



HAL
open science

Recherche du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL : expérience Stereo

Adrien Blanchet

► **To cite this version:**

Adrien Blanchet. Recherche du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL : expérience Stereo. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS269 . tel-02428996

HAL Id: tel-02428996

<https://theses.hal.science/tel-02428996v1>

Submitted on 6 Jan 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.

Recherche du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL : expérience STEREO.

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud,
au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA),
au sein du Département de Physique Nucléaire (DPhN),
de l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers (Irfu)

Ecole doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation,
Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des particules

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 3 octobre 2019, par

ADRIEN BLANCHET

Composition du Jury :

Marie-Helene Schune Directrice de recherche, LAL (Orsay)	Président
François Mauger Professeur des Universités, LPCC (Caen)	Rapporteur
Antonin Vacheret Professeur des Universités, Imperial College London (Londres)	Rapporteur
Thomas Mueller Chargé de Recherche, LLR (Palaiseau)	Examineur
Karsten Heeger Directeur de recherche, Yale University (New Haven)	Examineur
David Lhuillier Ingénieur-chercheur, CEA (Saclay)	Directeur de thèse

à Floriane,

Remerciements

IL Y A 8 ANS, c'était presque par hasard que je m'étais retrouvé en première année de licence de physique à l'université de Tours, avec en tête un tout autre projet d'études. Il faut dire que les multiples rencontres avec des chercheurs savent parfaitement donner l'envie à tout étudiant réceptif de poursuivre dans cette voie. Plutôt que de s'engager dans des études d'ingénieurs, j'ai choisi d'intégrer le magistère d'Orsay en vue de s'orienter vers la recherche en physique fondamentale (est-ce peut-être une erreur de jugement? ;)). Bien que cette formation fut très riche, intense et parfaitement juste, ma passion pour la physique expérimentale n'aurait pu être rassasiée sans achever cette aventure par trois années supplémentaires en préparant une thèse de doctorat. Au travers ces quelques lignes qui tenteront de retranscrire pèle-mêle mes sentiments à l'issue de la soutenance, je compte exprimer ma gratitude à tous ces individus, ces caractères sans qui la route ne m'aurait pas procuré tant de bonheur.

Commençons cette parade dithyrambique par la fin, c'est-à-dire par les membres de mon jury de thèse qui ont absolument tous, et je tiens à les remercier très chaleureusement pour cela, lu ce pavé dans son intégralité. J'aimerais tout d'abord adresser mes sincères remerciements à Madame la présidente du jury, Marie-Hélène SCHUNE, pour avoir accepté ma proposition ainsi que de m'avoir fourni quelques corrections au manuscrit avec grande générosité. À François MAUGER, rapporteur de ma thèse, je voulais saluer l'immense temps consacré à scruter les moindres détails de fond et de forme du manuscrit, mais également pour partager des conseils indispensables pour la suite. De la même manière, je souhaitais remercier Antonin VACHERET, rapporteur de ma thèse, pour m'avoir apporté ses impressions et son recul sur la question du neutrino stérile. J'aimerais enfin saluer Thomas MUELLER ainsi que Karsten HEEGER pour le soutien qu'ils m'ont accordé pendant comme après la soutenance.

Cette thèse n'aurait été rendu possible sans l'appui de l'Irfu, sous la direction d'Anne-Isabelle ETIENVRE, c'est pourquoi je veux manifester ma reconnaissance à l'égard des chefs du DPhN : Héloïse GOUTTE, Jacques BALL et plus particulièrement Franck SABATIER avec qui les discussions ponctuelles échangées tout au long de ces trois années m'ont apportées des conseils essentiels ainsi que l'ouverture d'esprit pour envisager mon orientation en postdoc dans la physique des neutrinos d'accélérateurs. J'en profite également pour remercier chaleureusement Danielle CORET pour sa bonne humeur à toute épreuve, ses conseils et ses rappels concernant les procédures administratives auxquelles chaque doctorant est confronté. Pareillement, j'adresse un grand merci à Isabelle RICHARD pour sa franchise, son efficacité et son assistance pour les missions nombreuses (et soudaines!) que j'ai effectuées à Grenoble.

Je voudrais maintenant remercier du fond du cœur mon directeur de thèse, David LHUILLIER, pour la pertinence de son encadrement qui m'a considérablement apporté tant sur le plan académique que humain. Ces trois années à travailler étroitement ensemble sur STEREO (entre autres) sont passées en un éclair, dans le contexte d'un cas scientifique extrêmement stimulant et très excitant. Je tenais absolument à souligner la passion avec laquelle David s'acharne quotidiennement pour mener à bien et surtout comprendre chaque aspect, chaque détail des projets dans lesquels il est impliqué. Mais je crois qu'avant tout, David est un grand enfant sans cesse émerveillé par la physique expérimentale, qu'il s'efforce d'enseigner à chaque étudiant en stage, en thèse, ou encore

à la MJC de Gif par le biais de diverses petites expériences faites main. J'ai pu particulièrement apprécier sa disponibilité et son écoute, sublimée par une aisance à expliquer n'importe quel phénomène physique, avec qui plus est, une intuition se mettant à chaque fois au diapason de son interlocuteur. J'ai ainsi pu appréhender chaque jour de ma thèse avec délectation, et j'espère que beaucoup d'étudiants auront eux aussi la chance de bénéficier de cette exaltation, cet ardeur inexorable qu'il rayonne.

J'en viens naturellement au groupe de physiciens du LEARN que j'ai côtoyé quotidiennement chaque fois avec un plaisir immense. J'aimerais tout d'abord remercier très sincèrement Alain LETOURNEAU pour les nombreuses discussions de physique que nous avons eu, que ce soit à propos de STEREO ou d'autres sujets plus transverses. Chacun de ces échanges m'ont apporté une hauteur de vue et m'ont particulièrement été bénéfiques pour comprendre certains enjeux de l'expérience. Je ne pourrais parler de la vie au laboratoire sans mentionner Thomas MATERNA, collaborateur STEREO par alternance. Toujours prêt à donner un coup de main pour se plonger dans les entrailles du code de simulation, j'ai pu apprécier sa lucidité et son humour pour répondre à des problématiques multiples et variées, allant d'aspects très techniques à des questions d'analyse mathématiques plus abstraites. Incontournable protagoniste de mes deux premières années en thèse, Aurélie BONHOMME a su parfaitement accompagner mon arrivée dans la collaboration. Avec son intelligence débordante d'humilité, Aurélie a su répondre à tous mes questionnements et m'a beaucoup apporté tant sur la physique que sur le plan personnel. J'ai toujours considéré Aurélie comme un modèle, une grande sœur en quelque sorte, et je lui dois aujourd'hui beaucoup. J'ai soudain une pensée pour notre cher camarade Alessandro MINOTTI, complétant la force de travail saclaysienne (les 3A!) sur le STEREO des premières années, qui savait nous donner la force et le courage nécessaire pour affronter chaque défi. Les discussions riches, profondes et aux sujets divers passées aux Lock Groove ou à la maison pour nous faire découvrir ses talents de *pizzaïolo*, ponctuaient chaque moment passés ensemble, et j'aurais souhaité que cela dure bien davantage. Désormais, la nouvelle génération d'étudiant a pris la relève avec tout autant d'entrain que la précédente. Merci à Vladimir SAVU, qui s'est vu assigner la lourde tâche de poursuivre le développement du code de STEREO sentant encore *rush* du *commisionning*. Sa curiosité inébranlable pour la physique fondamentale, ainsi que sa passion pour la littérature ont rendu la transition très agréable. Je pense évidemment à mon successeur à l'enthousiasme contagieux, Rudolph ROGLY, qui a embrassé sa thèse avec enthousiasme, sans cesse à l'affût de comprendre chaque technique employée dans l'analyse de données.

Mais le LEARN ce n'est pas que STEREO, et par là je voudrais exprimer ma gratitude envers Loïc THULLIEZ, que j'ai connu à la fois étudiant et permanent du laboratoire, avec qui les échanges à propos d'expositions d'art contemporain apportaient un vent d'air frais à notre quotidien submergé par les couacs imposés par le centre de calcul de Lyon. Merci également à Diane DORE, notre chercheuse Québécoise préférée dont l'adorable inquiétude pour sa fille m'a rappelé ces moments de doutes qu'accompagne chaque adolescent à la sortie du Baccalauréat. J'adresse aussi un grand merci à Quentin DESHAYES, chercheur Normand en postdoc à Saclay, qui m'a fait bénéficier généreusement de son expérience avec la culture Japonaise. Enfin, pas techniquement au LEARN mais régulièrement membre de notre groupe de midi, je voulais remercier la bienveillante Nicole D'HOSE, dont la tendresse qu'elle propage s'étend jusqu'aux chats sauvages de l'Irfu.

Toujours au DPhN mais dans une tout autre dynamique, je voudrais faire un clin d'œil aux semaines passés à encadrer les travaux de laboratoire introduisant le master 2 NPAC aux futurs physiciens. J'adresse un immense merci à Stefano PANEBIANCO, qui m'a accordé sa confiance pour guider et mettre à l'épreuve les étudiants des TPs muons et discrimination neutron-gamma. Et puisque l'irremplaçable devait être remplacé l'année suivante, la responsabilité des TLs est revenue aux nouveaux permanents du DPhN : Marine VANDERBROUCK et Maxime DEFURNE. Je souhaitais leur adresser ma gratitude pour leur écoute et leur compréhension à mon égard, et les félicite au passage pour le stress qu'ils ont enduré en vue d'assurer une transition sans faille. Je dois bien

avouer qu'ils sont tous les trois (avec Loïc) une des raisons qui me poussent à tout donner pour pouvoir consacrer ma carrière à la recherche en physique.

Avant de quitter le DPhN, j'ai une pensée pour les « précaires », source vive de doctorants au laboratoire. Lors de mes débuts en thèse, nous avons la chance de bénéficier d'un corp solidaire et une atmosphère détendue dont l'impulsion était donnée par Nancy HUPIN. Il me semble que la relève ait été parfaitement assuré par Zoé FAVIER, toujours enthousiaste et pleine de vie. Je me souviendrais évidemment de la présence iconique d'Antoine VIDON, pour sa bonne humeur omniprésente, mais aussi et surtout pour ces conversations allant de Pierre Bourdieu à des anecdotes plus frivoles. Egalement je remercie Nicolas PIERRE pour ces discussions très stimulantes dans le bus du soir, Christopher FILOSA l'ambassadeur du sud toujours prêt à jouer de sarcasmes dans le but de détendre l'atmosphère, Saba ANSARI pour avoir partagé à la fois sa bonne humeur ses doutes, Pierre ARTHUIS pour sa répartie sans limites, Brian VENTURA intrépide devant chaque défis de COMPASS et lui aussi élu désigné par l'université Paris-Saclay, Charles-Joseph NAÏM pour sa curiosité ainsi que les échanges constructifs et profonds que nous avons entretenus, ou encore Benjamin MANIER pour sa passion pour les divertissements et sports électroniques si chers à la Corée du Sud. J'adresse à l'occasion un clin d'œil à Julien RIPOCHE camarade de NPAC à mi-temps au DPhN, toujours partant pour une discussion autour d'un café dans l'après-midi.

À l'Irfu, la physique des neutrinos s'étend aussi (et surtout) jusqu'au DPhP où j'ai eu l'occasion et la chance de profiter des précieux conseils de Guillaume MENTION. Je lui adresse mes remerciement tout particulièrement pour son assistance sur l'analyse de STEREO et sa pédagogie qui m'a aidé à comprendre les fondements des analyses statistiques fréquentistes en physique des oscillations. Je salut au passage Mathieu VIVIER pour son humanité matérialisée par les promptes discussions que nous avons entretenues régulièrement depuis les TLs lors de mon M2. Je voulais aussi remercier nos collègues du DEDIP, ayant été en charge de la construction du détecteur interne, avec qui nous nous rencontrions annuellement le temps d'un pot, organisé par Carline LAHONDE, dans le but d'annoncer les résultats et avancements de l'expérience. J'en profite par la même occasion pour adresser ma reconnaissance à l'égard de Patrick CHAMPION et Yves PENICHOT avec qui nous avons partagés quelques verres et quelques briques de plomb à Grenoble.

En passant par Grenoble, il me semble indispensable de mentionner nos collègues du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), avec qui j'ai longuement collaboré lors des nombreux *shifts* à l'ILL. Tout d'abord, je souhaitais remercier chaleureusement Anne STUTZ pour toute l'aide et la disponibilité qu'elle m'a accordé. Je réservais également un très grand merci à Jean-Sebastien RÉAL ainsi que Jacob LAMBLIN pour tout leur soutien sur la reconstruction en énergie et l'analyse statistique. Enfin, il me vient une pensée à notre camarade lecteur du Monde Diplomatique, Serge KOX aujourd'hui en situation de travail « libre » si cher à Bernard Friot.

Pour terminer, bien que j'ai choisi de poursuivre dans la voie des neutrinos pour le moment, je voudrais rendre hommage à quelques individus qui ont stimulés ma passion pour les ondes gravitationnelles. Merci à Thierry FOGLIZZO pour l'organisation des *LISA clubs* qui offrent la possibilité de découvrir la physique des ondes gravitationnelles au chercheurs de l'Irfu. Egalement merci à Antoine PETITEAU qui est venu nous rendre visite plusieurs fois à l'Irfu pour échanger des tutoriels sur l'analyse de données LISA et qui m'a aiguillé sur les pistes de post-doctorat possibles. Enfin pendant ma thèse j'ai eu la chance de pouvoir participer à l'école des Houches sur les ondes gravitationnelles, et je souhaitais tout particulièrement remercier Marie-Anne BIZOUARD qui m'a permis de trouver le financement nécessaire et qui m'a appris beaucoup sur la physique des ondes gravitationnelles toujours avec exaltation. J'espère de tout cœur pouvoir à l'avenir m'investir davantage sur l'un de ces projets fantastiques, ces pari fous, en vue d'apporter une pierre à l'édifice de cette belle physique en plein essor.

Table des matières

Table des matières	v
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Motivations physiques	3
1.1 Découverte du neutrino et ses propriétés	4
1.2 Mécanisme d'oscillation	13
1.3 Anomalies expérimentales	23
1.4 Neutrino stérile	30
1.5 Les programmes expérimentaux auprès des réacteurs	34
2 L'expérience Stereo	43
2.1 Conditions expérimentales	44
2.2 Principe de Détection	48
2.3 Le détecteur STEREO	53
2.4 Prise de données	60
3 Simulation de STEREO	65
3.1 Le détecteur dans GEANT4	66
3.2 Simulation de la cascade gamma Gadolinium	72
3.3 Simulation des bruits de fond cosmiques	75
3.4 Simulation des neutrinos	81
4 Reconstruction en Énergie	91
4.1 Principe de la méthode	92
4.2 Mesure des observables au premier ordre	93
4.3 Ajustement des paramètres de collection de lumière	96
4.4 Ajustement des paramètres de la simulation	105
4.5 Mises à l'épreuve de la méthode	109
4.6 Estimation des incertitudes systématiques	118
5 Extraction du signal neutrino	121
5.1 Critères de sélection des événements neutrinos	122
5.2 Recherche de paires corrélées en temps	133
5.3 Extraction des spectres neutrinos	137
6 Analyse statistique	151
6.1 Principe d'une déduction statistique	152
6.2 Tests d'hypothèses alternatives	155
6.3 Construction des contours d'exclusion	158
6.4 Analyse des oscillations par distorsions relatives des spectres	161

6.5	Propagation des incertitudes sur les spectres	164
6.6	Contours de sensibilité	173
7	Résultats et discussions	181
7.1	Spectres neutrinos mesurés	182
7.2	Analyse des distorsions relatives des spectres	187
7.3	Perspectives d'analyses de STEREO	191
	Conclusion	199

Liste des figures

1.1	Principe de détection d'événements IBD avec l'expérience de Cowan et Reines	7
1.2	Dispositif expérimental ayant permis la première détection d'antineutrinos	8
1.3	Schéma du dispositif expérimental de Wu	10
1.4	Estimation du nombre de familles de neutrinos à l'aide des mesures de largeur de la résonance du Z_0	12
1.5	Flux de neutrinos solaires prédit par le modèle standard solaire	14
1.6	Rapports des taux de neutrinos observé sur prédit en l'absence d'oscillation en fonction de L/E_ν	16
1.7	Anomalie de flux de neutrinos solaires en fonction de l'énergie	17
1.8	Évolution du flux d'antineutrinos en fonction du rapport L/E_ν mesuré par KamLAND	17
1.9	Répartition en masse des produits de fission des isotopes fissibles présents dans un réacteur nucléaire	24
1.10	Exemple de fission d'un noyau d' ^{235}U	24
1.11	Évolution de la contribution relative au nombre total de fissions en fonction du <i>burn up</i>	26
1.12	Exemple de construction <i>ab initio</i> du spectre antineutrino issu de la fission d' ^{235}U	27
1.13	Spectres électrons associés à la fission de l' ^{235}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu mesurés	27
1.14	Illustration de l'anomalie des antineutrinos de réacteur	29
1.15	Régions autorisées dans le plan $(\delta m_{\text{new}}^2, \sin^2(2\theta_{\text{new}}))$ obtenues à partir de l'ajustement des données neutrinos de réacteur	32
1.16	Régions autorisées dans le plan $(\delta m_{\text{new}}^2, \sin^2(2\theta_{\text{new}}))$ obtenues à partir de l'ajustement des données neutrinos de réacteur, des sources de calibration Gallex and Sage, et de MiniBooNE	32
1.17	Ratios des spectres d'antineutrino du réacteur observés par rapport aux prédictions actuelles	35
1.18	Contributions relatives des différents types de transitions au spectre électrons issus de la fission d' ^{235}U obtenus à l'aide de la base de données ENDF	35
1.19	Ratios de spectres montrant différents scénarios sur la provenance de l'épaulement à 5 MeV	36
1.20	Mesure combinée des flux de neutrinos détectés issus de la fission de l' ^{235}U et du ^{239}Pu	36
1.21	Résultats de NEOS pour la première phase de prise de données	38
1.22	Résultats de DANSS en 2018	39
1.23	Résultats de l'expérience PROSPECT en 2018	40
1.24	Spectre en énergie des positrons issus de la désintégration bêta inverse mesuré par PROSPECT par rapport à la prédiction basée sur le modèle Huber ^{235}U	40
1.25	Évolution du taux de paires corrélées en temps mesuré par SoLiD	41
2.1	Coupe du support mécanique cylindrique de la cuve contenant le combustible fissible	45
2.2	Plan du niveau C, centré sur la casemate de STEREO	47
2.3	Photos des blindages entourant le détecteur.	49
2.4	Nombre de photons rayonnés par effets Tcherenkov en fonction de l'énergie cinétique de l'électron.	54
2.5	Distances de propagation couvertes par les six cellules de la Target	54

2.6	Coupe schématique du détecteur	55
2.7	Photos d'une cellule de STEREO avec ses parois réfléchissantes	56
2.8	Représentation d'une impulsion en sortie d'un photomultiplicateur	59
2.9	Écarts typiques à la linéarité de la chaîne d'acquisition de STEREO	59
2.10	Résumé de la prise de donnée STEREO entre fin 2016 et fin 2018	59
2.11	Photos de l'assemblage et du transport de STEREO à l'ILL	61
2.12	Évolution des fuites de lumière pendant la Phase-I et la Phase-II	62
2.13	Étalonnage de la réponse d'un photomultiplicateur	64
2.14	Systèmes de calibration de la réponse en énergie du détecteur STEREO	64
3.1	Comparaison des détails fins de la géométrie interne du détecteur tels que décrits par le bureau d'étude (a) et GEANT4 (b).	68
3.2	Convention des axes dans la simulation et numérotation des cellules	68
3.3	Spectres de réémission des photons par les fluores	70
3.4	Dépendances de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs	70
3.5	Représentation schématique d'un sandwich en acrylique	71
3.6	Comparaison des runs ^{54}Mn entre les données et la simulation	73
3.7	Schéma représentant une cascade gamma générée par FIFRELIN	75
3.8	Spectres en énergie des produits de désexcitation du Gadolinium	75
3.9	Spectre du flux de rayons cosmiques mesuré par de multiples expériences	77
3.10	Spectres des muons cosmogéniques mesurés au niveau de la mer	77
3.11	Flux de particules d'origine cosmiques en fonction du grammage atmosphérique	78
3.12	Géométrie du hall expérimental de l'ILL implémenté dans les simulations CRY	78
3.13	Comparaison de la dépendance angulaire des muons entre les données et la simulation	80
3.14	Distribution spatiale des neutrons créés par spallation	80
3.15	Distribution spatiale des captures neutrons sur les noyaux d'hydrogène	82
3.16	Distribution spatiale des premières interactions gamma dans le détecteur	82
3.17	Distribution spatiale des fissions dans le cœur du réacteur de l'ILL	84
3.18	Évolution des différents facteurs de corrections sur les prédictions de spectres anti-neutrino d'Huber	84
3.19	Construction des spectres positrons dans STEREO	86
3.20	Estimation de l'acceptance géométrique de STEREO	87
4.1	Distribution des premiers vertex d'interaction des gammas du ^{54}Mn	94
4.2	Représentation de la réponse du détecteur en charge et en énergie reconstruite	94
4.3	Distribution des rapports de charge Q_j/Q_i	97
4.4	Mesure des coefficients de fuites de lumière L_{ij} avec les muons cosmiques	97
4.5	Évolution de la position de la valeur la plus probable en énergie reconstruite en fonction des événements considérés	99
4.6	Comparaison entre la distribution d'énergie par convolution gaussienne et l'énergie reconstruite	100
4.7	Comparaison entre la distribution d'énergie convolution par patchwork et l'énergie reconstruite	100
4.8	Application itérative des corrections sur les C_i et L_{ij}	102
4.9	Comparaison des distributions en énergie reconstruite dans les données et la simulation après ajustement des paramètres de collection de lumière	103
4.10	Illustration du lissage des coefficients de calibration	103
4.11	Décalages résiduels de l'énergie reconstruite entre les données et la simulation après ajustement des paramètres de collection de lumière	104
4.12	Évolution de la réponse en énergie de chaque cellule pendant la prise de données	104
4.13	Évolution de l'efficacité de collection de lumière totale pendant la prise de données	106
4.14	Illustration de l'effet du quenching sur la simulation	108

4.15	Évolution du rapport de réponse en énergie dans les données et la simulation en fonction de l'énergie des gammas et de k_B	108
4.16	Test de l'échelle en énergie avec les sources de calibration	110
4.17	Méthode d'isolation des captures neutrons dans la fenêtre retardée	111
4.18	Exemple d'ajustement d'une Crystal Ball sur les pics gamma de capture neutron	112
4.19	Évolution relative des pics gamma de capture neutronique	112
4.20	Suivi des fuites de lumière vers la cellule 9 (Gamma-Catcher côté IN20)	113
4.21	Évolution de la résolution des pics de captures neutron	113
4.22	Comparaison de la forme des spectres de capture neutron entre les données et la simulation	114
4.23	Estimation du biais induit par les inhomogénéités en Z du pic n-H	115
4.24	Comparaison absolue entre la valeur du pic n-H dans les données et la simulation	115
4.25	Photo du tube de calibration en Téflon	117
4.26	Photo du voile en nylon intercalé entre les films réfléchissants	117
4.27	Spectre de décroissance beta du ^{12}B mesuré pendant la phase 2	118
5.1	Distribution énergétique des événements simples dans la cellule 1	123
5.2	Spectre des gammas de capture neutron dans STEREO	124
5.3	Distributions des temps de captures neutrons produits par la source d'AmBe	127
5.4	Principe des coupures temporelles sollicitées pour extraire les événements IBD	127
5.5	Distorsions induites par les coupures topologiques sur le spectre positron	128
5.6	Mise à l'épreuve des simulations des cascades gammas FIFRELIN et GLG4Sim avec les données	130
5.7	Ajustement d'un modèle d'évolution du rapport des efficacités de la coupure Retardé entre les données et la simulation	130
5.8	Inhomogénéités des rapports d'efficacité entre les données et la simulation	133
5.9	Méthode de soustraction des bruits de fond accidentels	135
5.10	Illustration de la correction à appliquer sur le temps mort pour la recherche de paires corrélées.	137
5.11	Mise à l'épreuve de la méthode de soustraction des paires accidentelles	138
5.12	Test de robustesse complet de l'algorithme de recherche de paires corrélées en temps	138
5.13	Principe de la discrimination par forme des signaux.	139
5.14	Évolution de la PSD des événements Simples avec l'énergie.	141
5.15	Évolution de la PSD dans le temps.	141
5.16	Corrélation entre la PSD et la température du liquide.	142
5.17	Effet des variations relatives entre la PSD des reculs électroniques et la PSD des reculs de protons sur la procédure de soustraction.	142
5.18	Évolution du rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ pendant la phase 1.	144
5.19	Exemple d'extraction du taux de candidats neutrinos par la méthode de modélisation gaussienne des composantes PSD	144
5.20	Evolution de la PSD moyenne en fonction de la hauteur	145
5.21	Corrélation de la PSD avec la température.	146
5.22	Corrélation entre la pression atmosphérique et le taux de paires corrélées	147
5.23	Exemple d'extraction du taux de candidats neutrinos par soustraction directe du bruit de fond	148
5.24	Test de stabilité de la forme en PSD du bruit de fond	149
5.25	Biais de l'estimateur vraisemblance sur la mesure du taux de neutrino dans chaque bin en énergie	149
6.1	Exemples de lois normales de χ^2	155
6.2	Illustration de la détermination d'un intervalle de confiance fréquentiste	157
6.3	Distributions des valeurs Δm_{14}^2 au <i>best-fit (global-scan)</i> sur un jeu de données généré par simulation	159

6.4	Distributions des valeurs $\sin^2(2\theta_{14})$ au <i>best-fit (raster-scan)</i> sur un jeu de données généré par simulation	159
6.5	Comparaison de la PDF de $\Delta\chi^2$ généré par pseudo-expériences avec la loi normale de χ^2 à deux degrés de liberté	161
6.6	Modèle d'évolution de l'erreur statistique ajusté sur les pseudo-expériences	166
6.7	Matrice de covariance associée aux erreurs statistiques	166
6.8	Matrices de corrélations associées aux incertitudes sur l'échelle en énergie	169
6.9	Propagation d'une distorsion de l'échelle en énergie sur les spectres positron	169
6.10	Matrice de corrélation associée aux erreurs sur la norme relative	171
6.11	Matrice de corrélation totale intervenant dans le χ^2_ϕ	171
6.12	Contour de sensibilité de l'expérience STEREO en phase 2	175
6.13	Répartition des <i>best-fit</i> en <i>raster-scan</i> pour les pseudo-expériences	175
6.14	Comparaison entre les contours de sensibilité et les contours d'exclusion générés par pseudo-expériences	177
6.15	Effet des incertitudes systématiques liées à l'échelle en énergie sur les contours de sensibilité	177
6.16	Effet des incertitudes systématiques liées la normalisation relative des cellules sur les contours de sensibilité	178
6.17	Comparaison entre les contours d'exclusion obtenus par <i>raster-scan</i> et par <i>global-scan</i>	178
7.1	Évolution des taux de comptage de paires corrélées en fonction du temps	183
7.2	Corrélation entre la puissance réacteur et le taux de candidats neutrinos	183
7.3	Spectres du bruit de fond et du rapport signal sur bruit	184
7.4	Évolution du taux de neutrinos détectés avec la distance au cœur du réacteur	186
7.5	Spectres positron en énergie reconstruite issu des données de la phase 2	186
7.6	Comparaison entre les spectres mesurés D_{cb} avec le modèle ajusté $\phi_b M_{cb}$	188
7.7	Comparaison de la valeur de $\chi^2_{H_0}$ des données avec les pseudo-expériences	188
7.8	Comparaison de la valeur de $\Delta\chi^2_{H_0}$ des données avec les pseudo-expériences	188
7.9	Comparaison des contours d'exclusion obtenus par la méthode de Saclay et de Grenoble	189
7.10	Comparaison des contours d'exclusion obtenus par <i>raster-scan</i> et <i>global-fit</i>	189
7.11	Combinaison des mesures en phase 1 et phase 2	191
7.12	Mesures de l'anomalie réacteur avec des neutrinos issus de l' ^{235}U	194
7.13	Comparaison en forme du spectre antineutrino mesuré avec la prédiction d'Huber	196

Liste des tableaux

1.1	Paramètres de la matrice PMNS déterminés par l'analyse globale des résultats des expériences neutrinos	22
1.2	Propriétés des principaux isotopes fissibles contribuant au flux d'antineutrinos détectables	26
2.1	Liste des distances de propagations moyennes des neutrinos par cellule.	55
2.2	Composition du liquide scintillateur	56
4.1	Liste des sources gamma utilisées pour la calibration	107
4.2	Liste des coupures utilisées pour la sélection des gammas de captures	110
4.3	Erreurs systématiques liées à l'évolution relative de l'échelle en énergie.	119
4.4	Erreurs systématiques liées à l'ancrage n-H.	119
5.1	Liste des coupures topologiques et temporelles utilisées pour l'extraction du signal neutrino.	128
5.2	Disparités d'efficacité de capture n-Gd entre les données et la simulation	132
5.3	Liste des erreurs systématiques associées aux coefficients traitants de l'efficacité de détection des neutrons	133
7.1	Liste préliminaire des erreurs appliquées sur la normalisation absolue du flux de neutrinos	194

Introduction

« Chaque élément pouvant bouger, remuer, osciller, aller et venir dans ses relations avec les autres éléments de son univers. [...] Pas d'extractions, des abstractions. Des abstractions qui ne ressemblent à rien de la vie, sauf par leur manière de réagir. »

Comment réaliser l'art? — Alexander Calder

LES grands bouleversements de la physique fondamentale ont été imposés aux physiciens, souvent contre leur gré, par une variété de données expérimentales qui refusaient obstinément d'être prises en compte par les théories dominantes. Le neutrino en est le parfait exemple. À cause d'un spectre de désintégration beta opiniâtement continu, il a dû être postulé désespérément par Pauli en 1931 pour n'être finalement confirmé expérimentalement qu'au milieu des années 1950. Au cours de ces soixante dernières années, les immenses progrès instrumentaux ont permis d'en savoir davantage sur cette particule mystérieuse, mais ont aussi apporté leur lot de questions ouvertes : quels mécanismes sous-jacents confèrent une masse aux neutrinos ? Le neutrino est-il sa propre antiparticule ? Comment expliquer les anomalies persistantes ?

En 2015, le prix Nobel de physique a été attribué à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald pour la découverte des oscillations des neutrinos, qui montrent que deux au moins des trois neutrinos connus ont une masse non nulle. Aujourd'hui, un très grand nombre de résultats d'oscillations obtenus avec diverses configurations et techniques expérimentales peuvent être interprétés dans le cadre de trois neutrinos massifs actifs, dont les états propres de masse et de saveur sont reliés par une matrice de mélange unitaire 3×3 , la matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), paramétrée par trois angles de mélange θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} et une phase violatrice de la symétrie CP : δ_{CP} . La probabilité d'oscillation est également régie par les différences de masse au carré $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, où m_i est la masse du i ème état propre de masse du neutrino. Le dernier angle de mélange, θ_{13} , vient d'être mesuré avec précision par les expériences auprès des réacteurs. Sa valeur proche de la limite supérieure préalablement établie ouvre la voie vers les mesures de la phase de violation CP dans le secteur leptonique.

En parallèle, des études sur les spectres d'antineutrinos des réacteurs ont souligné une déviation entre la prédiction et les mesures de flux réalisées jusqu'alors. Ce désaccord a été baptisé « anomalie des antineutrinos de réacteurs », aussi désigné sous le nom de RAA pour anomalie des antineutrinos de réacteurs (*Reactor Antineutrino Anomaly*). L'introduction d'un nouveau neutrino dit « stérile », c'est-à-dire qui ne se couple pas avec l'interaction faible, offrirait une solution à cette anomalie. Si cette hypothèse s'avère juste, alors il s'agira d'un véritable coup de tonnerre qui retentirait depuis la physique des particules jusqu'en cosmologie. En l'absence de signal de neutrino stérile, il faudra comprendre les biais sur la prédiction des spectres qui ont donné lieu à la RAA.

C'est dans ce contexte que se place l'expérience STEREO qui vise à tester l'hypothèse du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL de Grenoble. Puisqu'il ne se couple à aucune interaction hormis la gravitation, il ne peut être détecté directement. En revanche sa présence se manifeste lors de la propagation des 3 états actifs de neutrinos qui peuvent se mélanger vers un état supplémentaire.

Le signal recherché avec STEREO est alors une probabilité de disparition des antineutrinos électroniques issus du réacteur sous la forme d'un nouveau motif d'oscillation de période spatiale de quelques mètres. Le principe de STEREO repose sur six cellules de détection identiques, remplies de liquide scintillateur dopé au Gadolinium, disposées entre 9 et 11,5 m de distance du coeur du réacteur de recherche de l'ILL. Ce dispositif a été retenu dans le but de fournir une comparaison relative des spectres mesurés dans chaque cellule, permettant de délibérer sur la question du neutrino stérile tout en s'affranchissant de prédictions extérieures. À la manière des expériences pionnières de neutrinos de réacteurs, le principe de détection est basé sur la double identification d'un positron et d'un neutron dans un intervalle de temps de quelques dizaines de microsecondes. Le détecteur a commencé la prise de données en novembre 2016, et les premiers résultats ont été publiés dès 2018.

Ce manuscrit est composé de sept chapitres qui retracent les principaux aspects de l'expérience, centrés sur les travaux réalisés pendant cette thèse. Dans une première partie, le contexte de STEREO est introduit en établissant un bref portrait du neutrino par l'histoire de sa découverte et de ses propriétés, avec un accent particulier sur le mécanisme d'oscillation. Les récentes anomalies sont présentées ensuite, ainsi qu'un panorama des résultats déjà publiés à ce jour par les différents projets. L'expérience STEREO est détaillée ensuite dans le chapitre 2, où les conditions expérimentales sont exposées suivi d'une synthèse de la technologie employée pour détecter les neutrinos.

Les chapitres suivants sont focalisés sur l'analyse de données. D'abord, le chapitre 3 est dédié à la description du détecteur dans GEANT4, et des simulations des bruits de fond cosmogéniques ainsi que des neutrinos. Ces données simulées sont cruciales pour établir la liste des erreurs systématiques ou encore pour construire les spectres neutrinos auxquels sont confrontées les véritables données. D'autre part, en vue de faire face aux évolutions temporelles de la réponse en énergie du détecteur, un algorithme de reconstruction énergétique dédié a été développé pour établir une échelle en énergie commune entre les données et la simulation. Cet aspect de l'analyse est détaillé en profondeur dans le chapitre 4 suivi d'une discussion sur l'estimation des incertitudes systématiques. Le chapitre 5 est consacré à l'extraction du signal neutrino, où l'algorithme de recherche de paires corrélées en temps est reporté après avoir exposé les coupures de sélection qui servent à purifier l'échantillon de candidats neutrinos. Les deux méthodes de reconstruction des spectres positron sont présentées enfin. L'inférence statistique en physique des oscillations nécessite certains éclaircissements afin de justifier les pratiques employées pour générer les contours de sensibilité dans STEREO. Le chapitre 6 s'attelle à cette tâche en commençant par une approche générale (mais pragmatique) sur ce qu'est une déduction statistique. La discussion se poursuit par le formalisme qui a été choisi pour tester l'hypothèse du neutrino stérile uniquement à l'aide des distorsions relatives des spectres entre cellules. La propagation des erreurs est détaillée ensuite pour finir sur quelques exemples de contours de sensibilité. Le dernier chapitre présente les résultats de STEREO en phase 2 dans l'état actuel de l'analyse. La mise à l'épreuve des spectres mesurés a permis d'exclure une bonne partie des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile autorisés par la RAA. Les perspectives pour des mesures absolues des spectres, c'est-à-dire avec des prédictions extérieures, sont enfin discutées.

Chapitre 1

Motivations physiques

« Au terme dernier, vous m'apprenez que cet univers prestigieux et bariolé se réduit à l'atome et que l'atome lui-même se réduit à l'électron. Tout ceci est bon et j'attends que vous continuiez. Mais vous me parlez d'un invisible système planétaire où des électrons gravitent autour d'un noyau. Vous m'expliquez ce monde avec une image. Je reconnais alors que vous en êtes venu à la poésie. »

Le Mythe de Sisyphe — Albert Camus

Sommaire

1.1 Découverte du neutrino et ses propriétés	4
1.1.1 Le contexte de découverte	4
1.1.2 L'interaction faible décrite par Fermi	5
1.1.3 La découverte expérimentale des neutrinos	5
1.1.4 Les symétries du neutrino	8
1.1.5 Les neutrinos et le Modèle Standard	13
1.2 Mécanisme d'oscillation	13
1.2.1 Neutrinos solaires et premières anomalies de flux	13
1.2.2 Mélange des saveurs leptoniques	18
1.2.3 Oscillation des neutrinos dans le vide	19
1.2.4 La physique expérimentale et les oscillations	20
1.2.5 État de l'art du modèle d'oscillations à 3 saveurs	22
1.3 Anomalies expérimentales	23
1.3.1 Anomalie auprès des réacteurs	23
1.3.2 Autres anomalies	29
1.4 Neutrino stérile	30
1.4.1 Une solution exotique	30
1.4.2 Tensions et solutions alternatives	33
1.5 Les programmes expérimentaux auprès des réacteurs	34
1.5.1 Mesure à proximité des réacteurs commerciaux	37
1.5.2 Mesure à proximité des réacteurs de recherche	38

1.1 Découverte du neutrino et ses propriétés

1.1.1 Le contexte de découverte

« Où l'incrédulité fait place à l'incompréhension, et même au scandale; où l'intangible principe de la conservation de l'énergie vacille; où le grand magicien Pauli sort de son chapeau une explication à l'incompréhensible, grâce à une particule inobservable. »

De l'atome au noyau — Bernard Fernandez

PEU après la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel [1], Rutherford fut le premier à distinguer les radiations α et β [2]. Dès 1904, William Bragg montra que les particules α émises par un élément radioactif avaient la même énergie [3]. En effet, dans une réaction de type :



le partage d'énergie est unique, l'énergie du défaut de masse entre état initial et état final se répartit dans le rapport inverse des masses. La particule α a donc toujours la même énergie. Par analogie, la communauté scientifique pensait qu'il irait de même avec la radioactivité β . En s'inspirant d'une expérience de Rutherford dans laquelle les particules α étaient déviées par un champ magnétique, Otto Hahn et Lise Meitner mirent en place un spectromètre β . Ils trouvèrent deux lignes distinctes imprimées sur les plaques photographiques et conclurent que cela indiquait la présence de plusieurs éléments émetteurs dans l'échantillon [4]. Il faudra attendre l'année 1914 pour que James Chadwick réitère l'expérience avec un compteur Geiger [5] et observe un spectre continu sans ambiguïté¹. Cependant, il est important de noter qu'à l'époque les scientifiques pensaient que le spectre d'émission nucléaire était tout de même discret. Quelques années auparavant par exemple, Rutherford avait proposé que certains électrons puissent perdre de l'énergie par collision dans le noyau, provoquant l'émission de gammas [7]. Après presque 15 années de controverses, Charles Ellis démontra en 1923 la continuité du spectre β primaire avec une expérience de calorimétrie : « *The long controversy about the origin of the continuous spectrum of β -rays appears to be settled.* » [8].

Cette nouvelle divisa la communauté des théoriciens. En 1924, Neils Bohr publia une première interprétation phénoménologique de la radioactivité β , où la caractéristique la plus surprenante est la réduction du principe de conservation de l'énergie à une loi statistique [9]. Si cette théorie fut invalidée assez rapidement [10], l'idée de violation locale du principe de conservation de l'énergie resta dans la culture pendant près de dix ans. Il aura fallu attendre fin 1930, pour que Wolfgang Pauli introduise le neutrino dans une lettre ouverte². Il qualifia cette démarche de « *remède désespéré pour sauver le principe d'exclusion de Fermi et la conservation de l'énergie* » [11].

Les doutes ont persisté encore pendant quelques années, mais les développements des cadres théoriques exclurent peu à peu les alternatives. La solution retenue à l'issue de cette controverse a défini la désintégration beta comme la transformation d'un neutron en trois particules et non deux, d'où les spectres continus observés des produits de réactions : proton, électron et neutrino. Finalement, il faudra attendre 20 ans de plus pour s'apercevoir qu'il s'agit en fait d'un antineutrino de saveur électronique. Ces découvertes sont abordées dans les sections suivantes. La désintégration beta prendra alors sa forme définitive :



1. Lui-même ne fut pas immédiatement convaincu du résultat. Il fit d'ailleurs part de sa frustration dans une lettre à Rutherford : « [...] *but with the counter I can't find even the ghost of a line. there is probably some silly mistake* » [6].

2. « *Open Letter to the Group of Radioactive Persons at the Conference of the District Society in Tübingen* » [11].

1.1.2 L'interaction faible décrite par Fermi

Avant 1934, Fermi étudiait la théorie quantique du rayonnement et les techniques de seconde quantification. Par analogie avec le mécanisme d'émission de photons par un atome excité, il tenta de construire une théorie de l'émission de paire électron-neutrino par un noyau composé de protons et de neutrons [12]. Il fit valoir que le plus simple Hamiltonien serait de la forme :

$$H = g \{ Q\psi(x)\phi(x) + h.c. \}, \quad (1.3)$$

où g est une constante dimensionnelle exprimant l'intensité de la désintégration Beta, Q la transition d'un proton vers un neutron, ψ et ϕ les opérateurs de champ de l'électron et du neutrino respectivement, et x la position des nucléons. La prédiction des spectres électron qui en découle a montré un bon accord avec les données expérimentales lorsque la masse du neutrino était choisie comme étant très faible devant celle de l'électron³.

Cette théorie donna l'occasion à Fermi de fournir une première estimation de la constante g en mesurant le temps de vie de différents émetteurs Beta : $g \simeq 2 \times 10^{-38} \text{ cm}^3 \text{ eV}$. À l'époque, il était difficile de donner une interprétation physique à cette force. En effet, elle est à la fois trop faible pour être considérée comme une manifestation de l'interaction électromagnétique, et trop forte pour être connectée avec la gravitation.

Étonnamment, la communauté fut relativement sceptique face à cette théorie. À tel point que Fermi s'est vu refuser la publication dans la revue *Nature* qui qualifiait ses travaux de « *spéculations trop éloignées de la réalité* » [13]. Le papier fut finalement traduit pour être publié dans la revue allemande *Zeitschrift für Physik* [12]. Quelques années après cependant, la théorie de Fermi s'est finalement imposée devant les autres, car certains physiciens (comme Heisenberg) se sont aperçus que sa formulation permettrait aussi d'expliquer la force qui lie les protons et les neutrons dans un noyau. En effet cette publication aura marqué le développement de la théorie des champs de Fermi, qui va constituer pendant plusieurs années la théorie fondamentale dominante des forces nucléaires [14].

1.1.3 La découverte expérimentale des neutrinos

Les premières tentatives de détection ont consisté à mettre une limite sur le pouvoir ionisant des neutrinos. En 1934, Maurice Nahmias, étudiant de James Chadwick, mena une expérience à l'aide d'une source de Radium (D+E+F), de compteurs Geiger et de plomb, à 30 m sous-terre dans la station de métro londonien Holborn [15]. La limite obtenue fut : une ionisation tous les 33 000 km d'air tout au plus. En 1936, Hans Bethe conclut de ce résultat que le moment magnétique du neutrino devrait être inférieur à 1/7000 du magnéton de Bohr [16]. Selon lui, la détection du neutrino ne pourrait se faire que via la décroissance beta inverse : « *the only hope of getting more direct evidence for the neutrino is from the radioactive decay itself. [...] That is the inverse beta-process* »⁴. La décroissance beta inverse (IBD pour Inverse Beta Decay) est aujourd'hui encore activement utilisée pour détecter les neutrinos :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ . \quad (1.4)$$

Hans Bethe et Rudolf Peierls avaient en effet publié dans *Nature* les premières estimations de la section efficace d'IBD [17]. Pour des neutrinos de 2 à 3 MeV, ils argumentèrent que la valeur devrait être de l'ordre de 10^{-44} cm^2 . Leur réaction immédiate face à cette quantité infime fut : « *It*

3. Pour arriver à cette conclusion, Fermi s'est servi de la fin du spectre électron. Il est intéressant de noter qu'aujourd'hui encore, l'expérience Katrin tente de mesurer la masse du neutrino grâce à la même observable.

4. L'existence du positron avait été confirmée plusieurs années auparavant par Carl David Anderson, ainsi que Irène Curie et Frédéric Joliot.

is therefore absolutely impossible to observe processes of this kind». Toutefois, il s'avère que cette remarque sous-estima la combativité des physiciens expérimentateurs.

Dès 1939, la première expérience neutrino sur noyau fut menée par Horace Richard Crane [18]. Le principe de détection consistait à placer une source radioactive de Mésothorium (^{228}Ra) au milieu d'un sac d'un kilogramme de sel (NaCl). L'objectif du dispositif était de transformer les noyaux de Chlore en Soufre grâce à la diffusion de neutrinos émis par le Mésothorium :



Après 90 jours d'irradiation, Crane a mesuré l'activité de l'émetteur beta ^{35}S ⁵. L'absence de signal neutrino a permis de poser la première limite supérieure expérimentale sur la section efficace IBD : $\sigma_{\text{IBD}} < 10^{-30} \text{ cm}^2$. Il constata qu'avec cette technique il ne serait pas possible d'atteindre la précision requise pour mettre à l'épreuve les estimations de Bethe et Peierls : « *with 1000 mC of radioactive material*⁶, [...] *This will detect a cross section of 10^{-33} cm^2 .* » [18]. En effet, 14 ordres de grandeur sur la précision étaient encore nécessaires pour espérer voir quelques neutrinos. Cette technique de radiochimie inspira néanmoins Bruno Pontecorvo, qui proposera en 1946 l'utilisation de ^{37}Cl se transformant en ^{37}Ar pour détecter des neutrinos [19]. C'est cette réaction qui sera utilisée par Raymond Davis pour mesurer le flux de neutrinos solaires en 1968 [20].

Les temps de guerre ne sont jamais favorables au développement des sciences fondamentales. Tout particulièrement la Seconde Guerre mondiale, ayant mobilisé d'une façon inédite l'ensemble des nations, n'a laissé aucune région du monde poursuivre de telles études. La recherche des neutrinos s'est donc gelée jusqu'à la fin de cette période sombre.

En 1948, Crane publia un article regroupant les canaux de détection possible du neutrino [21] :

- Détection via désintégration beta inverse (IBD),
- Détection via le recul de noyaux. À l'époque l'auteur parle du recul de noyaux qui subissent une désintégration Beta. Néanmoins ce canal de détection sera exploité bien plus tard pour témoigner de la diffusion cohérente de neutrinos sur des noyaux : observé par COHERENT en 2017 [22],
- Détection via l'excitation d'un noyau, suivie d'émission gamma ou de fission : observé en 1991 par KARMEN [23],
- Détection via par des « effets » à haute énergie (l'auteur parle de neutrinos extra-galactiques) : observé en 2017 par IceCube [24].

Finalement comme l'avait pressenti Bethe, les neutrinos furent détectés pour la première fois sur le canal de désintégration beta inverse (IBD). C'est en fait le développement des réacteurs nucléaires qui a permis de compenser la faible probabilité d'interaction.

À la fin des années 40, c'est en profitant des développements scientifiques du projet Manhattan à Los Alamos que Frederick Reines et Clyde Cowan se sont intéressés à des problèmes plus fondamentaux de la physique des particules. L'interaction faible était devenue le sujet de choix pour comprendre la transformation des produits de fission, et l'environnement particulier produit par une bombe atomique constituait un cadre expérimental exceptionnel. Sachant que chaque fission produit en moyenne six antineutrinos, Reines proposa dès 1951 d'utiliser l'explosion nucléaire pour détecter des neutrinos. Les récents développements des liquides scintillateurs permirent à Cowan d'élaborer le dispositif expérimental nécessaire : « Project Poltergeist » (*Projet grondement du fantôme*). En effet au début des années 50, plusieurs groupes de physiciens ont découvert que des liquides organiques peuvent générer des flashes de lumière visible lorsqu'une particule chargée les

5. Plus de temps d'irradiation n'aurait pas été bénéfique, car le temps de demi-vie du ^{35}S est de 87 jours.

6. Soit une source 1000 fois plus intense que celle qu'il a utilisée.

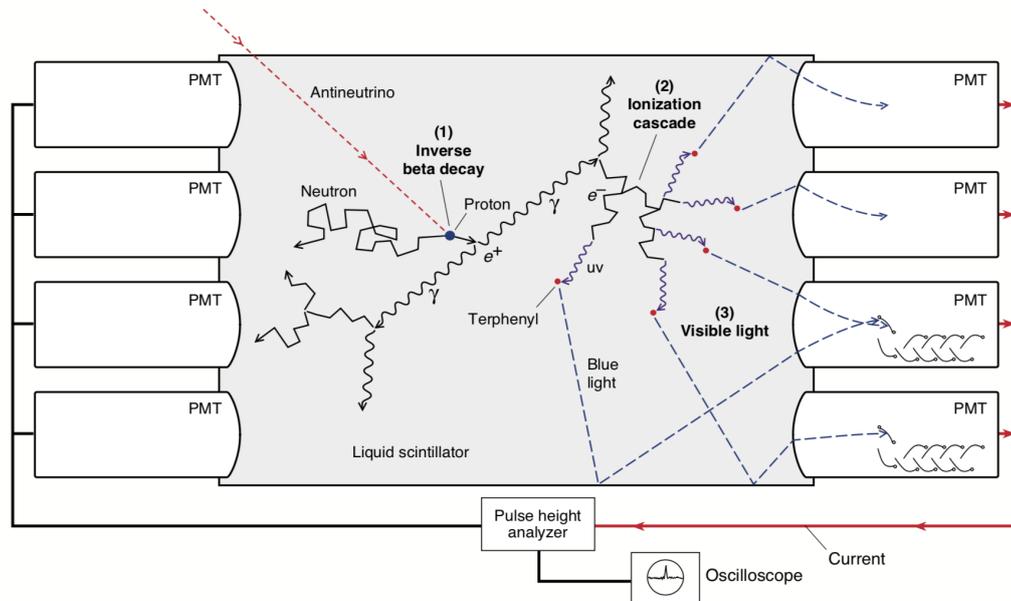


FIGURE 1.1 – Principe de détection d'événements IBD avec l'expérience de Cowan et Reines. L'antineutrino (ligne pointillée en rouge) interagit sur un proton du liquide scintillateur (zone grisée) et produit un positron (e^+) et un neutron par la réaction IBD. Le positron ralentit en déposant de l'énergie dans le liquide qui engendre le processus de scintillation. À la fin de sa course, le positron s'annihile avec un électron du milieu et produit deux gammas de 511 keV dos-à-dos. À leur tour, les gammas déposent de l'énergie par effet Compton. Puisque le liquide est transparent à sa propre lumière, environ 20 % des photons sont capturés par les photomultiplicateurs. Ces derniers produisent une impulsion visible à l'oscilloscope. La détection du neutron est établie grâce à la cascade gamma du cadmium : une fois émis le neutron se thermalise en collisionnant avec les noyaux du liquide et fini par être capturé par un noyau de cadmium après quelques microsecondes. Ce dernier se désexcite en émettant plusieurs raies gamma, dont la somme est d'environ 9 MeV. La double détection positron-neutron dans une fenêtre temporelle de quelques dizaines de microsecondes permet de réduire l'intensité du bruit de fond de plusieurs ordres de grandeur. L'expérience STEREO est largement inspirée de cette technique de détection. (source : [29])

traverse [25]. Ces éclairs lumineux sont très faibles en intensité, mais cette dernière est directement proportionnelle à la quantité d'énergie déposée dans le liquide. En captant ces photons à l'aide de photomultiplicateurs situés sur les bords du volume actif, un signal électrique pouvait être produit. De plus, puisque les liquides organiques sont pourvoyeurs d'une grande quantité de protons, ils offrent un grand nombre de cibles pour les neutrinos. Enfin, pour réduire drastiquement la contribution des bruits de fond au signal neutrino, le neutron était détecté quelques microsecondes après le positron [26][27][28]. Cette astuce de détection en coïncidence allait devenir l'une des méthodes les plus répandues dans la physique des neutrinos. C'est d'ailleurs celle utilisée dans STEREO. Le principe de détection est résumé sur la figure 1.1.

Rapidement, l'utilisation d'une explosion atomique comme source de neutrinos fut remplacée par un réacteur à fission offrant un environnement moins bruyé et des conditions d'exploitation moins contraignantes. Un détecteur cylindrique avec 3 m^3 de liquide scintillateur entouré par 90 photomultiplicateurs fut placé près du réacteur à fission d'Hanford en 1953. Malheureusement, les physiciens ne purent déjà affirmer la découverte du neutrino bien qu'un petit excès de comptage compatible avec le nombre de neutrinos attendu fut observé avec le réacteur en marche [28]. L'essentiel de bruit de fond provenait de particules d'origine cosmique qui produisent des signaux corrélés en temps similaires à la réaction IBD.

L'équipe menée par Cowan et Reines s'est alors empressée de développer entièrement un nouveau design de détecteur afin de mieux rejeter les bruits de fond d'origine cosmique [31]. Deux réservoirs cibles d'eau dopée au chlorure de cadmium traquant les réactions IBD ont été intercalés

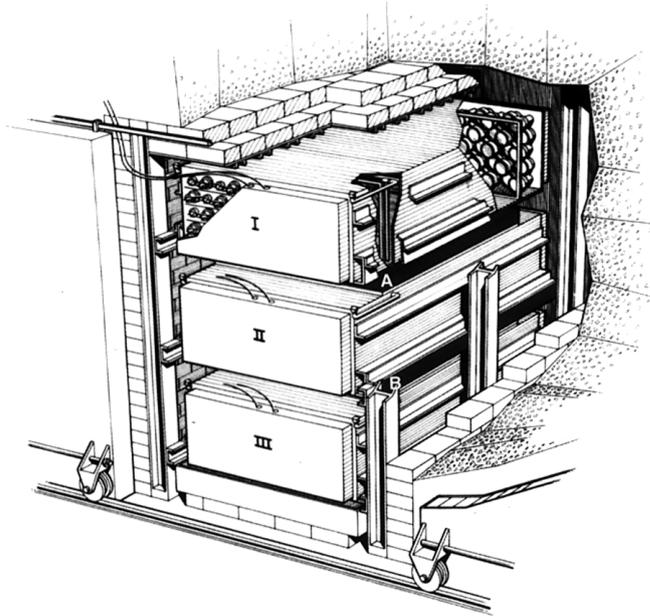


FIGURE 1.2 – Dispositif expérimental ayant permis la première détection d’antineutrinos. Afin de réduire le bruit de fond d’origine cosmique, deux réservoirs d’eau contenant du cadmium (A) et (B) sont intercalés entre trois volumes de liquide scintillateur (I), (II) et (III). (source : [30])

entre trois détecteurs à liquide scintillateur (cf. figure 1.2). Les produits d’une IBD ne déposent localement que quelques MeV alors que des particules d’origine cosmique ont le pouvoir pénétrant nécessaire pour déposer quelques dizaines de MeV dans les trois volumes scintillateurs à la fois. En 1956, le détecteur fut placé devant le réacteur de Savana River et prit des données pendant plus de 50 jours. Avec un rapport signal sur bruit de 3 pour 1, ils mesurèrent $2,88 \pm 0,22$ neutrinos par heure [32]. À l’époque, cette mesure a permis de donner l’estimation la plus précise de la section efficace d’interaction des neutrinos par IBD⁷ : $\sigma_{\text{IBD}} = 6,3 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$.

Après l’expérience pionnière menée par Reines et Cowan, de nombreuses mesures de spectres antineutrino se sont déroulées à Savannah River jusque dans les années 90. Ces dernières expériences ont fourni des mesures de flux d’antineutrino provenant d’uranium 235 faisant toujours partie des plus précises à l’heure actuelle [33].

Il est intéressant de constater que les problématiques liées aux bruits de fond dans la première expérience neutrino de réacteur sont très similaires avec les expériences menées aujourd’hui. En effet, malgré les immenses progrès en électronique, simulation et analyse, mesurer des neutrinos n’est toujours pas une affaire de routine. L’utilisation de blindages, la composition du liquide scintillateur ou encore le système de déclenchement de l’électronique sont des questions qui ont demandé une implication importante dans STEREO.

1.1.4 Les symétries du neutrino

Distinction entre particule et antiparticule

Si les neutrinos et antineutrinos étaient indistinguables, alors les réactions suivantes devraient être possibles :

7. La valeur théorique ne donnait qu’une estimation à $\pm 25\%$ près, contre $\pm 5\%$ avec la mesure de Savana River.

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p, \quad (1.6)$$

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p. \quad (1.7)$$

En s'inspirant de l'idée de Bruno Pontecorvo, Raymond Davis a placé une cuve de 4000 L de CCl_4 liquide devant le réacteur de Brookhaven. Le but était de voir si la réaction (1.7) existait. Les prédictions théoriques estimaient cette section efficace à : $\sigma \approx 2,6 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$. En 1955, il rejeta cette hypothèse en imposant une limite supérieure sur la section efficace de (1.7) : $\sigma < 0,9 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ [19].

Violation de parité dans l'interaction faible

La symétrie P, ou parité, est une symétrie qui exprime la façon dont se transforme un objet mathématique vu dans un miroir. La parité est définie comme la transformation d'un vecteur \vec{x} tel que :

$$\vec{x} \rightarrow -\vec{x}. \quad (1.8)$$

Cette transformation, combinée à une rotation de 180° qui laisse la physique invariante, revient à prendre l'image du système étudié dans un miroir. Jusqu'au début des années 50, la communauté considérait que toutes les interactions fondamentales en physique étaient invariantes sous cette symétrie. Pour expliquer les anomalies de la décroissance du kaon (cf. le puzzle du $\theta - \tau$ [34]), Lee et Yang proposèrent que l'interaction faible puisse violer la symétrie P [35]. Dans leur article de 1956, les deux chercheurs proposèrent une série d'expériences permettant de vérifier leur hypothèse. En s'inspirant de leurs propositions, Wu conçut son expérience pour mesurer la distribution angulaire d'électrons issus de désintégrations β^- d'un noyau de Cobalt polarisé [36] :



La symétrie de parité était testée via l'inversion de polarisation des noyaux de Cobalt. Pour ce faire, un échantillon de sel paramagnétique contenant du ${}^{60}\text{Co}$ était disposé dans une chambre à vide afin de garder l'échantillon à très basse température (autour de 0,01 K). Le dispositif est présenté sur la figure 1.3. Ainsi, en appliquant un fort champ magnétique autour de l'échantillon, une fraction significative de noyaux de Cobalt étaient polarisés dans le sens du champ. L'inversion de polarisation se fait simplement en inversant la direction du champ magnétique. La transition β^- permise d'un noyau de ${}^{60}\text{Co}$ polarisée requiert un changement de la projection du spin nucléaire : $\Delta J_z = \mp 1$ ⁸. La règle de conservation du moment cinétique implique que la projection des spins de l'électron et du neutrino soit alignée dans la direction du noyau :

$$J_z({}^{60}\text{Co}) = J_z({}^{60}\text{Ni}^*) + S_z(e^-) + S_z(\bar{\nu}_e) \quad (1.10)$$

$$\Delta J_z \doteq J_z({}^{60}\text{Ni}^*) - J_z({}^{60}\text{Co}) = \mp 1 \quad (1.11)$$

$$\Rightarrow S_z(e^-) = S_z(\bar{\nu}_e) = \pm 1/2 \quad (1.12)$$

En l'absence de violation de parité dans l'interaction faible, le nombre d'électrons émis suivant un angle θ_z ne devrait pas dépendre de la direction de la polarisation des noyaux. Cependant, Wu a montré par son expérience que les électrons sont préférentiellement émis dans la direction opposée à celle du champ magnétique. Cela signifie que les électrons sont émis avec un spin dans la direction opposée à leur impulsion (hélicité gauche) et vice-versa pour les antineutrinos.

8. (-) si le noyau est polarisé dans le même sens que le champ magnétique ($J_z > 0$), (+) sinon ($J_z < 0$).

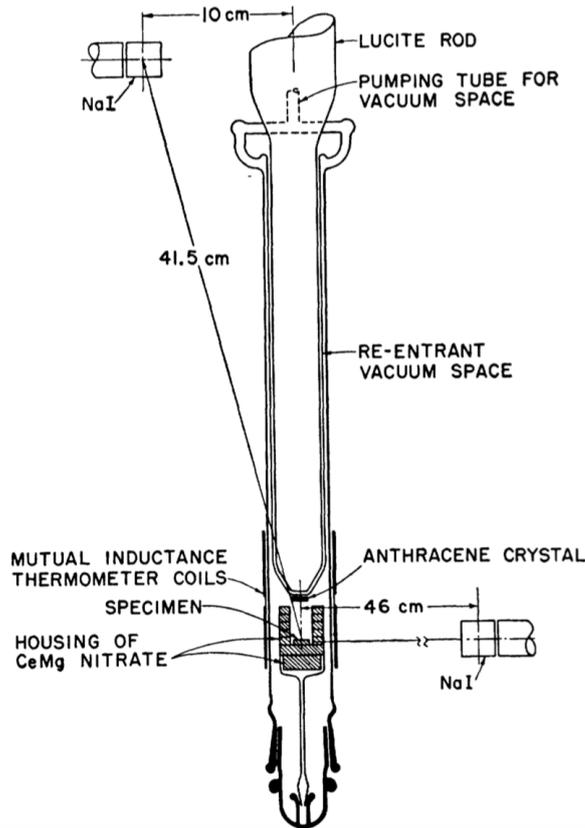


FIGURE 1.3 – Schéma du dispositif expérimental de Wu qui a servi à mesurer la violation de parité de l'interaction faible. L'échantillon de ^{60}Co est hébergé dans une casemate en nitrate de CeMg. Celle-ci est placée tout au fond d'un tube servant à refroidir le dispositif à très basse température. Les deux détecteurs NaI mesurent l'anisotropie d'émission du ^{60}Co qui témoigne de l'état de polarisation de l'échantillon. Le cristal d'anthracène placé dans la zone de vide juste au-dessus de l'échantillon permet de mesurer les électrons par scintillation. Les photons produits sont extraits par un guide d'onde et collectés par un photomultiplicateur. (source : [36])

La violation de parité dans l'interaction faible est en fait totale — c'est-à-dire que tous les électrons issus de décroissance β sont d'hélicité gauche —, cependant la précision lui manquait pour affirmer une telle conclusion. Il faudra attendre 1958, pour que Goldhaber mesure directement l'hélicité du neutrino en observant une résonance gamma de la capture électronique de l' ^{152}Eu [37]. Il a finalement conclu que seuls les neutrinos d'hélicité gauche — et antineutrinos droits — interagissent. Ces mesures expérimentales ont posé la base sur laquelle devait reposer la nouvelle théorie de l'interaction faible.

En 1958, Richard Feynman et Murray Gell-Mann proposèrent une formulation de l'interaction faible. Leur idée consistait à restreindre les solutions de l'équation de Dirac à deux degrés de liberté au lieu de quatre. Ainsi, leur Lagrangien décrit l'interaction faible tout en restant invariant suivant les transformations V-A (vecteur-axial), c'est-à-dire en tenant compte de la violation de parité. Cette étude les mena à prévoir également l'existence d'un courant neutre, en lien avec le 3e générateur du groupe SU(2) de leur théorie. Les auteurs qualifièrent leur proposition de la sorte : « *It is universal, it is symmetric, it produces two-component neutrinos, it conserves leptons, it preserves invariance under CPT, and it is the simplest possibility from a certain point of view* » [38].

Les saveurs leptoniques

L'association entre neutrino et saveur leptonique n'a été établie qu'en 1962, soit dix ans après leur découverte expérimentale par Cowan et Reines. En 1959, Bruno Pontecorvo a déclaré que si les neutrinos émis via la décroissance β sont les mêmes que ceux émis par la désintégration des pions chargés, la réaction IBD devrait se produire avec les mêmes taux de comptage [39] :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow p + e^- \\ \nu_\mu + n &\rightarrow p + \mu^- \end{aligned} \quad (1.13)$$

Il en va de même avec les réactions réciproques faisant intervenir des antineutrinos à la place. Une expérience menée par Danby et al. [40] à Brookhaven AGS, a pu répondre à cette proposition en se servant d'un faisceau de protons de 15 GeV. Le principe de l'expérience était de faire interagir le faisceau de protons avec une cible de béryllium pour créer des mésons π^\pm et Kaons. Ces particules ont une durée de vie très courte donc elles se désintègrent en vol en muons, qui décroissent à leur tour pour donner naissance à des neutrinos. Une chambre à étincelles était placée derrière un blindage en acier de 13,5m pour absorber tous les hadrons et la plupart des muons. Ce détecteur permettait d'identifier les muons et les électrons issus des réactions (1.13) : les muons laissent une trace droite tandis que les électrons forment une gerbe électromagnétique. Au total 29 événements ont été identifiés comme muons contre 6 en électrons. Ce résultat a clairement démontré que les neutrinos « muoniques » sont différents des neutrinos « électroniques » : $\nu_\mu \neq \nu_e$. Les quelques événements électrons étaient néanmoins attendus à cause de la désintégration des K^+ contaminants le faisceau (par exemple $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0$). Ce résultat fut confirmé deux ans plus tard au CERN avec plus de statistique [41].

Pour finir, il aura fallu attendre l'an 2000 pour avoir l'évidence expérimentale du neutrino tauique (ν_τ). Cela est compréhensible dans la mesure où pour accomplir une telle découverte, deux problématiques majeures devaient être résolues : comment produire un faisceau de ν_τ suffisamment intense ; et comment détecter les leptons τ produits par l'interaction du neutrino sur un noyau N :

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X, \quad (1.14)$$

où X représente des particules correspondantes à des canaux de désintégration possibles. L'expérience DONUT au Fermilab a réussi ce défi en produisant un faisceau de neutrinos τ grâce à la désintégration des mésons étranges D_S :

$$\begin{aligned} D_S &\rightarrow \tau + \bar{\nu}_\tau, \\ \tau &\rightarrow \nu_\tau + X. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les mésons D_S étaient produits en faisant collisionner un faisceau de protons de 800 GeV sur une cible de tungstène d'1 m d'épaisseur. Placé 36 m derrière la cible, le détecteur était constitué d'une succession de couches d'acier (cible neutrino) et de Chambres à Nuage d'Émulsion (Emulsion Cloud Chamber) pour la détection des particules filles [42]. Ils ont finalement observé quatre candidats correspondant aux interactions explicitées par (1.14).

Après la découverte du lepton τ en 1976, on pouvait se demander s'il existe d'autres saveurs leptoniques. Cette question a en partie été clôturée grâce à la largeur de la résonance du Z_0 mesurée au LEP en 2005 [43]. Il convient de s'attarder quelques instants sur cette étude, car il s'agit d'une question centrale au sujet du neutrino stérile : dans quelle mesure est-il physiquement acceptable d'introduire de nouvelles familles de neutrinos ?

D'après le principe d'indétermination de Heisenberg, la largeur de la résonance Γ est en fait reliée au temps de vie moyen τ de la particule qui décroît :

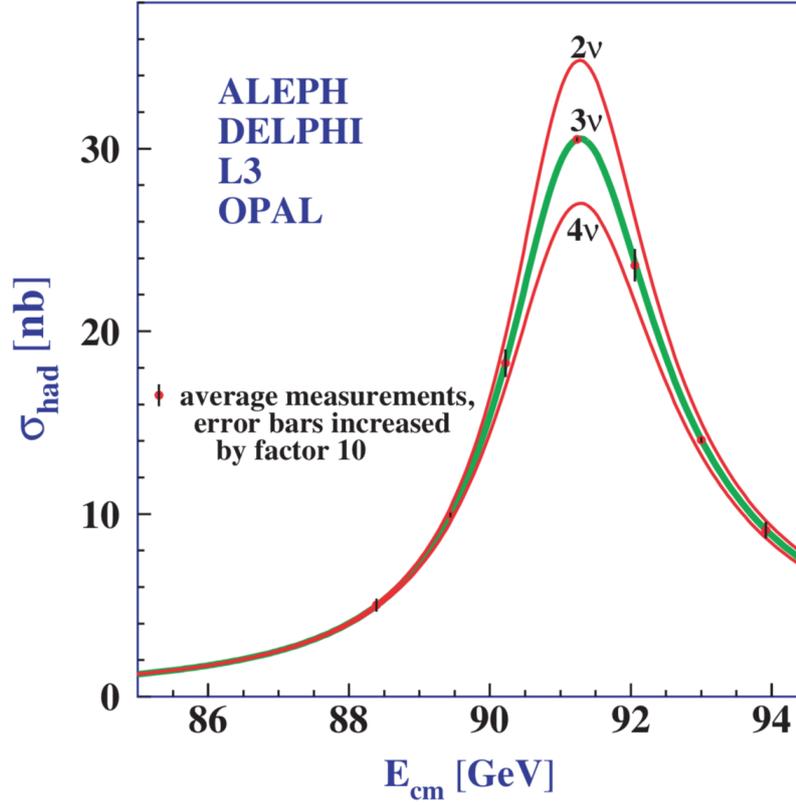


FIGURE 1.4 – Estimation du nombre de familles de neutrinos à l’aide des mesures de largeur de la résonance du Z_0 . L’évolution de la section efficace σ_{had} est tracée pour les cas de 2, 3 ou 4 familles de neutrinos. Les mesures de σ_{had} pointent sur la valeur $N_\nu = (2,9841 \pm 0,0083)$. (source : [43])

$$\Gamma(Z_0) = \frac{\hbar}{\tau(Z_0)}. \quad (1.16)$$

Puisque le temps de vie moyen d’une particule dépend de la probabilité de chaque canal de désintégration, la largeur totale de la résonance $\Gamma(Z_0)$ peut s’exprimer comme la somme des largeurs associées à chaque réaction de désintégration. En faisant intervenir la largeur hadronique $\Gamma_{\text{had}}(Z_0)$ pour les désintégrations du Z_0 en quark-antiquark, la largeur leptonique $\Gamma_l(Z_0)$ pour $Z_0 \rightarrow l^+ l^-$, et la largeur manquante (ou invisible). Cette dernière peut être exprimée à l’aide de toutes les autres :

$$\Gamma_{\text{inv}}(Z_0) = \Gamma(Z_0) - \Gamma_{\text{had}}(Z_0) - \Gamma_{ee}(Z_0) - \Gamma_{\mu\mu}(Z_0) - \Gamma_{\tau\tau}(Z_0). \quad (1.17)$$

$\Gamma_{\text{inv}}(Z_0)$ correspond en fait aux canaux de désintégration des neutrinos. Avec N_ν familles de neutrinos, cette dernière s’écrit $\Gamma_{\text{inv}}(Z_0) = N_\nu \Gamma_{\nu\nu}(Z_0)$. Si la largeur totale $\Gamma(Z_0)$ a été mesurée, les prédictions du modèle standard permettent d’apporter les pierres manquantes pour estimer N_ν . En particulier, N_ν peut s’exprimer en fonction de la section efficace au pôle hadronique σ_{had}^0 ⁹ qui varie comme $\propto 1/\Gamma(Z_0)^2$. La dépendance de σ_{had} en fonction du nombre de familles neutrino est présenté sur la figure 1.4. N_ν a été mesuré avec une très bonne précision :

$$N_\nu = (2,9841 \pm 0,0083). \quad (1.18)$$

Il est finalement possible d’affirmer qu’il n’existe que 3 familles de neutrinos, mais celles-ci doivent respecter les conditions suivantes : les neutrinos doivent avoir une masse telle que

9. σ_{had} est déterminé par les réactions de collision $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$, où f est un fermion. σ_{had}^0 est la valeur de σ_{had} à la résonance du Z_0 .

$m(\nu) < m(Z_0)/2$ et doivent se coupler avec le Z_0 . Il est donc raisonnable d'introduire une nouvelle saveur de neutrino dans la mesure où une de ces deux hypothèses n'est pas respectée.

1.1.5 Les neutrinos et le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules a été développé dans les années 70. Depuis lors, il a constitué un modèle théorique extrêmement robuste en fournissant de très bonnes prédictions pour la plupart des phénomènes observés en physique des particules. Cependant, un des seuls secteurs qui n'a pas résisté au marteau des expérimentateurs est la description des neutrinos. À l'époque, le Modèle Standard a été construit tel que :

- les neutrinos n'ont pas de masse : $m_\nu = 0$;
- il n'existe que trois familles de neutrinos, une associée à chaque lepton : $(e, \nu_e), (\mu, \nu_\mu), (\tau, \nu_\tau)$;
- les antineutrinos sont différents des neutrinos : $\nu \neq \bar{\nu}$;
- tous les neutrinos ont une hélicité gauche et tandis que les antineutrinos ont une hélicité droite.

Ces hypothèses étaient la conclusion des travaux expérimentaux depuis les années 50 jusqu'au milieu des années 70. Cependant, la nature sans masse des neutrinos a vite été remise en cause avec l'introduction du mécanisme d'oscillation.

1.2 Mécanisme d'oscillation

1.2.1 Neutrinos solaires et premières anomalies de flux

La détection radiochimique des neutrinos à l'aide de la réaction $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ suggérée à l'origine par Bruno Pontecorvo a permis la détection des neutrinos d'origine solaire. L'énergie seuil de cette réaction est de 814 keV, donc les neutrinos détectés proviennent essentiellement de la décroissance des noyaux de ${}^7\text{Be}$ et ${}^8\text{B}$ dans le soleil [44] (cf. figure 1.5). L'expérience menée par Raymond Davis a exploité cette technologie en construisant une cuve de 520 tonnes de C_2Cl_4 [20]. La cuve était placée dans la mine d'or Homestake dans le South Dakota à 1,4 km de profondeur afin de réduire au mieux les bruits de fond induit par les gerbes de particules d'origine cosmique (aussi appelées « cosmogéniques »). Le temps de demi-vie de l' ${}^{37}\text{Ar}$ étant de 35 jours, la cuve était exposée pendant environ deux mois avant d'extraire l'argon en purgeant le liquide avec de l'hélium. L' ${}^{37}\text{Ar}$ décroît par capture électronique dont 90 % des désintégrations génèrent en moyenne 3.5 électrons de 2,82 keV. Des compteurs proportionnels à gaz miniaturisés ($\sim 0,5 \text{ cm}^3$) avaient été développés et calibrés spécialement pour achever le comptage atome par atome. En 1968, les premiers résultats mirent en lumière un déficit de flux à hauteur d'environ 70 % par rapport aux prédictions du Modèle Standard Solaire (SSM pour Solar Standard Model). Cette nouvelle déclencha une longue controverse qui aura duré jusque la fin des années 90, où beaucoup de physiciens des particules mettaient en cause le modèle stellaire de Bahcall. Ce dernier rétorqua en 1988 que le modèle d'émission du flux de neutrinos solaires était en fait bien maîtrisé et que les incertitudes du modèle ne permettaient pas d'ignorer la contradiction : « *Is there a solar neutrino problem? Yes, provided the difference for the ${}^{37}\text{Cl}$ experiment between the astrophysical prediction and the measured capture rate exceeds the range of the uncertainties.* » [44].

