :

$$\chi^2(\vec{\mu}, \vec{\alpha}) = \chi_{\text{sans contrainte}}^2(\vec{\mu}, \alpha_1, \dots, \alpha_n) + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\alpha_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (7.2)$$

et le $\Delta\chi^2$ utilisé comme test d'hypothèse est défini par :

$$q_0 \equiv \Delta\chi^2 = \chi^2(\vec{\mu}, \hat{\vec{\alpha}}) - \chi^2(\hat{\vec{\mu}}, \hat{\vec{\alpha}}) \quad (7.3)$$

où $\hat{\vec{\mu}}$, $\hat{\vec{\alpha}}$ et $\hat{\vec{\alpha}}$ sont les paramètres minimisant les χ^2 . L'ajout d'un deuxième $\hat{\ }$ indique simplement que les valeurs des paramètres obtenus ne sont pas forcément les mêmes d'une minimisation à l'autre.

7.1.2.3 Génération des *p.d.f.*

Les *p.d.f.* de $\Delta\chi^2$ ($P(q_0|H_0)$) sont construites par simulation *Monte-Carlo* pour chaque hypothèse testée. Chacune d'entre elles nécessite par ailleurs plusieurs milliers de pseudo-expériences, ce qui se révèle coûteux en puissance de calcul. Pour chaque pseudo-expérience, une distribution de "données" suivant (H_0) est générée aléatoirement et le modèle est ajusté dessus deux fois : pour le terme $\chi^2(\vec{\mu}, \hat{\vec{\alpha}})$ et pour $\chi^2(\hat{\vec{\mu}}, \hat{\vec{\alpha}})$. La différence de χ^2 est à chaque fois stockée dans un histogramme, permettant à la fin d'extraire la *p-value* désirée. Les données sont aussi fluctuées dans l'incertitude systématique.

7.1.3 Sensibilité de l'expérience

Nous avons évoqué la puissance du test, estimée grâce à connaissance de $P(q_0|H_0)$ et $P(q_0|H_1)$, mais ne l'avons pas calculée ni même utilisée dans la prise de décision. Or, sa connaissance est importante afin de quantifier la sensibilité de l'expérience au test d'une certaine hypothèse. C'est aussi l'indicateur utilisé pour prévoir le temps d'acquisition et la quantité de données nécessaires à l'obtention du résultat souhaité. Illustrons ceci par un exemple. L'hypothèse testée est la présence d'un *bump* d'amplitude $\mathcal{A}=15\%$. La Figure 7.2 montre la *p.d.f.* $P(q_0|H_0)$, en gris, associée à (H_0). Le $\Delta\chi^2$ (ou q_0 dans le cas général) est alors faible puisque les données suivent réellement cette hypothèse, et que seules leurs fluctuations statistiques permettent d'avoir dans certains cas une valeur de $\Delta\chi^2$ plus grand. (H_0) est alors testée dans le cas où les données suivent les hypothèses (H_μ), qui correspondent à la présence d'un *bump* d'amplitude de plus en plus faible, tel que $H_1 : \{\mathcal{A}_1 = x_1\%\}$, $H_2 : \{\mathcal{A}_2 = x_2\%\}$, $H_3 : \{\mathcal{A}_3 = x_3\%\}$, $H_4 : \{\mathcal{A}_4 = x_4\%\}$, et $x_1 > x_2 > x_3 > x_4$. La diminution de ce paramètre rend bien entendu la discrimination avec une amplitude de 15% plus facile. C'est ce que l'on

observe sur la figure, avec un décalage des $p.d.f.$ vers la droite associé à une sensibilité plus importante de l'expérience.

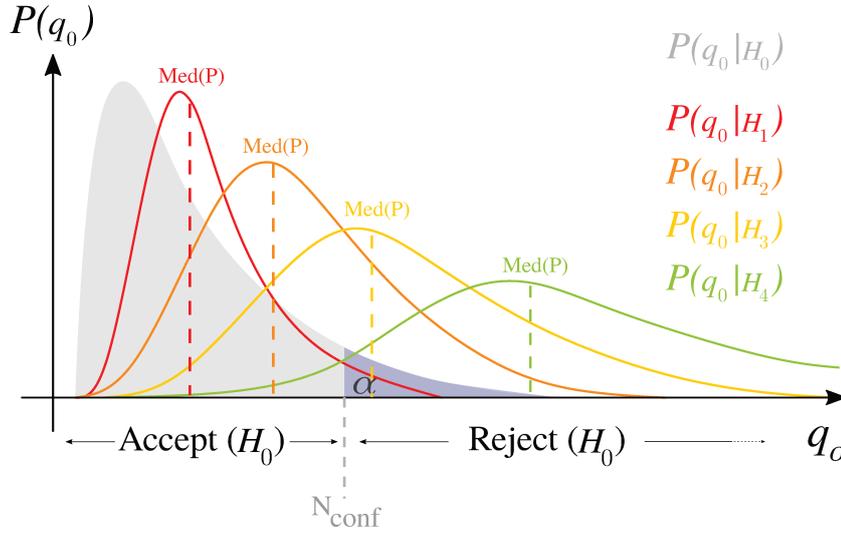


FIGURE 7.2 – Illustration de la détermination de la p -value en supposant successivement les hypothèses (H_μ) vraies.

Le but de la sensibilité est de prévoir à l'avance si des données obéissant à (H_μ) nous permettrons de rejeter (H_0). La prise de décision s'effectue comme présenté en Section 7.1.1.3, à la différence qu'il faut choisir une valeur unique à comparer à N_{conf} . Habituellement, c'est la médiane de la distribution qui est utilisée [160]. On définit ainsi sa p -value :

$$p_{\text{Med}(q_0|H_\mu)} = \int_{\text{Med}(q_0|H_\mu)}^{+\infty} P(q_0|H_0) dq_0 \quad (7.4)$$

Les $p_{\text{Med}(q_0|H_\mu)}$ sont calculées pour l'ensemble des paramètres d'intérêt $\vec{\mu}$. Les valeurs qui dépassent le seuil de confiance définissent la zone de sensibilité. L'interprétation de la Figure 7.2 est alors la suivante : nous serons en mesure de rejeter un *bump* d'amplitude $\mathcal{A}=15\%$ (H_0), si nos données possèdent un *bump* inférieur à $x_3\%$ d'amplitude, c'est-à-dire si elles suivent (H_3) ou (H_4).

L'utilisation de la médiane est en réalité limitée puisque seulement une expérience sur deux passe le seuil de confiance. Ceci implique que les limites de la zone de sensibilité obtenue correspondent aux valeurs des paramètres pour lesquelles l'expérience pourra rejeter (H_0) avec une probabilité d'une chance sur deux. Afin de mettre en évidence l'impact des fluctuations statistiques sur la sensibilité, il est possible de calculer les p -values associées aux quantiles à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$, comme l'illustre la Figure 7.3. C'est ce que nous ferons dans le cas de l'analyse du *bump*.

Génération des $p.d.f.$ Les $p.d.f.$ sont aussi fabriquées par *Monte-Carlo* pour chaque hypothèse testée, et leur largeur provient des fluctuations statistiques auxquelles sont soumises

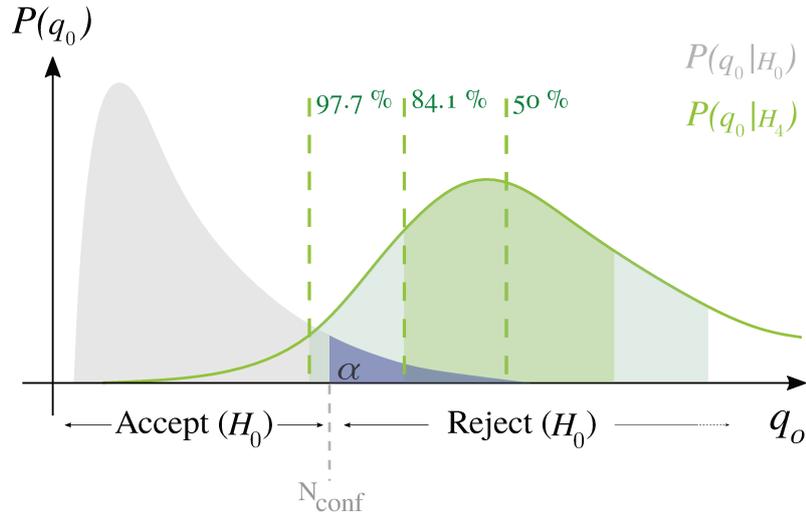


FIGURE 7.3 – Illustration de la détermination de la médiane (50% de chance de rejeter (H_0)) et des quantiles à $\pm 1\sigma$ (84.1%) et $\pm 2\sigma$ (97.7%).

les données générées. Dans le cas de l'analyse d'oscillation, l'étude de la sensibilité est effectuée en utilisant un jeu de données dit "Asimov" [120]. La comparaison par un $\Delta\chi^2$ du jeu de données Asimov, *i.e.* le modèle sans fluctuations, avec les différentes hypothèses d'oscillations permet d'obtenir directement la valeur de la médiane.

7.2 Analyse d'oscillation

Nous avons introduit le principe des tests d'hypothèses qui sont utilisés pour l'analyse d'oscillation, ainsi que la méthode utilisée pour la prise en compte des incertitudes systématiques. Nous présentons dans cette section comment les incertitudes systématiques sont déterminées et intégrées à l'expression du χ^2 . Celles-ci n'ont pour la plupart pas été étudiées dans le cadre de cette thèse, mais une brève explication est donnée dans l'intérêt du lecteur. Leurs valeurs sont regroupées dans le Tableau 7.1. Puis, nous abordons la description de la méthode de prédiction des erreurs sur le taux d' $\bar{\nu}_e$, avant de présenter les résultats obtenus à partir des spectres d'antineutrinos par cellule.

7.2.1 Expression du χ^2 et erreurs systématiques

Les six spectres $\bar{\nu}_e$ mesurés par cellule, corrigés des biais inhérents à la méthode d'extraction, et présentés en Section 6.1.2, sont comparés aux six spectres obtenus par simulation. On utilisera pour la cellule l et l'intervalle d'énergie i , les notations suivantes :

$$D_{l,i} = \text{Taux d}'\bar{\nu}_e \text{ mesuré}$$

$$M_{l,i}(\vec{\mu}) = \text{Taux d}'\bar{\nu}_e \text{ simulé pour une hypothèse d'oscillation } (H_\mu)$$

7.2.1.1 Erreurs systématiques

Les incertitudes systématiques sont prises en compte dans l'expression du χ^2 par l'introduction de paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$, procurant au modèle une marge supplémentaire pour l'ajustement des données (cf. Section 7.1.2.2). Le modèle ainsi construit s'exprime alors :

$$M_{l,i}(\vec{\mu}, \vec{\alpha}) = M_{l,i}(\vec{\mu}) \left(1 + \alpha_l^{\text{NormU}} + S_{l,i}^{\text{Escale}}(\mu) \cdot (\alpha^{\text{EscaleC}} + \alpha_l^{\text{EscaleU}}) \right) \quad (7.5)$$

où les différents paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$ sont décrits dans le Tableau 7.1. L'incertitude sur l'échelle en énergie, corrélée entre les différents intervalles d'énergie et cellules, est exprimée par une fonction S . On peut décrire l'écart entre l'énergie reconstruite et l'énergie visible déposée par une fonction polynomiale d'ordre 2. Le terme d'ordre 0 correspond à l'ancrage de l'échelle en énergie, effectué sur le point de calibration du manganèse à 0.835 MeV (cf. Section 2.3.4). Le terme d'ordre 1 correspond à la pente induite par une erreur d'étalonnage et le terme d'ordre 2 introduit une non-linéarité liée par exemple à l'électronique. Il a été montré dans la thèse de T.Salagnac [120] que l'effet d'une non-linéarité de 2% sur l'électronique était négligeable sur la sensibilité de l'expérience. La valeur mesurée en Section 2.4.3.3 étant inférieure à 1%, nous pouvons considérer que la variation de l'échelle en énergie peut être modélisée par un polynôme d'ordre 1. La fonction S_i^{Escale} permet d'estimer la variation du nombre d'évènements dans un intervalle d'énergie i produit par une erreur sur le terme d'ordre 1 de l'échelle en énergie. Elle est définie par [120] :

$$S_i^{\text{Escale}} = \frac{(M_i + M_{i-1})E_i^{\text{inf}} + (M_i + M_{i+1})E_i^{\text{sup}}}{2 (E_i^{\text{sup}} - E_i^{\text{inf}}) M_i} \quad (7.6)$$

où E_i^{sup} et E_i^{inf} indiquent la valeur de la borne inférieure de l'intervalle en énergie choisi. Les valeurs utilisées pour contraindre les paramètres α^{EscaleC} et $\alpha_l^{\text{EscaleU}}$ proviennent des études de stabilité de la reconstruction en énergie, détaillées dans [109]. Elles comprennent les incertitudes sur l'ancrage du manganèse (cf. Section 2.4.3.3), la déviation mesurée entre l'énergie reconstruite des 6 cellules, la stabilité en temps obtenue grâce au suivi du pic n-H, et l'ancrage de la calibration (ajustement fin du paramètre de Birks (cf. Section 2.3.3.3)). L'incertitude sur la normalisation (non-corrélée entre cellules) provient de la mesure du volume des cellules et de la correction de l'efficacité neutron estimée en Section 3.3.3.

Paramètre de nuisance	Source	Incertitude relative (%)
α_i^{NormU}	Normalisation (non-corrélée)	
	Volume des cellules	0.83
	Correction de l'efficacité neutron	0.84
$\alpha_i^{\text{EscaleU}}$	Échelle en énergie (non-corrélée)	
	Ancrage du point Mn	0.2
	Déviaton entre cellules	0.5
α^{EscaleC}	Échelle en énergie (corrélée)	
	Stabilité en temps	0.3
	Ancrage de la calibration	1

TABLEAU 7.1 – Incertitudes systématiques pour l'analyse d'oscillation, corrélées et non-corrélées entre cellules.

7.2.1.2 χ^2 : une analyse en forme indépendante de la prédiction

Initialement pensée pour s'affranchir de la prédiction, l'expérience STEREO doit choisir une expression de χ^2 permettant une analyse indépendante de la forme du spectre et de la norme prédite. Cependant, les $M_{l,i}(\vec{\mu})$ sont obtenus par génération des $\bar{\nu}_e$ selon le modèle d'HUBER soumis à différentes hypothèses d'oscillation $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$. Le nombre d'évènements attendus théoriquement peut alors s'écrire :

$$M_{l,i}^{the} = \Phi_i M_{l,i}(\vec{\mu}, \vec{\alpha}) \quad (7.7)$$

où Φ_i dénotent les *facteurs de forme*. Ceux-ci sont présumés inconnus – mis-à-part le fait qu'ils ne dépendent pas de l – et donc laissés totalement libres dans la minimisation. Pour chaque intervalle d'énergie i , ils ajustent effectivement le nombre de neutrinos attendus sur les six cellules l afin de correspondre en moyenne au nombre de neutrinos mesurés $D_{l,i}$. Les $M_{l,i}(\vec{\mu}, \vec{\alpha})$ sont optimisés en terme de paramètres d'oscillation $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$ et de paramètre de nuisance $\vec{\alpha}$ pour correspondre aux déviations restantes. Puisque les Φ_i absorbent toute l'information sur le flux absolu, l'analyse conduite de cette manière devient indépendante de la forme du spectre prédit. En présumant que les taux mesurés ne sont pas corrélés et qu'ils obéissent à des lois gaussiennes, nous pouvons définir le χ^2 :

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_l^{N_{\text{Cells}}} \sum_i^{N_{\text{Ebins}}} \left(\frac{D_{l,i} - \Phi_i M_{l,i}(\vec{\mu}, \vec{\alpha})}{\sigma_{l,i}} \right)^2 \\ & + \sum_l^{N_{\text{Cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{NormU}}}{\sigma_l^{\text{NormU}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{EscaleC}}}{\sigma^{\text{EscaleC}}} \right)^2 + \sum_l^{N_{\text{Cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{EscaleU}}}{\sigma_l^{\text{EscaleU}}} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.8)$$

où $\sigma_{l,i}$ est l'incertitude statistique du taux mesuré, et les termes σ^X , introduits en Section 7.1.2.2, sont les contraintes associées aux paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$. Les $\sigma_{l,i}$ dépendent

de l'hypothèse d'oscillation testée. Une étude est dédiée à la prédiction de l'erreur en Section 7.2.2.

Comparaison avec la méthode des ratios La méthode présentée ci-dessus possède plusieurs avantages en comparaison avec la méthode utilisée pour l'obtention des premiers résultats de STEREO. Cette dernière, dite *des ratios* [36], repose sur le fait que les ratios $M_{l,i}^{the}/M_{l^*,i}^{the}$ ne dépendent pas de Φ_i . En sélectionnant $l^*=1$ comme référence, on peut alors construire un χ^2 tel que $\chi^2 = (R_{l,i}^{exp} - R_{l,i}^{the}) / \sigma$, qui utilise les ratios :

$$R_{l,i}^{exp} = \frac{D_{l,i}}{D_{ref=1,i}} \quad ; \quad R_{l,i}^{the} = \frac{M_{l,i}}{M_{ref=1,i}} \quad (7.9)$$

Premièrement, la sélection particulière $l^*=1$ casse la symétrie entre les cellules, et expose au risque qu'une potentielle fluctuation statistique de cette cellule soit répercutée sur les contributions au χ^2 de toutes les autres cellules. Deuxièmement, les $R_{l,i}^{exp}$, étant des ratios de nombres que l'on considère suivre des comportements gaussiens, ne sont en réalité pas distribués comme tels. Troisièmement, les différents termes du χ^2 sont fortement corrélés par l'intermédiaire de la cellule de référence qu'ils partagent, nécessitant l'introduction d'une matrice de covariance. Enfin, l'utilisation de ratios expose à des divergences à faible statistique, c'est-à-dire à haute énergie.

L'idée de la mise en place d'une nouvelle méthode pour l'analyse de la Phase-II est issue d'une discussion avec François LeDiberder à la conférence d'ICHEP2018. Cette méthode est en conclusion plus simple à mettre en œuvre, puisqu'elle ne nécessite pas de matrice de covariance, et se révèle plus robuste, du fait qu'elle conserve la symétrie des cellules en n'imposant pas de cellule de référence.

7.2.2 Prédiction de l'incertitude statistique sur le taux d' $\bar{\nu}_e$

Chaque hypothèse d'oscillation testée conduit à un nombre de neutrinos inférieur à celui obtenu sans oscillation. Habituellement, c'est l'erreur obtenue sur les données qui est utilisée pour le dénominateur du χ^2 (terme $\sigma_{l,i}$ dans l'Équation 7.8), mais dans notre cas, une prédiction de l'erreur doit être effectuée afin de faire correspondre l'hypothèse testée avec les données.

7.2.2.1 Description de la méthode

Cette prédiction de l'erreur peut-être donnée par la simulation mise en place pour les tests de la méthode d'extraction de taux de neutrinos, décrite en Section 5.1.5. Pour une hypothèse d'oscillation donnée, 5000 pseudo-expériences sont effectuées en prenant soin de faire varier dans l'incertitude statistique les nombres d'évènements des différentes distributions (OFF, ON

accidentelles et OFF accidentelles). La dispersion statistique ΔN_ν du nombre de neutrinos extrait N_ν est évaluée pour chaque couple {cellule, énergie} et chaque hypothèse $\{\sin^2(2\theta), \Delta m^2\}$ grâce à un ajustement par une gaussienne. Un exemple est montré en Figure 7.4. Sur cet exemple, il est par ailleurs important de noter que la valeur ΔN_ν (0.5514 ± 0.0057) $\bar{\nu}_e$ /jour est en accord avec l'erreur donnée par le *package* Minuit de ROOT. L'erreur donnée par l'ajustement est bien représentative de la dispersion statistique réelle.