Quelques années auparavant, Bruno Pontecorvo avait déjà trouvé une interprétation pouvant expliquer cette tension. À l'époque il suggère que des transitions de type $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ pourraient avoir lieu dans le vide [45]. L'hypothèse de transitions entre saveurs leptoniques est finalement apparue dès la découverte du neutrino muonique en 1962, dans un papier co-signé par Maki, Nakagawa et Sakata [46]. Ce sont ces quatre noms qui à terme ont baptisé le formalisme d'oscillation de saveur

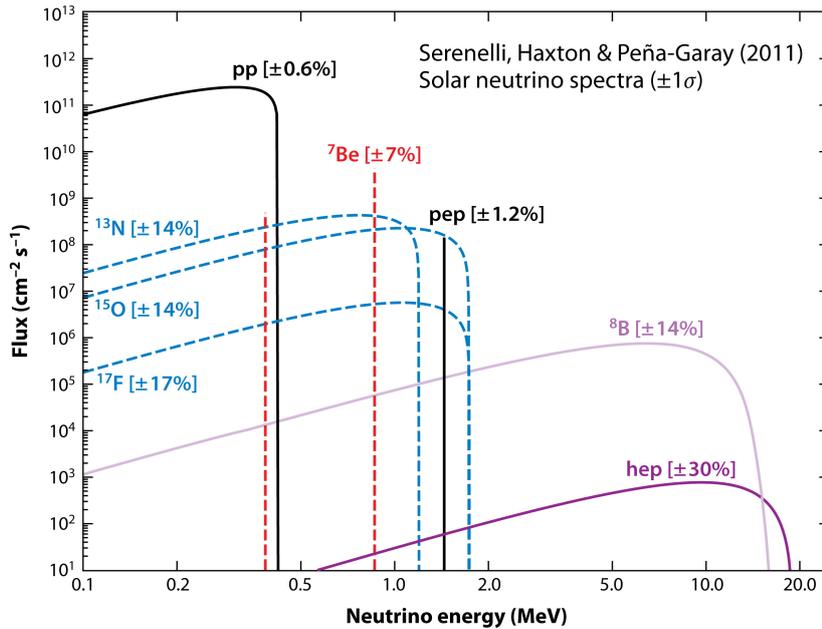


FIGURE 1.5 – Flux de neutrinos solaires prédit par le modèle standard solaire. La réaction pp (courbe noire) est la composante la plus importante dans la production des neutrinos, mais le spectre neutrino s'arrête à 0,42 MeV. La capture électronique du ${}^7\text{Be}$ produit deux raies des neutrinos monoénergétiques à 0,38 MeV et 0,86 MeV (lignes verticales rouges en pointillé). La réaction pep envoie elle aussi un neutrino monoénergétique à 1,44 MeV. La décroissance du Bore 8 génère des neutrinos suivant un spectre beta qui s'étale jusque plus de 15 MeV (ligne violette claire), tandis que la composante capture proton sur noyau d'Hélium atteint presque les 20 MeV, mais son intensité reste très faible (ligne violette). Les désintégrations β^+ des noyaux de ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$ sont représentées en bleu pointillé. (source : [49])

de neutrinos dans le vide : PMNS.

Plus de 20 ans se sont écoulés avant que d'autres expériences de radiochimie confirment l'anomalie des neutrinos solaires. Les expériences SAGE en Russie [47] et Gallex au Gran Sasso en Italie [48] ont utilisé du Gallium pour compter les neutrinos : $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$. L'avantage de cette réaction est qu'elle possède une énergie seuil neutrino plus bas que celle du ${}^{37}\text{Cl}$: 233 keV. Ainsi, ils ont pu mesurer les neutrinos produits par les réactions pp qui constituent la majorité du flux de neutrinos solaires et confirmer le déficit par rapport à la prédiction du SSM. Ces mesures sur Gallium sont historiquement importantes, car c'est à partir de ce moment que la communauté scientifique a compris que l'anomalie des neutrinos solaires serait peut-être due au mécanisme d'oscillation. Effectivement, le déficit de flux n'étant pas le même que celui observé par les expériences sur ${}^{37}\text{Ar}$, la dépendance avec l'énergie de l'anomalie était pointée du doigt. Ces deux expériences « Gallium » seront de nouveau mentionnées lors de la discussion sur le neutrino stérile (cf. section 1.3.2).

L'anomalie solaire n'a pas été mesurée qu'avec les expériences de radiochimie. Dès 1987 l'expérience Kamioka Nucleon Decay Experiment (Kamiokande) au Japon, doté d'une cuve de 2,14 kt d'eau pour détecter les particules par effet Tcherenkov, a commencé à prendre des données pour détecter les interactions des neutrinos de haute énergie ($E_{\nu}^{\text{seuil}} \simeq 7 \text{ MeV}$). Les particules secondaires chargées induites par les neutrinos ont une vitesse qui dépasse celle de la lumière dans l'eau, donc elles rayonnent des photons Tcherenkov. La lumière est émise suivant un cône centré sur la trajectoire de la particule avec une ouverture angulaire qui tend vers 42° pour les particules ultra relativistes. Ces photons sont ensuite collectés par des photomultiplicateurs placés tout autour du volume cible. En définitive, les particules chargées qui s'arrêtent dans la cuve laissent une trace via les photons Tcherenkov dont la disposition forme un anneau. La position de l'anneau indique la direction de propagation de la particule chargée, d'où la direction du neutrino incident est déduite,

et la quantité de photons rayonnés permet une estimation de l'énergie déposée dans la cuve d'eau. La diffusion d'électrons par les neutrinos (qui est favorisée par les neutrinos de saveur électronique) offre un canal d'observation des neutrinos solaires. Avec cette technologie, Kamiokande a été la première expérience à mesurer des neutrinos solaires en temps réel. En 1995, les résultats de l'expérience ont eux aussi montré une importante suppression du flux de neutrinos par rapport aux prédictions associées au ^8B : entre 47% et 61 % du flux a été observé [50].

L'expérience successeur, Super-Kamiokande, pourvu d'une cuve de 55 kt d'eau ultra-pure a été capable de mesurer des neutrinos avec une énergie seuil à 3,5 MeV. Sa mesure est venue confirmer le précédent résultat avec des erreurs statistiques et systématiques réduites d'un facteur 10 [51]. Mais cette expérience a surtout fourni un apport majeur en faveur du modèle d'oscillation de saveur en 1998 en exploitant les neutrinos dits « atmosphériques », c'est-à-dire produits dans l'atmosphère. Ces derniers sont engendrés par la décroissance des particules constituant les gerbes hadroniques qui résultent de l'interaction des rayons cosmiques dans la haute atmosphère. La production de neutrinos de saveurs électroniques et muoniques est essentiellement dominée par les réactions



Le rapport des flux $\phi(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/\phi(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ était estimé à ~ 2 par des prédictions théoriques. L'avantage de cette observable est que l'incertitude sur la normalisation absolue du flux de neutrino qui est dominante devant toutes les autres, n'intervient pas ici. Ce rapport a été mesuré par Super-Kamiokande en observant l'état final de l'interaction par courants chargés des neutrinos sur des noyaux :



où l est un lepton électronique ou muonique. L'identification du lepton a été établie en analysant la façon dont les photons sont dispersés autour de l'anneau Tcherenkov. Finalement, le rapport de flux qui a été mesuré ne s'élève qu'à environ 60% de la prédiction [52]. De plus, l'information sur la direction de propagation du neutrino qui est fournie par la position de l'anneau a permis de trier les événements par distance de propagation. En effet, un neutrino créé dans l'atmosphère juste au-dessus du détecteur ne parcourt qu'une vingtaine de kilomètres, alors que s'il est émis depuis l'atmosphère de l'autre côté de la terre, il peut en parcourir jusqu'à 10000. Le mécanisme d'oscillation, qui est présenté dans la section suivante, fait intervenir le rapport distance de propagation sur énergie du neutrino : L/E_ν . L'évolution du flux de neutrinos en L/E_ν (présenté sur la figure 1.6) a fourni une première preuve en faveur du mécanisme d'oscillation.

La complétion du puzzle des oscillations de neutrinos est finalement venue de l'Observatoire de neutrinos de Sudbury au Canada, qui en 2002 a utilisé un détecteur Tcherenkov avec 1 kt d'eau lourde. Cette composition a offert la capacité d'observer des neutrinos via trois canaux :

- Par interaction d'un neutrino électronique sur un noyau de deutérium invoquant un courant chargé : $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$, où l'énergie du neutrino est principalement emportée par l'électron ;
- Par diffusion inélastique d'un neutrino (avec n'importe quelle saveur active) sur un deutérium : $\nu_l + d \rightarrow \nu_x + p + n$, qui permet de normaliser le flux total de neutrino ;
- Et par diffusion élastique sur un électron, la réaction déjà utilisée par Super-Kamiokande.

La diffusion inélastique sur le deutérium présentait un défi expérimental majeur, car dans cette réaction seul le neutron est détectable, donc des exigences sévères sur la radiopureté de l'appareillage ont été requises. Puisque l'énergie seuil de cette réaction est à 2,2 MeV, le flux de neutrinos issus du ^8B a pu être mesuré. Finalement, le flux obtenu par la diffusion inélastique s'est

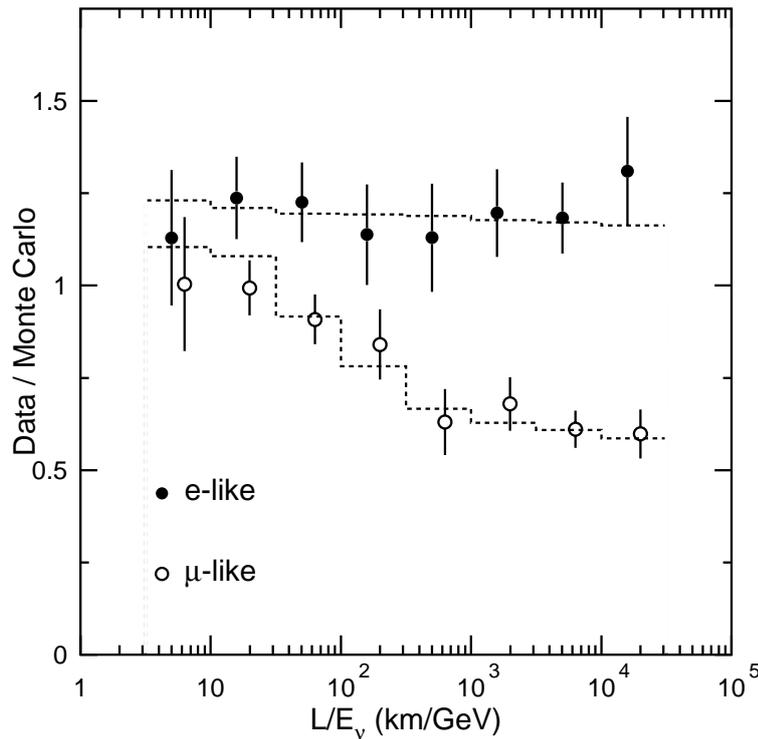


FIGURE 1.6 – Rapports du taux de neutrinos observé sur le taux associé à la prédiction ne tenant pas compte du mécanisme d’oscillation : pour les candidats ν_e (points noirs) et ν_μ (points blancs) en fonction de L/E_ν . Les lignes en pointillés représentent les prédictions faisant intervenir l’oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ avec un angle de mélange à $\sin^2(2\theta) = 1$. La décroissance du flux d’événements muoniques en L/E_ν a constitué une des premières preuves en faveur du mécanisme d’oscillations. (source : [52])

montré en accord avec la prédiction du SSM, prouvant que le nombre de neutrinos émis par le soleil est bien conservé [53]. Par ailleurs, le canal $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ a confirmé le déficit de flux de neutrino électroniques. SNO a donc été capable de démontrer le phénomène de conversion de saveur.

Ces deux expériences, Super-Kamiokande et SNO, auront été récompensées par la plus haute distinction en physique avec le prix Nobel de 2015 attribué à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald « *for the discovery of neutrino oscillations, which shows that neutrinos have mass* ». Néanmoins à l’époque où les résultats de SNO sont parus (2002), l’hypothèse des oscillations de saveur des neutrinos n’était pas la seule en mesure d’expliquer les effets observés. En réalité, les anomalies mesurées par SNO et Super-K. sont la conséquence de l’effet MSW traitant la conversion de saveur par des transitions adiabatiques des états de masse des neutrinos qui dépendent de la densité d’électron du milieu dans lequel ils se propagent (cf. figure 1.7)¹⁰. C’est l’expérience KamLAND, un détecteur doté de 1000 tonnes de liquide scintillateur placé sur l’ancien site de Kamiokande, qui va lever l’ambiguïté en mesurant l’oscillation des neutrinos générés par 55 réacteurs nucléaires à une distance moyenne de 150 km [55] : le motif d’oscillation est clairement visible sur la figure 1.8.

L’ensemble de ces résultats a finalement convaincu la communauté scientifique à adopter le

10. Alexei Yuryevich Smirnov ("S" de MSW) raconte dans [54] qu’en 1986 à la conférence de Moriond, Albert Messiah l’aurait interpellé sur le fait d’avoir employé pendant sa présentation le terme d’« oscillation » pour désigner l’effet MSW qui intervient dans la transformation des neutrinos solaires. Après que Smirnov lui ait répondu qu’il corrigerait cette terminologie, Messiah aurait commenté « *No way..., now this confusion will stay forever* ». Et en effet, la confusion s’est propagée jusque dans la désignation du prix Nobel! Cela montre à quel point il est délicat de changer la terminologie une fois que les idées ont été installées dans la culture.

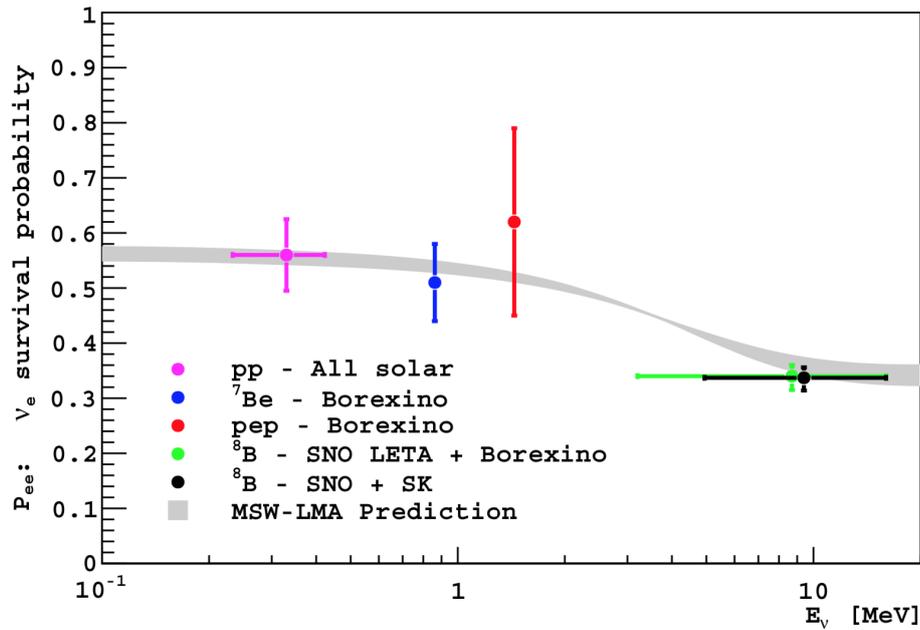


FIGURE 1.7 – Anomalie de flux de neutrinos solaires en fonction de l'énergie. Les points représentent les rapports de flux de neutrinos solaires mesurés sur la prédiction sans oscillation (les résultats de l'expérience italienne, Borexino, sont inclus). La bande grise représente la prédiction du flux prenant en compte le mécanisme d'oscillation et l'effet MSW. En dessous de 1 MeV le déficit de flux est dominé par le mécanisme d'oscillation de saveur dans le vide, tandis que la chute du flux autour de 4 MeV est expliquée par la transition adiabatique des neutrinos qui se retrouvent tous sur l'état de masse ν_2 en sortant du soleil. La probabilité d'être détecté sur terre est donc finalement donnée par la projection $|\langle \nu_e | \nu_2 \rangle| = \sin^2(2\theta_{12}) \approx 30\%$. (source : [56])

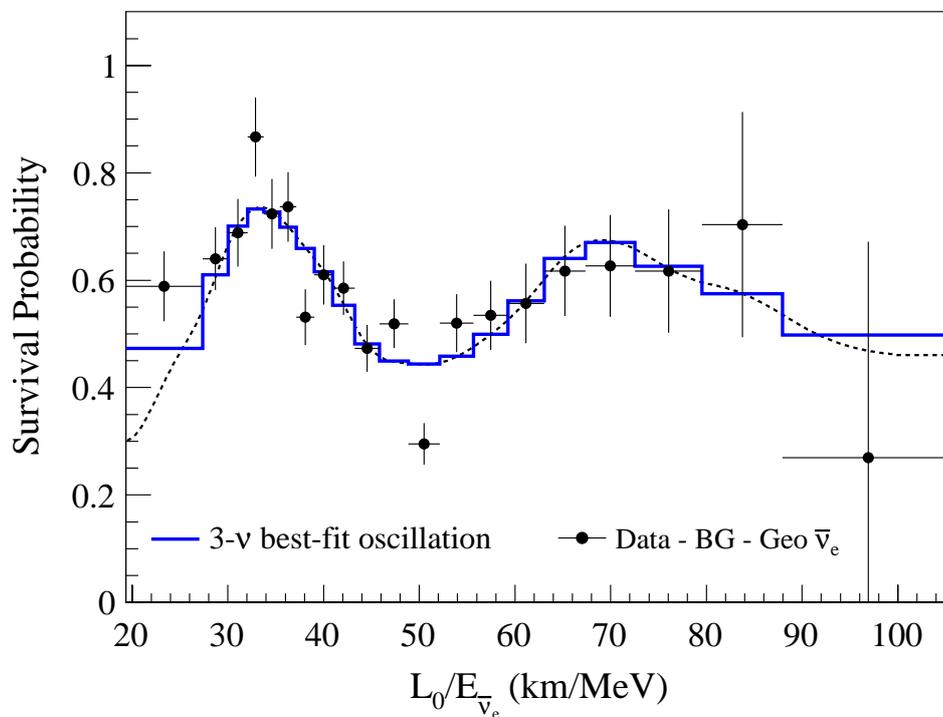


FIGURE 1.8 – Évolution du flux d'antineutrinos en fonction du rapport L/E_ν mesuré par KamLAND. Les points noirs représentent le flux d'antineutrinos issus des 55 réacteurs situés à différentes distances du détecteur. La courbe pointillée et l'histogramme bleu représentent la prédiction ajustée avec les paramètres fournis par le mécanisme d'oscillation. (source : [55])

modèle d'oscillation dans le vide ainsi que le mécanisme de transition des états de masse dans la matière. Cette approbation vient de pair avec le fait de considérer les neutrinos massifs, qui à l'origine n'avait pas été prévu dans le Modèle Standard. Puisque l'oscillation des neutrinos dans le vide constitue un point central de l'expérience STEREO, ce phénomène est brièvement introduit dans la section suivante.

1.2.2 Mélange des saveurs leptoniques

L'oscillation des neutrinos dans le vide est un phénomène de mécanique quantique qui se manifeste grâce à l'existence d'états propres de masse (ou de propagation) distincts des états propres d'interaction (ou de saveur). Ces deux bases sont reliées par une matrice de rotation nommée PMNS :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

où les états propres d'interaction (ν_e , ν_μ et ν_τ) et les états propres de propagation (ν_1 , ν_2 et ν_3) sont reliés par la matrice unitaire U_{PMNS} . En théorie des champs, les états $\nu_e(x)$, $\nu_\mu(x)$ et $\nu_\tau(x)$ décrivent les neutrinos à hélicité gauche qui se couplent par interaction faible via les courants chargés aux électrons, aux muons et aux leptons tau respectivement; tandis que $\nu_1(x)$, $\nu_2(x)$ et $\nu_3(x)$ sont chacun associé à une masse m_1 , m_2 et m_3 . Une conséquence de ce mélange de saveurs est que les neutrinos qui se couplent à un lepton par courant faible chargé s'expriment comme une superposition cohérente d'états de masse :

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\mu} W_{\mu}^{-} \sum_{\alpha=\{e,\mu,\tau\}} \bar{l}_{\alpha}(x') \gamma^{\mu} \nu_{\alpha}(x) + \text{h.c.} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\mu} W_{\mu}^{-} \sum_{\alpha=\{e,\mu,\tau\}} \bar{l}_{\alpha}(x') \gamma^{\mu} \sum_{i=\{1,2,3\}} U_{\alpha i} \nu_i(x) + \text{h.c.}, \quad (1.22)$$

où $\bar{l}_{\alpha}(x')$ sont les champs associés aux leptons chargés, W_{μ}^{-} représente le boson vecteur de l'interaction faible (courant chargé) et h.c. les termes hermitiens conjugués. À noter que seuls les leptons d'hélicité gauche interviennent dans ce Lagrangien. Le phénomène d'oscillation trouve son origine dans la présence de la matrice de passage $U_{\alpha i}$, car lorsque les neutrinos se propagent, ils sont projetés dans la base des états propres de masse, et quand vient le moment d'interagir avec un lepton α , la probabilité est pondérée par le terme de matrice $U_{\alpha i}$ qui intervient dans le Lagrangien.

Puisque U_{PMNS} est une matrice 3×3 unitaire, il est possible de la paramétrer avec 3 angles de mélange et plusieurs phases complexes. Le nombre de phases dépend de la nature du neutrino : Dirac ou Majorana. Si les neutrinos sont des fermions de Dirac, alors il n'y a qu'une seule phase physique intervenant à propos de la violation de la symétrie CP. S'ils sont de Majorana cependant, deux phases supplémentaires doivent être ajoutées. La paramétrisation de la matrice PMNS peut s'écrire par le produit de trois matrices de rotation qui possèdent un « angle de mélange » chacune (θ_{23} , θ_{13} et θ_{12}), où la deuxième fait intervenir la phase de violation CP δ_{CP} :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{23} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} P_{\text{Majorana}}, \quad (1.23)$$

avec c_{ij} et s_{ij} qui signifient $\cos(\theta_{ij})$ et $\sin(\theta_{ij})$ respectivement. P_{Majorana} est une matrice diagonale qui vaut l'identité si les neutrinos sont de Dirac, sinon elle fait intervenir deux phases supplémentaires. Les phases de Majorana sont cependant ignorées dans la discussion qui suit, car celles-ci n'interviennent pas dans les probabilités d'oscillation des neutrinos. La section suivante est consacrée à l'introduction de la probabilité d'oscillation.

1.2.3 Oscillation des neutrinos dans le vide

Dans le cadre d'un projet expérimental qui vise à mesurer les effets d'oscillation de neutrinos, la description des neutrinos peut être établie en trois étapes : création, propagation et détection. La première concerne la production de neutrinos suivant un état de saveur bien déterminé : α . Dès lors que le neutrino se propage, il est projeté dans la base des états de masses. À l'instant de l'émission, $t = 0$, la conversion est déterminée par la matrice PMNS :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.24)$$

La seconde étape concerne l'évolution de l'état du neutrino lorsqu'il se propage. Chaque $|\nu_i\rangle$ est un état propre du Hamiltonien (dans le vide) dont l'évolution est conduite par une phase $e^{iE_i t}$, où $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$ ¹¹ qui fait intervenir la masse du neutrino d'état propre i . Cette dernière modifie l'état de départ comme suit :

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_\beta |\nu_\beta\rangle \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{iE_i t}, \quad (1.25)$$

où la somme sur β permet de suivre la composition en termes d'états de saveur de $|\nu(t)\rangle$. La détection de ce neutrino suivant une saveur spécifique est finalement déterminée par la projection $\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle$. L'amplitude de probabilité qu'un neutrino émis en α soit détecté en β après un laps de temps t s'écrit donc :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp(-(E_i - E_j)t). \quad (1.26)$$

En pratique les neutrinos sont ultra-relativistes ($p \gg m_i$ et $v \simeq c$), alors il est possible développer l'expression de l'énergie : $E_i = \sqrt{p^2(1 + m_i^2/p^2)} \simeq p + m_i^2/(2E)$ en utilisant $E \simeq p$. L'argument de l'exponentielle peut être exprimé en fonction des différences de masses au carré $\Delta m_{ji}^2 \doteq m_j^2 - m_i^2$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{2E}\right), \quad (1.27)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re} \left[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i < j} \text{Im} \left[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right] \sin \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{2E} \right), \quad (1.28)$$

où L est la distance de propagation (égale à t dans les unités naturelles). Il est important de noter que cette formulation a été obtenue avec plusieurs hypothèses simplificatrices. Par exemple, les états de masses qui se propagent ont été traités comme des ondes planes dont l'impulsion p_i est parfaitement déterminée, et qui ont été définies comme égales entre elles. Si un développement plus rigoureux est nécessaire, celui-ci doit exploiter le formalisme de paquet d'ondes [54].

En vue obtenir la probabilité d'oscillation d'antineutrinos, il suffit de remplacer les éléments de matrice U par U^* et inversement. Pour pouvoir osciller, les états de masse des neutrinos doivent être non dégénérés ($\Delta m_{ji}^2 \neq 0$). La probabilité d'oscillation dépend finalement de cinq degrés de liberté : trois angles de mélanges θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , ainsi que deux différences de masses au carré (indépendantes). La phase de violation CP, qui traduit le fait que $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$, ne peut être sondée qu'en canal d'apparition (c'est-à-dire $\alpha \neq \beta$), car autrement [57] :

11. on se place dans les unités de Planck pour simplifier les expressions : $c \doteq 1$, $\hbar \doteq 1$.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{i < j} |U_{\alpha i} U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{4E} \right) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha). \quad (1.29)$$

Cela s'explique par le fait que la transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ ne respecte pas seulement la symétrie CP, mais aussi CPT qui est régie par la relativité restreinte : donc pas de violation attendue. Afin d'étudier l'effet de la phase δ_{CP} sur l'oscillation des neutrinos, il faut introduire la quantité $\Delta P_{\alpha\beta} \doteq P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ qui peut être obtenue d'après la partie imaginaire de l'Équation (1.28) [58] :

$$\Delta P_{\alpha\beta} = \pm 16 J \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right), \quad (1.30)$$

où le signe \pm est déterminé par l'ordre des saveurs considérées : (+) si α, β, γ est une permutation paire de e, μ, τ , et (-) si c'est une permutation impaire. Le paramètre J est défini comme étant l'invariant de « Jarlskog » dont l'expression est donnée par :

$$J \doteq \text{Im} \left[U_{e1} U_{\mu 1}^* U_{e2}^* U_{\mu 2} \right] = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(\delta_{CP}). \quad (1.31)$$

Ainsi, pour parvenir à mesurer la phase de violation CP il faut que les trois angles de mélange soient non nuls et que les états de masse des neutrinos ne soient pas dégénérés. La mesure de δ_{CP} présente un intérêt particulier, car sa valeur permettrait d'apporter une réponse à la question : *Pourquoi l'univers est-il essentiellement constitué de matière et non d'antimatière?* Avant que des programmes expérimentaux ne se consacrent à la question de δ_{CP} , il a fallu attendre que l'ensemble des paramètres θ_{ij} et Δm_{ij}^2 aient été mesurés. C'est l'objet de la discussion dans la section suivante.

1.2.4 La physique expérimentale et les oscillations

Chaque expérience qui vise à observer l'oscillation des neutrinos doit prendre en compte deux paramètres intervenant dans la probabilité $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$: la distance de propagation L et l'énergie des neutrinos E . Afin de mesurer un motif d'oscillation, il y a principalement deux pratiques : soit l'expérience couvre plusieurs distances L soit plusieurs énergies E . En effet, l'oscillation des neutrinos a un comportement sinusoïdal en L/E dont la fréquence est dirigée par Δm_{ij}^2 . Cependant, la résolution limitée en E et en L des instruments de mesure dégrade le signal après quelques périodes d'oscillation. En effet, lorsque $4E/L \gg \Delta m_{ij}^2$, l'argument du sinus carré est moyenné à cause des incertitudes :

$$\sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \simeq \langle \sin^2(x) \rangle = \frac{1}{2}. \quad (1.32)$$

Il convient donc de se placer dans des conditions en L et E qui permettent d'être sensible aux premiers développements de l'oscillation. Puisque les paramètres Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 sont différents de deux ordres de grandeur, il est la plupart du temps possible de simplifier le mécanisme d'oscillation à deux saveurs :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Les probabilités d'oscillation ont désormais des expressions ne faisant intervenir que deux paramètres (θ et Δm^2) :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \text{ avec } \alpha \neq \beta, \quad (1.34)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta).$$

On remarque sur l'Équation (1.34) que l'amplitude des oscillations est donnée par la valeur de θ tandis que Δm^2 donne la fréquence d'oscillation. À énergie fixée, le motif d'oscillation évolue avec la distance de propagation L avec pour période $L_{\text{osc}} \doteq 4E/(\Delta m^2)$. En définitive, il est utile de travailler directement avec la probabilité d'oscillation suivante :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_{\text{osc}}}\right) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2(\text{eV}^2)L(\text{km})}{E(\text{GeV})}\right) \quad (1.35)$$

Il est important de remarquer que cette expression n'est pas sensible au signe de Δm^2 (car $\sin^2(x) = \sin^2(-x)$) et que la valeur de l'angle θ ne peut être connue qu'à modulo $\pi/4$. Pour être sensible à ces grandeurs, il est nécessaire de considérer des effets du mécanisme d'oscillation avec trois saveurs. Cette formule à deux saveurs a été utilisée depuis des décennies, avant que les progrès instrumentaux n'atteignent un niveau de précision suffisant pour être sensible à des effets de second ordre. En particulier, le formalisme à deux saveurs s'est avéré suffisant pour décrire le résultat des expériences exploitant les neutrinos solaires ou atmosphériques. C'est d'ailleurs l'approche empruntée par STEREO pour mesurer l'oscillation vers un neutrino stérile (cf. section 1.4.1). Finalement, les paramètres mesurés avec les neutrinos solaires ($\Delta m_{\text{sol}}^2, \theta_{\text{sol}}$) correspondent aux états de masse 1 et 2, tandis que les neutrinos atmosphériques ($\Delta m_{\text{atm}}^2, \theta_{\text{atm}}$) sont identifiés avec les états 2 et 3 :

$$\Delta m_{\text{sol}}^2 = \Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{32}^2| = \Delta m_{\text{atm}}^2. \quad (1.36)$$

L'opérateur « \ll » provient du fait que la période d'oscillation L_{osc} pour les neutrinos solaires ($\sim 30\text{km}$ à $E = 1\text{MeV}$) est plus grande que celle des neutrinos atmosphériques ($\sim 1\text{km}$ à $E = 1\text{MeV}$). La valeur absolue employée sur Δm_{32}^2 est là pour rappeler que la question de la hiérarchie de masse caractérisée par $m_1 > m_2 > m_3$ en hiérarchie « normale » ($\Delta m_{32}^2 > 0$), contre $m_3 > m_1 > m_2$ en hiérarchie « inversée » ($\Delta m_{32}^2 < 0$).

Les expériences qui exploitent les neutrinos atmosphériques sont caractérisées par des distances de propagation L et des énergies E telles que $\Delta m_{\text{sol}}^2 L/E \ll 1$, permettant de négliger la contribution des neutrinos solaires. Il ne reste plus qu'une seule fréquence d'oscillation ($\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{31}^2$) dont l'amplitude fait intervenir un angle effectif composé de θ_{23} et θ_{13} :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2(1 - U_{\alpha 3}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) = 1 - \sin^2(2\theta_{\text{eff}}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \quad (1.37)$$

Cette formule décrit bien le phénomène d'oscillations pour les neutrinos atmosphériques, mais aussi pour les expériences faisceau à longue distance ou encore les expériences auprès des réacteurs nucléaires. Puisque l'angle de mélange θ_{13} est faible devant θ_{23} , il est possible de montrer que la probabilité de survie d'un neutrino muonique peut être approximée par :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \quad (1.38)$$

C'est l'expression utilisée par les expériences exploitant les neutrinos atmosphériques pour la mesure de Δm_{32}^2 et θ_{23} . Toujours à l'aide de la formule 1.37, l'expression de la disparition des antineutrinos électroniques peut être dérivée :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \quad (1.39)$$

Cette relation a été employée par les expériences exploitant des neutrinos produits par des réacteurs à courte distance (comme Double Chooz ou Daya Bay) pour mesurer l'angle de mélange le plus faible : θ_{13} . Par ailleurs, si on considère que les valeurs typiques de L et E sont telles que $\Delta m_{\text{atm}}^2 L/E \gg 1$, mais qu'en revanche $\Delta m_{\text{sol}}^2 L/E \gtrsim 1$, l'oscillation est conduite cette fois par $\Delta m_{\text{sol}}^2 = \Delta m_{21}^2$. Avec l'approximation à deux saveurs, la probabilité de survie des neutrinos électronique est :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \quad (1.40)$$

Cette formule s'applique aux mesures obtenues par les expériences des neutrinos solaires à base énergie ($E < 1$ MeV sinon la disparition est due à l'effet MSW) bien que le mélange soit moyenné, car $\Delta m_{\text{sol}}^2 L/E \gg 1$, et par l'expérience KamLAND qui exploite les neutrinos de réacteur à grandes distances de propagation. Il est important de garder à l'esprit que ces expressions négligent les effets à 3 saveurs, qui doivent être prises en compte pour répondre aux exigences de précision des expériences contemporaines. Par exemple dans (1.40), la réinsertion de θ_{13} permet d'avoir une expression plus précise :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = \left(1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)\right) \times \cos^4(\theta_{13}) + \sin^4(\theta_{13}). \quad (1.41)$$

1.2.5 État de l'art du modèle d'oscillations à 3 saveurs

La mesure des cinq paramètres de la matrice PMNS ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$) a été le fruit de développements expérimentaux qui se sont déroulés dans les deux dernières décennies. Une très large part des résultats, à l'exception de quelques anomalies qui sont décrites dans la section suivante, sont en faveur du modèle à trois neutrinos actifs qui se mélangent par le mécanisme d'oscillation paramétrisé par la matrice PMNS.

L'ajustement global de la matrice PMNS sur l'ensemble des données acquises a été effectué par plusieurs analyses depuis 2014. Les résultats issus de la dernière en date [59] sont présentés dans le Tableau 1.1. Puisqu'à l'heure actuelle la question de la hiérarchie de masse n'a pas encore été tranchée, les résultats sont présentés dans les deux cas de figure. De plus, chaque incertitude est séparée en partie positive et négative, car les contraintes de l'ajustement ne sont pas symétriques. Chaque valeur représente l'écart type à 1σ , mais il faut garder à l'esprit que l'erreur à 2σ ne peut être directement obtenue en échelonnant l'erreur à 1σ avec un facteur 2 : il est nécessaire de faire intervenir les véritables distributions de probabilité.

Paramètre	Hiérarchie Normale	Hiérarchie Inversée
$\theta_{12} (^{\circ})$	$33.56^{+0.77}_{-0.75}$	$33.56^{+0.77}_{-0.75}$
$\theta_{23} (^{\circ})$	$41.46^{+1.5}_{-1.2}$	$50.0^{+1.1}_{-1.4}$
$\theta_{13} (^{\circ})$	$8.46^{+0.15}_{-0.15}$	$8.49^{+0.15}_{-0.15}$
$\Delta m_{21}^2 (\text{eV}^2)$	$7.50^{+0.19}_{-0.17} \times 10^{-5}$	$7.50^{+0.19}_{-0.17} \times 10^{-5}$
$\Delta m_{31}^2 (\text{eV}^2)$	$2.524^{+0.039}_{-0.040} \times 10^{-3}$	
$\Delta m_{32}^2 (\text{eV}^2)$		$-2.514^{+0.038}_{-0.041} \times 10^{-3}$

TABLEAU 1.1 – Paramètres de la matrice PMNS déterminés par l'analyse globale des résultats des expériences neutrinos [59]. Les valeurs sont présentées pour les deux cas de hiérarchie de masse.

1.3 Anomalies expérimentales

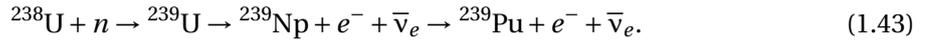
1.3.1 Anomalie auprès des réacteurs

Processus de production des antineutrinos

Les réacteurs nucléaires constituent une des sources d'antineutrinos les plus intenses maîtrisées par l'Homme. En effet, le processus de fission démarre d'un combustible enrichi en uranium ^{235}U , qui génère des noyaux instables et très riches en neutrons subissant des désintégrations β^- . La fission d'un noyau d' ^{235}U peut aboutir sur de multiples paires de noyaux plus légers comme le montre les distributions sur la figure 1.9. Pour illustrer la production d'antineutrinos électroniques, un exemple typique est la réaction :



qui libère environ 200 MeV. Les noyaux de ^{140}Ba et de ^{94}Kr sont riches en neutron et décroissent rapidement par β^- . La chaîne de décroissance est représentée sur la figure 1.10 et montre que les désintégrations beta successives donnent naissance à sept antineutrinos. Les neutrinos peuvent aussi provenir de la fission de ^{239}Pu , mais cet isotope n'est pas présent à l'origine dans le combustible. Il est créé à mesure que le combustible se consume (« *Burn up* »), par une transition provoquée à l'origine par la capture d'un neutron rapide sur l' ^{238}U :



Le ^{239}Pu qui s'accumule est lui aussi affecté par l'environnement chargé en neutrons, et se transforme par captures successives en ^{241}Pu . Les deux isotopes ^{239}Pu et ^{241}Pu sont fissionables, donc leur contribution relative au flux d'antineutrinos augmente avec le temps. De plus, les neutrinos peuvent être générés par la fission d' ^{238}U induite par des neutrons rapides. L'évolution de la fraction d'isotopes fissionables (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu) dans un cœur de réacteur est présentée sur la figure 1.11. Les neutrinos issus de l' ^{235}U sont largement majoritaires, mais à mesure que le combustible se consume, la contribution du ^{239}Pu devient non négligeable.

Pour résumer, les réacteurs nucléaires sont des sources pures d'antineutrinos électroniques avec des énergies de quelques MeVs, dont le flux total est d'environ 10^{20} v/s/GW_{th}. La prédiction des spectres antineutrinos est donc la résultante de milliers de branches de désintégrations β^- déterminées par les produits de fission. Les défis majeurs de cette tâche résident dans le traitement d'ingrédients de physique nucléaire complexes comme la forme spectrale de chaque transition β^- , le suivi en temps de la composition du cœur du réacteur, ou encore l'incomplétude des bases de données nucléaires pour les noyaux les plus instables.

La contribution des quatre principaux isotopes au flux d'antineutrinos évolue avec le temps. Le flux total d'antineutrinos émis est obtenu grâce à la relation suivante :

$$\phi_{\nu}^{\text{em}}(E, t) = \frac{P_{th}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) E_k} \sum_k \alpha_k(t) S_k(E), \quad (1.44)$$

avec P_{th} la puissance thermique dégagée par le cœur, E_k l'énergie libérée par la fission de l'isotope k , α_k la fraction du nombre de fissions portée par l'isotope k et S_k le spectre en énergie des antineutrinos issus de la fission de l'isotope k . La puissance thermique est mesurée en continu, tandis que E_k est fournie par les bases de données nucléaires. L'évolution de la fraction isotopique α_k est estimée par des simulations qui modélisent la transmutation des matériaux dans les cœurs des réacteurs. Enfin, les spectres antineutrino $S_k(E)$ sont déterminés par calcul, et constituent les sources dominantes d'incertitudes sur ϕ_{ν}^{em} .

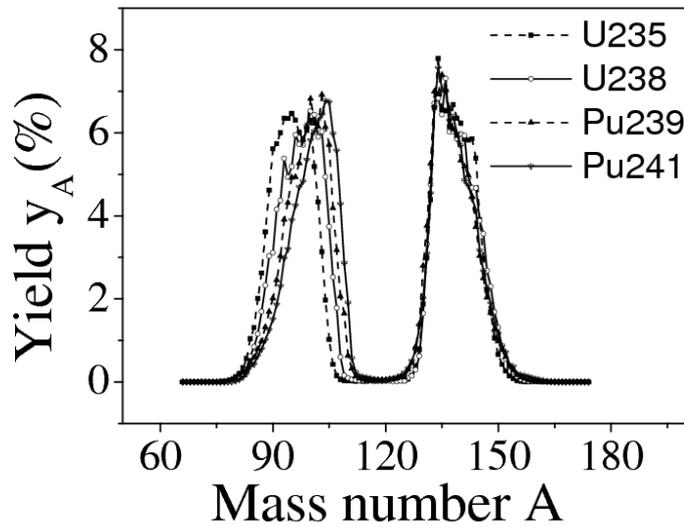


FIGURE 1.9 – Répartition en masse des produits de fission des isotopes fissibles présents dans un réacteur nucléaire : ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U et ^{241}Pu . La fission de ces noyaux génère la production d'un couple de deux noyaux plus légers. Les effets de structure nucléaire impliquent une fission asymétrique avec une distribution de masse du produit de fission le plus lourd essentiellement indépendante de l'isotope de départ. La sensibilité à cet isotope se retrouve alors dans la distribution de masse du noyau le plus léger. (source : [60])

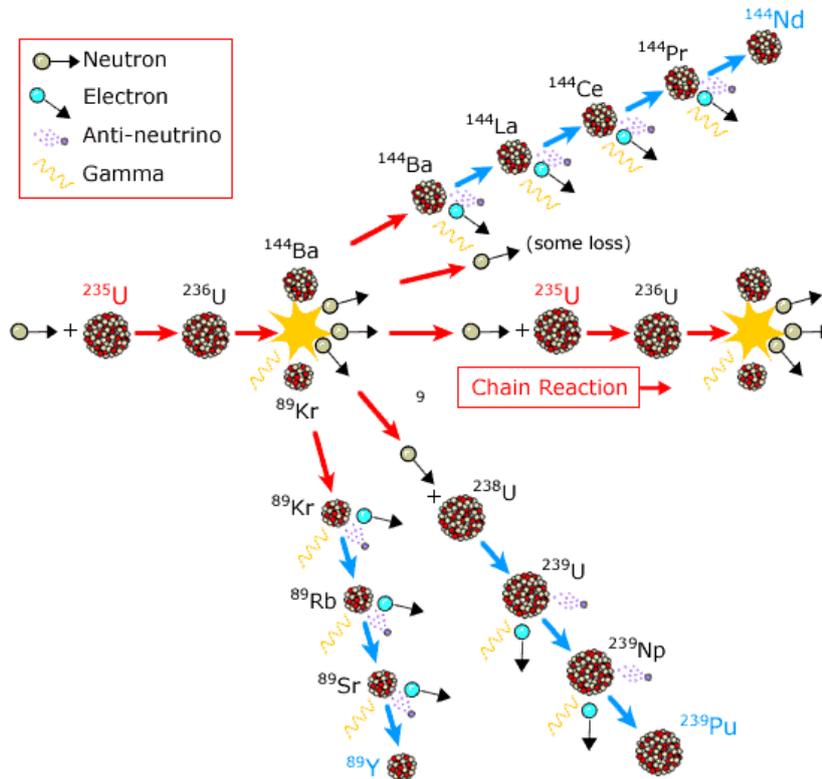


FIGURE 1.10 – Exemple de fission d'un noyau d' ^{235}U en ^{140}Ba et ^{94}Kr . Les désintégrations β^- successives de ces deux derniers isotopes sont responsables de l'émission d'antineutrinos électroniques. Par ailleurs, les neutrons produits par la fission de l' ^{235}U induisent de nouvelles fissions sur d'autres isotopes lourds : la réaction en chaîne est amorcée.

La réaction la plus utilisée pour détecter les neutrinos de réacteurs est la décroissance beta inverse, qui a déjà été mentionnée dans la partie historique. Celle-ci possède un seuil en énergie neutrino à $E_{IBD} \simeq 1,8 \text{ MeV}$ qui doit être pris en compte pour discuter la contribution de chaque isotope au flux d'antineutrinos détectables. Désormais, lorsqu'il est question du flux d'antineutrinos provenant d'un réacteur nucléaire, la quantité en jeu est :

$$\begin{aligned}\phi_{\nu}^{\text{em}}(t) &= \int_{E_{IBD}}^{+\infty} \phi_{\nu}^{\text{em}}(E, t) dE = \frac{P_{th}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) E_k} \sum_k \alpha_k(t) \int_{E_{IBD}}^{+\infty} S_k(E) dE, \\ \phi_{\nu}^{\text{em}}(t) &= \frac{P_{th}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) E_k} \sum_k \alpha_k(t) N_k^{\nu/\text{fission}},\end{aligned}\quad (1.45)$$

où $N_k^{\nu/\text{fission}}$ est le nombre d'antineutrinos détectables générés par fission de l'isotope k . Les paramètres des deux principaux isotopes sont rassemblés dans le Tableau 1.2. Pour une même puissance thermique libérée, le rapport du nombre de neutrinos détectés issus de l' ^{235}U contre le ^{239}Pu peut s'exprimer ainsi :

$$\frac{N_{\nu}^{\text{det}}(^{235}\text{U})}{N_{\nu}^{\text{det}}(^{239}\text{Pu})} = \frac{N_{\nu/\text{fission}} \langle \sigma_{\nu}^{\text{int}} \rangle (^{235}\text{U})}{E_k} \times \frac{E_k}{N_{\nu/\text{fission}} \langle \sigma_{\nu}^{\text{int}} \rangle (^{239}\text{Pu})} = \frac{211}{202} \times \frac{1,92}{1,45} \times \frac{3,20}{2,76} = 1,60. \quad (1.46)$$

Le nombre de neutrinos détectés issus de la fission d' ^{235}U est 60 % plus important que pour le ^{239}Pu . Cela signifie qu'au cours d'un cycle de fonctionnement (période pendant laquelle le réacteur fonctionne en continu avec un combustible), le nombre total d'antineutrinos détectés diminue ainsi que leur énergie moyenne. Cet effet a été observé pour la première fois au début des années 90 sur le réacteur de puissance Rovno en Russie [61], et constitue aujourd'hui un pan de la physique appliquée des neutrinos sur la non-prolifération des armes atomiques.

Prédiction des spectres antineutrinos

L'anomalie trouve son origine dans les entrailles de $S_k(E)$. La détermination de cette quantité peut être établie par deux méthodes :

- $S_k(E)$ peut être construit en ajoutant la contribution de toutes les branches de décroissance beta de tous les fragments de fission. Cette technique requiert évidemment de connaître tous les rendements de produits de fission (quelle est la fréquence de production d'un isotope donné par fission?), les temps de vie de ces derniers, les rapports d'embranchements des canaux de désintégration β^- , les extrémités (« *endpoints* ») des spectres β^- , et encore les formes des spectres antineutrino de chacun d'eux.
- Sinon les $S_k(E)$ sont accessibles en mesurant directement le spectre électron associé à l'isotope fissile k , puis en le convertissant en spectre antineutrino ($S_k(E)$). La correspondance directe $E_{\nu} = E_{\text{endpoint}} - E_e$, vérifiée au niveau de chaque branche bêta, est cependant perdue au niveau du spectre électron total mesuré. La procédure de conversion en neutrino devra donc faire appel à des approximations.

Dans les deux cas, l'estimation des erreurs systématiques est cruciale pour établir une inférence avec les mesures directes des spectres antineutrino.

La méthode *ab initio* décompose $S_k(E)$ de la façon suivante :

$$S_k(E) = \sum_f A_f \times S_f(E) = \sum_f A_f \sum_b \text{BR}_f^b \times S_f^b(Z_f, A_f, E_{0,f}^b, E), \quad (1.47)$$

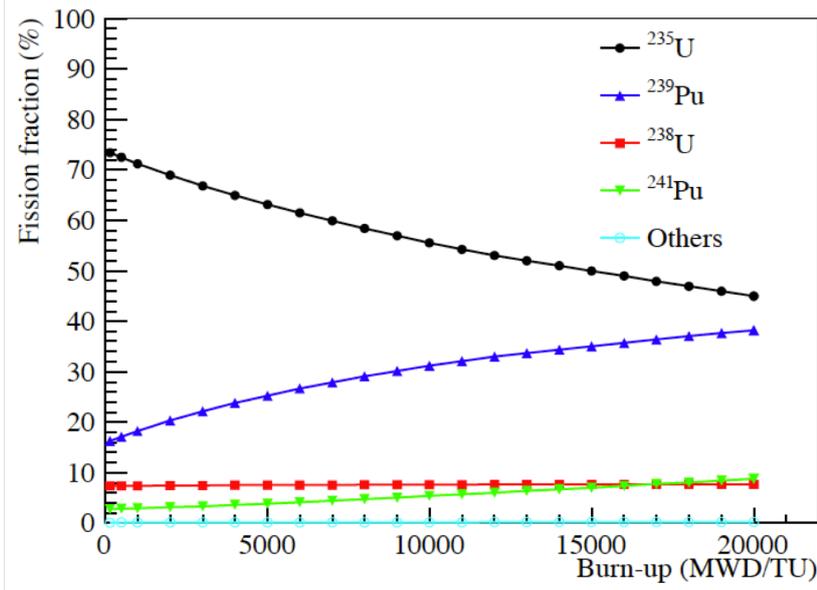


FIGURE 1.11 – Évolution de la contribution relative au nombre total de fissions en fonction du *burn up*. Les conditions initiales du combustible sont celles d'un réacteur commercial en début de cycle, après rechargement d'1/3 de son combustible (enrichi à 3,5% en ^{235}U). (source : [62])

Isotope fissible	^{235}U	^{239}Pu
E_k	202 MeV	211 MeV
$\langle E_\nu \rangle$ ($E_\nu > 1,8\text{ MeV}$)	2,94 MeV	2,84 MeV
$N_\nu/\text{fission}$ ($E_\nu > 1,8\text{ MeV}$)	1,92	1,45
$\langle \sigma_\nu^{\text{int}} \rangle$	$\approx 3,20 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$	$\approx 2,76 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$

TABLEAU 1.2 – Propriétés des principaux isotopes fissibles contribuant au flux d'antineutrinos détectables. σ_ν^{int} représente la section efficace d'interaction par IBD des neutrinos moyennée sur l'ensemble du spectre à l'émission $S_k(E)$ depuis le seuil en énergie de l'IBD.

avec la somme sur f qui représente chaque produit de fission avec l'activité prédite A_f , et la somme sur b pour chaque rapport d'embranchement BR_f^b . Pour exemple, la décroissance de l' ^{235}U fait intervenir ~ 6000 spectres S_f^b : une représentation de ces composantes est dessinée sur la figure 1.12. La forme de chaque branche S_f^b est obtenue par des calculs théoriques qui font intervenir des facteurs de forme, ainsi que des facteurs de correction. Si ces quantités sont bien contrôlées pour les transitions autorisées (moment angulaire du système électron + neutrino : $L = 0$), elles présentent des dépendances complexes avec la structure du noyau pour les transitions interdites ($L \geq 1$).

Les mesures des spectres électrons associés à la fission de l' ^{235}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu ont été menées dans les années 1980 à l'ILL avec le spectromètre magnétique à haute résolution BILL [65]. C'est cette approche qui fut la clé pour fournir des prédictions suffisamment précises (mieux que 10%), pour être exploitables par les neutrinistes. Des échantillons sous forme de feuilles étaient irradiés près du cœur du réacteur par le flux de neutrons thermiques environnant pendant des durées allant de $\sim 12\text{ h}$ à presque 2 jours. Les spectres électrons associés à l' ^{235}U ont été mesurés à deux reprises en 1981 puis en 1985 ([63] et [66]), tandis que ceux du ^{239}Pu et du ^{241}Pu en 1982 et 1989 respectivement ([67] et [68]). La normalisation des spectres a été réalisée à l'aide de réactions de calibration (n, γ) dont les sections efficaces sont bien connues. Les trois spectres exprimés en coups par fissions sont présentés sur la figure 1.13.

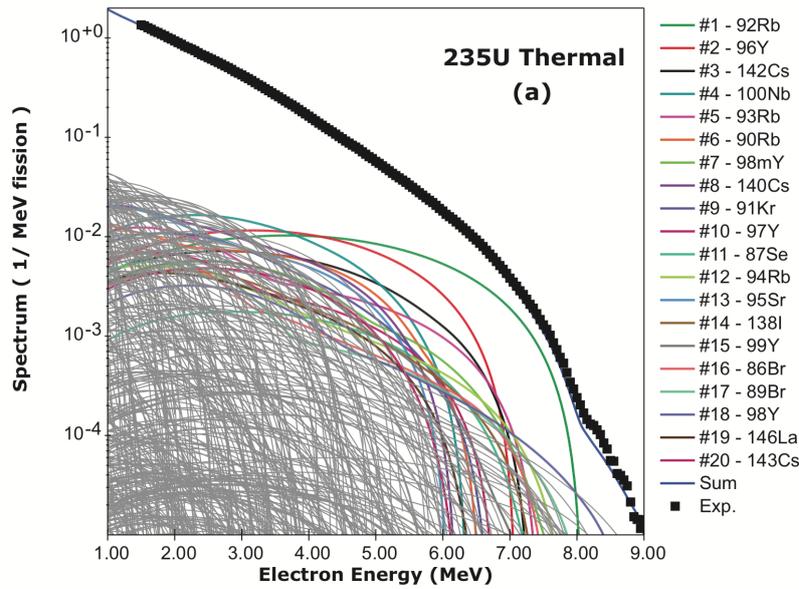


FIGURE 1.12 – Exemple de construction *ab initio* du spectre antineutrino issu de la fission d' ^{235}U . Chaque ligne symbolise une composante du spectre total (ligne bleue foncée). Les points représentent les spectres électron mesurés à l'ILL dans les années 80 [63]. (source : [64])

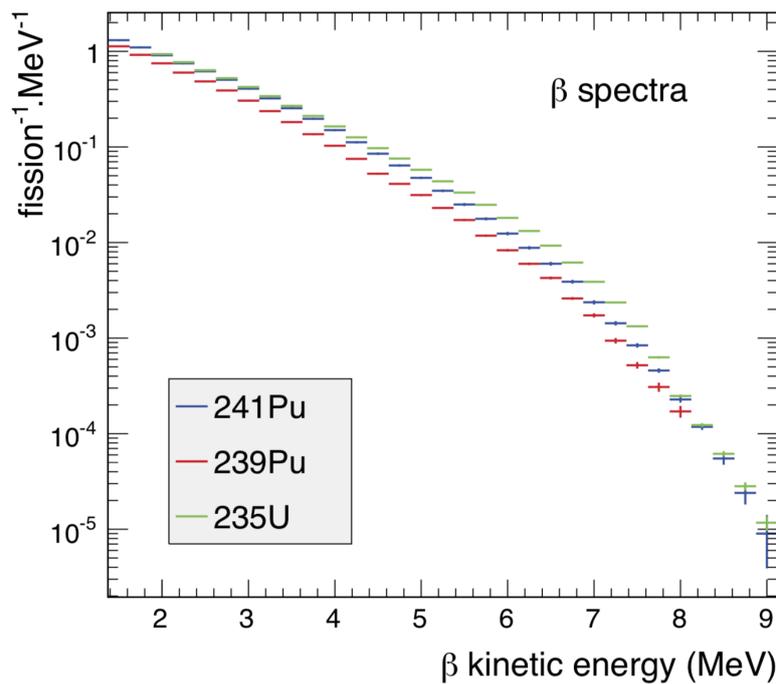


FIGURE 1.13 – Spectres électrons associés à la fission de l' ^{235}U (vert), du ^{239}Pu (rouge) et du ^{241}Pu (bleu), mesurés à l'ILL. (source : [72])

La conversion d'un spectre de décroissance beta vers spectre antineutrino peut être effectuée à partir de la relation $S_{\nu}(E) = S_e(E_0 - E)$ où E_0 est le *end-point* du spectre Beta. Pour appliquer cette transformation sur les spectres mesurés à l'ILL, il est nécessaire de les décomposer en une superposition de spectres Beta. Les données mesurées à l'ILL ont donc été ajustées par une trentaine de spectres beta aussi appelés « branches virtuelles » [69]. Les mesures directes des spectres antineutrino par les expériences Bugey 3 [70] et Goesgen [71] sont venues confirmer les prédictions des spectres et infirmer les hypothèses d'oscillation à courtes distances. Ces deux expériences ont marqué la fin de l'ère d'exploration des oscillations de neutrino essentiellement en aveugle. En effet à la

fin des années 1990, le cadre des oscillations de neutrino avait été établi, du moins sommairement. L'étude des neutrinos atmosphériques avait conduit à l'attribution de $\Delta m_{\text{atm}}^2 \simeq 2 - 4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, et la physique des neutrinos solaires pointait du doigt la zone $\Delta m_{\text{sol}}^2 \sim 10^{-4} \text{eV}^2$. Les expériences exploitant les antineutrinos de réacteurs se sont par conséquent tourné vers des configurations à $\sim 1 \text{ km}$ de la source, imposé par Δm_{atm}^2 , pour la mesure de θ_{13} (avec les expériences Chooz ou Palo Verde par exemple), et des configurations sur des distances de $\sim 100 \text{ km}$, correspondant à m_{sol}^2 , pour démontrer la validité de l'interprétation des observations des neutrinos solaires avec PMNS. Ce programme expérimental a été réalisé par KamLAND.

Réévaluation des spectres antineutrino

Au début des années 2010, la précision requise pour la mesure de θ_{13} a mené la communauté à s'intéresser de nouveau à la question des prédictions des spectres réacteur. Les travaux de Muller *et al.* [73] ont proposé une nouvelle estimation des spectres antineutrino qui repart de l'approche *ab initio*. Les améliorations des bases de données nucléaires ont permis de reconstruire $\sim 90\%$ du spectre électron total à partir des seules transitions considérées comme « bien connues » (end-point, spin et parité bien mesurés, effet pandemonium¹² corrigé). Ces transitions permettent de rapprocher au mieux les distributions physiques de transitions bêta sous-jacentes du spectre total électron mesuré. Lorsque la transition est permise la conversion en neutrino est même exacte. La contribution manquante qui provient de noyaux inconnus et des incertitudes systématiques des bases de données nucléaires est ajustée à l'aide d'un ensemble de cinq branches effectives beta virtuelles. Les spectres antineutrino qui résultent de cette étude se sont retrouvés amplifiés d'un facteur de normalisation de $\sim +3,0\%$.

Par la suite, les études réalisées par Huber [74] ont confirmé la nécessité de corriger ce biais dans la procédure de conversion des spectres électron. De plus, bénéficiant des spectres électrons mesurés à l'ILL avec un binning plus fin et affichant une meilleure stabilité de la procédure de conversion, ces résultats sont devenus les prédictions des références connues sous le nom de « spectres d'Huber ». Cependant, la prédiction associée aux neutrinos issus de ^{238}U dont la fission est induite par des neutrons rapides, avaient été traitées dans la papier original de Mueller *et al.* et se sont finalement retrouvées estampillées : prédictions de Mueller. Ainsi, lorsqu'il est question des prédictions des antineutrinos de réacteur issus de ^{235}U , ^{238}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu , la littérature fait référence à ces deux auteurs : spectres d'Huber-Mueller.

Par dessus ces biais sont ajoutés des termes correctifs tenant compte de la durée limitée de l'irradiation des échantillons lors des mesures à l'ILL dans les années 1980. Les échantillons soumis au flux de neutrons thermiques étaient irradiés sur une durée allant de 12 h à environ 2 jours, or les combustibles des réacteurs sont habituellement exposés pendant plusieurs dizaines de jours dans le cas des réacteurs de recherche, et plus d'un an dans le cas des réacteurs commerciaux. Les neutrinos détectés sont donc également issus de produits de fission dont la durée de vie dépasse la journée. Des facteurs dits « hors équilibre » pour corriger cet effet n'avaient pas été considérés jusqu'alors. Ces derniers affectent la prédiction originale à hauteur de $+1\%$.

Enfin concernant la détection des antineutrinos, la section efficace de la réaction IBD fait intervenir le temps de vie du neutron $\sigma \propto 1/\tau_n$, dont la moyenne des mesures a évolué avec le temps [75]. La réévaluation de la norme des spectres détectés a abouti à une dérive supplémentaire de $+1,5\%$.

12. L'effet pandemonium est un biais sur les mesures des rapports d'embranchement d'une désintégration beta.

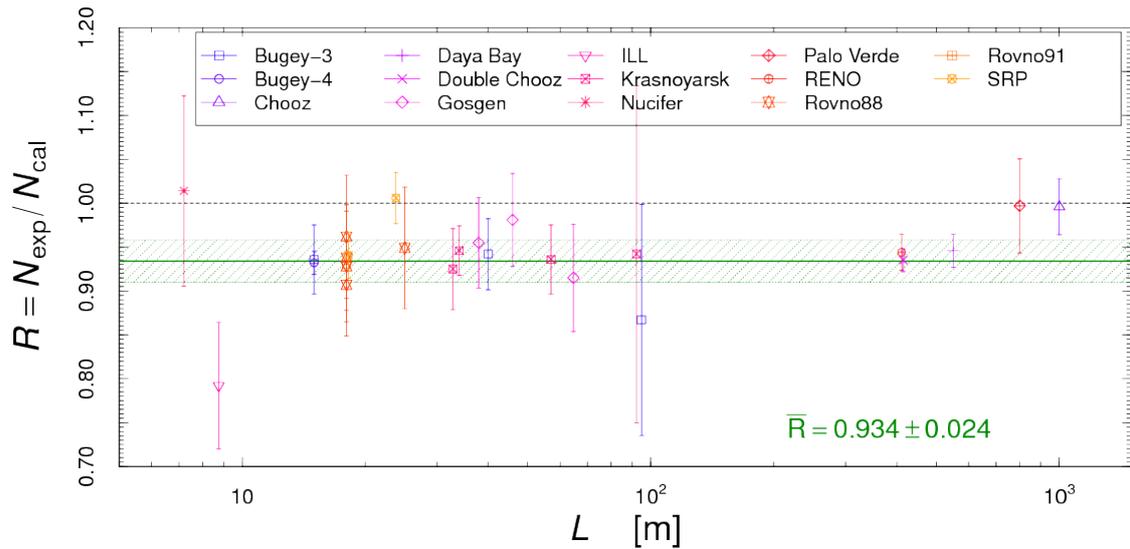


FIGURE 1.14 – Illustration de l’anomalie des antineutrinos de réacteur. La bande verte hachurée représente l’incertitude sur l’anomalie. Il est important de noter que celle-ci est quasi exclusivement de nature systématique, et prend en compte les corrélations entre les différentes expériences. (source : [77])

À l’issue de ces études, la prédiction s’est vue modifiée d’un gain de +6,5%¹³ plaçant les anciennes mesures en fort désaccord. Ce déficit est connu sous le nom de « *reactor antineutrino anomaly* » (RAA) [76]. La dernière évaluation en date [77] montre que le rapport mesures/prédiction est de $93,4 \pm 2,4\%$ (cf figure 1.14).

1.3.2 Autres anomalies

Avant la réévaluation des spectres antineutrino de réacteurs, d’autres anomalies étaient déjà présentes dans d’autres canaux et ont resurgi. Du fait de leur indépendance par rapport à la RAA, et pointant vers la même zone de nouveaux paramètres d’oscillation, elles ont contribué à renforcer l’hypothèse du neutrino stérile.

Anomalie Gallium

Les expériences SAGE et GALEX que nous avons rencontrées plus tôt ont calibré leur efficacité de détection des neutrinos à l’aide de sources radioactives d’ ^{37}Ar et de ^{51}Cr . Ces deux noyaux sont des émetteurs neutrinos via la capture électronique :



Ces neutrinos mono-énergétiques sont détectés par IBD sur un noyau de gallium : la réaction exploitée pour détecter les neutrinos solaires. Le taux de comptage attendu était prédit à l’aide de l’activité des sources ainsi que de la section efficace de capture des neutrinos sur le ^{71}Ga . Cependant le rapport du nombre de neutrinos détectés s’est montré en désaccord avec le flux théorique qui ne peut être expliqué par les incertitudes [78] :

$$\frac{N_{\text{mes}}}{N_{\text{pred}}} = 0,86 \pm 0,05, \quad (1.49)$$

déviant de 1 à plus de $2,8 \sigma$ de niveau de confiance. Cette valeur résulte de la combinaison de quatre campagnes de calibration et constitue l’anomalie Gallium.

13. 3% par la nouvelle conversion; 1.5% par le temps de vie du neutron; 1% par la correction hors-équilibre; et 1% de déviation originelle dès le départ entre données et prédiction.

Anomalie auprès des accélérateurs

L'expérience *Liquid Scintillator Neutrino Detector* (LSND) qui a recueilli des données entre 1993 et 1998, a signalé un excès de $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ événements compatibles avec l'interaction d'antineutrinos électroniques par IBD lors de l'étude des $\bar{\nu}_\mu$ issus de la décroissance de μ^+ au repos [79]. Puisque la cuve de liquide scintillateur était placée à 30 m de la source, ce phénomène aurait pu être interprété comme la preuve d'une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ avec un Δm^2 entre 0.2 et 10 eV^2 . Seulement, l'expérience *KArlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino* (KARMEN) qui recherchait aussi des neutrinos $\bar{\nu}_\mu$ générés par la décroissance de μ^+ à l'arrêt, n'a pas observé d'apparition dans le canal électronique [80].

Suite à cette apparente contradiction, l'expérience MiniBooNE a été construite à *Fermi National Accelerator Laboratory* (FNAL) dans le but de confirmer les dires de LSND, avec un faisceau de neutrinos de 600 MeV et 400 MeV pour les antineutrinos (à titre de comparaison, LSND exploitait des antineutrinos de quelques dizaines de MeV). MiniBooNE consiste en un réservoir qui contient 806 tonnes d'huile minérale couplée à 1520 photomultiplicateurs, placé à 540 m de la cible du faisceau. La collaboration a signalé des excès inexplicables dans la région basse énergie des neutrinos électroniques (381.2 ± 85.2 événements) et des antineutrinos (78.4 ± 28.5 événements) à des niveaux de confiance respectifs de 4,5 et 2,8 σ [81]. Ces anomalies ont été interprétées comme étant la signature d'un nouveau motif d'oscillation provoqué par la présence d'une quatrième saveur de neutrino qualifiée de stérile. La section suivante est consacrée à cette question.

Cependant la controverse persiste, notamment à cause du caractère évolutif des conclusions portées avec les années [82]. Pour tenter d'apporter une réponse définitive sur l'interprétation de ces excès, trois détecteurs d'argon liquide sont en construction au FNAL dans le cadre du projet *Short-Baseline Neutrino Oscillation Program* (SBN) [83]. Il comprend le détecteur d'argon liquide nommé « MicroBooNE » de 170 tonnes, construit sur le faisceau Booster Neutrino (le même faisceau utilisé par MiniBooNE) à 470 m de la cible. Deux détecteurs vont venir compléter les mesures de MicroBooNE en sondant des distances de propagation de 110 m (LAr1-ND) et 600 m (détecteur recyclé ICARUS).

1.4 Neutrino stérile

Toutes ces anomalies peuvent être interprétées comme une indication de l'existence d'oscillations de neutrinos actifs vers un état stérile avec un Δm^2 autour de 1 eV^2 . Cette section est consacrée à l'insertion d'une quatrième saveur de neutrino dans la matrice PMNS, ainsi que des moyens expérimentaux disponibles pour vérifier ou infirmer cette hypothèse.

1.4.1 Une solution exotique

À l'instar des précédentes découvertes sur les neutrinos, ces anomalies ont naturellement ramené la communauté à supposer qu'elles puissent être le résultat du mécanisme d'oscillation. Cependant, les deux fréquences qui paramétrisent la propagation des neutrinos dans le vide ne peuvent expliquer ce phénomène : l'introduction d'un nouveau neutrino est nécessaire. La largeur de la résonance du Z_0 (cf. section 1.1.4) est une forte contrainte sur le nombre de familles actives, donc s'il existe un neutrino supplémentaire il doit être stérile : c'est-à-dire qu'il ne doit pas interagir par interaction faible. Sa présence ne peut donc se manifester que via un mélange supplémentaire vers un quatrième état de masse. L'introduction du neutrino stérile ν_s a donc pour cause l'introduction de ce nouvel état de masse ν_4 dans la matrice de mélange :

$$U_{\text{PMNS}}^{3+1} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix}. \quad (1.50)$$

Puisque la matrice 3×3 a satisfait la plupart des expériences d'oscillation menées jusqu'alors, le mélange des saveurs actives vers un neutrino stérile est supposé faible. La projection de l'état propre de masse ν_4 sur la base des états de saveur est donc largement dominée par la composante stérile. Pour satisfaire les précédentes mesures de flux d'antineutrinos de réacteur, le développement du motif d'oscillation ne doit pas se produire après une distance de propagation de quelques mètres : $L_{\text{osc}} < 10 \text{ m}$. Cela se traduit sur l'écart des masses au carré entre l'état 1 et 4 : $\Delta m_{41}^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$. Cette remarque place le neutrino stérile (ou plus précisément l'état de masse ν_4) comme le neutrino le plus lourd des 3 déjà existants. Malgré cette affirmation, il est d'usage de le qualifier de « léger » dans la littérature. Cet adjectif est employé pour le différencier d'un hypothétique neutrino stérile au keV^2 introduit en cosmologie.

Au premier ordre, la probabilité d'oscillation qui intervient pour les expériences à courtes distances de la source est donnée par :

$$P_{\alpha\beta} \simeq \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \right|, \quad (1.51)$$

où α et β sont les saveurs leptoniques e, μ, τ, s . L'amplitude d'oscillation est fonction des composantes de la matrice PMNS qui font intervenir l'état de masse ν_4 :

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) = 4 |U_{\alpha 4}|^2 \times \left| \delta_{\alpha\beta} - |U_{\beta 4}|^2 \right|. \quad (1.52)$$

Les anomalies présentées dans la section précédente font intervenir à la fois des canaux de disparition de neutrinos électroniques et muoniques ainsi que d'apparition de neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Les probabilités d'oscillation vers un neutrino stérile s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} &= P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - 4 |U_{e4}|^2 \times \left| 1 - |U_{e4}|^2 \right| \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \\ P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} &= 1 - 4 |U_{\mu 4}|^2 \times \left| 1 - |U_{\mu 4}|^2 \right| \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \\ P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = 4 |U_{e4}|^2 \times |U_{\mu 4}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right). \end{aligned} \quad (1.53)$$

Les amplitudes des deux premiers canaux sont indépendantes, cependant la troisième expression montre que pour mesurer cet effet sur un canal d'apparition, il est nécessaire que les deux termes U_{e4} et $U_{\mu 4}$ soient non nuls. Pour établir l'inférence sur l'existence d'un neutrino stérile, les expérimentateurs se sont d'abord tournés vers le canal de disparition des neutrinos muoniques.

Afin de pointer les zones de l'espace des phases du neutrino stérile avec l'anomalie réacteur, une analyse combinée des anomalies avait été menée en 2011 par Mention *et al.* [76]. La figure 1.15 montre que l'anomalie réacteur à elle seule rejette l'hypothèse nulle (notre *a priori*, c'est-à-dire pas de neutrino stérile) à moins de 3σ . On pourrait être surpris de constater que malgré le nombre d'expériences réacteur (cf. figure 1.14), les contraintes de l'anomalie réacteur ne soient pas plus importantes. La raison est que les erreurs systématiques sont fortement corrélées entre les expériences, car elles proviennent de la prédiction des spectres. Cependant, en ajoutant la contribution de l'anomalie gallium et celle de MiniBooNE, la pertinence de l'hypothèse du neutrino

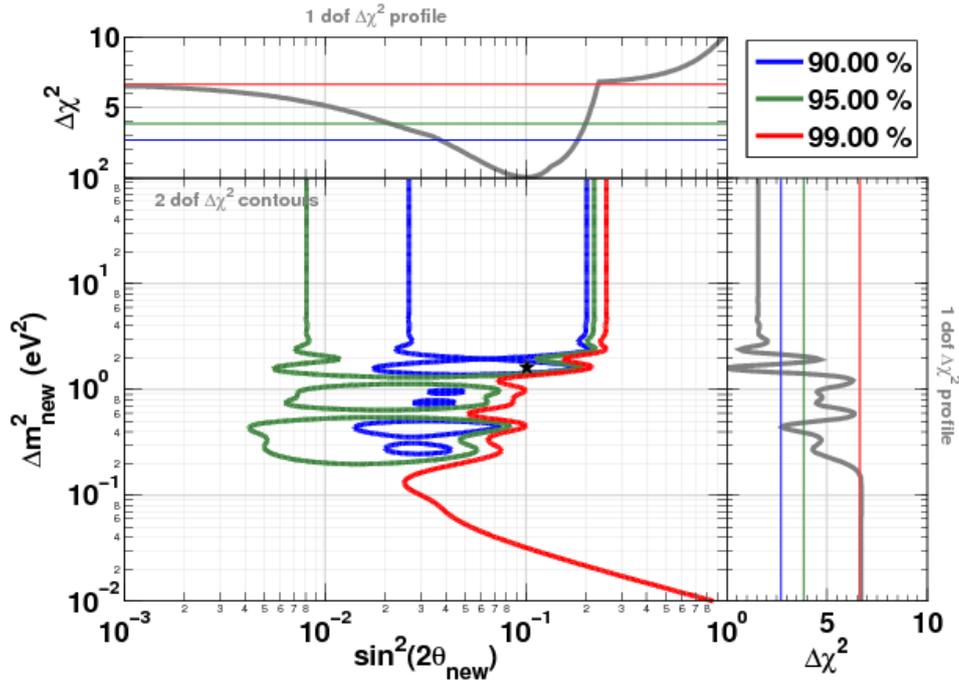


FIGURE 1.15 – Régions autorisées dans le plan $(\delta m_{\text{new}}^2, \sin^2(2\theta_{\text{new}}))$ obtenues à partir de l’ajustement des données neutrinos de réacteur. (source : [76])

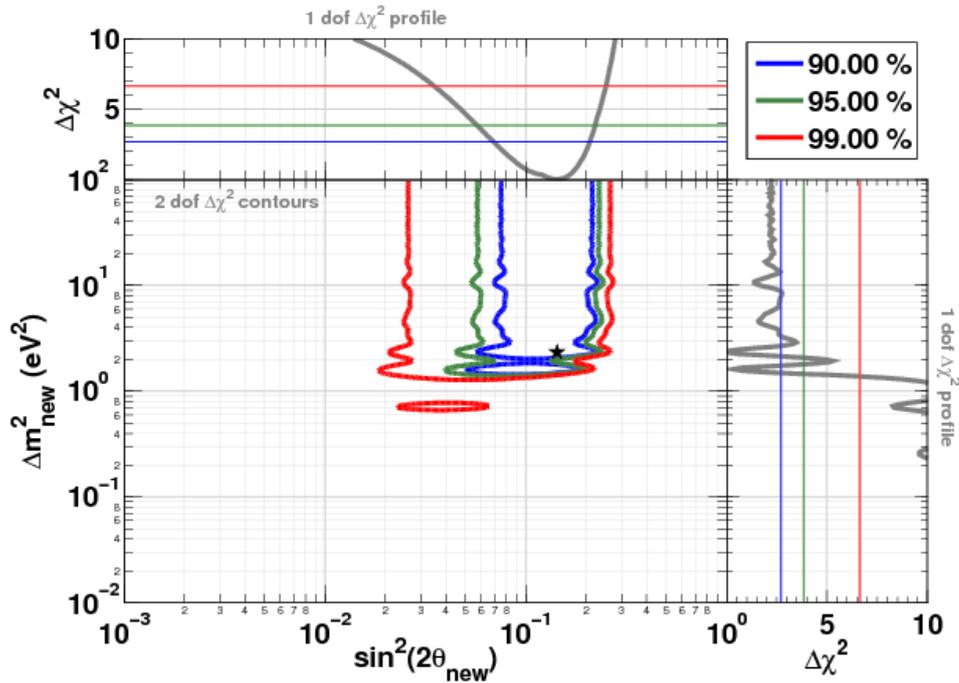


FIGURE 1.16 – Régions autorisées dans le plan $(\delta m_{\text{new}}^2, \sin^2(2\theta_{\text{new}}))$ obtenues à partir de l’ajustement des données neutrinos de réacteur, des sources de calibration Gallex and Sage, et de MiniBooNE. (source : [76])

stérile dépasse les 3σ : voir figure 1.16. Les paramètres préférés par la combinaison de ces résultats ont été estimés à [76] :

$$\begin{aligned}\Delta m_{41}^2 &= 2,3 \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{ee}) &= 14\%.\end{aligned}\tag{1.54}$$

1.4.2 Tensions et solutions alternatives

Comme toute hypothèse se doit d'être soumise à la critique, la question du neutrino stérile n'a pas fait exception. En effet, bien que celle-ci soit en mesure de résoudre les anomalies précédemment discutées, elle rentre aussi en conflit avec certains résultats. Les sous-sections suivantes sont consacrées à ces controverses, ainsi qu'aux hypothèses alternatives qui sont proposées pour expliquer les anomalies.