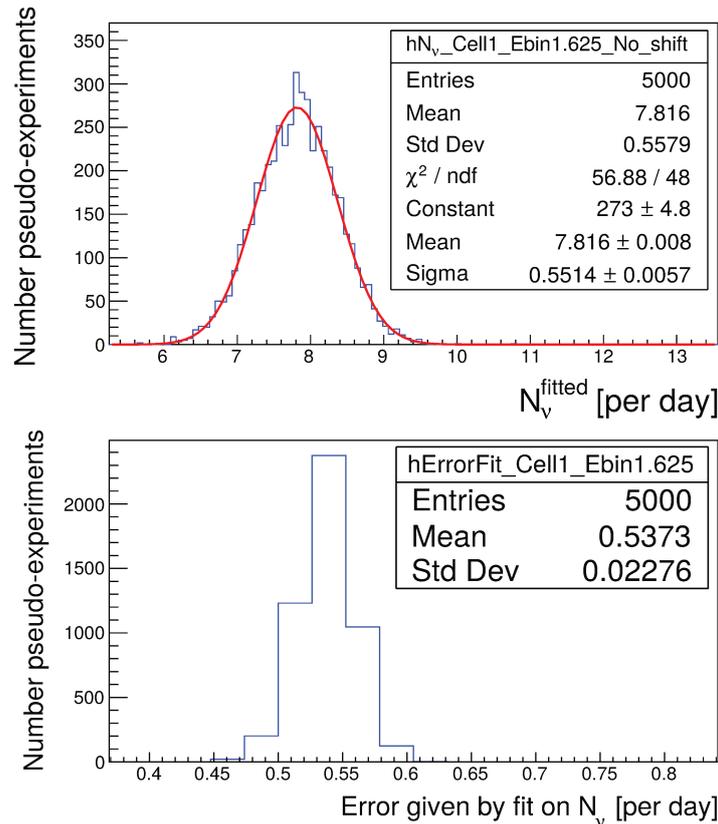


FIGURE 7.4 – Évaluation de la dispersion statistique ΔN_ν du nombre de neutrinos ajustés pour un couple {cellule, énergie} et une hypothèse d'oscillation. L'incertitude statistique est compatible avec l'erreur donnée par l'ajustement de ROOT montré sur la figure du bas.

N'étant pas en mesure de simuler toutes les hypothèses d'oscillation du plan $\{\sin^2(2\theta), \Delta m^2\}$, nous nous sommes contentés d'étudier une dizaine de points entre 20% et 200% du taux de neutrinos nominal N_0 par pas de 10% jusqu'à 100%. Deux points supplémentaires à 120% et 200% permettent d'extrapoler le comportement de l'erreur et d'assurer une continuité après N_0 , où N_0 est le taux trouvé dans les données sur la période analysée, soit 365 $\bar{\nu}_e$ /jour en Phase-II. L'erreur donnée par l'ajustement dans les données correspond à la valeur de ΔN_ν obtenue en simulation sans oscillation, ce qui est un premier indice de l'absence d'une forte oscillation et valide en même temps notre hypothèse d'établir N_0 à 365 $\bar{\nu}_e$ /jour.

7.2.2.2 Fonction d'ajustement

Nous cherchons à prédire l'erreur relative $\Delta N_\nu / N_\nu$ en fonction de la quantité $x = N_\nu / N_0$. Trois cas sont envisagés pour ajuster les points issus des pseudo-expériences.

Le premier est la version optimiste, dans laquelle seule la statistique du signal neutrino influe sur l'erreur associée. L'erreur évolue en racine du taux de comptage et obéit ainsi à un comportement en $1/\sqrt{x}$:

$$\left. \frac{\Delta N_\nu}{N_\nu} \right|_S = \frac{\sqrt{N_\nu}}{N_\nu} = a \times \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (7.10)$$

Le deuxième cas est plus pessimiste et consiste à ne prendre en compte que la statistique de bruit de fond, qui reste constante pour chaque hypothèse d'oscillation. L'erreur est donc toujours $\sqrt{N_0}$, menant à une variation de l'erreur relative en $1/x$:

$$\left. \frac{\Delta N_\nu}{N_\nu} \right|_B = \frac{\sqrt{N_0}}{N_\nu} = b \times \frac{1}{x} \quad (7.11)$$

Une meilleure approximation serait de sommer les deux contributions, tel que :

$$\left. \frac{\Delta N_\nu}{N_\nu} \right|_{S \oplus B} = \sqrt{a^2 \times \frac{1}{x} + b^2 \times \frac{1}{x^2}} \quad (7.12)$$

en laissant les paramètres a et b s'adapter aux contributions relatives de signal et de bruit de fond dans le calcul de l'erreur.

La Figure 7.5 illustre pour un couple {cellule, énergie} les différentes descriptions possibles de l'évolution de l'incertitude statistique du taux de neutrinos extraits en fonction de l'hypothèse d'oscillation testée. L'axe des abscisses correspond à un pourcentage de neutrinos détectés du taux de neutrinos nominal N_0 . Chaque point est issu de 5000 pseudo-expériences et ajusté par l'Équation 7.12. Pour l'hypothèse de non-oscillation (point vert à $N_\nu / N_0 = 1$), l'incertitude relative est d'environ 4%. Elle croît ensuite avec la baisse du signal neutrino pour atteindre 18% à $N_\nu / N_0 = 30\%$. Les deux points à 120% et 200% ne sont pas représentatifs d'une oscillation mais permettent de valider la fonction d'ajustement. Les paramètres a et b sont extraits pour chaque intervalle d'énergie et chaque cellule. Ils reflètent le rapport signal-du-bruit.

Dans le cas où la prédiction d'erreur ne peut être produite, le choix le plus judicieux – car conservatif – est d'utiliser l'approximation de bruit constant (cf.Équation 7.11).

7.2.3 Résultats

7.2.3.1 Test de non-oscillation

L'hypothèse de non-oscillation (H_0) : $\{\sin^2(2\theta) = 0, \Delta m^2 = 0\}$ est testée en utilisant la statistique de l'Équation 7.3, à savoir $\Delta\chi_0^2 = \chi^2(\{0,0\}, \hat{\vec{\alpha}}) - \chi^2(\hat{\vec{\mu}}, \hat{\vec{\alpha}})$. La comparaison du $\Delta\chi_0^2$ expérimental avec la *p.d.f.* générée donne une *p-value* de valeur 0.4 dont la région

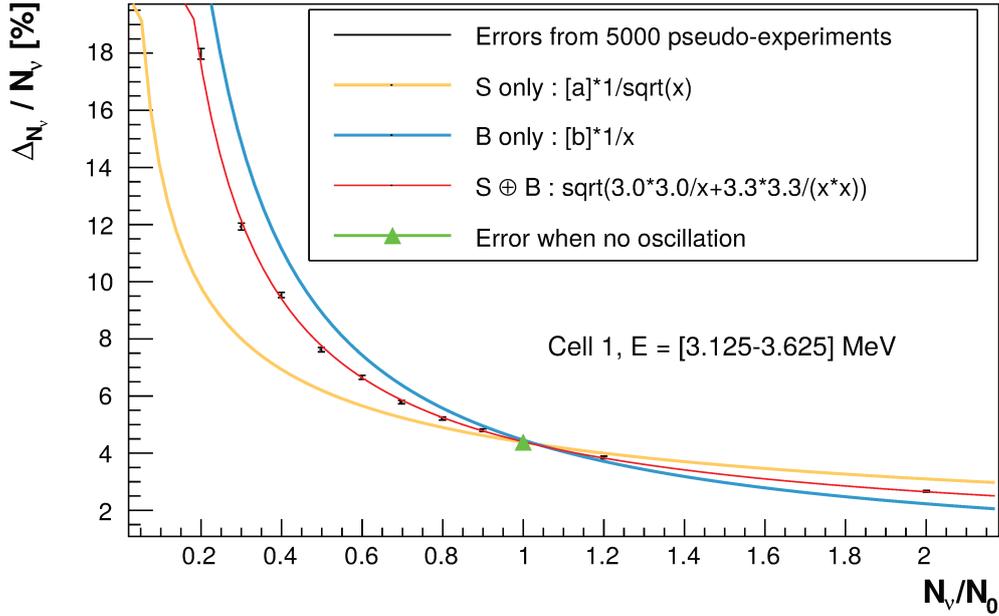


FIGURE 7.5 – Prédiction de l’incertitude statistique pour un couple {cellule, énergie} en générant successivement entre 20% et 200% du signal neutrino nominal, pris à $365 \bar{\nu}_e$ /jour en Phase-II et correspondant à $N_\nu/N_0=1$. Les points sont obtenus par 5000 pseudo-expériences, avant d’être ajustés par la fonction d’ajustement décrite par l’Équation 7.12. Les fonctions correspondant aux Équation 7.11 et 7.10 sont superposées afin de visualiser la contribution relative du signal et du bruit de fond sur l’erreur.

est représentée sur la Figure 7.6. Ce résultat ne permet pas de rejeter l’hypothèse de non-oscillation. Les paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$ n’indiquent pas d’excursions, démontrant que les incertitudes systématiques n’ont pas été sous-évaluées. Par ailleurs, un bon accord entre les taux mesurés et le modèle non-oscillé – multiplié par les coefficients Φ_i – est observé (Figure 7.7).

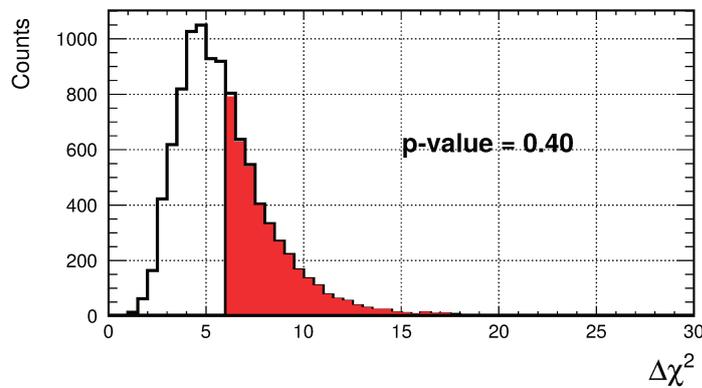


FIGURE 7.6 – Le $\Delta\chi^2$ expérimental comparé à la *p.d.f.* $P(\Delta\chi^2|H_0)$ ne permet pas de rejeter l’hypothèse de non-oscillation.

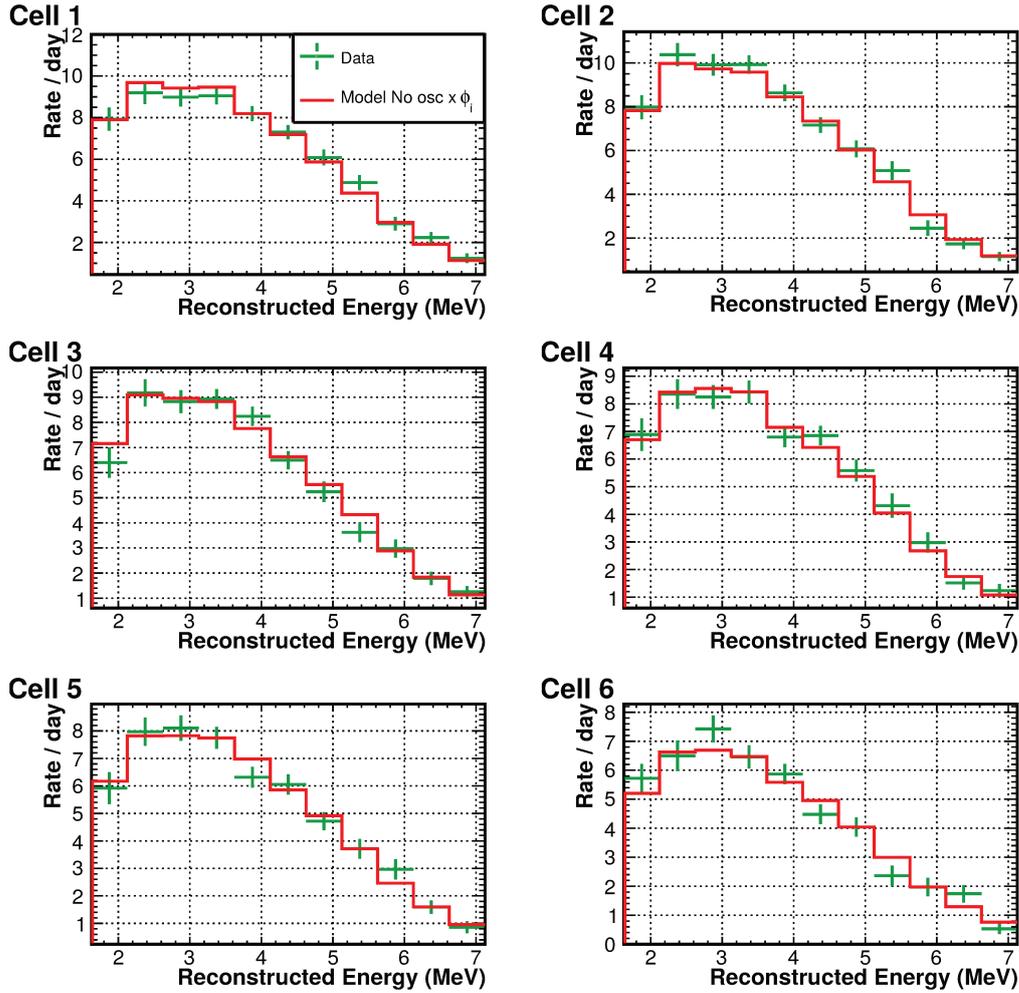


FIGURE 7.7 – Comparaison des six spectres mesurés (vert) avec le modèle non-oscillé $\times \Phi_i$ (rouge).

7.2.3.2 Contours d'exclusion

L'hypothèse nulle n'ayant pas été rejetée, et le meilleur ajustement trouvé lors la minimisation du χ^2 n'étant pas significatif, nous nous portons vers le test individuel de chaque hypothèse d'oscillation afin de produire un contour d'exclusion. En d'autres termes, l'espace des paramètres $\vec{\mu}$ est divisé en un quadrillage de 100×100 , et tour à tour, chaque couple $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$ se voit testé. Afin de minimiser le temps de calcul, une méthode de *raster scan* est utilisée : la minimisation est effectuée pour une tranche en Δm^2 fixée. La région de rejet obtenue, colorée en rouge sur la Figure 7.8, est statistiquement distribuée autour de la zone de sensibilité de l'expérience (cf. Section 7.1.3).

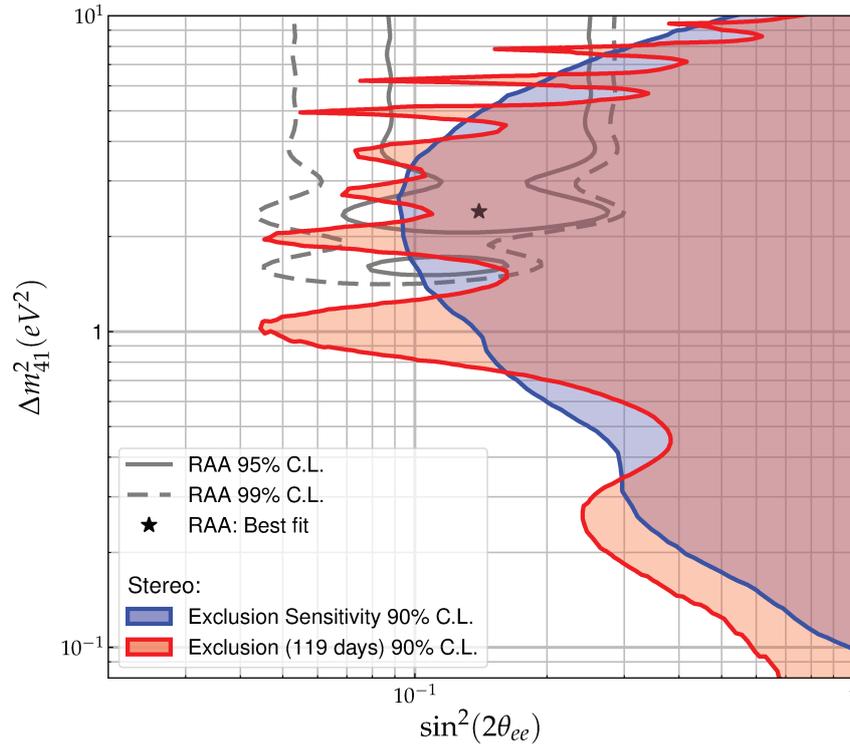


FIGURE 7.8 – Contours d’exclusion et de sensibilité pour la Phase-II. Le meilleur ajustement de la *RAA* est rejeté à un niveau de confiance de $\sim 99\%$.

7.3 Analyse de la forme du spectre

L’analyse d’oscillation a révélé une bonne maîtrise des systématiques associées à chaque cellule, nous mettant en confiance pour une comparaison du spectre sommé à la prédiction. Le but est de valider ou de rejeter l’hypothèse de la présence du *bump* à 5 MeV, présent dans les expériences réacteur récentes (cf. Section 1.2.3.1). Nous commençons cette section par une brève description du spectre prédit utilisé, dont l’étude a été réalisée au sein de la collaboration STEREO [161]. Le modèle de l’excès à 5 MeV est par la suite défini et intégré au χ^2 utilisé pour le test statistique. Les résultats sur la sensibilité au rejet d’un *bump* sont ensuite exposés, avant de passer à la comparaison de la mesure expérimentale à la prédiction.

7.3.1 Prédiction utilisée

L’évolution du combustible nucléaire au sein du cœur du réacteur de l’ILL a été simulé pour un cycle à la puissance nominale par le code FISPACT. Le fort enrichissement en ^{235}U (93%) engendre une quantité de plutonium produite très faible, dont la fraction atteint les 0.7% seulement. L’impact de cette contribution est négligeable sur le spectre prédit, ce qui nous permet d’utiliser le modèle de HUBER dans le cas d’un spectre en ^{235}U pur (cf. Section 1.2.2). Même si ce modèle repose sur la conversion du spectre β mesuré auprès du même réacteur nucléaire, quelques corrections dont une introduction a été fournie en Section 1.2.2.2 doivent

être apportées pour prédire le spectre attendu dans le détecteur STEREO. Ces corrections affectent principalement les premiers intervalles d'énergie du spectre antineutrino, que l'on peut alors exprimer tel que :

$$\text{Huber}(E_\nu) \rightarrow \text{Huber}(E_\nu) \times (1 + \delta(E_\nu)) \quad (7.13)$$

Corrections hors équilibre Le modèle d'Huber a été extrait 12 heures après l'irradiation de cibles d' ^{235}U . Ainsi, l'accumulation des produits de fission dont la durée de vie est égale ou supérieure à 12 heures doit être estimée afin d'être extrapolée aux cycles de l'ILL, qui sont de 50 jours. L'effet dominant provient des produits de fission ^{144}Pr , ^{92}Y et ^{106}Rh , dont les spectres β se terminent entre 3 et 3.5 MeV. La contribution dans le premier intervalle d'énergie est d'environ 1.5%, puis de 1% dans le second.

Combustible usé Le combustible usé est stocké en fin de cycle dans le canal d'eau se situant juste au dessus du détecteur STEREO. Les produits de fission à longue durée de vie continuent alors d'émettre des antineutrinos, qui peuvent contribuer au spectre mesuré lors des périodes de marche et d'arrêt. Pour cela, les 24 heures suivant un changement d'état du réacteur (arrêt à marche ou vice-versa) sont retirées de l'analyse. De plus, le seuil d'analyse sur le signal prompt est fixé à 1.625 MeV, soit 2.4 MeV en énergie neutrino. La contribution restante a été estimée pour chaque isotope à l'aide du code BESTIOLE [45]. Elle est inférieure à 0.5%.

Aluminium La dernière correction – et dominante – est liée à la présence d'aluminium dans l'oxyde d'uranium et dans les structures métalliques autour. L'isotope ^{28}Al , produit par capture neutronique, se désintègre et donne naissance à un spectre β^- se terminant à 2.86 MeV. La contribution est évaluée à environ 5% dans le premier intervalle d'énergie.

La correction moyenne dans le premier intervalle d'énergie est $\delta = (5.7 \pm 2.2)\%$, puis respectivement $(\delta = 0.6 \pm 0.2)$ et $(\delta = 0.4 \pm 0.2)\%$ dans les deuxième et troisième intervalles. La Figure 7.9 représente l'amplitude de ces corrections. Le spectre prédit pour l'analyse de l'excès à 5 MeV est obtenu par simulation d'un million d'évènements IBD tirés sur le modèle de HUBER pour un spectre d' ^{235}U pur, et corrigé des 3 effets mentionnés. La normalisation initiale est faite par rapport à l'intégrale du spectre expérimental et un paramètre laissé libre permettra d'ajuster une potentielle différence de flux.

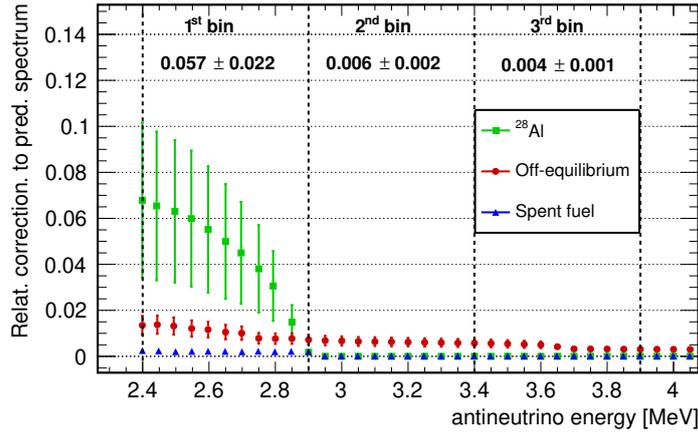


FIGURE 7.9 – Corrections apportées par intervalle d'énergie à la prédiction de HUBER (^{235}U) pour le réacteur de l'ILL, issues de l'étude présentée dans [161].

7.3.2 Expression du χ^2 et erreurs systématiques

7.3.2.1 Modélisation de l'excès à 5 MeV

La première question à se poser est la suivante : par quelle expression souhaite-on modéliser l'excès à 5 MeV ? La forme qui s'impose naturellement est la distribution gaussienne, facile à manipuler. Au jour présent, l'expérience à avoir publié le spectre neutrino le plus précis est Daya Bay, dont le détecteur est situé à courte distance d'un réacteur commercial [69]. Nous utiliserons donc leur spectre pour évaluer la position et largeur du *bump* à tester. Même si la forme de l'excès est loin d'être une parfaite gaussienne, nous travaillerons tout de même sous cette hypothèse en première approche. La statistique acquise dans STEREO est en effet suffisamment faible pour être en mesure de faire cette approximation.

Le modèle du spectre sommé $M_i(\mathcal{A}_{bump})$ est ainsi approximé au premier ordre par l'ajout d'une gaussienne sur le spectre prédit par HUBER M_i , et un paramètre de normalisation commun à tous les intervalles d'énergie \mathbf{a} permet de s'affranchir pour l'instant de la norme globale. Les paramètres d'intérêt $\vec{\mu}$ sont les paramètres de la gaussienne modélisant l'excès, à savoir son amplitude \mathcal{A}_{bump} , sa position μ_{bump} et sa largeur σ_{bump} . Toutefois, le spectre fourni par Daya Bay nous permet d'estimer avec suffisamment de précision la position μ_{bump} pour la fixer. Des études sur la convergence de l'ajustement lorsque l'amplitude et la largeur sont toutes deux gardées comme paramètres d'intérêt à minimiser ont révélé des difficultés à trouver le minimum global. Ceci est causé par la forte corrélation entre ces deux variables. En effet, l'amplitude peut prendre n'importe quelle valeur lorsque la largeur est nulle, et vice-versa. Toutefois, il est possible d'estimer un intervalle des valeurs possibles de la largeur σ_{bump} (cf. Section 7.3.2.2). Ainsi, seule l'amplitude sera considérée comme paramètre d'intérêt, et la largeur sera fixée pour chaque minimisation. Un *raster-scan* – présenté pour l'analyse d'oscillation – permettra de tester les différentes valeurs possible de σ_{bump} . Le taux de chaque

intervalle d'énergie i est donc modélisé par :

$$M_i(\mathcal{A}_{bump}) = \mathbf{a} \times M_i (1 + \mathcal{G}(i; \mathcal{A}_{bump}, \mu_{bump}, \sigma_{bump})) \quad (7.14)$$

7.3.2.2 Estimation de la position et largeur du *bump* de Daya Bay dans le détecteur Stereo

L'expérience Daya Bay, avec une statistique de 338310 neutrinos détectés, fournit deux spectres [69] qui permettent d'estimer les paramètres μ_{bump} et σ_{bump} attendus dans STEREO, en prenant en compte quelques informations sur les réponses des détecteurs.

Le premier spectre publié est en énergie visible, et non déconvolué des effets du détecteur (Figure 7.10 (gauche)). La résolution de Daya Bay en fonction de l'énergie déposée est très semblable à celle de STEREO sur toute la gamme en énergie, notamment à 5 MeV [162]. La largeur du *bump* attendu dans le détecteur STEREO est donc du même ordre de grandeur que celle de Daya Bay, soit $\sigma_{bump} \sim 0.8$ MeV. Cette valeur est assez approximative du fait que l'excès ne corresponde pas tout à fait à une forme gaussienne. Ainsi, nous étudierons la sensibilité de l'expérience à plusieurs hypothèses de largeur à amplitude constante, en faisant varier celle-ci entre 0.4 et 1.4 MeV. Une telle étude permettra de produire un contour d'exclusion en deux dimensions ($\mathcal{A}_{bump}, \sigma_{bump}$).

Le deuxième spectre publié est en énergie neutrinos (Figure 7.10 (droite)) et déconvolué de la réponse du détecteur. Un ajustement par une gaussienne (Figure 7.11) permet d'obtenir avec une bonne précision la position moyenne de la gaussienne, ($\mu_{bump}^{DayaBay} = 5.87$ MeV) et de la propager dans la simulation STEREO. La valeur obtenue, ($\mu_{bump}^{STEREO} = 5.68$ MeV) est cohérente avec le décalage attendu du *quenching* et de l'ancrage de la simulation sur le point de ^{54}Mn .

7.3.2.3 Erreurs systématiques

Comme pour l'analyse d'oscillation, les erreurs systématiques sont prises en compte dans l'expression du χ^2 par l'introduction de paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$. Ceci procure au modèle une marge supplémentaire pour l'ajustement des données (cf. Section 7.1.2.2). Deux catégories d'incertitudes systématiques sont à distinguer : celles qui impactent le spectre simulé M_i seulement et celles qui s'appliquent au spectre simulé et au *bump*, telles que l'incertitude sur l'échelle en énergie. L'expression du modèle construit est :

$$M_i(\mathcal{A}_{bump}, \vec{\alpha}) = \left[\mathbf{a} \times M_i (1 + S_i^{specC} \alpha^{specC} + \alpha_i^{specU}) (1 + \mathcal{G}(i; \mathcal{A}_{bump}, \mu_{bump}, \sigma_{bump})) \right] \left(1 + S_i^{Escale} \alpha^{Escale} + S_i^{promptEff} \alpha^{promptEff} \right) \quad (7.15)$$

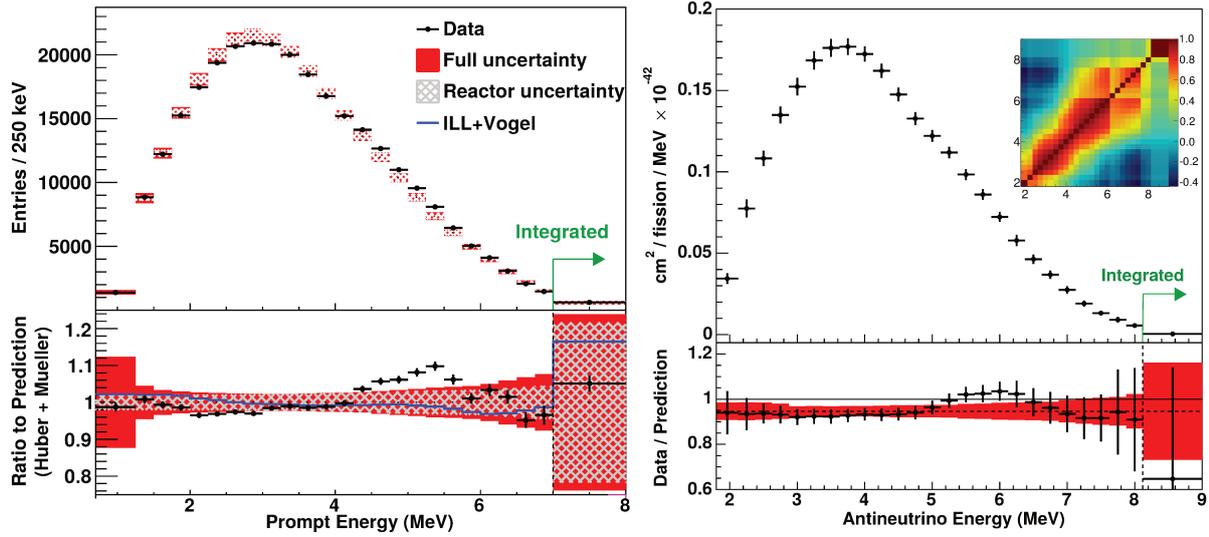


FIGURE 7.10 – Spectres neutrinos fournis par Daya Bay en énergie prompt reconstruite (gauche) et en énergie neutrino (droite) issus de [69]. Le ratio de ces spectres sur la prédiction donnée par Hubert/Mueller est présentée au dessous de chaque figure.

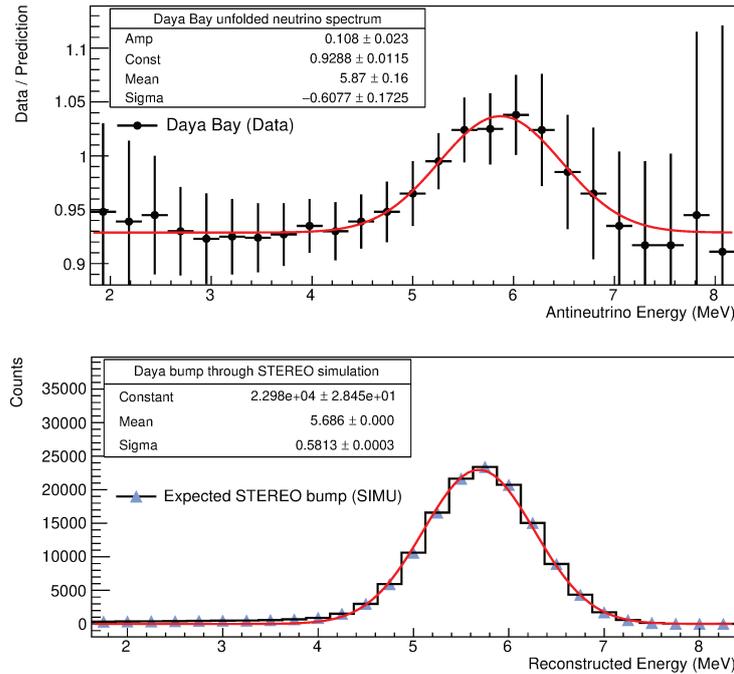


FIGURE 7.11 – Extraction des paramètres du *bump* observé par Daya Bay (haut) et propagation dans la simulation STEREO (bas). La figure du haut est le ratio des données sur la prédiction montré sur la figure précédente à droite (Figure 7.10). Un ajustement par une gaussienne permet d'évaluer la position du *bump* de Daya Bay en énergie neutrino à 5.87 MeV. La valeur de la largeur n'est pas d'intérêt puisque le spectre n'est pas déconvolué de la résolution du détecteur de Daya Bay. Une fois propagé dans la simulation STEREO, la position moyenne est égale à 5.68 MeV.

Les valeurs utilisées pour contraindre les différents paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$ sont groupées dans le Tableau 7.2. Les incertitudes corrélées entre les différents intervalles d'énergie sont exprimées par les fonctions S . L'incertitude sur l'échelle en énergie a été détaillée dans la

Section 7.2.1.1. Dans le cas de l'étude du spectre sommé sur les 6 cellules, seule l'incertitude corrélée sur les intervalles d'énergie est prise en compte. $S_i^{promptEff}$ décrit l'incertitude faite sur l'efficacité de la sélection de l'évènement prompt entre les différentes énergies :

$$S_i^{promptEff} = p_0(E_i - 1.625)^2 + p_1(E_i - 1.625)^3 \quad (7.16)$$

où E_i indique la valeur moyenne de l'intervalle d'énergie choisi, $p_0 = -0.003815$ et $p_1 = 0.008606$. Cette formule a été introduite en Section 3.3.2.4. Enfin, les systématiques provenant du spectre émis ont été propagées à travers la matrice de réponse de STEREO afin d'obtenir leur valeur sur le spectre prompt [163]. S_i^{specC} relie les incertitudes systématiques entre les différents intervalles d'énergie et inclue toutes les erreurs corrélées provenant du spectre émis : magnétisme faible, effets hors équilibre, contribution de l'activation de l'aluminium ... Cette fonction est évaluée par un polynôme d'ordre 5 :

$$S_i^{specC} = a + bE_i + cE_i^2 + dE_i^3 + eE_i^4 + fE_i^5 \quad (7.17)$$

où les paramètres $\{a,b,c,d,e,f\} = \{14.86, -14.66, 6.258, -1.272, 0.126, -0.0048\}$. Les valeurs des systématiques provenant du spectre émis mais non corrélées α_i^{specU} incluent l'incertitude statistique sur le spectre en énergie de HUBER. Elles varient progressivement de 0.17% à 1% entre les seuils en énergie bas et haut.

Paramètre de nuisance	Source	Incrtitude relative (%)
α_i^{specU}	Spectre émis HUBER (non-corrélée)	0.17 – 1
α^{specC}	Magnétisme faible, effets hors-équilibre, ... (corrélée)	1
α^{Escale}	Échelle en énergie (corrélée)	1.1
$\alpha^{promptEff}$	Efficacité signal prompt (corrélée)	1

TABLEAU 7.2 – Incertitudes systématiques pour l'analyse en forme du spectre en énergie des neutrinos.

7.3.2.4 Expression du χ^2

On définit D_i , la somme des taux de neutrinos mesurés dans les six cellules pour l'intervalle d'énergie i et dont l'obtention dans les données est réalisé par la méthode figurant à la Section 5.1.3. Une correction de l'accord entre données et *Monte-Carlo*, provenant des études d'efficacité de capture neutron détaillées en Section 3.3.3 a été appliquée sur les taux expérimentaux. Ceux-ci sont comparés au modèle incluant un potentiel *bump* modélisé par

une gaussienne via le χ^2 défini en Section 7.1.2.1 :

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i^{N_{\text{Ebins}}} \left(\frac{D_i - M_i(\mathcal{A}_{bump}, \vec{\alpha})}{\sigma_i} \right)^2 \\ & + \sum_i^{N_{\text{Ebins}}} \left(\frac{\alpha_i^{\text{spec}U}}{\sigma_i^{\text{spec}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{spec}C}}{\sigma^{\text{WM}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{Escale}}}{\sigma^{\text{Escale}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{promptEff}}}{\sigma^{\text{PromptEff}}} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.18)$$

où σ_i est l'incertitude statistique du taux mesuré, donnée par l'ajustement. Les termes σ^X , introduits en Section 7.1.2.2, sont les contraintes associées aux paramètres de nuisance $\vec{\alpha}$, limitant l'excursion de ceux-ci.

7.3.3 Sensibilité au rejet d'un *bump*

Dans le cas où notre spectre est compatible avec l'absence de *bump*, nous désirons savoir quelle amplitude nous serons en mesure de rejeter avec la statistique de Phase-II. Pour cela, une étude de sensibilité est menée. Le principe ayant été décrit en Section 7.1.3, nous en présentons ici le résultat.

Plusieurs hypothèses H_0 correspondant à différentes amplitudes de *bump* sont testées, et deux d'entre elles sont présentées sur la Figure 7.12. Chaque hypothèse est soumise à deux comparaisons, quantifiées à l'aide du $\Delta\chi^2$. La première teste H_0 dans le cas où les données suivent H_0 (distribution grise, identique pour tous les tests¹). La deuxième teste H_0 dans le cas où les données suivent H_1 , l'hypothèse où il n'y a pas de *bump*. La région critique est définie telle que $N_{\text{conf}} = 95\%$. La prise de décision est effectuée pour chaque hypothèse testée par le calcul de la *p-value*. Comme nous l'avons mentionné (cf. Section 7.1.3), il nous appartient de définir la *p-value*, en choisissant le χ^2 comme étant la médiane, la médiane- 1σ , ou la médiane- 2σ de $P(\Delta\chi^2|H_1)$. Ce choix est important car il change radicalement la figure de sensibilité.

La Figure 7.13 rassemble l'ensemble des hypothèses testées et propose un contour de sensibilité au rejet d'un *bump* d'une certaine amplitude \mathcal{A}_{bump} et largeur σ_{bump} . L'interprétation en est la suivante : STEREO a une chance sur deux de rejeter un *bump* de 7% et de largeur 0.8 MeV. Si l'on souhaite fixer la probabilité à la médiane- 1σ , soit 84%, alors STEREO n'est sensible qu'à des amplitudes supérieures à 12% à 0.8 MeV. Il est intéressant de noter que la largeur de la gaussienne, attendue entre 0.6 et 1.2 MeV, n'impacte que peu la sensibilité.

1. Les *p.d.f.* correspondant aux tests de H_0 dans le cas où les données suivent H_0 sont identiques – mis à part leur fluctuations statistiques – car distribuées comme une loi de χ^2 centrée à un degré de liberté k , où $k = \mathcal{A}_{bump}$ et la loi de χ^2 définie pour tout $x > 0$: $f(x, k) = \frac{1}{2^{k/2}\Gamma(k/2)} x^{k/2-1} e^{-x/2}$. La fonction Γ est dans ce cas égale à $\sqrt{\pi}$. Pour des raisons d'illustration, seule une distribution est montrée. En revanche, pour le calcul des *p-values*, les vraies *p.d.f.* sont utilisées.

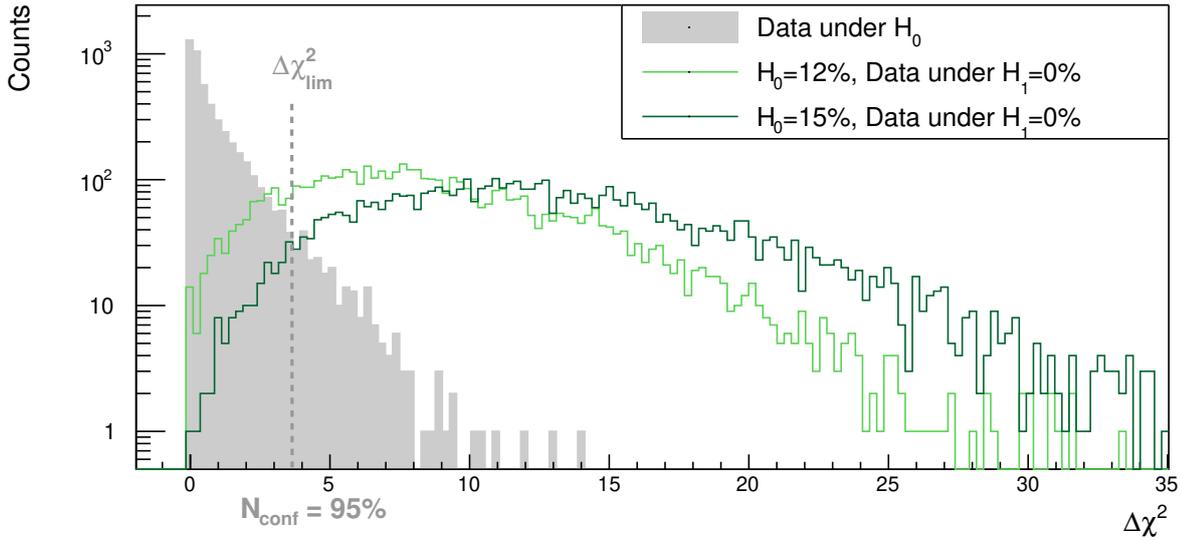


FIGURE 7.12 – Distributions des $\Delta\chi^2$ obtenus par simulation pour différentes hypothèses testées. En gris, la *p.d.f.* $P(\Delta\chi^2|H_0)$ représente le cas où les données suivent l'hypothèse testée. Nous avons vérifié que celle-ci suit une loi de χ^2 à 1 degré de liberté. Les courbes colorées ($P(\Delta\chi^2|H_1)$) représentent le cas où les données suivent H_1 , ici l'absence de *bump*. On observe que dans les deux cas, les *p.d.f.* sont suffisamment séparées de la *p.d.f.* en gris, signifiant que STEREO est en mesure de rejeter un *bump* supérieur à 12%.