Remise en cause de l'anomalie réacteur

Les récentes mesures de spectres neutrinos auprès des réacteurs Double Chooz [84], Daya Bay [62] et RENO [85] montrent des déviations par rapport à la forme prédite des spectres Huber-Mueller. Au premier ordre la déviation moyenne peut s'approximer par une gaussienne d'amplitude $\sim +10\%$, de sigma $\sim 0,5 \text{ MeV}$ et centrée à 5 MeV d'où l'appellation usuelle de « *bump* à 5 MeV » (voir figure 1.17). L'explication de cet excès par la contribution de bruits de fond décorrélés des réacteurs a été écartée par des études de chaque expérience montrant que l'amplitude du *bump* est proportionnelle à la puissance thermique du réacteur. Un test statistique montre que les formes de Double Chooz, Daya Bay et RENO ne sont pas compatibles entre elles dans les incertitudes, ce qui pourrait aussi pointer vers des biais résiduels de calibration à l'échelle de quelques % car la forme mesurée du spectre neutrino y est particulièrement sensible [86]. A noter que l'expérience Bugey3 n'a pas mesuré de déviation en forme.

Ce désaccord en forme n'a pas de lien direct avec l'anomalie réacteur puisque l'intégrale de ce *bump* représente tout au plus 1% du flux total. Cependant il pointe clairement vers des biais possibles de la prédiction des spectres émis par les réacteurs. Hayes *et al.* [87] ont ainsi suggéré que les transitions premières interdites contribuant aux spectres bêta de fission pouvaient conduire à des distorsions dans les spectres neutrinos convertis et que leur incertitude devrait être augmentée en conséquence. Un inventaire utilisant la base de données nucléaires ENDF montre en effet que la contribution de ces transitions interdites au spectre bêta total de la fission de ^{235}U augmente avec l'énergie et dépasse les 30% au-dessus de 4 MeV (figure 1.18). *A priori* cette contribution devrait être représentée dans les branches virtuelles utilisées pour ajuster les spectres bêta de l'ILL avant la conversion, alors que jusqu'à présent toutes les études ont utilisé des branches de type permises.

La détermination de la bonne dépendance en énergie des transitions interdites est cependant un problème complexe de physique nucléaire. Un progrès notable a été réalisé récemment avec un calcul basé sur le modèle en couche des transitions interdites dominantes dans le domaine $> 4 \text{ MeV}$, associé à une estimation des incertitudes systématiques [88]. Il en ressort qu'une partie de l'épaule à 5 MeV est absorbée par les corrections et les incertitudes liées à la prise en compte de ces transitions. L'impact sur la RAA reste à étudier. Une autre hypothèse repose sur la mauvaise connaissance du spectre antineutrino associé à ^{238}U [89]. Dans ce cas le *bump* ne devrait être visible qu'auprès des réacteurs commerciaux car les réacteurs de recherche utilisent des combustibles hautement enrichis en ^{235}U , atténuant grandement la contribution des fissions de ^{238}U induites par les neutrons rapides. La nouvelle génération d'expériences près de réacteurs de recherche est donc très attendue par la communauté pour donner son verdict concernant la présence ou non de l'épaule (figure 1.19a). La figure 1.19b illustre cependant les fortes exigences

en termes de contrôle de l'échelle en énergie. Les perspectives de précision finale sont discutées au chapitre 7.

En 2017, grâce à la grande quantité de neutrinos détectés, Daya Bay a été capable de décorrélérer la contribution des deux principaux isotopes fissibles au flux d'antineutrinos [90]. Comme il a été mentionné dans la section 1.3.1, l'évolution de la composition isotopique du combustible nucléaire fait évoluer le flux d'antineutrinos émis. Cette étude a abouti à la suggestion que l'anomalie réacteur serait entièrement portée par l' ^{235}U avec un déficit de 7.8% pour cet isotope. (voir figure 1.20). Ces résultats ont été confirmés par la collaboration RENO qui a mené une analyse similaire [91]. La combinaison des mesures directes du flux et du spectre d'antineutrinos issus des réacteurs hautement enrichis en ^{235}U (comme celui impliqué dans STEREO) apporteront de précieuses informations complémentaires sur cette question.

Absence de signal dans le canal muonique

L'expérience IceCube a fourni des contraintes sur l'élément de matrice $|U_{\mu 4}|$ dès 2016 [92]. IceCube est un détecteur constitué d'un réseau de photomultiplicateurs placé dans la glace du pôle sud qui a étudié le spectre de neutrinos atmosphériques muoniques sur une gamme en énergie allant de 320 GeV à 20 TeV. Le mélange de ν_{μ} vers un état stérile avec une fréquence $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ se verrait significativement amplifié à cause de l'effet de résonance MSW lors de la propagation des neutrinos dans la Terre. L'absence de suppression de flux a permis d'établir des zones d'exclusion sur le plan $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{24}))$. Pour $\Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$, la zone soulignée dans le canal d'apparition par LSND et MiniBooNE est exclue avec un niveau de confiance de 99 %. En 2017, le module *DeepCore* d'IceCube a ajouté de nouvelles contraintes à l'aide des neutrinos atmosphériques de basse énergie [93]. La limite obtenue pour un écart de masse d' 1 eV^2 est de : $|U_{\mu 4}| \lesssim 10\%$.

En 2017, l'expérience MINOS (et MINOS+) est venue soutenir cette conclusion en apportant des contraintes très fortes sur le plan $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{24}))$ [94]. Les deux détecteurs MINOS exploitent les neutrinos de faisceau produits au FNAL, et sont placés à des distances différentes de la source : l'un proche (1 km), l'autre lointain (735 km). Ils recherchent l'effet d'une distorsion sur le spectre neutrino muonique qui viendrait s'ajouter à celle causée par Δm_{atm}^2 . Les résultats rejettent l'hypothèse du stérile avec un mélange au % sur une large gamme de Δm_{41}^2 allant de $0,1 \text{ eV}^2$ à 10 eV^2 avec un degré de confiance à 90%. Cette conclusion est en conflit direct avec l'interprétation des anomalies de LSND et MiniBooNE en terme de neutrinos stériles. En revanche la contrainte imposée est sur le l'élément de matrice $U_{\mu 4}$ qui n'a pas d'influence sur la RAA et l'anomalie gallium : ces anomalies concernent l'élément U_{e4} .

1.5 Les programmes expérimentaux auprès des réacteurs

La nouvelle génération d'expériences des neutrinos de réacteurs a été conçue pour étudier en détail la possibilité d'un mélange d'antineutrinos électroniques vers un état stérile avec un Δm_{41}^2 de l'ordre de 1 eV^2 . En effet, l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_s$ pourrait induire des distorsions sur les spectres, si le détecteur est placé suffisamment proche de la source ($L_{\text{osc}} \simeq 10 \text{ m}$). Un point commun de ces expériences est de pouvoir inférer sur la question du neutrino stérile en s'affranchissant de prédictions extérieures. Pour ce faire, des mesures à plusieurs distances de propagation sont nécessaires. Certains optent donc pour des détecteurs segmentés (STEREO, SoLiD et PROSPECT), d'autres pour un détecteur mobile (DANSS) ou encore d'autres se basent sur des mesures déjà effectuées à des distances de propagation différentes (NEOS).

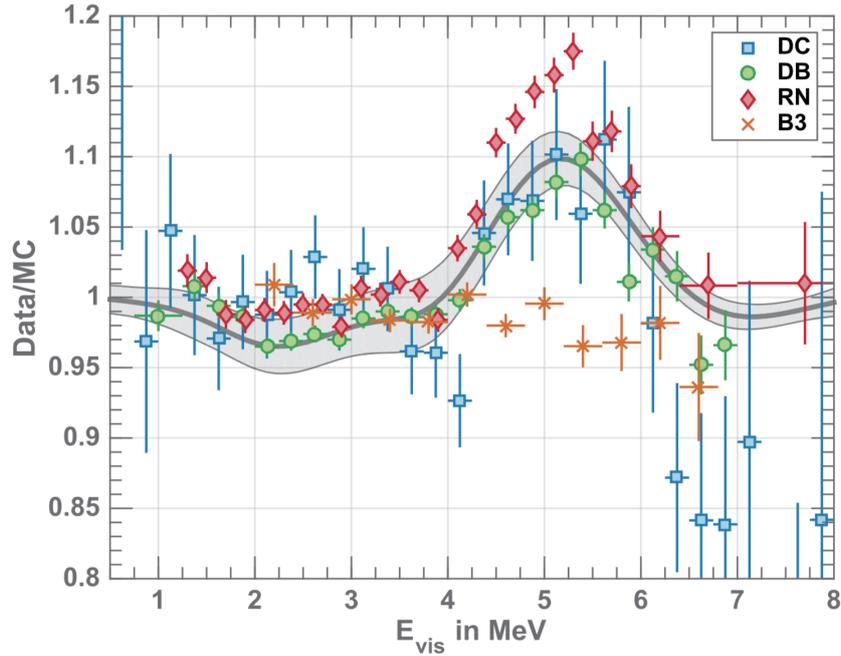


FIGURE 1.17 – Ratios des spectres d'antineutrino du réacteur observés par rapport aux prédictions actuelles. Tous les spectres sont corrigés pour tenir compte de l'anomalie réacteur. Au premier ordre les expériences s'accordent sur une déviation en forme qui peut s'approximer par une gaussienne d'amplitude $\sim 10\%$ et de $\sigma \sim 0,5\text{MeV}$. Un test statistique montre cependant que les formes de Double Chooz (DC), Daya Bay (DB) et RENO (RN) ne sont pas compatibles entre elles dans les incertitudes. Ceci pourrait pointer vers des biais résiduels de calibration à l'échelle de quelques %. A noter que l'expérience Bugey3 n'a pas mesuré de déviation en forme. Malgré des compositions de combustibles similaires, Double Chooz, Daya Bay et RENO présentent des écarts significatifs autour de 5 MeV, alors que Bugey 3 (B3) ne le fait pas. Le meilleur ajustement global est indiqué par la courbe grise. (source : [86])

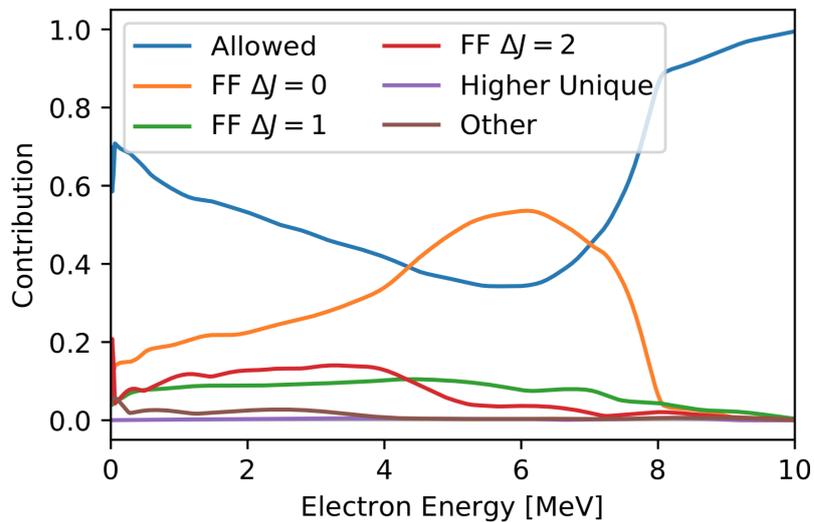


FIGURE 1.18 – Contributions relatives des différents types de transitions au spectre électrons issus de la fission d' ^{235}U obtenus à l'aide de la base de données ENDE. Les courbes étiquetées FF sont des transitions premières interdites. (source : [88])

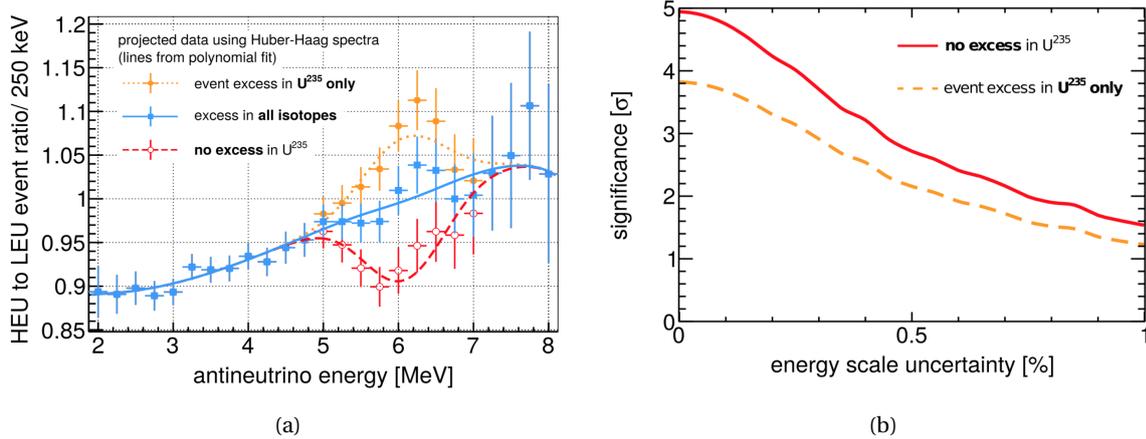


FIGURE 1.19 – Ratios de spectres montrant différents scénarios sur la provenance de l'épaulement à 5 MeV (a) et pouvoir de discrimination en fonction de l'incertitude systématique sur l'échelle en énergie (b). HEU désigne les expériences qui exploitent les réacteurs hautement enrichis en ^{235}U et LEU pour les réacteurs faiblement enrichis. (source : [95])

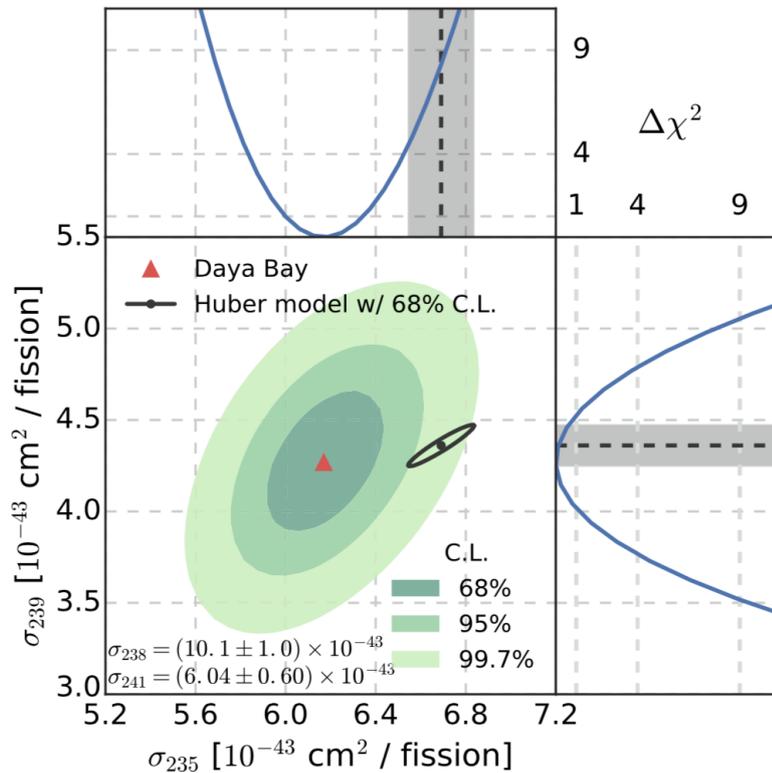


FIGURE 1.20 – Mesure combinée des flux de neutrinos détectés issus de la fission de l' ^{235}U et du ^{239}Pu : σ_{235} et σ_{239} respectivement. Le triangle rouge indique le meilleur ajustement σ_{235} et σ_{239} , tandis que les contours verts indiquent les régions bidimensionnelles autorisées à 1 σ , 2 σ et 3 σ de niveau de confiance. (source : [90])

Les projets expérimentaux sont discutés dans les deux sous-sections suivantes qui les regroupent suivant la source d'antineutrinos exploitée : réacteurs commerciaux et réacteurs de recherche. Les réacteurs commerciaux présentent l'avantage de pouvoir mesurer des neutrinos avec un rapport signal sur bruit important, alors que les dimensions plus compactes des réacteurs de recherche permettent d'explorer des motifs d'oscillation sur une plus large gamme en énergie. Par ailleurs, les réacteurs de recherche ont un combustible hautement enrichi en ^{235}U , permettant la mesure des spectres antineutrino associés à cet isotope exclusivement.

1.5.1 Mesure à proximité des réacteurs commerciaux

NEOS

L'expérience *Neutrino Experiment for Oscillation at Short baseline* (NEOS) a lieu dans le parc de réacteurs nucléaires de Hanbit (Corée du Sud) dans une galerie souterraine à 23,7 m d'un des réacteurs de 2,8 GW_{th}. Le détecteur est constitué d'une cuve de liquide scintillateur dopé au gadolinium (technologie similaire à STEREO) dont la masse fait environ une tonne. Avec un rapport signal sur bruit de 22, il récoltent $\sim 2000\nu$ /jour ce qui leur a permis de placer les premières contraintes sur le neutrino stérile dès 2017 avec une grande précision statistique [96].

Pour tenter d'observer le développement des motifs d'oscillation qui seraient causés par un neutrino stérile, le spectre NEOS est comparé à la référence fournie par Daya Bay. Les contours d'exclusion qui résultent de la comparaison en forme avec Daya Bay sont présentés sur la figure 1.21b. Le couple de paramètres le plus probable (*best fit*) pointé par la RAA est rejeté à plus de 90% de niveau de confiance, tandis que le *best fit* de NEOS n'invalide pas l'hypothèse sans neutrino stérile. Tout comme Double Chooz, Daya Bay et RENO, NEOS observe l'épaulement à 5 MeV par rapport à la prédiction Huber-Mueller (cf. figure 1.21a).

La seconde phase de prise de données de NEOS a débuté en septembre 2018 pour collecter 500 jours de données neutrino. L'objectif de cet effort est de mener une analyse d'oscillation plus poussée en absolu (flux + forme) tout en décorrélant la contribution de chaque isotope comme l'ont fait Daya Bay et RENO. Il est important de noter que malgré cette nouvelle mesure, la sensibilité de l'expérience pour tester l'hypothèse du neutrino stérile ne va pas augmenter significativement. En effet, les larges dimensions du cœur du réacteur amortissent les oscillations à basse énergie, ne laissant que la partie haute du spectre neutrino déduire de la pertinence du modèle du stérile à $\Delta m_{41}^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$. De plus, les disparités de forme de la bosse à 5 MeV vu par les expériences précédentes remettent en cause ces analyses relatives basées sur le spectre de Daya Bay. Pour s'affranchir de ces contraintes, il est nécessaire de mesurer le spectre antineutrino à plusieurs distances avec le même détecteur et le même réacteur. Cette étude a notamment été menée par DANSS.

DANSS

La source d'antineutrinos choisie par la collaboration DANSS est un réacteur commercial de 3,1 GW_{th} à Kalinin en Russie. Le détecteur est installé sous le cœur du réacteur et bénéficie de l'avantage d'être déplacé en hauteur pour sonder des distances de propagation allant de 10,3 m à 12,3 m. Si le fait d'être placé sous l'enceinte du réacteur permet de réduire la contribution du bruit de fond d'origine cosmique d'un facteur 30, les enjeux de sûreté nucléaire ont contraint la collaboration à opter pour la technologie des plastiques scintillateurs. La résolution en énergie est donc fortement dégradée : $\sim 35\%$ à 1 MeV. Par ailleurs en regardant le réacteur depuis le dessous, les neutrinos sont générés sur l'extension spatiale du cœur la plus grande : 3,7 m. Ces deux caractéristiques combinées ont pour effet d'amortir fortement les effets de l'oscillation sur les spectres mesurés.

Cet amortissement est compensé par un taux de comptage impressionnant de 5000 neutrinos par jour avec un bruit de fond dont l'intensité relative ne s'élève qu'à 3 % [97]. L'analyse statistique est menée en mesurant les distorsions relatives du spectre à plusieurs distances du cœur. Le rapport des spectres entre la position haute et intermédiaire, ainsi que le contour d'exclusion sont présentés sur la figure 1.22. Si DANSS rejette le *best fit* de l'anomalie réacteur à plus de 95% de niveau de confiance, son *best fit* suggère l'écartement de l'hypothèse à 3 neutrinos à $2,7\sigma$. Cette affirmation peut paraître surprenante compte tenu de la faible différence entre les deux hypothèses (cf. figure 1.22a). Cependant à la conférence EPS-HEP 2019, la collaboration a communiqué que les erreurs systématiques n'avaient pas été prises en compte dans le cadre de cette analyse. Après des estimations préliminaires, le modèle à 3 saveurs n'est finalement pas rejeté [98].

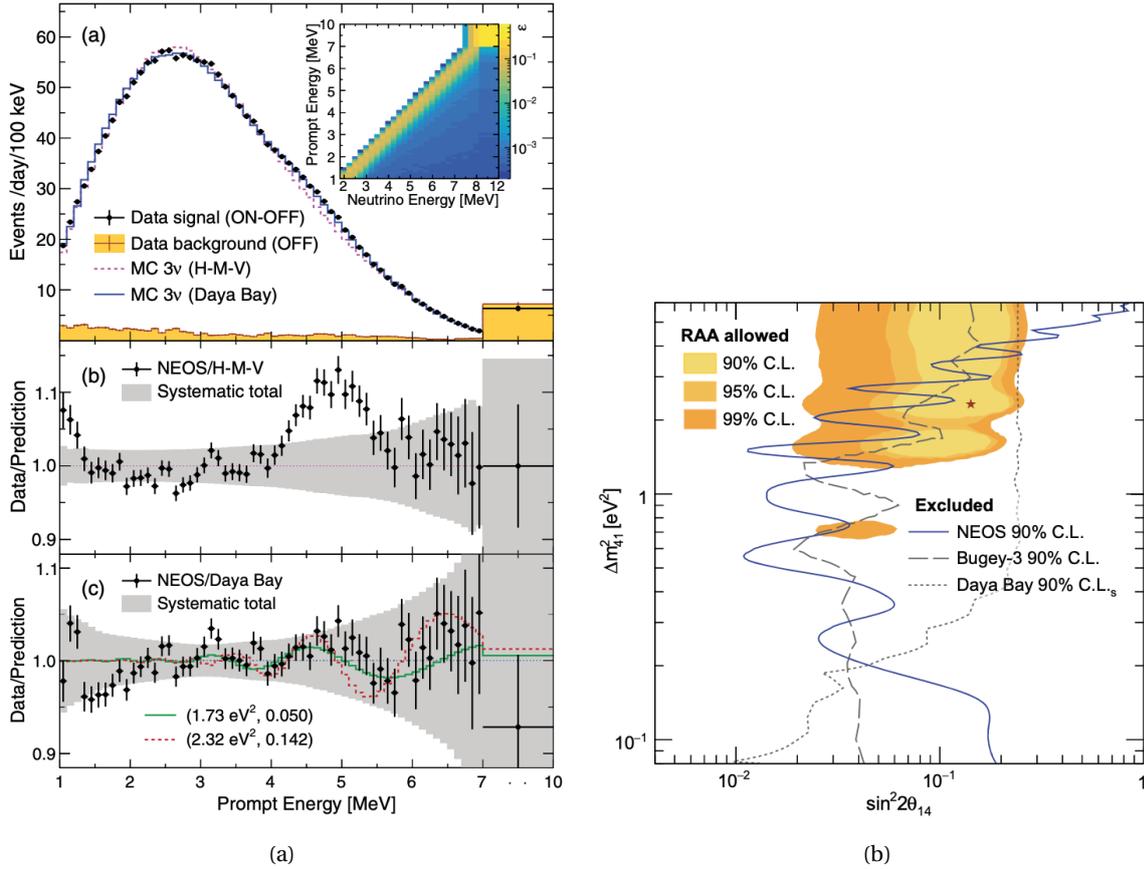


FIGURE 1.21 – Résultats de NEOS pour la première phase de prise de données. (a), la figure du dessus montre le spectre antineutrino mesuré par NEOS (points noirs) ainsi que celui du bruit de fond (orange). Les deux figures du dessous montrent respectivement le rapport des spectres antineutrino sur la prédiction d’Huber-Muller-Vogel (H-M-V) et celle de Daya Bay. En basant l’analyse des oscillations sur une comparaison relative avec le spectre de Daya Bay, la zone d’exclusion est tracée sur le plan $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$ (b). Le *best fit* de la RAA est dessiné en pointillés rouges (a), tandis que le meilleur ajustement avec les données de NEOS est tracé en vert. (source : [96])

1.5.2 Mesure à proximité des réacteurs de recherche

PROSPECT

Le détecteur PROSPECT est placé auprès du réacteur HFIR de 85MW_{th} à Oak Ridge aux États-Unis. Il est segmenté en 154 parallélépipèdes remplis de liquide scintillateur dopé au Lithium 6 qui couvrent des distances de propagation allant de 7 à 9 m. Le dopage au Lithium 6 permet d’identifier les neutrons issus de la désintégration beta inverse grâce à la réaction :



Le tritium et la particule alpha déposent leur énergie dans quelques centaines de microns ce qui procure une bonne efficacité de détection et une bonne localisation des captures neutrons. Le signal de ces particules lourdes et chargées est fortement *quenché*¹⁴ et apparaît dans la zone des 500 keV. Cependant le liquide scintillateur possède une forte capacité de discrimination en forme des signaux qui permet d’isoler efficacement ce signal du bruit de fond. La même discrimination opère sur le signal prompt des interactions neutrinos pour rejeter les protons de recul induits par

14. Le quenching est un phénomène qui affecte la réponse en énergie d’un liquide scintillateur. Cette notion est détaillée dans le chapitre 2.

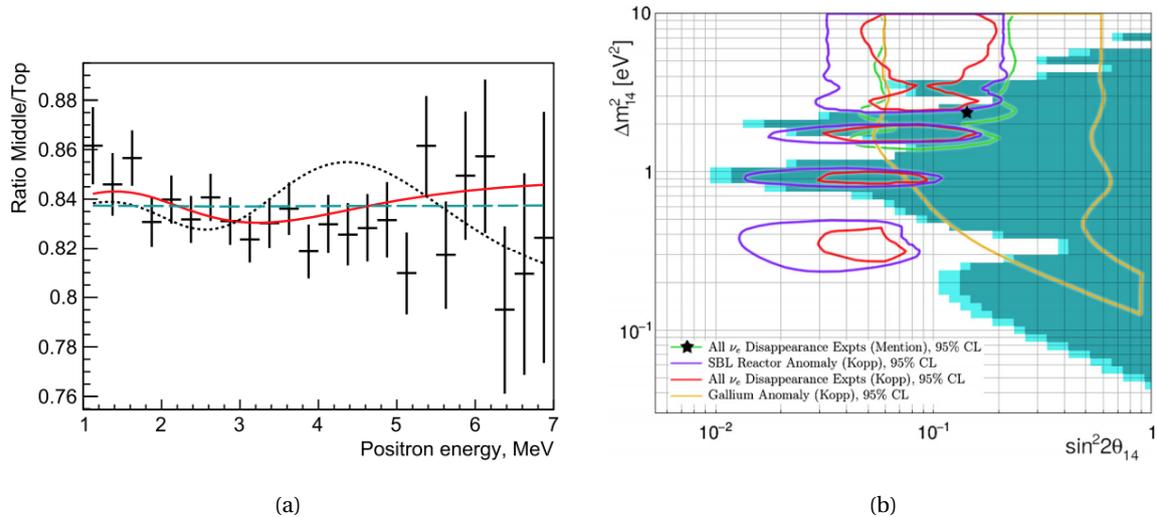


FIGURE 1.22 – Résultats de DANSS en 2018. La Figure (a) montre le rapport des spectres en énergie positron entre les positions du détecteur milieu et haut. Les barres d'erreurs sont de nature statistique. La ligne en pointillés verts représente le cas sans oscillation, la courbe pointillée noire est la prédiction pour le *best fit* de la RAA, tandis que la ligne rouge montre le *best fit* des données de l'expérience ($\Delta m^2 = 1,4 \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{14}) = 5\%$). (b) présente le contour d'exclusion des paramètres de l'oscillation vers un état stérile. La zone cyan foncé désigne la zone de réjection à 95% de niveau de confiance, alors que la zone cyan à 90%. (source : [97])

les rayons cosmiques. Au final ce mode de détection offre donc une réjection du bruit de fond particulièrement performante qui procure à PROSPECT une mesure précise des neutrinos de réacteurs malgré une exposition directe aux cosmiques, en surface. Cette technologie permet également de mesurer le spectre positron avec une bonne résolution en énergie ($\sim 4,5\%$ à 1 MeV) et de faibles inhomogénéités au sein des segments.

Le détecteur a commencé à prendre des données en mars 2018 et les premiers résultats ont été publiés peu après ceux de STEREO [99]. Avec un rapport signal sur bruit de 1.32, l'expérience a été capable de rejeter le *best fit* de la RAA à $2,2\sigma$ en exploitant 33 jours de données acquises pendant les périodes de fonctionnement du réacteur. Une partie de la région d'intérêt en $(\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$ a pu être rejetée démontrant le potentiel du détecteur (cf. figure 1.23). Par ailleurs, avec ce même jeu de données la collaboration PROSPECT a publié une première comparaison en forme du spectre antineutrino associé à l' ^{235}U avec la prédiction d'Huber [100]. A partir des résultats de la figure 1.24 il n'y pas de préférence marquée entre la forme prédite par le spectre de P. Huber et le modèle de distorsion autour de 5 MeV tel que mesuré auprès des réacteurs commerciaux. En revanche l'hypothèse d'une distorsion portée uniquement par l'isotope ^{235}U , qui impliquerait une plus forte amplitude du *bump*, est défavorisée à $2,1 \sigma$.

SoLid

Le détecteur SoLiD est installé près du réacteur de recherche BR2 à Mol en Belgique. La collaboration a développé une nouvelle technologie de détection en construisant un détecteur hautement segmenté tirant parti de la combinaison de deux scintillateurs. Le premier est composé de cubes de plastique scintillateurs (PVT) de 5 cm de côté isolés optiquement. La lumière produite dans le plastique est collectée par des fibres optiques placées le long d'une rangée de cubes, pour finalement être converties à l'extérieur du volume actif. Deux faces de chaque cube sont recouvertes de feuilles de scintillateur inorganique dopées au lithium 6 pour identifier les neutrons issus de l'interaction d'un neutrino. La réaction en jeu est la même que pour PROSPECT. L'alpha et le tritium émis après la capture sur le lithium excitent le scintillateur inorganique ZnS(Ag) qui crépite sur quelques dizaines de microsecondes, et permet une discrimination très efficace de ces signaux par

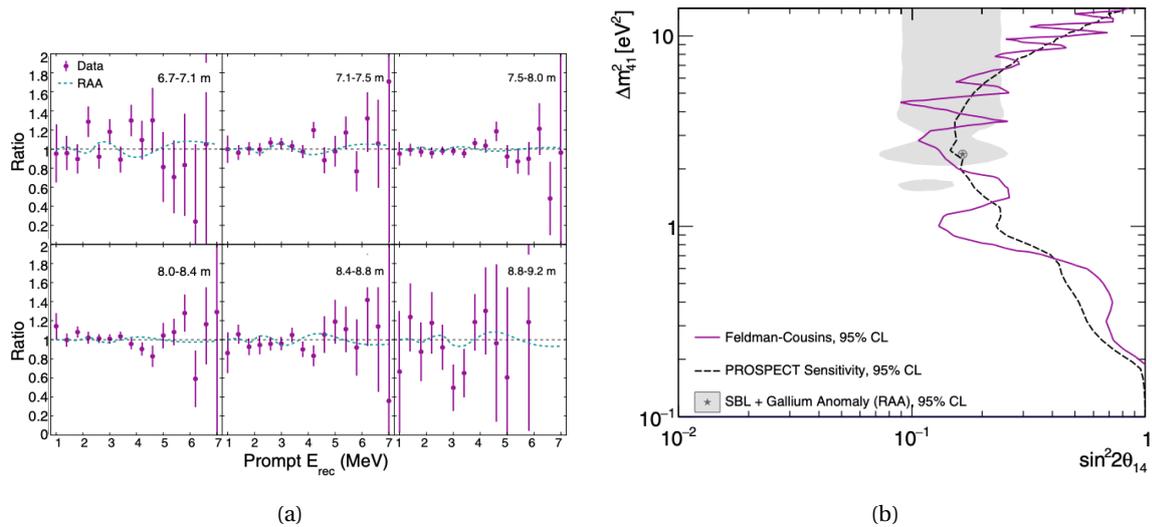


FIGURE 1.23 – Résultats de l’expérience PROSPECT en 2018. (a) montre les rapports des spectres positrons séparés en 6 groupes couvrant des longueurs de propagation allant de $L = 6,7\text{ m}$ à $L = 9,2\text{ m}$, sur le spectre moyen mesuré sur toute la gamma en L . La ligne en pointillés verts représente l’évolution des spectres dans le cadre de l’oscillation vers un neutrino stérile avec les paramètres du *best fit* de la RAA. Les résultats de l’analyse statistique de ces spectres ont abouti sur la génération de contours d’exclusion à 95% de niveau de confiance (b). (source : [99])

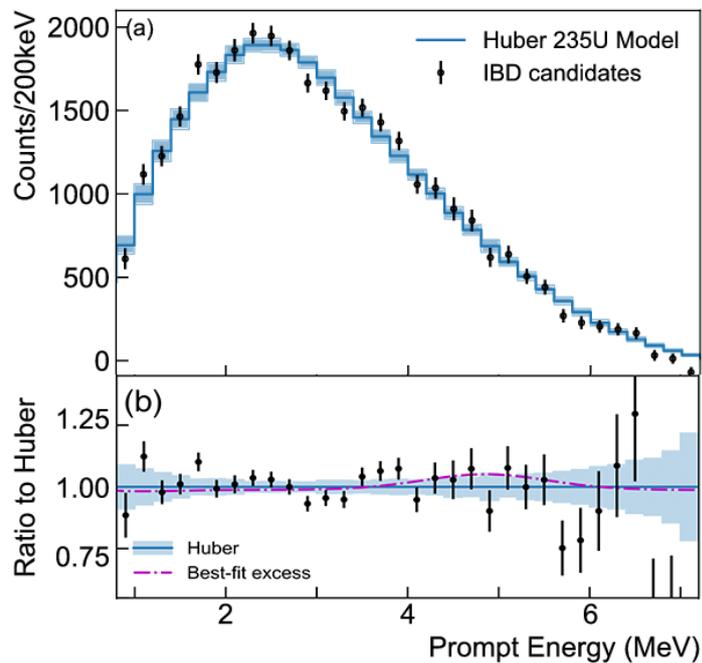


FIGURE 1.24 – Spectre en énergie des positrons issus de désintégration bêta inverse mesuré par PROSPECT par rapport à la prédiction basée sur le modèle Huber ^{235}U (a). (b) : Rapport des données mesurées sur le modèle d’Huber. L’épaule qui s’ajuste au mieux aux données expérimentales avec les paramètres suggérés par Daya Bay (position et largeur) est représenté par la ligne violette. (source : [100])

rapport aux impulsions courtes obtenues par les plastiques scintillants.

Le détecteur totalise 1,6 tonnes de volume cible qui couvre des distances de propagation allant de 6 m à 9 m. La première phase de prise de données a débuté en 2018, et les premières analyses ont validé les objectifs de stabilité et de résolution en énergie : 12% à 1 MeV. La figure 1.25 montre l’évolution du taux de candidats neutrino avec le temps. Les coïncidences fortuites dues

aux bruits de fond gamma sont presque intégralement rejetées par les coupures topologiques. En revanche, les bruits de fond corrélés demandent plus de travail pour mieux isoler le signal neutrino. Le bruit dominant provient de la décroissance du ^{214}Bi en ^{214}Po (BiPo) et des paires corrélées induites par les neutrons rapides des gerbes cosmiques. Le Bismuth 214 provient de la chaîne de décroissance de ^{238}U , contaminant les couches de ZnS(Ag) dopées au lithium. En avril 2019, la collaboration a communiqué qu'une nouvelle méthode basée sur la discrimination en forme du ZnS(Ag) permettrait de rejeter une large fraction des événements BiPo tout en conservant une efficacité de détection satisfaisante.

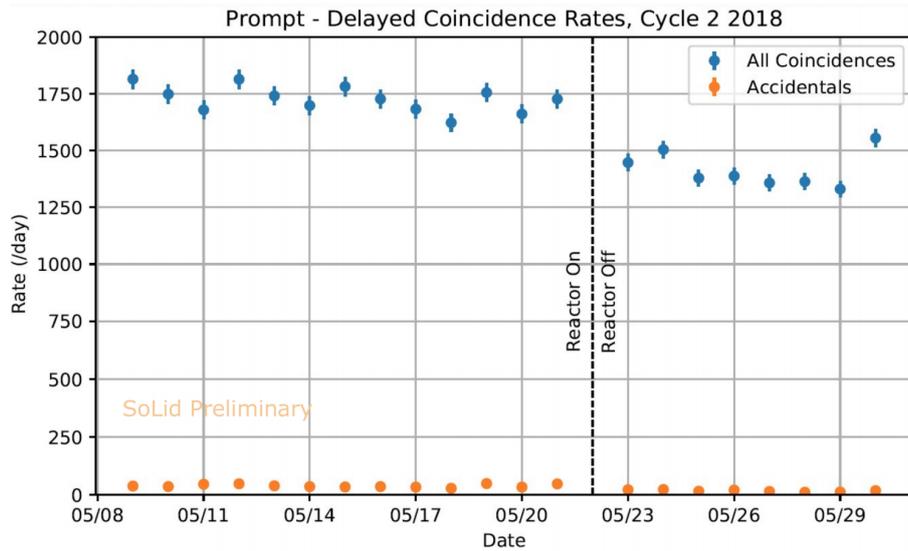


FIGURE 1.25 – Évolution du taux de paires corrélées en temps mesuré par SoLiD. (source : Communication à la conférence *Technical Meeting on Nuclear Data for Anti-neutrino Spectra and Their Applications* par Antonin Vacheret)

Chapitre 2

L'expérience Stereo

« Oser; le progrès est à ce prix. Toutes les conquêtes sublimes sont plus ou moins des prix de hardiesse. »

Les Misérables III : Marius — Victor Hugo

Sommaire

2.1 Conditions expérimentales	44
2.1.1 Le réacteur de recherche de Grenoble : ILL	44
2.1.2 Localisation de l'emplacement de Stereo : casemate PN3	46
2.1.3 Bruits de fond et blindages	46
2.2 Principe de Détection	48
2.2.1 Décroissance Beta inverse	48
2.2.2 Processus de scintillation	51
2.3 Le détecteur STEREO	53
2.3.1 Le détecteur interne	53
2.3.2 Propriétés du liquide scintillateur	55
2.3.3 Conversion de la lumière par les photomultiplicateurs	57
2.3.4 Système d'acquisition des données	57
2.3.5 Stockage des données et prétraitement	58
2.4 Prise de données	60
2.4.1 Assemblage et mise en marche	60
2.4.2 Suivi et contrôle de la qualité des données	61

STEREO se place dans les expériences neutrino comme un moyen de mesurer précisément les spectres antineutrino issus de la fission d' ^{235}U à différentes distances de vol. Son intérêt scientifique est multiple. Il porte à l'origine sur la recherche d'un motif d'oscillation prédit par l'hypothèse du neutrino stérile, mais aussi sur la mesure du flux de neutrinos et de la forme spectrale associés à la fission de l' ^{235}U . STÉRÉO est le produit d'une étroite collaboration de cinq instituts de recherche européens : l'« Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers » (Irfu) du CEA Paris-Saclay, le « Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie » (LPSC-IN2P3) à Grenoble, l'« Institut Laue-Langevin » (ILL) à Grenoble, le « Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules » (LAPP-IN2P3) et le « Max Planck Institute für Kernel physics » (MPIK) à Heidelberg en Allemagne. Le design du détecteur a débuté en 2013 et la construction s'est achevée en 2016 pour laisser place à la prise de données. Les premiers résultats de physique ont été présentés puis publiés en 2018. À l'heure actuelle, le détecteur continue de prendre des données.

L'expérience se déroule à l'ILL de Grenoble. Les antineutrinos produits par le réacteur à fission interagissent dans un volume de liquide scintillateur. Ce volume est segmenté en 6 cellules qui couvrent des distances de propagation différentes allant de 9 à 11,5 m. Chaque paramètre d'oscillation est testé en comparant l'évolution de la forme des spectres neutrino avec la distance au cœur du réacteur. Le point fort de ce dispositif est de pouvoir s'affranchir des prédictions théoriques sur la forme et la normalisation des spectres neutrino pour conduire les analyses d'oscillations.

Ce chapitre est consacré à la description générale de l'expérience. Après avoir décrit les conditions expérimentales, le principe de détection des antineutrinos sera exposé, suivi d'une revue sur la technologie employée. Une brève discussion sur le déroulement de la prise de données sera présentée enfin.

2.1 Conditions expérimentales

2.1.1 Le réacteur de recherche de Grenoble : ILL

L'Institut Laue-Langevin (ILL) est un organisme de recherche européen situé à Grenoble. Il fournit des faisceaux de neutrons intenses aux expérimentateurs à l'aide d'un réacteur à fission. L'intérêt pour cette infrastructure est porté par divers domaines de recherche : physique des particules, physique nucléaire, médecine, biologie, ou encore science des matériaux. Chaque année, environ 1500 scientifiques rendent visite à l'ILL afin de bénéficier de la source de neutrons thermiques la plus intense au monde, ainsi que d'une quarantaine d'instruments de mesure.

Le cœur du réacteur diffère de celui d'une centrale électrique à fins commerciales (type EDF), tant par sa géométrie que sa composition. Le combustible est emmagasiné dans une matrice cylindrique en aluminium de hauteur 80 cm contre 40 cm de diamètre. Au centre du cylindre se trouve un creux dans lequel circule une barre en nickel permettant de contrôler la puissance dégagée par le cœur. Le combustible est réparti sous forme de poudre d'Aluminiure d'Uranium (UAl_3) [101] dans des ailettes visibles sur la figure 2.1. La matrice est plongée dans une cuve en aluminium où circule de l'eau lourde (D_2O) dans le but de dissiper la puissance thermique dégagée par le combustible et de modérer le flux de neutrons tout en minimisant les captures. Le flux résiduel de neutrons ainsi que le reste de la puissance thermique ($\sim 1\%$) est atténué par de l'eau légère déminéralisée (H_2O) dans une piscine de 6 m de diamètre et 14,5 m de hauteur. Les neutrons thermiques sont collectés au plus près du cœur par des guides en aluminium. Les instruments de mesure sont placés en sortie de ces guides, dans hall expérimental : niveau C.

Les spécifications du réacteur de l'ILL sont un atout pour l'expérience STEREO. La forte teneur en ^{235}U (93% de fraction isotopique), offre une production d'antineutrinos provenant quasi exclu-

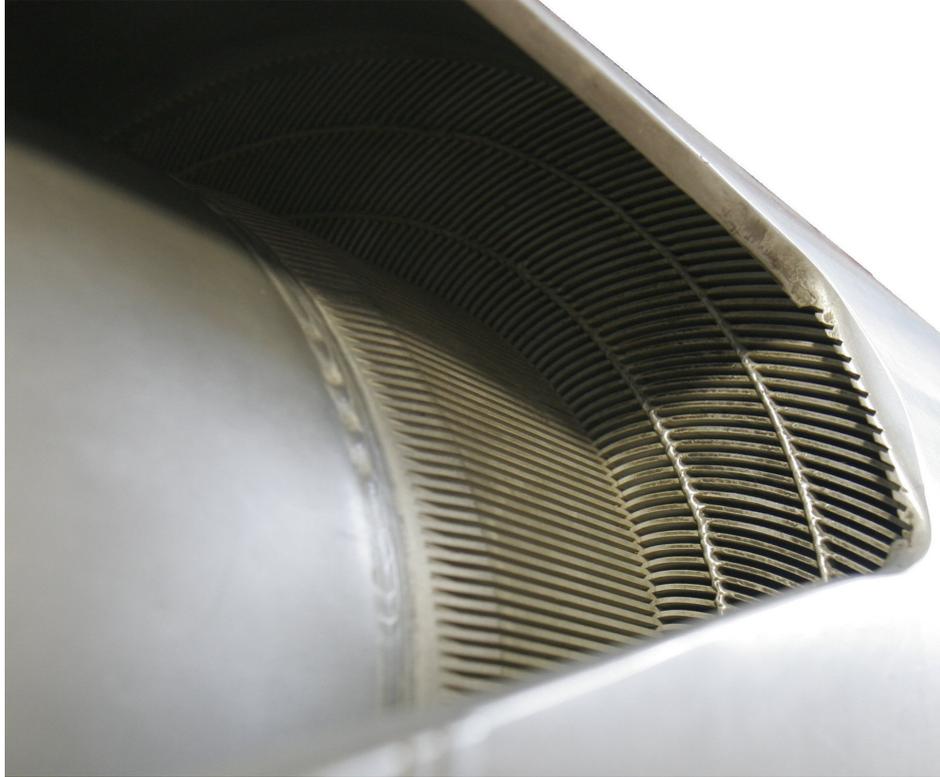


FIGURE 2.1 – Coupe du support mécanique cylindrique de la cuve en aluminium laissant apparaître le dessus des ailettes contenant le combustible. L'eau lourde circule par les fentes entre les ailettes. (source : [102])

sivement des produits de fission de cet isotope. En effet, en moyenne l' ^{235}U contribue pour 99.3 % du flux. Le reste est émis par le ^{239}Pu , lui-même formé pendant le cycle de fonctionnement par réactions successives à partir d' ^{238}U . Sa contribution s'élève à 0.7% en moyenne sur un cycle. Cependant, il est important de noter qu'à basse énergie des corrections sur la prédiction des spectres antineutrinos émis sont nécessaires pour prendre en compte les neutrinos issus de la décroissance Beta de l' ^{28}Al . En effet, puisque la matrice combustible et la cuve d'eau lourde sont soumises à un haut flux de neutron, de nombreuses captures sur l'Aluminium ont lieu.

Un des atouts majeurs pour l'expérience STEREO est la compacité du combustible fissible. La géométrie du cœur de l'ILL permet de mesurer des neutrinos avec une précision sur la distance de propagation allant jusqu'à ± 20 cm (1σ), idéal pour mesurer des oscillations sur quelques mètres.

Le flux d'antineutrino émis peut être estimé à partir de la puissance thermique dégagée par le réacteur :

$$\phi_{\bar{\nu}}^{\text{em}} \simeq \frac{\langle P_{th} \rangle}{\langle E_{th}^{\text{fission}}(^{235}\text{U}) \rangle} N_{\nu_e/\text{fission}}(^{235}\text{U}), \quad (2.1)$$

où $\langle P_{th} \rangle$ est la puissance thermique mesurée en temps réel lorsque le réacteur est en fonctionnement, $\langle E_{th}^{\text{fission}}(^{235}\text{U}) \rangle$ désigne l'énergie libérée par fission et $N_{\nu_e/\text{fission}}(^{235}\text{U})$ est le nombre d'antineutrinos émis par fission. La puissance nominale du réacteur $\langle P_{th} \rangle$ est de 58 MW, et l'énergie libérée par fission d'Uranium 235 est de $\langle E_{th}^{\text{fission}}(^{235}\text{U}) \rangle \simeq 200$ MeV. En prenant le nombre moyen de neutrinos émis au-dessus du seuil en énergie de l'IBD, $N_{\nu_e/\text{fission}}(^{235}\text{U}) \simeq 2$, l'ordre de grandeur du flux de neutrino peut être approché :

$$\phi_{\bar{\nu}_e} \simeq 10^{18} \bar{\nu}_e \text{s}^{-1}. \quad (2.2)$$

Ce chiffre peut paraître vertigineux, mais en incluant des considérations de sections efficaces

de détection ainsi que d'angle solide et volume de détection, le nombre de neutrinos détectés est finalement de l'ordre de $400\bar{\nu}_e$ par jour. Un calcul plus précis est présenté dans la section 3.4.2. La composante dominante dans le bilan d'erreurs systématiques sur $\phi_{\bar{\nu}_e}$ est sur la mesure de la puissance thermique $\langle P_{th} \rangle$. Néanmoins, l'instrumentation de l'ILL permet d'atteindre une bonne précision sur P_{th} pour un réacteur de recherche et donc une mesure pertinente de la normalisation du flux de neutrinos.

Le réacteur de l'ILL alterne les périodes de fonctionnement (ON) et d'arrêt (OFF) par cycles d'environ 70 jours. Le réacteur génère ainsi des neutrinos pendant 3 cycles de 50 jours par an. Les périodes d'arrêt sont l'occasion de renouveler le combustible, et également d'effectuer divers travaux de maintenance dans le hall du réacteur. Ces périodes OFF offrent à STEREO la possibilité de mesurer les bruits de fond d'origine cosmique, élément essentiel à l'extraction du signal neutrino.

2.1.2 Localisation de l'emplacement de Stereo : casemate PN3

La longueur d'oscillation vers un neutrino stérile pointée par la RAA est de l'ordre de quelques mètres à 1 MeV. Le détecteur STEREO a été placé en conséquence avec une gamme de mesure de distance de propagation allant de 9.4 à 11.2 m, dans la casemate PN3 située dans le hall expérimental (voire figure 2.2). L'emplacement est surplombé par un canal d'eau qui permet le transfert et le stockage des combustibles usés. Le détecteur est placé dans l'alignement du canal afin de maximiser l'atténuation du flux de particules d'origine cosmique. Ce dernier permet de totaliser une épaisseur de blindage de 18 m équivalent eau [103]. Ainsi, le flux muonique est atténué d'un facteur 3 en moyenne selon l'angle d'incidence du muon [104], un atout essentiel à toute expérience neutrino en surface. L'alignement de STEREO dans la direction du canal explique le décalage de 17.9 degrés entre l'axe du détecteur et celui du cœur du réacteur, visible sur la figure 2.2.

Malgré l'isolation spatiale de la casemate PN3, son environnement reste très bruyé en radiations, notamment à cause de ses deux voisins D19 et IN20. Lorsque ces instruments sont en marche, ils génèrent un important bruit de fond de neutrons et de rayonnement gamma associés aux captures neutron sur les matériaux environnants. De plus, elles génèrent des champs magnétiques intenses qui peuvent affecter les photomultiplicateurs de STEREO. Pour concevoir les blindages adéquats, des études avancées sur les bruits de fond ont été entreprises pendant la phase de conception du détecteur. La nature des bruits de fond et les blindages employés seront détaillés dans la section suivante.

2.1.3 Bruits de fond et blindages

La précision sur la mesure des spectres neutrino dépend non seulement de la quantité de neutrinos accumulée lors de la prise de données, mais aussi et surtout, de la nature et du taux de bruit de fond auquel est confronté le signal neutrino. Bien que la segmentation du détecteur et la capacité de discrimination du liquide scintillant permettent de rejeter les événements de bruit de fond en post-acquisition, l'utilisation de blindages adéquats reste vitale. Des campagnes de mesures dédiées ont été menées dans le but d'identifier la nature des bruits de fond, et de concevoir les blindages à ériger.

L'environnement de la casemate

Les sorties des tubes de faisceau H7 et H13 ainsi que le faisceau de D19 sont des sources importantes de bruit de fond gamma, neutrons rapides et thermiques. En effet, ces tubes prélèvent les neutrons directement depuis le cœur pour les amener hors du blindage réacteur. En principe, ces lignes sont employées par les instruments qui se servent des faisceaux de neutrons pour irradier

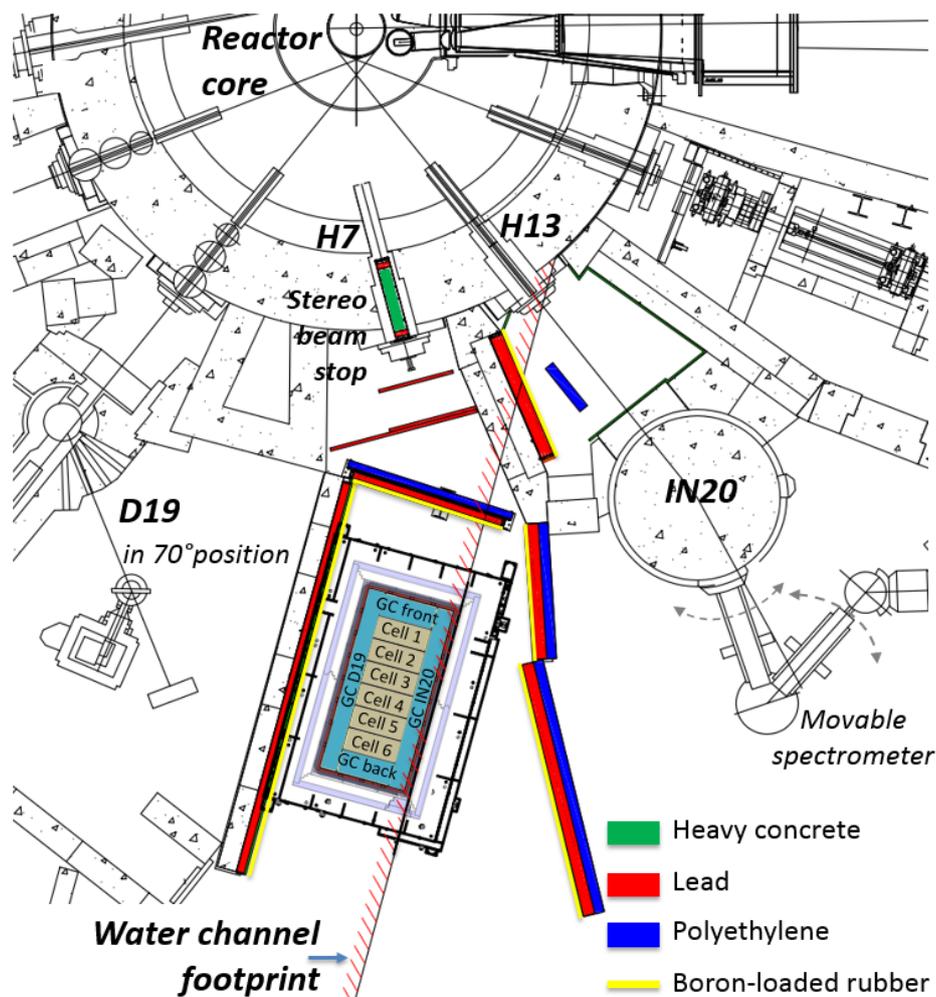


FIGURE 2.2 – Plan du niveau C, centré sur la casemate de STEREO. Les différents blindages sont représentés en couleur et le bord du canal d'eau est délimité par la droite hachurée en rouge. L'angle entre la direction du détecteur et l'axe cœur-centre du réacteur est de 17.9°. (source : [105])

une cible. La sortie H7, normalement destinée à PN3, a été obstruée par un bouchon constitué de plusieurs matériaux : polyéthylène boré, plomb et béton lourd. La ligne H13 quant à elle est toujours en service pour IN20. Afin d'atténuer au maximum le flux de neutrons et gammas induits par ces tubes, des murs en plomb et polyéthylène ont été construits autour du détecteur STEREO.

Les instruments disposés dans les emplacements D19 et IN20 sont aussi des sources importantes de bruit de fond gamma. De plus, leurs spectres d'émission et leurs taux de comptage varient très fortement dans le temps puisque leurs conditions expérimentales sont constamment ajustées : nature des cibles, orientation des spectromètres ou encore intensité du faisceau neutron. Pour réduire davantage le taux de bruits de fond sur le signal neutrino, les murs délimitant la casemate PN3 ont été renforcés par des couches de plomb et de polyéthylène jusqu'à une hauteur de 2,4 m. Ces blindages sont représentés en couleurs sur la figure 2.2.

L'expérience IN20 exploite aussi des champs magnétiques très intenses (jusqu'à 15 T) dont les fuites de champ s'étendent jusque dans la casemate à hauteur de quelques centaines de μT , soit plusieurs fois la valeur du champ terrestre, et dans des directions variant avec l'orientation de l'aimant. De tels champs magnétiques affectent la stabilité du gain des photomultiplicateurs, c'est pour cette raison qu'un blindage magnétique a été déployé autour du détecteur.

Les blindages autour du détecteur

Malgré l'isolation de la casemate, des neutrons et gammas sont toujours présents. Afin de réduire les bruits de fond atteignant le volume cible, le détecteur est placé au cœur d'une poupee russe de blindages. Une couche de polyéthylène boré entoure le détecteur interne avec une épaisseur de 29 cm en haut pour atténuer les neutrons verticaux induits par les cosmiques dans le canal d'eau, 20 cm au fond pour les neutrons cosmogéniques créés dans le sol, et 15 cm sur les côtés. Celui-ci permet la thermalisation puis la capture des neutrons qui le pénètrent, sans émettre de nouveaux gammas. Autour de ce dernier se place une épaisseur de plomb de 20 cm en bas pour arrêter les gammas de décroissance de l'isotope ^{16}N provenant du circuit primaire qui passe en dessous du détecteur¹, 15 cm au plafond pour atténuer l'ambiance gamma qui vient par le haut du détecteur, et 10 cm pour les murs verticaux. Le tout est maintenu par une armature en poutres métalliques, qualifiée antisismique, comme le montre la photo Figure 2.3. Le champ magnétique est atténué grâce à un revêtement en fer doux d'1 cm autour la structure métallique et 1,5 mm autour du détecteur interne, ainsi que des cylindres de même matière disposés autour de chaque photomultiplicateur. Enfin, chaque paroi est recouverte par des plaques de caoutchouc chargé de bore pour capturer les neutrons thermiques ambiants. L'ensemble du blindage totalise une charge au sol de 93 T, satisfaisant les contraintes de poids maximal de la casemate : 10 T/m².

Le veto à muons

Bien que la présence de la piscine de stockage atténue grandement le flux de radiations d'origine cosmique, celui-ci reste trop important pour être ignoré. Un détecteur à rayonnement Cherenkov a été placé au-dessus du détecteur : c'est le veto muon. Il est constitué d'une cuve en acier inoxydable recouvrant toute la surface du détecteur, blindages compris. La cuve possède des parois réfléchissantes (Tyvek) et est remplie de 25 cm d'eau, contenant un additif (4-Methylumbelliférol) qui décale la longueur d'onde des photons émis par effet Cherenkov. La lumière est collectée par 20 photomultiplicateurs placés au-dessus de la surface de l'eau.

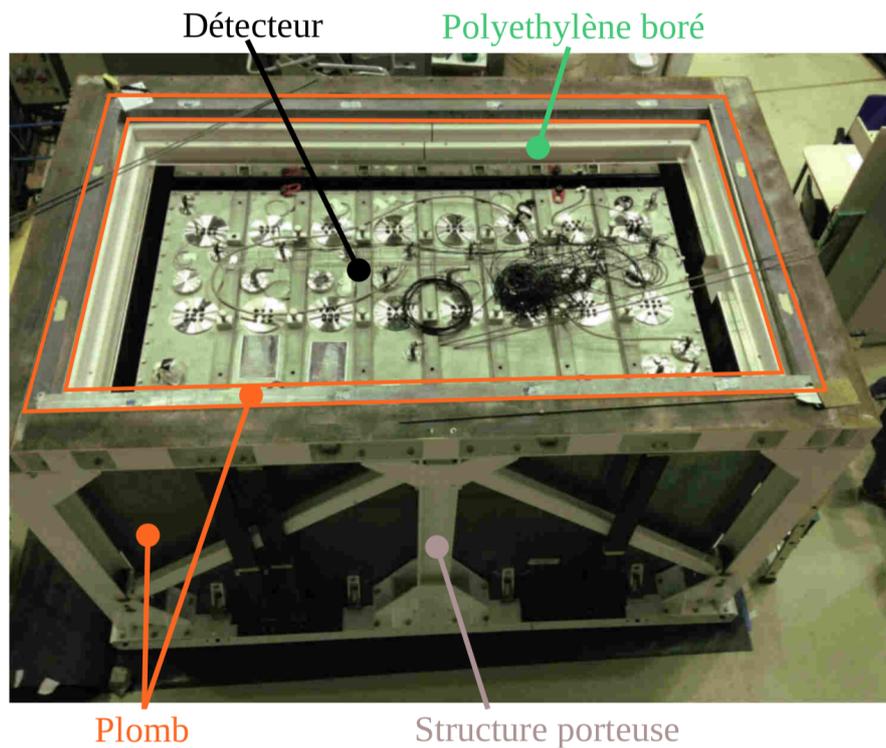
Le veto muon a pour fonction de signaler le passage d'un muon proche du détecteur interne. Les muons peuvent créer des neutrons rapides par spallation sur les noyaux composant le blindage, en particulier sur les noyaux lourds tels que le plomb. Ces neutrons peuvent être détectés et imiter parfaitement un signal neutrino. En pratique, c'est la composante de bruit de fond la plus importante dans STEREO.

2.2 Principe de Détection

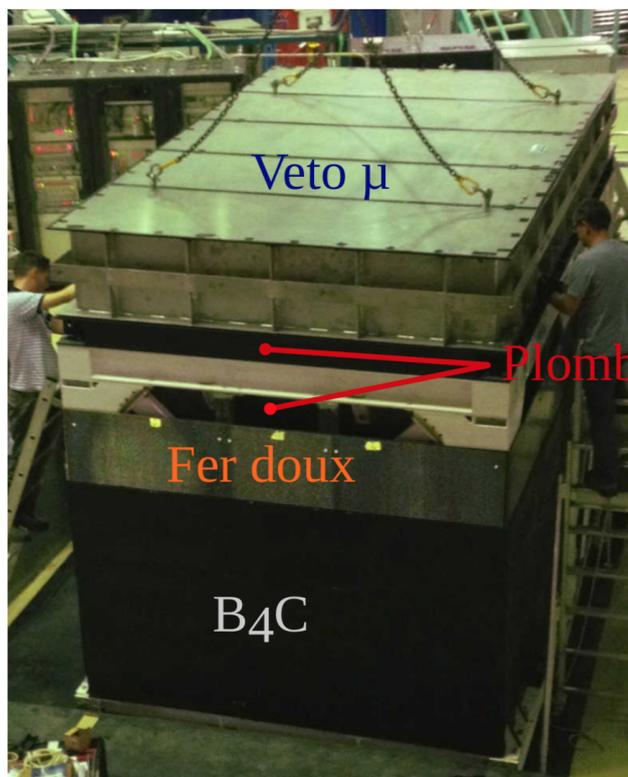
2.2.1 Décroissance Beta inverse

Les antineutrinos sont détectés en interagissant dans le liquide scintillateur par décroissance Beta inverse (IBD). Cette réaction présente des avantages expérimentaux tels que : une section efficace plus élevée que le courant neutre, quadratique avec l'énergie du neutrino incident ($\sigma_{\text{IBD}} \propto G_{\text{F}}^2 E_{\bar{\nu}_e}^2$), et connue avec une bonne précision; le fait que les liquides scintillants soient pourvoyeurs de protons libres; les produits de la réaction peuvent être identifiés distinctement, réduisant ainsi le bruit de fond drastiquement; ou encore la forte corrélation entre l'énergie du neutrino et celle du positron. Il n'est donc pas surprenant que l'IBD soit un des canaux de détection des neutrinos les plus utilisés depuis la découverte du neutrino.

1. Cet ^{16}N provient de l'activation de ^{16}O de l'eau lourde quand elle passe dans le cœur : $^{16}\text{O} + n \rightarrow ^{16}\text{N}^* + p$; $^{16}\text{N}^* \rightarrow ^{16}\text{N} + \gamma(6\text{MeV})$.



(a) Vue du détecteur et des blindages insérés dans la structure porteuse.



(b) Photo des blindages superficiels autour la structure porteuse prise lors de l'installation du détecteur sur site.

FIGURE 2.3 – Photos des blindages entourant le détecteur. (source : [106])

La réaction correspond à l'interaction d'un antineutrino électronique avec un proton qui donne naissance à un positron et un neutron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.3)$$

C'est une réaction à seuil en énergie, car la masse du proton est inférieure à la somme des masses du neutron et du positron :

$$E_{\bar{\nu}_e} > 1,806 \text{ MeV} \simeq m(n) + m(e^+) - m(p). \quad (2.4)$$

Le principe de détection de STEREO repose sur la double identification positron-neutron corrélée en temps. Celui-ci se décompose en deux étapes : détection du positron (signal Prompt), et détection du neutron (signal Retardé).

La détection du positron (Prompt)

Une fois émis, le positron ralentit en interagissant avec les molécules du liquide scintillateur tout comme un électron : par ionisation, rayonnement de freinage ou encore par excitation moléculaire qui est responsable de la production de lumière. En fin de parcours cependant, il s'annihile avec un électron du milieu pour donner naissance à deux gammas de 511 keV. À cette énergie les gammas interagissent principalement par effet Compton ou effet photoélectrique, générant à leur tour des électrons de quelques keV. Ce processus se déroule dans une fenêtre de quelques centaines de picosecondes, une échelle en temps considérée comme instantanée au regard du système d'acquisition. La détection du positron est donc appelée événement « Prompt ».

L'énergie cinétique du neutrino est très majoritairement transmise au positron [107]. En effet, puisque sa masse est largement inférieure à celle du neutron, le positron emporte l'énergie cinétique et le neutron récupère la direction de l'impulsion. En définitive, l'énergie du neutrino est directement déduite de l'énergie déposée par le positron en appliquant un offset : $E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+}^{\text{dep}} + 1,806 \text{ MeV} - 1,022 \text{ MeV} = E_{e^+}^{\text{dep}} + 0,784 \text{ MeV}$, où 1,806 MeV est le seuil en énergie de la réaction IBD et 1,022 MeV est l'énergie déposée par les deux gammas issus de l'annihilation $e^+ e^-$.

La détection du neutron (Delayed)

Dans la réaction IBD, le neutron n'emporte en moyenne qu'une dizaine de keV d'énergie cinétique. Il ralentit en collisionnant avec les noyaux du milieu jusqu'à thermalisation. Cette phase ne prend en moyenne que 5 microsecondes [108]. Ensuite, le neutron diffuse par chocs élastiques jusqu'à absorption. La phase de thermalisation n'est pas détectable en elle-même, c'est pourquoi STEREO exploite les propriétés de capture neutronique du gadolinium.

Bien que l'Hydrogène soit le noyau capturant les neutrons le plus abondant dans le liquide scintillateur, le volume de la cible a été dopé avec du gadolinium pour maximiser le rapport signal sur bruit via deux facteurs. Le premier concerne la minimisation du temps de capture. Le temps de capture des neutrons s'exprime comme une fonction de leur vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et de leur distance moyenne parcourue sans interaction λ avec un noyau absorbant. Puisqu'ils sont thermalisés, la distribution des vitesses suit une loi de Maxwell-Boltzmann et la vitesse moyenne peut être exprimée comme une fonction de la température du liquide $k_B T$. La distance moyenne parcourue quant à elle est directement liée à la section efficace de capture σ_{n-X} et la densité de noyaux absorbants n_X . Le temps de capture neutron sur un noyau X s'écrit :

$$\tau_{n-X} = \frac{\lambda_n}{\langle v \rangle} = \frac{1}{n_X \sigma_{n-X}} \sqrt{\frac{m_n}{3k_B T}}. \quad (2.5)$$

L'Hydrogène a une section efficace de l'ordre du barn alors que celle des noyaux de gadolinium (^{155}Gd et ^{157}Gd) atteint quelques centaines de milliers de barns. En dopant le liquide scintillateur à hauteur de 0.2 % de la masse, le temps de capture moyen est réduit à 16 μs contre 230 μs avec uniquement l'Hydrogène.

Le second facteur concerne l'énergie des gammas de désexcitation. L'absorption d'un neutron affecte la structure interne du noyau et la désexcitation de ce dernier conduit à l'émission d'un ou plusieurs gammas. L'énergie et le nombre de gammas émis dépendent des niveaux sollicités lors de la désexcitation. Dans le cas de l'Hydrogène un seul gamma est émis avec une énergie de 2,2 MeV, alors que les noyaux de gadolinium génèrent plusieurs gammas en cascade dont la somme de leurs énergies totalise environ 8 MeV. La détection de ces gammas de désexcitation nucléaire est baptisée événement « Retardé ». Afin de réduire au maximum le nombre de coïncidences fortuites, l'identification de ces gammas doit être effectuée dans une fenêtre en énergie où le bruit de fond est au plus bas. Or, les gammas de la radioactivité naturelle ne dépassent pas l'énergie de 2.6 MeV. La signature gamma du gadolinium est donc un candidat de choix pour signer la présence d'un neutron.

Cependant, les cascades gamma du gadolinium présentent quelques difficultés supplémentaires en simulation. En effet, la multiplicité des gammas émis augmente l'extension spatiale des dépôts d'énergie, y compris dans des matériaux non scintillants. De plus, les niveaux de désexcitation des noyaux de gadolinium ne sont pas connus jusqu'à 8 MeV. Une étude approfondie sur la génération des gammas de cascade a été menée, et a fait l'objet d'une publication [109]. Ces aspects sont détaillés dans la section 3.2.

2.2.2 Processus de scintillation

Le mécanisme qui convertit les dépôts d'énergie cinétique en photons du spectre visible est appelé « processus de scintillation ». Il existe plusieurs types de matériaux scintillateurs qui exploitent des propriétés de fluorescence différentes, et chacun d'eux a ses propres caractéristiques : temps de réponse, rendement lumineux, contraintes de fabrication. Les matériaux choisis dans STEREO sont sous forme de liquide organique.

Microscopiquement parlant, l'énergie cinétique est transmise par les particules libres et chargées qui traversent le milieu. Ces dépôts d'énergie se font par ionisation, rayonnement de freinage ou excitation des molécules environnantes. C'est l'excitation moléculaire qui est responsable de la scintillation. En effet, la désexcitation des liaisons π des molécules organiques produit des photons optiques [110]. Les photons sont générés par la dernière transition sur des états singulets (S_x) : $S_1 \rightarrow S_0$ où S_0 est l'état fondamental. Les états vibrationnels, qui forment une structure fine autour des états S_1 et S_0 , permettent de rendre le milieu transparent à sa propre lumière. En effet, l'énergie des photons émis entre S_1 et $S_0 + \delta$ n'est pas suffisante pour induire de nouveau $S_0 \rightarrow S_1$.

Le processus de scintillation peut être parfois retardé. L'interaction des particules chargées avec les molécules peut aussi exciter les liaisons π sur des états triplets (T_x). Dans ce cas, le mécanisme de désexcitation ($T_x \rightarrow T_0$) se produit sans émettre de photons. En revanche, l'interaction de deux molécules sur T_0 à proximité l'une de l'autre convertit les états des molécules : $T_0 + T_0 \rightarrow S_x + S_0 + P$ où P est une quantité d'énergie dissipée sous forme de vibrations (phonons). La molécule sous S_x génère des photons de scintillation comme il a été décrit précédemment. Le temps caractéristique de scintillation est cette fois de quelques dizaines de nanosecondes et la lumière générée est donc

retardée. Cette composante devient significative lorsque la densité des dépôts d'énergie est trop importante. C'est le cas des neutrons rapides qui induisent par collision des protons de recul avec un fort pouvoir d'arrêt (dE/dx) en fin de parcours et déposent donc beaucoup d'énergie dans une zone localisée. Ainsi, la composante lumineuse retardée est significativement plus élevée pour les neutrons rapides que pour les électrons. Cette différence est mesurable en analysant la forme des pulses des photomultiplicateurs. La méthode de discrimination en forme des signaux (aussi appelé *PSD* pour *Pulse Shape Discrimination*) est présentée plus en détail dans la section 5.3.1.