L'avantage de proposer un contour de sensibilité et un test statistique qui soit fonction des paramètres du *bump*, est qu'aujourd'hui, il n'existe pas de valeur définitive et commune proposée par les expériences observant l'excès à 5 MeV. Si celui-ci est amené à se préciser, STEREO sera en mesure de tester rapidement cette hypothèse pour la rejeter, ou non.

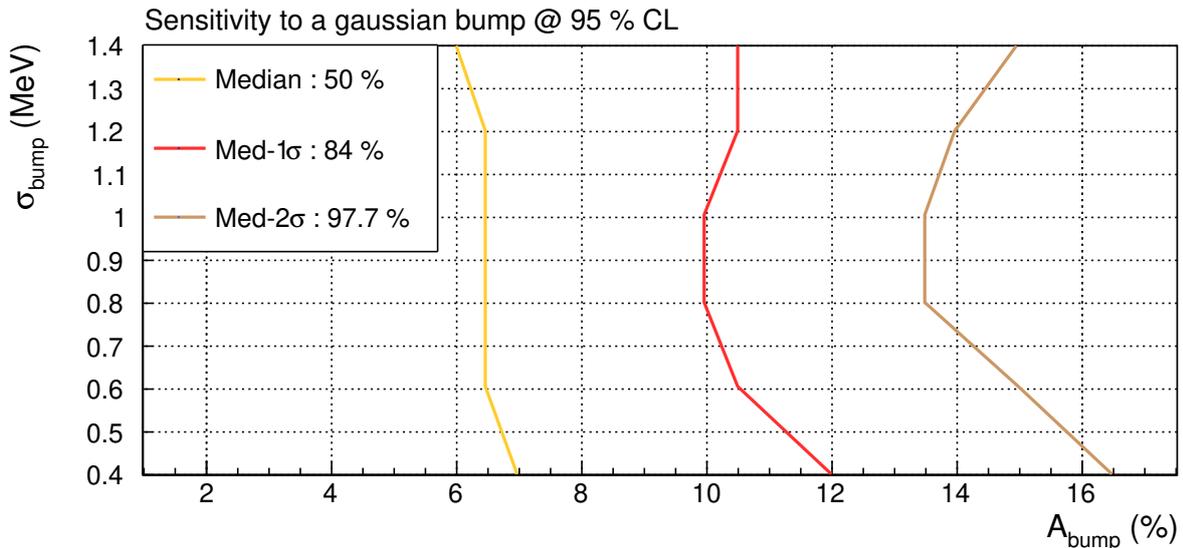


FIGURE 7.13 – Contour de sensibilité de l'expérience STEREO à un *bump* modélisé par une gaussienne de paramètres μ_{bump} (fixé car bien estimé), σ_{bump} et A_{bump} . Le niveau de confiance est fixé à 95%, autorisant une probabilité de commettre une erreur de type-I de 5%. Les trois courbes diffèrent de par la probabilité que l'on souhaite attribuer à cette sensibilité (cf. Section 7.1.3).

7.3.4 Résultats

7.3.4.1 Validation de l'échelle en énergie

Avant de dévoiler les données, un test de l'échelle en énergie a été effectué. Des spectres neutrinos correspondant à une variation du terme de premier ordre de l'échelle en énergie ont été simulés selon la formule 7.6 (cf. Section 7.2.1.1). Dans le cas d'une surestimation du coefficient de linéarité, le spectre neutrino est décalé vers les hautes énergies et pourrait reproduire dans la zone de 4 à 6 MeV un excès d'évènement qui pourrait être confondu avec l'excès testé. Pour tester l'impact de l'incertitude sur l'échelle en énergie sans dévoiler les données, l'ajustement décrit dans les sections précédentes est effectué pour des spectres simulés avec des variations de +1%, -1%, +3% et -3% de l'échelle en énergie. L'hypothèse testée est l'absence de *bump*, soit le spectre HUBER sans modifications. Dans les 4 cas, les paramètres de nuisance α^{Escale} reproduisent les variations utilisées en convergeant respectivement vers +1%, -1%, +3% et -3%. Pour cette étude, tous les autres paramètres de nuisance ont été enlevés afin de ne pas engendrer de corrélations. Ce test simple sur les spectres simulés permet de valider la convergence des paramètres de nuisance.

L'ajustement a ensuite été réalisé sur les vraies données – pour lesquelles on ne sait pas si un problème d'échelle en énergie est présent – et en ne gardant que les paramètres de nuisance sur l'échelle en énergie. La valeur convergée du paramètre α^{Escale} est -1.08% lorsque celui-ci est contraint à 1%, indiquant un dépassement de la contrainte. Cependant, lorsque la contrainte est élevée à 10%, α^{Escale} converge vers -1.36%. Aucune indication forte de déformation de l'échelle en énergie n'est à noter. Le dévoilement des données est possible.

7.3.4.2 Test de l'absence de *bump*

Nous testons premièrement l'hypothèse sans *bump*. Le χ^2 est de 33.3, soit une *p-value* de 0.013 obtenue grâce aux *p.d.f.* simulées. Ce résultat, présenté en Figure 7.14, indique que le spectre issu des données n'est pas en accord avec la prédiction sans *bump*. Soit un excès est réellement présent, soit les données ne sont pas reproduites par la simulation. Les paramètres de nuisance sont contenus dans les 1σ par rapport à leur contrainte et ne permettent pas de reproduire les déviations. Ne rejetant pas l'hypothèse d'absence d'excès, nous ne sommes pas en mesure de rejeter l'hypothèse d'un *bump*.

7.3.4.3 Meilleur ajustement

Pour le meilleur ajustement, l'amplitude du *bump* est laissée libre. Le χ^2 obtenu est de 30.5, soit une *p-value* de 0.04 indiquant une probabilité presque aussi faible que pour l'hypothèse d'absence de *bump* (Figure 7.14). La valeur du paramètre d'amplitude du *bump* est de ($\mathcal{A}_{bump} = (7.4 \pm 4.5)\%$). Le paramètre α^{Escale} montre une excursion à presque -2%. Sa corrélation avec l'amplitude du *bump* laisse penser que les deux paramètres ont réussi à

obtenir le meilleur ajustement en prenant des valeurs non physiques. (Nous avons vu que la déviation sur l'échelle en énergie n'était pas supérieure à 1.3%).

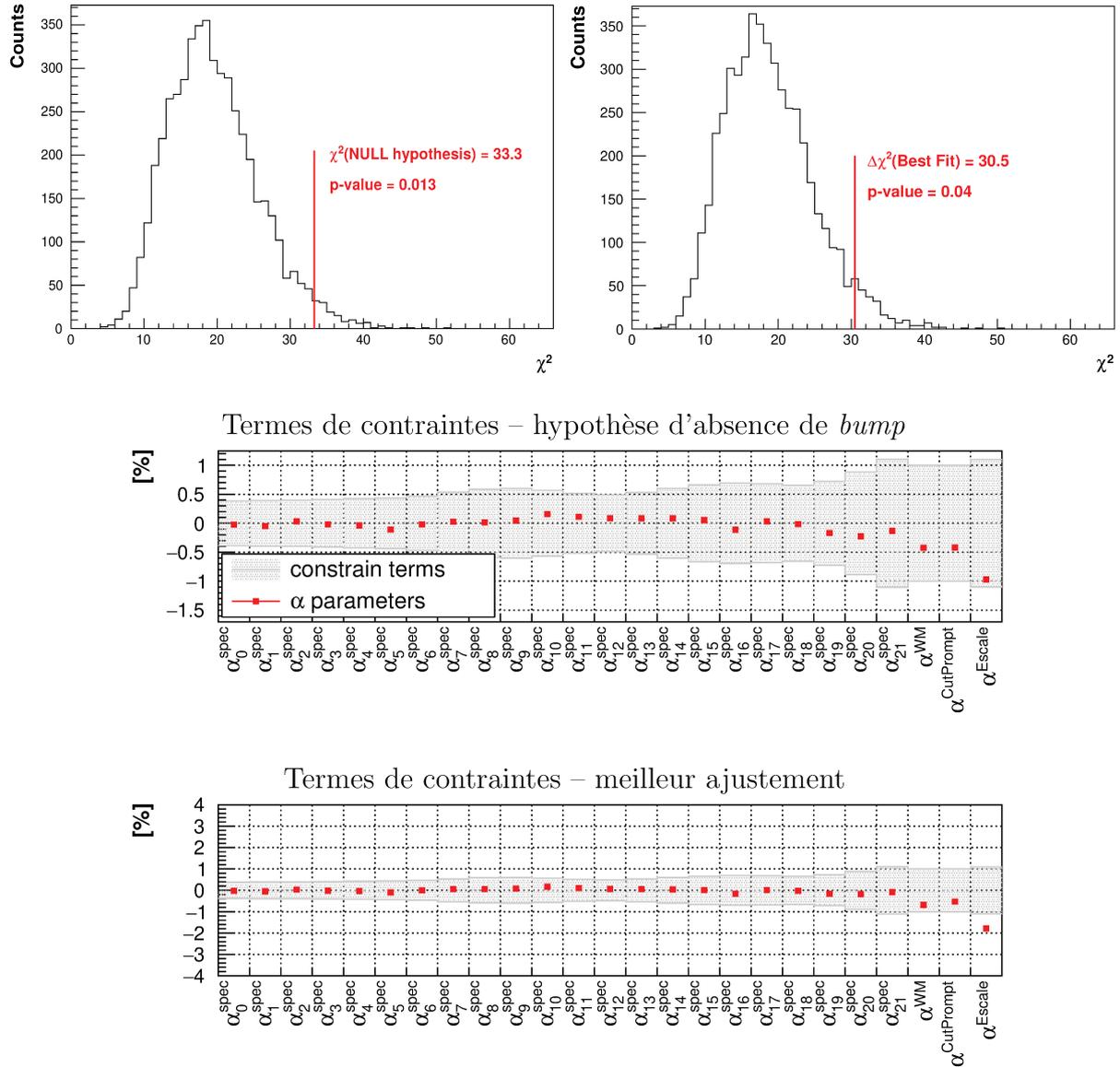


FIGURE 7.14 – Résultats des tests de l'hypothèse d'absence de *bump* (gauche) et du meilleur ajustement (droite). La *p-value* indique dans les deux cas un désaccord fort entre le spectre expérimental et la prédiction. En bas, valeurs des termes de contraintes.

7.3.5 Interprétation des résultats

Ni l'hypothèse nulle, ni le meilleur ajustement ne montrent de bonnes valeurs de χ^2 , indiquant un problème de reproduction du spectre expérimental par la prédiction utilisée. À partir de ces considérations, il est inutile d'aller plus loin dans le test statistique du *bump*. Nous dévoilons la forme du spectre en Figure 7.15. La figure de gauche montre la comparaison à la prédiction sans *bump* et celle de droite à la prédiction avec un *bump* de 12% d'amplitude.

Confirmant les résultats obtenus, une déviation bien au-delà des incertitudes statistiques et systématiques est observée à haute énergie. Un ajustement polynomial d'ordre 0 en retirant les 3 derniers intervalles d'énergie donne un accord de $\chi^2/ndf = 14.9/18$. Les résidus autour de l'ajustement ne sont cependant pas répartis de manière homogène. Premièrement, une légère déviation est notable entre 4.2 et 5.2 MeV, mais ne correspond pas aux énergies de l'excès attendu. La figure de droite indique effectivement l'emplacement attendu du *bump* de Daya Bay dans le détecteur STEREO. Deuxièmement, les déviations des résidus supérieures à 2σ correspondent aux faibles ratio signal-sur-bruit.

Même si le test statistique ne peut être employé à cause de la différence entre les données expérimentales et la prédiction, un excès tel que celui révélé par l'expérience Daya Bay ne semble pas présent dans STEREO. Afin de confirmer cette observation pour éventuellement définir une nouvelle référence du spectre des neutrinos émis par l' ^{235}U , plusieurs validations doivent être effectuées :

1. Vérifier qu'une variation du modèle de l'échelle en énergie (cf. Équation 7.6) ne peut pas expliquer cette chute des taux à haute énergie. Ce test a été effectué au sein de la collaboration par D.Lhuillier [164]. Il montre qu'une telle distortion à haute énergie ne peut être reproduite par une variation du coefficient d'ordre 1 dans la modélisation de l'échelle en énergie. En revanche, il parvient à reproduire l'effet mesuré par l'ajout d'une non-linéarité au second ordre si celle-ci est 10 fois supérieure à la valeur mesurée par les tests de linéarité de l'électronique. Ce cas de figure semble peu probable.
2. Contraindre l'étalonnage à haute énergie. À part le point d'étalonnage fourni par la capture radiative des neutrons sur les noyaux de Gd, les sources radioactives utilisées s'arrêtent à 4.4 MeV (AmBe). Nous avons vu qu'une non-linéarité de seulement quelques pourcents entre 4 et 5 MeV pouvait reproduire l'excès observé dans les expériences telles que Daya Bay, Double Chooz et RENO. Une étude préliminaire au sein de la collaboration tente d'apporter des contraintes supplémentaires notamment grâce à l'exploitation du spectre en énergie provenant de la désintégration du Bore 12, déjà utilisé dans beaucoup d'expériences [165].

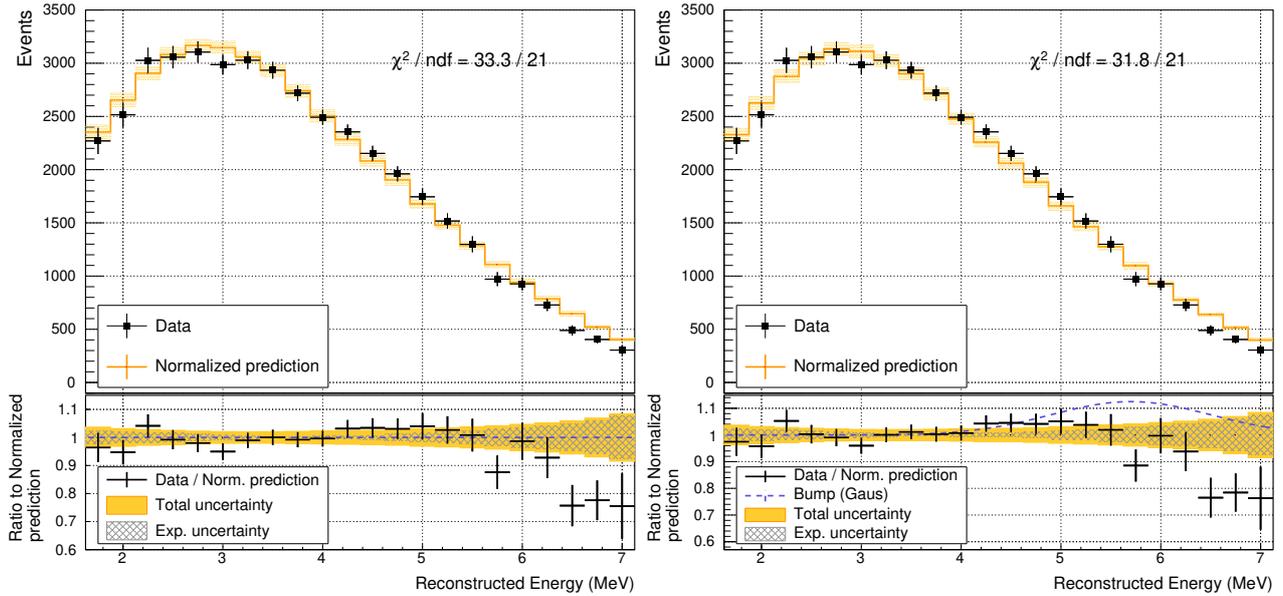


FIGURE 7.15 – Test de l’hypothèse nulle (gauche) et test de l’hypothèse d’un *bump* d’amplitude 12% (*bump* de Daya Bay).

7.4 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été montrés à la conférence de MORIOND 2019.

Les spectres en énergie des antineutrinos des six cellules, obtenus dans les chapitres précédents, ont été analysés pour tester la présence d’une oscillation engendrée par un état stérile de paramètres $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$. L’analyse statistique est basée sur un test d’hypothèses quantifié par un $\Delta\chi^2$. En introduisant un facteur de forme multiplicatif commun aux six cellules mais différent pour chaque intervalle d’énergie, la comparaison des taux mesurés aux taux prédits ne dépend plus de la forme de la prédiction. Chaque hypothèse d’oscillation induit un nombre de neutrinos détectés différent. Par conséquent, une prédiction de l’incertitude statistique a été réalisée en utilisant la procédure d’extraction des taux de neutrinos sur des distributions de neutrinos générées et dont le taux varie de 30% à 200% du taux nominal attendu sans oscillation. Le test de non-oscillation ne permet pas de rejeter cette hypothèse ($p\text{-value} = 0.4$), ce qui permet de produire un contour d’exclusion dans le plan $\{\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{14}^2\}$. Le meilleur ajustement de l’anomalie des antineutrinos de réacteurs ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$) est rejeté à 99% avec un niveau de confiance de 90%.

Une autre analyse statistique a été menée sur la forme du spectre sommé sur les six cellules. Pour confirmer ou infirmer la présence de l’excès autour de 5 MeV, mesurés par les expériences réacteurs Daya Bay, RENO et Double Chooz, un test statistique utilisant comme modèle le *bump* de Daya Bay propagé dans la réponse du détecteur STEREO a été construit. L’excès est modélisé par une gaussienne et l’étude de sensibilité permet d’affirmer qu’avec sa statistique actuelle, l’expérience STEREO a une chance sur deux de rejeter un *bump* d’amplitude de 7%

avec un niveau de confiance de 95%, si elle n'observe pas d'excès. Les tests d'absence de *bump* et le meilleur ajustement ne permettent malheureusement pas de conclure sur cette analyse car les données mesurées ne sont pas reproduites par le spectre prédit par HUBER (1.2.2), notamment à haute énergie où des déviations allant jusqu'à 20% sont observées. Même si aucun excès en dehors des incertitudes statistiques et systématiques n'est observé, ce résultat préliminaire nécessite d'être validé par des études complémentaires sur l'échelle en énergie. Il serait ensuite bénéfique pour la communauté des antineutrinos de réacteurs d'effectuer une analyse commune de la forme des spectres obtenus par plusieurs expériences détectant des flux d' $\bar{\nu}_e$ provenant de l' ^{235}U , telles que SoLid ou PROSPECT.

Conclusion

Les avancées expérimentales et théoriques remarquables des cinquante dernières années dans le domaine de la physique des neutrinos ont permis d'établir un modèle à trois saveurs de neutrinos capables d'osciller entre eux. Cependant, alors que ce domaine est entré dans l'ère des mesures de précision, des anomalies demeurent, irrésolues. Huit ans après la révélation de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, la question de son origine est toujours ouverte. Une explication possible en est l'introduction d'une nouvelle oscillation engendrée par un écart de masse de l'ordre de l'électronvolt. Dans ce contexte, plusieurs expériences – telle que STEREO – se sont proposées de tester la présence d'un tel neutrino, stérile et de masse $\sim 1 \text{ eV}^2$, en se plaçant auprès de réacteurs nucléaires afin de mesurer les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ à différentes longueurs de propagation. Entre le début et la fin de cette thèse, force est de constater que l'hypothèse d'une nouvelle oscillation a peu à peu été mise en retrait au profit d'une erreur de normalisation de l' ^{235}U dans la prédiction des flux et par l'exclusion progressive de la région privilégiée par des mesures auprès de réacteurs commerciaux et expérimentaux. STEREO même a produit, en 2018, un premier contour d'exclusion d'une partie du plan des paramètres favorisés. Il m'apparaît aujourd'hui important pour la communauté scientifique d'avoir de nouvelles données expérimentales permettant de clarifier ce problème des antineutrinos de réacteurs.

Résumé des travaux

J'ai réalisé ma thèse au sein de la collaboration STEREO, inscrivant mon travail dans le cheminement ayant mené aux premiers résultats sur la forme du spectre en énergie des antineutrinos, ainsi que sur l'obtention du contour d'exclusion de la deuxième phase d'acquisition de données. Afin d'obtenir la sensibilité sur l'oscillation recherchée, STEREO doit mesurer les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis par le réacteur hautement enrichi en ^{235}U de l'ILL au pourcent près. Un premier travail effectué dans cette thèse a pour cela consisté en l'optimisation des coupures utilisées pour sélectionner le signal neutrino. Afin de réduire la propagation d'erreurs systématiques dûes à la précision sur l'énergie reconstruite, chaque coupure a été étudiée individuellement grâce à un jeu de $\bar{\nu}_e$ simulés. Ceci a permis de maximiser l'efficacité du signal tout en limitant l'impact sur le spectre en énergie. Les coupures ont aussi

été optimisées de manière à discriminer le signal $\bar{\nu}_e$ du bruit de fond ambiant.

La maîtrise des bruits de fond est, en effet, un défi majeur pour l'expérience. Située au niveau de la surface et au sein d'un hall de réacteur nucléaire expérimental, elle est soumise à de forts taux de rayonnements provenant à la fois des gerbes cosmiques, mais aussi du cœur du réacteur et des expériences voisines. Ainsi, 65 tonnes de blindages ont été conçus pour thermaliser les neutrons rapides, capturer les neutrons thermiques, et atténuer les taux de rayonnements γ , limitant le bruit induit par le fonctionnement du réacteur. Cependant, l'expérience STEREO reste dominée par l'interaction des rayonnements d'origine cosmique au niveau de son détecteur et de ses blindages. Une partie importante de mon travail a été dédiée à la caractérisation du bruit de fond d'origine cosmique en utilisant l'observable clé de PSD, qui permet de discriminer les reculs de protons des reculs d'électrons en se basant sur la forme de l'impulsion. Les études des données obtenues en phases de réacteur-OFF montrent que la composante résiduelle provient majoritairement de désintégrations de muons dans le détecteur et de réactions nucléaires induites par des neutrons rapides : doubles captures neutroniques sur les noyaux d'H et de Gd, diffusions inélastiques de neutrons rapides sur des atomes de carbone, et résidu de reculs de protons. Le bruit résiduel est du même ordre de grandeur que le signal neutrino, soit environ 400 événements par jour.

Pour assurer la bonne soustraction du bruit de fond, il est crucial que l'observable de PSD soit étalonnée. Une étude approfondie a permis de mettre en évidence, de caractériser, et de corriger, des effets fins dus à des dépendances de la PSD avec la température, le temps, et l'évolution des fuites de lumière.

La maîtrise de l'observable de PSD a permis d'imaginer une procédure d'extraction des taux de neutrinos parmi le bruit de fond originale, dont la mise en place est le fruit d'un travail important de cette thèse. Plusieurs aspects, tels que la différence de normalisation des taux entre les phases d'acquisition dûs aux variations de la pression atmosphérique ou du niveau d'eau dans la piscine située au-dessus du réacteur, ont été pris en compte dans un ajustement simultané des distributions de PSD obtenues en phases de réacteur-OFF et de réacteur-ON. Basé sur une maximisation de vraisemblance, l'ajustement permet de s'affranchir des erreurs systématiques qui auraient été nécessaires pour une correction de ces divers effets et dont l'évaluation aurait été complexe. Le modèle utilisé repose sur des hypothèses fondamentales qui ont fait l'objet de validations rigoureuses : un test statistique permet d'évaluer l'adéquation du modèle avec les données, et des tests de stabilité en forme du bruit de fond ont été menés. Les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ ainsi obtenus présentent une incertitude statistique relative d'environ 4% à 6% au maximum d'amplitude, autour de 3 MeV, et des taux intégrés variant de 47 à 70 $\bar{\nu}_e$ par jour et par cellule. Au total, (365.7 ± 3.2) $\bar{\nu}_e$ par jour ont été identifiés.

Enfin, la dernière partie de mon travail s'inscrit dans l'interprétation statistique des spectres $\bar{\nu}_e$ obtenus. La comparaison relative des six spectres en énergie permet de rejeter une grande partie de la région favorisée par l'anomalie des antineutrinos de réacteur et son meilleur

ajustement ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$) est rejeté à 99%. Enfin, la forme du spectre émis par le réacteur de l'ILL a été comparée pour la première fois à la prédiction au travers d'un test d'hypothèses quantifié par un $\Delta\chi^2$. Elle ne semble pas révéler d'excès autour de 5 MeV, comme le laissent penser les derniers résultats d'études spectrales auprès de cœurs de réacteurs commerciaux. Ces résultats, préliminaires, montrent aussi que le spectre mesuré n'est pas reproduit par le spectre prédit par HUBER à haute énergie. Cette étude a posé les jalons pour une future analyse, au sein de la collaboration, de la forme du spectre.

Perspectives

STEREO a encore prévu de réduire les incertitudes systématiques grâce à l'optimisation de la simulation et de la reconstruction en énergie, et d'acquérir de la statistique jusqu'à la fin 2020, ce qui permettra d'étudier plus finement les structures du spectre émis par le réacteur et d'avoir la sensibilité suffisante pour couvrir l'ensemble de la région favorisée par l'anomalie des antineutrinos de réacteur.

L'hypothèse d'un neutrino stérile de l'ordre de l'électronvolt m'apparaît – et ceci semble être l'avis général de la communauté scientifique internationale – compromise au vu des résultats provenant de différents canaux d'apparition et de disparition. Une réponse définitive concernant la disparition d' $\bar{\nu}_e$ sera certainement donnée dans les années qui suivent grâce aux résultats combinés de STEREO et des autres expériences de courtes distances.

L'attention se porte actuellement sur la prédiction du spectre émis par les réacteurs nucléaires : l'anomalie des antineutrinos de réacteurs doit toujours être expliquée, d'autant plus qu'une bonne prédiction des flux de réacteurs serait fort intéressante pour de futures expériences telle que JUNO. L'étude des isotopes contribuant à la production des $\bar{\nu}_e$ me semble être la piste la plus prometteuse. Parallèlement, la perspective d'analyses combinées de STEREO avec d'autres expériences détectant des flux de neutrinos auprès de réacteurs hautement enrichis telles que SoLid ou PROSPECT pourrait ouvrir la voie vers la mise en place d'une nouvelle référence du spectre en énergie des neutrinos provenant des fissions de ^{235}U .

De manière plus large, la physique des neutrinos est toujours parsemée d'interrogations quant aux caractéristiques de ces particules : octant de θ_{23} , masses individuelles, hiérarchie et mesure la phase de violation-CP. Des réponses devraient être apportées dans les prochaines dizaines d'années grâce aux futures expériences programmées.

Bibliographie

- [1] H.BECQUEREL. *Sur les radiations émises par phosphorescence*. Comptes-rendus de l'Académie des sciences, vol.122, p.420-421. 1896 (cf. p. 18).
- [2] J. CHADWICK. The intensity distribution in the magnetic spectrum of beta particles from radium (B + C). In : *Verh. Phys. Gesell.* 16 (1914), p. 383-391 (cf. p. 18).
- [3] W.PAULI. *Liebe Radioaktive Damen und Herren*. 1930 (cf. p. 18).
- [4] E. FERMI. An attempt of a theory of beta radiation. 1. In : *Z. Phys.* 88 (1934), p. 161-177 (cf. p. 18).
- [5] H. BETHE et R. PEIERLS. The 'neutrino'. In : *Nature* 133 (1934), p. 532 (cf. p. 18).
- [6] Frederick REINES et Clyde L. COWAN. The neutrino. In : *Nature* 178 (1956), p. 446-449 (cf. p. 19).
- [7] C. L. COWAN, F. REINES, F. B. HARRISON, H. W. KRUSE et A. D. MCGUIRE. Detection of the free neutrino : A Confirmation. In : *Science* 124 (1956), p. 103-104 (cf. p. 19).
- [8] T. D. LEE et C. N. YANG. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. In : *Phys. Rev.* 104 (1 nov. 1956), p. 254-258. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254> (cf. p. 19).
- [9] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES et R. P. HUDSON. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. In : *Phys. Rev.* 105 (1957), p. 1413-1414 (cf. p. 19).
- [10] M. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. Helicity of Neutrinos. In : *Phys. Rev.* 109 (3 fév. 1958), p. 1015-1017. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015> (cf. p. 19).
- [11] B. PONTECORVO. Electron and Muon Neutrinos. In : *Sov. Phys. JETP* 10 (1960). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.37,1751(1959)], p. 1236-1240 (cf. p. 20).
- [12] G. DANBY, J. M. GAILLARD, Konstantin A. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, Nari B. MISTRY, M. SCHWARTZ et J. STEINBERGER. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. In : *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), p. 36-44 (cf. p. 20).

- [13] D. DECAMP et al. A Precise Determination of the Number of Families With Light Neutrinos and of the Z Boson Partial Widths. In : *Phys. Lett.* B235 (1990), p. 399-411 (cf. p. 20).
- [14] S. SCHAEEL et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. In : *Phys. Rept.* 427 (2006), p. 257-454. arXiv : [hep-ex/0509008 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 20, 38).
- [15] K. KODAMA et al. Observation of tau neutrino interactions. In : *Phys. Lett.* B504 (2001), p. 218-224. arXiv : [hep-ex/0012035 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 20).
- [16] B. T. CLEVELAND, Timothy DAILY, Raymond DAVIS Jr., James R. DISTEL, Kenneth LANDE, C. K. LEE, Paul S. WILDENHAIN et Jack ULLMAN. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. In : *Astrophys. J.* 496 (1998), p. 505-526 (cf. p. 20).
- [17] Y. FUKUDA et al. Measurement of a small atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio. In : *Phys. Lett.* B433 (1998), p. 9-18. arXiv : [hep-ex/9803006 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 20).
- [18] Y. FUKUDA et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. In : *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), p. 1562-1567. arXiv : [hep-ex/9807003 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 21, 25).
- [19] B. PONTECORVO. Mesonium and anti-mesonium. In : *Sov. Phys. JETP* 6 (1957). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*33,549(1957)], p. 429 (cf. p. 21).
- [20] B. PONTECORVO. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. In : *Sov. Phys. JETP* 7 (1958). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*34,247(1957)], p. 172-173 (cf. p. 21).
- [21] Ziro MAKI, Masami NAKAGAWA et Shoichi SAKATA. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. In : *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (nov. 1962), p. 870-880. eprint : <http://oup.prod.sis.lan/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1143/PTP.28.870> (cf. p. 21).
- [22] Q. R. AHMAD et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 011301. arXiv : [nucl-ex/0204008 \[nucl-ex\]](#) (cf. p. 21, 25).
- [23] K. EGUCHI et al. First results from KamLAND : Evidence for reactor anti-neutrino disappearance. In : *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), p. 021802. arXiv : [hep-ex/0212021 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 21, 25).
- [24] Boris KAYSER. Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change. In : (2002), p. 1-24. arXiv : [hep-ph/0211134 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 21, 27).
- [25] A. BAHA BALANTEKIN et Boris KAYSER. On the Properties of Neutrinos. In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 68 (2018), p. 313-338. arXiv : [1805.00922 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 21, 27).

- [26] W. C. HAXTON, R. G. HAMISH ROBERTSON et Aldo M. SERENELLI. Solar Neutrinos : Status and Prospects. In : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 51 (2013), p. 21-61. arXiv : [1208.5723 \[astro-ph.SR\]](#) (cf. p. 24).
- [27] W. HAMPEL et al. GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX IV. In : *Phys. Lett.* B447 (1999), p. 127-133 (cf. p. 25, 37).
- [28] J. N. ABDURASHITOV et al. Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle. In : *J. Exp. Theor. Phys.* 95 (2002). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*122,211(2002)], p. 181-193. arXiv : [astro-ph/0204245 \[astro-ph\]](#) (cf. p. 25, 37).
- [29] C. ARPESELLA et al. Direct Measurement of the Be-7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. In : *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), p. 091302. arXiv : [0805.3843 \[astro-ph\]](#) (cf. p. 25).
- [30] M. G. AARTSEN et al. Determining neutrino oscillation parameters from atmospheric muon neutrino disappearance with three years of IceCube DeepCore data. In : *Phys. Rev.* D91.7 (2015), p. 072004. arXiv : [1410.7227 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 25).
- [31] M. C. GONZALEZ-GARCIA. “Neutrino Masses and Mixing : A Little History for a Lot of Fun”. In : *International Conference on History of the Neutrino : 1930-2018 Paris, France, September 5-7, 2018*. 2019. arXiv : [1902.04583 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 26).
- [32] et al. TANABASHI. Review of Particle Physics. In : *Phys. Rev. D* 98 (3 août 2018), p. 030001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001> (cf. p. 26, 27).
- [33] L. J. Wen J. CAO et Y. F. WANG. Reactor Neutrino Experiments : Present and Future. In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 67 (2017), p. 183-211. arXiv : [1803.10162 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 27).
- [34] Ernesto KEMP. The Deep Underground Neutrino Experiment : The Precision Era of Neutrino Physics. In : *Astron. Nachr.* 338.9-10 (2017), p. 993-999. arXiv : [1709.09385 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 27).
- [35] National Nuclear Data Center (cf. p. 28, 65).
- [36] Aurélie BONHOMME. “Anomalie des antineutrinos de réacteurs : recherche d’un état stérile avec l’expérience STEREO”. Theses. Paris Saclay, 2018. URL : <https://www.theses.fr/2018SACL319> (cf. p. 28, 69, 135, 137, 139, 207, 247).
- [37] V. KOPEIKIN, L. MIKAELIAN et V. SINEV. Components of anti-neutrino emission in nuclear reactor. In : *Phys. Atom. Nucl.* 67 (2004). [*Yad. Fiz.*67,1987(2004)], p. 1963-1968. arXiv : [hep-ph/0308186 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 29).

- [38] Patrick HUBER et Thomas SCHWETZ. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. In : *Phys. Rev. D*70 (2004), p. 053011. arXiv : [hep-ph/0407026](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0407026) [[hep-ph](#)] (cf. p. 29).
- [39] K. SCHRECKENBACH, H. R. FAUST, F. von FEILITZSCH, A. A. HAHN, K. HAWERKAMP et J. L. VUILLEUMIER. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. In : *Phys. Lett.* 99B (1981), p. 251-256 (cf. p. 30, 33).
- [40] F. VON FEILITZSCH, A. A. HAHN et K. SCHRECKENBACH. Experimental beta spectra from Pu^{239} and U^{235} thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. In : *Phys. Lett.* 118B (1982), p. 162-166 (cf. p. 30, 33).
- [41] K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, W. GELLETLY et F. VON FEILITZSCH. Determination of the antineutrino spectrum from U^{235} thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. In : *Phys. Lett.* 160B (1985), p. 325-330 (cf. p. 30, 31, 33).
- [42] A. A. HAHN, K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, B. KRUSCHE, W. GELLETLY et F. VON FEILITZSCH. Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products. In : *Phys. Lett.* B218 (1989), p. 365-368 (cf. p. 30, 31, 33).
- [43] N. HAAG, A. GÜTLEIN, M. HOFMANN, L. OBERAUER, W. POTZEL, K. SCHRECKENBACH et F. M. WAGNER. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U . In : *Phys. Rev. Lett.* 112 (12 mar. 2014), p. 122501. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.122501> (cf. p. 30, 31).
- [44] Petr VOGEL. Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum. In : *Phys. Rev.* C76 (2007), p. 025504. arXiv : [0708.0556](https://arxiv.org/abs/0708.0556) [[hep-ph](#)] (cf. p. 30).
- [45] Thomas MUELLER. “Expérience double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs”. Theses. Paris Sud, 2010. URL : <http://www.theses.fr/2010PA112124> (cf. p. 30, 31, 213).
- [46] Patrick HUBER. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. In : *Phys. Rev.* C84 (2011). [Erratum : *Phys. Rev.*C85,029901(2012)], p. 024617. arXiv : [1106.0687](https://arxiv.org/abs/1106.0687) [[hep-ph](#)] (cf. p. 30, 31).
- [47] *Evaluated and Compiled Nuclear Structure Data*. URL : <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf> (cf. p. 31).
- [48] Th. A. MUELLER et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. In : *Phys. Rev.* C83 (2011), p. 054615. arXiv : [1101.2663](https://arxiv.org/abs/1101.2663) [[hep-ex](#)] (cf. p. 31, 40, 56).

- [49] X. B. MA, Y. F. ZHAO, Y. X. CHEN, W. L. ZHONG et F. P. AN. Antineutrino flux and spectrum calculation for spent nuclear fuel for the Daya Bay antineutrino experiment. In : *Nucl. Phys. A* 966 (2017), p. 294-305. arXiv : [1512.07353 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. 32).
- [50] G. MENTION, M. FECHNER, Th. LASSERRE, Th. A. MUELLER, D. LHULLIER, M. CRIBIER et A. LETOURNEAU. The Reactor Antineutrino Anomaly. In : *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 073006. arXiv : [1101.2755 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32).
- [51] Carlo GIUNTI et T. LASSERRE. eV-scale Sterile Neutrinos. In : (2019). arXiv : [1901.08330 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 32, 41-44).
- [52] Y. DECLAIS, H. de KERRET, B. LEFIÈVRE, M. OBOLENSKY, A. ETENKO, Yu. KOZLOV, I. MACHULIN, V. MARTEMIANOV, L. MIKAELIAN, M. SKOROKHVATOV, S. SUKHOTIN et V. VYRODOV. Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant. In : *Physics Letters B* 338.2 (1994), p. 383-389. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394913943> (cf. p. 32).
- [53] A. A. KUVSHINNIKOV, L. A. MIKAELIAN, S. V. NIKOLAEV, M. D. SKOROKHVATOV et A. V. ETENKO. Measuring the anti-electron-neutrino $+ p \rightarrow n + e^+$ cross-section and beta decay axial constant in a new experiment at Rovno NPP reactor. (In Russian). In : *JETP Lett.* 54 (1991). [*Sov. J. Nucl. Phys.* 52,300(1990)], p. 253-257 (cf. p. 32).
- [54] B. ACHKAR, R. ALEKSAN, M. AVENIER, G. BAGIEU, J. BOUCHEZ, R. BRISSOT, J.-F. CAVAINAC, J. COLLOT, M-C. COUSINOU, J.P. CUSSONNEAU, Y. DECLAIS, Y. DUFOUR, J. FAVIER, F. GARCIAZ, E. KAJFASZ, H. de KERRET, D.H. KOANG, B. LEFIÈVRE, E. LESQUOY, J. MALLET, A. METREF, E. NAGY, H. PESSARD, F. PIERRE, M. OBOLENSKY, A. STUTZ et J.P. WUTHRICK. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey. In : *Nuclear Physics B* 434.3 (1995), p. 503-532. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139400513E> (cf. p. 32, 41).
- [55] G. ZACEK, F. v. FEILITZSCH, R. L. MÖSSBAUER, L. OBERAUER, ZACEK, V., F. BOEHM, P. H. FISHER, J. L. GIMLETT, A. A. HAHN, H. E. HENRIKSON, H. KWON, J. L. VUILLEUMIER et K. GABATHULER. Neutrino-oscillation experiments at the Gösgen nuclear power reactor. In : *Phys. Rev. D* 34 (9 nov. 1986), p. 2621-2636. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.34.2621> (cf. p. 32).
- [56] H. KWON, F. BOEHM, A. A. HAHN, H. E. HENRIKSON, J. -L. VUILLEUMIER, J. -F. CAVAINAC, D. H. KOANG, B. VIGNON, F. v. FEILITZSCH et R. L. MÖSSBAUER. Search for neutrino oscillations at a fission reactor. In : *Phys. Rev. D* 24 (5 sept. 1981), p. 1097-1111. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.24.1097> (cf. p. 32).