Un autre effet qui se manifeste lorsque les dépôts d'énergie sont trop denses est le quenching. À partir d'un certain densité de molécules excitées, le rendement lumineux diminue, car les cortèges électroniques commencent à interagir entre eux, altérant le processus de scintillation. Lorsque les particules ionisantes ont suffisamment ralenti, leur pouvoir d'arrêt (dE/dx) augmente fortement [111]. Cela signifie qu'elles déposent toute leur énergie dans une région localisée. Pour des électrons de plus de 400 keV, la fraction d'énergie qui a saturé le pouvoir de scintillation est négligeable; la réponse en photons est linéaire avec l'énergie. En deçà de ce seuil, le rendement lumineux diminue significativement. En pratique, des gammas sont utilisés pour calibrer la réponse du détecteur. Leurs interactions avec le liquide scintillateur génère des électrons Compton qui engendrent la création de photons optiques. Par rapport aux électrons, l'effet de quenching des gammas se manifeste donc à une énergie plus haute. Un modèle effectif de quenching a donc été implémenté et ajusté dans la simulation afin de reproduire les non-linéarités du processus de scintillation. Cette étude est présentée dans la section 4.4.2.

La production de lumière par effet Tcherenkov contribue aussi au processus de scintillation. En effet, lorsqu'une particule chargée traverse un milieu à une vitesse plus grande que celle de la lumière², celle-ci provoque l'émission de photons dont la direction de propagation est dirigée suivant un angle θ respectant la relation :

$$\cos(\theta) = 1/(\beta n), \quad (2.6)$$

où β est le rapport de la vitesse de la particule sur celle de la lumière dans le vide, et n l'indice optique du milieu [113]. La quantité d'énergie rayonnée par unité de longueur parcourue par la particule incidente suit la relation de proportionnalité [114] :

$$dE \propto \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right). \quad (2.7)$$

L'énergie seuil est telle que $\beta_{th} > 1/n$. En utilisant $E = \gamma mc^2$, où γ est le facteur de Lorentz, l'énergie seuil s'écrit finalement :

$$E_{th} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}. \quad (2.8)$$

Pour des électrons, l'énergie cinétique seuil est d'environ 200 keV en considérant l'indice optique du liquide à $n \sim 1,5$ pour la lumière visible. Le nombre de photons émis sur une distance l et dans une région spectrale confinée entre λ_1 et λ_2 peut être calculé avec :

$$N_\gamma = 2\pi\alpha l \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \quad (2.9)$$

2. Les photons voyagent toujours à la vitesse c . Cependant dans certains milieux, l'interaction d'une onde électromagnétique avec les électrons fait que les molécules agissent comme des dipôles. Le mouvement collectif des électrons crée une nouvelle onde qui interfère avec l'onde originale et dont la résultante a une vitesse de phase inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide [112].

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine. En prenant arbitrairement $\lambda_1 = 350\text{nm}$ et $\lambda_2 = 450\text{nm}$ ³, le nombre de photons émis atteint rapidement un plateau à $N_\gamma \sim 150$ par cm pour des électrons d'énergie cinétique supérieure à 3MeV (voire figure 2.4).

Bien que le processus de scintillation soit largement dominé par les molécules organiques (~ 7000 photons/MeV), l'effet Tcherenkov est aussi pris en compte dans la simulation.

2.3 Le détecteur STEREO

2.3.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne a été conçu et construit par le CEA-Saclay. Le volume cible où interagissent les neutrinos est délimité par un aquarium avec des parois en acrylique de 12 mm d'épaisseur, dont la surface au sol fait 913 mm de large contre 2232 mm de long. Il contient le liquide scintillateur dopé au gadolinium qui s'élève à hauteur de 918 mm. Ce volume est nommé « *Target* ». Il est segmenté dans le sens de la longueur en 6 cellules identiques séparées par des plaques en acrylique de 4 mm d'épaisseur. Chaque cellule a le même volume de liquide scintillateur ($368 \times 889 \times 918 \text{ mm}^3$), mais couvre une distance de propagation neutrino différente (voire Figure 2.5 et Tableau 2.1).

La Target est entourée par une couronne de liquide scintillateur sans gadolinium appelée « *Gamma-Catcher* ». Sa fonction principale est de récupérer les fuites d'énergie des gammas émis par l'annihilation du positron (signal Prompt) et ceux de la cascade gamma du gadolinium. Le Gamma Catcher permet aussi d'agir comme un blindage actif contre les rayonnements provenant de l'extérieur. Cette couronne est divisée en 4 sous-volumes, dont deux qui ont la même géométrie que les 6 cellules — appelés « *Short Gamma Catcher Cells* » — et qui sont placés en prolongement de la Target (une devant la cellule 1 et une derrière la cellule 6) pour minimiser les effets de bord en rajoutant des cellules de géométries identiques devant et derrière, et les deux autres qui couvrent toute la longueur du détecteur sont baptisées « *Long Gamma Catcher Cells* ». L'ensemble en acrylique est placé dans une double cuve en acier inoxydable qui solidifie la structure et prévient des éventuelles fuites de liquide scintillateur.

Les 48 photomultiplicateurs (PMs) sont placés au-dessus de chaque cellule et sont séparés du liquide scintillateur par des « *buffers* » en acrylique. Les buffers délimitent une région inactive transparente de 20 cm d'épaisseur entre le liquide scintillateur et les photomultiplicateurs. Ils servent à limiter les disparités de collection de lumière entre des dépôts d'énergie qui ont eu lieu en haut ou en bas des cellules. Les PMs sont répartis par groupe de quatre dans chaque cellule, sauf dans les longues cellules du Gamma Catcher où il y en a huit. Chaque PM est plongé dans un bain d'huile minérale assurant le contact optique entre la photocathode et l'acrylique du buffer avec une continuité d'indice optique. Une coupe du détecteur est présentée sur la figure 2.6.

Chaque paroi en acrylique est constituée de deux plaques fines collées sur leur pourtour et contenant une couche réfléchissante qui permet d'assurer la séparation optique cellule à cellule ainsi que limiter les effets de volume sur la collection de lumière. Le matériau utilisé est l'ESR (Enhanced Specular Reflector) produit par 3M. Le fournisseur garantit une réflectivité supérieure à 99 % pour des longueurs d'onde du spectre visible, lorsque le matériau est plongé dans l'air (voire Figure 2.7). Cependant, plongé dans le liquide, ou en contact optique avec l'acrylique, ce dernier perd en réflectivité lorsque l'angle d'incidence des photons est trop grand ($> 60^\circ$). Un fin voile de nylon de 100 μm d'épaisseur est donc inséré à l'intérieur de chaque "sandwich" acrylique. Il assure la présence d'un gap d'air à l'interface avec l'ESR qui permet de garder ses propriétés réfléchissantes

3. Ces longueurs d'onde correspondent à la bande passante où l'efficacité quantique des photomultiplicateurs est maximale [115].

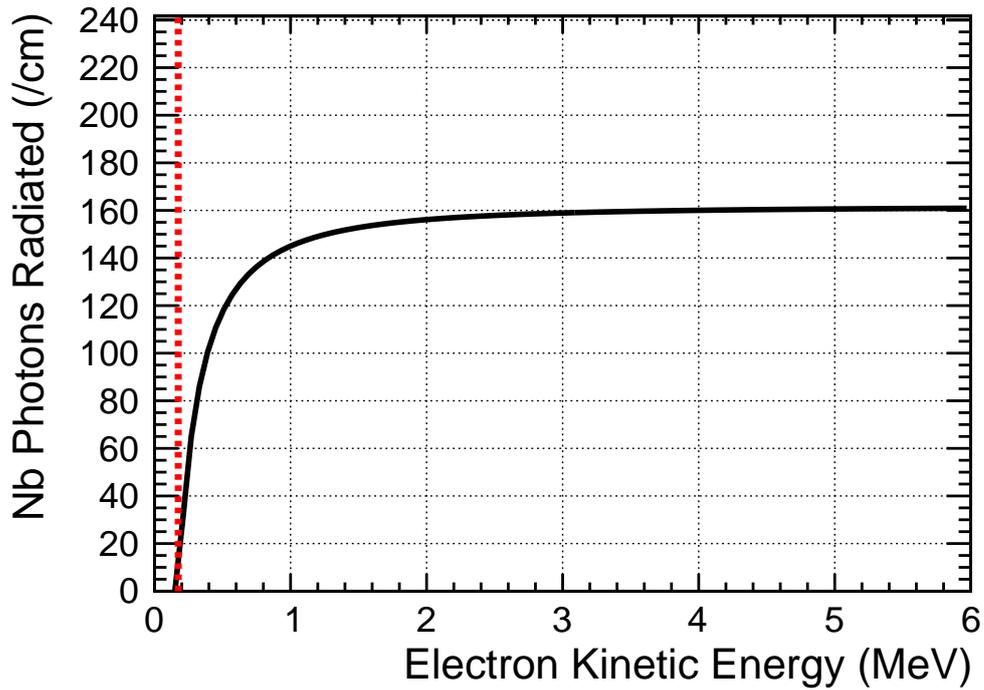


FIGURE 2.4 – Nombre de photons rayonnés par effets Tcherenkov pour un électron parcourant 1 cm dans le liquide. Dans cet exemple, l'indice optique a été choisi à $n \sim 1,5$, et la bande passante de photons optiques : $350 \text{ nm} < \lambda < 450 \text{ nm}$. La ligne rouge représente l'énergie cinétique seuil pour cet effet.

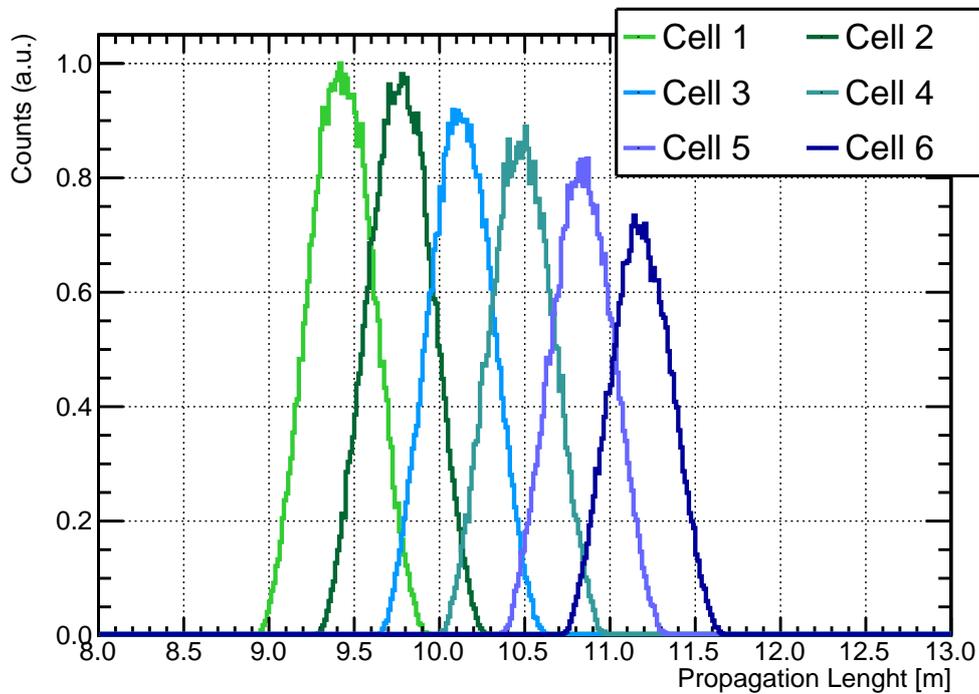


FIGURE 2.5 – Distances de propagations couvertes par les 6 cellules de la Target. L'effet de l'angle solide de chaque cellule sur le taux de neutrinos attendu est ici inclus : d'où l'allure décroissante en fonction des cellules.

Cellule	Distance de propagation moyenne (m)	Variance (m)
1	9,42	0,18
2	9,77	0,18
3	10,13	0,18
4	10,48	0,18
5	10,84	0,17
6	11,18	0,17

TABEAU 2.1 – Liste des distances de propagations moyennes des neutrinos par cellule.

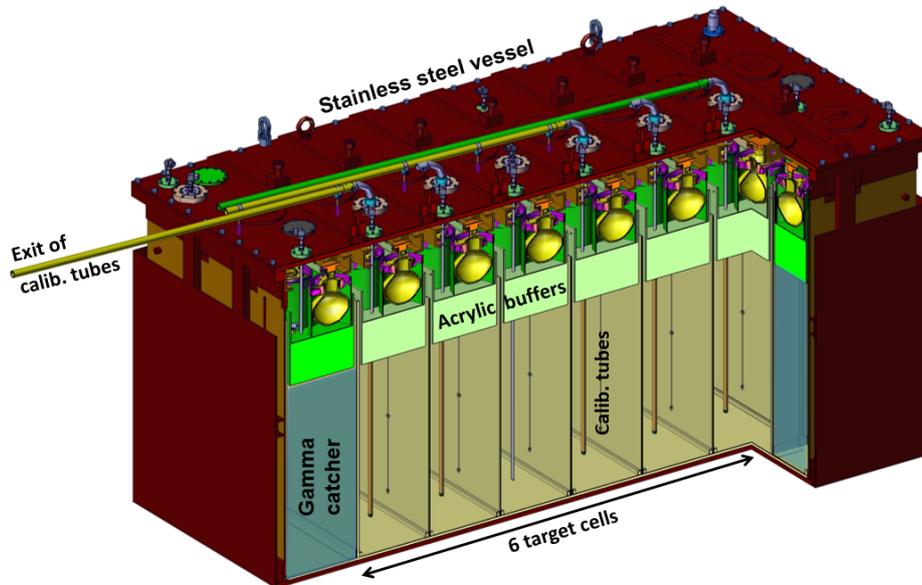


FIGURE 2.6 – Coupe schématique du détecteur laissant apparaître les cellules de la Target ainsi que celles du Gamma-Catcher. (source : [116])

originales.

2.3.2 Propriétés du liquide scintillateur

Le liquide est constitué principalement de LAB (Linear Alkyl Benzene) à ~ 75%, de PXE (ortho-phenylxylylethane) à ~ 20% et de DIN (diisopropylnaphtalène) à ~ 5% [117]. Le choix de ces produits est conduit par les spécifications de STEREO à savoir : bonne transparence, haut rendement lumineux, Pulse Shape Discrimination (PSD) et radiopureté. Le liquide doit aussi satisfaire les contraintes de sûreté inhérentes au site de l'ILL comme la température du point d'éclair, ou encore ne pas entraîner de réaction chimique avec les autres matériaux du détecteur. Le solvant principal qui a été choisi est le LAB, car relativement inerte chimiquement, mais ce dernier n'atteint pas les spécifications sur la discrimination des neutrons rapides. Pour cela, du PXE et du DIN ont été ajoutés au (léger) détriment de la transparence. Le gadolinium est mis en suspension grâce à une molécule organique l'encapsulant ($Gd(thd)_3$) qui assure une grande stabilité de la dissolution du Gd et minimise ses effets sur la transparence du liquide. Du reste, d'autres molécules sont utilisées, comme le tétrahydrofuran pour minimiser les risques d'inflammation ou encore du diphenyloxazole et du bis-méthylstyrilbenzène pour décaler la longueur d'onde des photons de scintillation et maximiser l'efficacité de collection des photomultiplicateurs. La composition du liquide est résumée dans le Tableau 2.2.



FIGURE 2.7 – Photos d'une cellule de STEREO avec ses parois réfléchissantes.

Composante	Fonction principale	Fraction de masse	Masse molaire	N _H
LAB	Rendement lumineux + protons cibles	73 %	246 g/mol	30
PXE	Rendement lumineux + Discrimination neutrons	19,5 %	210 g/mol	18
DIN	Discrimination neutrons	4,9 %	212 g/mol	20
Gd(thd) ₃	Capture neutrons	2,2	707 g/mol	57
tetrahydrofuran (THF)	Sûreté	0,9 %	72 g/mol	8
PPO	Wavelength Shifter	0,8 %	221 g/mol	11
Bis-MSB	Wavelength Shifter	0,002 %	310 g/mol	22

 TABLEAU 2.2 – Composition du liquide scintillateur. N_H est le nombre de proton que possède chaque molécule.

Le liquide obtenu a un rendement lumineux d'environ 7000 photons par MeV et les photons sont principalement émis entre 375 et 450 nm, bande passante où l'efficacité quantique des PMs est maximale. La longueur d'atténuation qui a été mesurée en laboratoire est en accord avec la prédiction⁴ : 6,9 m. Cette valeur est satisfaisante, car elle reste très grande devant les dimensions caractéristiques des cellules. Enfin, pour conserver ces propriétés de scintillation dans le temps, une atmosphère d'azote en légère surpression (20 millibars) est constamment maintenue au-dessus du liquide pour limiter l'absorption de l'oxygène par le liquide.

Puisque chacune des composantes décrites dans la Table 2.2 sont des molécules organiques, l'essentiel des protons cibles pour héberger les réactions IBD se trouvent dans le liquide scintillateur. Le contrôle du nombre de protons est crucial pour estimer le taux d'interactions des neutrinos

4. La valeur théorique est obtenue avec : $\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_{LAB}} + \frac{1}{\Lambda_{PXE}} + \frac{1}{\Lambda_{DIN}} \dots$. Un écart significatif avec la valeur mesurée aurait signifié un problème de propreté du détecteur ou de pureté des composants chimiques employés.

dans le détecteur, car son incertitude associée se répercute directement sur la mesure du flux d'antineutrinos détectés. De plus, le rapport entre le nombre de noyaux d'Hydrogène et de gadolinium affecte le spectre de captures des neutrons et donc l'efficacité de détection. Le nombre de protons peut être obtenu de la masse du liquide :

$$N_p = \frac{f_H M_L}{m_p}, \quad (2.10)$$

où f_H est la fraction de masse Hydrogène du liquide, M_L la masse du liquide et m_p la masse du proton. f_H a été mesuré à l'Université technique de Munich (TUM) par « *elemental analysis* » avec une précision relative de l'ordre du % : $f_H = (11,45 \pm 0,11) \%$ [118]. La masse du liquide quant à elle a été mesurée lors du remplissage du détecteur : $M_L = (1602 \pm 2)\text{kg}$.

2.3.3 Conversion de la lumière par les photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs possèdent une photocathode de 8 pouces de diamètre (R5912-100) qui permet de maximiser la surface de collection globale de chaque cellule. L'efficacité quantique de chaque PM est de 30 % en moyenne sur le spectre d'émission du liquide. Un photon interagissant avec la photocathode génère un électron qui est déporté vers une chambre d'amplification. Une cascade d'électrons est déclenchée et charge un condensateur au niveau de l'anode. Ce dernier se décharge avec une constante de temps propre au circuit RC qui est implémenté. L'évolution de la tension aux bornes de ce circuit est enregistrée par un système d'acquisition à l'extérieur du détecteur. En pratique plusieurs photons sont collectés sur la photocathode et génèrent plusieurs avalanches électroniques. La charge collectée par le condensateur est directement proportionnelle au nombre de photons captés par la photocathode. Le nombre de photons incidents est donc mesuré en comparant l'intégrale de la tension en sortie du PM avec une valeur de référence :

$$Q_{tot} = \frac{\int_0^T V(t) dt}{K}, \quad (2.11)$$

où l'intervalle $[0, T]$ représente la fenêtre temporelle encapsulant le pulse (charge + décharge du condensateur), V la tension en fonction du temps et K une constante d'étalonnage.

2.3.4 Système d'acquisition des données

Un système électronique d'acquisition a été développé spécialement pour l'expérience STEREO. Il sert plusieurs rôles : système de déclenchement de l'acquisition (triggering), conversion signaux analogiques vers numériques (ADC), traitement du signal, système de consultation (readout), et système de calibration en ligne (on-line calibration) [119].

Les 68 voies de sortie des PMs (48 détecteurs + 20 vetos) sont recueillies par des cartes *Front End* (FE) où les tensions sont numérisées avec un taux d'échantillonnage à 250 MHz, soit un échantillon toutes les 4 ns. Les données numérisées sont traitées en ligne par un filtre à réponse impulsionnelle infinie (filtre passe-haut au premier ordre) qui corrige la ligne de base et envoie les données en parallèle dans un module de *triggering* ainsi que dans une mémoire tampon circulaire (*buffer*). Le déclenchement de l'acquisition est effectué par des conditions sur l'amplitude ou la charge des signaux, sommées sur plusieurs voies de PMs (T1). En parallèle, plusieurs variables sont calculées à partir des données stockées dans le *buffer* circulaire : t_{CFD} , Q_{tot} et Q_{tail} . Le temps défini par discrimination à fraction constante (t_{CFD}) permet de fixer le zéro marquant le début du pulse. La charge totale Q_{tot} est calculée sur le principe de l'Équation (2.11) en intégrant à partir de quelques microsecondes avant t_{CFD} (pour ne pas manquer la montée du signal). La variable Q_{tail} quant à

elle est obtenue en déplaçant le début de la porte d'intégration de 65 ns [120] afin de ne considérer la charge que dans la queue du pulse. C'est cette variable qui permet d'évaluer l'amplitude de la composante retardée du processus de scintillation (cf. section 2.2.2). Ces trois variables sont représentées sur la figure 2.8.

Si les critères de sélection sont satisfaits, les données traitées de chaque voie sont agrégées pour être analysées par un autre module effectuant des sélections de second niveau (T2). Des conditions sur la charge totale recueillie par tous les PMs du détecteur, de même que celle recueillie par le véto muon, permettent de s'affranchir de certains bruits de fond à la volée [121]. Si les conditions de (T2) sont respectées, les observables sont écrites sur disque dur. Il est important de noter que seules les observables d'intérêt sont conservées en fin de chaîne. En effet, l'enregistrement complet de la forme des pulses peut être effectué, mais au prix d'un temps mort considérable rendant la recherche de paires positron-neutron impossible. Ce mode d'acquisition (mode *debug*) a en revanche servi à optimiser la porte d'intégration de Q_{tail} afin de maximiser l'efficacité de la PSD. En mode normal, le taux d'acquisition maximal est de 3,6MHz (soit un événement toutes les 0,3 μ s en négligeant le temps mort).

L'amplitude du bruit électronique est un ordre de grandeur inférieure au photo-électron. Cela permet de mesurer la quantité de photons collectés dans le détecteur avec une incertitude inférieure à ± 1 p.e.. De même, la linéarité de la réponse a été testée en utilisant un réseau de LEDs qui injecte de la lumière directement sur les PMs via des fibres optiques. En comparant la charge mesurée avec des photons émis par une combinaison de diodes d'intensités différentes et la charge mesurée par diode individuelle, la linéarité a été contrainte sur toute la gamme du spectre neutrino (voire figure 2.9) : $< 1\%$ jusque 10MeV.

2.3.5 Stockage des données et prétraitement

La prise de donnée est interfacée par un programme basé sur NOMAD, un logiciel de contrôle d'acquisition centralisé qui est développé par l'ILL [122]. Ce programme permet notamment de suivre diverses grandeurs sur l'environnement de STEREO comme : les hautes tensions des PMs, la température du liquide ou de l'électronique, le niveau du liquide scintillateur, ou encore la pression. Une des fonctions principales du programme est de contrôler l'acquisition des données sur disque dur. Des macros qui résument l'ensemble des paramètres (durée d'acquisition, triggers, gain ADC, LEDs...) propres à un mode de prise de données sont stockées et prêtes à l'emploi. Par exemple, la personne en charge de la prise de données peut interrompre l'acquisition "type neutrino", puis changer les *presets* pour effectuer une calibration avec les paramètres de déclenchement adéquats. Chaque période de prise de données continue avec un même jeu de paramètres de déclenchement est appelée « *run* » et est estampillée d'une chaîne de caractère représentant la date à laquelle le programme a commencé à prendre des données ; par exemple un run qui commence le 1^{er} janvier 2019 à 12h 00min 00s, sera étiqueté : 20190101_120000.

Les données acquises avec les paramètres de déclenchement relatifs aux signaux neutrinos sont découpées en runs d'une heure pour éviter de perdre une trop grande quantité de données si l'acquisition vient à s'arrêter spontanément. Une fois terminés, les runs au format « *Raw* » sont transférés sur un espace de stockage au LPSC de Grenoble et les paramètres d'acquisition sont écrits sur une base de données MySQL.

Un centre de calcul au LPSC est sollicité pour effectuer la phase de « *Preprocessing* ». Cette dernière consiste à convertir les données binaires (*Raw*) en fichiers dits « *Preprocessed* » lisibles par les utilisateurs à l'aide de ROOT, la bibliothèque développée par le CERN. Chaque fichier ROOT rassemble les paramètres d'acquisition, le temps du run, la position des PMs, et un arbre « *Data* »

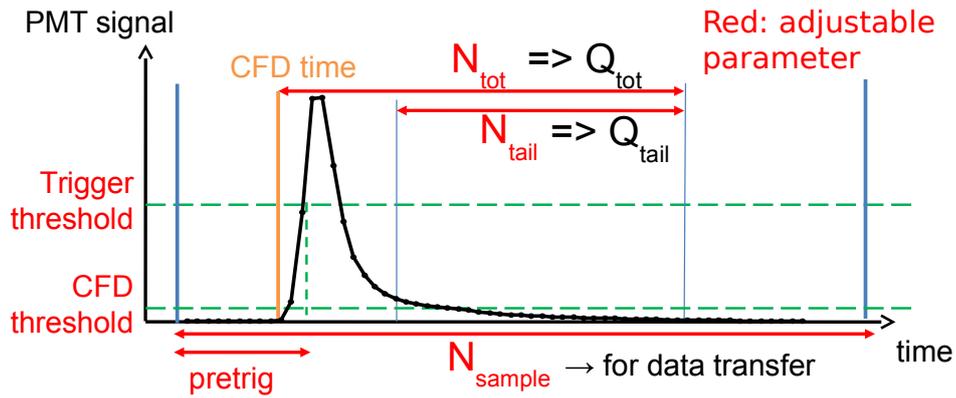


FIGURE 2.8 – Représentation d’une impulsion en sortie d’un photomultiplicateur numérisée d’où sont extraites les observables d’intérêt : t_{CFD} , Q_{tot} et Q_{tail} . (source : [123])

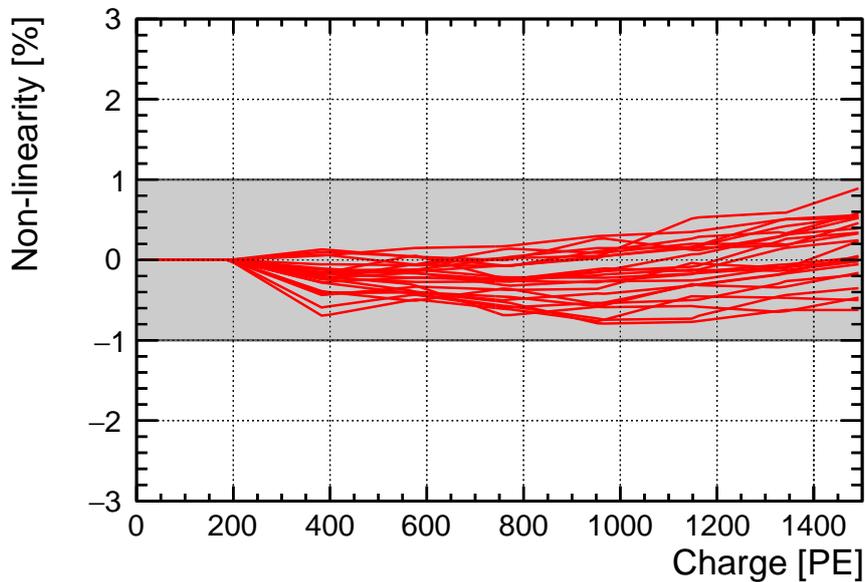


FIGURE 2.9 – Écarts typiques à la linéarité de la chaîne d’acquisition de STEREO, mesurés en réponse à des combinaisons linéaires de pulses lumineux envoyés sur les PMs. La gamme testée correspond à des énergies déposées dans la cellule jusqu’à plus de 10 MeV. (source [105])

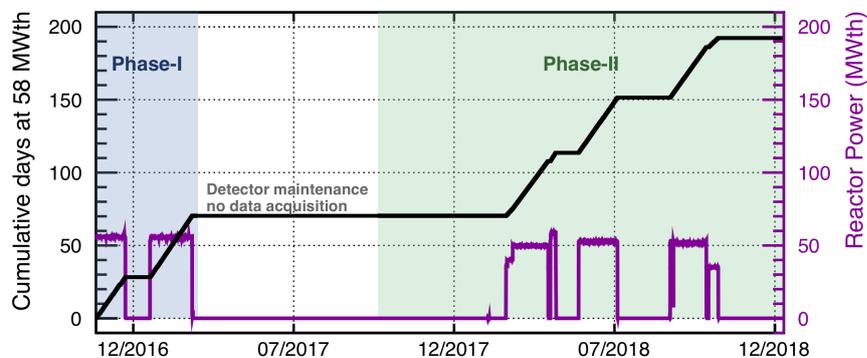


FIGURE 2.10 – Résumé de la prise de donnée STEREO entre fin 2016 et fin 2018. (source : [124])

dans lequel sont stockées la charge en photo-électron des PMs et la date de déclenchement pour chaque signal enregistré. Une fois la phase *Preprocessing* terminée, les fichiers ROOT sont transférés sur bandes magnétiques à Lyon, dans l'espace de stockage attitré « HPSS ». Dès lors, les données sont accessibles à la collaboration STEREO depuis le centre de calcul de Lyon.

Par ailleurs, puisque l'emplacement de STEREO hérite de contraintes inhérentes à une zone réglementée à propos de la sûreté nucléaire, un dispositif de surveillance par la *control room* du réacteur a été mis en place pour mesurer et alerter si besoin des anomalies concernant la température, le niveau des liquides ou encore la pression dans l'enceinte.

2.4 Prise de données

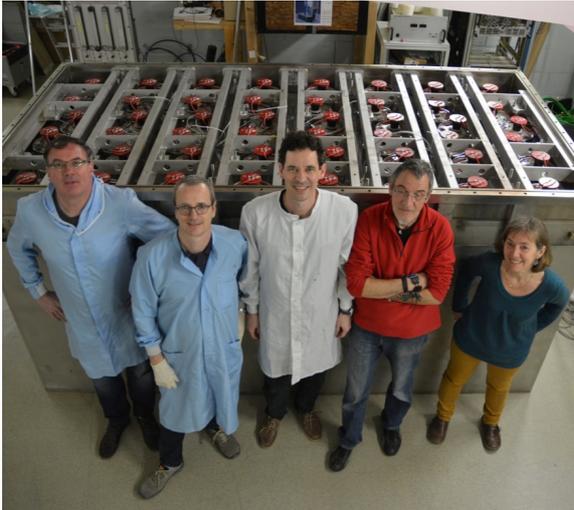
Le détecteur STEREO a commencé à prendre des données devant le réacteur de l'ILL à partir du 11 novembre 2016. La première période de fonctionnement du détecteur s'est déroulée jusqu'au 12 mars 2017. Cette première phase de prise de données a permis d'accumuler 84 jours de données avec un réacteur à pleine puissance, mais aussi 32 jours de périodes d'arrêts. La prise de données a été interrompue par une longue période d'arrêt du réacteur dédiée à divers travaux de maintenance. En particulier, la nécessité de changer la gaine du tube faisceau H7 a contraint STEREO de se retirer de la casemate pendant quelques mois. La seconde phase de prise de donnée a débuté le 29 septembre 2017. STEREO a mesuré le bruit de fond cosmique pendant une centaine de 100 jours avant que l'ILL ne reprenne les cycles de fonctionnement habituels au 1^{er} mars 2018. Le réacteur s'est de nouveau arrêté le 29 octobre 2018 pour laisser place à une longue période de shutdown. Pour résumer, la prise de données STEREO est représentée par la figure 2.10.

2.4.1 Assemblage et mise en marche

Le détecteur interne a été assemblé en mars-avril 2016 dans le hall Ariane du LPSC à Grenoble. La figure 2.11a montre une photo du détecteur interne une fois assemblé dernière les scientifiques de STEREO qui ne cachent pas leur enthousiasme! En mai 2016, le détecteur ainsi que les blindages ont été acheminés sur le site de l'ILL (voire figure 2.11b). Les blindages internes et externes ont finalement été installés pendant l'été 2016, et le remplissage du liquide scintillateur a été effectué le 10 novembre 2016, une fois le feu vert annoncé par l'ASN (Autorité de Sûreté Nucléaire).

Durant les deux semaines suivant la mise en service, de nombreux paramètres instrumentaux ont été ajustés afin d'assurer la qualité des données. Finalement, le taux de déclenchement de l'acquisition est de 1 kHz pour un seuil équivalent à ~ 300 keV avec temps mort inférieur à 0,2%. Une étude préliminaire a été menée pour identifier les bruits de fonds dominants dans le cadre de cette thèse. Le taux de comptage dans la fenêtre en énergie Prompt est de l'ordre de 15 Hz et lorsque l'expérience IN20 est en marche, ce taux augmente jusqu'à 20%. La composante de bruit de fond la plus importante à basse énergie provenait de la décroissance des noyaux d' ^{41}Ar . En effet, les neutrons qui interagissent avec l'air dans le hall expérimental entraînent la production de noyaux d' ^{41}Ar ayant une durée de vie d'environ 2 heures. L' ^{41}Ar se désintègre par décroissance beta, et son noyau fils (^{41}K) se désexcite en émettant un gamma d'environ 1,3 MeV. Le renouvellement de l'air dans les tubes de calibration entraînait la propagation de gammas dans le liquide scintillateur. Des bouchons en plomb et polyéthylène ont été placés en sortie des tubes de calibration afin de limiter le renouvellement de l'air et la propagation de bruits de fond par ces entrées.

Des défaillances techniques se sont rapidement manifestées. Tout d'abord, deux buffers en acrylique ont subi des dommages probablement causés lors des déplacements de STEREO. L'huile



(a) Le détecteur interne après l'assemblage derrière l'équipe « bleu-blanc-rouge ». De gauche à droite : Gilles COULLOUX, Loris SCOLA, David LHUILLIER, Patrick CHAMPION, Anne STUTZ.



(b) Grue mobile transportant le détecteur interne (entouré en rouge) du site LPSC au site ILL.

FIGURE 2.11 – Photos de l'assemblage et du transport de STEREO à l'ILL.

au-dessus des buffers des cellules 4 et 0 (cellule du Gamma-Catcher juste devant la cellule 1) a fui et lesdites cellules ont perdu le couplage optique avec leurs photomultiplicateurs : la collection de lumière a chuté de 60 % dans ces cellules. De plus, l'augmentation significative des fuites de lumière d'une cellule à une autre a témoigné d'une certaine perte de réflectivité de la majorité des plaques séparant chaque cellule, et a ainsi complexifié la correspondance entre charge détectée et énergie déposée. L'évolution des fuites de lumière est exposée sur la figure 2.12a. L'origine du problème a été identifiée comme la perte d'étanchéité du joint de colle à la périphérie des plaques acryliques, permettant l'entrée de liquide scintillant dans le gap d'air interne. La phase de maintenance de l'été 2017 a permis d'entreprendre des réparations avant la seconde phase de prise de données. Les fuites lumière sont désormais stables depuis presque deux ans (voire figure 2.12b) et les fuites entre cellules cibles ont été réduites.

2.4.2 Suivi et contrôle de la qualité des données

Durant toute la période de prise de données, des mesures de stabilité et d'étalonnage ont été effectuées régulièrement : calibration de la réponse des PMs en photo-électrons, contrôle de l'homogénéité de la collection de lumière par les LEDs, calibration de la réponse en énergie du détecteur, suivi des paramètres de l'environnement de l'expérience.

À l'origine, les charges collectées par un photomultiplicateur Q_{tot} sont exprimées dans des unités arbitraires (« canaux ADC »), qui dépendent de paramètres différents à chaque PM : gain de la chambre d'amplification ou encore atténuation dans les câbles avant d'arriver aux Front-Ends. La correspondance canal ADC — nombre de photo-électrons arrachés à la photocathode (PE) est établie en injectant une infime quantité de lumière dans le détecteur à l'aide de diodes. En pratique, l'acquisition est déclenchée par l'envoi du pulse de tension sur les diodes et un facteur d'amplification de 20 est utilisé pour ces triggers spécifiques afin de gagner en précision sur la réponse au photo-électron unique. L'intensité des diodes est ajustée de façon à ce que chaque événement enregistré n'ait déclenché en moyenne qu'une seule photo-avalanche dans chaque PM. La distribution obtenue en canaux ADC permet de déduire le facteur de conversion ADC vers PE

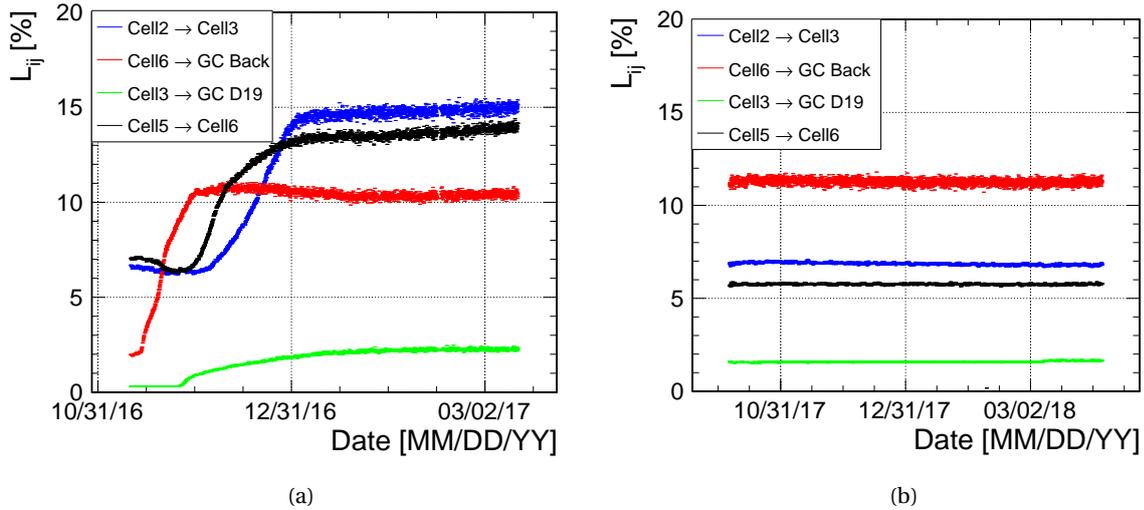


FIGURE 2.12 – Évolution des fuites de lumière pendant la Phase-I (a) et la Phase-II (b). Ces coefficients sont mesurés via les muons cosmogéniques. La méthode est détaillée dans la section 4.2.2. (source [105])

(voire figure 2.13). Cet étalonnage est effectué toutes les deux heures entre deux runs neutrino.

Après chaque calibration PE, une série de mesures est menée en injectant une plus grande quantité de lumière à différentes hauteurs dans le liquide : ce sont les runs LED. En plus de mesurer la stabilité de la réponse en PE, ces études permettent de contrôler l'évolution de la transparence du liquide ainsi que l'amplitude des fuites de lumière.

Le contrôle de la réponse en énergie du détecteur est effectué avec des sources radioactives gamma. Celles-ci sont déployées directement dans la Target par des tubes de calibration verticaux présents dans les cellules 1, 4 et 6 pour la Phase-I et 1, 2, 4, 5, 6 pour la Phase-II : c'est la calibration interne. Les sources peuvent aussi être déployées à l'extérieur pour étudier les effets de bords sur la collection de lumière. Pour ce faire, un « pantographe » permet de faire circuler les sources radioactives autour du détecteur à différentes hauteurs. Un tube de calibration est aussi placé en dessous de la cuve dans le but de sonder la collection de lumière pour des dépôts d'énergie au fond des cellules. Les systèmes de calibration du détecteur sont représentés sur la figure 2.14.

La calibration est étudiée tout particulièrement avec un échantillon de ^{54}Mn , car c'est une source intense mono gamma, c'est-à-dire un seul gamma émis à la fois, dont le parcours moyen d'environ 15 cm est comparable aux dimensions d'une cellule. Une session de calibration interne est menée chaque semaine pour suivre la réponse en énergie de chaque cellule avec cette source. L'échelle en énergie est plus généralement contrainte avec d'autres sources gamma : ^{68}Ge , ^{124}Sb , ^{137}Cs , ^{65}Zn , ^{60}Co , ^{42}K , ^{24}Na ou encore l'AmBe. Ces sources permettent de couvrir des énergies allant de 511 keV à plus de 4 MeV. Des campagnes de mesure complètes, impliquant des calibrations internes et externes, sont menées sur une base trimestrielle. En parallèle, des études dédiées à la détection des neutrons sont conduites à l'aide de la source d'AmBe. Ces dernières ont pour objectif de contrôler la forme des cascades gamma du gadolinium ainsi que de mesurer précisément l'efficacité de détection des neutrons.

Quotidiennement, des suivis généraux sur l'état et l'environnement du détecteur sont pris en charge par une personne de la collaboration à tour de rôle (appelé « *shifter* »). La température extérieure, le niveau des liquides, le flux de neutrons, ou encore la pression atmosphérique sont mesurés grâce à des capteurs indépendants et les valeurs sont enregistrées sur une base de données MySQL. De même, des mesures fournies par l'ILL telles que la puissance réacteur, ou le niveau d'eau de la piscine au-dessus de STEREO sont stockées. Un site web a été développé pour contrôler

l'évolution de tous les paramètres⁵, et chaque jour le *shifter* désigné atteste la qualité des données acquises et reporte les éventuelles anomalies dans un carnet de notes électronique ELog⁶. Pendant la première phase de prise données les *shifter* étaient conviés à effectuer une visite sur site chaque jour afin de vérifier le bon fonctionnement de STEREO : hautes tensions des photomultiplicateurs, état des cartes d'acquisition, enregistrement sur disque dur, visualisation des spectres en charge, transfert des données sur les fermes de stockage, contrôle des alarmes automatiques, pression d'azote injectée, ou bien absence de fuites de liquides. Depuis le milieu de la Phase-II, ces tâches sont effectuées en remote par webcams et VNC. Le personnel local (LPSC ou ILL) se charge du contrôle sur site.

5. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo/WebSite/>

6. <https://lpsc.in2p3.fr/elog/Stereo/>

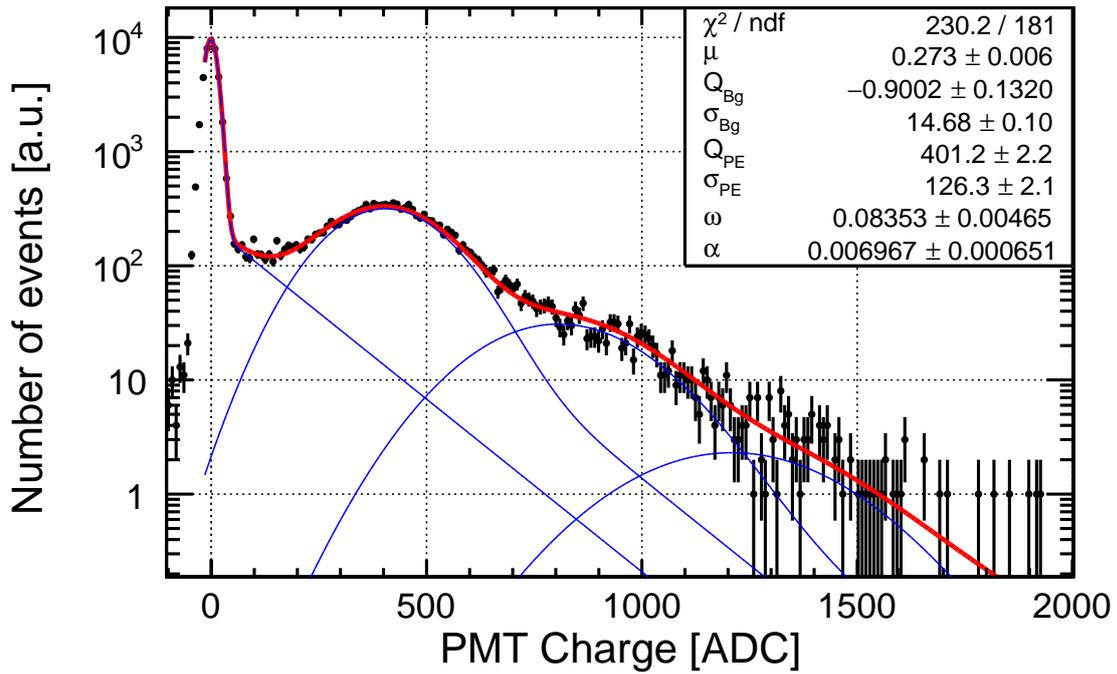


FIGURE 2.13 – Étalonnage de la réponse d'un photomultiplicateur. Le paramètre Q_{PE} est ajusté sur les données et donne le numéro de canal ADC correspondant à un photo-électron arraché à la photocathode. La première gaussienne correspond au piédestal avec le bruit électronique, et les deux dernières sont présentes pour prendre en compte les contributions minoritaires à 2 ou 3 photo-électrons. (source [105])

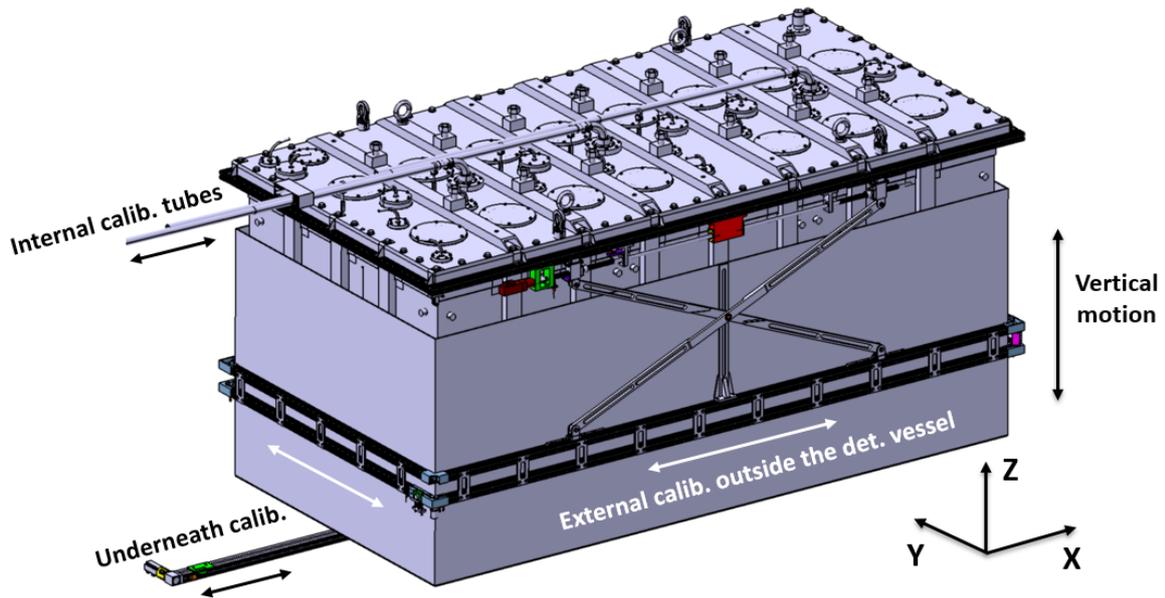


FIGURE 2.14 – Systèmes de calibration de la réponse en énergie du détecteur STEREO. (source [105])

Chapitre 3

Simulation de STEREO

« *On the other side of the screen, it all looks so easy!* »

Tron (1982) — Kevin Flynn

Sommaire

3.1 Le détecteur dans GEANT4	66
3.1.1 Simulation du passage d'une particule dans le détecteur	67
3.1.2 Simulation du liquide scintillateur	69
3.1.3 Modèle optique des parois réfléchissantes	69
3.1.4 Ajustement sur les données	71
3.2 Simulation de la cascade gamma Gadolinium	72
3.2.1 Cascade γ avec GLG4Sim	72
3.2.2 Cascade γ avec FIFRELIN	73
3.3 Simulation des bruits de fond cosmiques	75
3.3.1 Simulation des gerbes cosmiques	79
3.3.2 Les gammas issus des captures neutron	79
3.4 Simulation des neutrinos	81
3.4.1 Vertex d'émission et d'interaction	81
3.4.2 Prédiction des spectres neutrino à l'émission	83
3.4.3 Prédiction des spectres neutrino à l'interaction	85
3.4.4 Contrôle de l'efficacité de détection	85
3.4.5 Pondérations et motifs d'oscillation	87

À l'instar de la révolution qu'a subit l'astrophysique au début du XXI^e siècle grâce au développement des technologies embarquées à bord des satellites, les progrès en informatique, logiciels et matériels, ont véritablement transformé l'approche empruntée par les scientifiques pour comparer des données avec des modèles prédictifs. Aujourd'hui les expériences menées en physique des particules, et plus généralement en physique fondamentale, reposent sur un aspect tout aussi crucial que l'instrumentation : la simulation. La géométrie des détecteurs ainsi que les exigences sur la précision des mesures requièrent souvent une grande maîtrise de l'ensemble des processus physiques qui engendrent le signal qui est interprété. La simulation, terme souvent substitué par « Monte-Carlo », est d'un enjeu primordial en vertu de la pertinence des résultats de physiques que prétend apporter une expérience. Cet aspect s'est naturellement imposé aux physiciens à mesure que le poids (financier) des projets expérimentaux a cru jusqu'à ce que le principe de reproductivité, sur lequel repose la méthode scientifique, s'est presque retrouvé compromis. En d'autres termes : aujourd'hui la validité de chaque mesure est capitale. Pour palier à ce nouveau défi, les scientifiques ont couplés les avancées dans le domaine de la simulation du transport de particules dans un milieu, avec des méthodes statistiques tout droit sorties de la culture des mathématiciens. Comme son nom l'indique, ce chapitre est consacré à la simulation de l'instrumentation de STEREO et constitue l'effort de travail principal auquel s'est attelé la collaboration dans le cadre de l'analyse de données. L'enjeu est de taille en effet, car c'est cette simulation qui est en charge de générer les spectres positrons qui sont directement comparés aux données. Ce chapitre retrace donc les principaux aspects du Monte-Carlo depuis la propagation des particules dans le détecteur jusque la procédure de construction des spectres positrons tenant compte d'une oscillation vers un neutrino stérile.

3.1 Le détecteur dans GEANT4

Les études sur le prototype de STEREO avaient montré que la réponse en énergie dépendait de deux principaux facteurs : les fuites d'énergie dues à la géométrie des cellules, et les inhomogénéités de collection de lumière dans le volume de détection ([106], chapitre 3). Les zones mortes du détecteur doivent donc être précisément modélisées afin de décrire correctement les quantités d'énergie véritablement déposées dans le volume actif. De plus, l'implémentation d'un modèle optique dans la simulation est nécessaire pour reproduire la forme des distributions de charges collectées par les PMs avec différentes configurations spatiales de dépôts en énergie. La maîtrise de l'ensemble de ces phénomènes est capitale pour contraindre l'échelle en énergie sur toute la gamme du spectre neutrino ainsi que pour contrôler l'efficacité des coupures topologiques employées pour optimiser le rapport signal sur bruit. De ce constat est né le code de simulation dédié au détecteur STEREO.

Le code de simulation par méthode Monte-Carlo (MC) est mis à disposition dans un répertoire commun à la collaboration, où chaque version est archivée à l'aide d'*Apache Subversion* (svn) ¹. Le cœur de la simulation est basé sur les bibliothèques C++ GEANT4 [125] destinées à simuler le passage de particules au travers la matière. Cette boîte à outils permet de simuler divers processus physiques (électromagnétiques, hadroniques et optiques) sur une gamme d'énergies allant de quelques centaines d'eV jusqu'au TeV, tout en tenant compte de la géométrie des détecteurs et de la composition des matériaux. D'autre part, le code de simulation STEREO contient des éléments directement hérités de Double Chooz [84], qui eux-mêmes trouvent leur origine dans le code de simulation dédié à KamLAND (*GLG4sim*) [126]. Cet héritage procure l'ensemble des avancements acquis durant les deux dernières décennies sur la simulation des détecteurs neutrinos exploitant des liquides scintillateurs. En effet, les phénomènes tels que l'émission de lumière par le processus de scintillation, sa conversion vers le domaine de sensibilité en longueur d'onde des PM, sa propagation optique, le *quenching*, la PSD, l'émission de lumière par effet Cherenkov, ou encore la cascade de décroissance du Gadolinium sont traités et prêts à l'emploi. De plus, la géométrie et la réponse des photomultiplicateurs sont incluses dans *GLG4sim* et seuls quelques paramètres

1. <https://svn.in2p3.fr/stereo/>

physiques sont ajustés pour correspondre au cas de STEREO.

La forme de la réponse en énergie du détecteur STEREO est sensible à la géométrie du volume de détection. La structure en acrylique a donc été reproduite sur la base des plans de construction du détecteur², et le maximum de détails sur les bords, languettes, etc., a été pris en compte : voir Figures 3.1a et 3.1b. Les buffers, les photomultiplicateurs ainsi que les tubes de calibrations sont aussi implémentés à partir des plans. Une vue de dessus du détecteur sur la figure 3.2 montre la convention choisie pour les axes XYZ, ainsi que la numérotation des cellules.

La cuve en acier inoxydable qui contient la structure en acrylique est aussi incluse dans la simulation, de même que les différents blindages autour du détecteur. Ces éléments permettent d'étudier le taux de pénétration des bruits de fond dans la casemate. Afin d'étudier en particulier les bruits de fond d'origine cosmique, le veto muon, le canal de transfert ainsi que les blindages extérieurs jonchant les murs de séparation de la casemate avec les expériences voisines sont inclus.

3.1.1 Simulation du passage d'une particule dans le détecteur

La simulation STEREO se sert directement des bibliothèques GEANT4 pour prendre en compte les interactions des particules dans le volume du détecteur. Cependant, pour des raisons d'optimisation de temps de calcul, seules les bibliothèques GEANT4 dites de basse énergie sont sollicitées. Les processus inclus sont par exemple : l'ionisation électronique, l'annihilation électron-positron, les diffusions élastiques hadroniques ou encore la capture des neutrons.

Les particules lancées dans le MC sont traitées sous forme de traces par GEANT4 et leur interaction avec l'environnement est entreprise en pas réguliers, aussi appelés « *steps* ». Plus les steps sont courtes, plus la simulation est fidèle, mais les temps de calcul requis augmente. GEANT4 adapte automatiquement la longueur des pas en fonction du libre parcours moyen, qui est estimé via les sections efficaces d'interactions des processus physiques que va subir la particule. À chaque step, une technique MC est utilisée pour décider de l'interaction qui se produit éventuellement. À l'issue de la réaction choisie, l'état de la particule incidente est mis à jour (énergie, impulsion, nature...) et si la réaction le requiert, des particules filles sont stockées dans une pile en vue d'être simulées ultérieurement.

Un « événement simulé » contient l'ensemble des informations depuis l'émission de la particule injectée jusqu'à la propagation de toutes les particules filles. Une option *DeferTrack* est implémentée pour définir la fenêtre temporelle maximale d'un événement. Si après ce laps de temps les particules ne sont pas toutes propagées, les informations qui suivent sont attribuées à un nouvel événement. En pratique cet intervalle temporel est ajusté pour correspondre à la fenêtre d'intégration d'un pulse issu d'un PM. Cette option permet notamment de séparer les signaux Prompt et Retardés et ainsi de traiter les données simulées de la même manière que les vraies données.

Finalement, les événements simulés sont stockés dans un fichier ROOT sous forme d'entrées d'un arbre (TTree), où les propriétés de chaque trace sont enregistrées. De ces entrées sont par exemple extraites la quantité d'énergie totale « déposée » dans le liquide scintillateur : E^{dep} . Cette grandeur s'avère particulièrement importante lors de la procédure de reconstruction en énergie, décrite dans le Chapitre 4.

2. <http://dappcf9/Caomeca/Projet.php?proj=STEREO&mod=x&spr=x&sse=x>

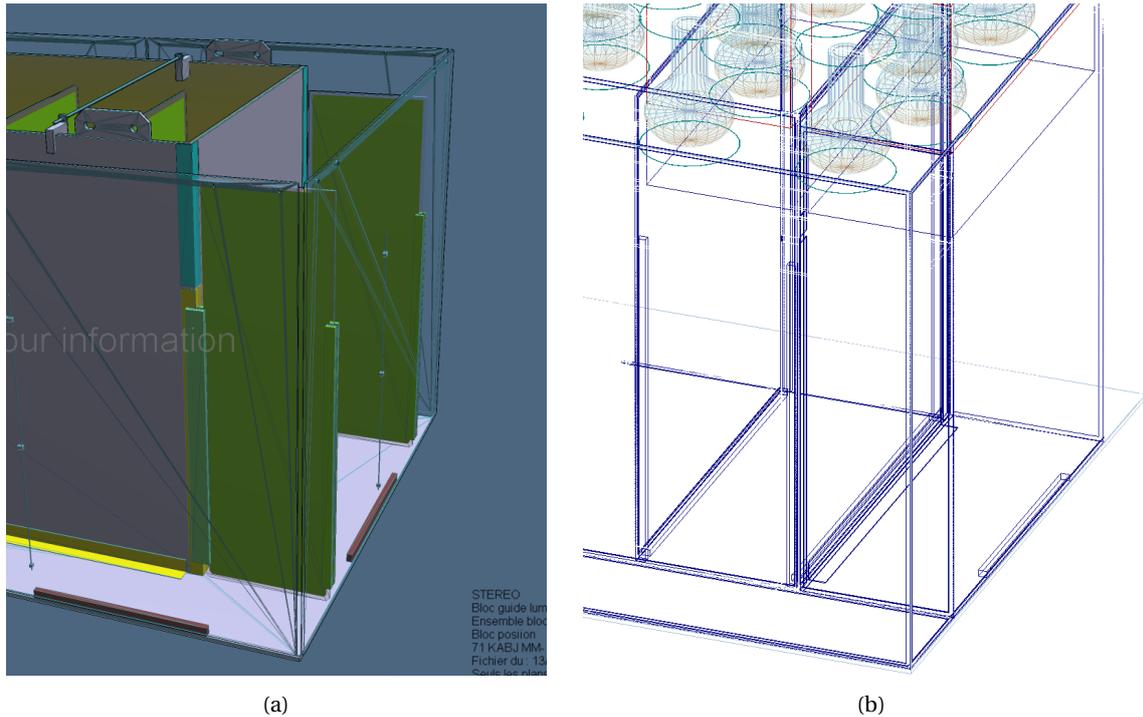


FIGURE 3.1 – Comparaison des détails fins de la géométrie interne du détecteur tels que décrits par le bureau d'étude (a) et GEANT4 (b).

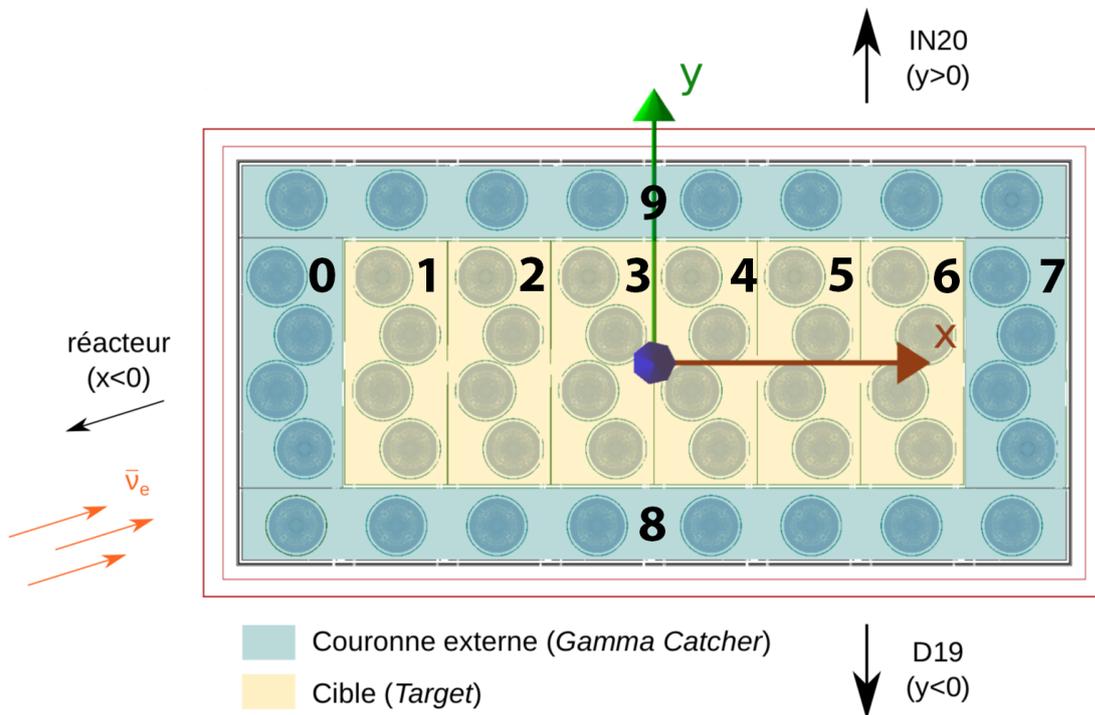


FIGURE 3.2 – Convention des axes dans la simulation et numérotation des cellules. Les cellules de la Target sont numérotées de 1 à 6 tandis que les cellules du Gamma-Catcher : 0, 7, 8 et 9. Le repère est placé au centre de la structure du détecteur interne. Chaque cercle correspond à un photomultiplicateur.

3.1.2 Simulation du liquide scintillateur

Bien que les processus de scintillation ne sont pas directement simulés à partir de l'excitation des liaisons π (cf. section 2.2.2), la composition et densité atomique du liquide est précisément spécifiée dans la simulation. En effet, une telle implémentation permet de suivre au mieux la densité réelle de protons de STEREO. Les composantes du liquide scintillateur sont des molécules organiques essentiellement constituées de carbone et d'hydrogène et fournissent à elles seules l'essentiel des cibles de protons pour les neutrinos. De plus, puisque le liquide est dopé au Gadolinium, la fraction de captures des neutrons doit être bien décrite dans la simulation pour estimer correctement l'efficacité de détection (cf. section 5.1.3).

Le volume du liquide dans la simulation a été ajusté sur la mesure effectuée durant le remplissage. La fraction de masse hydrogène dans le MC s'est montré en accord avec la valeur mesurée dans les données : $f_{\text{H}}^{\text{MC}} = 11,43\%$, à comparer avec $f_{\text{H}}^{\text{Data}} = 11,45 \pm 0,11\%$ [127].

La lumière de scintillation est émise photon par photon à chaque step GEANT4 suivant un spectre d'émission qui tient compte des wavelength shifters : PPO et Bis-MSB. En réalité, les photons émis qui circulent dans le liquide sont situés sur bande passante de longueurs d'onde entre 250nm et 450nm. Lorsqu'ils sont absorbés par un atom de fluore (wavelength shifter), ils sont réémis suivant le spectre présenté sur la figure 3.3. C'est ce spectre qui est utilisé dans la simulation.

Une fois émis, les photons optiques sont traqués par le moteur de la simulation jusqu'à leur disparition. Un photon subit une série d'absorptions-réémissions avant de disparaître une fois pour toutes. Cela arrive lorsqu'il est absorbé par une molécule, mais celle-ci se désexcite sans le réémettre : par exemple lorsqu'il est capturé par la photocathode d'un PM. La probabilité d'absorption est ajustée par la longueur d'atténuation qui est choisie pour correspondre avec la valeur mesurée en laboratoire. D'autre part, la conversion en photo-électron par les PMs est dirigée par l'efficacité quantique. Celle-ci a été mesurée en laboratoire par WANG et al. [115] en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence du photon sur la photocathode (voir figure 3.4). Ces dépendances de l'efficacité quantique sont implémentées dans le code de simulation STEREO.

Une fois l'ensemble des photons optiques traités, la chaîne d'électronique est simulée et les données sont disposées dans un TTree ROOT estampillé « Data ». Ce dernier a une structure identique à celui utilisé dans les véritables données. Ainsi, les études comparatives entre la simulation et les données sont établies avec les mêmes outils d'analyse.

3.1.3 Modèle optique des parois réfléchissantes

Le modèle optique des parois réfléchissantes a été implémenté dans GEANT4 afin de reproduire au mieux les effets de volume sur la collection de lumière par les photomultiplicateurs. Un modèle effectif qui traite le sandwich en acrylique comme un unique matériau réfléchissant a été choisi afin de garder la flexibilité nécessaire lors de l'ajustement plus fin en comparant avec les vraies données du détecteur.

L'indice optique de l'acrylique est similaire à celui du liquide scintillateur. Les rayons lumineux traversent donc l'acrylique sans déviation jusqu'à atteindre le gap d'air qui précède le matériau réfléchissant (ESR). L'angle d'incidence critique entre l'air et l'acrylique est déterminé par $\theta_c = \arcsin(n_{\text{air}}/n_{\text{acrylique}}) \sim 42^\circ$. Les rayons lumineux qui ont un angle d'incidence supérieur à θ_c sont réfléchis tandis que les autres sont transmis. Ces derniers finissent par atteindre la feuille réfléchissante dont la réflectivité avec l'air a été mesurée en fonction de la longueur d'onde. Ces

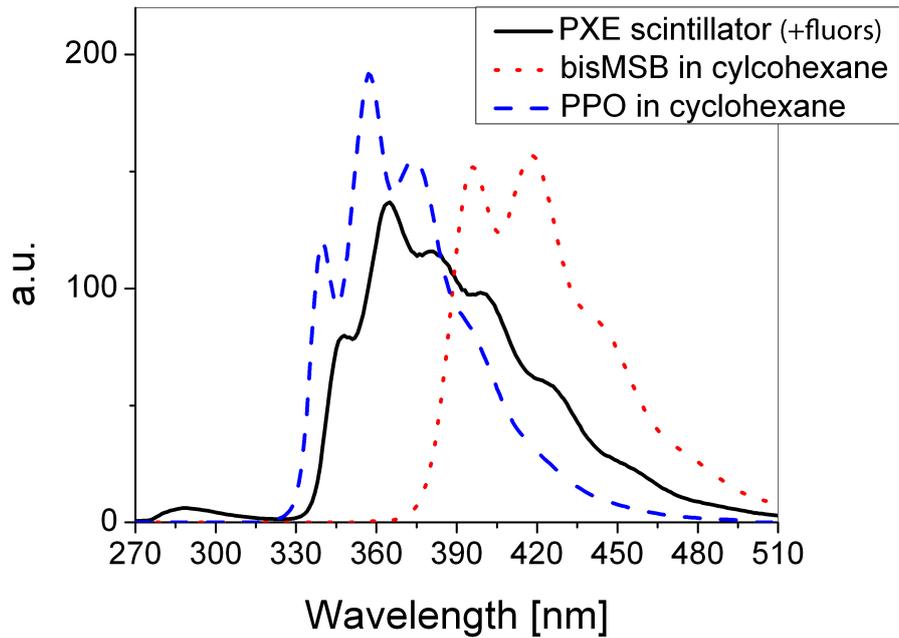


FIGURE 3.3 – Spectres de réémission des photons par les fluores (noir). La courbe bleue représente le spectre de réémission du PPO seul et en rouge le spectre de réémission du bis-MSB. (source : [128])

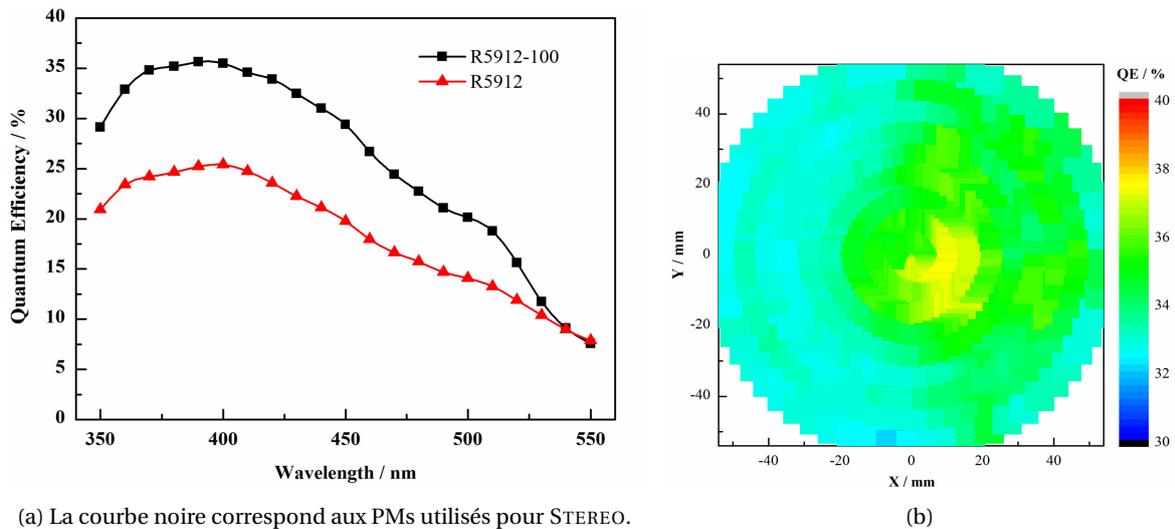


FIGURE 3.4 – Dépendances de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs mesurés par WANG et al. [115]. L'efficacité quantique dépend de la longueur d'onde (a) ce qui justifie l'utilisation de fluores. L'efficacité de conversion dépend aussi de la position.

différents cas sont représentés sur la figure 3.5.

Dans la simulation, un rayon qui atteint une paroi en acrylique est réfléchi avec une probabilité déterminée comme suit :

$$R(\theta, \lambda) = \begin{cases} 100\% & , \text{ si } \theta > \theta_c \\ R^{\text{ESR}}(\theta, \lambda) = \begin{cases} 10\%, & \text{ si } \lambda < 400 \text{ nm} \\ 97\%, & \text{ si } \lambda > 400 \text{ nm} \end{cases} & , \text{ sinon.} \end{cases} \quad (3.1)$$

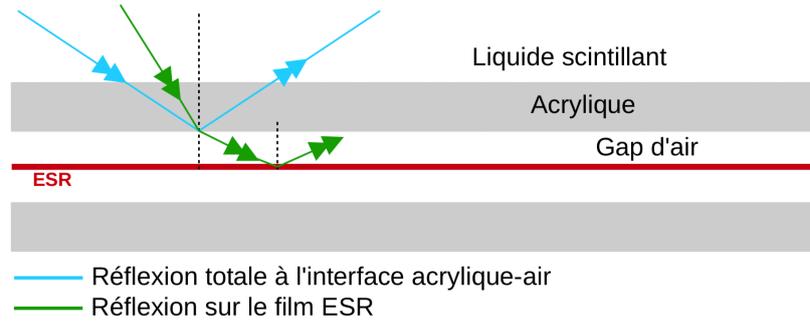


FIGURE 3.5 – Représentation schématique d'un sandwich en acrylique. Le sandwich maintient une feuille d'ESR dans l'air pour conserver ses propriétés optiques. La réflexion se produit soit à l'interface acrylique-air (rayon bleu), soit à l'interface air-ESR (rayon vert). (source : [106])

Comme il a été décrit dans la section 2.4.1, la défaillance des joints de colle a laissé pénétrer le liquide scintillateur à l'intérieur de plusieurs sandwichs acryliques. Sans le contact avec le gap d'air, les propriétés réfléchissantes de l'ESR sont dégradées. Dans la simulation, le niveau d'infiltration du liquide à une hauteur Z_c est ajusté pour chaque paroi. En dessous de Z_c (là où le liquide a remplacé l'air), une coupure sur l'angle d'incidence est appliquée : $R(\theta, \lambda) = 0$ si $\theta \gtrsim 70^\circ$ [129].

Les rayons lumineux qui ne sont pas réfléchis sont soit transmis, soit absorbés par le matériau. Des mesures avec le détecteur sans liquide scintillateur ont été menées afin d'estimer la part relative d'absorption et de transmission [106]. En comparant la lumière collectée par les cellules voisines, ces études ont montré que le terme d'absorption est très faible pour les cellules de la cible.

3.1.4 Ajustement sur les données

La simulation est confrontée au véritable détecteur en comparant la réponse en charges collectées dans chaque cellule :

$$Q_i = \sum_{PM \in \text{cell } i}^p Q_{\text{tot}}^p, \quad (3.2)$$

où Q_i est le nombre de photo-électrons collectés dans la cellule i et Q_{tot}^p la charge collectée par un PM de la cellule, définie par l'Équation 2.11. La comparaison est établie en exploitant les runs dédiés à la calibration en énergie, où une source gamma de ^{54}Mn est déployée dans les tubes de calibration internes.

La géométrie des capsules porte-sources a été implémentée dans le code de simulation afin de reproduire au mieux les pertes d'énergie des gammas dans ces matériaux. L'ensemble des conditions de calibration (énergie des gammas, multiplicité, hauteur du porte-source, ou encore vertex d'émission dans l'échantillon) sont fidèlement rassemblées à l'aide d'un générateur d'événement GEANT4 dédié à chaque source [130].

Le rendement lumineux du liquide scintillateur est ajusté en utilisant la réponse moyenne à la source gamma ^{54}Mn . La longueur d'interaction moyenne des gammas du ^{54}Mn (environ 15 cm) est plus courte que les dimensions du détecteur, donc les fuites d'énergie sont négligeables. Les quantités de photo-électrons récoltés respectivement dans la simulation et les données sont comparées en ajustant une courbe gaussienne sur le *pic d'énergie totale*³. L'accord de réponse en charge entre

3. pic en charge correspondant aux gammas qui ont déposé toute leur énergie dans le liquide.

MC et données est présenté sur la figure 3.6.

Les effets de volume haut bas sont la composante dominante des inhomogénéités de collection de lumière au sein d'une cellule. Afin de reproduire le bon comportement dans le MC, la longueur d'atténuation est ajustée en étudiant l'évolution de la réponse du détecteur en fonction de la hauteur de la source dans le tube. L'accord entre la réponse en charge dans les données et la simulation est satisfaisant ($\pm 0.5\%$) depuis le bas des cellules jusque 60 cm de hauteur (voir figure 3.6b). Le dernier point à 80 cm présente une déviation significative à cause des paramètres optiques utilisés dans la simulation. Cet effet, qui a été corrigé récemment, est discuté brièvement dans le Chapitre 4.

Enfin, les fuites de lumière sont également ajustées avec les runs de calibration ^{54}Mn . Les fuites de lumière de la simulation sont obtenues en sélectionnant les gammas qui ont déposé toute leur énergie dans une cellule, et en mesurant la proportion de photons collectés dans une cellule voisine. Ces rapports sont comparés avec les fuites de lumière du vrai détecteur, dont la méthode de mesure est présentée dans la section 4.2.2. La réflectivité des sandwichs acrylique ayant perdu leur étanchéité est ajustée à l'aide des paramètres du modèle optique : hauteur de pénétration du liquide et angle d'incidence limite.