- [57] G. S. VIDYAKIN, V. N. VYRODOV, I. I. GUREVICH, Yu. V. KOZLOV, V. P. MARTEMYANOV, S. V. SUKHOTIN, V. G. TARASENKOV et S. Kh. KHAKIMOV. Detection of Anti-neutrinos in the Flux From Two Reactors. In : *Sov. Phys. JETP* 66 (1987). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.93,424(1987)], p. 243-247 (cf. p. 32).
- [58] A. I. AFONIN, S. N. KETOV, V. I. KOPEIKIN, L. A. MIKAELIAN, M. D. SKOROKH-VATOV et S. V. TOLOKONNIKOV. A Study of the Reaction $\bar{\nu}_e + P \rightarrow e^+ + N$ on a Nuclear Reactor. In : *Sov. Phys. JETP* 67 (1988). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.94N2,1(1988)], p. 213-221 (cf. p. 32).
- [59] Z. D. GREENWOOD et al. Results of a two position reactor neutrino oscillation experiment. In : *Phys. Rev.* D53 (1996), p. 6054-6064 (cf. p. 32).
- [60] M. APOLLONIO et al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station. In : *Eur. Phys. J.* C27 (2003), p. 331-374. arXiv : [hep-ex/0301017 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32).
- [61] F. BOEHM et al. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. In : *Phys. Rev.* D64 (2001), p. 112001. arXiv : [hep-ex/0107009 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32).
- [62] G. BOIREAU et al. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. In : *Phys. Rev.* D93.11 (2016), p. 112006. arXiv : [1509.05610 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. 32).
- [63] THE DOUBLE CHOOZ COLLABORATION. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector. In : *Journal of High Energy Physics* 2014.10 (nov. 2014), p. 86. URL : [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2014\)086](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)086) (cf. p. 32).
- [64] F. P. AN et al. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. In : *Phys. Rev. Lett.* 118.25 (2017), p. 251801. arXiv : [1704.01082 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32, 34, 36, 41, 61, 198).
- [65] D. ADEY et al. Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux at Daya Bay. In : (2018). arXiv : [1808.10836 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32).
- [66] G. BAK et al. Fuel-composition dependent reactor antineutrino yield at RENO. In : *Phys. Rev. Lett.* 122.23 (2019), p. 232501. arXiv : [1806.00574 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 32, 33, 35, 36, 41).
- [67] J. K. AHN et al. RENO : An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang. In : (2010). arXiv : [1003.1391 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33).
- [68] Seon-Hee SEO. New Results from RENO and The 5 MeV Excess. In : *AIP Conf. Proc.* 1666.1 (2015), p. 080002. arXiv : [1410.7987 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33, 35).

- [69] Feng Peng AN et al. Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. In : *Phys. Rev. Lett.* 116.6 (2016). [Erratum : *Phys. Rev. Lett.* 118, no. 9, 099902 (2017)], p. 061801. arXiv : [1508.04233 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33, 214-216).
- [70] H. de KERRET et al. First Double Chooz θ_{13} Measurement via Total Neutron Capture Detection. In : (2019). arXiv : [1901.09445 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33).
- [71] D. ADEY et al. Measurement of Individual Antineutrino Spectra from ^{235}U and ^{239}Pu at Daya Bay. In : (2019). arXiv : [1904.07812 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33, 35, 36, 61, 198).
- [72] Y. J. KO et al. Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment. In : *Phys. Rev. Lett.* 118.12 (2017), p. 121802. arXiv : [1610.05134 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33, 41, 47).
- [73] V. ZACEK, G. ZACEK, P. VOGEL et J. L. VUILLEUMIER. Evidence for a 5 MeV Spectral Deviation in the Goesgen Reactor Neutrino Oscillation Experiment. In : (2018). arXiv : [1807.01810 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 33).
- [74] Petr VOGEL. “Evaluation of reactor neutrino flux : issues and uncertainties”. In : *Proceedings, Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) : London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. arXiv : [1603.08990 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 34).
- [75] D. A. DWYER et T. J. LANGFORD. Spectral Structure of Electron Antineutrinos from Nuclear Reactors. In : *Phys. Rev. Lett.* 114.1 (2015), p. 012502. arXiv : [1407.1281 \[nucl-ex\]](#) (cf. p. 34).
- [76] A. A. ZAKARI-ISSOUFOU et al. Total Absorption Spectroscopy Study of ^{92}Rb Decay : A Major Contributor to Reactor Antineutrino Spectrum Shape. In : *Phys. Rev. Lett.* 115.10 (2015), p. 102503. arXiv : [1504.05812 \[nucl-ex\]](#) (cf. p. 34).
- [77] A. A. SONZOGNI, E. A. MCCUTCHAN, T. D. JOHNSON et P. DIMITRIOU. Effects of Fission Yield Data in the Calculation of Antineutrino Spectra for $^{235}\text{U}(n, \text{fission})$ at Thermal and Fast Neutron Energies. In : *Phys. Rev. Lett.* 116 (13 avr. 2016), p. 132502. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.132502> (cf. p. 34).
- [78] W. HAMPEL et al. Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX. In : *Phys. Lett.* B420 (1998), p. 114-126 (cf. p. 37).
- [79] J. N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source. In : *Phys. Rev.* C59 (1999), p. 2246-2263. arXiv : [hep-ph/9803418 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 37).
- [80] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. F. LI et E. M. ZAVANIN. Light sterile neutrinos. In : *J. Phys.* G43 (2016), p. 033001. arXiv : [1507.08204 \[hep-ph\]](#) (cf. p. 37).

- [81] A. AGUILAR-AREVALO et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam. In : *Phys. Rev. D* 64 (2001), p. 112007. arXiv : [hep-ex/0104049](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0104049) [[hep-ex](#)] (cf. p. 37).
- [82] et al ARMBRUSTER. Upper limits for neutrino oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ from muon decay at rest. In : *Phys. Rev. D* 65 (juin 2002) (cf. p. 37, 43).
- [83] et al. AGUILAR-AREVALO. Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam. In : *Phys. Rev. Lett.* 102 (10 mar. 2009), p. 101802. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.101802> (cf. p. 38).
- [84] et al. AGUILAR-AREVALO. Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment. In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (16 avr. 2013), p. 161801. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.161801> (cf. p. 38).
- [85] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. Significant Excess of ElectronLike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment. In : *Phys. Rev. Lett.* 121.22 (2018), p. 221801. arXiv : [1805.12028](https://arxiv.org/abs/1805.12028) [[hep-ex](#)] (cf. p. 38).
- [86] Sowjanya GOLLAPINNI. “Accelerator-based Short-baseline Neutrino Oscillation Experiments”. In : *Proceedings, 12th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2015) : Vail, Colorado, USA, May 19-24, 2015*. 2015. arXiv : [1510.04412](https://arxiv.org/abs/1510.04412) [[hep-ex](#)] (cf. p. 38).
- [87] Martina GERBINO et Massimiliano LATTANZI. Status of Neutrino Properties and Future Prospects-Cosmological and Astrophysical Constraints. In : *Frontiers in Physics* 5 (2018), p. 70. URL : <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2017.00070> (cf. p. 38).
- [88] F. P. AN et al. Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay. In : *Chinese Physics C* 41.1 (jan. 2017), p. 013002. URL : <https://doi.org/10.1088/2F1674-1137/2F41%2F1%2F013002> (cf. p. 41).
- [89] I ALEKSEEV et al. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment. In : *Phys. Lett.* B787 (2018), p. 56-63. arXiv : [1804.04046](https://arxiv.org/abs/1804.04046) [[hep-ex](#)] (cf. p. 41, 48).
- [90] J. ASHENFELTER et al. First search for short-baseline neutrino oscillations at HFIR with PROSPECT. In : *Phys. Rev. Lett.* 121.25 (2018), p. 251802. arXiv : [1806.02784](https://arxiv.org/abs/1806.02784) [[hep-ex](#)] (cf. p. 41, 50).
- [91] A. P. SEREBROV et al. First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino. In : *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 109.4 (2019). [*JETP Lett.*109,no.4,213(2019)], p. 209-218. arXiv : [1809.10561](https://arxiv.org/abs/1809.10561) [[hep-ex](#)] (cf. p. 41, 49).

- [92] Laveder GARIAZZO Giunti et LI. Model-independant antineutrinos short-baseline oscillations from reactor spectral ratios. In : *Physics Letters B* 782 (2018) (cf. p. 41, 42).
- [93] Mona DENTLER, Álvaro HERNÁNDEZ-CABEZUDO, Joachim KOPP, Pedro A. N. MACHADO, Michele MALTONI, Ivan MARTINEZ-SOLER et Thomas SCHWETZ. Updated Global Analysis of Neutrino Oscillations in the Presence of eV-Scale Sterile Neutrinos. In : *JHEP* 08 (2018), p. 010. arXiv : [1803.10661 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1803.10661) (cf. p. 41, 42).
- [94] M. DANILOV. *New results from the DANSS experiment*. Talk at EPS-HEP in Ghent, Belgium. 2019. URL : https://indico.cern.ch/event/577856/contributions/3421600/attachments/1879420/3096029/Danilov_EPS-HEP19v11.pdf (cf. p. 42).
- [95] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. F. LI, Q. Y. LIU et H. W. LONG. Update of short-baseline electron neutrino and antineutrino disappearance. In : *Phys. Rev. D* 86 (11 déc. 2012), p. 113014. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.113014> (cf. p. 42).
- [96] Antonio PALAZZO. Phenomenology of light sterile neutrinos : a brief review. In : *Mod. Phys. Lett. A* 28 (2013), p. 1330004. arXiv : [1302.1102 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1302.1102) (cf. p. 42).
- [97] L. BORODOVSKY et al. Search for muon-neutrino oscillations muon-neutrino \rightarrow electron-neutrino (anti-muon-neutrino \rightarrow anti-electron-neutrino in a wide band neutrino beam. In : *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), p. 274-277 (cf. p. 43).
- [98] P. ASTIER et al. Search for $\nu(\mu) \rightarrow \nu(e)$ oscillations in the NOMAD experiment. In : *Phys. Lett. B* 570 (2003), p. 19-31. arXiv : [hep-ex/0306037 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0306037) (cf. p. 43).
- [99] M ANTONELLO et al. Experimental search for the “LSND anomaly” with the ICARUS detector in the CNGS neutrino beam. In : *Eur. Phys. J. C* 73.3 (2013), p. 2345. arXiv : [1209.0122 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1209.0122) (cf. p. 43).
- [100] M. GULER et al. OPERA : An appearance experiment to search for $\nu/\mu \leftrightarrow \nu/\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal. In : (2000) (cf. p. 43).
- [101] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. F. LI et H. W. LONG. Pragmatic view of short-baseline neutrino oscillations. In : *Phys. Rev. D* 88 (7 nov. 2013), p. 073008. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.073008> (cf. p. 43).
- [102] P. ADAMSON et al. Search for sterile neutrinos in MINOS and MINOS+ using a two-detector fit. In : *Phys. Rev. Lett.* 122.9 (2019), p. 091803. arXiv : [1710.06488 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1710.06488) (cf. p. 43).
- [103] Serhan TUFANLI. The Short Baseline Neutrino Program at Fermilab. In : *PoS EPS-HEP2017* (2017), p. 141 (cf. p. 44).

- [104] S. AJIMURA et al. Technical Design Report (TDR) : Searching for a Sterile Neutrino at J-PARC MLF (E56, JSNS2). In : (2017). arXiv : [1705.08629 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. 44).
- [105] N. AGHANIM et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. In : (2018). arXiv : [1807.06209 \[astro-ph.CO\]](#) (cf. p. 45).
- [106] Cyril PITROU, Alain COC, Jean-Philippe UZAN et Elisabeth VANGIONI. Precision big bang nucleosynthesis with improved Helium-4 predictions. In : *Phys. Rept.* 754 (2018), p. 1-66. arXiv : [1801.08023 \[astro-ph.CO\]](#) (cf. p. 45).
- [107] Sebastian BÖSER, Christian BUCK, Carlo GIUNTI, Julien LESGOURGUES, Livia LUDHOVA, Susanne MERTENS, Anne SCHUKRAFT et Michael WURM. Status of Light Sterile Neutrino Searches. In : (2019). arXiv : [1906.01739 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 45).
- [108] K. M. HEEGER, B. R. LITTLEJOHN, H. P. MUMM et M. N. TOBIN. Experimental Parameters for a Reactor Antineutrino Experiment at Very Short Baselines. In : *Phys. Rev. D* 87 (2013), p. 073008. arXiv : [1212.2182 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 45, 47).
- [109] Laura BERNARD. “Results from the STEREO Experiment with 119 days of Reactor-on Data”. In : *54th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories (Moriond EW 2019) La Thuile, Italy, March 16-23, 2019*. 2019. arXiv : [1905.11896 \[hep-ex\]](#) (cf. p. 50, 83, 205).
- [110] J. ASHENFELTER et al. The PROSPECT Reactor Antineutrino Experiment. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A922 (2019), p. 287-309. arXiv : [1808.00097 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. 50).
- [111] Y. ABREU et al. Optimisation of the scintillation light collection and uniformity for the SoLid experiment. In : *JINST* 13.09 (2018), P09005. arXiv : [1806.02461 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. 50).
- [112] Nick Van REMORTEL. *Commissioning and calibration of the SoLid experiment*. Conference Neutrino 2018, Heidelberg, Germany. 2018 (cf. p. 51).
- [113] P. VOGEL et J. F. BEACOM. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + \vec{p} \rightarrow e^+ + n$. In : *Phys. Rev. D* 60 (5 juil. 1999), p. 053003. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.60.053003> (cf. p. 56, 104).
- [114] M. Tanabashi et AL. *Particle Data Group*. *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018) and 2019 update. 2019 (cf. p. 56).
- [115] Antoine COLLIN. “Reactor Anti-neutrinos : measurement of the theta13 leptonic mixing angle and search for potential sterile neutrinos”. Theses. Universite Paris Sud - Paris XI, jan. 2014. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00944120> (cf. p. 57, 116).

- [116] BERNSTEIN. Reactors as a source of antineutrinos : the effect of fuel loading and burnup for mixed oxide fuels. In : *Phys. Rev. Applied* 9.1 (2018), p. 014003. arXiv : [1612.00540 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1612.00540) (cf. p. 61).
- [117] J. PINON. *Étude de l'évolution du flux d'anti-neutrinos du réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin dans le cadre de l'expérience STEREO*. Rapport de stage. 2015 (cf. p. 61).
- [118] V. KOPEIKIN, L. MIKAELIAN et V. SINEV. Reactor as a source of antineutrinos : Thermal fission energy. In : *Phys. Atom. Nucl.* 67 (2004). [*Yad. Fiz.*67,1916(2004)], p. 1892-1899. arXiv : [hep-ph/0410100 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0410100) (cf. p. 61).
- [119] C.-E. FILLION. *Détermination de la puissance du réacteur de l'ILL pour la prédiction du flux de neutrinos*. Rapport technique. 2017 (cf. p. 62).
- [120] Thomas SALAGNAC. "Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos". Theses. Grenoble Alpes, 2017. URL : <https://www.theses.fr/2017GREAY068> (cf. p. 62, 77, 82, 91, 97, 103, 204, 205).
- [121] Stephane ZSOLDOS. "Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment". Theses. Univ. Grenoble Alpes, sept. 2016. URL : <http://hal.in2p3.fr/tel-01409026> (cf. p. 62, 64-66, 68).
- [122] Félix KANDZIA. "Recherche de neutrino stérile par l'expérience STEREO : optimisation du blindage et calibration de l'échelle d'énergie". Theses. Univ. Grenoble Alpes, ILL, déc. 2017 (cf. p. 64, 65, 69).
- [123] Maxime PEQUIGNOT. "Les expériences Nucifer et Stereo : étude des antineutrinos de réacteurs à courte distance". Theses. Paris Sud, 2015. URL : <https://www.theses.fr/188255532> (cf. p. 64).
- [124] N. ALLEMANDOU et al. The STEREO Experiment. In : *JINST* 13.07 (2018), P07009. arXiv : [1804.09052 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1804.09052) (cf. p. 64, 69, 80).
- [125] C. Patrignani et al. *Particle Data Group, Reviews : 29. Cosmic Rays*. *Chin.Phys.C* 40. 2016 (cf. p. 66).
- [126] Hagemann et. AL. *Monte Carlo Simulation of Proton-induced Cosmic Ray Cascades in the Atmosphere (UCRL-TR-229452)*. United States. 2007 (cf. p. 66).
- [127] Hamamatsu PHOTONICS. *Data sheet Photomultiplier Tube R5912*. 1998 (cf. p. 69).
- [128] C. BUCK, B. GRAMLICH, M. LINDNER, C. ROCA et S. SCHOPPMANN. Production and properties of the liquid scintillators used in the STEREO reactor neutrino experiment. In : *Journal of Instrumentation* 14.01 (jan. 2019), P01027-P01027. URL : <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/01/P01027> (cf. p. 72, 73, 76).

- [129] J B BIRKS. *The theory and practice of scintillation counting*. 1964 (cf. p. 73).
- [130] O. BOURRION et al. Trigger and readout electronics for the STEREO experiment. In : *JINST* 11.02 (2016), p. C02078. arXiv : [1510.08238 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1510.08238) (cf. p. 75).
- [131] S. AGOSTINELLI et al. Geant4—a simulation toolkit. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688> (cf. p. 76).
- [132] J. ALLISON et al. Recent developments in Geant4. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 835 (2016), p. 186-225. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957> (cf. p. 76).
- [133] *GLG4sim Documentation*. URL : http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/docs/html_latest/ (cf. p. 76).
- [134] Gregory J. KEEFER. “First observation of 7-Be solar neutrinos with KamLAND”. Thèse de doct. Alabama U., 2009. URL : <https://ir.ua.edu/handle/123456789/693> (cf. p. 76).
- [135] Y. ABE et al. Reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the Double Chooz experiment. In : *Phys. Rev. D* 86 (5 sept. 2012), p. 052008. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.052008> (cf. p. 76).
- [136] Helena ALMAZÁN MOLINA et al. Improved STEREO simulation with a new gamma ray spectrum of excited gadolinium isotopes using FIFRELIN. In : (2019). arXiv : [1905.11967 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1905.11967) (cf. p. 77).
- [137] E.H.BELLAMY et AL. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (1994). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029490183X> (cf. p. 77, 78).
- [138] A. BLANCHET et D. LHUILLIER. *Iterative Procedure to Correct Calibration Coefficients*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocDB-326 (Technical note). 2017 (cf. p. 82).
- [139] Anne REBOLI. “Utilisation de nouveaux détecteurs et de nouvelles molécules scintillantes associées pour la mesure des émetteurs alpha par scintillation liquide alpha”. Theses. Paris XI, 2005. URL : <https://www.theses.fr/095652558> (cf. p. 85).

- [140] Stefan WAGNER. “Energy non-linearity studies and pulse shape analysis of liquid scintillator signals in the double Chooz experiment”. Theses. Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany, 2014. URL : http://inspirehep.net/record/1630574/files/Dissertation_Stefan_Wagner.pdf (cf. p. 85).
- [141] Alessandro STRUMIA et Francesco VISSANI. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. In : *Phys. Lett. B* 564 (2003), p. 42-54. arXiv : [astro-ph/0302055](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302055) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)] (cf. p. 104).
- [142] J.S REAL. *Systematic error due to neutrino selection cut and energy scale*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocBD-799-v7. 2019 (cf. p. 115).
- [143] Helena HALMAZAN. “Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment”. Theses. Sept. 2019 (cf. p. 115, 116).
- [144] J.W. MARSH, D.J. THOMAS et M. BURKE. High resolution measurements of neutron energy spectra from AmBe and AmB neutron sources. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 366.2 (1995), p. 340-348. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295006133> (cf. p. 126).
- [145] Héctor René VEGA-CARRILLO, Eduardo MANZANARES-ACUNA, Ana Maria BECERRA-FERREIRO et Aureliano CARRILLO-NUNEZ. Neutron and gamma-ray spectra of $^{239}\text{PuBe}$ and $^{241}\text{AmBe}$. In : *Applied Radiation and Isotopes* 57.2 (2002), p. 167-170. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804302000830> (cf. p. 126).
- [146] Ali Asghar MOWLAVI et Rahim KOOHI-FAYEGH. Determination of 4.438MeV gamma-ray to neutron emission ratio from a $^{241}\text{Am-9Be}$ neutron source. In : *Applied Radiation and Isotopes* (2004). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804304000703> (cf. p. 126).
- [147] J.S REAL. *Correction of the PSD Using single events*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocBD-761-v1. 2018 (cf. p. 129).
- [148] J.S REAL. *Background rejection in Veto trigger*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocBD-254-v1. 2017 (cf. p. 132).
- [149] D. M. WEBBER, V. TISHCHENKO, Q. PENG, S. BATTU, R. M. CAREY, D. B. CHITWOOD, J. CRNKOVIC, P. T. DEBEVEC, S. DHAMIJA, W. EARLE, A. GAFAROV, K. GIOVANETTI, T. P. GORRINGE, F. E. GRAY, Z. HARTWIG, D. W. HERTZOG, B. JOHNSON, P. KAMMEL, B. KIBURG, S. KIZILGUL, J. KUNKLE, B. LAUSS, I. LOGASHENKO, K. R. LYNCH, R. MCNABB, J. P. MILLER, F. MULHAUSER, C. J. G. ONDERWATER, J. PHILLIPS, S. RATH, B. L. ROBERTS, P. WINTER et B. WOLFE. Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant

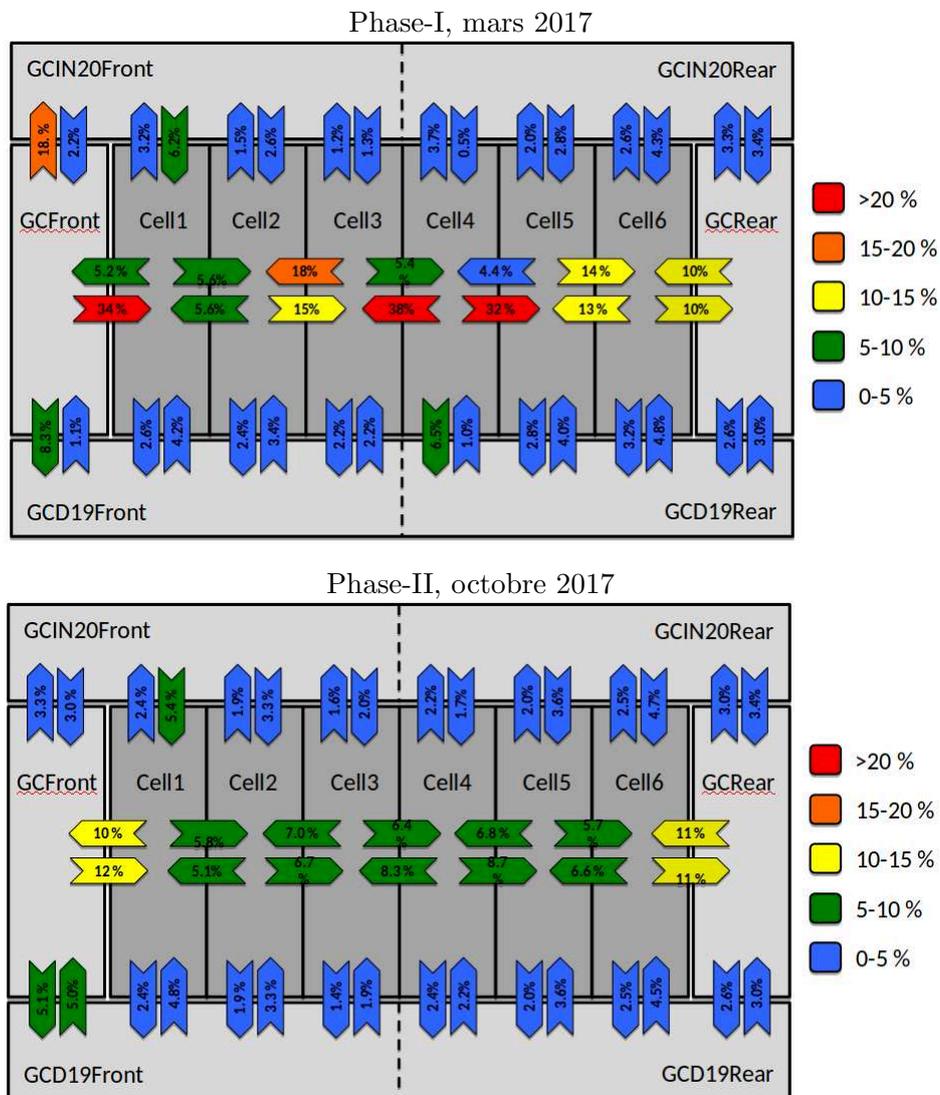
- to Part-per-Million Precision. In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (4 jan. 2011), p. 041803. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.041803> (cf. p. 132).
- [150] Andrzej CZARNECKI, Matthew DOWLING, Xavier GARCIA I TORMO, William J. MARCIANO et Robert SZAFRON. Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus. In : *Phys. Rev.* D90.9 (2014), p. 093002. arXiv : [1406.3575 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1406.3575) (cf. p. 132).
- [151] Y. BOUAROUR. *Rapport de stage de Youcef, Master 2, Collaboration STEREO*. Rapport de stage. 2018 (cf. p. 135).
- [152] G. BERNERO, J. OLITSKY et R. A. SCHUMACHER. Atmospheric Dependence of the Stopping Cosmic Ray Muon Rate at Ground Level. In : *J. Phys.* G40 (2013), p. 065203. arXiv : [1304.4945 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1304.4945) (cf. p. 140).
- [153] Frederick JAMES. *Statistical methods in experimental physics*. 2006 (cf. p. 151, 177, 201).
- [154] Mario SCHWARZ, Sabrina M. FRANKE, Lothar OBERAUER, Miriam D. PLEIN, Hans Th. J. STEIGER et Marc TIPPMANN. Measurements of the Lifetime of Orthopositronium in the LAB-Based Liquid Scintillator of JUNO. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A922 (2019), p. 64-70. arXiv : [1804.09456 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1804.09456) (cf. p. 157).
- [155] David FIRTH. *Bias Reduction of Maximum Likelihood Estimates*. JSTOR. 2008. URL : <http://www.jstor.org/stable/2336755> (cf. p. 163).
- [156] Kunzé PABLO. *Rapport de stage M2 : Analyse Multivariée des Données de l'Expérience STEREO*. 2019 (cf. p. 189).
- [157] *Neyman-Pearson Lemma*. Pennsylvania State University. URL : <https://onlinecourses.science.psu.edu/stat414/node/307> (cf. p. 199).
- [158] Glen COWAN. *Using the Profile Likelihood in Searches for New Physics*. Cours du CERN. 2011. URL : https://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/stat/cowan_phystat2011.pdf (cf. p. 201).
- [159] Cranmer K. *Practical Statistics for Particle Physicists 2*. European School of High-Energy Physics. 2011. URL : <https://indico.cern.ch/event/117033/timetable/view=standard> (cf. p. 201).
- [160] Glen COWAN, Kyle CRANMER, Eilam GROSS et Ofer VITELLS. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. In : *Eur. Phys. J.* C71 (2011). [Erratum : *Eur. Phys. J.* C73,2501(2013)], p. 1554. arXiv : [1007.1727 \[physics.data-an\]](https://arxiv.org/abs/1007.1727) (cf. p. 203).
- [161] I. El Atmani on behalf of the STEREO COLLABORATION. *INPC proceedings : Search for eV neutrino sterile : Status of STEREO experiment*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocBD-1014. 2019 (cf. p. 212, 214).

- [162] F. P. AN et al. A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A685 (2012), p. 78-97. arXiv : [1202.6181 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. [215](#)).
- [163] J. LAMBLIN. *Propagation of the emitted spectrum uncertainties through the response matrix*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocBD-847-v2. 2019 (cf. p. [217](#)).
- [164] D. LHULLIER. *Spectrum shape analysis*. Communication interne à la collaboration Stereo, DocDB-863. 2019 (cf. p. [222](#)).
- [165] D. ADEY et al. A high precision calibration of the nonlinear energy response at Daya Bay. In : (2019). arXiv : [1902.08241 \[physics.ins-det\]](#) (cf. p. [222](#)).

Annexe A

Fuites de lumière

La réparation des parois entre chaque cellule du volume cible – mais pas entre la cible et le *gamma-catcher* – a permis de réduire le niveau de fuites de lumière pour la Phase-II.



Annexe B

Extraction des taux de neutrinos

B.1 Discussion sur les différentes méthodes d'extraction

L'idée d'une nouvelle méthode d'extraction des taux d' $\bar{\nu}_e$ s'est présentée avec l'accroissement de la statistique de phase OFF, et notamment la stabilité de ces données. Elle s'est ensuite imposée pour la Phase-II comme amélioration de la procédure adoptée pour la première phase d'analyse (résultats de Moriond 2018), qui repose aussi sur un ajustement des figures de PSD. Ces deux analyses sont complémentaires et permettent à elles deux un recoupement solide des spectres neutrinos obtenus. Nous les nommons méthodes A (utilisée pour les résultats présentés à Moriond 2018) et B (présentée dans cette thèse et utilisée pour les résultats présentés à Moriond 2019) pour simplifier l'écriture de ce paragraphe, dans lequel nous discutons des avantages et inconvénients de l'une par rapport à l'autre.

Modèle de bruit de fond

Une des limitations majeures de la méthode A vient du modèle du bruit de fond, décrit par une combinaison de deux gaussiennes : une pour la partie reculs d'électrons, une pour la partie reculs de proton. Cette hypothèse, valable pour la Phase-I de par la faible statistique, ne l'est plus en Phase-II, où l'on observe la présence de structures fines dans la figure de PSD. Pour reproduire cette nouvelle forme, une troisième gaussienne est ajoutée dans la partie recul de protons. Même si l'ajustement complété de cette troisième composante paraît correct, il est difficile d'en justifier la présence. Des études ont néanmoins été menées pour caractériser l'émergence de cette population à certaines énergies dans le document [36]. De plus, la propagation de l'erreur sur la modélisation du bruit de fond est non triviale et fait intervenir l'ajout d'une erreur systématique.

De même, le modèle des figures d'accidentelles proposé -une gaussienne aussi-, montre ses limites à basse énergie, où même si les taux de comptage restent compatibles, la forme n'est

plus exactement reproduite.

Dans la méthode B, aucune hypothèse de forme n'est faite sur la figure de PSD. Le bruit de fond ne requière pas d'être modelé puisqu'il est lui-même directement utilisé comme modèle.

Stabilité de la PSD et statistique

Afin de ne pas être soumis aux variations de la PSD au cours du temps -dûes aux effets de température et de fuites de lumière- la méthode A utilise une découpe dans le temps des données. L'extraction est alors faite pour chaque couple {cellule, énergie}, et sur une durée d'environ deux semaines. Ceci provoque une réduction importante de la statistique - et donc un biais plus important -, mais permet de ne faire aucune hypothèse sur la stabilité de la PSD si ce n'est que la proportion entre reculs d'électrons et reculs de proton doit être constante. La position des gaussiennes modélisant le bruit de fond est de plus autorisée à varier, laissant une certaine liberté pour l'ajustement des données ON. Dans le cas de la méthode B, la correction de la PSD, mais aussi la stabilité du bruit de fond sont cruciales puisque toute la statistique de la période d'acquisition est utilisée pour une extraction commune. Si ces hypothèses sont vérifiées, l'ajustement est alors bien plus facile et le biais associé plus faible.

Comparaison des deux méthodes

Posséder deux méthodes d'extraction des taux d' $\bar{\nu}_e$ devient extrêmement intéressant pour le contrôle de nos résultats, en permettant l'obtention de ceux-ci par deux techniques totalement indépendantes. Avant comparaison des spectres, une vérification de la compatibilité sur des données simulées s'impose. Pour cela, nous avons généré selon le modèle de trois gaussiennes 5000 jeux de données reproduisant les conditions réelles – excepté la forme du bruit de fond – : temps effectif, positions des différentes populations et statistique par cellules. L'ajustement par les méthodes A et B sur ces mêmes distributions permet ensuite d'extraire deux taux de neutrinos, dont l'inter-comparaison est présentée en Figure B.1. Alors que les écarts relatifs sont contenus dans les $\pm 1\%$ pour l'ensembles des points jusqu'à 6.625 MeV, le dernier intervalle d'énergie, soumis à un biais plus important de par sa faible statistique, montre des excursions pouvant aller jusqu'à 6%.

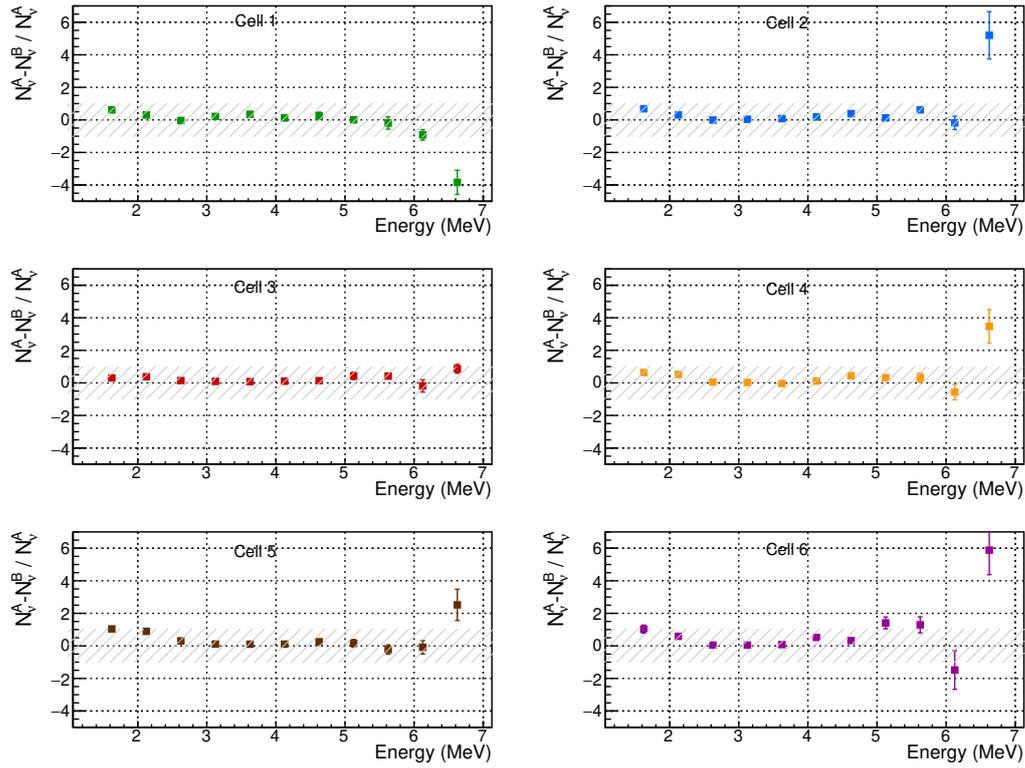
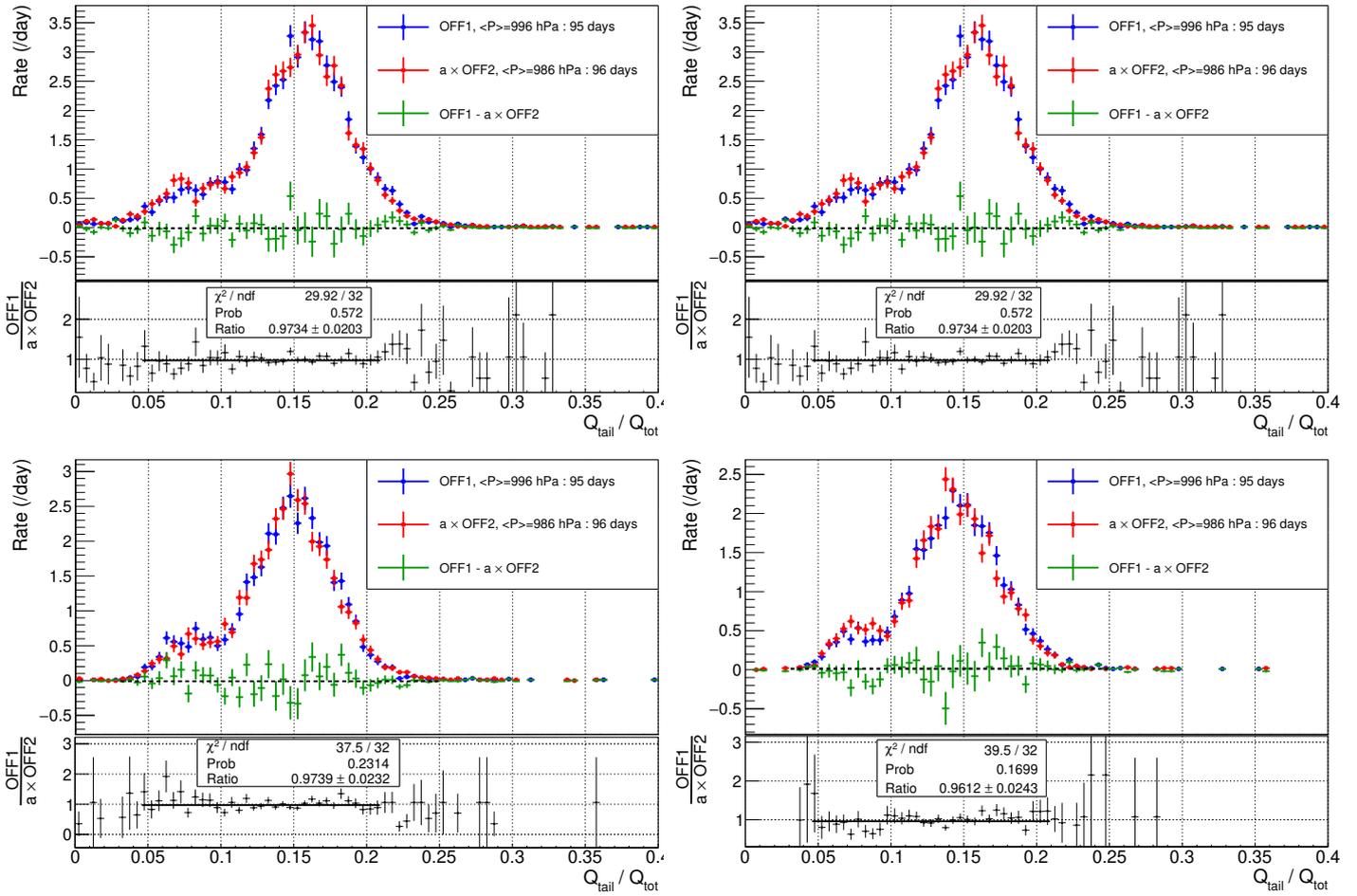