3.2 Simulation de la cascade gamma Gadolinium

Avec une concentration de Gadolinium de 0,2 % de la masse du liquide scintillateur, le temps de capture des neutrons thermiques est réduit à 16 μs , soit un ordre de grandeur de moins qu'avec un liquide scintillateur non dopé où le noyau absorbant principal est l'hydrogène. La capture sur Gadolinium (n-Gd) compte pour 80 % des captures neutron possibles avec un tel dopage. Le noyau de Gadolinium résultant de l'absorption neutronique se retrouve dans un état excité et finit par décroître sur son état fondamental en émettant plusieurs gammas, dont la somme fait environ 8 MeV. À cause de la multiplicité des gammas et des longueurs d'interaction typiques de 20 cm, une large fraction des événements n-Gd est soumise à des fuites d'énergie hors du volume actif. En effet, une mauvaise description du spectre d'émission n-Gd entraîne nécessairement une augmentation des incertitudes systématiques sur l'efficacité de détection et donc une augmentation de l'incertitude sur la mesure du flux d'antineutrinos. Malheureusement, les cascades des deux isotopes présents dans le liquide ($^{156}\text{Gd}^*$ et $^{158}\text{Gd}^*$) n'ont pas de description expérimentale des schémas de niveaux nucléaires jusqu'à 8 MeV.

Après capture d'un neutron thermique, les noyaux $^{156}\text{Gd}^*$ et $^{158}\text{Gd}^*$ ont une énergie d'excitation de 8,536 MeV et 7,937 MeV respectivement. À ces énergies, la distribution des états excités est considérée comme un continuum dont la densité n'est pas connue expérimentalement. En descendant en énergie, la densité diminue jusqu'à ce que chaque état devienne discernable. Seuls les quelques derniers niveaux d'excitation ont été mesurés expérimentalement, pour le reste de la distribution des niveaux d'énergie une description théorique doit être utilisée.

3.2.1 Cascade γ avec GLG4Sim

La bibliothèque GLG4Sim est un héritage du code de simulation de Double Chooz [131]. Celle-ci gère la cascade gamma des deux principaux isotopes (^{155}Gd et ^{157}Gd) au sein d'une classe sur mesure connectée à GEANT4 : `GdNeutronHPCapture`. La désexcitation des noyaux est traitée soit par des doublets de raies gamma mesurés expérimentalement, soit par la génération d'une cascade suivant une densité d'états théorique. Les doubles raies sont générées à partir des schémas de niveaux mesurés en 1958 par Groshev et al. [132], mais ne comptent que pour 5 % des cascades tout au plus. Sinon, les cascades sont tirées à partir d'un schéma de niveaux composé de deux états discrets (le fondamental $E_0 \doteq 0$ et le premier niveau excité E_1) et un continuum d'états partant de

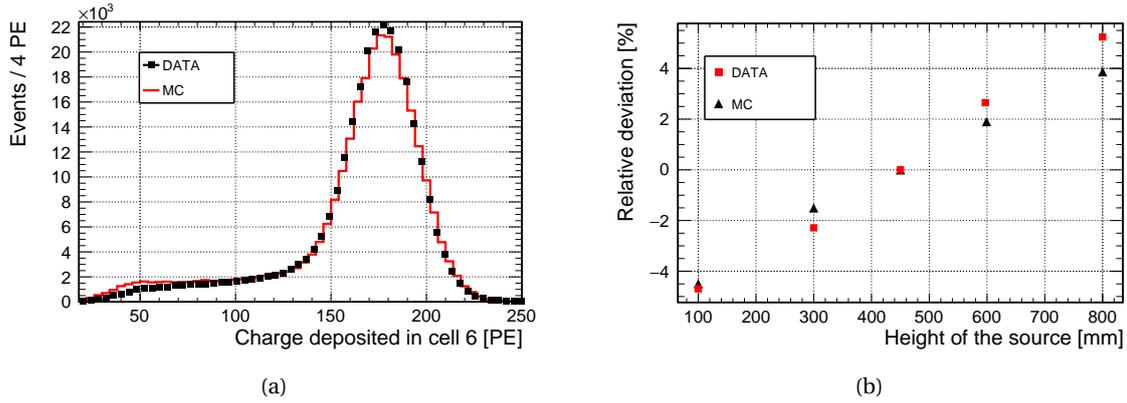


FIGURE 3.6 – Comparaison des runs ^{54}Mn dans les données (noir) et la simulation (rouge). (a) représente le spectre en charge dans la cellule 6 lorsque la source est déployée à mi-hauteur de la cellule. (b) montre les déviations relatives du pic en charge suivant la hauteur de la source par rapport au cas où la source est au centre (450 mm). (source [105])

l'énergie $2 \times E_1$. La densité d'états pour la transition $E_i \rightarrow E_f$ dans le continuum est donnée par l'expression :

$$\rho(E_i - E_f) \propto e^{a\sqrt{(E_i - 2E_1) - (E_i - E_f)}}, \quad (3.3)$$

Finalement, la probabilité de faire la transition $E_i \rightarrow E_f$ est proportionnelle à $(E_i - E_f)^3$. Ainsi dans le code, une transition est sélectionnée aléatoirement parmi ces trois cas de figure :

- Une transition directe sur l'état fondamental : $\Gamma \propto (E_i)^3$,
- Une transition sur le premier état excité : $\Gamma \propto (E_i - E_1)^3$, toujours suivie d'une seconde transition vers l'état fondamental $E_1 \rightarrow E_0$,
- Une transition dans le continuum : $\Gamma \propto (E_i - E_f)^3 \rho(E_i - E_f) dE_f$.

La procédure est répétée jusqu'à ce que l'état du noyau soit de nouveau sur l'état fondamental. Finalement, à chaque capture neutron, cette méthode génère aléatoirement une cascade de gammas qui emportent toute l'énergie d'excitation. Les dépôts d'énergie de ces gammas sont ensuite simulés avec GEANT4.

3.2.2 Cascade γ avec FIFRELIN

Bien que l'énergie totale de chaque cascade soit conservée avec GLG4Sim, les limitations du modèle théorique se font sentir dans les expériences qui utilisent des détecteurs segmentés et/ou compacts. En effet, dans ces configurations, les gammas de haute énergie sont susceptibles de sortir du détecteur et ainsi peupler la queue de distribution Compton des spectres de réponse. Une description fidèle de la multiplicité et de l'énergie des gammas de cascade est donc requise pour contrôler notamment l'efficacité de détection. L'expérience DANSS, par exemple, a reporté des tensions significatives entre les données de calibration et la simulation dans la partie basse énergie du spectre Gd [97]. De plus, la modélisation précise des cascades Gd est d'une importance capitale pour les détecteurs basés sur le rayonnement Tcherenkov [133]. Ici, la production de lumière est très sensible aux énergies des gammas de cascade, car les électrons Compton qu'ils produisent ont une énergie proche de l'énergie seuil Tcherenkov (cf. 2.2.2). Dans STEREO, le léger désaccord entre les données et la simulation sur l'efficacité de détection neutron a aussi été attribué à une mauvaise description de ces gammas de cascade. Cependant, en utilisant les cascades gamma générées à l'aide du code de désexcitation nucléaire « FIFRELIN » développé au CEA-Cadarache, les désaccords ont été significativement réduits. Cette étude a fait l'objet d'une publication de la collaboration

STEREO [109].

À l'origine, FIFRELIN est un code de désexcitation nucléaire qui a été développé pour prédire les propriétés des neutrons et gammas issus de fragments de fission. Le code est divisé en deux parties : attribution des états initiaux à partir d'un fragment de fission, et la modélisation du processus de désexcitation nucléaire. Les états initiaux du $^{156}\text{Gd}^*$ et du $^{158}\text{Gd}^*$ étant déjà connus, STEREO ne se sert que de la deuxième partie du code. Une fois que l'état initial est spécifié, FIFRELIN est capable de générer une multitude de cascades tout en prenant en compte les incertitudes théoriques sur la structure nucléaire. Pour cela, le code utilise toute la connaissance expérimentale des schémas de niveaux, et l'information manquante est traitée par les modèles nucléaires. Finalement, les cascades sont générées suivant trois méthodes d'échantillonnages différentes suivant la plage en énergie :

- Lorsque $E > E^{\text{limit}}$, les niveaux d'excitation sont indénombrables et donc répartis sur un continuum dont la densité d'états est conduite par un modèle théorique : $\rho(E, J, \pi)$. En pratique, les niveaux sont rassemblés en bin en énergie E à spin-parité fixé par le modèle (J^π).
- Lorsque $E^{\text{RIPL}} < E \leq E^{\text{limit}}$, les niveaux sont dénombrables, mais peu ont été déterminées par l'expérience. Les niveaux d'excitation additionnels sont échantillonnés jusqu'à ce que la densité de niveaux prédite $\rho(E, J, \pi)$ soit satisfaite.
- Pour $E \leq E^{\text{RIPL}}$, tous les niveaux d'excitation sont expérimentalement connus et récupérés dans la base de données nucléaire RIPL-3 [134]. Si des états de spin ou de parité sont manquants, FIFRELIN les échantillonne à partir du modèle théorique.

Ces trois régimes sont présentés sur la figure 3.7. Par rapport à GLG4Sim, FIFRELIN utilise une description plus complète de la densité de niveau. Cette dernière prend en compte à la fois l'énergie E , l'état de spin J et la parité π :

$$\rho(E, J, \pi) = \rho_{\text{tot}}(E) \times P(J|E) \times P(\pi), \quad (3.4)$$

où $\rho_{\text{tot}}(E)$ est la densité de niveaux nucléaires totale (sans se soucier du couple spin-parité J^π), $P(J|E)$ la distribution du moment cinétique en fonction de l'énergie et $P(\pi)$ la probabilité d'avoir une parité ± 1 . Les deux états de parité sont supposés équiprobables, c'est-à-dire $P(\pi = \pm 1) = 0.5$. Les états de la structure hyperfine sont paramétrisés par une gaussienne de largeur $\sigma(E)$ qui exprime la dispersion du moment angulaire nucléaire [135] :

$$P(J|E) = \frac{2J+1}{2\sigma^2(E)} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2(E)}\right). \quad (3.5)$$

Finalement, la densité de niveaux $\rho_{\text{tot}}(E)$ est donnée par le « Composite Gilbert Cameron Model » (CGCM) [136], qui est la combinaison d'une fonction de densité de niveaux selon un modèle à température nucléaire constante pour la partie basse énergie et un modèle de gaz de Fermi à haute énergie.

Au moment d'une désexcitation, FIFRELIN calcule toutes les transitions possibles $\Gamma_p(i \rightarrow f)$ depuis un état initial i vers un état final f avec émission d'une particule p , puis parmi ces transitions une seule est échantillonnée. La procédure est répétée jusqu'à ce que le noyau soit retombé sur l'état fondamental. Ainsi pour chaque cascade tirée, FIFRELIN fournit une série d'électrons de conversion et de gammas avec leurs propriétés : énergie, multipolarité, et mode (E ou B). La comparaison des spectres de particules émises avec FIFRELIN et GLG4Sim présentée sur la figure 3.8, montre des différences significatives dans la distribution en énergie des gammas des cascades

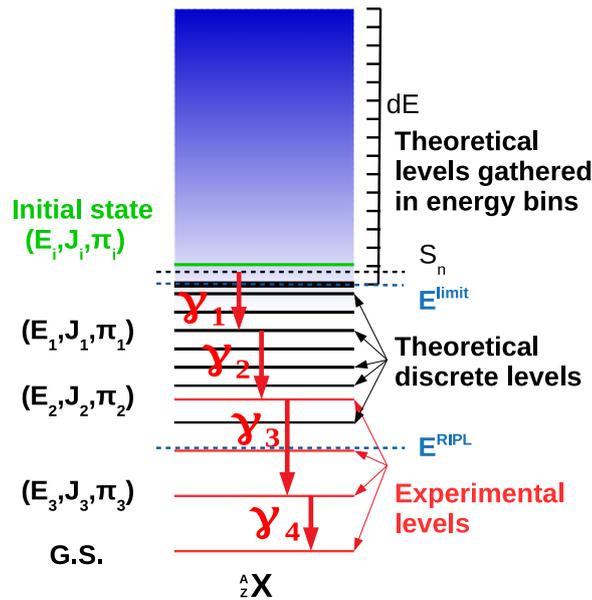


FIGURE 3.7 – Schéma représentant une cascade gamma générée par FIFRELIN. La ligne verte correspond à l'état initial du noyau de Gd qui vient de capturer un neutron.

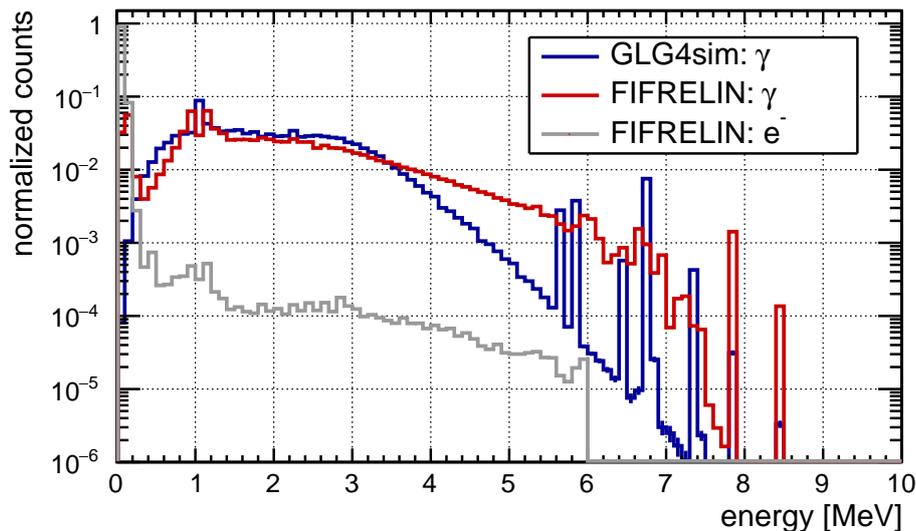


FIGURE 3.8 – Spectres en énergie des produits de désexcitation du Gadolinium. La simulation GLG4Sim ne génère que des gammas (bleu), alors que FIFRELIN fournit à la fois des gammas (rouge) et des électrons de conversion (gris).

de désexcitation.

Finalement, la comparaison des simulations FIFRELIN et GLG4Sim avec les véritables données STEREO est décrite dans la section 5.1.3.

3.3 Simulation des bruits de fond cosmiques

Les bruits de fond d'origine cosmique sont définis comme étant des particules qui atteignent le détecteur alors qu'elles ont été créées dans l'atmosphère par une chaîne de réactions déclenchée à l'origine par un rayon cosmique. Bien qu'ils constituent la source de bruit de fond principale au signal neutrino, ils permettent aussi de tester la réponse en énergie du détecteur indépendamment

du dispositif de calibration. La simulation de ces bruits de fond est donc cruciale pour estimer les incertitudes systématiques et contraindre les distorsions de l'échelle en énergie.

Les rayons cosmiques sont des particules relativistes qui atteignent l'atmosphère terrestre et dont le spectre en énergie s'étale jusqu'à 10^{20} eV (limite de Greisen-Zatsépine-Kouzmine) [137]. Leur origine et leur mécanisme de production restent encore en discussion aujourd'hui, surtout à très haute énergie. Le spectre en énergie des rayons cosmiques a été mesuré avec divers instruments depuis la centaine de MeV et est présenté sur la figure 3.9. Un modèle composé de plusieurs lois de puissance décrit l'ensemble du spectre en énergie :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma-1}, \quad (3.6)$$

où $\gamma = 1.7$ entre 10^8 et 10^{15} eV, $\gamma = 2$ entre 10^{15} et 10^{19} eV, et finalement $\gamma = 2.3$ au-dessus. La transition entre la première et seconde phase du spectre est appelé le genou (*knee*), et celle entre la seconde et la troisième phase est appelé cheville (*ankle*). En dessous de 10^{10} eV, les particules sont principalement d'origine solaire, tandis que jusqu'à 10^{15} eV, elles sont d'origine galactique. Le reste des particules cosmiques sont d'origine extragalactique. Les particules cosmiques qui induisent le plus de bruits de fond dans STEREO sont d'origine solaire, et leur flux est soumis aux cycles solaires (≈ 11 ans). La soustraction du bruit de fond pour extraire le signal neutrino est effectuée en comparant les périodes où le réacteur est ON avec celles où le réacteur est OFF : le bruit de fond doit être comparable entre les deux périodes. C'est pourquoi la compréhension des variations du bruit induit par les cosmiques est cruciale pour l'analyse de STEREO. Les principaux paramètres sont discutés dans la suite de cette section et le contrôle fin de ces variations pour l'extraction des taux de neutrinos est discuté au Chapitre 5.

Les rayons cosmiques sont composés de particules neutres, comme les photons et les neutrinos, mais aussi de particules chargées : principalement des noyaux (99%), contre 1% d'électrons libres. Parmi ces noyaux, 90% sont des protons et 9% sont des particules alpha. Le reste se compose de noyaux plus lourds. Ces particules sont appelées particules « primaires ». Ces particules entrent en collision avec les noyaux composant l'atmosphère — principalement avec l'azote 14 et l'oxygène 16 — et entraînent la création de particules dites « secondaires » telles que des pions ou des kaons. Ces mésons, qui ont une durée de vie très courte ($< 10^{-8}$ s), se désintègrent dans l'atmosphère majoritairement par ces canaux :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (3.7)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu. \quad (3.8)$$

Les muons produits ont des impulsions allant jusqu'au TeV et sont donc qualifiés de relativistes. Cela leur procure la possibilité de descendre jusqu'au niveau de la mer (environ 15 km) malgré leur courte durée de vie. Pour les moins énergétiques d'entre eux, la désintégration en électron se produit et la composante du flux muon à basse énergie est tuée. Le spectre en énergie des muons mesuré au niveau de la mer est présenté sur la figure 3.10.

Le flux de particules d'origine cosmique qui est susceptible d'atteindre STEREO dépend de la quantité d'atmosphère qu'elles doivent traverser. Ce flux est représenté en fonction du grammage atmosphérique sur la figure 3.11. Au niveau du sol, le flux est composé très majoritairement de muons (\pm) : ce sont eux qui engendrent le plus de bruits de fond dans le détecteur. De plus, puisque la quantité de muons incidents dépend du grammage de l'atmosphère, le flux muonique est anti-corrélé avec la pression atmosphérique.

Une modélisation rigoureuse de ces bruits de fond d'origine cosmique est cruciale. C'est l'objet de la partie suivante.

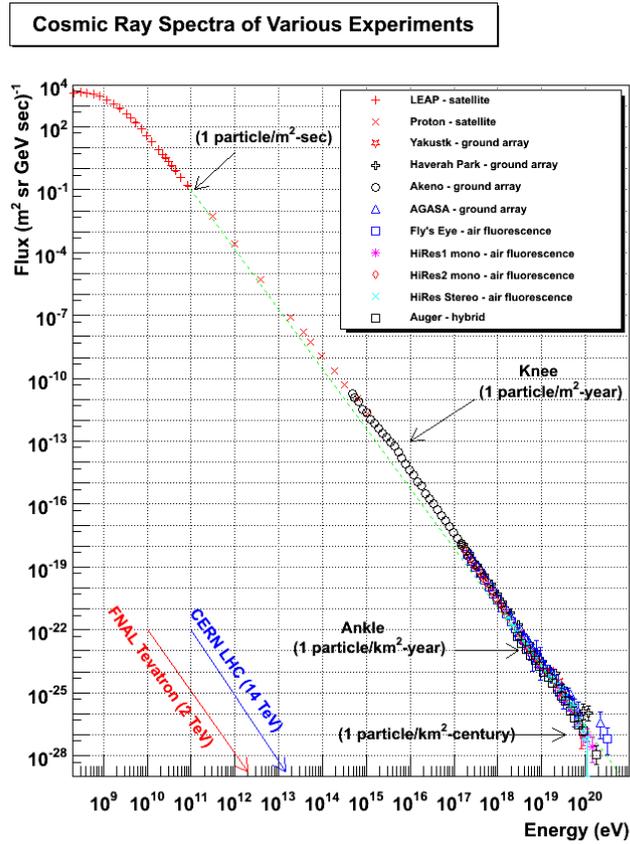


FIGURE 3.9 – Spectre du flux de rayons cosmiques mesuré par de multiples expériences. (source [140])

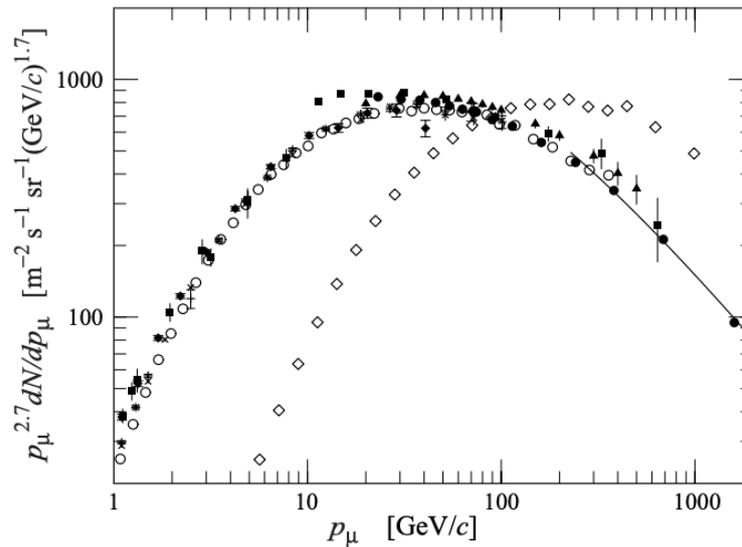


FIGURE 3.10 – Spectres des muons cosmogéniques mesurés au niveau de la mer. Les losanges représentent le spectre des muons qui ont un angle d'incidence $\theta = 75^\circ$, tandis que les autres points sont différentes mesures pour $\theta = 0^\circ$ (incidence normale). L'exposant 2.7 sur l'axe vertical est utilisé pour comparer l'allure du spectre avec celui des rayons cosmiques qui décroît en $E^{-\gamma-1}$ en dessous de 10^{15} eV (cf Eq. (3.6)). (source : [111])

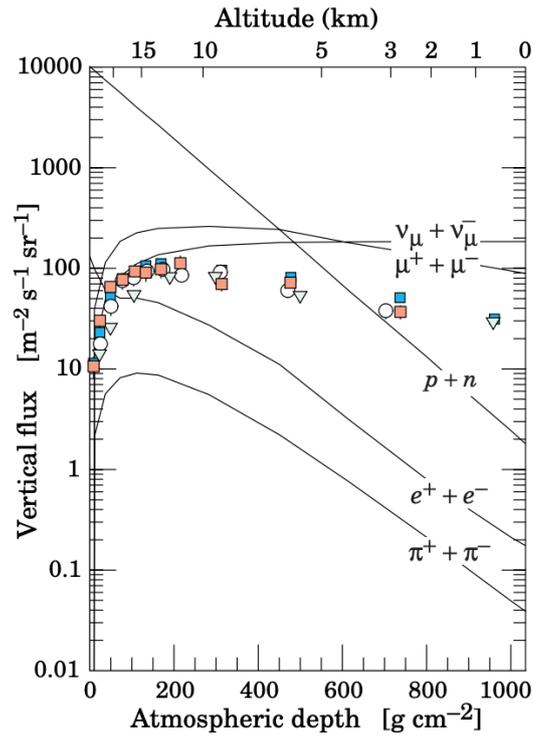


FIGURE 3.11 – Flux de particules d’origine cosmique en fonction du grammage atmosphérique. Au niveau de la mer, les composantes dominantes sont celle des neutrinos et des muons (\pm). (source : [111])

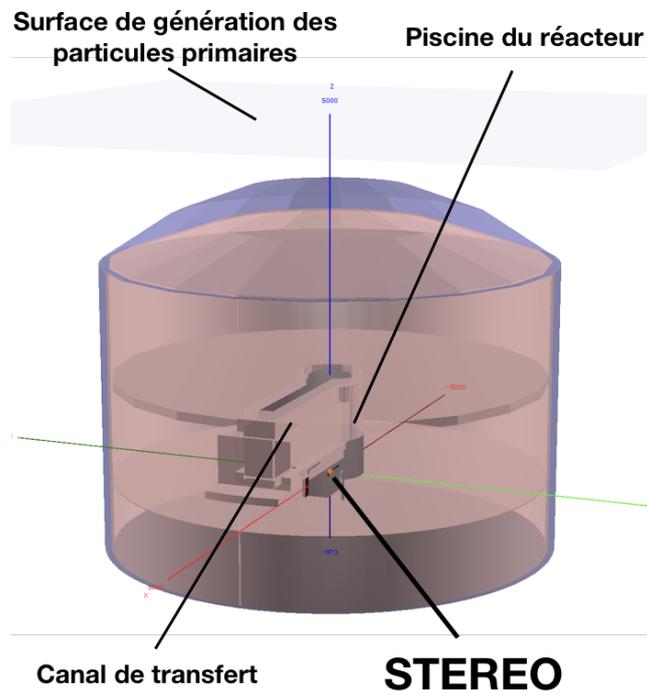


FIGURE 3.12 – Géométrie du hall expérimental de l’ILL implémenté dans les simulations CRY. La casemate de STEREO se situe sous le canal de transfert qui lui offre un blindage supplémentaire contre les bruits de fond d’origine cosmique. (source : [139])

3.3.1 Simulation des gerbes cosmiques

Le code de simulation *CRY* [138] a été exploité pour simuler la génération des bruits de fond cosmiques dans l'atmosphère ainsi que leur temps d'arrivée et leur angle zénithal. La bibliothèque *CRY* génère des gerbes de particules corrélées à plusieurs altitudes : 11 300 m, 2100 m et au niveau de la mer. Pour *STEREO*, les simulations au niveau de la mer sont utilisées avec un facteur d'amplification de 1,279 pour tenir compte de l'altitude du site (210 m). Les particules primaires sont générées sur une surface de 300 m², à 50 m au-dessus du détecteur. Pour tenir compte de l'atténuation du flux cosmique en fonction de l'angle d'arrivée des particules, la géométrie du hall de l'ILL est implémentée tout comme le canal de transfert et la piscine du réacteur (voir figure 3.12). La propagation des particules générées par *CRY* est ensuite simulée avec le code de simulation *GEANT4* [139]. Pour des raisons d'optimisation du temps de calcul, seules les particules primaires dont la direction pointe vers le centre du détecteur à ± 10 m sont simulées.

La plupart des particules qui atteignent et produisent un signal dans le détecteur sont des muons. En effet en plus d'être la particule cosmique la plus abondante au niveau de la mer, leur fort pouvoir pénétrant leur procure la possibilité de traverser à la fois le canal d'eau et les blindages *STEREO*. Des mesures dédiées à la dépendance angulaire du flux muonique ont été confrontées aux simulations *CRY* [141] et ont montré la haute fidélité du processus de simulation (voir figure 3.13). Le taux de comptage simulé s'est montré en accord avec les données mesurées à ± 10 % près [139].

Les simulations de muons cosmogéniques sont exploitées à plusieurs fins. Tout d'abord, elles permettent d'identifier les coupures topologiques à employer pour isoler les signaux neutrinos. Ces études sont décrites dans la section 5.1.1. Ensuite, lorsque les muons traversent des matériaux, ils peuvent induire la création de neutrons en interagissant avec les noyaux par spallation. Les neutrons qui atteignent le volume cible du détecteur peuvent être capturés par les noyaux de Gadolinium et d'hydrogène. Les gammas de désexcitation de ces noyaux sont détectés et permettent de tester les effets de volume sur l'échelle en énergie. La simulation de ces événements est décrite dans la section suivante.

3.3.2 Les gammas issus des captures neutron

La plupart des neutrons issus de la spallation d'un muon sur un noyau sont créés dans les matériaux dont les constituants sont lourds : A_ZX , où A est élevé [142]. C'est pourquoi la plupart des neutrons cosmogéniques sont créés dans les blindages en plomb, comme le montre la figure 3.14. Certains de ces neutrons sont capturés par un noyau d'hydrogène dans les alentours du détecteur ou directement par le Gadolinium dans le liquide. Les gammas de désexcitation sont finalement détectés s'ils déposent de l'énergie dans le liquide. La répartition des dépôts d'énergie dans le liquide est différente de celle utilisée pour la calibration avec les sources internes. Elle est attendue plus homogène et donc comparable à celle des interactions des neutrinos. Ainsi, les erreurs systématiques sur la réponse en énergie sont déterminées en comparant l'énergie reconstruite de ces gammas entre les données et la simulation. Il est donc crucial de décrire correctement toute la chaîne d'interaction des muons jusqu'à la capture neutron pour obtenir une répartition des dépôts d'énergie réaliste.

Afin de sélectionner ce signal dans les données, une recherche de paires corrélées en temps est exploitée, dans laquelle un signal muon est attendu dans la fenêtre Prompt tandis que le signal de la capture neutron est escompté dans la fenêtre Retardée. Les muons qui ont déposé au moins 3 MeV sont acceptés dans la fenêtre Prompt, c'est pourquoi seuls les vertex de création de neutrons qui sont associés avec un muon respectant ce critère sont simulés. La majorité des neutrons à l'étude sont créés dans le plomb en dessous du détecteur. Bien que ce point chaud ne soit pas en directe proximité avec le volume actif, l'énergie cinétique des neutrons est suffisante (quelques MeV) pour

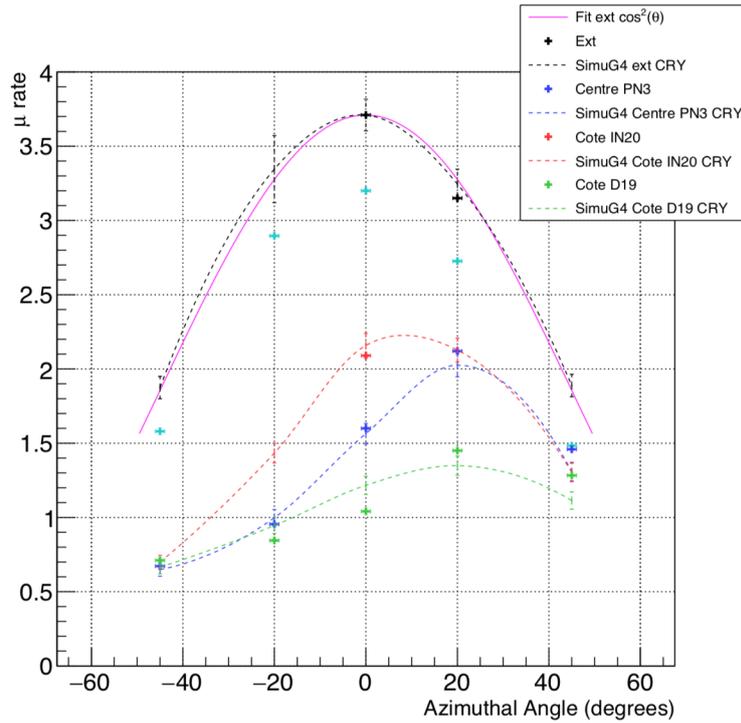


FIGURE 3.13 – Comparaison de la dépendance angulaire des muons entre les données et la simulation. Les points représentent les mesures réalisées avec une roue cosmique à différents emplacements et les courbes en pointillé sont le résultat des simulations CRY. Les éléments en noir correspondent à la dépendance angulaire du flux de muons à l’extérieur du bâtiment de l’ILL tandis que les couleurs rouges, vertes, et bleues sont respectivement des mesures réalisées dans la casemate STEREO du côté IN20, D19 et au centre. L’importante suppression des angles azimutaux négatifs dans la casemate est essentiellement due à la présence du canal de transfert au-dessus. (source : [141])

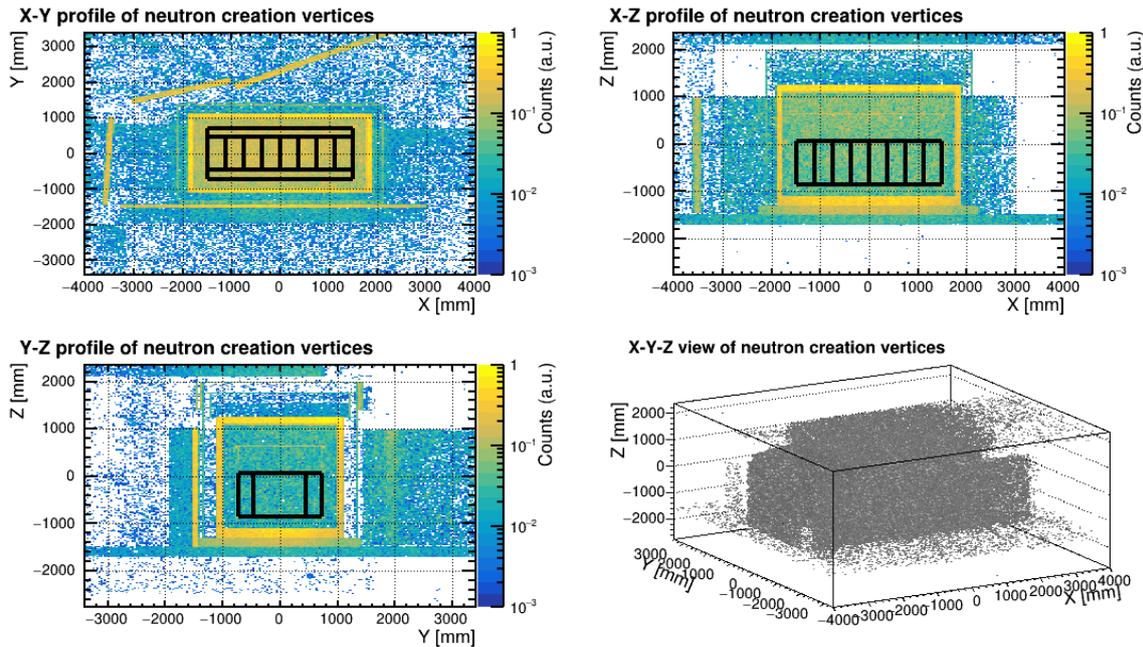


FIGURE 3.14 – Distribution spatiale des neutrons créés par spallation. Puisque les réactions de spallation sont favorisées sur les matériaux lourds, les blindages en Plomb apparaissent en surbrillance.

qu’une fraction passe les blindages et se fassent capturer proche du détecteur.

La majorité des captures neutron sur hydrogène se situent dans le blindage intérieur en polyéthylène (lui-même riche en protons) et, dans une moindre mesure, d'autres captures se produisent directement dans le liquide. Cependant pour être détectés, les gammas doivent déposer de l'énergie dans le liquide scintillateur donc la composante des gammas provenant du blindage est drastiquement réduite. En définitive, la majorité des gammas de capture qui passent les coupures en énergie proviennent soit directement du liquide, soit de la plaque de polyéthylène en bas du détecteur (voir figure 3.15). À 2,2 MeV, l'interaction dominante des gamma est la diffusion Compton. Le processus de scintillation est déclenché par l'électron fils de cette réaction, donc la position de la première interaction des gammas montre où l'énergie est déposée. La figure 3.16 montre que les dépôts d'énergie se rapprochent de la distribution spatiale des neutrinos avec une distribution plate en X, plate en Y, mais avec un excès d'événements en bas qui peut être corrigé *a posteriori* à l'aide des calibrations ^{54}Mn . C'est cette distribution des dépôts d'énergie qui sert à l'estimation des incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie (c.f. section 4.5.1).

3.4 Simulation des neutrinos

L'intérêt de STEREO réside dans le fait de s'affranchir des prédictions du spectre neutrino émis par le réacteur de l'ILL en comparant les déformations relatives des spectres dans chaque cellule. Si les déformations observées sont compatibles avec un motif d'oscillation, alors la présence d'une nouvelle famille de neutrino peut être affirmée sans ambiguïté, c'est-à-dire sans pouvoir douter de la validité de la prédiction utilisée. C'est la tâche principale à laquelle s'est attelée STEREO jusqu'en 2018. Cependant, STEREO offre aussi la possibilité de mesurer le flux de neutrinos pour tester la RAA ou encore de mesurer la forme du spectre de fission de ^{235}U . La simulation du spectre neutrino est donc traitée avec attention.

L'objectif de la simulation est de fournir des spectres neutrinos représentatifs, aussi qualifié de « données Asimov »⁴, pour pouvoir les comparer aux données mesurées. Le nombre de neutrinos doit donc être suffisant pour ignorer les erreurs statistiques, c'est pourquoi cette partie est consacrée à la méthode employée pour simuler de grandes quantités de neutrinos tout en contrôlant les efficacités de détection.

3.4.1 Vertex d'émission et d'interaction

Bien que le détecteur STEREO soit proche du réacteur, sa couverture en angle solide reste très faible devant 4π ($\sim 0,15\%$). Une simulation par tirages isotropes des neutrinos serait donc très inefficace. À la place, les vertex d'émission et d'interaction sont tirés indépendamment dans le cœur et dans le détecteur respectivement, et un poids est attribué à chaque trace.

Le vertex d'émission est désigné comme étant l'endroit où a lieu une désintégration beta d'un produit de fission. En pratique il est tiré aléatoirement dans un cylindre creux qui représente le combustible. Le tirage est uniforme et ne prend pas en compte l'évolution temporelle du combustible. Des simulations MCNP ont été menées afin d'estimer les asymétries de production de neutrinos, c'est-à-dire là où le flux de neutrons est le plus intense. Elles ont montré que les fissions avaient principalement lieu au centre, dans le sens de la hauteur du cylindre, et plutôt vers l'extérieur dans l'axe du rayon (voir figure 3.17). Malgré le fait que ces asymétries atteignent une amplitude d'un facteur 2, le biais induit sur la distance de propagation reste négligeable pour sonder des oscillations sur la dizaine de mètres. De plus, l'évolution temporelle a été étudiée, car pour garder

4. Les « ensembles de données d'Asimov » désignent un échantillon représentatif de toutes les réalisations possibles [143]. Le nom du célèbre auteur de science-fiction a été retenu comme clin d'oeil à sa nouvelle « Franchise » où pour gouverner, un électeur est désigné suivant son degré de représentativité de la population [144].

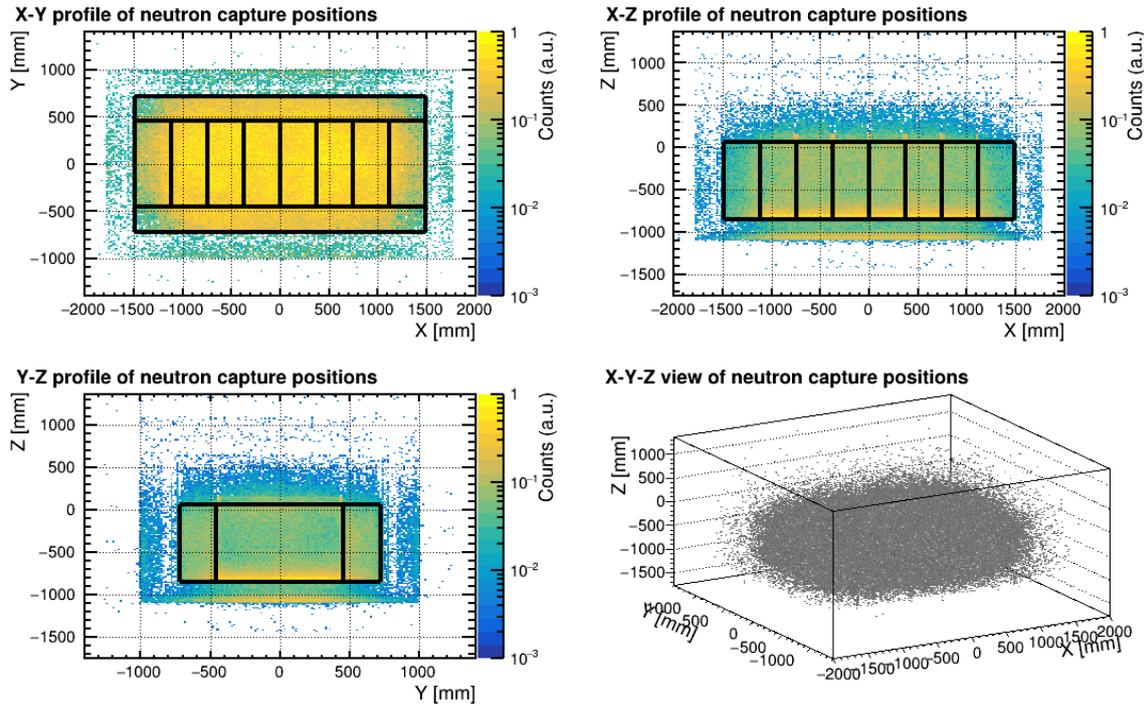


FIGURE 3.15 – Distribution spatiale des captures neutrons sur les noyaux d'hydrogène. Cette fois les points chauds sont majoritairement situés dans les milieux hydrogénés : liquide scintillateur, polyéthylène, ou encore buffers en acrylique. Puisque les noyaux d'hydrogène excités sont émetteurs de la raie gamma à 2,2MeV, ces distributions correspondent aussi à la position d'émission des gammas.

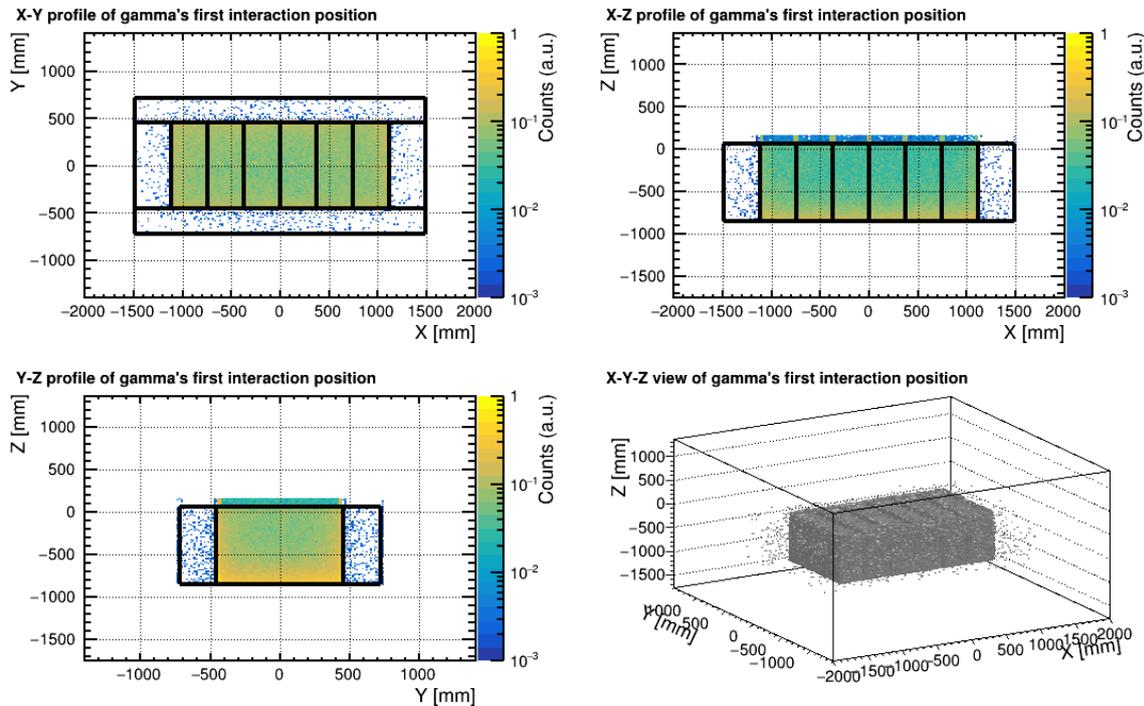


FIGURE 3.16 – Distribution spatiale des premières interactions gamma dans le détecteur. À 2,2MeV, le canal d'interaction principal des gamma est la diffusion Compton. Puisqu'une grande fraction de leur énergie est cédée à l'électron dès la première interaction [145], ces distributions indiquent au premier ordre la position des dépôts d'énergie dans le liquide.

une puissance constante, la barre de contrôle est déplacée verticalement au centre du cœur. Cela change la distribution spatiale des fissions, mais étant donné que l'axe de visée de STEREO est horizontal, le changement de position verticale des fissions apparaît donc comme un effet du second ordre (développement d'un cosinus). Les effets radiaux sont eux aussi négligeables à cause de la compacité du cœur : quelque cm d'extension radiale seulement.

Le vertex d'interaction quant à lui est tiré dans une large zone incluant tout le détecteur interne : Target, Gamma Catcher, y compris les parois en acrylique et la structure porteuse. Pour prendre en compte les différents matériaux qui composent le détecteur, le volume d'interaction est choisi à chaque événement neutrino avec une probabilité qui prend en compte la densité de protons. Le vertex est ensuite tiré uniformément dans le volume sélectionné. Une dernière condition est appliquée pour considérer la diminution du flux avec la distance. En effet le flux neutrino diminue en $1/L^2$, alors un nombre aléatoire est généré et si sa valeur est inférieure à $1/L^2$, le vertex est accepté.

3.4.2 Prédiction des spectres neutrino à l'émission

Bien que l'analyse d'oscillations décrite dans le Chapitre 6 laisse la prédiction des spectres neutrino complètement libre, une estimation précise de la forme des spectres facilite la convergence de l'ajustement de la simulation et pose les bases de la mesure absolue.

La prédiction des spectres à l'émission est déterminée par l'ensemble des produits de fission qui émettent des neutrinos par décroissance beta. L'évolution de la teneur en combustible du cœur de l'ILL pendant un cycle à pleine puissance nominale a été simulée à l'aide du code : FISPACT [146]. À cause de la courte durée de chaque cycle et du fort enrichissement du combustible en ^{235}U ($\sim 93\%$), la production de ^{239}Pu ne s'élève qu'à 0.7% en moyenne sur tout le cycle. Sa contribution à la prédiction du spectre d'antineutrinos est donc négligeable. C'est pourquoi la prédiction d'un spectre par ^{235}U fournie par Huber [74] a été utilisée en première approximation.

Bien que ce modèle soit issu de la conversion des spectres beta de fission mesurés auprès du même réacteur à l'ILL dans les années 80 [66, 67], plusieurs corrections doivent être appliquées. Étant donné que les mesures de spectres d'électrons issus de la décroissance beta d' ^{235}U ont été effectuée en irradiant un échantillon pendant environ 12 h [66], les produits de fission qui ont une durée de vie supérieure ou équivalente à 12h ne sont pas pris en compte. Leur contribution doit donc être estimée pour corriger la prédiction des spectres neutrino sur des cycles de 50 jours. Cette correction est appelée : « corrections hors équilibre » ou « *off-equilibrium corrections* ». De plus une fois que le réacteur est arrêté, le combustible usé est transféré dans la piscine de stockage juste au-dessus du détecteur STEREO. Bien que ce dernier soit refroidi, les mêmes produits de fission à long temps de vie ($> 12\text{h}$) continuent à émettre des neutrinos pendant les périodes réacteur OFF. Ces deux corrections ont été faites en simulant l'inventaire isotopique au cours d'un cycle avec FISPAC puis en déduisant le spectre d'antineutrinos pour chaque élément avec le code BESTIOLE⁵. Les corrections sont appliquées à partir des spectres antineutrinos prédits par Huber ($S^{\text{H}}(E_{\nu})$) en considérant des cycles de 50 jours :

$$S^{\text{H}}(E_{\nu}) \rightarrow S^{\text{H}}(E_{\nu}) \times \left(1 + \delta^{\text{Off-equilibrium}}(E_{\nu}) + \delta^{\text{Combustible usé}}(E_{\nu}) \right), \quad (3.9)$$

où $\delta^{\text{Off-equilibrium}}$ et $\delta^{\text{Combustibles usés}}$ sont les corrections relatives causées par les effets hors équilibre et le stockage des combustibles usés respectivement. Ces facteurs de correction sont évalués en fonction de l'énergie neutrino sur la figure 3.18.

5. Code de calcul des spectres beta de tous les noyaux répertoriés dans la base de données ENSDF, développé pendant la thèse de T. Mueller [147]

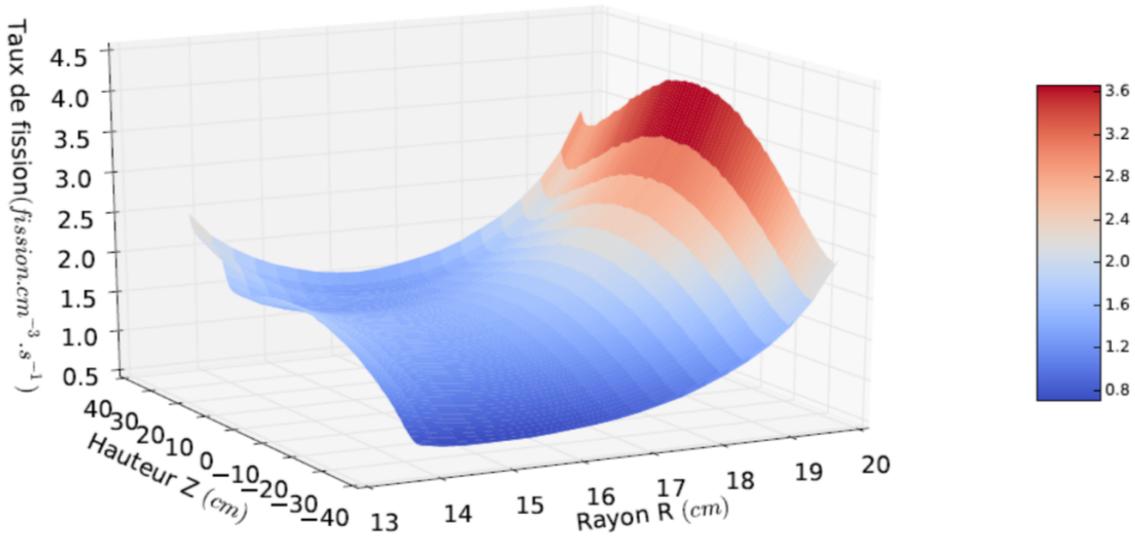


FIGURE 3.17 – Distribution spatiale des fissions dans le cœur du réacteur de l'ILL. Ces simulations ont été effectuées avec MCNP.

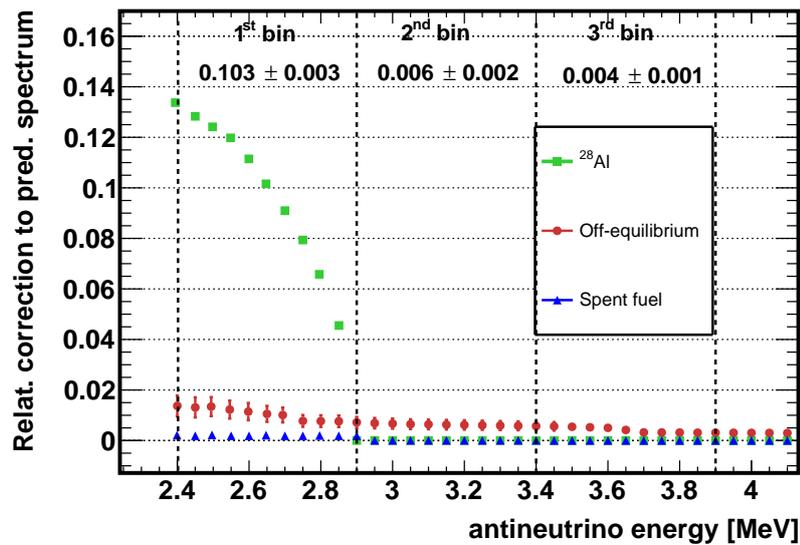


FIGURE 3.18 – Évolution des différents facteurs de corrections sur les prédictions de spectres antineutrino d'Huber : effets hors équilibre (rouge), antineutrinos résiduels (bleu) et la contribution d'antineutrinos issus de la décroissance beta de l' ^{28}Al (vert). Les lignes verticales en pointillé représentent les premiers bins en énergie qui sont sollicités lors de l'analyse des oscillations. (source : [148])

Ces corrections affectent principalement les trois premiers bins en énergie du spectre positron utilisé pour l'analyse des oscillations. En effet, la contribution des produits de fission à longue durée de vie est essentiellement dominée par trois isotopes qui ont un spectre beta avec un *end-point* entre 3 et 3,5 MeV : ^{144}Pr , ^{92}Y et ^{106}Rh . Comparées aux réacteurs commerciaux, les corrections invoquées pour STEREO sont plus faibles à cause de la courte période des cycles à l'ILL qui limite l'accumulation de ces isotopes à longs temps de vie.

La troisième correction qui est présentée sur la figure 3.17 est due aux neutrinos produits par l' ^{28}Al . La matrice en aluminium du cœur est soumise à un important flux de neutrons et après capture neutronique ($^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$), l' ^{28}Al décroît par transition beta avec un *end-point* à 2,86 MeV. Sa contribution au premier bin en énergie de STEREO est estimée à $(10.3 \pm 0.3)\%$.

3.4.3 Prédiction des spectres neutrino à l'interaction

Le modèle de spectre d'antineutrinos détectés $M(E_\nu)$ est établi par $S^{\text{tot}}(E_\nu)$, la prédiction corrigée d'Huber pure ^{235}U (Équation 3.9 + corrections figure 3.17) multipliée par la section efficace d'interaction IBD $\sigma_{\nu-A}(E_\nu)$:

$$M(E_\nu) = S^{\text{tot}}(E_\nu) \times \sigma_{\nu-A}(E_\nu) \quad (3.10)$$

où $\sigma_{\nu-A}(E_\nu)$ est donnée par le modèle à basse énergie de Vogel [149]. En pratique, le spectre antineutrino est déduit de l'énergie du positron via la relation : $E_\nu \simeq E_e + M_n - M_p = E_e + 1,806 \text{ MeV}$ où M_n et M_p sont la masse du neutron et celle proton respectivement. Alors, $\sigma_{\nu-A}(E_e)$ peut être écrit sous la forme :

$$\sigma_{\nu-A}(E_e) = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 c^7 f \tau_n} p_e E_e (1 + \delta_{\text{rec}} + \delta_{\text{WM}} + \delta_{\text{rad}}), \quad (3.11)$$

avec m_e et p_e la masse et l'impulsion du positron respectivement, τ_n le temps de vie du neutron, f le facteur d'espace de phase du neutron [150], δ_{rec} le facteur de correction pour considérer le recul du proton, δ_{WM} pour le *Weak-Magnetism*, et δ_{rad} pour les corrections radiatives. À titre d'illustration, les spectres $S^{\text{tot}}(E_\nu)$, $\sigma_{\nu-A}(E_\nu)$, $M(E_\nu)$ et $M(E_e)$ sont représentés sur la figure 3.19.

Ainsi, l'énergie des neutrinos dans la simulation est attribuée en tirant aléatoirement dans le spectre $M(E_\nu)$. À chaque événement IBD, un positron et un neutron sont générés dans GEANT4. L'énergie du positron E_e est directement déduite de celle du neutrino choisi E_ν , et l'impulsion du neutron est choisie indépendamment suivant la formule issue de [151]⁶ :

$$E_n \simeq \frac{E_\nu E_e + ((E_\nu - E_e)^2 - m_e^2)/2}{M_p}. \quad (3.12)$$

L'énergie cinétique du neutron E_n reste toujours très faible devant l'énergie du positron ($E_n \sim 20 \text{ keV} \ll E_e$), et dépend de E_e dans l'Equation 3.12. De plus, afin de reproduire au mieux les effets de bord sur l'efficacité de détection, l'angle d'émission des deux particules est injecté selon les prédiction de Vogel et Beacom [151].

3.4.4 Contrôle de l'efficacité de détection

Un des objectifs de STEREO est de tester l'anomalie de flux. Cette mesure requiert une grande précision sur le contrôle de l'efficacité de détection, sur la prédiction des spectres ainsi que sur l'acceptance géométrique. La quantité de neutrinos détectés par jour dans STEREO peut être exprimée en fonction du flux émis par le réacteur :

$$\Phi_\nu^{\text{det}} = \Phi_\nu^{\text{em}} \times \int_{E_\nu} dE_\nu S^{\text{tot}}(E_\nu) \sigma_{\nu-A}(E_\nu) \int_{V_c} d\vec{r}_c \rho_c(\vec{r}_c) \int_{V_d} d\vec{r}_d \rho_d(\vec{r}_d) \times \frac{\epsilon_d(\vec{r}_d, E_\nu)}{4\pi(\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2}, \quad (3.13)$$

6. Pour obtenir l'expression de l'énergie cinétique du neutron, un développement au premier ordre en $1/M_p$ de E_e est nécessaire.

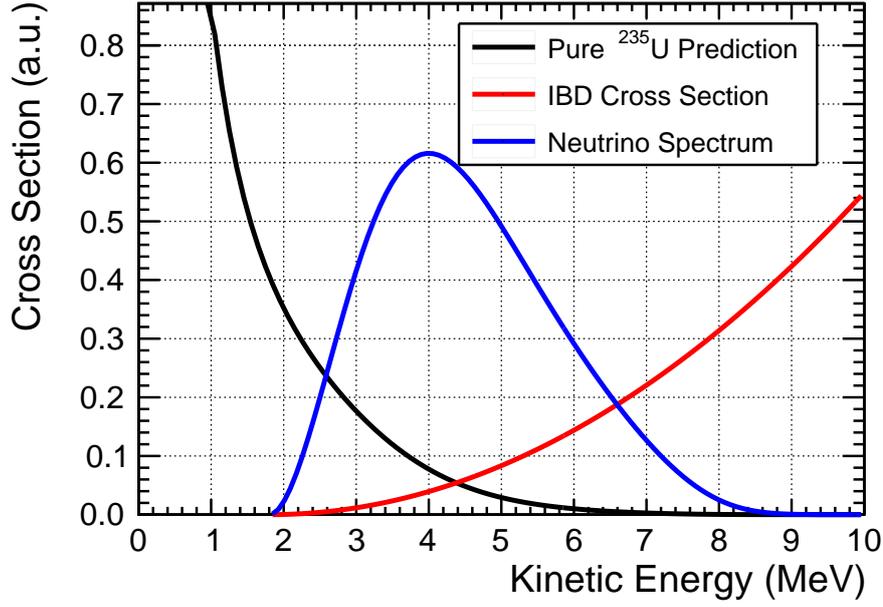


FIGURE 3.19 – Construction des spectres positrons dans STEREO. La courbe noire représente le spectre antineutrino pur ^{235}U prédit par Huber, en rouge la section efficace IBD en fonction de l'énergie du neutrino, en bleu le spectre d'antineutrinos qui interagissent dans STEREO.

où ϕ_{ν}^{em} est le flux d'antineutrinos émis par le réacteur (défini dans le Chapitre 2, Éq. 2.1), V_c représente le volume du cœur et $\rho_c(\vec{r}_c)$ la densité de fission locale; et V_d le volume de détection où ρ_d est la densité de protons en \vec{r}_d . Notons que d'après cette définition, les intégrales de ρ_c sur le volume du cœur V_c et $S^{\text{tot}}(E_{\nu})$ sur le spectre neutrino sont égales à 1, car c'est ϕ_{ν}^{em} qui contient la normalisation du nombre de neutrinos émis. L'efficacité de détection des neutrinos est prise en compte par ε_d qui représente la quantité de neutrinos qui passent les coupures de sélection des paires Prompt-Retardé (énergie, fenêtre Prompt-Retardé, PSD...) à \vec{r}_d avec une énergie E_{ν} .

Pour calculer ϕ_{ν}^{det} , il est judicieux d'introduire l'acceptance géométrique τ_{ν} qui exprime la quantité de neutrinos qui interagissent autour du détecteur sans considérer l'efficacité de détection ε_d :

$$\delta\tau_{\nu}(E_{\nu}, \vec{r}_c, \vec{r}_d) \doteq dE_{\nu} d\vec{r}_c d\vec{r}_d \frac{\rho_c(\vec{r}_c)\rho_d(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} S^{\text{tot}}(E_{\nu})\sigma_{\nu-A}(E_{\nu}). \quad (3.14)$$

donc : $\tau_{\nu} = \int_{E_{\nu}} dE_{\nu} \int_{V_c} d\vec{r}_c \int_{V_d} d\vec{r}_d \left\{ \frac{\rho_c(\vec{r}_c)\rho_d(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} S^{\text{tot}}(E_{\nu})\sigma_{\nu-A}(E_{\nu}) \right\}$.

En d'autres mots, τ_{ν} exprime la probabilité qu'un neutrino interagisse. τ_{ν} est estimé numériquement par échantillonnage de traces neutrino. Comme décrit dans la section 3.4.1, les vertex d'émission sont tirés suivant le spectre $S^{\text{tot}}(E_{\nu})$ et un modèle de distribution spatiale des fissions $\rho_c^i(\vec{r}_c)$, tandis que les points d'interaction sont choisis uniformément dans un large volume incluant le détecteur. Ce volume choisi est décrit par un angle solide $\Delta\Omega$ et une plage de distances de propagation Δr . Chaque trace neutrino i est pondérée par la probabilité d'interaction ω_i . La figure 3.20 représente le volume de tirage et le volume couvert. L'acceptance géométrique est calculée en générant un grand nombre de traces neutrino N :

$$\tau_{\nu} = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i}{\sum_{i=1}^N 1} \times \frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{\sum_{i=1}^N \left\{ \sigma_{\nu-A}(E_{\nu})\rho_d^i(\vec{r}_d) \right\}}{N} \times \Delta r \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \quad (3.15)$$

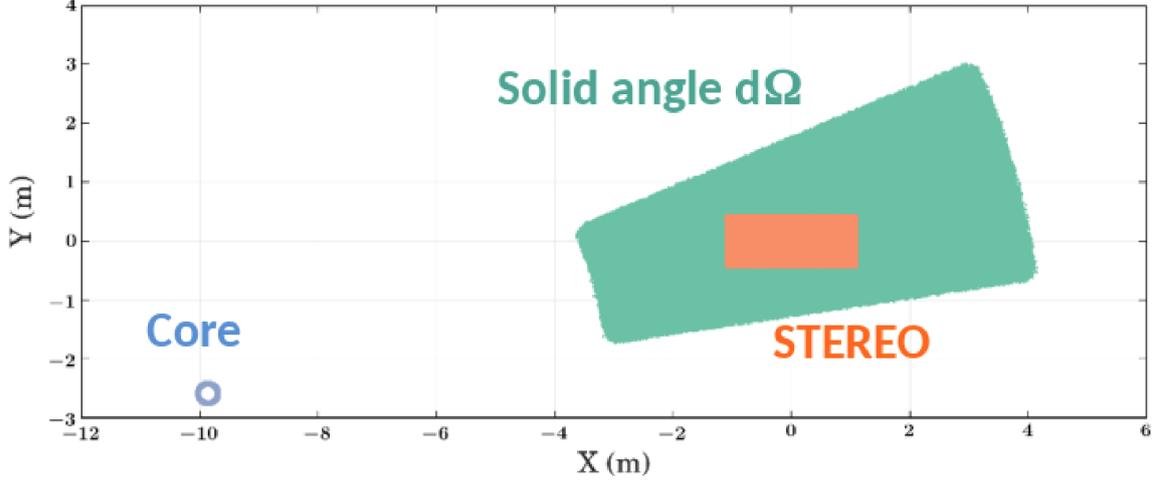


FIGURE 3.20 – Estimation de l'acceptance géométrique de STEREO. Les vertex d'émission (bleu) et d'interaction (vert et orange) des neutrinos sont tirés pour le calcul de l'acceptance géométrique. La zone orange représente l'emplacement du détecteur. (source : [152])

Une fois que τ_ν est défini, la densité de probabilité d'interaction sachant E_ν , \vec{r}_c et \vec{r}_d peut être construite en normalisant :

$$\frac{\rho_c^*(\vec{r}_c)\rho_d^*(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d^* - \vec{r}_c^*)^2} S^{\text{tot}*}(E_\nu)\sigma_{V-A}^*(E_\nu) \doteq \frac{\frac{\rho_c(\vec{r}_c)\rho_d(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} S^{\text{tot}}(E_\nu)\sigma_{V-A}(E_\nu)}{\tau_\nu}, \quad (3.16)$$

tel que : $\int_{E_\nu} dE_\nu \int_{V_c} d\vec{r}_c \int_{V_d} d\vec{r}_d \left\{ \frac{\rho_c^*(\vec{r}_c)\rho_d^*(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d^* - \vec{r}_c^*)^2} S^{\text{tot}*}(E_\nu)\sigma_{V-A}^*(E_\nu) \right\} = 1.$

Cette distinction permet de séparer les considérations d'acceptance géométrique de l'efficacité de détection des coupures de sélection dans l'Équation (3.13). En effet, ϕ_ν^{det} peut maintenant être exprimée en fonction d'une efficacité de détection totale ϵ_d^{tot} :

$$\phi_\nu^{\text{det}} = \phi_\nu^{\text{em}} \times \tau_\nu \times \epsilon_d^{\text{tot}}, \quad (3.17)$$

où ϵ_d^{tot} est définie comme la moyenne de ϵ_d pondérée suivant la densité de probabilité d'interaction⁷ :

$$\epsilon_d^{\text{tot}} = \int_{E_\nu} dE_\nu \int_{V_c} d\vec{r}_c \int_{V_d} d\vec{r}_d \left\{ \frac{\rho_c^*(\vec{r}_c)\rho_d^*(\vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d^* - \vec{r}_c^*)^2} S^{\text{tot}*}(E_\nu)\sigma_{V-A}^*(E_\nu) \right\} \epsilon_d(\vec{r}_d, E_\nu). \quad (3.18)$$

L'efficacité totale de détection est estimée avec les simulations Géant4. Seules les traces neutrinos qui ont un poids d'acceptance géométrique ω_i non nul (cf. Équation 3.15) sont envoyés dans la simulation. En pratique, plusieurs milliers de réactions IBD sont injectés dans GEANT4. ϵ_d^{tot} est obtenu en calculant la fraction d'événements simulés qui ont passé l'ensemble des coupures topologiques imposées dans les données. Ces coupures sont explicitées dans la section 5.1.

3.4.5 Pondérations et motifs d'oscillation

Pour tester différentes hypothèses sur la forme des spectres, un jeu de données simulées adéquat doit être comparé aux spectres neutrinos mesurés avec STEREO. Pour des raisons d'optimisation de temps de calcul, un seul jeu de données neutrino est simulé avec un spectre plat. Les spectres en énergie neutrino sont appliqués en aval en construisant des séries d'histogrammes en énergie

7. La moyenne d'une variable x distribuée suivant une distribution de probabilité $P(x)$ est $\bar{x} = \int xP(x)dx$.

positron (ou énergie visible) pour chaque hypothèse à tester. En pratique, ces histogrammes ont les mêmes dimensions que ceux des données STEREO (bornes et binning) et sont remplis en appliquant un poids w à chaque événement neutrino simulé :

$$w \doteq S^{\text{tot}}(E_\nu)\sigma_{V-A}(E_\nu) \quad (3.19)$$

Dans le cadre de la génération des contours de sensibilité, les distorsions sur les spectres de chaque cellule sont déterminées par l'amplitude et la fréquence d'oscillation : $\sin^2(2\theta_{14})$ et Δm_{14}^2 respectivement. La probabilité $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$ intervient dans l'expression de w :

$$w \rightarrow w \times P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}(E_\nu, \sin^2(2\theta_{14}), \Delta m_{14}^2). \quad (3.20)$$

Dans l'analyse d'oscillations, les hypothèses à tester sont réparties sur une grille $(\Delta m_{14}^2; \sin^2(2\theta_{14}))$ avec une échelle logarithmique. En pratique 100×100 hypothèses d'oscillations sont testés. Encore pour des raisons de réduction de temps de calcul et d'espace disque, seuls les histogrammes en énergie positron avec $\sin^2(2\theta_{14}) = 1$ sont stockés. Ainsi à chaque Δm_{14}^2 , seul le rapport des histogrammes oscillé sur non-oscillé est enregistré :

$$R_{cb}(\Delta m_{14}^2) = \frac{M_{cb}^{\text{osc}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}) = 1)}{M_{cb}^{\text{non-osc}}} \quad (3.21)$$

où M_{cb} est le bin b de l'histogramme représentant le spectre en énergie positron dans la cellule c . Un exemple de rapport de spectres est présenté sur la figure ???. Un scénario d'oscillation particulier $(\Delta m_{14}^2; \sin^2(2\theta_{14}))$ est ensuite recouvert à l'aide de $R_{cb}(\Delta m_{14}^2)$:

$$M_{cb}^{\text{osc}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})) = M_{cb}^{\text{non-osc}} \times [1 - \sin^2(2\theta_{14})(1 - R_{cb}(\Delta m_{14}^2))]. \quad (3.22)$$

Ce sont ces M_{cb}^{osc} qui sont comparés avec les données mesurées pour l'analyse d'oscillation. Cette étude est présentée en détail dans le Chapitre 6.

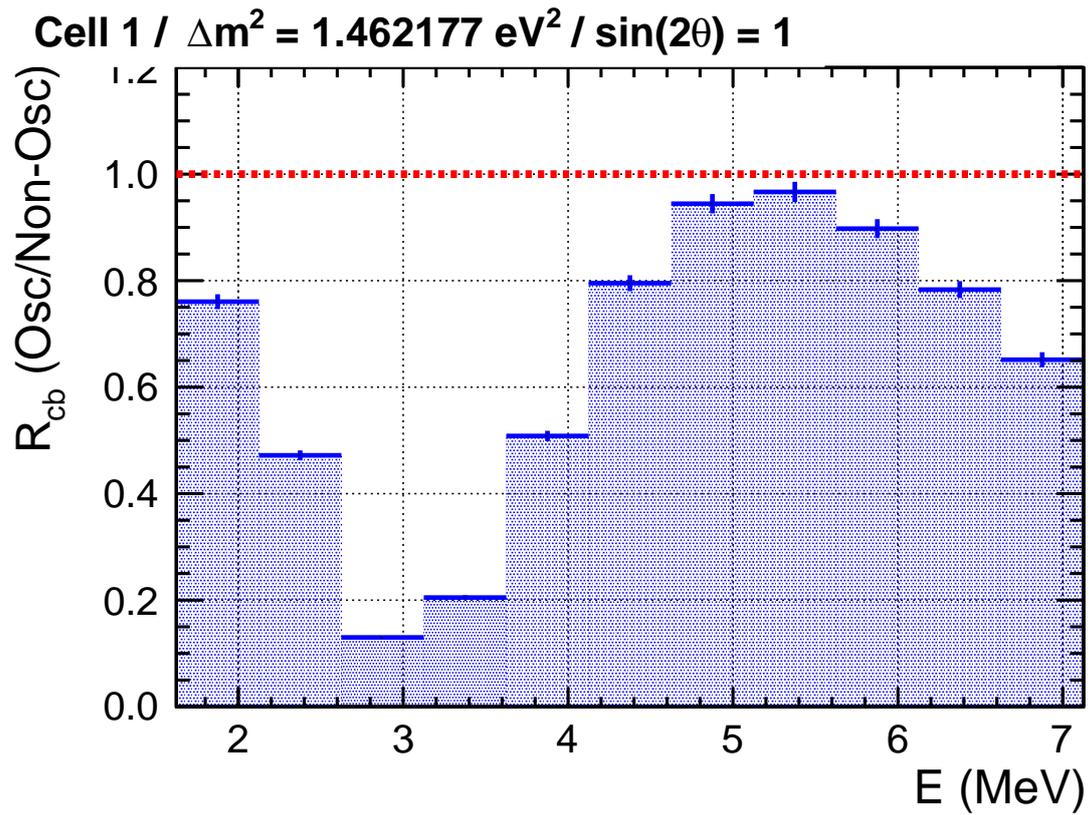


FIGURE 3.21 – Rapport des spectres positron oscillé/non-oscillé : $R_{cb} = M_{cb}^{\text{osc}}/M_{cb}^{\text{non-osc}}$. La ligne rouge représente le cas sans oscillation.

Chapitre 4

Reconstruction en Énergie

Sommaire

4.1 Principe de la méthode	92
4.2 Mesure des observables au premier ordre	93
4.2.1 Les coefficients de calibration	93
4.2.2 Les coefficients de fuites de lumière	95
4.3 Ajustement des paramètres de collection de lumière	96
4.3.1 Coupures utilisées	96
4.3.2 Détermination des énergies de référence	98
4.3.3 Correction itérative des paramètres de collection de lumière	101
4.3.4 Post-traitement	102
4.3.5 Conclusions sur l'ancrage	105
4.4 Ajustement des paramètres de la simulation	105
4.4.1 Modèle de quenching	106
4.4.2 Ajustement du quenching	107
4.5 Mises à l'épreuve de la méthode	109
4.5.1 Mesure des pics gamma de capture neutron	109
4.5.2 Suivi de la réponse du détecteur	111
4.5.3 Comparaison des pics de capture avec la simulation	114
4.5.4 Mesures du spectre de la décroissance beta du bore 12	116
4.6 Estimation des incertitudes systématiques	118
4.6.1 Incertitudes systématiques corrélées entre cellules	118
4.6.2 Incertitudes systématiques non corrélées entre cellules	119

Deux problèmes techniques affectant l'efficacité de collection de la lumière se sont imposés dans la première phase de prise de données. La défaillance des deux aquariums des buffers en acrylique et la lente dégradation des plaques réfléchissantes ont amplifié et fait évoluer les fuites de lumière entre cellules. La mesure des dépôts d'énergie dans chaque cellule ne pouvait pas directement se faire en comparant le nombre de charges collectées par les photomultiplicateurs. Il a donc fallu développer une méthode de reconstruction des dépôts d'énergie permettant de corriger l'évolution de l'efficacité de collection de lumière ainsi que les fuites de lumière entre les cellules.

Pour ce faire, la réponse de chaque cellule a été mesurée régulièrement avec une source de manganèse 54 (^{54}Mn). Cette dernière émet une raie gamma à 835 keV, avec une activité de 90 kBq¹, qui permet d'établir la correspondance entre la quantité d'énergie déposée dans le liquide scintillateur et le nombre de photons collectés par les photomultiplicateurs (PMs). Pendant chaque session de calibration, des données sont enregistrées en plaçant la source de ^{54}Mn dans différentes cellules à plusieurs hauteurs. Ainsi, la réponse de chaque cellule tout comme les effets de volume sont mesurés et permettent d'ajuster les paramètres de la simulation.

La réponse du détecteur est traitée en appliquant un formalisme matriciel sur les charges collectées. Le formalisme de cette méthode est détaillé dans un premier temps, suivi d'une description de l'ajustement des paramètres pour assurer la même réponse en énergie dans les données et la simulation. Ensuite, l'étude des effets non linéaires sur l'énergie est exposée en troisième partie. L'estimation des incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie est présentée en dernier temps.

4.1 Principe de la méthode

Soit un seul dépôt d'énergie E_i dans la cellule i . La charge collectée Q_i par les PMs de la cellule i peut être exprimée en fonction de E_i :

$$Q_i = E_i LY_i \alpha_i, \quad (4.1)$$

où LY_i est le nombre de photons produits par MeV déposé dans le liquide scintillateur (aussi appelé le « *Light Yield* ») et α_i l'efficacité de collection de lumière par les PMs de la cellule i . Les « coefficients de calibration » sont le produit de ces deux quantités : $LY_i \alpha_i \doteq C_i$. Il est important de noter que LY_i dépend du stopping power (dE/dx) et donc de la nature de la particule qui dépose l'énergie. De plus, l'efficacité de collection dépend a priori de la position des dépôts d'énergie dans la cellule : $\alpha_i = \alpha_i(x, y, z)$.

À cause des fuites de lumière, la cellule voisine j va aussi collecter des charges. L'expression de Q_j peut être exprimée en fonction des précédentes grandeurs physiques :

$$Q_j = E_i LY_i \mathcal{L}_{ij} \alpha_j = E_i LY_i \alpha_i \frac{\mathcal{L}_{ij} \alpha_j}{\alpha_i} = Q_i \frac{\mathcal{L}_{ij} \alpha_j}{\alpha_i}, \quad (4.2)$$

où le produit $\mathcal{L}_{ij} \alpha_j$ est la fraction de lumière produite dans la cellule i , mais collectée dans j . Les « coefficients de fuites de lumière » sont définis de la façon suivante : $L_{ij} \doteq Q_j / Q_i = \mathcal{L}_{ij} \alpha_j / \alpha_i$. En utilisant les paramètres de collection de lumière C_i et L_{ij} , la description de dépôts d'énergie dans les 10 cellules du détecteur peut-être généralisée :

$$Q_j = \sum_i E_i C_i L_{ij}. \quad (4.3)$$

1. Activité mesurée en 2016 [153]. Son temps de demi-vie est $T_{1/2} = 312j$ donc la source a perdu en intensité avec le temps, mais en 2019 elle sature encore l'acquisition.

Les produits $C_i L_{ij}$ sont les composantes de la matrice de « collection de lumière » : $M_{ij} = C_i L_{ij}$. Le vecteur d'énergie déposée dans chaque cellule peut alors être reconstruit à partir du vecteur de charges détectées :

$$\begin{pmatrix} E_0^{\text{rec}} \\ E_1^{\text{rec}} \\ \vdots \\ E_9^{\text{rec}} \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} Q_0 \\ Q_1 \\ \vdots \\ Q_9 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Notons la présence du label E^{rec} sur les énergies obtenues à partir du vecteur de charges Q_i . Cette étiquette sert à différencier les énergies reconstruites des « vraies » énergies déposées.

Les coefficients C_i et L_{ij} sont traités comme des constantes bien que leur valeur dépende de la position dans le volume : $C_i = C_i(x, y, z)$ et $L_{ij} = L_{ij}(x, y, z)$. La valeur choisie pour inverser la matrice correspond à la moyenne au sein d'une cellule. En pratique les dépôts d'énergies utilisés pour la calibration ne sont pas parfaitement homogènes en (x, y, z) mais les coefficients moyens restent représentatifs. En effet, les gammas du ^{54}Mn issus du tube central de calibration ont une longueur d'interaction moyenne de 15 cm : cette longueur est comparable avec les dimensions en x des cellules. De plus, les données de calibration sont acquises en déployant la source radioactive à plusieurs hauteurs rendant de fait les dépôts d'énergie en z homogènes. En revanche, les dépôts sont centrés autour de l'axe y et couvrent peu les bords des cellules (cf. figure 4.1). La réponse en énergie dans ces régions spatiales est testée à l'aide des gammas de captures neutrons. Cet aspect est discuté dans la Section 4.5.

Cette procédure a pour fonction de corriger au premier ordre la collection de lumière dans les données et la simulation. Même si les paramètres optiques du MC ne reproduisent pas parfaitement les données, les réponses en énergie restent comparables au 1^{er} ordre. Durant la phase 1, cette méthode constituait la seule issue pour comparer les spectres neutrinos avec une prédiction. En effet, l'évolution des paramètres optiques nous empêchait d'utiliser un unique jeu de données simulées.

Les effets résiduels sur la reconstruction en énergie sont traités par les erreurs systématiques. Ils sont essentiellement dus aux imperfections du modèle optique des parois réfléchissantes, ainsi qu'aux effets de collection de lumière dans les coins des cellules. Ces effets sont mesurés en étudiant la réponse en E^{rec} avec des jeux de données de calibration complémentaires. Les études sont présentées dans la Section 4.5.

Pour résumer, l'avantage de ce formalisme matriciel est d'homogénéiser la réponse du détecteur dans le temps, quelque soit l'évolution de la calibration et des fuites de lumière. La méthode permet ainsi l'utilisation de coupures topologiques plus restrictives pour s'affranchir au mieux des bruits de fond, tout en contrôlant l'efficacité de détection via le MC. La figure 4.2 est une représentation schématique de la méthode de reconstruction en énergie.

4.2 Mesure des observables au premier ordre

4.2.1 Les coefficients de calibration

Comme il a été mentionné précédemment, la calibration a été effectuée avec une source de manganèse 54 (^{54}Mn). Cette source intense mono gamma à 835 keV permet de calibrer le détecteur avec une contribution négligeable de bruit de fond. L'interaction dominante des gammas à cette énergie est la diffusion Compton.

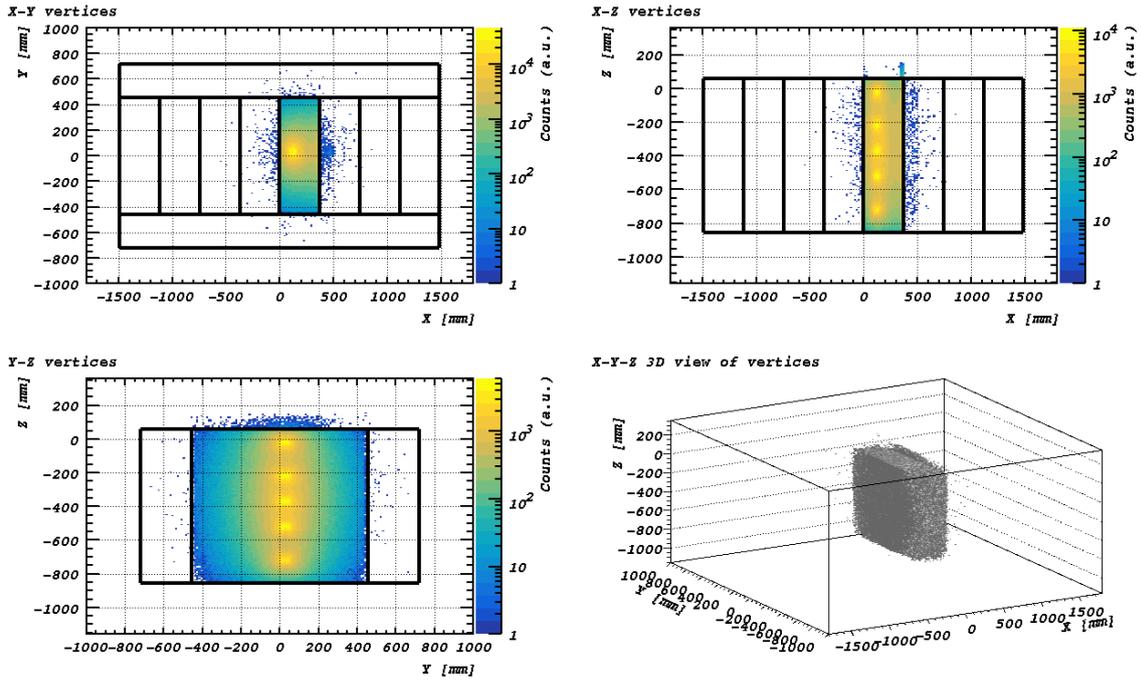


FIGURE 4.1 – Distribution des premiers vertex d’interaction des gammas du ^{54}Mn servant à la calibration de la cellule 4. Les sources sont déployées à 5 hauteurs en z rendant les dépôts d’énergies homogènes suivant cet axe. En revanche les valeurs extrêmes en y sont dépeuplées, c’est pourquoi la réponse en énergie a aussi été mise à l’épreuve avec d’autres signaux.

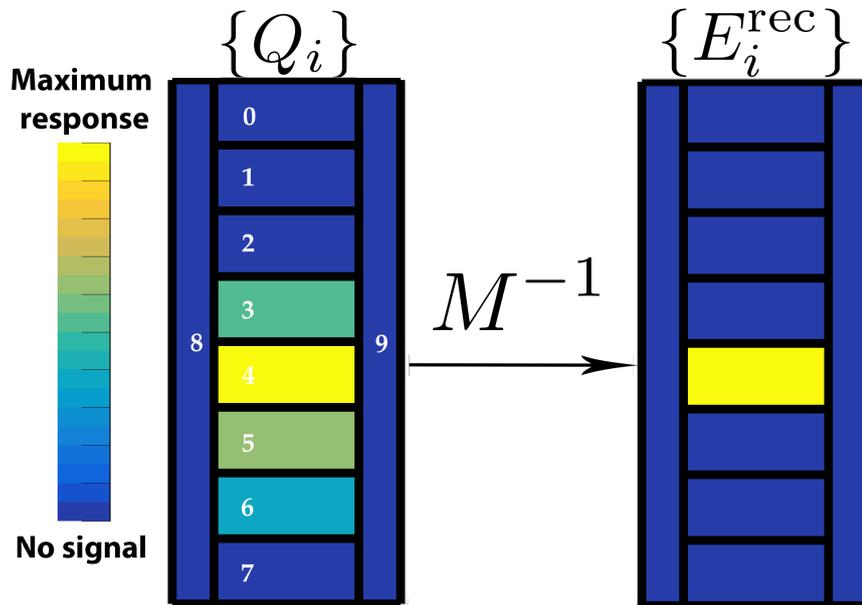


FIGURE 4.2 – Représentation de la réponse du détecteur en charge et en énergie reconstruite lors d’un dépôt d’énergie exclusif dans la cellule 4. Les charges collectées dans les cellules voisines à la 4 sont non nulles, alors qu’en énergie reconstruite seule la cellule 4 voit un signal.

Les coefficients de calibration sont obtenus de la même manière dans les données et la simulation. En reprenant la définition des C_i , l'équation (4.5) fait intervenir la charge Q_i et l'énergie déposée E_i^{dep} . E_i^{dep} ne peut être mesurée directement dans les données, mais cette quantité ne dépend pas des propriétés optiques du détecteur. Le MC fournit donc la valeur de E_i^{dep} utilisée pour déterminer C_i dans les données et la simulation :

$$C_i = \left\langle \frac{Q_i}{E_i^{\text{dep}}} \right\rangle \simeq \frac{\langle Q_i \rangle}{\langle E_i^{\text{dep}} \rangle}, \quad (4.5)$$

où la valeur de $\langle Q_i \rangle$ doit correspondre à $\langle E_i^{\text{dep}} \rangle$. Afin de s'affranchir de la lumière produite dans les cellules voisines, mais contribuant à $\langle Q_i \rangle$ via les fuites de lumière, seuls les événements ayant déposé exclusivement de l'énergie dans la cellule i doivent être considérés.

La source de ^{54}Mn est déployée dans les tubes de calibration, mais ces derniers ne sont pas présents dans toutes les cellules : cellules 1, 4 et 6 pendant la phase 1 et 1, 2, 4, 5 et 6 pour la phase 2. Les autres cellules sont en fait calibrées avec les gammas qui n'ont pas interagi avant d'attendre le volume en question. En pratique, les données acquises sont fusionnées et ce sont les coupures topologiques qui permettent de limiter les fuites d'énergie Compton vers les cellules voisines. À l'aide de la valeur centrale des coefficients de fuites de lumière L_{ij} ainsi que de leur dispersion ΔL_{ij} , il est possible de contraindre la charge vue dans les cellules voisines :

$$\frac{Q_{j \neq i}}{Q_i} < L_{ij} + k\Delta L_{ij}. \quad (4.6)$$

Une représentation de cette coupure est dessinée figure 4.3. La valeur de k est choisie en surveillant qu'un décalage δk n'affecte pas (ou très peu) les quantités $\langle Q_i \rangle$ et $\langle E_i^{\text{dep}} \rangle$.

Afin d'affiner la justesse des coefficients de calibration, une principale approximation doit être revue. La simulation ne décrit pas parfaitement les propriétés optiques de chaque paroi réfléchissante, alors l'efficacité des coupures anti-Compton est différente entre données et simulation. La correspondance entre $\langle Q_i \rangle_{\text{Data}}$ et $\langle E_i^{\text{dep}} \rangle_{\text{MC}}$ n'est pas évidente. Un ajustement plus fin des C_i est donc nécessaire. La méthode employée est décrite dans la Section 4.3.3.

4.2.2 Les coefficients de fuites de lumière

Les fuites de lumière sont mesurées en utilisant les muons cosmiques pendant la prise de données. Leur fort pouvoir pénétrant est exploité pour mesurer des fuites de lumière avec des dépôts d'énergie répartis de façon homogène dans le volume. De plus, les muons qui traversent le détecteur ont un pouvoir ionisant d'environ 2 MeV/cm et peuvent déposer jusqu'à plus de 100 MeV dans le liquide. Cependant, la linéarité de l'électronique nous impose de rester en deçà de 40 MeV. Peu d'autres bruits de fond déposent plus de 20 MeV dans le détecteur donc la sélection de ces événements est effectuée en appliquant un simple seuil en charge.

Pour calibrer les fuites de lumière d'une cellule source i , on sélectionne les candidats où la charge est maximum dans cette cellule (Q_i) et où la charge totale collectée est supérieure à 4000 PE ($\gtrsim 20$ MeV). Les distributions de charge Q_j sont stockées dans des histogrammes pour chaque tranche en Q_i . Les coefficients L_{ij} sont obtenus en ajustant le coefficient directeur de la droite : $Q_j = L_{ij}Q_i$ (voir figure 4.4). L_{ij} représente en fait la valeur nominale du rapport Q_j/Q_i . En pratique des coupures supplémentaires sont imposées pour limiter les fuites d'énergie, ainsi qu'une condition de non-saturation des PMs pour assurer la linéarité de la réponse.

D'autres techniques ont été développées pour obtenir ces coefficients à partir des runs de ^{54}Mn . Or, si les coefficients L_{ij} peuvent être aisément mesurés dans les cellules possédant un tube

de calibration, la procédure est plus délicate pour les autres cellules. Aucune méthode directe avec le ^{54}Mn n'a donné de résultat satisfaisant pour reconstruire l'énergie. Finalement, ce sont les coefficients L_{ij} mesurés à partir des cosmiques qui sont utilisés au premier ordre et l'énergie reconstruite est ajustée plus finement avec les runs de calibration en corrigeant les paramètres C_i et L_{ij} itérativement. La procédure est décrite dans la section suivante.

4.3 Ajustement des paramètres de collection de lumière

L'ajustement des paramètres de collection de lumière est une procédure itérative qui vise à harmoniser la valeur la plus probable des énergies reconstruites dans la simulation (E_{MC}^{rec}) et dans les données (E_{Data}^{rec}) sur une référence commune E^{ref} . Après avoir présenté les coupures nécessaires, cette section décrit la façon dont les énergies de référence sont établies, et ensuite la procédure d'ajustement des C_i et L_{ij} . Enfin, l'évaluation des erreurs systématiques liées à cet ancrage est présentée.

4.3.1 Coupures utilisées

Un des avantages de l'ajustement itératif des C_i et L_{ij} est de pouvoir utiliser des coupures sur les énergies reconstruites elles-mêmes. De telles coupures peuvent donc être utilisées dans les données et la simulation tout en étant indépendantes des paramètres optiques au premier ordre.

Bien que la source de ^{54}Mn soit très intense, les cellules qui ne possèdent pas de tube de calibration sont calibrées avec une quantité de gammas sensiblement plus faible. En effet, les gammas ne doivent pas interagir avant d'avoir atteint la cellule en question. La statistique est drastiquement réduite notamment pour les longues cellules du Gamma Catcher. Les bruits de fond d'origine cosmique et la radioactivité naturelle des matériaux environnants n'étant plus négligeables devant le signal ^{54}Mn , ils doivent être retirés. Pour ce faire, les coupures suivantes sont appliquées dans les données :

- Charge dans le veto muon $Q_{veto} < 80$ pe,
- Temps depuis le dernier événement d'origine cosmique $\Delta T_\mu > 30 \mu\text{s}$.

Pour ajuster les coefficients de calibration, les événements doivent avoir déposé toute leur énergie dans la cellule i . Les conditions suivantes sont imposées dans les données comme dans le MC :

- La cellule ayant reconstruit le maximum d'énergie doit être i ,
- Les énergies reconstruites dans toutes les autres cellules doivent être inférieures à 100 keV (anti-Compton) : $E_{j \neq i}^{rec} < 0,1 \text{ MeV}$.

En principe les fuites de lumière peuvent être ajustées dans les mêmes conditions, car la coupure anti-Compton limite suffisamment les partages d'énergie. Cependant, les cellules adjacentes à i ont en moyenne une part de fuites d'énergie non négligeable. Afin de contrôler le biais sur la mesure des fuites de lumière, d'autres critères de sélection sont utilisés pour ajuster L_{ij} :

- La cellule ayant reconstruit le maximum d'énergie doit être i ,
- La cellule i doit au moins contenir 60 % de l'énergie totale reconstruite : $E_i^{rec} > 0.6 E_{tot}^{rec}$,
- La seconde cellule ayant reconstruit le maximum d'énergie doit être j (pour contrôler que les fuites d'énergie Compton ont lieu dans j , et ainsi ajuster correctement L_{ij}),
- L'énergie reconstruite dans les autres cellules doit être inférieure à 5% du total.

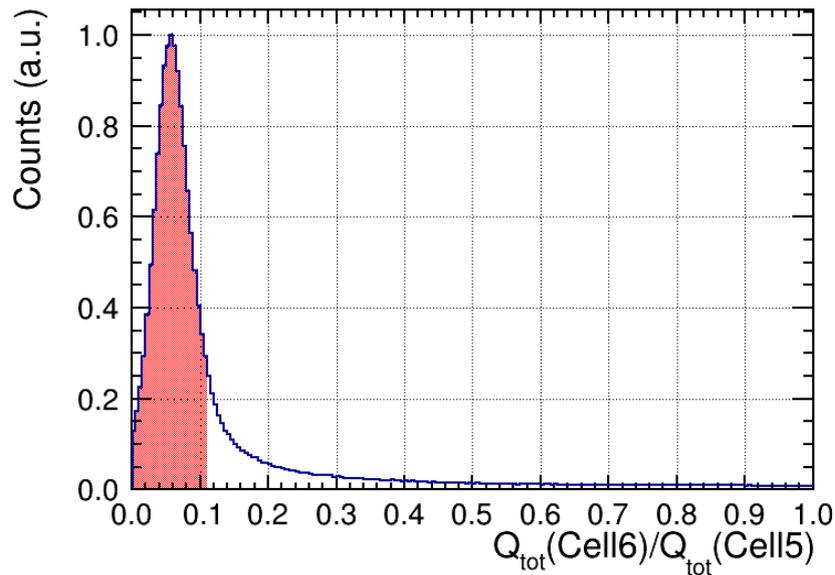


FIGURE 4.3 – Distribution des rapports de charge Q_j/Q_i ($j = \text{Cellule } 6$ et $i = \text{Cellule } 5$). La source de ^{54}Mn est disposée dans la cellule 5 (i), et cette distribution sert à ajuster les fuites de lumière de i vers $j : L_{ij}$. La zone en rouge représente les événements sélectionnés pour la calibration.

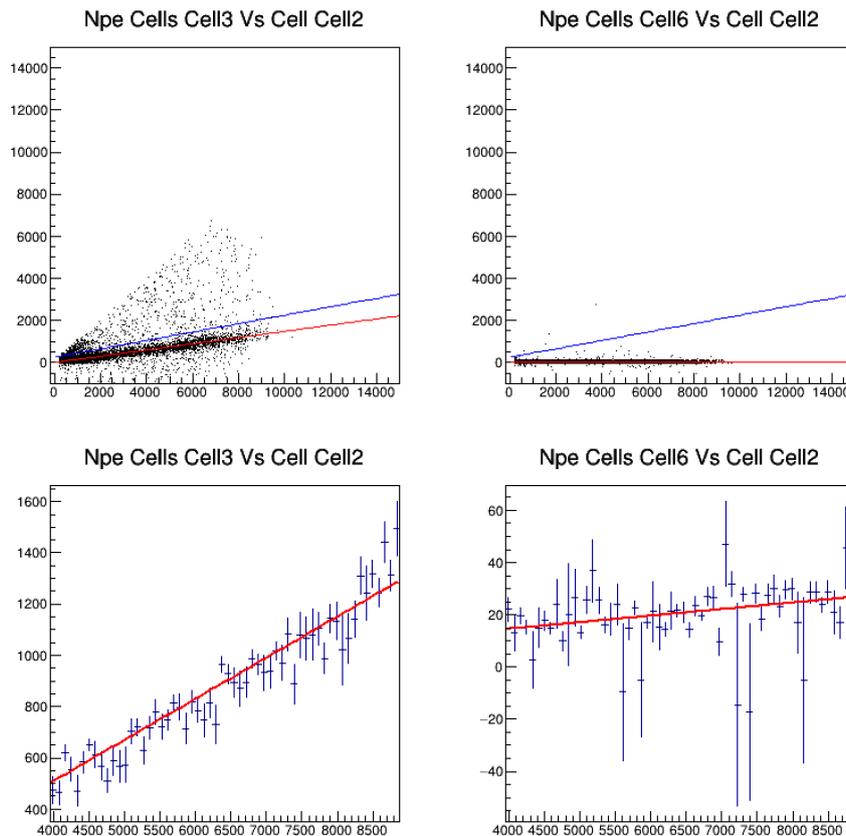


FIGURE 4.4 – Mesure des coefficients de fuites de lumière L_{ij} avec les muons cosmiques. À droite la charge collectée dans la cellule 6 contre celle dans la cellule 2. À gauche la charge dans la cellule 3 contre la cellule 2. Les événements sous les lignes bleues sont utilisés pour remplir un graph profilé (figure en bas) sur lequel est ajusté une droite (en rouge) pour obtenir les fuites de lumière. (source : [154])

Même si les coefficients C_i et L_{ij} ne sont pas parfaitement ajustés lorsque les coupures sur l'énergie reconstruite sont sollicitées, la population d'événements sélectionnée est suffisamment pure pour faire converger les paramètres après quelques itérations.

4.3.2 Détermination des énergies de référence

La construction d'énergies de référence est cruciale, car ce sont elles qui assurent que toutes les cellules donnent une réponse en énergie similaire. La simulation procure la vraie quantité d'énergie déposée dans le liquide pour chaque cellule. En revanche, la valeur la plus probable de l'énergie reconstruite ne peut pas être directement comparée à celle de l'énergie déposée, car des gammas n'ayant pas tout déposé affectent la distribution d'énergie reconstruite (voire figure 4.5). Pour effectuer une comparaison cohérente, l'énergie déposée donnée par la simulation doit être convoluée par une fonction de réponse imitant celle du détecteur. Deux méthodes ont été testées : la « convolution gaussienne » et la « convolution patchwork ».

À énergie déposée fixe, la réponse en énergie reconstruite suit une loi de gauss en première approximation. La procédure de convolution gaussienne vise à construire une distribution d'énergie dite « convoluée » en appliquant sur chaque événement un décalage sur l'énergie déposée :

$$E_i^{\text{conv}} = E_i^{\text{dep}} + \delta E(\sigma_i), \quad (4.7)$$

où δE est une variable aléatoire suivant une loi gaussienne de largeur σ_i . σ_i est obtenu en prenant la déviation standard de la distribution d'énergie reconstruite (avec des paramètres au premier ordre) des événements ayant laissé toute leur énergie dans le liquide (voir distribution violette, figure 4.5). Elle est considérée comme constante bien que la résolution varie avec la quantité d'énergie déposée. Cette approximation est acceptable dans la mesure où la valeur attendue de E^{ref} est proche de l'énergie nominale. La figure 4.6 montre que la distribution d'énergies convoluées a une forme très similaire à la réponse du détecteur dans la région du maximum. La déviation croissante à basse énergie vient du fait que la distribution en énergie reconstruite est coupée à 0,5 MeV. L'effet sur la distribution convoluée est similaire à celui de la convolution d'une porte par une gaussienne : la marche est adoucie. L'énergie de référence est mesurée en ajustant une courbe gaussienne autour de la valeur la plus probable (± 100 keV). Le paramètre μ de la gaussienne est pris comme E^{ref} .

Sur la figure 4.6, on peut observer que l'écart entre énergies reconstruites et convoluées présente néanmoins une pente résiduelle dans la région du maximum. Cette déviation induit un biais sur l'extraction de E^{ref} à hauteur de 0.1%. Le principal candidat provoquant cet effet est l'approximation gaussienne de la réponse du détecteur. Les effets de volume dans les coins des cellules affectent l'efficacité de collection de la lumière, donc le modèle de réponse gaussienne doit être amélioré. C'est l'objet de la « convolution par patchwork », qui utilise la véritable forme de la réponse en énergie reconstruite.

Dans la convolution par patchwork, la forme de la réponse en énergie reconstruite est extraite en isolant les événements issus de chaque bins en énergie déposée. Pour ce faire, des coefficients C_i et L_{ij} au premier ordre sont exploités. Chaque distribution extraite en E^{rec} est recalée de telle manière à ce que la moyenne corresponde à celle du bin en énergie déposée E^{dep} . Les distributions recalées sont ensuite superposées dans un histogramme commun. Enfin, une gaussienne est ajustée par-dessus cet histogramme afin d'extraire E^{ref} comme précédemment. La figure 4.7 montre finalement que la convolution par patchwork est en meilleur accord avec l'énergie reconstruite.

Ces procédures de convolution sont répétées pour fournir une énergie de référence à chaque set de coupures utilisées. Il y a donc autant de E^{ref} que de C_i et L_{ij} combinés. La correspondance

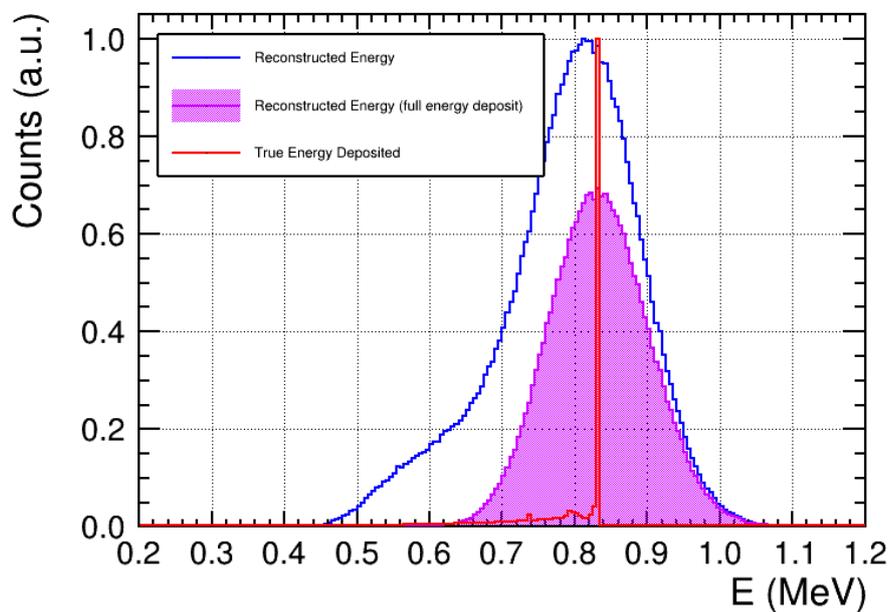


FIGURE 4.5 – Évolution de la position de la valeur la plus probable en énergie reconstruite en fonction des événements considérés. La valeur la plus probable de la distribution avec tous les événements (bleu) se retrouve légèrement décalée vers les basses énergies par rapport à celle où seuls les gammas qui ont tout déposé dans le liquide sont considérés (violet). La valeur la plus probable de la distribution en bleu ne coïncide donc pas avec le pic d'énergie totale déposée (rouge). Cet effet justifie l'utilisation de méthodes de convolution des énergies déposées pour construire des points d'ancrage E^{ref} sur lesquels les distributions d'énergie reconstruite doivent s'aligner.

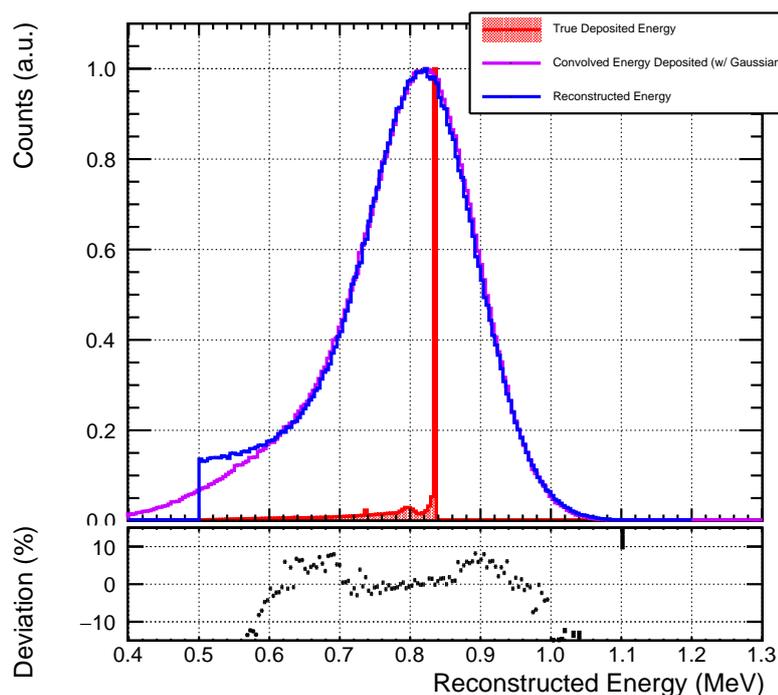


FIGURE 4.6 – Comparaison entre la distribution d'énergie par convolution gaussienne (violet) et l'énergie reconstruite (bleu) obtenues dans la simulation. Pour pouvoir comparer la forme des deux distributions, l'énergie reconstruite a été ajustée au préalable. La déviation relative est présentée en dessous (noir). L'histogramme en rouge représente la distribution d'énergie déposée dans le liquide.

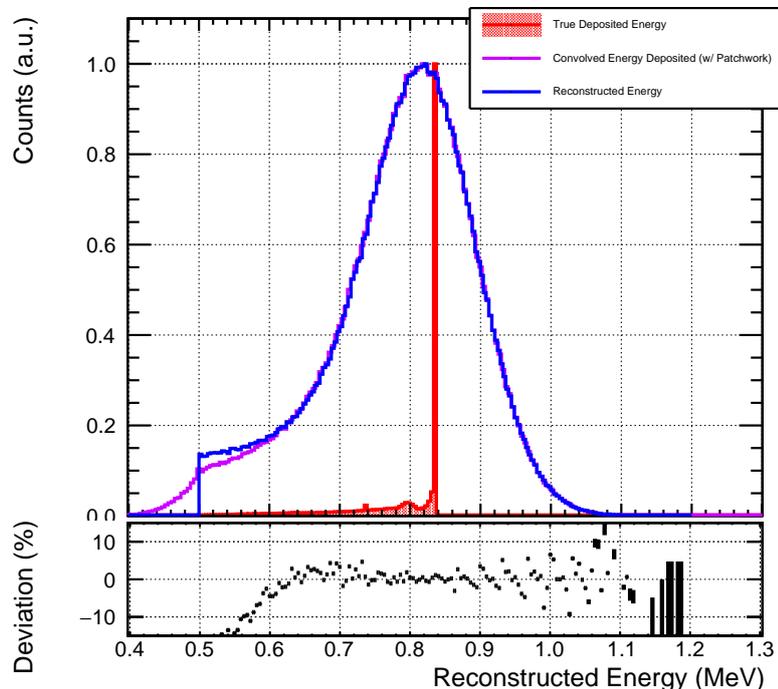


FIGURE 4.7 – Comparaison entre la distribution d'énergie convolution par patchwork (violet) et l'énergie reconstruite (bleu) obtenues dans la simulation. Pour pouvoir comparer la forme des deux distributions, l'énergie reconstruite a été ajustée au préalable. La déviation relative est présentée en dessous (noir). L'histogramme en rouge représente la distribution d'énergie déposée dans le liquide.

entre énergies reconstruites et paramètres de collection de lumière est explicitée dans la section suivante. Les deux méthodes de convolution donnent des résultats similaires à $\pm 0,2\%$ près. Ce chiffre est retenu comme incertitude sur chaque E^{ref} . En pratique, les valeurs E^{ref} fournies par la convolution patchwork sont utilisées pour l'ajustement des C_i et L_{ij} .

4.3.3 Correction itérative des paramètres de collection de lumière

Les dépôts d'énergie gamma du ^{54}Mn sont suffisamment localisés pour ne considérer que deux cellules. L'Équation 4.3 peut donc être simplifiée en réduisant la dimension de la matrice M à 2×2 . Dans ce cas, elle peut être facilement inversée :

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} C_2 & -C_2 L_{21} \\ -C_1 L_{12} & C_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{pmatrix}}{C_1 C_2 (1 - L_{12} L_{21})}, \quad (4.8)$$

où l'indice 1 désigne la cellule ayant reçu le plus d'énergie, et 2 la cellule contenant d'éventuelles fuites d'énergie. Au premier ordre, le décalage en énergie reconstruite $\delta E_1 \doteq E_1^{\text{ref}} - E_1^{\text{rec}}$ peut être exprimé en fonction de $\delta C_1 \doteq C_1^{\text{ref}} - C_1^{\text{rec}}$ et $\delta L_{12} \doteq L_{12}^{\text{ref}} - L_{12}^{\text{rec}}$ où C_1^{rec} et L_{12}^{rec} sont les paramètres utilisés pour reconstruire E_1^{rec} , et C_1^{ref} et L_{12}^{ref} les paramètres de références qui permettent d'obtenir E_1^{ref} :

$$\delta E_1 = \frac{Q_1 \left\{ \frac{\delta C_1}{C_1^{\text{rec}}} - \frac{Q_2 L_{12}^{\text{rec}}}{Q_1} \left(\frac{\delta C_1}{C_1^{\text{rec}}} + \frac{\delta L_{12}}{L_{12}^{\text{rec}}} \right) \right\}}{(1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}) C_1^{\text{rec}}} + \mathcal{O} \left[\left(\frac{\delta C_1}{C_1^{\text{rec}}} \right)^2, \frac{\delta C_1}{C_1^{\text{rec}}} \frac{\delta L_{12}}{L_{12}^{\text{rec}}} \right]. \quad (4.9)$$

Puisque nous avons considéré que l'énergie est principalement déposée dans 1 ($E_1^{\text{rec}} \gg E_2^{\text{rec}}$), le facteur $Q_2 L_{12}^{\text{rec}} / Q_1$ est négligeable. Ainsi, le biais de calibration δC_1 au premier ordre peut être exprimé en inversant l'Équation 4.9 :

$$\delta C_1 = -\frac{\delta E_1}{E_1^{\text{rec}}} C_1^{\text{rec}} (1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}). \quad (4.10)$$

De la même manière, l'erreur sur le coefficient de fuites de lumière peut être exprimée en fonction de δE_2 :

$$\delta E_2 = \frac{-E_1^{\text{rec}} C_1^{\text{rec}} \delta L_{12}}{(1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}) C_2^{\text{rec}}} + \mathcal{O} \left[\left(\frac{\delta C_2}{C_2^{\text{rec}}} \right)^2, \left(\frac{\delta L_{12}}{L_{12}^{\text{rec}}} \right)^2, \frac{\delta C_2}{C_2^{\text{rec}}} \frac{\delta L_{12}}{L_{12}^{\text{rec}}} \right], \quad (4.11)$$

$$\delta L_{12} = -\frac{\delta E_2}{E_1^{\text{rec}}} \frac{C_2^{\text{rec}}}{C_1^{\text{rec}}} (1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}). \quad (4.12)$$

Lorsque les cellules 1 et 2 sont voisines, il reste difficile de séparer les fuites d'énergie probables des fuites de lumière. L'astuce pour contourner cette difficulté consiste à regarder l'énergie reconstruite dans l'ensemble du détecteur ($E_{\text{tot}}^{\text{rec}} \doteq \sum_{i=\text{cells}} E_i^{\text{rec}}$) une fois que tous les autres coefficients sont ajustés. Ainsi, le biais résiduel sur $E_{\text{tot}}^{\text{rec}}$ est corrigé en ajustant la fuite de lumière adjacente δL_{12} :

$$\frac{\delta E_{\text{tot}}}{E_1^{\text{rec}}} \simeq -\frac{\delta L_{12}^{\text{rec}} C_1^{\text{rec}}}{(1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}) C_2^{\text{rec}}}, \quad (4.13)$$

$$\delta L_{12} = -\frac{\delta E_{\text{tot}}}{E_1^{\text{rec}}} \frac{C_2^{\text{rec}}}{C_1^{\text{rec}}} (1 - L_{12}^{\text{rec}} L_{21}^{\text{rec}}). \quad (4.14)$$

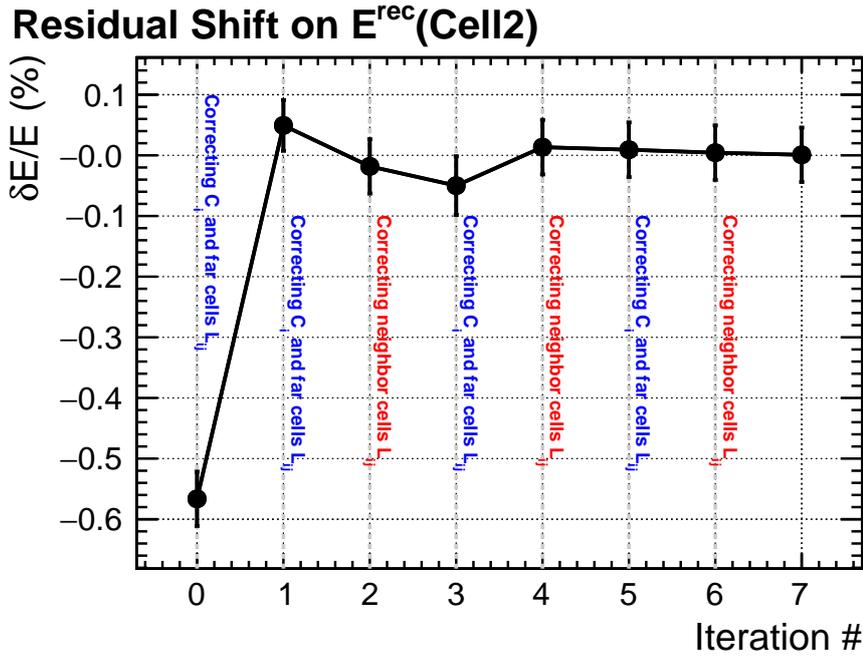


FIGURE 4.8 – Application itérative des corrections sur les C_i et L_{ij} . Les deux premières itérations sont dédiées aux corrections sur les C_i et L_{ij} des cellules lointaines, et à partir de l’itération n° 2, les corrections sur les L_{ij} des cellules voisines sont appliquées en alternance. L’ajustement des C_i et L_{ij} des cellules lointaines diminuent le décalage δE_1 (Éq. 4.10) alors que l’ajustement sur L_{ij} des cellules voisines affecte le décalage δE_{tot} (4.13).

Ces corrections sont appliquées itérativement jusqu’à ce que les résidus δE_{tot} et δE_1 deviennent négligeables. Les valeurs de E^{rec} sont évaluées de la même manière que les énergies de référence E^{ref} : en ajustant une courbe gaussienne autour de la valeur la plus probable. En pratique, seuls les coefficients de calibration C_i et de fuites de lumière L_{ij} non adjacentes sont corrigés à l’aide des Équations (4.10) et (4.12) pendant les deux premières itérations. Ensuite, l’Équation (4.14) est sollicitée pour ajuster les fuites de lumière adjacentes une itération sur deux. Un schéma qui résume le déroulement des corrections est présenté sur la figure 4.8. La procédure d’ajustement s’arrête lorsque δE_1 et δE_{tot} ont tous les deux convergé.

L’ajustement des paramètres de collection de lumière a permis d’établir un accord très satisfaisant entre l’énergie reconstruite dans la simulation et les données (voir figure 4.9). Les résidus de l’énergie reconstruite entre données et simulation sont tous inclus dans une bande de $\pm 0.2\%$ pour les cellules de la Target et $\pm 0.4\%$ pour les cellules du GammaCatcher (voir figure 4.11).

4.3.4 Post-traitement

Au début de la phase 1, les coefficients de calibration ont diminué de près de 15 % en deux mois. L’écart entre deux dates de calibration était trop important pour être ignoré lors de l’analyse des runs neutrinos. Une interpolation linéaire a donc été mise en place pour prendre en compte l’évolution brutale des C_i et L_{ij} . Lorsqu’un run neutrino est analysé, les coefficients de collection de lumière sont échantillonnés sur les 5 dates de calibration les plus proches. Une fonction affine est ajustée sur ces valeurs et les coefficients associés au run neutrino sont obtenus en reportant la date sur la courbe ajustée. Cette étape de post-traitement a eu pour effet de lisser l’évolution des C_i et L_{ij} utilisés dans l’analyse des données. L’effet est présenté sur la figure 4.10.

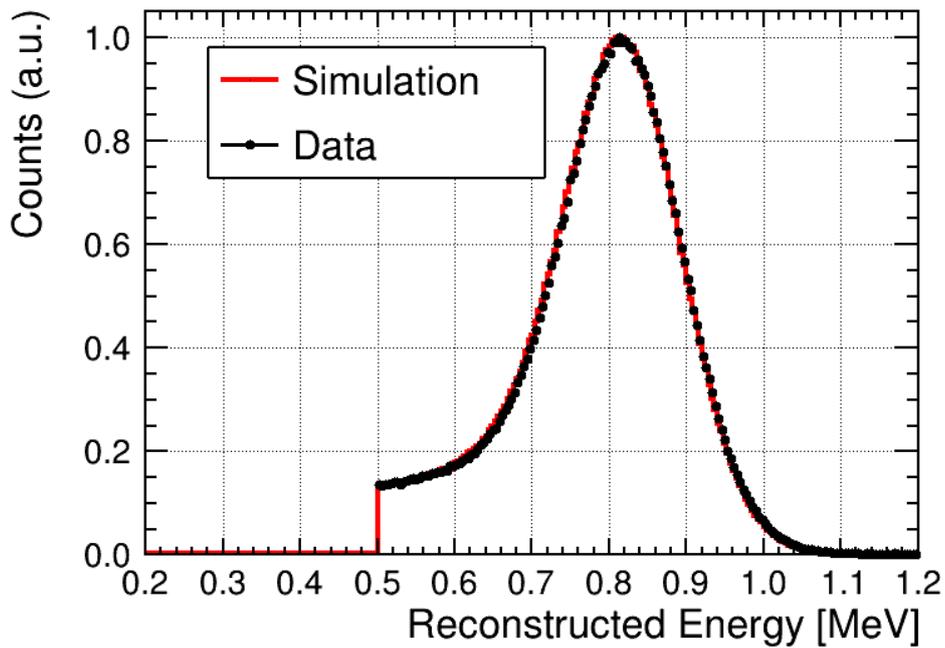


FIGURE 4.9 – Comparaison des distributions en énergie reconstruite dans les données (noir) et la simulation (rouge) après ajustement des paramètres de collection de lumière. La marche à 500 keV correspond à une coupure utilisée dans la procédure d’ajustement pour des raisons d’automatisation du fit gaussien.

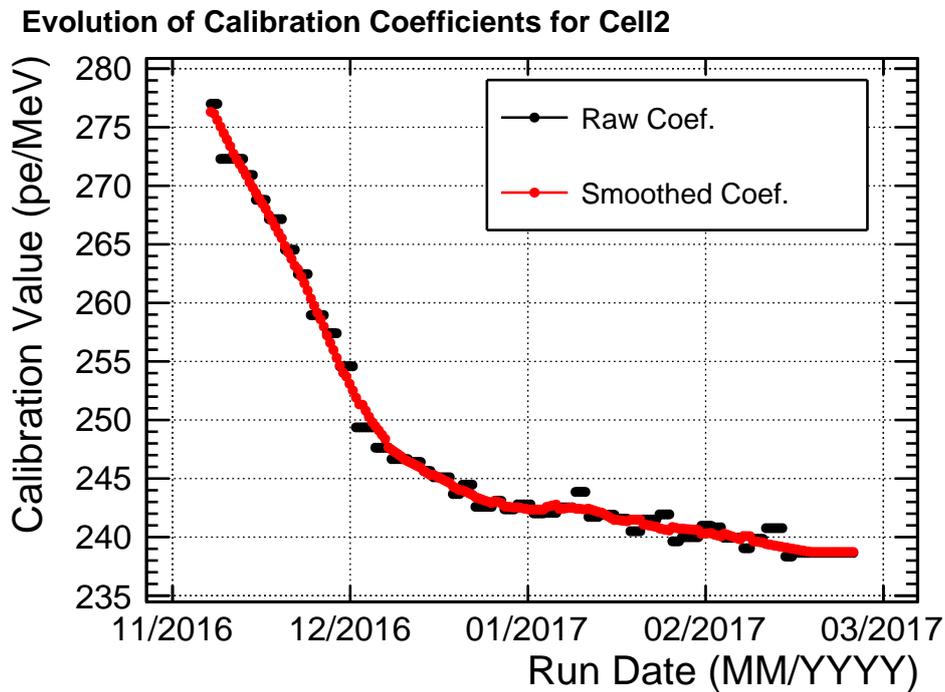


FIGURE 4.10 – Illustration du lissage des coefficients de calibration. La courbe noire représente la valeur des coefficients brute prise à chaque date, tandis que la courbe rouge montre les coefficients échantillonnés après la procédure de lissage. La période étudiée ici correspond à la phase 1.

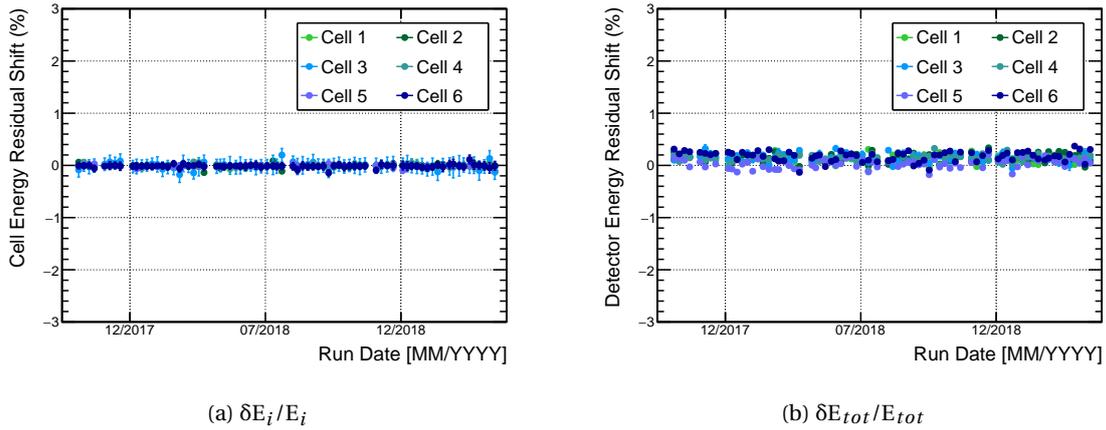


FIGURE 4.11 – Décalages résiduels de l'énergie reconstruite entre les données et la simulation après ajustement des paramètres de collection de lumière. (a) montre les décalages résiduels sur l'énergie reconstruite dans la cellule et (b) montre les décalages résiduels l'énergie reconstruite dans tout le détecteur.

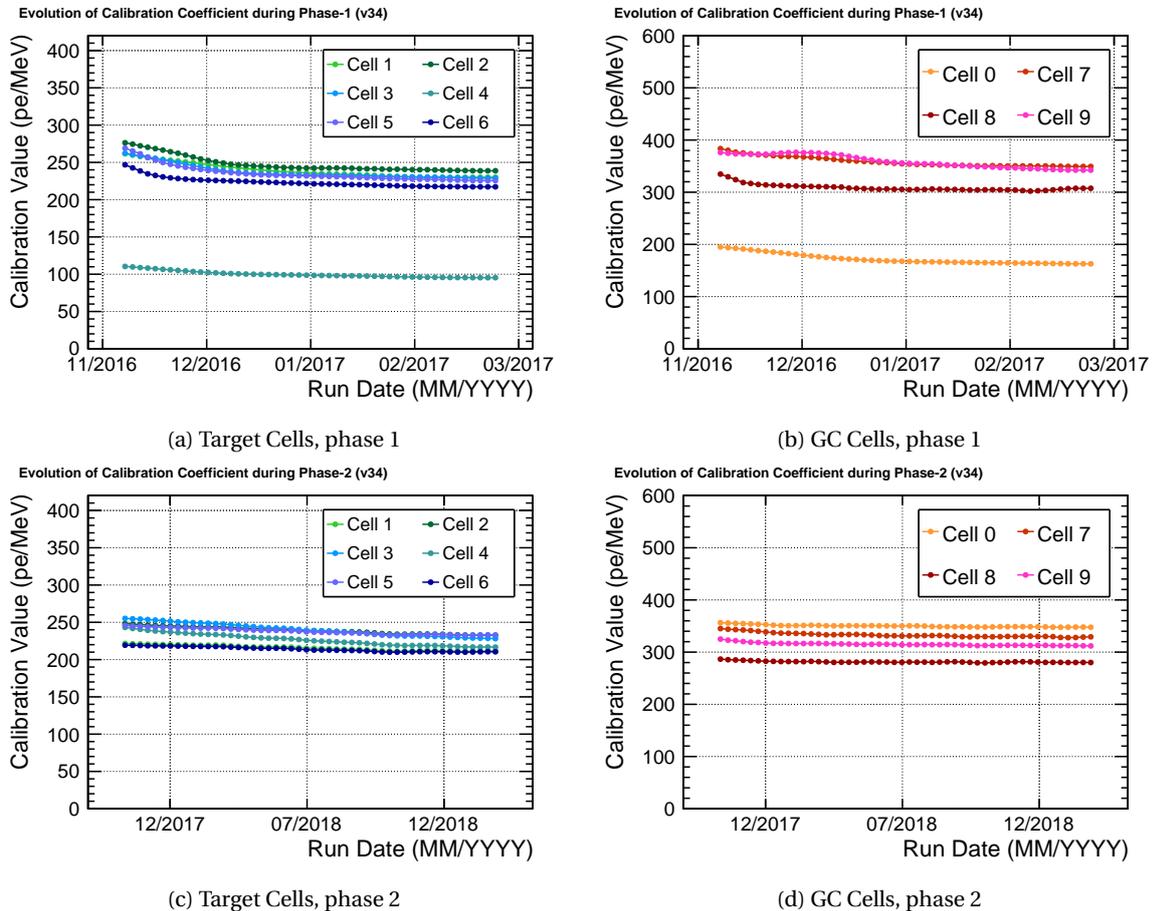


FIGURE 4.12 – Évolution de la réponse en énergie de chaque cellule pendant la prise de données. (a) et (b) montrent l'évolution des coefficients de calibration pendant la phase 1 des cellules de la Target et du Gamma-Catcher respectivement. Pareillement (c) et (d) montrent l'évolution des coefficients de calibration pendant la phase 2. Les coefficients échantillonnés ont subi l'étape de lissage au préalable.

4.3.5 Conclusions sur l'ancrage

La procédure d'ajustement des paramètres de collection de lumière a été appliquée sur l'ensemble des données des sessions de calibration ^{54}Mn en phases 1 et 2. Aujourd'hui, l'ancrage est effectué automatiquement toutes les semaines dès qu'une nouvelle calibration ^{54}Mn a lieu. Le suivi de chaque valeur de C_i et L_{ij} est affiché sur le site du monitoring et permet d'analyser le comportement de la réponse du détecteur en temps réel. À titre d'illustration, l'évolution des C_i est présenté pour les deux phases sur la figure 4.12.

En phase 1, les deux cellules qui ont perdu leur couplage optique à cause d'une fuite des *buffers* sont la 0 (GC-Front) et la 4. Elles se distinguent des autres par un coefficient de calibration anormalement faible. En effet la cellule 4 ne récoltait que ~ 100 pe/MeV soit plus de deux fois moins que les autres cellules de la Target. Il en va de même avec la cellule 0 qui ne voit que ~ 175 pe/MeV alors que 350 serait attendu. On remarque aussi une tendance décroissante corrélée entre les cellules de la Target jusque fin décembre 2016. Cette évolution a été attribuée à la dégradation progressive des parois réfléchissantes lorsque le liquide scintillateur a pénétré le sandwich en acrylique. En effet, la corrélation avec le développement des coefficients de fuites de lumière L_{ij} s'est montrée en faveur de cette hypothèse. Contrairement à ce que cette diminution des C_i laisse penser, le rendement lumineux du liquide (LY_i) n'a pas montré d'évolution significative pendant ces périodes. Si tel était le cas, le nombre total de charges collectées par MeV devrait suivre la même tendance :

$$Q^{\text{total}}(E_i = 1 \text{ MeV}, E_{j \neq i} = 0) = \sum_j Q_j = \sum_j C_i L_{ij} = \sum_j M_{ij}. \quad (4.15)$$

Or comme le montre la figure 4.13, cette quantité ne diminue pas. La baisse des C_i s'explique par le fait que les photons perdus dans la cellule i sont en fait collectés par les cellules voisines j . On remarque d'ailleurs que contrairement aux autres, la cellule 4 voit Q^{total} augmenter. Cette accroissement du nombre de photons total collectés est dû au développement des fuites de lumière, car l'efficacité de collection de la cellule 4 (α_i) est faible donc la lumière émise dans 4 est préférentiellement collectée dans les cellules voisines via les fuites de lumière. En plus de démontrer une stabilité satisfaisante de l'efficacité de collection totale du détecteur, la figure 4.13 affirme la stabilité du rendement lumineux du liquide pendant toute la phase 1.

Après réparation des buffers défailants et amélioration de l'étanchéité des sandwiches en acrylique, la phase 2 offre une grande stabilité des coefficients de calibration de la Target et du Gamma-Catcher comme le montre la figure 4.12. Sur un an cependant, les C_i de la Target montrent une tendance décroissante sensible ($\sim -10\%$ /an). Par ailleurs, l'efficacité totale de collection de la Target diminue elle aussi, bien que l'amplitude de la chute soit plus faible : $\sim -5\%$ /an (figure 4.13). L'évolution des C_i semble donc être principalement dû au lent développement des fuites de lumière pendant la phase 2, tandis que la baisse résiduelle du nombre total de photons collectés pourrait indiquer une légère dégradation des propriétés optiques du liquide scintillateur de la Target. Du reste, aucune évolution résiduelle sur Q^{total} pour les cellules du Gamma-Catcher ne peut être affirmée.

4.4 Ajustement des paramètres de la simulation

Comme nous l'avons explicité dans la Section 4.1, la procédure de reconstruction en énergie ne corrige les inhomogénéités de collection de lumière qu'au premier ordre. De plus, les effets de non-linéarité du processus de scintillation ne sont pas pris en compte. Les paramètres de la simulation doivent être ajustés et contrôlés pour assurer la réponse à plus haute énergie.

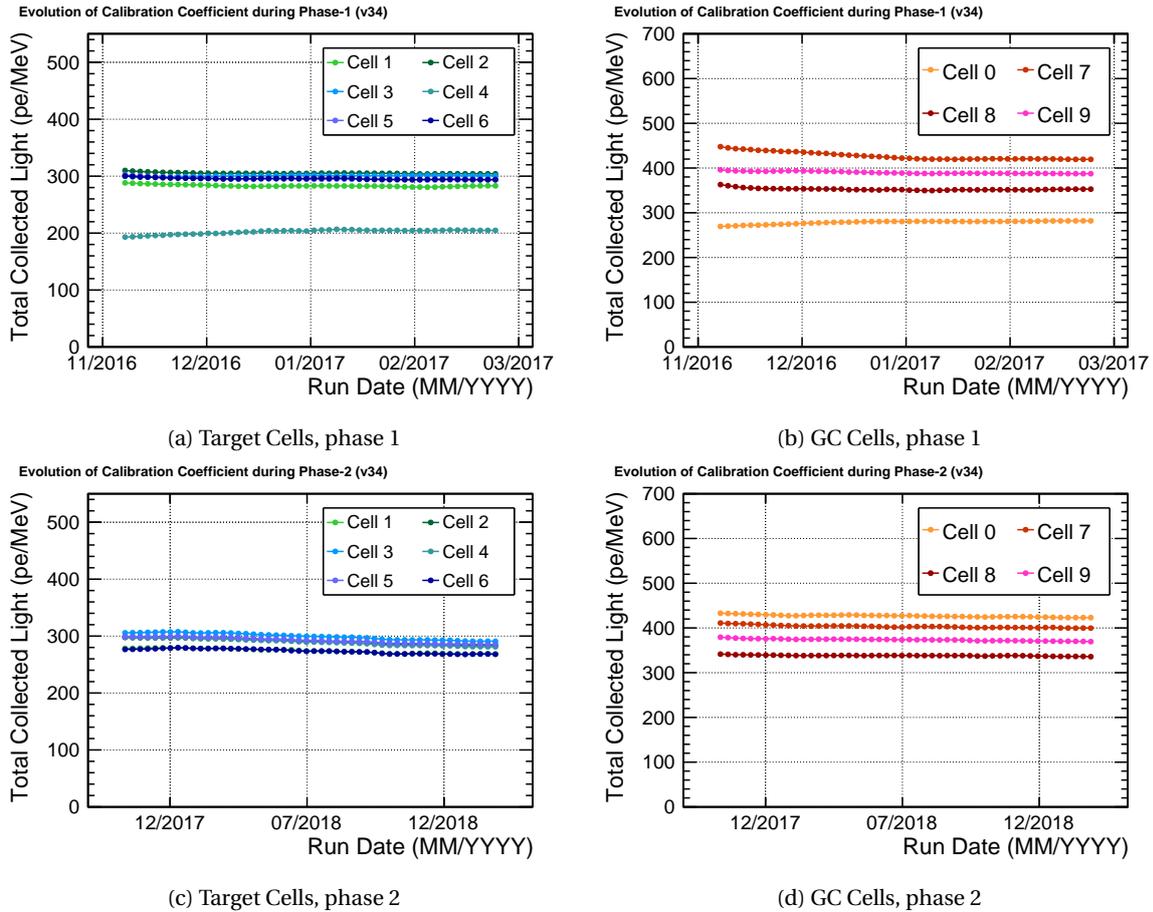


FIGURE 4.13 – Évolution de l'efficacité de collection de lumière totale pendant la prise de données. (a) et (b) montrent l'évolution de $Q^{\text{total}} = \sum_j M_{ij}$ pendant la phase 1 des cellules de la Target et du Gamma-Catcher respectivement. Pareillement (c) et (d) montrent l'évolution de Q^{total} pendant la phase 2.

Pour ce faire, d'autres sources gamma à différentes énergies ont été déployées. Les gammas de haute énergie permettent non seulement de mesurer l'évolution du rendement lumineux, mais aussi de tester les effets de volume. Effectivement, la distance moyenne sans interaction d'un gamma augmente avec l'énergie : environ 20 cm à 1 MeV contre 30 cm à 2 MeV. Les différentes sources radioactives utilisées sont listées dans le Tableau 4.1.

4.4.1 Modèle de quenching

La réponse du détecteur est calibrée avec des gammas de 0,835 MeV, mais ce sont les électrons produits par effet Compton qui induisent le processus de scintillation. Au fur et à mesure qu'ils ralentissent, leur pouvoir d'arrêt augmente très fortement et une partie non négligeable de leur énergie initiale est déposée dans une zone très localisée. Le pouvoir de scintillation des molécules du liquide est alors saturé et une partie de l'énergie déposée n'est pas convertie en lumière : c'est l'effet de quenching. Le quenching se manifeste donc par une non-linéarité des coefficients de calibration à basse énergie. Celle-ci doit être contrôlée afin d'assurer la validité de l'échelle en énergie des spectres neutrino. Le quenching est reproduit dans la simulation grâce au modèle effectif de Birks [155] :

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}}, \quad (4.16)$$

où dL/dx est le rendement lumineux par unité de longueur, L_0 le rendement lumineux en

Source	Energie (MeV)	Multiplicité
^{68}Ge	0.5110	2
^{124}Sb	0.6027 1.691	2
^{137}Cs	0.6617	1
^{54}Mn	0.8348	1
^{65}Zn	1.116	1
^{60}Co	1.173 1.332	2
^{42}K	1.525	1
^{24}Na	1.369 2.754	2
AmBe	4.440 2.223 (n-H)	1 + neutron 1

TABLEAU 4.1 – Liste des sources gamma utilisées pour la calibration. La multiplicité désigne le nombre de gammas émis simultanément.

régime linéaire, dE/dx le pouvoir d'arrêt de la particule ionisante et k_B une constante appelée « paramètre de Birks » dont la valeur dépend du matériau scintillateur. Notons que chaque particule ionisante possède à une énergie donnée, un pouvoir d'arrêt qui lui est propre. Les paramètres de la loi de Birks (L_0 et k_B) sont donc différents pour chaque particule. Plusieurs méthodes ont été abordées afin d'ajuster le paramètre de Birks. La méthode détaillée ici est celle qui a été développée dans cette thèse : « Mesure de la divergence Données-Simulations de l'énergie reconstruite » [156].

Chaque énergie de gamma peut être associée à un quenching électron effectif. En effet, les gammas interagissent soit par effet photoélectrique, soit par diffusion Compton ou encore par création de paires électron-positron. Ces trois interactions se résument à la production de plusieurs électrons à diverses énergies où chacun suit la loi de Birks avec les mêmes paramètres L_0 et k_B . La réponse en énergie des gammas correspond donc à un quenching électron moyenné :

$$L(\gamma) = \left\langle \sum_e \int_x \frac{dL(e^-)}{dx} dx \right\rangle. \quad (4.17)$$

Lorsque k_B est modifié dans le MC, l'écart avec le coefficient de calibration C_i des données évolue différemment avec l'énergie de la source gamma (voir figure 4.14). La valeur de k_B est donc ajusté pour faire correspondre les données et la simulation sur toute l'échelle en énergie. Cependant, la simulation de chaque source gamma est très coûteuse en temps de calcul et en espace disque : toutes les valeurs de k_B ne peuvent pas être directement testés. Pour surmonter cette difficulté, une méthode d'estimation de k_B a alors été développée.

4.4.2 Ajustement du quenching

k_B a été ajusté de manière à faire correspondre la fonction de réponse en énergie dans les données et la simulation. Le rapport de réponse en énergie peut être exprimé en faisant apparaître k_B :

$$\Delta(E^{\text{dep}}, k_B) \doteq \frac{E_{\text{Data}}^{\text{rec}}}{E_{\text{MC}}^{\text{rec}}(E^{\text{dep}}, k_B)} - 1 \quad (4.18)$$

Alternativement, cette expression peut être définie à l'aide des coefficients de calibration $C_i(E^{\text{dep}})$. On notera que $\Delta(E^{\text{dep}} = 0,835 \text{ MeV}, k_B) = 0$ parce que l'énergie reconstruite a été ancrée avec la source de ^{54}Mn . De plus, lorsque la valeur de k_B est correctement ajustée la déviation

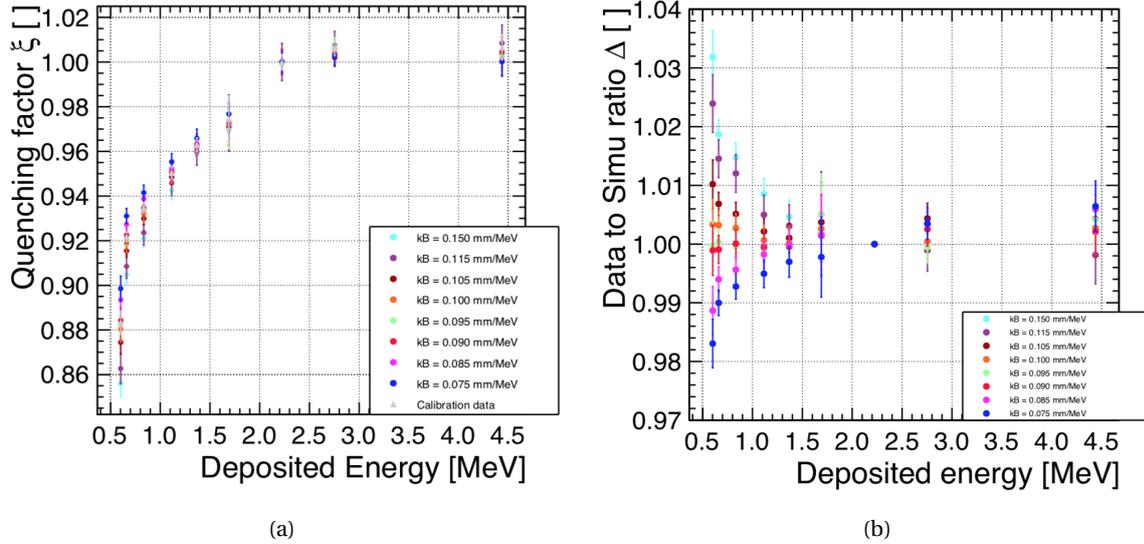


FIGURE 4.14 – Illustration de l’effet du quenching sur la simulation. (a) montre l’évolution de la valeur des coefficients de calibration normalisés avec la valeur du pic gamma n-H à 2,2 MeV : $\xi \doteq C_i(E)/C_i(2,2 \text{ MeV})$. (b) représente le rapport $\Delta \doteq \xi(\text{Data})/\xi(\text{MC})$. Les sources gamma utilisées sont (de gauche à droite) : ^{124}Sb , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{24}Na , ^{124}Sb , n-H, ^{24}Na , AmBe. (source [127])

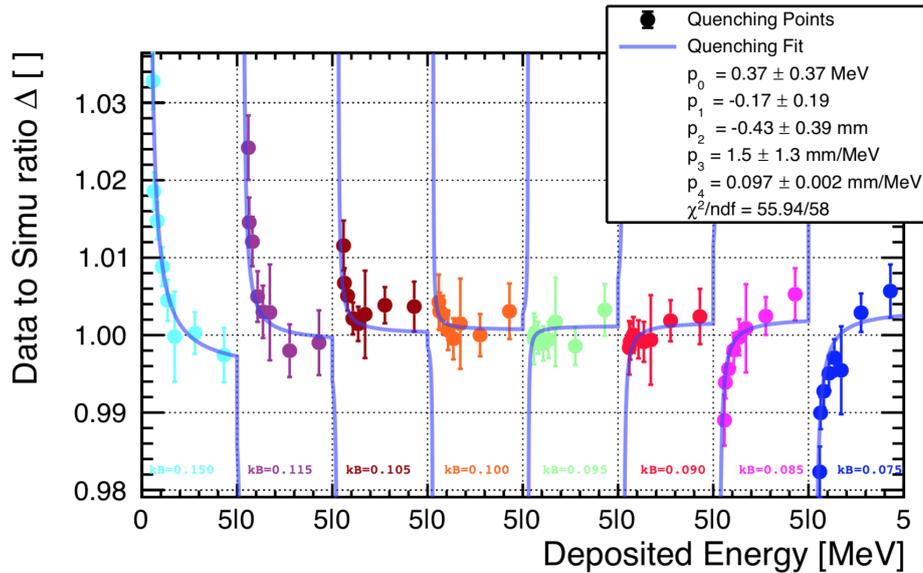


FIGURE 4.15 – Évolution du rapport de réponse en énergie dans les données et la simulation en fonction de l’énergie des gammas et de k_B . Chaque couleur correspond à une valeur de k_B de la simulation. À partir d’une certaine valeur de k_B , la pente change de sens. La valeur de k_B^0 optimale est choisie pour Δ soit nul sur toute la gamme en énergie. (source [127])

donnée–simulation doit s’annuler : $\Delta(E^{\text{dep}}, k_B = k_B^0) = 0$. Au premier ordre d’un développement de Taylor, l’expression de Δ devient :

$$\Delta(E^{\text{dep}}, k_B) \simeq \left. \frac{\partial \Delta}{\partial k_B} \right|_{k_B = k_B^0} (k_B - k_B^0). \quad (4.19)$$

La dérivée de Δ par rapport à k_B n’est pas connue analytiquement mais peut être approximée par une fonction ajustée sur les données. Un rapport de deux polynômes d’ordre 1 a été choisi pour effectuer cette tâche :

$$\Delta(E^{\text{dep}}, k_B) \simeq \frac{E^{\text{dep}} a_1 + b_1}{E^{\text{dep}} a_2 + b_2} (k_B - k_B^0), \quad (4.20)$$

où a_1, b_1, a_2, b_2 et k_B^0 sont des paramètres ajustés sur les données. La figure 4.15 montre l’ajustement de cette fonction sur différentes simulations ayant un k_B qui leur est propre.

Trois analyses indépendantes ont été menées pour extraire la valeur de k_B^0 . À la différence de la méthode employée dans le cadre de cette thèse, les équipes du MPIK et du LAPP ont estimé la valeur de Δ en mesurant l’évolution du coefficient de calibration C_i pour chaque source. La valeur définitive de k_B a été obtenue en faisant la moyenne des k_B^0 mesurés par chaque méthode :

$$\overline{k_B^0} = (9,63 \pm 0,69) \times 10^{-2} \text{ mm/MeV}. \quad (4.21)$$

Cette valeur de k_B^0 a permis de reproduire les effets non linéaires dans la simulation sur une échelle en énergie allant de 500 keV à 5 MeV. L’écart résiduel entre les données et la simulation est présenté sur la figure 4.16, et montre un bon accord avec tous les points contenus dans une bande $\pm 1\%$.

4.5 Mises à l’épreuve de la méthode

Afin de contrôler les effets systématiques résiduels sur l’énergie reconstruite, la méthode a été testée avec un jeu de données indépendant de la calibration. Les rayonnements gamma issus de captures de neutrons d’origine cosmique sont des candidats de choix pour effectuer cette mission. En effet, la répartition des vertex d’émission gamma est plus homogène que les sources de calibration et certaines cascades gamma, comme celle du Gd, peuvent déposer de l’énergie dans plusieurs cellules simultanément.

En premier lieu, la méthode d’extraction des valeurs des pics de capture sur noyaux d’Hydrogène (n-H) et noyaux de Gadolinium (n-Gd) est présentée suivie d’une discussion sur l’évolution de la réponse en énergie du détecteur. Enfin, la comparaison avec les données cosmiques simulées est établie.

4.5.1 Mesure des pics gamma de capture neutron

Puisque les gammas de capture sont induits par des neutrons d’origine cosmique, ils sont souvent précédés par un événement issu de la même gerbe. L’extraction de ces gammas dans les données est donc établie à l’aide l’algorithme de recherche de paires corrélées en temps décrit dans le Chapitre 5. Les sections efficaces de capture sont maximales lorsque le neutron est thermalisé. Cette phase de thermalisation dure environ 2 μs , alors il convient de ne sélectionner que les paires séparées d’au moins cette durée. Une fois thermalisé, le neutron diffuse par collisions élastiques avec les noyaux environnants et la probabilité de capture dépend de la nature du noyau rencontré

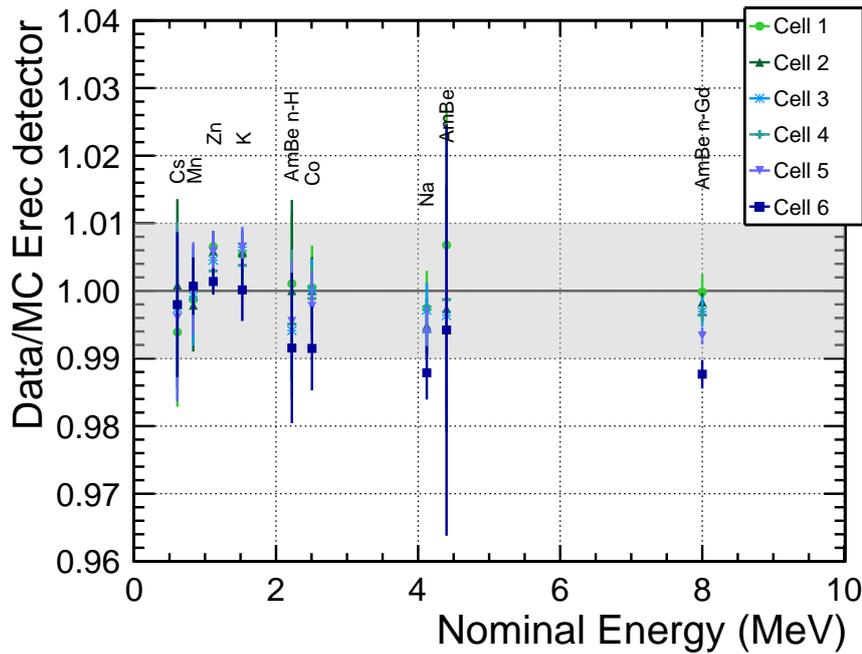


FIGURE 4.16 – Test de l'échelle en énergie avec les sources de calibration. Chaque point représente l'écart de la valeur des pics en énergie reconstruite entre les données et la simulation. Cette figure a été réalisée en fusionnant les runs couvrant cinq hauteurs entre 10cm et 80cm.

à chaque collision. Le temps moyen de capture sur l'Hydrogène est de $230\ \mu\text{s}$ tandis que pour le Gadolinium : $16\ \mu\text{s}$. La fenêtre de coïncidence temporelle est élargie de telle sorte à accepter plus de 90% des captures. Enfin, les captures sur Hydrogène donnent naissance à un gamma de $2,2\ \text{MeV}$ alors que la désexcitation du noyau de Gadolinium génère une cascade de gammas dont la somme des énergies est d'environ $8\ \text{MeV}$. Des coupures en énergies reconstruites sont appliquées afin d'isoler ces gammas en tant qu'événements Retardés. La fenêtre Prompt quant à elle est élargie au maximum afin d'accepter tous les événements cosmiques. Cependant une énergie seuil est appliquée, car le bruit de fond accidentel devient non-négligeable à basse énergie. Les événements provoquant la saturation des PMs sont aussi retirés parce que les instabilités de la photocathode peuvent créer des candidats Retardés factices. Finalement, les coupures sur la sélection de paires sont résumées dans le Tableau 4.2 et le principe de la recherche de paires est résumé sur la figure 4.17.

Candidat	Capture neutron	Coupure
Prompt	n-H et n-Gd	$3\ \text{MeV} < E_{tot}^{rec} < 150\ \text{MeV}$ $Q_{veto} < 80\ \text{PE}$ Saturation PMTs autorisée : Non
Retardé	n-H	$2\ \mu\text{s} < \Delta T < 300\ \mu\text{s}$ $1\ \text{MeV} < E_{tot}^{rec} < 4\ \text{MeV}$ $E_{GC}^{rec} < 250\ \text{keV}$
	n-Gd	$2\ \mu\text{s} < \Delta T < 70\ \mu\text{s}$ $5\ \text{MeV} < E_{tot}^{rec} < 10\ \text{MeV}$

TABEAU 4.2 – Liste des coupures utilisées pour la sélection des gammas de captures.