FIGURE B.1

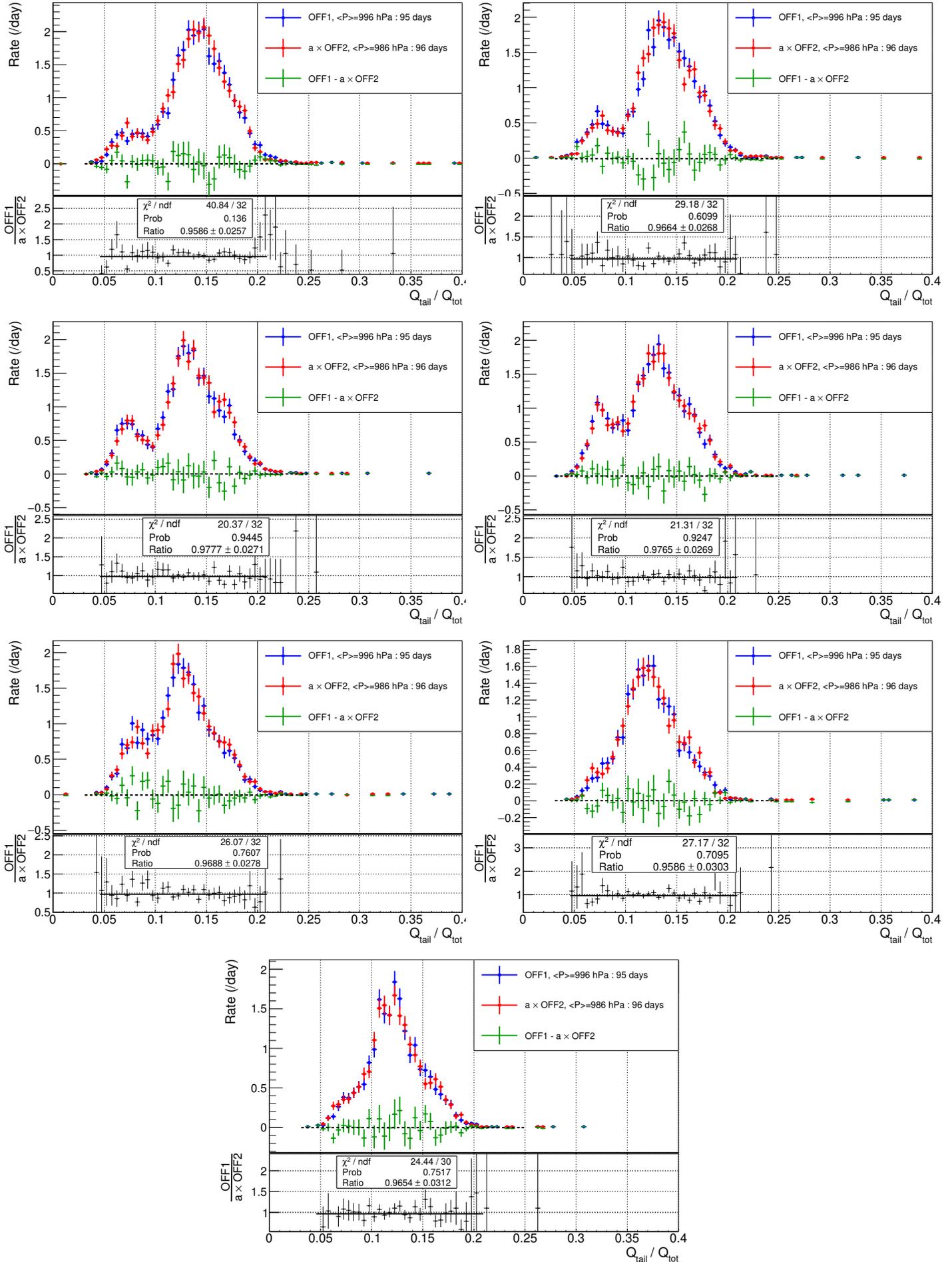
B.2 Stabilité du bruit de fond

B.2.1 Impact de la pression sur la forme du bruit

Les études de stabilité de la forme de la PSD sous variation de pression sont présentées dans les figures qui suivent pour la cellule 1. Les figures sont classées de gauche à droite et de haut en bas par ordre croissant d'intervalle d'énergie de 500 KeV, en partant de 1.625 MeV.

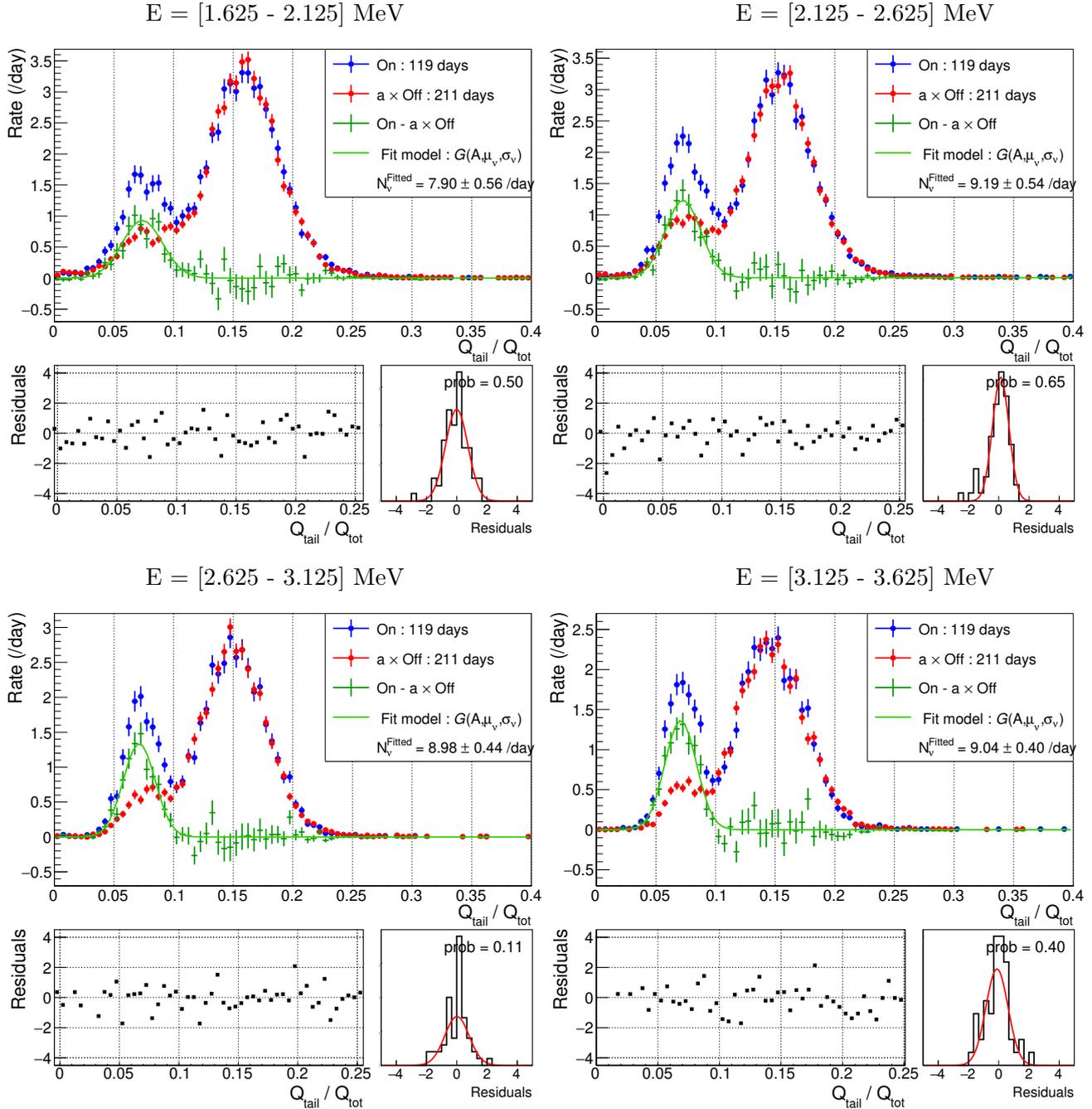


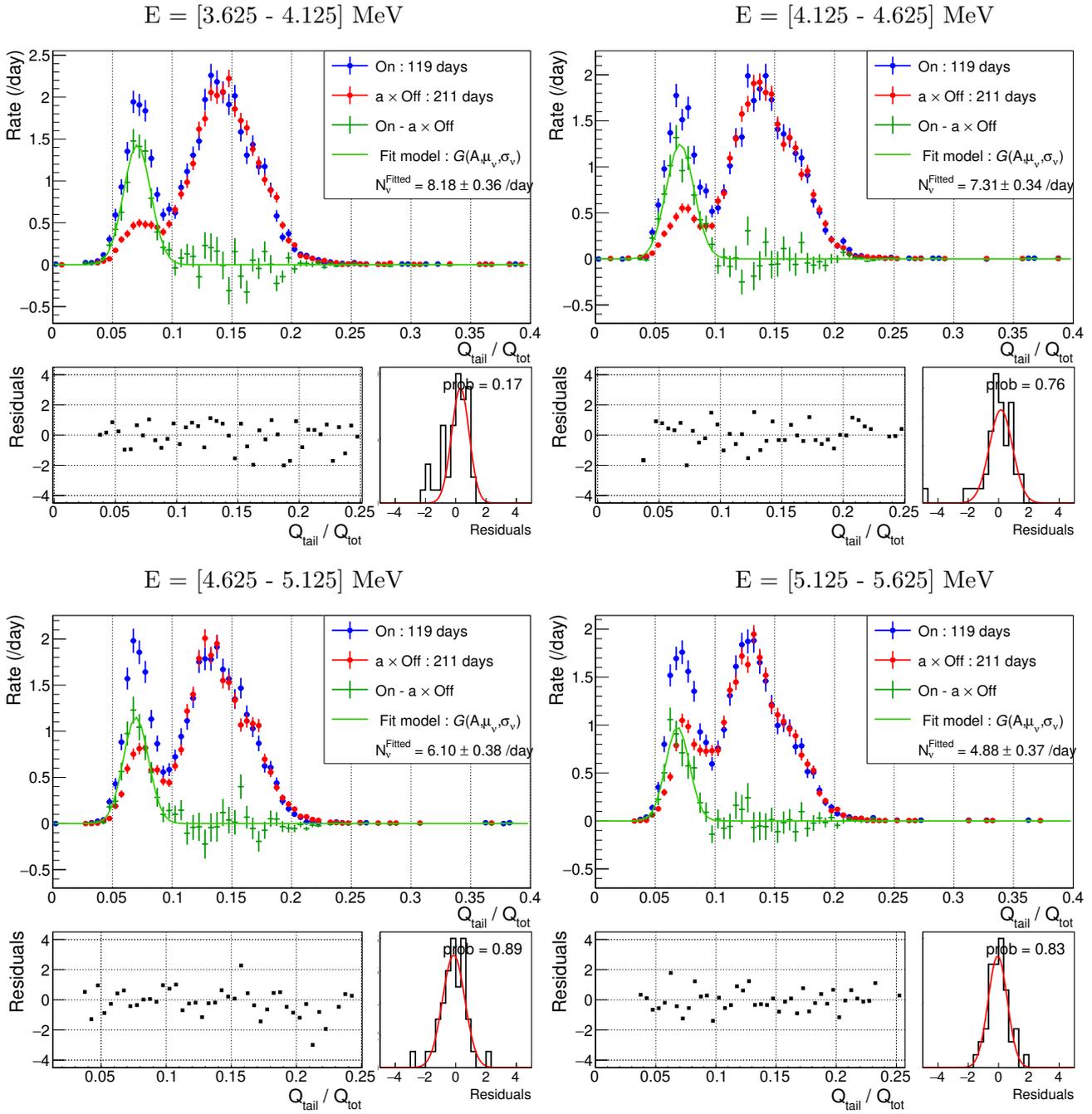
ANNEXE B. EXTRACTION DES TAUX DE NEUTRINOS

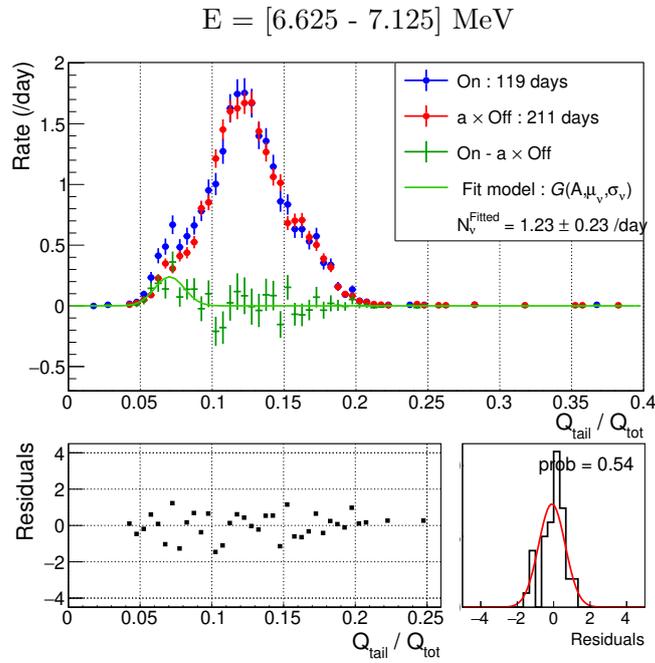
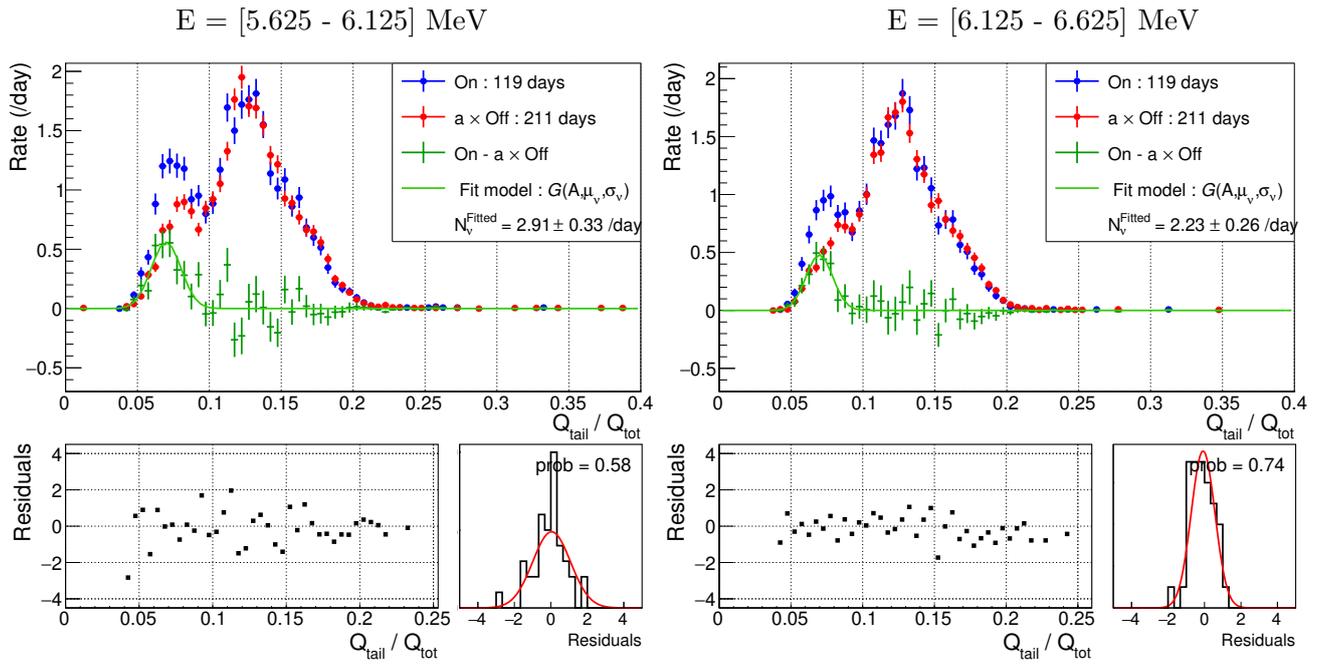


B.3 Résidus du modèle aux données

Tous les résidus du modèle aux données sont présentés ici pour la cellule 1. Leur distribution réduite doit être centrée autour de zéro et de largeur ~ 1 .







Résumé : L'anomalie des antineutrinos de réacteurs (RAA) a été mise en évidence en 2011 suite à la réévaluation des flux prédits. Le déficit de 6% dans les taux mesurés auprès de réacteurs peut être expliqué soit par un biais dans la prédiction, soit par l'introduction d'un neutrino stérile à l'eV² qui se manifesterait seulement par le mécanisme d'oscillation. Afin d'explorer l'espace des paramètres d'oscillation favorisés par la RAA tout en s'affranchissant de la prédiction, l'expérience STEREO compare les spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés à différentes longueurs de propagation grâce à une cible segmentée en six cellules située à [9-11] m du cœur hautement enrichi en ²³⁵U de l'ILL, à Grenoble. La détection est effectuée sur les protons libres d'un scintillateur liquide par désintégration β inverse (IBD). Le but de cette expérience de surface étant la mesure des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ au pourcent près, les deux enjeux de STEREO sont la maîtrise de l'échelle en énergie et des bruits de fond environnant. Cette thèse propose en premier lieu une optimisation des coupures utilisées pour la sélection du signal $\bar{\nu}_e$. La deuxième partie est dédiée à l'estimation du bruit d'origine cosmique lors des périodes d'arrêt du réacteur, permettant la soustraction de celui-ci aux périodes de marche. Sa composante dominante est constituée de neutrons rapides qui peuvent être discriminés par l'observable clé de PSD (discrimination par forme d'impulsion), dont l'étalonnage est essentiel. La PSD représente le point central de la méthode originale d'extraction des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$, qui constitue le travail majeur de cette thèse. La dernière partie présente deux interprétations statistiques des spectres $\bar{\nu}_e$ obtenus. L'analyse d'oscillation indique que le meilleur ajustement de la RAA est rejeté avec un niveau de confiance de 99%. Parallèlement, un premier – et préliminaire – spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ provenant des fissions de l'²³⁵U est présenté. Il montre une tension à haute énergie avec la prédiction et ne révèle pas de signe de l'excès à 5 MeV.

Abstract : The reactor antineutrino anomaly (RAA) was revealed in 2011 following the re-valuation of the predicted flux. The 6% deficit in the measured rate near nuclear reactors can be explained either by a bias in the prediction, or the introduction of a sterile neutrino at the eV mass scale, participating in the mixing with the other neutrinos. In order to probe the existence of such a neutrino, and in order to be independant from the prediction, the STEREO experiment compares the $\bar{\nu}_e$ energy spectra detected at different propagation lengths thanks to a segmented target located at [9-11] m from the highly enriched ²³⁵U reactor core of the ILL, Grenoble, France. The detection uses an inverse β decay (IBD) on the protons of a liquid scintillator. The light yield allows for a good energy resolution, which is important for the measurement of the $\bar{\nu}_e$ spectra at the percent level. In order to limit the impact of an uncertainty on the energy scale, this thesis describes an optimization of the cuts used for the $\bar{\nu}_e$ selection. One of the major challenge of this surface experiment is the control of the cosmic background, the latter being estimated from the reactor-OFF periods and subtracted from the reactor-ON periods. As described in this thesis, it mostly generates fast neutrons, and it can be strongly reduced by the key observable of PSD (pulse shape discrimination). The calibration of the PSD is essential for the good subtraction of the background and is the central point of the creative $\bar{\nu}_e$ spectra extraction method that is described in this thesis. The spectra are used to perform the oscillation analysis : the best fit of the RAA is rejected at 99% C.L. Also, a preliminary first pure ²³⁵U $\bar{\nu}_e$ spectra is presented, revealing tensions with the prediction at high energies and no sign of the 5 MeV bump.