Les données sont découpées par période et par cellule² et chaque candidat de capture est

2. L'association d'un événement à un numéro de cellule est effectuée en identifiant la cellule ayant reconstruit le plus

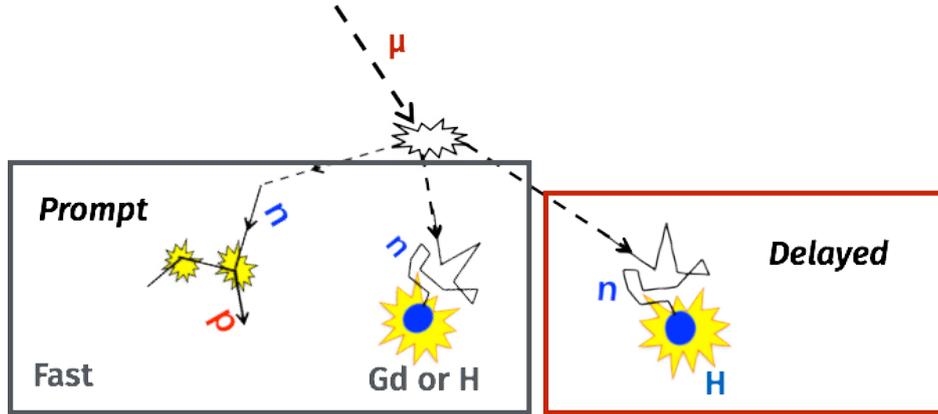


FIGURE 4.17 – Méthode d’isolation des captures neutrons dans la fenêtre retardée (Delayed). Les événements qui constituent les signaux Prompts sont induits par d’autres neutrons issus du même événement cosmique. Ces neutrons peuvent être détectés par leurs collisions avec les protons du liquide (neutrons rapides), ou via la capture sur des noyaux absorbants (H ou Gd) qui se désexcitent en émettant des gammas.

stocké dans un histogramme en énergie reconstruite. Après soustraction des paires accidentelles (coïncidences fortuites, procédure décrite dans la Section 5.2.2), la réponse en énergie reconstruite est suivie en ajustant une fonction « Crystal Ball » qui décrit au mieux la réponse du détecteur [157] :

$$f(E; B, N, \mu, \sigma, n, \alpha) = B + N \times \Gamma(E; \mu, \sigma, n, \alpha), \quad (4.22)$$

où B est un terme constant prenant en compte le bruit de fond, N un facteur de normalisation et Γ la fonction Crystal Ball :

$$\Gamma = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(E-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \frac{E-\mu}{\sigma} > -\alpha, \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n e^{-\alpha^2/2} \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{E-\mu}{\sigma}\right)^{-n} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.23)$$

Les paramètres μ et σ permettent de suivre respectivement la position en énergie du pic et sa largeur. Deux exemples d’ajustement montre un bon accord du modèle Crystal Ball ajusté sur les données n-H et n-Gd : figure 4.18.

4.5.2 Suivi de la réponse du détecteur

Les données n-H et n-Gd offrent un moyen de suivre la réponse du détecteur avec des distributions de dépôts d’énergie similaires à ceux des neutrinos. Les variations relatives de la valeur la plus probable des spectres (μ) sont présentées sur la figure 4.19.

En phase 1, la valeur moyenne du pic n-H est stable à $\pm 0.5\%$ près pour toutes les cellules (voire figure 4.19a). Les cellules 1 et 6 présentent néanmoins une légère dépendance en temps sur toute la période. Ces évolutions résiduelles ont été attribuées à l’accroissement des fuites de lumière. En effet, en plus de réduire les performances des parois réfléchissantes, la pénétration du liquide scintillateur dans les sandwichs en acrylique fait évoluer l’asymétrie haut-bas sur la collection de lumière. Puisque les dépôts d’énergies des événements n-H ont davantage lieu en bas des cellules (cf. Section 3.3.2) et que la calibration utilisée pour reconstruire les pics est ajustée sur des événements ^{54}Mn équirépartis en Z, le pic n-H est sensible aux variations relatives des effets haut-bas.

d’énergie.

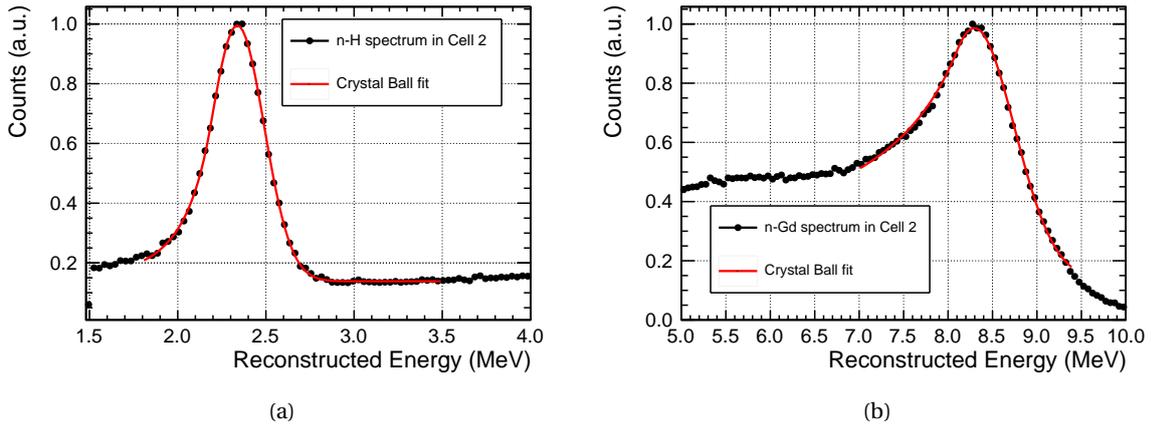


FIGURE 4.18 – Exemple d’ajustement d’une Crystal Ball sur les pics gamma de capture neutron : n-H (a) et n-Gd (b). Les données utilisées pour former ces spectres sont issues des runs neutrinos de la phase 2.

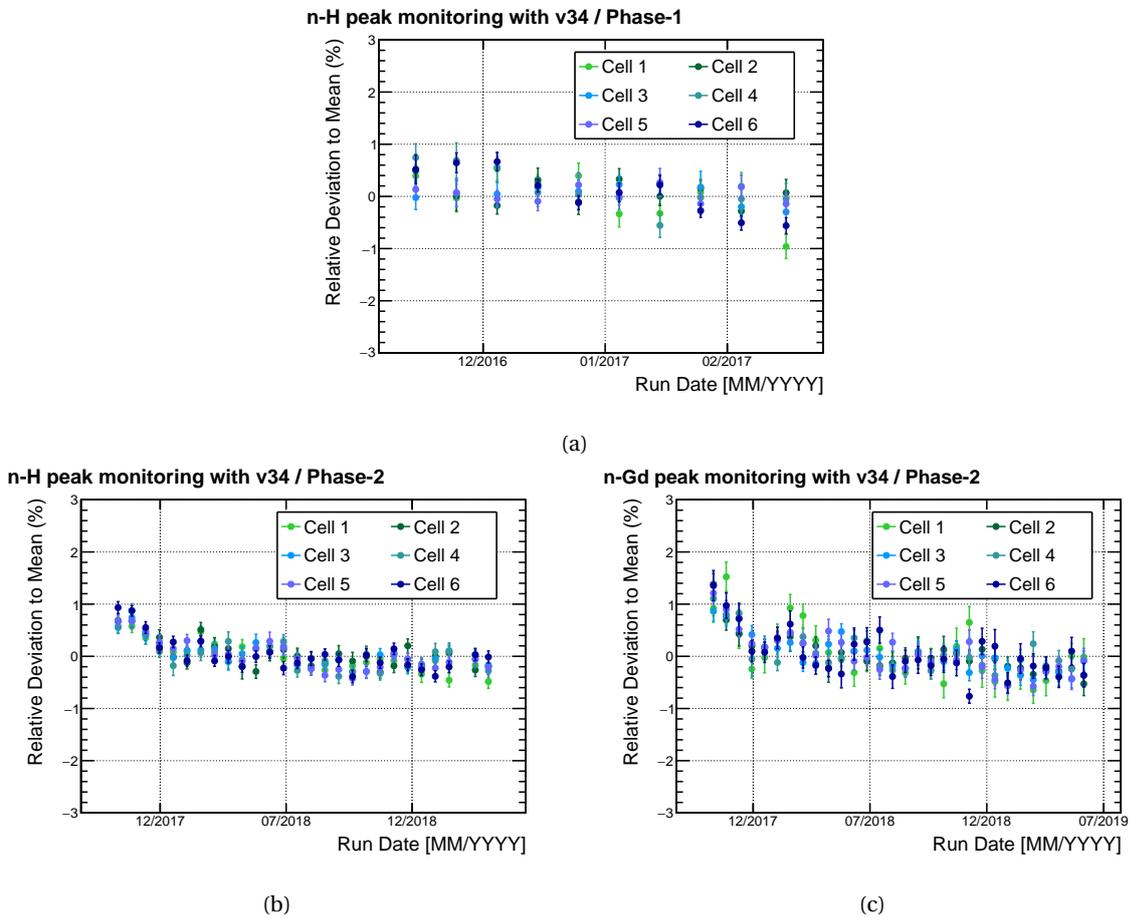


FIGURE 4.19 – Évolution relative des pics gamma de capture neutronique. (a) représente le suivi du pic n-H pendant la phase 1. Chaque point rassemble 10 jours de prise de données. (b) montre l’évolution du pic n-H en phase 2. Cette fois chaque point rassemble 20 jours de prise de données. (c) illustre l’évolution de la position du pic n-Gd pendant la phase 2. Chaque point rassemble également 20 jours de données.

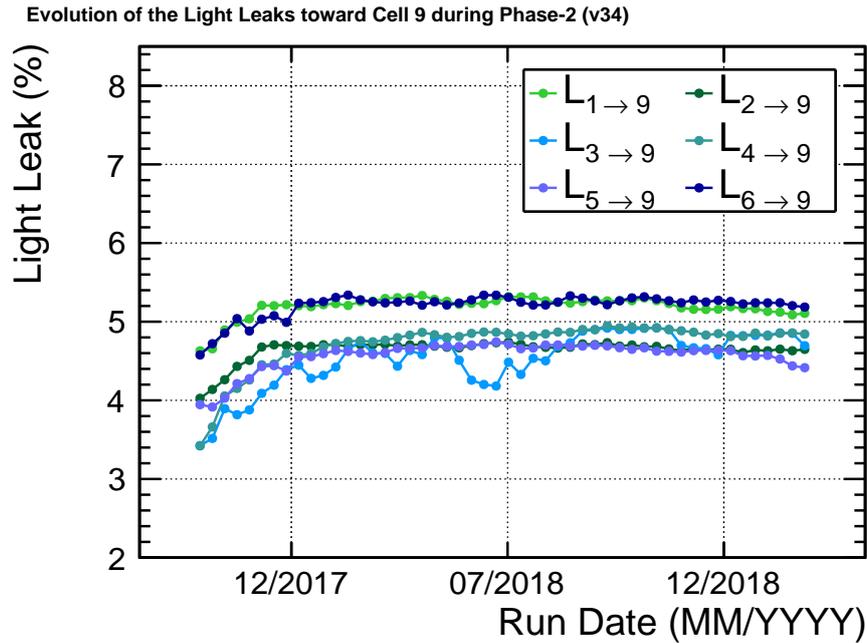


FIGURE 4.20 – Suivi des fuites de lumière vers la cellule 9 (Gamma-Catcher côté IN20). L’augmentation brusque des fuites de lumière vers la cellule 9 est un candidat potentiel pour expliquer l’évolution des pics n-H et n-Gd en début de phase 2.

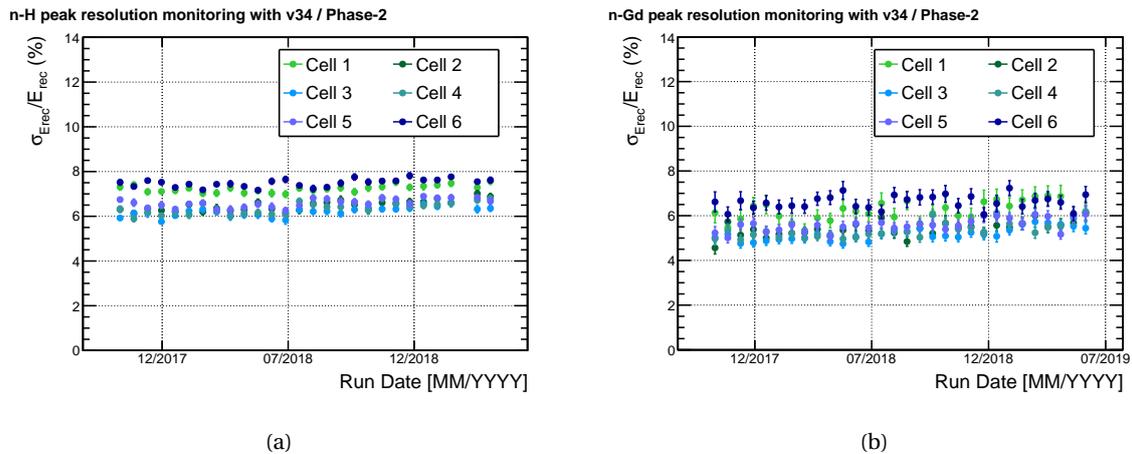


FIGURE 4.21 – Évolution de la résolution des pics de captures neutron. La résolution est définie comme le rapport de la largeur du pic (composante gaussienne de la Crystal-Ball) sur l’énergie du pic. (a) montre l’évolution de la résolution pour le pic n-H et (b) représente celle du n-Gd.

En comparaison, la phase 2 présente une tendance décroissante visible à la fois sur les données n-H (fig. 4.19b) et n-Gd (4.19c) entre début novembre 2017 et fin décembre 2017. Celle-ci coïncide avec le développement des fuites de lumière vers la cellule 9 (longue cellule du Gamma-Catcher, côté IN20) comme le montre la figure 4.20. La brusque diminution de la réponse en énergie des pics de capture neutron est probablement dû à l’accroissement des fuites de lumière vers le Gamma-Catcher. Par ailleurs, la tendance décroissance globale après cette période est en accord avec l’hypothèse de la lente dégradation du liquide scintillateur (cf. Section 4.3.5). Une diminution sensible de la longueur d’atténuation du liquide pourrait expliquer cet effet.

La résolution des pics n-H et n-Gd est suivie en mesurant le paramètre σ , largeur de la gaussienne formant la partie droite du modèle Crystal-Ball. En phase 1, la résolution de chaque cellule reste stable sur toute la période : $\sim 5,5\%$. La cellule 4 a cependant une résolution plus haute à cause

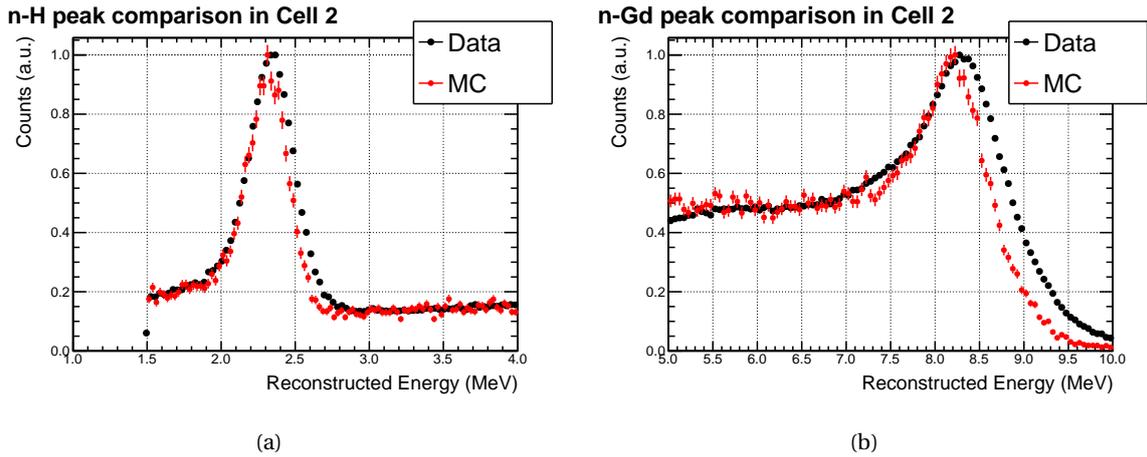


FIGURE 4.22 – Comparaison de la forme des spectres de capture neutron entre les données et la simulation. (a) montre la distribution en énergie du n-H obtenu dans le MC par rapport aux données et (b) illustre les résultats du pic n-Gd. Seuls les événements identifiés dans la cellule 2 sont considérés sur ces deux graphs. Bien que l'intensité des événements à droite et à gauche des pics soit bien décrite par le MC, la largeur des pics est plus grande dans les données.

du découplage optique : $\sim 6,5\%$. L'évolution de la largeur des pics en phase 2 est présentée sur la figure 4.21 où on remarque que les cellules 1 et 6 ont une résolution sensiblement moins bonne que les autres cellules. Ce phénomène est probablement dû à leur proximité avec le Gamma-Catcher. En effet, les fuites de lumière $L_{1 \rightarrow 0}$ et $L_{6 \rightarrow 7}$ sont importantes, donc une partie de la lumière qui s'échappe vers les cellules 0 ou 7 peut être absorbée sur les bords du détecteur. Par ailleurs, une lente augmentation de la largeur des pics est notable. Celle-ci est régulière et commune à toutes les cellules. De nouveau, cet effet pointerait vers une lente dégradation des propriétés optiques du liquide scintillateur.

4.5.3 Comparaison des pics de capture avec la simulation

Dans le but de tester les non-linéarités de l'échelle en énergie et les effets de volume, les pics des gammas de capture ont également été mesurés dans le MC. Les neutrons cosmogéniques sont simulés (cf. Section 3.3.2) et les coupures topologiques associées aux événements retardés sont appliquées. Une fonction Crystal Ball est ajustée sur les spectres afin de récupérer les valeurs de μ et σ avec la même procédure que dans les données. Deux exemples de comparaison de spectres de captures neutroniques sont exposés sur la figure 4.22. Bien que l'intensité des événements à droite et à gauche des pics soit correctement reproduite par le MC, les données ont une largeur σ plus importante.

Pour comparer rigoureusement la position absolue des pics de capture, il est important de remarquer que la distribution des dépôts d'énergie des gammas de capture n-H est légèrement décentrée en Z (cf. Section 3.3.2). Or, les coefficients de calibration utilisés dans cette analyse ont été ajustés en fusionnant des runs de ^{54}Mn à 5 hauteurs, donc ont de fait une répartition des dépôts en énergie homogène en Z (cf. figure 4.1). Puisque la procédure de reconstruction en énergie ne corrige pas l'asymétrie de collection de lumière haut-bas, la différence de réponse pour des vertex décentrés en Z se répercute sur toute l'échelle en énergie. En estimant la moyenne en Z des dépôts d'énergie des gammas de capture, il est possible de corriger ce biais avec les runs ^{54}Mn . Pour ce faire, un modèle d'évolution de la divergence données-simulation en fonction de la hauteur est construit. Les runs ^{54}Mn sont regroupés suivant leur hauteur en Z, et les coupures topologiques de la calibration (cf. Section 4.3.1) sont sollicitées. Pour chaque cellule et chaque Z, la position moyenne des dépôts d'énergie en Z est mesurée et la valeur la plus probable de l'énergie reconstruite est extraite avec un fit local gaussien dans les données et la simulation. L'écart des

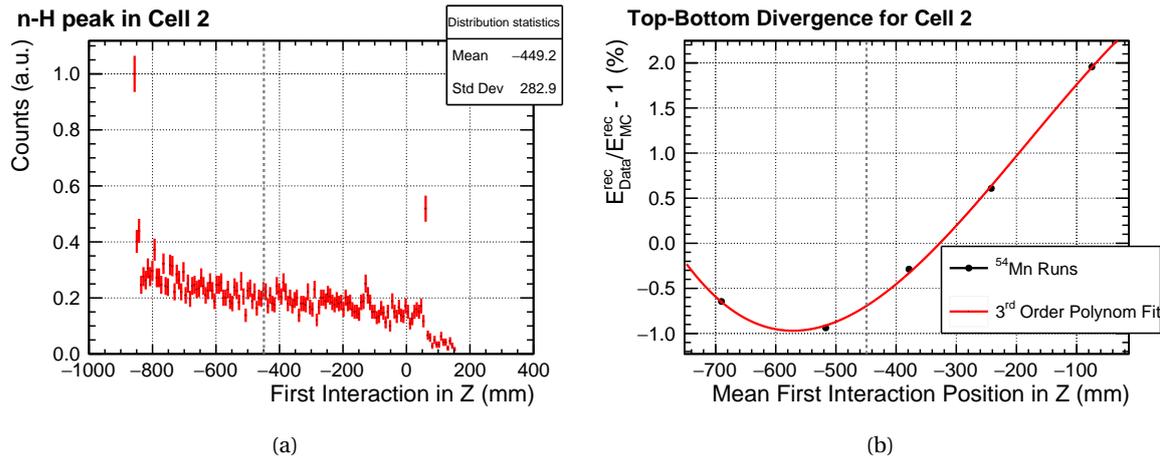


FIGURE 4.23 – Estimation du biais induit par les inhomogénéités en Z du pic n-H. La valeur moyenne de la première interaction en Z des événements n-H est déduite de (a), et cette valeur est reportée sur le modèle de dépendance de la réponse en énergie en fonction de Z (b). L'intersection entre la valeur de Z moyenne pour le n-H (ligne en pointillé grise) et le modèle (courbe rouge) donne la valeur du biais à corriger pour comparer la position du pic n-H avec les données. La cellule 2 a été choisie pour illustrer la méthode.

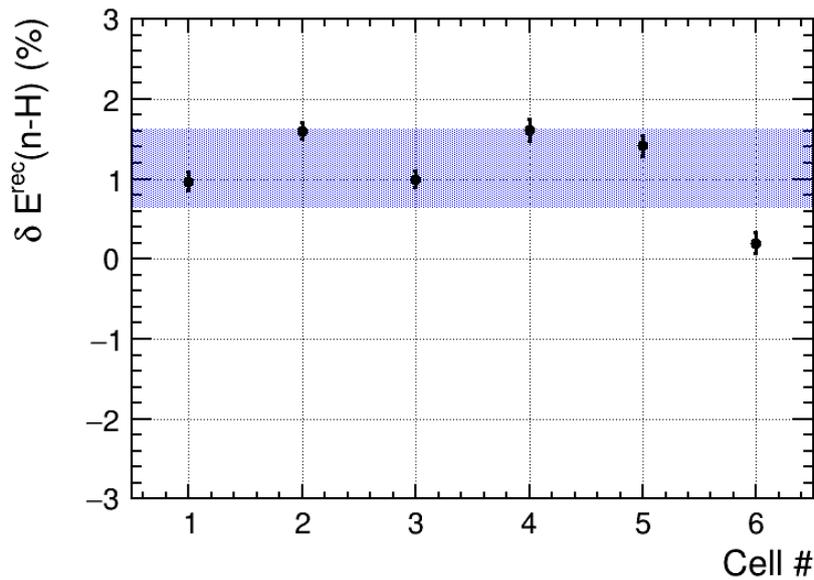


FIGURE 4.24 – Comparaison absolue entre la valeur du pic n-H dans les données et la simulation. Chaque point a été corrigé du biais provoqué par l'asymétrie des dépôts d'énergie en Z des événements n-H. À titre indicatif, la bande bleue couvre une région de $\pm 0.5\%$ autour de la moyenne des 6 cellules. Figure réalisée avec la version de calibration 34.

valeurs des pics entre données et simulation est tracé en fonction de Z et un modèle polynomial du 3e ordre est ajusté : voir figure 4.23. En reportant la valeur moyenne en Z des événements n-H sur la courbe ajustée, la valeur du biais est déduite. La procédure est répétée pour chaque cellule et les écarts en énergie reconstruite des pics n-H sont corrigés :

$$\delta E^{\text{rec}}(\text{n-H}) = \frac{E_{\text{Data}}^{\text{rec}}(\text{n-H}) - E_{\text{MC}}^{\text{rec}}(\text{n-H})}{E_{\text{MC}}^{\text{rec}}(\text{n-H})} - \delta E^{\text{rec}}(^{54}\text{Mn}, Z). \quad (4.24)$$

La distribution des $\delta E^{\text{rec}}(\text{n-H})$ est présentée sur la figure 4.24. Excepté la cellule 6, toutes les cellules ont un décalage positif entre 1 et 1.5 %. Le fait que les données n-H soient reconstruites avec une moyenne plus haute que la simulation était déjà visible sur la figure 4.22. Visuellement

l'accord apparaît très bon sur toute la partie gauche des spectres et le décalage de la valeur moyenne semble provenir d'un manque de largeur à droite des spectres simulés.

Cette constatation nous a naturellement ramenés à la principale imperfection du MC, constatée figure 3.6b : l'amplitude des effets haut-bas dans le MC est inférieure à celle des données. Des études en cours montrent que ce désaccord peut être corrigé par l'introduction d'une faible valeur d'absorption de la lumière dans les parois réfléchissantes, jusqu'à présent absent de la simulation. Deux justifications physiques d'un tel terme ont été identifiées :

- Le revêtement Téflon des tubes de calibration, défini comme blanc dans la simulation, est en réalité gris (cf. figure 4.25).
- Lorsqu'une fraction de la lumière est transmise dans la cellule voisine à travers l'ESR (angle d'incidence supérieur à l'angle critique et gap d'air rempli de liquide scintillateur) une partie de cette lumière doit être absorbée par le filet en nylon positionné derrière le film réfléchissant (cf. figure 4.26).

Il a été montré que l'abaissement de 20 % de la réflectivité des tubes de calibration et 4 % d'absorption de la lumière transmise à travers l'ESR permettent de retrouver un très bon accord sur les largeurs des distributions données et MC des pics de capture neutron. L'accord sur les valeurs moyennes demande un *reprocessing* complet de toute la procédure de calibration, en cours au moment de la rédaction de cette thèse.

4.5.4 Mesures du spectre de la décroissance beta du bore 12

Le spectre de décroissance beta du bore 12 permet de poser des contraintes sur le comportement de la reconstruction en énergie jusqu'à plus de 12 MeV. La production du bore 12 est d'origine cosmique. Les muons qui atteignent le détecteur peuvent induire la production de cet élément par deux canaux principalement. Les muons de basse énergie (< 120 MeV) s'arrêtent parfois dans le détecteur interne, et se font capturer par un atome de Carbone 12 où ils descendent jusqu'à l'orbitale 1S (1% des cas) [158]. Le fort recouvrement de cette orbitale avec le noyau favorise les courants chargés avec un proton et donc la formation de ^{12}B . Le deuxième canal de production du bore 12 passe par la spallation des noyaux par des muons de hautes énergies (> 200 MeV). La spallation produit des neutrons qui peuvent à leur tour transformer les noyaux de Carbon 12 en bore 12 via la réaction (n-p).

Le bore 12 est un noyau instable qui a une durée de vie moyenne de $\tau(^{12}\text{B}) \approx 20$ ms. Il décroît par réaction beta en émettant un électron dont le spectre en énergie s'étale jusque 13,4 MeV. L'extraction du spectre beta est effectuée en identifiant des paires d'événements contenant un muon dans la fenêtre Prompt et l'électron de décroissance beta dans la fenêtre Retardée. Les conditions d'isolation des paires ont été relâchées (celles-ci sont définies dans la Section 5.1.2), car le taux de muons est trop élevé : environ $20 \mu^\pm$ sont attendus par unité de $\tau(^{12}\text{B})$.

Le spectre électron a été mesuré entre 4 et 16 MeV avec un temps Prompt-Retardé entre 2 et 60 ms. Le taux de comptage mesuré est de 703 ± 4 décroissances par jour avec un rapport signal sur bruit allant de 0,1 à 1. Le spectre mesuré dans les données est présenté sur la figure 4.27 avec la simulation.

À l'heure actuelle, la forme du spectre électron du ^{12}B est la seule observable nous permettant de contraindre les distorsions de l'échelle en énergie après 5 MeV. Cet apport est essentiel pour délibérer sur la présence ou non du « Bump » à 5 MeV sur le spectre antineutrino. Des études sont actuellement menées pour quantifier la comparaison de ce spectre avec la simulation GEANT4 et affiner le bilan d'incertitudes sur la calibration.

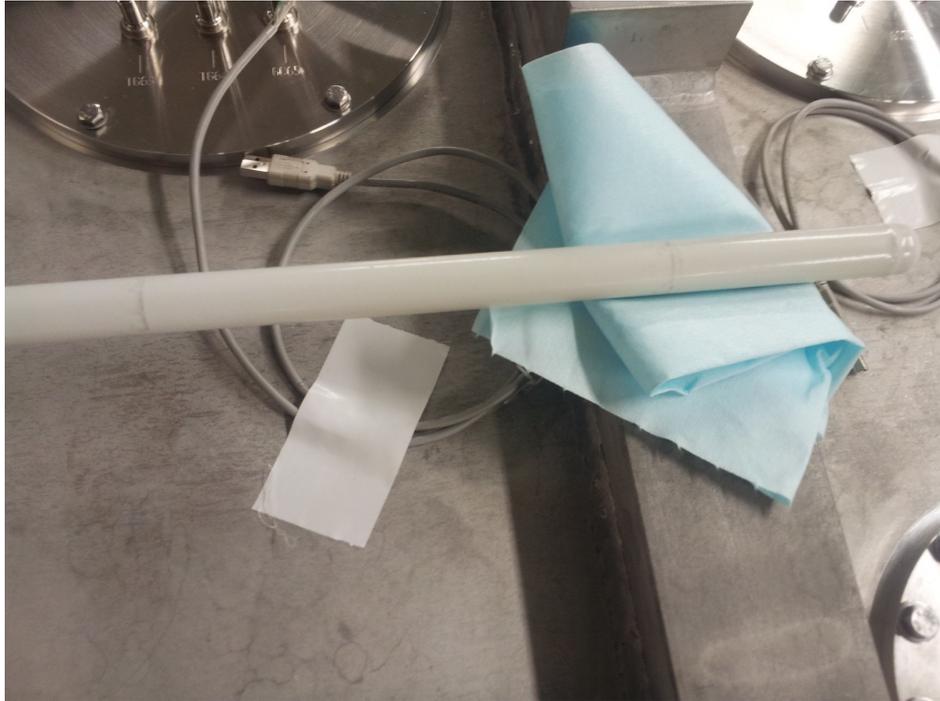


FIGURE 4.25 – Photo du tube de calibration en Téflon. Les tubes de calibrations sont de couleur grise alors que dans la simulation ils ont été considérés blancs. Cette inexactitude serait responsable du désaccord du pic n-H entre les données et le MC.

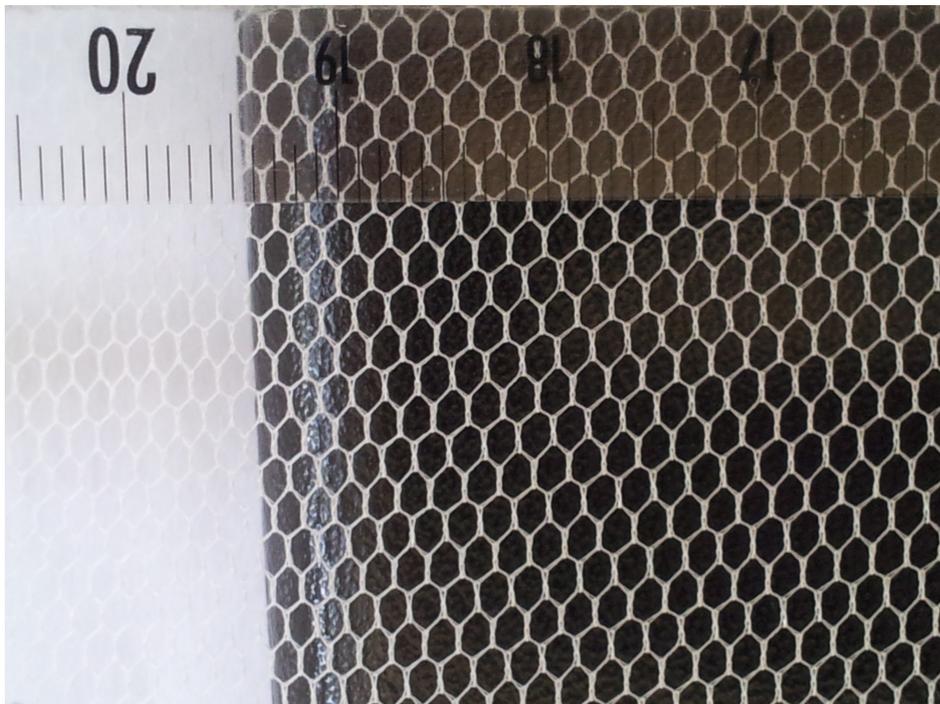


FIGURE 4.26 – Photo du voile en nylon intercalé entre les films réfléchissants. Le voile en nylon doit être responsable de l'absorption d'une partie de la lumière. Cet aspect a été négligé dans la simulation jusqu'alors.

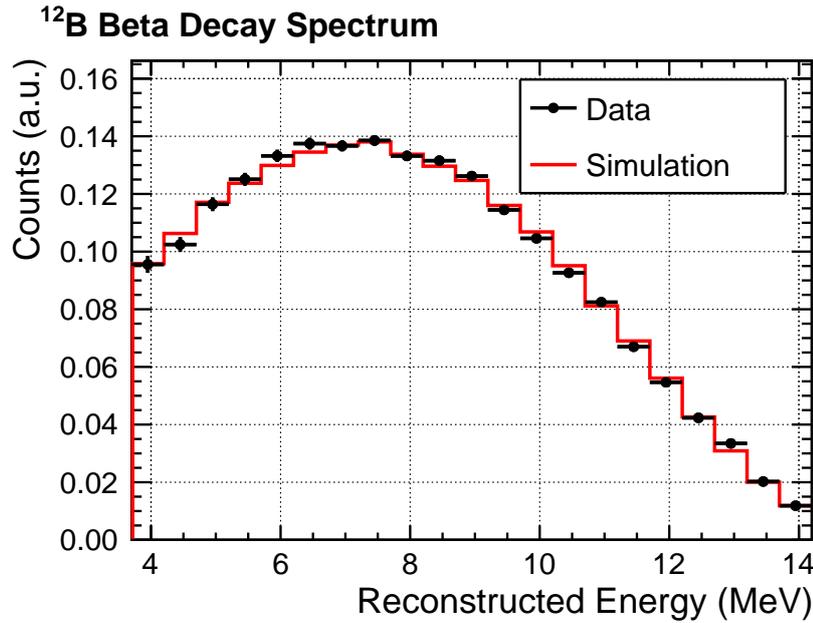


FIGURE 4.27 – Spectre de décroissance beta du ^{12}B mesuré pendant la phase 2. L'histogramme en rouge représente les résultats obtenus avec la simulation. L'énergie a été reconstruite avec des coefficients associés à la version 34.

4.6 Estimation des incertitudes systématiques

Les incertitudes sur l'échelle en énergie sont quantifiées en deux composantes : une corrélée entre cellules et une décorrélée cellule à cellule (les corrélations entre bins d'énergie sont toujours de 100%). La composante corrélée a pour but d'autoriser une déformation globale sur l'échelle en énergie dont l'amplitude est contrainte par les variations temporelles du pic n-H. La composante décorrélée permet d'appliquer une distorsion sur l'échelle en énergie pour chaque cellule indépendamment des autres. L'évaluation de ces erreurs systématiques est décrite dans les sections suivantes.

4.6.1 Incertitudes systématiques corrélées entre cellules

L'évolution des paramètres de collection de lumière est corrigée au premier ordre grâce à la reconstruction en énergie. Cependant, la figure 4.19 montre que les variations temporelles qui persistent ne peuvent être expliquées par les barres d'erreur statistiques seules. Le reste du bilan d'erreur est traité comme une systématique commune aux 6 cellules : « incertitude systématique sur l'échelle en énergie corrélée entre cellules ».

Afin de quantifier sa valeur, une constante (σ^{syst}) est ajoutée quadratiquement à la barre d'erreur de chaque point. Le niveau de confiance de la déviation par rapport à la moyenne (0) est formalisé avec un χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=\text{cellule,date}} \frac{(D_i - 0)^2}{(\sigma_i^{stat})^2 + (\sigma^{syst})^2}. \quad (4.25)$$

La valeur de σ^{syst} est choisie de façon à ce que le χ^2 réduit (χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté) soit égale à 1. Les valeurs de σ^{syst} sont reportées dans la Table 4.3.

À cause du décalage de +1% du pic hydrogène dans la simulation, une autre composante est ajoutée dans le Tableau 4.3. La systématique totale est finalement obtenue en faisant la somme

Phase	Évolution en temps	Décalage n-H	Total
1	$\pm 0.4\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 1.1\%$
2	$\pm 0.3\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 1.0\%$

TABEAU 4.3 – Erreurs systématiques liées à l'évolution relative de l'échelle en énergie.

quadratique des deux termes.

Les déformations du spectre positron engendrées par ce paramètre commun sont décrites par un paramètre de nuisance, dont la variation est contrainte par la valeur de l'incertitude. Cet aspect est approfondi dans la Section 6.5.4.

4.6.2 Incertitudes systématiques non corrélées entre cellules

Puisque les dépôts d'énergie des gammas de 2,2MeV engendrés par les neutrons cosmogéniques sont similaires à ceux des neutrinos, les écarts observés sur le pic n-H offre un moyen d'estimer l'erreur systématique associée à l'ancrage en énergie. L'amplitude des déviations systématiques est estimée en traçant une zone autour de la valeur moyenne à $\pm 1\sigma$ sur la figure 4.24 (bande bleue). Par ailleurs, les résidus sur l'ancrage (E^{ref}) sont propagés dans cette composante. Les valeurs sont répertoriées dans la Table 4.4.

Phase	Dispersion n-H	Résidus ancrage	Total
1	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.5\%$
2	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.5\%$

TABEAU 4.4 – Erreurs systématiques liées à l'ancrage n-H.

Lors de l'analyse des spectres neutrino, un paramètre de nuisance est associé à chaque cellule. Chaque paramètre est indépendant des autres, et entraîne la déformation du spectre neutrino d'une cellule. L'amplitude des déformations est contrainte par la valeur des incertitudes de la Table 4.4.

Chapitre 5

Extraction du signal neutrino

Sommaire

5.1 Critères de sélection des événements neutrinos	122
5.1.1 Coupures en énergie	122
5.1.2 Coupures en temps	125
5.1.3 Contrôle des biais sur l'efficacité de détection	127
5.2 Recherche de paires corrélées en temps	133
5.2.1 Principe de la méthode de recherche de paires	133
5.2.2 Soustraction de la composante des paires accidentelles	134
5.2.3 Calcul du temps d'acquisition effectif	136
5.2.4 Validation de l'algorithme	136
5.3 Extraction des spectres neutrinos	137
5.3.1 Discrimination en forme des signaux	138
5.3.2 Extraction des taux de neutrinos dans chaque cellule et bin en énergie	140

L'extraction du signal neutrino repose sur la double identification positron-neutron dans un intervalle en temps défini. Ce chapitre est consacré à l'analyse des runs neutrinos dont l'objectif est d'obtenir les spectres d'antineutrinos soustraits des bruits de fond dans chaque cellule. Dans un premier temps, les critères de sélection en énergie et temps seront présentés, suivis d'une discussion sur les biais induits par ces coupures. Ensuite, l'algorithme de recherche de paires d'événements corrélés en temps sera brièvement expliqué pour introduire les deux méthodes d'extraction des taux de comptage neutrino dans chaque bin en énergie du spectre.

5.1 Critères de sélection des événements neutrinos

Afin de réduire au maximum la contribution des bruits de fond, des critères de sélection sur l'énergie reconstruite et les temps qui séparent les événements sont appliqués. Nous distinguons deux types de coupures : les critères de réjection des bruits de fond corrélés en temps qui sont engendrés par des particules issues d'une cause commune, et les bruits de fond simples qui sont composés de particules dont les corrélations temporelles sont fortuites.

5.1.1 Coupures en énergie

Les coupures en énergie sont établies grâce aux observables fournies par la méthode de reconstruction de l'énergie (cf. section 4.1). La segmentation du détecteur permet d'imposer des conditions sur la disposition des dépôts d'énergie dans le détecteur. Dans cette partie nous allons analyser les coupures choisies pour l'extraction du signal neutrino.

Le positron issu d'une réaction IBD porte toute l'énergie du neutrino incident. La borne inférieure de la fenêtre en énergie Prompt correspond au seuil en énergie neutrino de la décroissance Beta inverse. La coupure supérieure quant à elle est définie par l'écroulement du spectre neutrino émis par l' ^{235}U :

$$1 \text{ MeV} < E^{\text{rec}}(\text{Prompt}) < 8 \text{ MeV}. \quad (5.1)$$

La notation E^{rec} désigne l'énergie reconstruite dans le détecteur, c'est-à-dire la somme de l'énergie reconstruite dans toutes les cellules. L'énergie reconstruite dans certaines cellules est désignée par un indice supplémentaire en bas. Par exemple, l'énergie reconstruite dans le Gamma Catcher est notée : $E_{\text{GC}}^{\text{rec}}$.

La cellule qui a reconstruit le maximum d'énergie dans le détecteur permet d'identifier la position d'interaction du neutrino :

$$\mathcal{C} \doteq c \text{ tel que } E_c^{\text{rec}} > E_{c'}^{\text{rec}} \forall c' \neq c. \quad (5.2)$$

Le positron dépose de l'énergie dans le liquide scintillateur par ionisation et par les deux gammas issus de l'annihilation e^+e^- . Ces derniers sont susceptibles de traverser les parois séparant la Target du Gamma Catcher donc une borne supérieure est imposée à l'énergie reconstruite dans le Gamma Catcher :

$$E_{\text{GC}}^{\text{rec}}(\text{Prompt}) < 1,1 \text{ MeV}. \quad (5.3)$$

Cette coupure permet de réduire la contribution des bruits de fond provenant de l'extérieur, et qui déposent souvent de l'énergie dans le Gamma Catcher avant d'atteindre la Target.

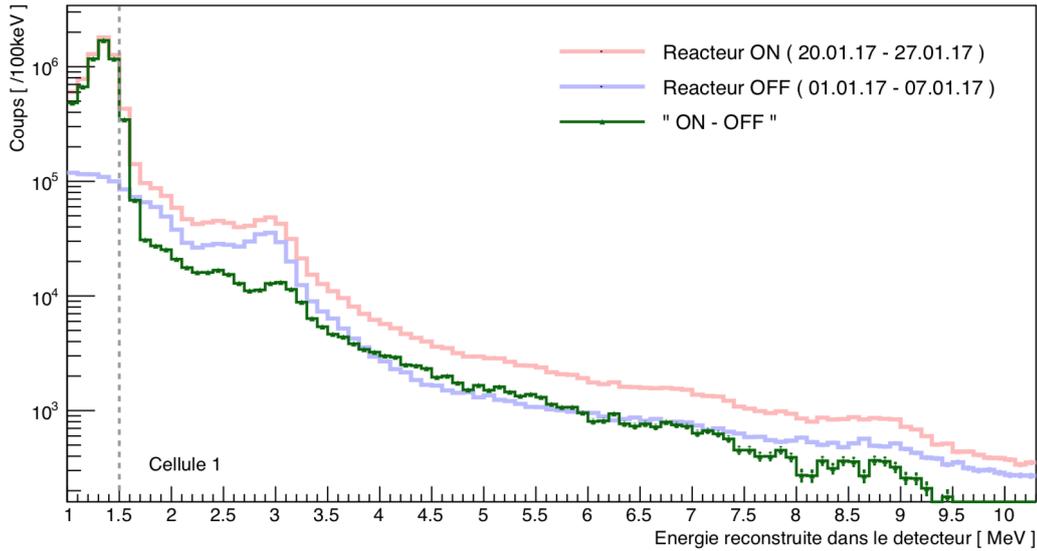


FIGURE 5.1 – Distribution énergétique des événements simples dans la cellule 1. Le spectre en bleu représente les candidats simples dans le détecteur lorsque le réacteur est OFF, tandis que le spectre rouge est le même spectre pendant une période réacteur ON. La distribution en vert correspond à la soustraction "ON - OFF". La ligne verticale en pointillés représente le seuil en énergie pour les candidats Prompt. Le pic en dessous de 1,5 MeV correspond en fait à la décroissance du noyau d' ^{41}Ar dans l'air de l'enceinte du hall expérimental. (source [106])

Les bruits de fond simples, très largement majoritaires avant les coupures en temps Prompt-Retardés, s'étalent sur un spectre décroissant de 0 à 10 MeV dont les quelques structures qui le composent témoignent de la nature des émetteurs (voire figure 5.1). Pour éviter d'être submergé par ces bruits de fond à basse énergie, il a été choisi dans l'analyse neutrino de ne garder que les événements qui déposent plus de 1,5 MeV :

$$E^{\text{rec}}(\text{Prompt}) > 1,5 \text{ MeV.} \quad (5.4)$$

Afin de limiter la contribution des bruits de fond gamma sur le spectre positron, des contraintes supplémentaires sur l'énergie reconstruite dans les cellules voisines sont imposées :

$$E_{c=(\mathcal{C}\pm 1 \text{ ou } c=\{8,9\})}^{\text{rec}} < 1 \text{ MeV,} \quad (5.5)$$

$$E_{c\neq(\mathcal{C}\pm 1 \text{ ou } c=\{8,9\})}^{\text{rec}} < 400 \text{ keV,} \quad (5.6)$$

où les cellules 8 et 9 désignent les longues cellules du Gamma Catcher.

La signature du neutron attendu dans la fenêtre Retardée se caractérise par la cascade de rayons gamma émis par un noyau de gadolinium. Environ 8 MeV sont libérés par cascade et chaque gamma a en moyenne une énergie de 2 MeV. La distribution spatiale des dépôts d'énergie est plus large, c'est pourquoi le spectre en énergie possède une large queue à basse énergie (voir figure 5.2). Les bornes en énergie sur la fenêtre Retardée ont été choisies pour que la contribution des bruits de fond accidentels soit minimale :

$$4,5 \text{ MeV} < E^{\text{rec}}(\text{Retardé}) < 10 \text{ MeV.} \quad (5.7)$$

La limite basse basse à 4,5 MeV coupe une part non négligeable des captures neutrons. En plus de diminuer l'efficacité de détection neutrino, cette contrainte impose une bonne modélisation de la cascade n-Gd pour minimiser les incertitudes systématiques sur la prédiction du nombre de

AmBe neutron capture energy spectra

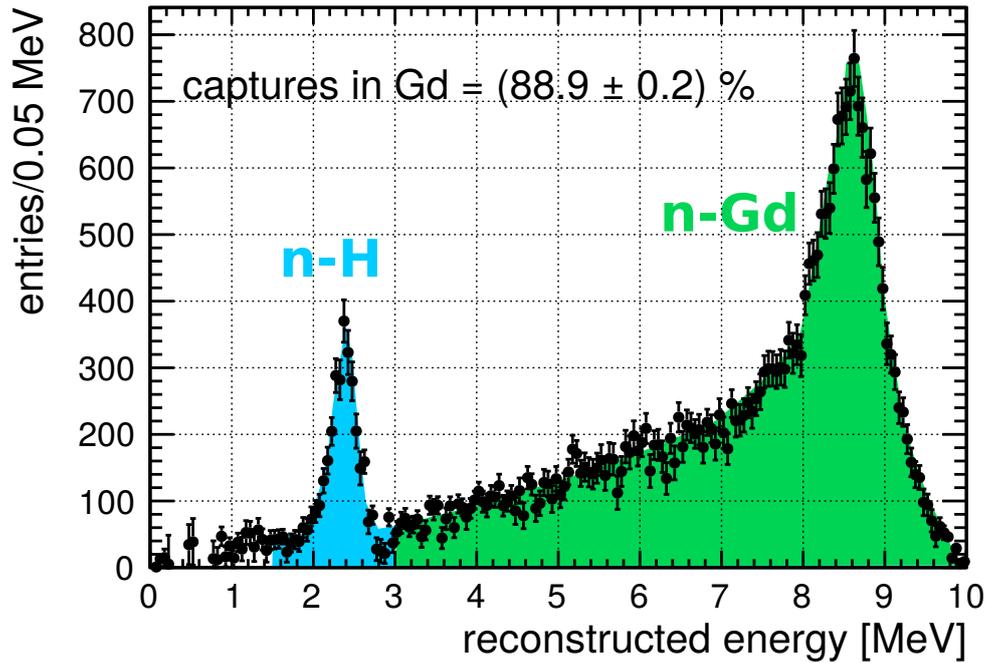


FIGURE 5.2 – Spectre des gammas de captures neutrons produits par la source d’AmBe [159]. Les zones en bleu et en vert représentent respectivement les quantités N_H et N_{Gd} qui servent à l’ajustement de la concentration de gadolinium dans la simulation.

neutrinos détectés.

La présence de gadolinium dans la Target exclusivement nous permet d’appliquer une contrainte supplémentaire sur l’énergie reconstruite :

$$E_{\text{Target}}^{\text{rec}}(\text{Retardé}) > 1 \text{ MeV}. \quad (5.8)$$

Pareillement à la seconde coupure des événements Prompt, cette contrainte permet de retirer une grande partie des contributions des bruits de fond accidentels à haute énergie.

Puisque le positron et le neutron issus d’une décroissance Beta inverse sont émis au même endroit, il existe une corrélation spatiale de la lumière produite entre les deux événements. En effet, le positron ne parcourt que quelques centimètres avant d’être annihilé en deux gammas de 511 keV, qui eux aussi ne déposent de l’énergie que sur quelques centimètres. D’autre part, la diffusion du neutron peut être considérée comme une marche aléatoire où l’information sur la direction d’origine est perdue. Ainsi, à partir d’un grand nombre de collisions n , la distance moyenne au point de départ r peut être exprimée par la densité de probabilité [160] :

$$P(r) \propto \frac{2}{n} e^{-r^2/n}. \quad (5.9)$$

Autrement dit, et pour citer Karl Pearson : « *In an open country, the most probable place to find a drunken man, who is at all capable of keeping on his feet, is somewhere near his starting point!* » [161]. En revanche la variance sur r augmente avec le nombre de chocs, et sur une fenêtre de quelques dizaines de microsecondes sa valeur ne dépasse pas 20 cm.

La précision sur la reconstruction de la position moyenne des dépôts d’énergie est limitée, car les parois réfléchissantes ont justement été conçues pour homogénéiser la collection de lumière.

Néanmoins, la segmentation du volume cible permet d'estimer la position des vertex à ± 15 cm dans le sens de la longueur du détecteur (axe x). Pour ce faire, un barycentre sur l'axe x est attribué à chaque événement :

$$B_x = \frac{\sum_{c=0}^{10} E_c^{\text{rec}} \times b_c}{\sum_{c=0}^{10} b_c}, \quad (5.10)$$

où b_c est la position du barycentre en charges collectées par les photomultiplicateurs de la cellule c . Ainsi, l'écart entre les barycentres de l'événement Prompt et Retardé est contraint pour réduire les coïncidences fortuites :

$$|B_x(\text{Retardé}) - B_x(\text{Prompt})| < 600 \text{ mm} \simeq 1.5 \times \text{largeur de cellule}. \quad (5.11)$$

Étant donné qu'au sein de chaque cellule les photons sont brassés par les parois réfléchissantes, la lumière est collectée de façon relativement équitable entre les photomultiplicateurs. L'asymétrie de collection de charges dans une cellule est définie comme le rapport entre le nombre de photons collectés par le PM qui a reçu le plus de photo-électrons et la charge totale collectée par la somme de tous les PMs de la cellule. L'asymétrie qui est considérée dans l'analyse concerne la cellule qui a reconstruit le plus d'énergie, elle est définie comme suit :

$$\zeta \doteq \frac{Q_{\text{PM}(i)}^{\text{Max}}}{Q_i} \text{ avec } i \text{ tel que } E_i \geq E_j \forall j \in \{0, 10\}. \quad (5.12)$$

Bien que la coupure à 8 MeV sur l'énergie reconstruite du candidat Prompt élimine la plupart des signaux muons ($dE/dx \geq 2 \text{ MeV/cm}$), une partie d'entre eux persistent et ont une signature qui imite celle des neutrinos : il s'agit des muons qui s'arrêtent en haut d'une cellule et décroissent (« *muons stop* »). En effet, ces muons déposent suffisamment d'énergie en haut du détecteur pour passer la coupure Prompt et l'électron produit par leur décroissance (dit « *électron Michel* » [162]) peut être confondu avec une cascade neutron dans la fenêtre Retardée. Ces décroissances ont forcément lieu proche de la surface du liquide scintillateur, au niveau des *buffers*, et par conséquent très proche d'un photomultiplicateur. Leur asymétrie ζ est anormalement haute, alors la coupure suivante a été choisie :

$$\zeta < 0.5. \quad (5.13)$$

Les études sur l'efficacité de détection ont montré que cette contrainte permet de rejeter environ 50 % des *muons stop* tout en conservant 99 % des neutrinos. Ce critère est appliqué dans les deux fenêtres Prompt et Retardée.

5.1.2 Coupures en temps

La corrélation temporelle entre la détection du positron et celle du neutron est définie par l'écart entre leurs temps d'occurrence :

$$\Delta T = T(\text{Retardé}) - T(\text{Prompt}), \quad (5.14)$$

où $T(\text{Prompt})$ et $T(\text{Retardé})$ sont les temps mesurés par discrimination à fraction constante (c.f. section 2.3.4). Le temps de capture d'un neutron dans le liquide est le résultat d'une compétition entre la phase de thermalisation et de diffusion. La durée de thermalisation ne dépend que très peu de l'énergie cinétique initiale du neutron, car celle-ci est largement dominée par les dernières collisions : $t_{\text{inter-collisions}} \propto \lambda_n / v_n(t)$ où λ_n est la distance moyenne sans collision et $v_n(t)$ la vitesse du neutron qui décroît avec le temps¹. C'est pourquoi des études sur le temps de capture neutron

1. Au premier ordre, on peut considérer que la vitesse du neutron diminue de moitié à chaque collision. Le temps entre deux collisions croît alors en puissance de 2 : $t \propto 2^n$, où n est le nombre de chocs subis.

ont pu être menées avec la source d'AmBe, où les neutrons émis ont une énergie cinétique de l'ordre du MeV contre quelques dizaines de keV pour ceux issus d'une décroissance Beta inverse. Les distributions de temps de capture neutron dans les données et la simulation sont présentés sur la figure 5.3. La section efficace de capture sur un noyau de gadolinium augmente au fur et à mesure que l'énergie du neutron diminue, c'est pourquoi la distribution des ΔT augmente jusqu'à 6 μs . L'allure décroissante après 10 μs de la courbe suit une loi exponentielle dont la constante de temps τ_{Gd} est caractéristique de la section efficace de capture pour des neutrons thermiques (c.f. Equation (2.5)) : 16 μs .

La coupure haute sur ΔT a été choisie à 70 μs pour maximiser l'acceptance des signaux neutrino ($\sim 98\%$) tout en réduisant la contribution des bruits de fond. Aussi, un seuil en temps a été fixé à 2 μs pour éliminer le reste des événements *muons stop* qui ont survécu la coupure sur l'asymétrie ζ , au prix d'environ 2 % d'efficacité de détection. Les bornes retenues pour l'analyse neutrino sont :

$$2 \mu\text{s} < T(\text{Retardé}) - T(\text{Prompt}) \doteq \Delta T < 70 \mu\text{s}. \quad (5.15)$$

Par ailleurs, des critères d'isolation temporelle de la paire candidate ont été ajoutés pour rejeter davantage les paires d'événements dont l'origine est cosmique. En effet, l'interaction des muons à proximité du détecteur peut engendrer de multiples particules susceptibles de déposer de l'énergie dans le liquide. De par leur nature, ces bruits de fond sont corrélés et passent donc aisément la coupure en ΔT . Leurs critères de réjection sont basés sur l'identification des muons cosmogéniques.

Le véto muon qui surplombe le détecteur étiquette le passage d'un muon dans l'eau par effet Cherenkov. Il a été montré que l'efficacité de détection des muons était supérieure à 99 % [163]. Cependant lorsque leur angle d'incidence est trop important, certains muons atteignent le volume cible et déposent de l'énergie dans le liquide scintillateur sans passer par le véto. Au minimum d'ionisation, les muons déposent environ 2 MeV/cm et donc après moins de 10 cm dans le liquide, 20 MeV ont été déposés. Au-dessus de cette énergie peu d'autres bruits de fond sont présents, par conséquent il a été choisi d'étiqueter arbitrairement comme muon tout événement dont l'énergie reconstruite est supérieure à 20 MeV. La fréquence de muons étiquetés est d'environ 850 Hz, dont 650 Hz sont détectés dans le véto et 400 Hz dans le détecteur avec 20 % d'overlap. À chaque muon est attribué le temps d'arrivée t_μ et, dans le cadre de la recherche de paires corrélées en temps, le temps d'arrivée du dernier muon est défini comme :

$$T_\mu \doteq \underset{t_\mu}{\text{argmax}} (t_\mu | t_\mu < T(\text{Signal})), \quad (5.16)$$

où $T(\text{Signal})$ est la date de déclenchement de l'acquisition pour n'importe quel signal : Prompt, Retardé, ou Simple. Pour limiter la contribution des bruits de fond d'origine cosmique, chaque événement doit satisfaire la condition suivante :

$$\Delta T_\mu \doteq T(\text{Signal}) - T_\mu > 100 \mu\text{s}. \quad (5.17)$$

Notons que cette condition implique un « *temps mort* » d'acquisition de l'ordre de $R_\mu \Delta T_\mu$, où R_μ est la fréquence moyenne d'étiquetage muon. L'estimation du temps mort est calculée précisément à chaque run avec l'algorithme de recherche de paire décrit dans la section suivante.

Il arrive parfois que le muon ne soit pas directement détecté, mais que la gerbe de particules qu'il génère le soit. Ces particules étant corrélées en temps peuvent imiter la signature de la décroissance Beta inverse. Afin de s'affranchir de cette composante de bruit de fond, une coupure d'isolation des paires Prompt-Retardé est imposée :

$$\begin{aligned} \Delta T_{\text{isol}}^{\text{before}} &\doteq T(\text{Prompt}) - T(\text{Simple}) > 100 \mu\text{s} \text{ et} \\ \Delta T_{\text{isol}}^{\text{after}} &\doteq T(\text{Simple}) - T(\text{Prompt}) > 100 \mu\text{s}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

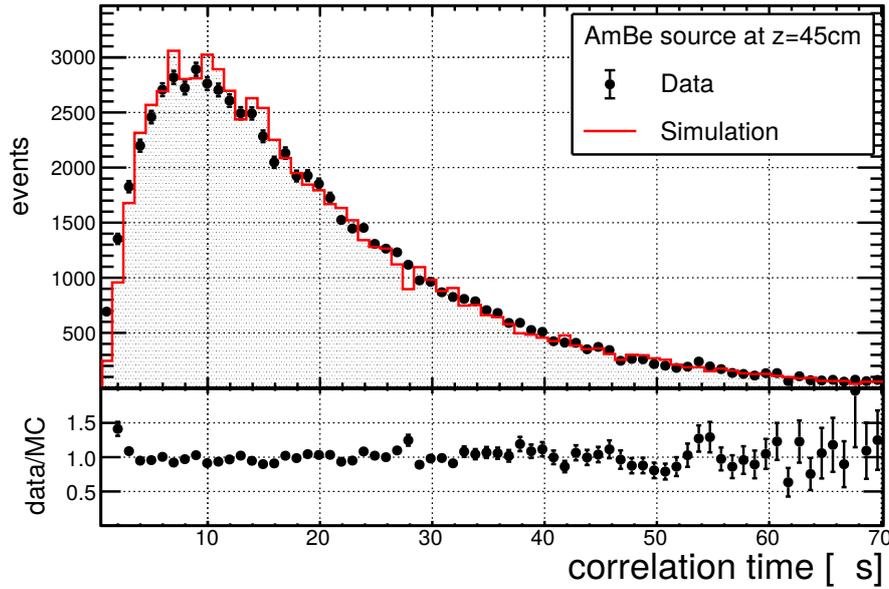


FIGURE 5.3 – Comparaison données simulation des distributions de temps de captures neutrons produits par la source d’AmBe placée au centre d’une cellule. (source : [164])

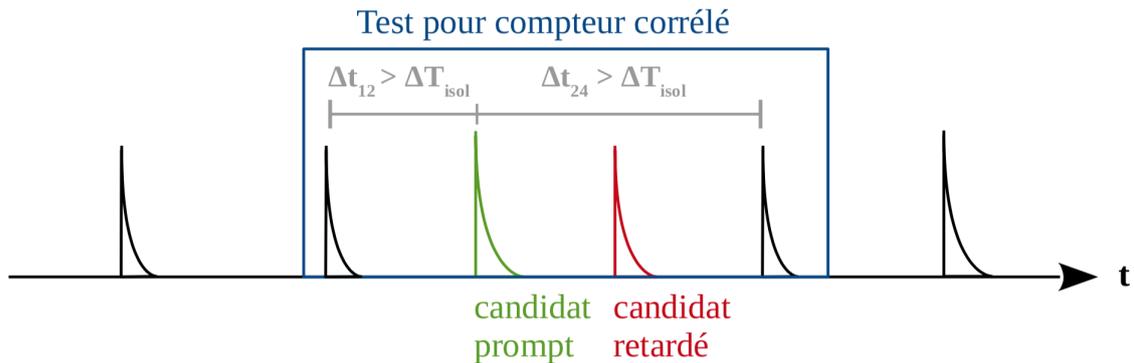


FIGURE 5.4 – Principe des coupures temporelles sollicitées pour extraire les événements IBD. (source : [106])

Pareillement à la coupure muon, cette condition implique un temps mort estimé par l’algorithme de recherche de paires. La taille des fenêtres d’isolation temporelle a été optimisée en calculant l’évolution de l’erreur statistique du signal neutrino en fonction du temps mort. Le principe des coupures temporelles est résumé par le schéma dessiné sur la figure 5.4.

Finalement, l’ensemble des coupures utilisées dans l’analyse est reporté dans le Tableau 5.1. Les lettres correspondantes à chaque coupure interviennent dans les discussions suivantes.

5.1.3 Contrôle des biais sur l’efficacité de détection

À cause de la complexité des effets de volume sur la collection de lumière, l’efficacité des coupures dans la simulation peut légèrement différer de celle des données. Les désaccords dans la simulation doivent être identifiés pour être corrigés en aval dans l’analyse si besoin. Cette partie est consacrée à l’évaluation de ces biais.

Type	Étiquette	Critère de sélection
Prompt	A	$1,5 \text{ MeV} < E^{\text{rec}}(\text{Prompt}) < 8 \text{ MeV}$
	B	$E_{\text{GC}}^{\text{rec}}(\text{Prompt}) < 1,1 \text{ MeV}$
	C	$\mathcal{C} \doteq c \text{ tel que } E_c^{\text{rec}} > E_{c'}^{\text{rec}} \forall c' \neq c$
	D	$E_{c=(\mathcal{C} \pm 1 \text{ ou } c=\{8,9\})}^{\text{rec}} < 1 \text{ MeV}$
	E	$E_{c \neq (\mathcal{C} \pm 1 \text{ ou } c=\{8,9\})}^{\text{rec}} < 400 \text{ keV}$
	F	$\zeta < 0.5$
Retardé	G	$4,5 \text{ MeV} < E^{\text{rec}}(\text{Retardé}) < 10 \text{ MeV}$
	H	$E_{\text{Target}}^{\text{rec}}(\text{Retardé}) > 1 \text{ MeV}$
	I	$\zeta < 0.5$
Corrélation spatiale	J	$ B_x(\text{Retardé}) - B_x(\text{Prompt}) < 600 \text{ mm}$
Corrélation temporelle	K	$2 \mu\text{s} < \Delta T < 70 \mu\text{s}$
Véto Muon	L	$\Delta T_{\mu} > 100 \mu\text{s}$
	M	$Q_{\text{veto}} < 80 \text{ pe}$
Isolation temporelle	N	$\Delta T_{\text{isol}}^{\text{before}} > 100 \mu\text{s}$
	O	$\Delta T_{\text{isol}}^{\text{after}} > 100 \mu\text{s}$

TABLEAU 5.1 – Liste des coupures topologiques et temporelles utilisées pour l'extraction du signal neutrino.

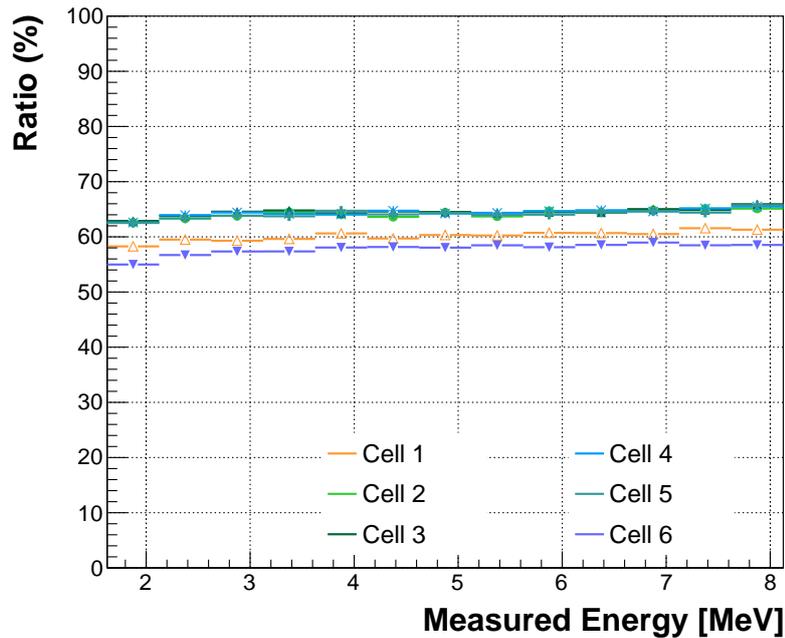


FIGURE 5.5 – Distorsions induites par les coupures topologiques sur le spectre positron. (source : [165])

Efficacité de détection de l'événement Prompt

L'effet des coupures sur les spectres en énergie des positrons dans chaque cellule a été étudié avec la simulation. Les données MC utilisées sont générées suivant la procédure décrite dans la section 3.4. L'efficacité des coupures est présentée pour chaque cellule par bin en énergie sur la figure 5.5. Les cellules situées au centre du détecteur (2,3,4 et 5) ont une efficacité moyenne de 64 % avec des distorsions similaires contenues dans une bande de $\pm 2\%$. Cela signifie que dans le scénario sans neutrino stérile, les spectres positrons mesurés doivent avoir la même forme. Les cellules 1 et 6 en revanche sont situées près des bords et montre une efficacité plus faible : 60 % pour la cellule 1 et 58 % pour la 6. Cette chute d'efficacité est en fait essentiellement causée par la contrainte sur l'énergie reconstruite dans la Target de l'événement Retardé (H). En effet, puisque la cascade

du gadolinium produit plusieurs gammas isotropiquement dans le détecteur, certains peuvent traverser la Target sans y déposer de l'énergie et finalement s'arrêter dans le Gamma-Catcher. La probabilité qu'un tel cas de figure se produise est accrue en bordure de la Target. Pour terminer, le fait que la cellule 1 a une meilleure efficacité que la 6 provient de l'impulsion initiale attribuée au neutron lors de la simulation d'une IBD. Lorsqu'un neutrino interagit avec un proton, le neutron fils est généré avec une impulsion de quelques dizaines keV dans la direction de propagation du neutrino, tandis que le positron est émis plutôt vers l'arrière². Les neutrons créés près de la bordure qui sépare la cellule 1 du Gamma-Catcher Front sont donc ramenés vers l'intérieur de la cible tandis qu'ils sont repoussés vers l'extérieur dans le cas de la 6. Les gammas en cascade émis depuis la limite de la cellule 6 ont donc une probabilité plus forte de déposer moins de 1 MeV dans la Target.

Fraction de captures neutrons sur gadolinium

Une autre source de biais dans l'efficacité de détection concerne la coupure en énergie sur l'événement Retardé. Puisque ce signal est lavé de toute information sur le neutrino incident, il est possible de comparer l'efficacité de détection entre les données et la simulation à l'aide de la source neutron : AmBe. Le noyau d'Américium 241 est un émetteur α avec une durée de vie de 433 ans. Une faible fraction des particule α émises dans le composé se fait capturer par le noyau de Béryllium 9 pour former un Carbone 13 excité qui libère un neutron. Le noyau de Carbone se désexcite en émettant un gamma de 4,438 MeV dans 75 % des cas. L'algorithme de recherche de paires corrélées en temps (décrit dans la section suivante) est exploité pour isoler les signaux de captures des neutrons quelques microsecondes (entre 0 et 100) après la détection du gamma de 4,438 MeV. Le spectre des gammas de capture est finalement comparé avec la simulation.

L'implémentation du code FIFRELIN dans la simulation, qui a été décrit dans la section 3.2, a permis d'améliorer significativement l'accord en forme des spectres en énergie reconstruite. Les spectres obtenus avec GLG4Sim et FIFRELIN sont confrontés aux véritables données dans la figure 5.6. La coupure sur l'énergie à 4,5 MeV pour l'événement Retardé (G) entraîne une perte d'efficacité importante (environ -20%) qui doit être maîtrisée dans la simulation et les données. Avec GLG4Sim, puisque le pic gadolinium à $\sim 8,5$ MeV est légèrement décalé vers le bas par rapport aux données, l'efficacité de la coupure (C) est plus faible. L'utilisation de FIFRELIN a permis de réduire sensiblement cet écart. L'étude de l'efficacité de détection du neutron est exposée dans le paragraphe suivant, et les nombres présentés correspondent à la comparaison des données avec le modèle fourni par FIFRELIN.

La première quantité à comparer avec la simulation est la concentration de gadolinium dans le liquide scintillateur. Celle-ci est caractérisée par la proportion de capture des neutronsiques sur un noyau de gadolinium par rapport au nombre de captures sur hydrogène. Pour ce faire, le rapport entre le nombre de captures sur le gadolinium N_{Gd} et le nombre de captures total, c'est-à-dire avec l'hydrogène ($N_H + N_{Gd}$), est mesuré dans les données et la simulation :

$$f_{Gd} \doteq \frac{N_{Gd}}{N_H + N_{Gd}}. \quad (5.19)$$

Les quantités N_H et N_{Gd} sont respectivement représentées par les zones en bleu et en vert sur la figure 5.2. N_H est défini en comptant les événements entre 1,5 et 3 MeV, et N_{Gd} entre 3 et 10 MeV. L'incertitude sur cette quantité est donnée par la loi binomiale :

$$\delta f_{Gd} = \sqrt{\frac{f_{Gd}(1 - f_{Gd})}{N_H + N_{Gd}}}. \quad (5.20)$$

2. Le positron est émis légèrement vers l'arrière pour des énergies entre 0 et 10 MeV : $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq -0.02$ où θ est l'angle entre la direction du neutrino et celle du positron. [151]

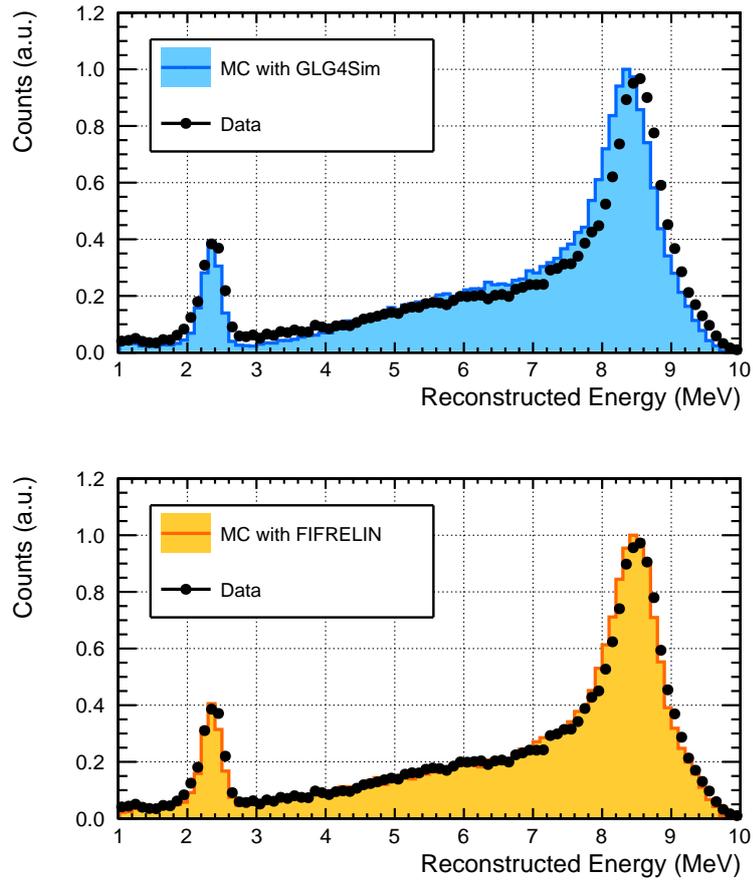


FIGURE 5.6 – Mise à l’épreuve des simulations des cascades gamma FIFRELIN et GLG4Sim avec les données.

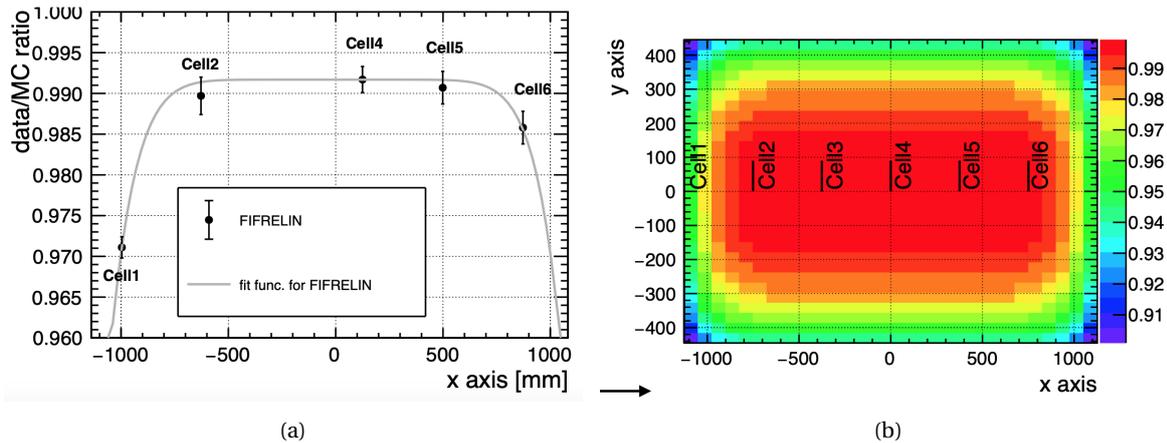


FIGURE 5.7 – Ajustement d’un modèle d’évolution du rapport des efficacités de la coupure Retardé entre les données et la simulation. Le modèle est ajusté avec les données de captures des neutrons fournies par la source d’AmBe placé dans chaque cellule (a). Le modèle d’évolution de l’efficacité est étendu en Y (b). (source : [164])

Le rapport $f_{\text{Gd}}(\text{Data})/f_{\text{Gd}}(\text{MC}) \doteq C_{\text{Gd}}$ exprime les disparités d'efficacité de capture entre les données et la simulation. En pratique, C_{Gd} est utilisé pour corriger l'efficacité totale de détection du MC ϵ_d^{tot} définie dans le Chapitre 3, Equation (3.18). Néanmoins, les inhomogénéités de ce coefficient entre chaque cellule et chaque position en z doivent être prises en compte pour corriger l'efficacité relative des cellules. Pour ce faire, un modèle d'efficacité de capture 3D a été développé. Les variations de C_{Gd} suivant l'axe Z sont relativement faibles (les incertitudes couvrent les variations résiduelles) donc un modèle constant est utilisé pour décrire l'évolution de l'efficacité : $C(z) = 1$. Les cellules étant réparties sur l'axe X , un modèle $C(x)$ est ajusté en fonction des valeurs de C_{Gd} pour chaque cellule et moyennées en z . $C(x)$ est une fonction de Subbotin [166] qui s'écrit sous la forme d'une distribution normale généralisée :

$$C(x) = \exp \left[- \left(\frac{|x - \mu_x|}{\sigma_x} \right)^{\beta_x} \right], \quad (5.21)$$

avec μ_x , σ_x et β_x les paramètres à ajuster. Notons qu'avec $\beta_x = 2$, $C(x)$ est une gaussienne et lorsque $\beta_x > 2$, $C(x)$ laisse apparaître un plateau autour de μ_x . Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 5.7a. Les cellules centrales ont une valeur de $C(x)$ similaire, car le déficit de 1% ($C(x) = 99\%$) est principalement causée par l'asymétrie haut-bas. En revanche, on observe une chute d'efficacité avec les cellules 1 et 6 dues à leur proximité avec le Gamma-Catcher. L'effet est plus fort dans la cellule 1 car le tube de calibration est davantage vers l'extérieur. Ce biais résiduel données/MC s'explique par la description de la physique du neutron à basse énergie dans la Gamma-Catcher (effets moléculaires). Ce phénomène est mesuré et pris en compte dans le modèle 3D. Pour ce qui concerne $C(y)$, le système de calibration ne permet pas de sonder la réponse du détecteur suivant cet axe. Cependant, puisqu'*a priori* les chutes d'efficacité sur les bords de la Target sont dues aux mêmes effets physiques qu'en x , le modèle en y est paramétré avec $C(x)$:

$$C(y) = \exp \left[- \left(\frac{|y - \Delta l_{xy} - \mu_x|}{\sigma_x} \right)^{\beta_x} \right], \quad (5.22)$$

avec $\Delta l_{xy} = \begin{cases} -(\Delta L_x - \Delta L_y)/2 & \text{lorsque } y > 0 \\ (\Delta L_x - \Delta L_y)/2 & \text{sinon.} \end{cases}$

Les quantités ΔL_x et ΔL_y représentent les dimensions de la Target en x et y respectivement et servent à transposer le modèle suivant les dimensions en y . L'évolution de C_{Gd} en fonction de x et y est visualisée par la figure 5.7b. Le modèle d'efficacité final est calculé en faisant le produit : $C_{\text{Gd}}(x, y, z) = C(x)C(y)C(z)$.

Ainsi, la fraction de captures neutrons sur gadolinium d'une cellule peut être obtenue en intégrant $C_{\text{Gd}}(x, y, z)$ sur son volume V_{cell} :

$$C_{\text{Gd}}(\text{cell}) = \frac{1}{V_{\text{cell}}} \iiint_{V_{\text{cell}}} f_n(x, y, z) C_{\text{Gd}}(x, y, z) dx dy dz, \quad (5.23)$$

où $f_n(x, y, z)$ est la densité de probabilité des vertex de création de neutrons. À l'aide des simulations de neutrinos décrites dans la section 3.4, le facteur de correction $C_{\text{Gd}}(\text{cell})$ est estimé en bouclant sur les vertex IBD simulés :

$$C_{\text{Gd}}^{\text{V}}(\text{cell}) = \frac{1}{N_{\text{V}}(\text{cell})} \sum_n^{N_{\text{V}}(\text{cell})} C_{\text{Gd}}(x_n, y_n, z_n), \quad (5.24)$$

avec $N_{\text{V}}(\text{cell})$ le nombre de neutrons créés dans la cellule en question et x_n , y_n et z_n la position du vertex d'émission du neutron n . Ce sont ces facteurs de corrections C_{Gd}^{V} qui interviennent lors de l'analyse d'oscillation pour que les cellules de la simulation aient la même efficacité de détection

Cellule	1	2	3	4	5	6
C_{Gd}^{v}	0,9653	0,9845	0,9848	0,9848	0,9845	0,9660
$\langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z}$	1.0072					
$C_{\text{total}}^{\text{v}}$	0,9723	0,9916	0,9919	0,9918	0,9916	0,9729

TABLEAU 5.2 – Disparités d’efficacité de capture n-Gd entre les données et la simulation. C_{Gd}^{v} représentent l’écart donnée/MC sur la fraction de captures neutrons sur gadolinium, tandis que $\langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z}$ est l’efficacité moyenne entre cellules et position en z de la coupure sur l’événement Retardé. $C_{\text{total}}^{\text{v}}$ est le produit de ces deux quantités. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées pour renormaliser les spectres neutrons dans la simulation. (source : [167])

relative. Les valeurs de C_{Gd}^{v} pour chaque cellule sont rassemblées dans le Tableau 5.2.

Efficacité des coupures topologiques et temporelles

L’efficacité des coupures sur l’énergie reconstruite de l’événement Retardé et sur le temps de latence Prompt-Retardé ΔT est obtenue en faisant le rapport du nombre d’événements avec et sans coupure :

$$\varepsilon_{\text{Retardé}} \doteq \frac{N(4.5 < E^{\text{rec}} < 10 \text{ MeV et } E_{\text{Target}}^{\text{rec}} > 1 \text{ MeV et } 2 < \Delta T < 70 \mu\text{s})}{N_{\text{Gd}}}, \quad (5.25)$$

$$\text{et } \delta\varepsilon_{\text{Retardé}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{Retardé}}(1 - \varepsilon_{\text{Retardé}})}{N_{\text{Gd}}}}.$$

Cette quantité est calculée à la fois dans les données et dans la simulation pour chaque position de la source d’AmBe (hauteur et cellule). Le rapport moyen $C_{\text{Retardé}} \doteq \varepsilon_{\text{Retardé}}(\text{Données})/\varepsilon_{\text{Retardé}}(\text{MC})$ donne le facteur de correction à appliquer sur la normalisation des spectres neutrons, et son incertitude associée se propage dans le bilan d’erreurs. Sa valeur moyennée sur toutes les positions est de $\langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z} = (100,72 \pm 0,38)\%$ [167]. L’erreur sur la moyenne est calculée en prenant la déviation standard des $C_{\text{Retardé}}(\text{cell}, z)$ individuels. La figure 5.8 montre la répartition des valeurs de $C_{\text{Retardé}}$ en fonction de z , pour chaque cellule. Finalement, le désaccord d’efficacité de détection du neutron entre les données et le MC est obtenu en multipliant : $\langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z} \times C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(i) \doteq C_{\text{Total}}^{\text{v}}(i)$, où i est le numéro de la cellule considérée. Les valeurs de $C_{\text{Total}}^{\text{v}}(i)$ qui sont écrites dans le Tableau 5.2 servent en définitive à renormaliser les spectres d’énergie des positrons de chaque cellule dans la simulation.

Estimation des incertitudes systématiques

Les erreurs systématiques associées à ces nombres ont été estimées via trois facteurs : l’évolution en temps, les biais dus à la mauvaise position de la source en z , et les inhomogénéités. Ces analyses avec l’AmBe ont été menées sur toutes les campagnes de calibration, et les variations temporelles de $C_{\text{Retardé}}(\text{cell}, z)$ et $C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell}, z)$ sont de 0,1% à 1σ chacun. Par ailleurs, la position de la source en z est repérée par une étiquette disposée sur le câble au bout duquel se trouve le porte source. L’incertitude sur la position des étiquettes a été considérée à ± 1 cm. En appliquant un biais de 1 cm sur la hauteur en z dans la simulation les quantités $C_{\text{Retardé}}(\text{cell}, z)$ et $C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell}, z)$ évoluent de $\pm 0,22\%$ et $\pm 0,27\%$ respectivement. Enfin, les inhomogénéités du coefficient $C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell}, z)$ induisent une erreur sur les paramètres du modèle 3D. En effet le modèle en z a été choisi constant ($C(z) \doteq 1$) alors que la fraction de captures sur Gd ($C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell}, z)$) présente une légère évolution. L’incertitude associée à cette grandeur a été estimée à $\pm 0,51\%$.

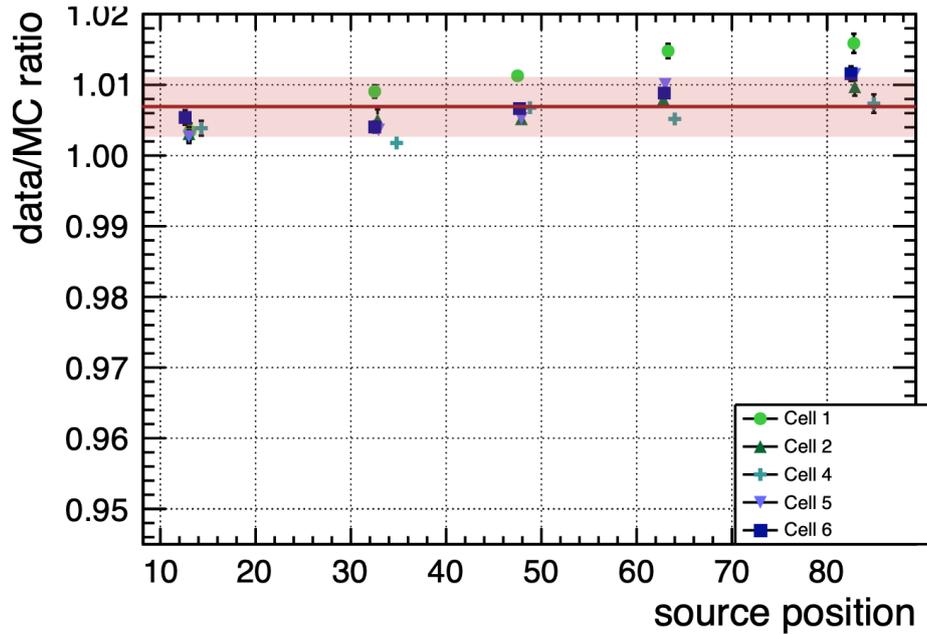


FIGURE 5.8 – Inhomogénéités des rapports d'efficacité entre les données et la simulation. (source : [164])

Incertitude	δC_{Gd}^V	$\delta \langle C_{Retardé} \rangle_{cells,z}$
Variation temporelle	$\pm 0,10\%$	
Position de la source en z	$\pm 0,22\%$	$\pm 0,27\%$
Homogénéité	$\pm 0,51\%$	$\pm 0,38\%$
Total	$\pm 0,56\%$	$\pm 0,48\%$

 TABLEAU 5.3 – Liste des erreurs systématiques associées aux coefficients traitants de l'efficacité de détection des neutrons : C_{Gd}^V et $\langle C_{Retardé} \rangle_{cells,z}$.

L'incertitude totale sur les coefficients est calculée par somme quadratique de ces 3 composantes. Ces erreurs sont finalement propagées sur les spectres positrons pour l'analyse statique qui est discutée dans le Chapitre 6. Le Tableau 5.3 est un compendium des incertitudes systématiques associées à ces coefficients.

5.2 Recherche de paires corrélées en temps

À la manière des expériences pionnières de Cowan et Reines [26], l'identification d'une IBD est effectuée par la double détection de deux signaux Prompt et Retardé, dans un intervalle de temps restreint. Dans un premier temps le principe de la recherche de paire et l'application des coupures est discuté, suivi d'une partie consacrée à la soustraction des coïncidences fortuites (accidentelles). Enfin le calcul du temps mort est brièvement mentionné pour terminer sur les tests menés pour valider l'algorithme.

5.2.1 Principe de la méthode de recherche de paires

L'algorithme de recherche de paires corrélées en temps consiste à sélectionner des paires d'événements qui respectent un certain nombre de contraintes : énergie, écart en temps, confinement géométrique de la paire. Cette méthode a également pour but de soustraire la composante de bruits de fond dits accidentels, qui relève de sa nature purement statistique.

Deux algorithmes de recherches de paires ont été développés indépendamment au sein de la collaboration. Bien que leur principe de fonctionnement est similaire, l'intérêt de paralléliser cette tâche repose sur deux constats : l'élaboration de tels programmes est complexe et nécessite un travail d'optimisation réfléchi ; de plus, les erreurs d'exécution sont parfois subtiles, car les éléments en sortie peuvent contenir des biais sans pour autant présenter des résultats aberrants. La vérification croisée des deux codes assure donc une fiabilité capitale pour l'extraction des taux de comptage des candidats neutrinos. La méthode décrite ici est celle développée à Saclay, dans le cadre de la thèse d'Aurélié Bonhomme [106].

Les événements de chaque run d'acquisition sont parcourus séquentiellement par le programme qui teste l'ensemble des conditions de topologies décrites dans la section précédente. Inspiré de l'expérience antécédente NUCIFER ([168] et [169]), l'algorithme est basé sur l'utilisation d'une mémoire glissante contenant les informations de 4 candidats à la suite : Pré-Prompt, Prompt, Retardé, Post-Retardé. Les runs neutrino sont lus du début à la fin en déplaçant cette fenêtre sur chaque événement. À chaque séquence, le programme vérifie les conditions d'acceptation d'une paire candidate Prompt-Retardé :

- Les candidats **Pré-Prompt** et **Post-Delayed** ne sont pas précédés par un muon : coupures (L) et (M)
- Le candidat **Prompt** respecte les coupures en énergie : (A), (B), (C), (D), (E) et (F)
- Le candidat **Retardé** respecte les coupures en énergie (G), (H) et (I)
- Les candidats **Prompt** et **Retardé** sont corrélés en distance (J)
- L'événement **Prompt** est suffisamment éloigné de **Pré-Prompt** (N)
- L'événement **Prompt** est suffisamment éloigné de **Post-Retardé** (O)

Si l'ensemble des critères est satisfait, alors la paire est stockée dans une base de données réduite. Cette collection d'événements se compose de 3 catégories : les événements induits par les neutrinos, les paires de bruits de fond corrélés et les bruits de fond accidentels. Il est important de noter qu'après cette étape, les signaux ne seront plus considérés comme des candidats individuels. En effet les procédures de soustraction des bruits de fond vont s'appliquer sur des distributions, par exemple des spectres en énergie ou PSD, et donc l'information événement par événement ne sera plus accessible.

5.2.2 Soustraction de la composante des paires accidentelles

La contribution des bruits de fond accidentels est mesurée très précisément grâce à la méthode des portes décalées en temps. À chaque paire candidate qui respecte les critères de sélection, un événement Prompt virtuel est créé dans la séquence de données. Ce signal factice est placé 1 ms dans le futur par rapport au candidat Prompt original, et l'ensemble des coupures est de nouveau sollicité pour tester s'il se retrouve *accidentellement* associé à un candidat Retardé réel dans les données. Si la paire (ou plus précisément le quatuor à cause des conditions d'isolation) est acceptée, alors un compteur d'accidentelles N_{acc} est incrémenté. La fenêtre d'1 ms a été choisie suffisamment grande afin de s'affranchir de toute corrélation résiduelle. En pratique, 100 candidats virtuels ($N_{réinsertions}$) sont chacun placés à 1 ms d'intervalle pour obtenir une estimation plus précise du nombre de coïncidences accidentelles. Le principe de cette méthode est résumé sur la figure 5.9.

Malgré le fait que toutes des coupures de sélection soit appliquées sur les paires virtuelles comme sur les paires candidates, des facteurs de corrections doivent prendre en compte que la probabilité de former une paire accidentelle est légèrement plus faible. Le premier facteur de correction concerne la coupure véto muon (5.17). En effet, cette condition s'applique à la fois sur l'événement Prompt et sur le Retardé dans le cas d'une véritable paire corrélée. Étant donné que la

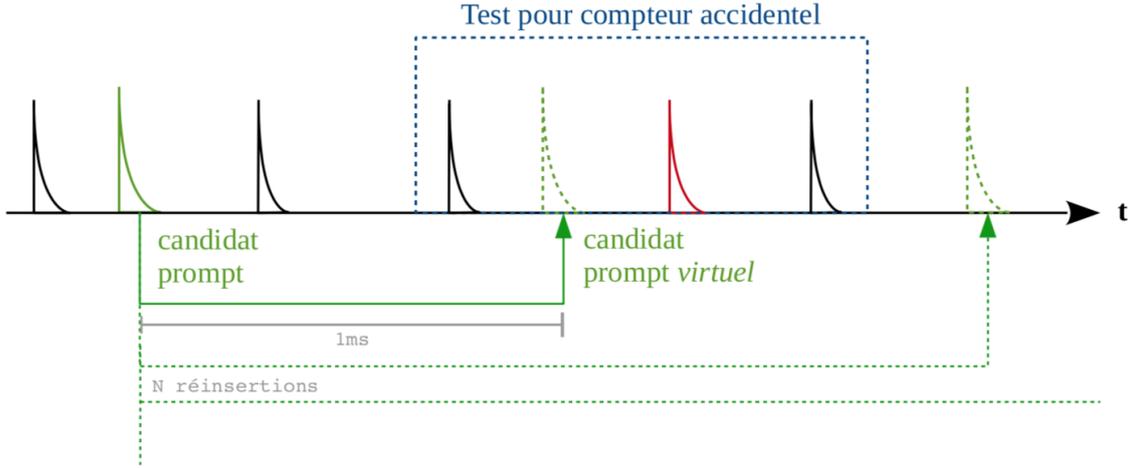


FIGURE 5.9 – Méthode de soustraction des bruits de fond accidentels.

couverture véto muon (L) est appliqué sur le Prompt, l'acceptation de l'événement Retardé ne dépend que de l'éventualité où un muon s'insère entre les deux candidats. La probabilité d'acceptation du candidat Retardé est donc fonction de l'intervalle de temps ΔT (K) et non ΔT_μ comme le suggère la coupure (L). En revanche dans le cas de la paire virtuelle, le véto muon n'est appliqué que sur l'événement Retardé donc cette fois la probabilité d'acceptation dépend bien de ΔT_μ . Le facteur de correction s'exprime donc de la façon suivante :

$$f_{\text{acc}}^\mu = \frac{P_\mu(\Delta T)}{P_\mu(\Delta T_\mu)} = e^{-R_\mu(\Delta T - \Delta T_\mu)}, \quad (5.26)$$

où $P_\mu(\Delta T_\mu)$ et $P_\mu(\Delta T)$ expriment selon des lois poissonniennes, la probabilité de ne pas avoir de muon dans l'intervalle spécifié, et R_μ le taux de muon observés. Notons que ce facteur de renormalisation n'est appliqué que si la coupure en ΔT_μ est plus grande que la fenêtre Prompt-Retardé ΔT .

Pareillement au véto muon, les coupures d'isolation (N) et (O) induisent un biais sur le calcul des accidentelles. Cette fois, la condition d'isolation du candidat Prompt réinséré est appliquée bien que le candidat Prompt original l'ait déjà satisfaite. Le facteur de correction s'exprime donc ainsi :

$$f_{\text{acc}}^{\text{isol}} = \frac{P_{\text{isol}}(\Delta T_{\text{isol}}^{\text{before}})}{(P_{\text{isol}}(\Delta T_{\text{isol}}^{\text{before}}))^2} \times \frac{P_{\text{isol}}(\Delta T_{\text{isol}}^{\text{after}})}{(P_{\text{isol}}(\Delta T_{\text{isol}}^{\text{after}}))^2} = e^{R_s(\Delta T_{\text{isol}}^{\text{before}} + \Delta T_{\text{isol}}^{\text{after}})}, \quad (5.27)$$

où R_s est le taux de comptage d'événements simples. La probabilité d'acceptation pour l'événement virtuel est élevée au carré parce que la coupure temporelle est en fait appliquée deux fois : une fois par l'événement Prompt original, et une fois par l'événement virtuel. Ainsi, le facteur de correction global à appliquer sur l'estimation des coïncidences fortuites est défini de la sorte :

$$f_{\text{acc}}(\Delta T) \doteq \frac{f_{\text{acc}}^\mu(\Delta T) f_{\text{acc}}^{\text{isol}}}{N_{\text{réinsertions}}}. \quad (5.28)$$

Remarquons que la dépendance en ΔT est précisée, car cela implique un facteur de correction différent pour chaque paire. En pratique f_{acc} est estimé pour chaque bin en ΔT et sa dépendance n'est considéré que pour estimer la distribution en ΔT des événements corrélés. Du reste, seule la valeur moyenne $\langle f_{\text{acc}} \rangle_{\Delta T}$ est utilisée pour soustraire les distributions dont la composante accidentelle est indépendante de ΔT .

Finalement, le taux de paires corrélées est estimé par soustraction des bruits de fond accidentels de la façon suivante :

$$N_{\text{corr}} = N_{\text{corr} + \text{acc}} - N_{\text{acc}} \langle f_{\text{acc}} \rangle_{\Delta T}. \quad (5.29)$$

5.2.3 Calcul du temps d'acquisition effectif

Afin de convertir le nombre de coïncidences corrélées mesuré N_{corr} en taux de comptage, le temps mort de chaque run doit être estimé. Le temps mort induit par les coupures d'isolation temporelle (N) et (O) est largement dominant face à celui induit par l'électronique ($< 0.2\%$). La procédure d'estimation du temps d'acquisition effectif fait intervenir les probabilités d'occurrence des événements. Celle-ci est brièvement résumée dans les paragraphes suivants. Pour plus de détails, le lecteur se référera au manuscrit de thèse d'Aurélié Bonhomme [106].

Chaque paire d'événements provoque un certain temps mort d'acquisition. Par exemple, la détection d'un candidat muon empêche la détection d'un neutrino pendant un laps de temps défini par les coupures d'isolation. La fraction de temps mort f_{dead} à laquelle la détection d'un événement est soumise peut être écrite en fonction du taux de comptage des événements contribuant au temps mort R et du temps mort moyen induit par ces derniers $\bar{\tau}$:

$$f_{\text{dead}} = R\bar{\tau}. \quad (5.30)$$

Cette grandeur donne le pourcentage de temps pendant lequel l'acquisition ne peut mesurer un signal. Dans le cas des neutrinos, le signal a une largeur temporelle qui est l'écart entre l'arrivée de l'événement Prompt et du Retardé. Un facteur de correction doit être appliqué :

$$f_{\text{dead}}^{\text{pair}} = f_{\text{dead}} + \langle \Delta T \rangle_{\text{pairs}} R_{\mu} e^{-R\Delta T_{\mu}}, \quad (5.31)$$

où R_{μ} et ΔT_{μ} sont respectivement le taux de comptage de muons et la coupure d'isolation des muons. Le principe de cette correction est illustré sur la figure 5.10. En définitive, le nombre de paires d'événements corrélés est converti en taux de comptage avec le temps d'acquisition T_{run} et la fraction de temps mort associée aux paires corrélées :

$$R_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{corr}}}{T_{\text{run}} (1 - f_{\text{dead}}^{\text{pair}})}. \quad (5.32)$$

5.2.4 Validation de l'algorithme

Afin d'affirmer le bon comportement de l'algorithme dans la recherche de paires, la soustraction du bruit de fond accidentel, et le calcul des *rates*, une séquence de données a été générée par simulation. Ce jeu de données simulées est composé des différents types de bruits de fond auquel est soumise l'expérience. Chacun d'eux est généré indépendamment suivant une loi de probabilité telle que $P(t) \propto e^{-R_i t}$, où R_i est le taux d'occurrences du type de bruit de fond considéré. Les différents types d'événements générés sont :

- des signaux isolés dits Simples, suivant un taux de comptage R_s ,
- des signaux isolés dits Muons, suivant un taux de comptage R_{μ} ,
- des signaux isolés dits Prompts (c'est-à-dire qui passent les coupures topologiques associées au Prompt), suivant un taux de comptage R_p ,
- des signaux isolés dits Retardés (idem pour les coupures sur l'événement Retardé), suivant un taux de comptage R_r ,
- des paires d'événements corrélés Prompt-Retardé, avec un taux d'occurrence R_c .

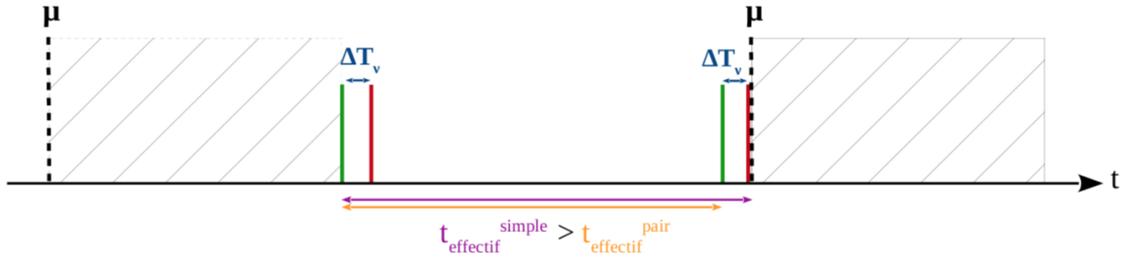


FIGURE 5.10 – Illustration de la correction à appliquer sur le temps mort pour la recherche de paires corrélées. Le temps d'acquisition effectif est plus faible dans le cas des paires corrélées à cause de l'étalement temporel de ces dernières. (source : [106])

Plusieurs jeux de données simulés sont générés sous forme de runs d'une heure, comme les véritables données. L'algorithme est testé avec des taux de comptages qui varient de run à run ; le but étant de retrouver la fréquence d'événements corrélés qui a été injectée : R_c .

La procédure de soustraction des accidentelles a dans un premier temps été testée en ne générant que des événements non corrélés, c'est-à-dire $R_c = 0$. L'analyse a montré des résultats satisfaisants présentés sur la figure 5.12. La rupture de pente observée sur la distribution des ΔT est causée par la coupure veto muon (L). La probabilité de former une paire $p(\Delta T)$ change de comportement suivant si l'écart en temps Prompt-Retardé est plus petit ou plus grand que le veto muon.

Un test plus complet a aussi été effectué en générant l'équivalent de trente jours de données STEREO en modulant fortement l'amplitude du taux de candidats type R_s , R_μ , R_p et R_r . La figure 5.12 montre l'évolution en temps du taux de paires corrélées reconstruites. Malgré les importantes variations des paires accidentelles, l'algorithme démontre sa capacité à reconstruire le taux de paires corrélées R_c injecté avec la précision indiquée par les barres d'erreurs. Cette mise à l'épreuve sollicite à la fois la méthode de soustraction des bruits de fond accidentels, mais aussi les corrections de temps mort.

5.3 Extraction des spectres neutrinos

Une fois la recherche de paires et la soustraction des bruits de fond accidentels effectuées, les distributions obtenues comportent le signal neutrino, mais aussi les bruits de fond corrélés. La soustraction de cette dernière composante nécessite de la mesurer seule, c'est-à-dire d'utiliser les données acquises lorsque le réacteur est OFF. En principe, la soustraction des spectres en énergie ON-OFF devrait suffire pour extraire les spectres neutrinos. Cependant malgré les critères de sélection et la recherche de paires, la contribution des bruits de fond corrélés (R_c) reste importante face au signal neutrino (R_ν) et l'erreur induite par la procédure de soustraction est essentiellement dominée par l'erreur statistique du bruit :

$$\delta R_\nu = \delta((R_\nu + R_c) - R_c) = \delta(R_\nu + R_c) \oplus \delta R_c = \delta R_{ON} \oplus \delta R_{OFF}, \quad (5.33)$$

où R_{ON} et R_{OFF} sont respectivement les taux de comptages de paires corrélées lorsque le réacteur est ON ou OFF.

Pour s'affranchir d'une grande partie des bruits de fond corrélés, la discrimination en forme des signaux (PSD) est exploitée. En effet, la majorité des bruits de fond corrélé est d'origine cosmique, et donc principalement composé de neutrons issus de réactions de spallation.

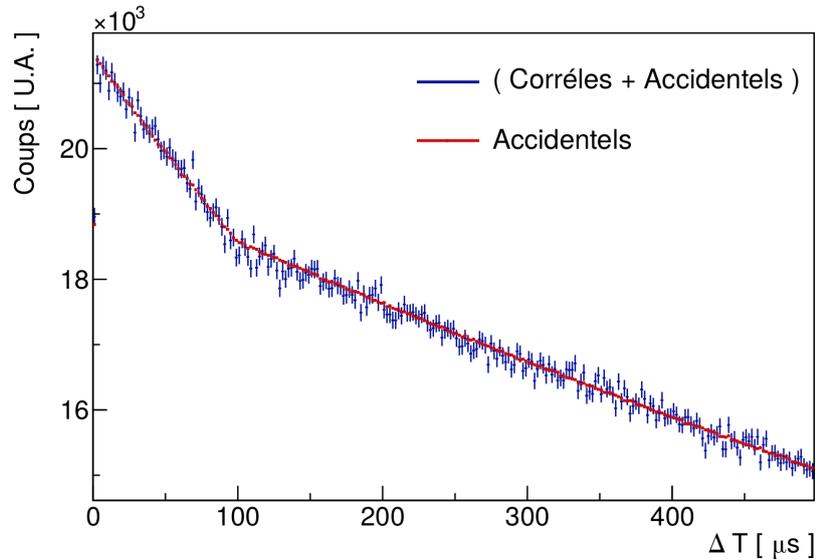


FIGURE 5.11 – Mise à l’épreuve de la méthode de soustraction des paires accidentelles. Dans cette pseudo-expérience, seuls des candidats simples ont été injectés. L’estimation du nombre de paires accidentelles (rouge) doit donc correspondre avec les coïncidences obtenues en appliquant l’algorithme de recherche de paires (bleu). (source : [106])

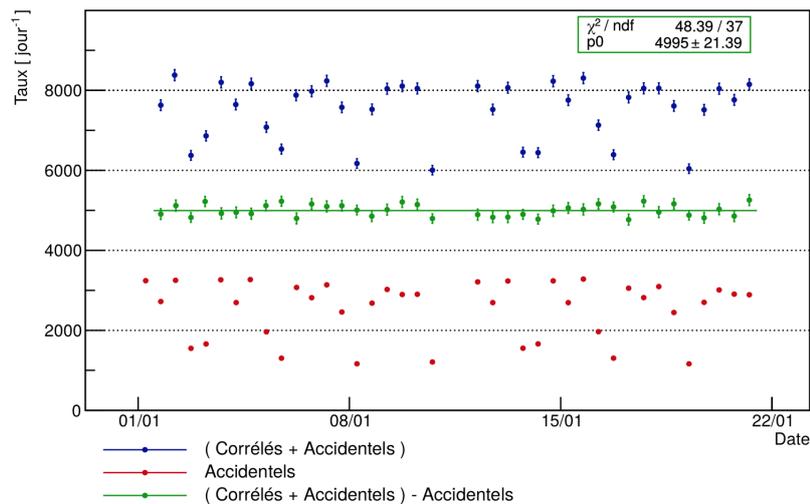


FIGURE 5.12 – Test de robustesse complet de l’algorithme de recherche de paires corrélées en temps. Malgré les importantes variations du taux d’accidentelles, le taux de paires corrélées mesuré coïncide avec la valeur injectée : 5000/jour. (source : [106])

5.3.1 Discrimination en forme des signaux

Comme il a été décrit dans la section 2.2.2, les constantes de désexcitations différentes des molécules responsables du processus de scintillation permettent de distinguer les dépôts d’énergie par un électron de ceux d’un proton avec l’observable : $PSD \doteq Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Les neutrons rapides sont détectés par leur interaction avec des protons du liquide scintillateur et sont attendus avec une haute PSD. En revanche, les positrons créés par les neutrinos déposent leur énergie par ionisation comme les électrons et ont donc une PSD plus faible. Le principe de discrimination est schématisé sur la figure 5.13. La composante neutron des bruits de fond corrélés joue pour 80 %, donc l’utilisation de la PSD offre une opportunité unique de réduire sa contribution drastiquement.

La forme des pulses de chaque événement n’étant pas enregistrée pendant la prise de données

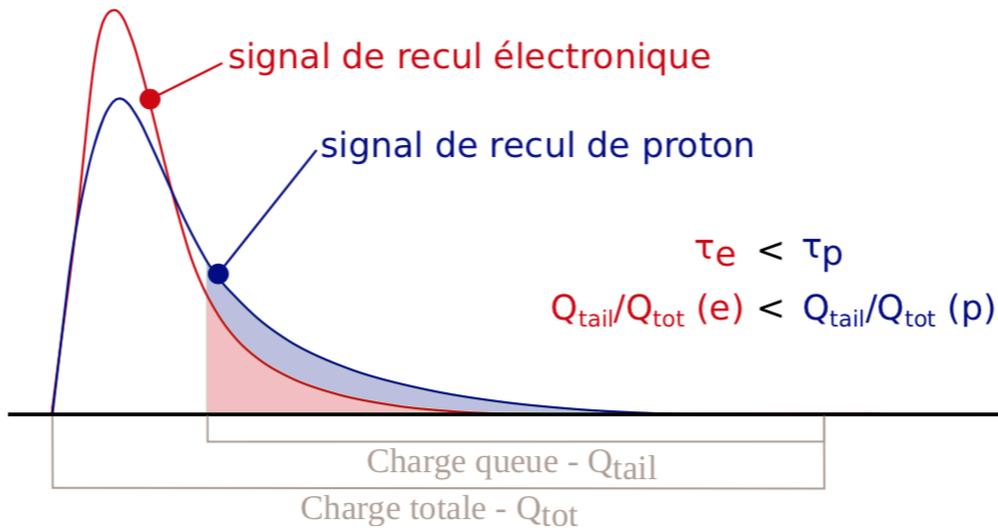


FIGURE 5.13 – Principe de la discrimination par forme des signaux. Les signaux induits par recul électronique (rouge) ont un rapport Q_{tail}/Q_{tot} plus faible que ceux des protons de recul (bleu).

neutrino, seule les variables Q_{tot} et Q_{tail} calculées à la volée sont conservées. La qualité de la discrimination réside dans le choix de la borne d'intégration en temps de Q_{tail} choisie en amont de la prise de données. L'optimisation de cette valeur a été effectuée en déployant la source d'AmBe. La performance de la séparation est quantifiée par le facteur de mérite défini tel que :

$$F = \frac{\mu_e + \mu_p}{2.35 \times (\sigma_e + \sigma_p)}, \quad (5.34)$$

où μ_e et μ_p sont les valeurs moyennes des distributions de PSD des électrons et des protons respectivement, et σ_e et σ_p leur écart type. Concrètement, ce facteur mesure la distance en PSD des deux populations en unité de leur écart type. La borne d'intégration a été optimisée pour chaque cellule sur deux plages en énergie, $\sim 1 \text{ MeV}_{ee}$ et $\sim 2,2 \text{ MeV}_{ee}$ ³, en ajustant deux gaussiennes pour reproduire la distribution de PSD. L'optimum a été atteint avec un facteur de mérite de 0,7 en phase 2 à $2,2 \text{ MeV}_{ee}$ [120] contre 0,6 en phase 1 [170].

L'évolution en temps et en énergie de μ_e et σ_e nécessite une attention particulière pour suivre la position du signal neutrino sur la figure de PSD. En effet, la PSD est une observable qui dépend des effets de volume sur la collection de lumière, et l'augmentation progressive des fuites de lumière entre cellules pendant la prise de données a fait évoluer les paramètres μ_e et μ_p ainsi que leurs écart-types. De plus, les propriétés de scintillation du liquide sont sensibles à la température donc les moyennes μ_e et μ_p sont également corrélés avec la température du liquide.

Les événements Simples, principalement constitués de gammas, sont des candidats de choix pour suivre l'évolution en temps et en énergie de la PSD : μ_γ et σ_γ . Trois conditions sont imposées sur les événements Simples pour suivre la cellule i :

- Un événement Simple ne doit pas être étiqueté comme muon,
- Pas de corrélation avec un muon : $T(\text{Simple}) - T_\mu > \Delta T_\mu$,
- L'énergie reconstruite dans chaque cellule voisine ne doit pas excéder 0,7 MeV.

3. « ee » signifie équivalent électron; le détecteur est calibré avec des gammas, qui déposent de l'énergie via les électrons qu'ils produisent, mais cette échelle en énergie n'est qu'arbitraire pour les neutrons.

L'évolution en énergie est présentée sur la figure 5.14 et montre que μ_γ reste stable tandis que σ_γ diminue de 30 % avec l'énergie sur une échelle de 2 à 8 MeV grâce à l'évolution de la photostatistique. D'autre part, les évolutions en temps sont mesurées par échantillon d'une semaine. En phase 1, l'augmentation des fuites de lumière est la principale responsable des dérives de la PSD comme le montre la figure 5.15. Entre mi-novembre 2016 et mi-décembre 2016, la PSD moyenne des événements Simples a chuté à hauteur d'environ $1 \sigma_\gamma$. Les conditions de mesure en phase 2 étant plus stables, les variations de la PSD sont moindres et laissent apparaître une anti-corrélation nette avec la température du liquide (voire figure 5.16). Il est important de noter que les montées de température coïncident avec les périodes de fonctionnement du réacteur. En effet, la soustraction des bruits de fond corrélés est basée sur la comparaison des distributions de PSD entre les périodes réacteur ON et OFF, donc cette évolution doit être prise en compte.

5.3.2 Extraction des taux de neutrinos dans chaque cellule et bin en énergie

La reconstruction des spectres neutrino est accomplie en soustrayant le taux de paires corrélées lorsque le réacteur est ON du taux obtenu lorsque le réacteur est OFF. Pour ce faire, les distributions de PSD sont isolées sur chaque plage en énergie reconstruite $[E, E + \Delta E]$ et les figures de PSD en ON sont soustraites des distributions en OFF associées. L'intégrale des distributions soustraites fournit le nombre de neutrinos mesurés dans chaque bin en énergie.

L'utilisation d'une coupure sur la PSD s'avère nécessaire pour réduire l'incertitude sur la quantité de neutrinos extraite. Or, les variations de la PSD avec le temps rendent la tâche plus difficile à maîtriser. Lorsqu'une coupure κ sur la PSD est imposée telle que :

$$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} < \mu_\gamma(t) + \kappa\sigma_\gamma(t), \quad (5.35)$$

le taux de neutrino extrait présente des variations résiduelles dépendantes de κ . La contamination de la composante des protons de recul est alors différente entre périodes ON et OFF, et la soustraction n'est donc plus valide. Ce phénomène est illustré sur la figure 5.17.

Méthode d'extraction des neutrinos par modélisation gaussienne des composantes PSD

Pour s'affranchir des évolutions du spectre PSD, une première méthode d'extraction des neutrinos a été développée. Celle-ci consiste à modéliser chaque composante de la figure de PSD par des fonctions gaussiennes. Les composantes du bruit de fond sont ajustées avec les données OFF :

$$M_{\text{OFF}}(t, \text{PSD}) = \mathcal{A}_p^{\text{OFF}}(t) \left(\frac{\mathcal{A}_\gamma^{\text{OFF}}(t)}{\mathcal{A}_p^{\text{OFF}}(t)} \mathcal{M}_\gamma(t, \text{PSD}) + \mathcal{M}_p(t, \text{PSD}) \right), \quad (5.36)$$

avec les termes en rouge qui représentent la composante protons de recul du bruit de fond et en bleu les gammas. La forme des distributions est encodée dans les densités de probabilité (gaussiennes) notées \mathcal{M}_i , et \mathcal{A}_i désigne l'intensité de chaque composante. Puisque la nature des bruits de fond corrélés est la même pendant les périodes ON, le rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ est une constante. Les données réacteur OFF mesurent donc cette valeur et elle seule est propagée dans le modèle de PSD réacteur ON :

$$M_{\text{ON}}(t, \text{PSD}) = \mathcal{A}_p^{\text{ON}}(t) \left(\frac{\mathcal{A}_\gamma(t)}{\mathcal{A}_p(t)} \mathcal{M}_\gamma(t, \text{PSD}) + \mathcal{M}_p(t, \text{PSD}) \right) + \mathcal{A}_\gamma(t) \mathcal{M}_\gamma(t, \text{PSD}), \quad (5.37)$$

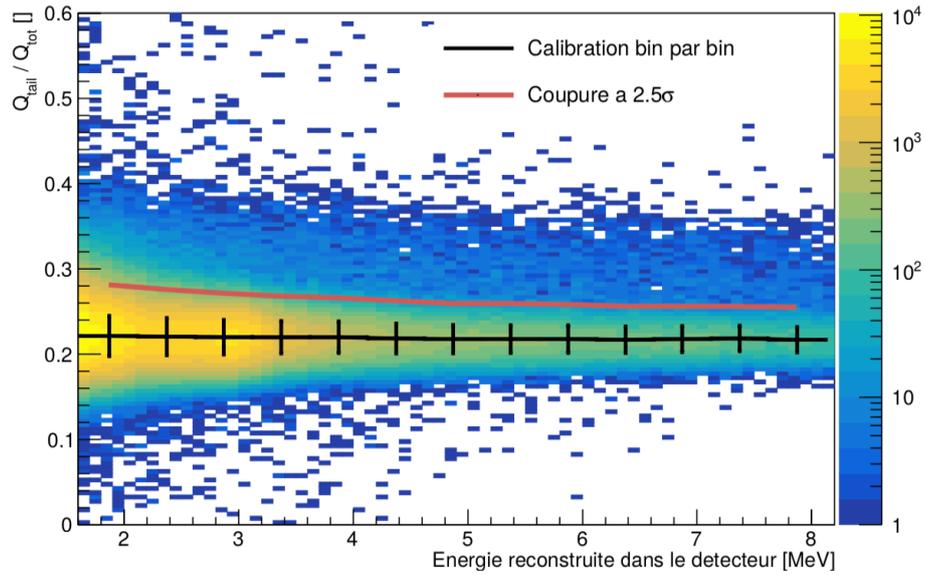


FIGURE 5.14 – Évolution de la PSD des événements Simples avec l'énergie. L'échantillon choisi provient de données acquises pendant une semaine en phase 1 qui sont des événements Simples identifiés dans la cellule 1. Les points en noir indiquent la position de μ_γ et la ligne rouge délimite à titre indicatif l'écart type correspondant à $2.5\sigma_\gamma$.

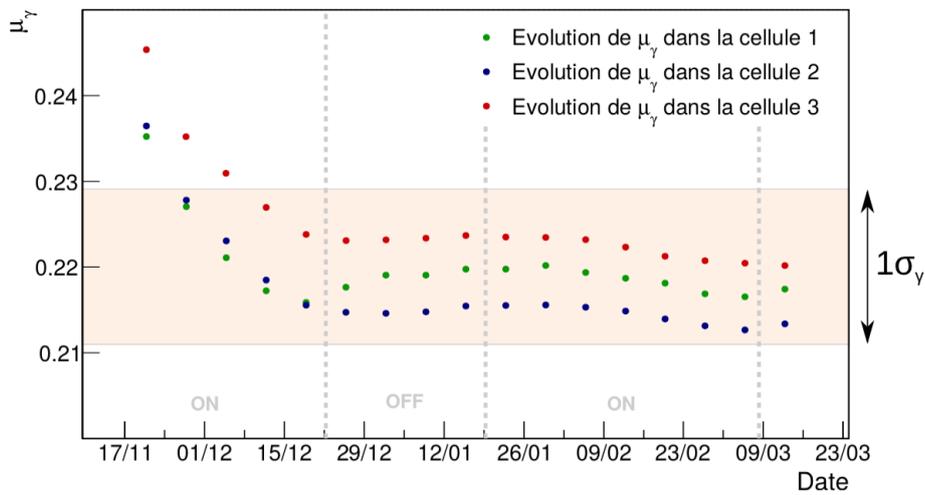


FIGURE 5.15 – Évolution pendant la phase 1 de la PSD moyenne μ_γ des événements Simples dans un intervalle en énergie de 500 keV centré sur 3,875 MeV. Chaque point rassemble 1 semaine de prise de données. La dérive en début de période coïncide avec le développement des fuites de lumière dans le détecteur. L'amplitude de variation est à comparer avec la déviation standard des distributions de PSD (σ_γ) représenté par une bande colorée.

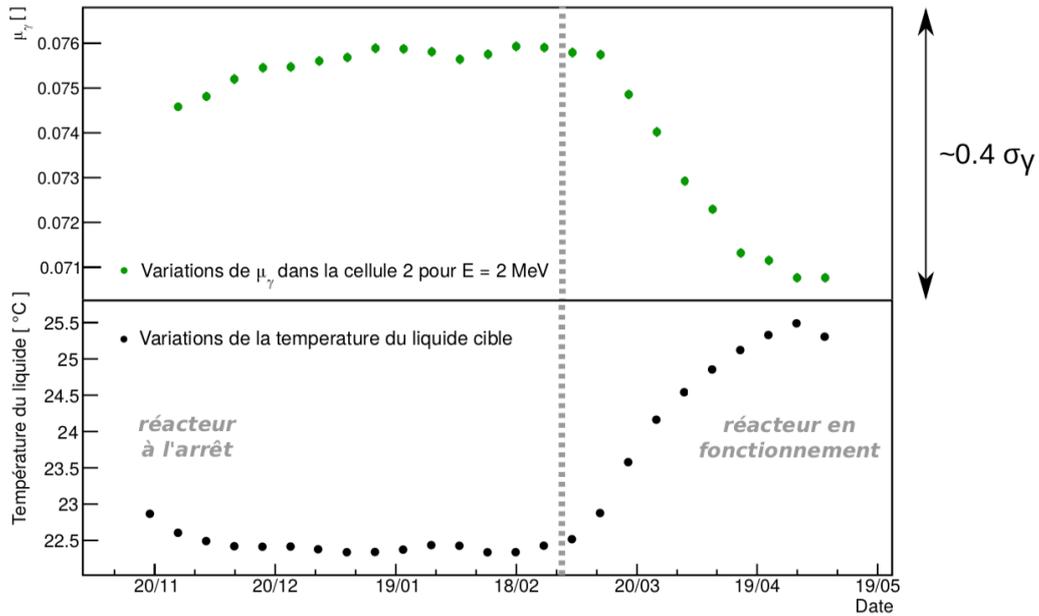


FIGURE 5.16 – Corrélation entre la PSD moyenne μ_γ des événements Simples et la température du liquide pendant la phase 2. Les événements Simples sont choisis dans un intervalle de 500 keV centré sur 1,875 MeV et identifiés dans la cellule 2.

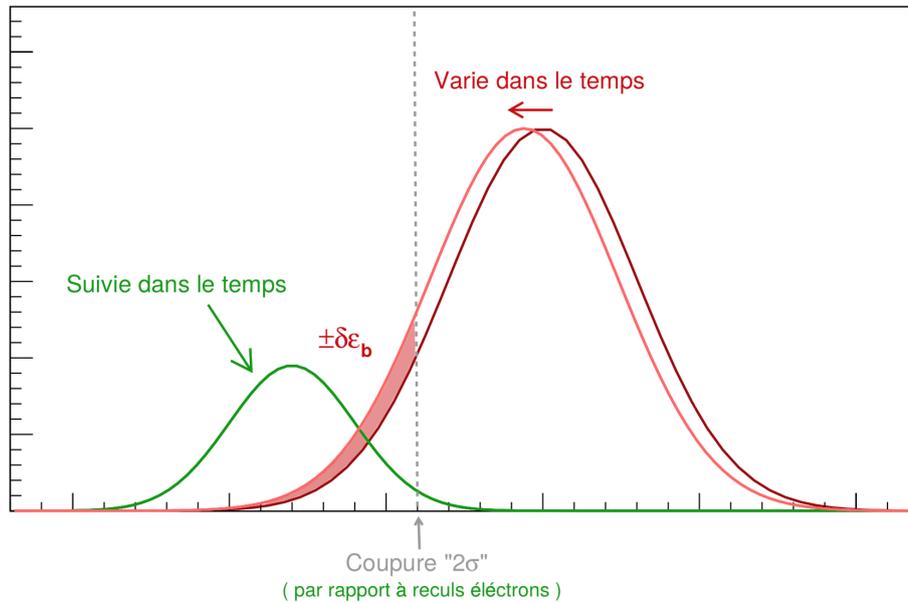


FIGURE 5.17 – Effet des variations relatives entre la PSD des reculs électroniques et la PSD des reculs de protons sur la procédure de soustraction. Bien que la composante neutrino soit suivie dans le temps (vert), les variations relatives des protons de reculs entraînent un biais sur l'extraction du taux de comptages neutrino $\delta\epsilon_b$.

où \mathcal{A}_ν et \mathcal{M}_ν sont respectivement l'intensité et la forme du signal neutrino. La bosse proton étant toujours distincte de celle des neutrinos, son intensité, sa moyenne et son écart type restent ajustables en ON. La position et la largeur de la gaussienne gamma du bruit de fond sont eux connus par les accidentels, dominés par les gammas. Ainsi le bruit de fond γ caché sous les neutrinos pendant les périodes ON est parfaitement contraint. Finalement, la valeur \mathcal{A}_ν ajustée donne le taux de neutrinos contribuant à la plage en énergie sélectionnée. Notons que contrairement à l'utilisation d'une coupure brute (Eq. 5.35), cette procédure autorise les variations de μ_p entre les périodes ON et OFF. La seule hypothèse en jeu est la constance du rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$.

La stabilité du rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ a été vérifiée sur l'ensemble de la phase 1 comme le montre la figure 5.18. Ensuite M_{ON} est ajusté sur les données réacteur ON en fixant cette fois le rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ mesuré en OFF. Les paramètres de la gaussienne neutrino \mathcal{M}_ν sont ajustés et la valeur \mathcal{A}_ν obtenue donne le taux de neutrinos mesuré dans le bin en énergie $[E, E + \Delta E]$ d'une des 6 cellules.

Bien qu'a priori la composante gamma du bruit de fond corrélé soit de même nature que les accidentelles, des déviations significatives sont observées notamment entre 5 à 6 MeV en énergie reconstruite. En effet, dans cette région en énergie une partie des signaux Prompt associés aux bruits de fond proviennent de la diffusion de neutrons rapides sur le Carbone 12 : $^{12}\text{C}(n, n^* \gamma)^{12}\text{C}$. Ces événements sont donc le fruit d'un empilement d'énergies déposées à la fois par des gammas et par des neutrons, hybridant leur PSD. Pour tenir compte de cet effet, la déviation relative par rapport à μ_{gamma} est mesurée en OFF pour être propagée en ON.

Par ailleurs, la présence d'une épaule à haute PSD (supérieure à la moyenne proton) a été remarquée avec la statistique accrue de la phase 2. Plusieurs études ont été entreprises pour tenter d'identifier la nature de ces événements, mais aucune n'a pu la déduire. En revanche, cette nouvelle composante est prise en compte par l'ajout d'une nouvelle gaussienne proton à côté de l'originale et ses paramètres sont ajustés en OFF et en ON.

Les figures de PSD sont en définitive séparées par cellule, bin en énergie et bin en temps, donc la statistique traitée est relativement faible. Un formalisme de vraisemblance est utilisé pour adapter les modèles M_{OFF} et M_{ON} en considérant les erreurs statistiques suivant des lois de Poisson. Remarquons qu'en pratique, la composante accidentelle est ajoutée dans M_{OFF} et M_{ON} , car l'utilisation des distributions de PSD déjà soustraites peuvent faire intervenir des taux de comptage négatifs, non interprétables avec la statistique de Poisson. Ses paramètres sont en revanche ajustés indépendamment, car sa figure de PSD des accidentelles est mesurée à l'aide de la méthode des portes décalées en temps (présentée dans la section 5.2.2).

Finalement, la minimisation du logarithme de la vraisemblance permet d'ajuster les paramètres d'intérêt sur les figures de PSD réacteur OFF ou ON :

$$-\ln(\mathcal{L}_0) = -\ln(\mathcal{L}_{\text{acc}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{corr+acc}}), \quad (5.38)$$

où $\ln(\mathcal{L}_{\text{acc}})$ est le logarithme de la vraisemblance du modèle des accidentels et $\ln(\mathcal{L}_{\text{corr+acc}})$ le logarithme de la vraisemblance du modèle M_{ON} ou M_{OFF} incluant les accidentelles. Un exemple d'ajustement est disposé sur la figure 5.19.

Avec cette méthode, la forme des densités de probabilités de chaque composante \mathcal{M}_i a été approximée avec un modèle gaussien. L'évolution des moyennes μ_p et μ_e avec le temps contraint la procédure d'extraction à n'être appliquée que sur des plages en temps réduits $[T, T + \Delta T]$ pour s'assurer de la validité de la modélisation. Par ailleurs, les effets de volume sur la collection de lumière dispersent les temps d'arrivée des photons sur les PMs, et élargissent par cet effet les gaussiennes de PSD. Des études complémentaires ont été menées dans le cadre de cette thèse pour estimer les erreurs systématiques induites par l'utilisation de modèles gaussiens. Cette tâche a été

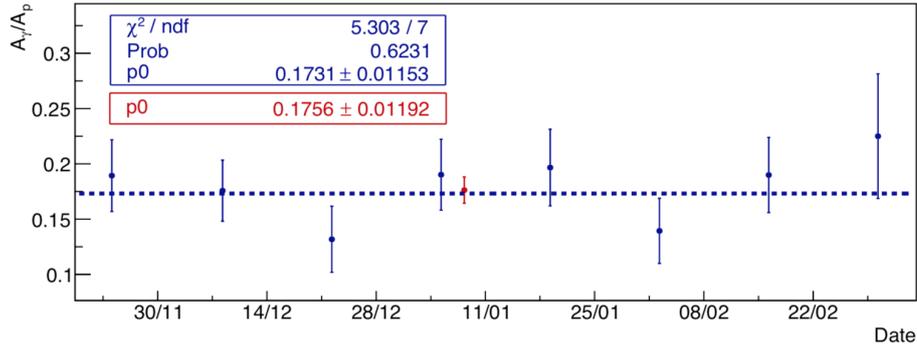


FIGURE 5.18 – Évolution du rapport $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ pendant la phase 1 pour la cellule 4 à 2,875 MeV. Les points en bleu représentent des groupes de données de 14 jours alors que le point rouge est le résultat de l’ajustement du modèle avec toutes les données regroupées.

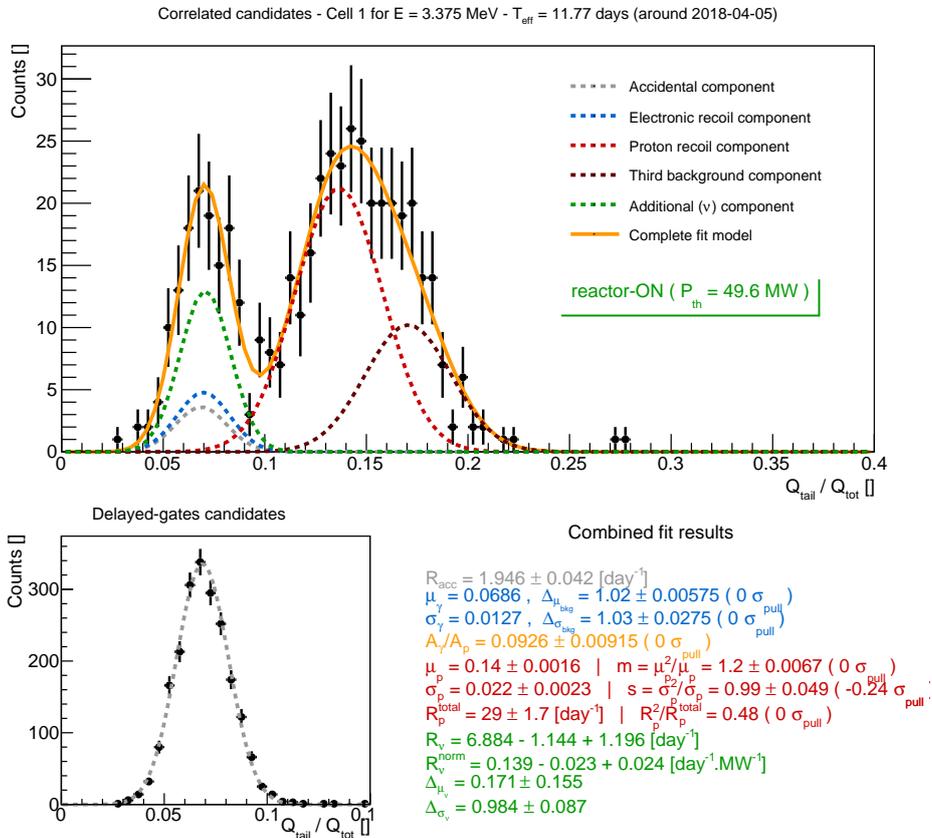


FIGURE 5.19 – Exemple d’extraction du taux de candidats neutrinos dans la cellule 1 et bin en énergie centré sur 3,375 MeV, par la méthode de modélisation gaussienne des composantes PSD. L’ajustement du modèle (orange) est établi par les composantes : neutrino (vert), bruit de fond accidentel (gris), corrélé gamma (bleu), corrélé proton (rouge) et corrélé 2nd proton (bordeaux). Seul le paramètre $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ est propagé depuis l’ajustement sur les données OFF. (source : [171])

effectuée en introduisant des modèles dits par « *templates* », tenant compte des effets haut-bas sur la PSD. Ces derniers sont construits en tirant la PSD de chaque événement dans une gaussienne dont la moyenne μ_i et la largeur σ_i sont choisies en amont suivant une densité de probabilité. La forme de ces densités de probabilité est générée en établissant la correspondance entre la hauteur Z dans le volume et les paramètres associés $\mu(Z)$ et $\sigma(Z)$. Les évolutions de $\mu(Z)$ et $\sigma(Z)$ ont été mesurées à l’aide de sources de calibration gamma. Un exemple d’échantillonnage de $\mu_\gamma(Z)$ avec la source de ^{54}Mn est présenté sur la figure 5.20. Un *template* est généré suivant la procédure suivante :

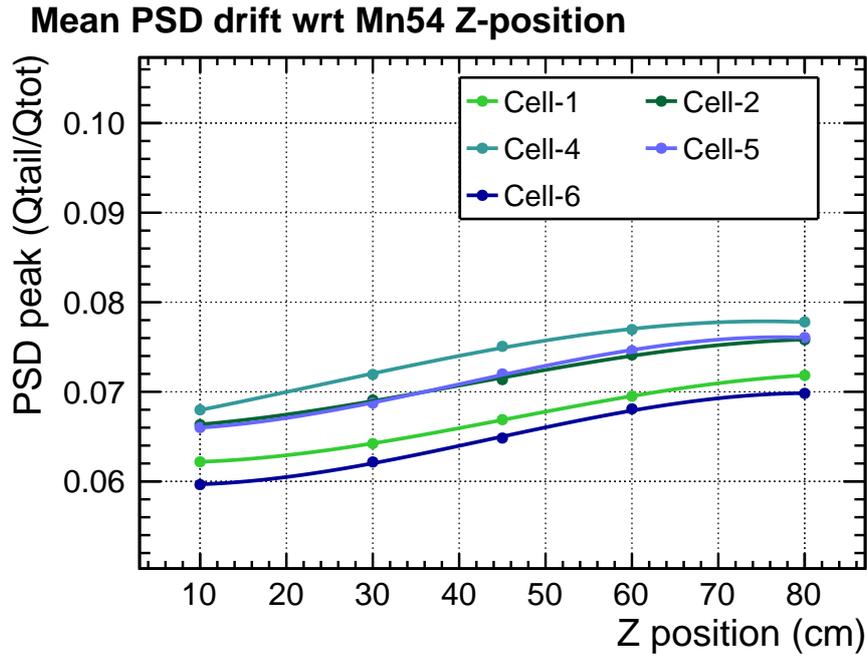


FIGURE 5.20 – Evolution de la PSD moyenne en fonction de la hauteur mesurée avec les runs source du ^{54}Mn . Ces distributions ont été exploitées en vue d’améliorer les modèles gaussiens utilisés dans l’extraction des taux de comptage neutrino.

- (0) Une distribution d’événements en Z est choisie *a priori* : par exemple homogène en Z pour les neutrinos, ou piqué au fond du détecteur pour les neutrons rapides,
- (1) Une valeur de Z est tirée aléatoirement suivant la densité de probabilité considérée,
- (2) Les paramètres de la gaussienne en PSD $\mu(Z)$ et $\sigma(Z)$ sont déduits,
- (3) Une valeur de PSD est tirée aléatoirement selon la gaussienne paramétrée par $\mu(Z)$ et $\sigma(Z)$,
- (4) La procédure est répétée depuis (1) pour remplir un histogramme formant le *template* PSD associé à la distribution de vertex choisie *a priori*.

En comparant l’intégrale des deux modèles, gaussien et *template*, ajustés sur une distribution de PSD mesurée avec une source gamma sur 5 hauteurs en Z , l’amplitude des erreurs systématiques est bornée entre : $0, 1\% < \delta R/R = |R_{\text{gaus}} - R_{\text{temp}}|/R_{\text{gaus}} < 0, 5\%$ [172].

Par ailleurs, les variations de température et de fuites de lumière avec le temps élargissent aussi les distributions de PSD. Cependant, les biais induits par l’utilisation de gaussiennes pour extraire A_γ/A_p ne sont significatifs qu’à partir d’une dérive de la moyenne μ_γ d’amplitude supérieure à 2σ [173], soit plus de 6 fois l’amplitude des dérives réellement observées. Les incertitudes systématiques liées à la modélisation par des gaussiennes sont en définitive négligées.

Correction des effets de dérives de la PSD

Les conditions d’acquisition étant plus stables pendant la seconde phase de prise de données, une correction de la PSD run à run a pu être utilisée. La principale cause des variations résiduelles de la PSD en phase 2 est la température. Ces variations sont corrigées en mesurant le coefficient de corrélation entre la PSD moyenne des événements Simples μ_γ et la température (voir figure 5.21). À chaque run, le biais moyen δPSD est calculé en fonction de la température :

$$\delta\text{PSD} = (T_{\text{ref}} - T_{\text{run}}) f_{\text{temp}}, \quad (5.39)$$

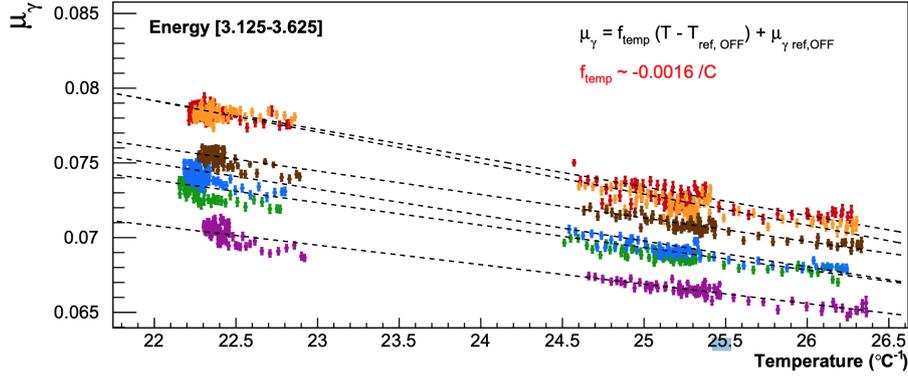


FIGURE 5.21 – Corrélation de la PSD avec la température. Les données utilisées sont issues des périodes OFF en phase 2. Le bin en énergie considéré ici est [3.125 – 3.625] MeV, et chaque couleur correspond à une cellule. (source : [176])

où f_{temp} est le coefficient de corrélation et T_{ref} est une température de référence choisie arbitrairement et commune à tous les runs. En appliquant ce décalage à chaque événement, $PSD^* = PSD + \delta PSD$, les dérives sont corrigées au premier ordre. Cependant la PSD des périodes ON et OFF ne présente pas les mêmes corrélations avec la température et des dérives temporelles subsistent, notamment en phase 1 à cause du développement des fuites de lumière. Pour régulariser ces biais résiduels, δPSD est calculé itérativement, en mesurant la corrélation avec la température puis avec le temps à tour de rôle, jusqu'à ce que sa valeur converge, soit après une quinzaine d'itérations tout au plus [174]. Des études complémentaires avec la source d'AmBe ont montré que la correction de PSD exécutée sur les événements simples μ_γ se propage de la même manière sur la composante protons de recul μ_p [175].

Méthode d'extraction des neutrinos par soustraction directe du bruit de fond

Cette procédure de décorrélation de la PSD a non seulement permis de s'affranchir de la segmentation en temps des données dans la première méthode d'extraction du signal neutrino, mais elle a aussi permis le développement d'une nouvelle méthode d'extraction exploitant directement la forme en PSD du bruit de fond mesuré pendant les périodes OFF. Les ingrédients de cette méthode se composent de :

- La PSD recalée des candidats corrélés + accidentels pendant les périodes réacteur ON : **ON**,
- La PSD recalée des candidats corrélés + accidentels pendant les périodes réacteur OFF : **OFF**,
- La figure de PSD recalée des paires accidentelles mesurées avec la méthode des portes décalées pendant la période ON : ON^{acc} ,
- La figure de PSD recalée des paires accidentelles mesurées avec la méthode des portes décalées pendant la période OFF : OFF^{acc} ,
- Une gaussienne représentant la figure de PSD recalée des neutrinos : \mathcal{M}^V .

Le principe de cette méthode consiste à ajuster un modèle décrivant la figure de PSD **ON** à l'aide des contraintes offertes par **OFF**, ON^{acc} , OFF^{acc} . Chaque composante est autorisée de varier dans ses barres d'erreurs statistiques, et les contraintes sont formalisées avec des termes de traction (« pull-terms »).

Dans le cas des accidentelles les modèles sont simplement des paramètres libres notés $m_i^{ON^{acc}}$ et $m_i^{OFF^{acc}}$. Le modèle OFF est constitué d'un paramètre libre représentant le bruit de fond corrélé et de $m_i^{OFF^{acc}}$: $\mathcal{M}_i^{OFF} \doteq m_i^{OFF} + m_i^{OFF^{acc}}$. Enfin le modèle ON \mathcal{M}_i^{ON} contient à la fois le bruit de fond corrélé m_i^{OFF} , les accidentelles en ON $m_i^{ON^{acc}}$ et la gaussienne neutrino $\mathcal{M}_i^V \doteq A_v g_i(\mu_v, \sigma_v)$ où g_i

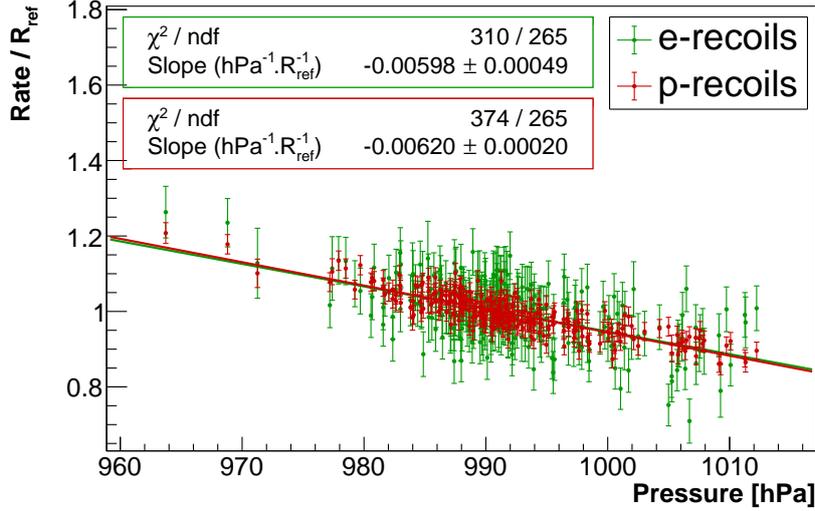


FIGURE 5.22 – Corrélation entre la pression atmosphérique et le taux de paires corrélées pendant les périodes réacteur OFF. En vert est représentée la composante électrons de recul ($\text{PSD} < \mu_\gamma + 2\sigma_\gamma$) et en rouge les protons de recoils ($\text{PSD} > \mu_\gamma + 2\sigma_\gamma$). Les taux de comptages ont été renormalisés par une valeur de référence R_{ref} (une pour les électrons et une pour les protons) correspondante à la moyenne sur toute la période.

est une gaussienne normalisée et A_ν le taux de comptage neutrino.

Puisque le bruit de fond corrélé est principalement constitué d'événements cosmogéniques, leur flux varie en fonction de la pression atmosphérique. La corrélation entre le taux de bruits de fond corrélés et la pression atmosphérique est présentée sur la figure 5.22. Afin de prendre en compte cet effet, un facteur de normalisation a est ajouté dans l'expression du modèle de PSD ON : $\mathcal{M}_i^{\text{ON}} = am_i^{\text{OFF}} + m_i^{\text{ON}^{\text{acc}}} + A_\nu g_i(\mu_\nu, \sigma_\nu)$. Ainsi les paramètres $m_i^{\text{ON}^{\text{acc}}}$, $m_i^{\text{OFF}^{\text{acc}}}$, m_i^{OFF} , a , μ_ν , σ_ν et A_ν sont ajustés en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_i^{\text{PSD bin}} \left(\frac{\text{ON}_i - (am_i^{\text{OFF}} + m_i^{\text{ON}^{\text{acc}}} + A_\nu g_i(\mu_\nu, \sigma_\nu))}{\sigma_i^{\text{ON}}} \right)^2 \quad (5.40)$$

$$+ \left(\frac{\text{OFF}_i - (m_i^{\text{OFF}} + m_i^{\text{OFF}^{\text{acc}}})}{\sigma_i^{\text{OFF}}} \right)^2 \quad (5.41)$$

$$+ \left(\frac{\text{OFF}_i^{\text{acc}} - m_i^{\text{OFF}^{\text{acc}}}}{\sigma_i^{\text{OFF}^{\text{acc}}}} \right)^2 \quad (5.42)$$

$$+ \left(\frac{\text{ON}_i^{\text{acc}} - m_i^{\text{ON}^{\text{acc}}}}{\sigma_i^{\text{ON}^{\text{acc}}}} \right)^2. \quad (5.43)$$

En pratique un logarithme de vraisemblance est employé pour tenir compte des bins de PSD avec peu de statistique. Ce dernier est écrit sous la forme suivante :

$$-\ln(\mathcal{L}) = -\ln(\mathcal{L}(\text{ON}_i)) - \ln(\mathcal{L}(\text{OFF}_i)) - \ln(\mathcal{L}(\text{ON}_i^{\text{acc}})) - \ln(\mathcal{L}(\text{OFF}_i^{\text{acc}})). \quad (5.44)$$

Comme précédemment, le taux de comptage A_ν est extrait pour chaque bin en énergie et chaque cellule. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 5.23.

L'hypothèse nécessaire pour appliquer cette méthode concerne la stabilité de la forme du bruit de fond. En guise de test de robustesse, les données OFF ont été séparées en deux groupes de dates :

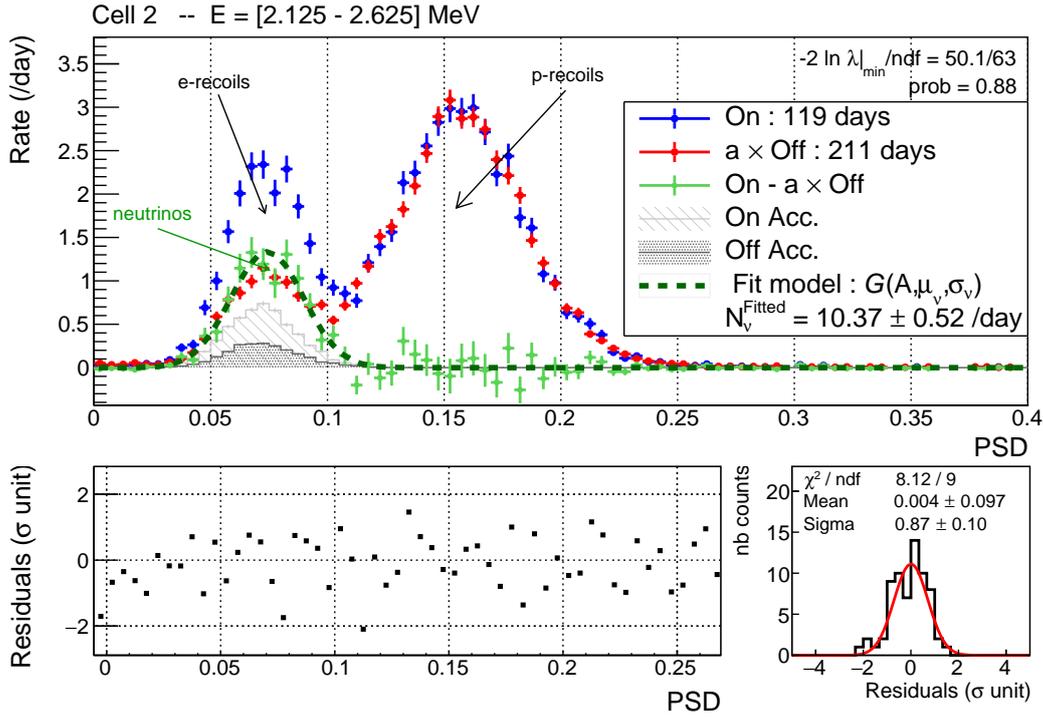


FIGURE 5.23 – Exemple d'extraction du taux de candidats neutrinos dans la cellule 2 et bin en énergie centrée sur 2,325 MeV, par soustraction directe du bruit de fond. Les données OFF sont en rouge et les données ON sont en bleu. L'histogramme en vert représente la soustraction effectuée par le χ^2 . L'intégrale du modèle neutrino (vert foncé en pointillé) donne le taux de comptage associé à la cellule et au bin en énergie. (source : [177])

haute pression (OFF1) et basse pression (OFF2). Si les formes des distributions en PSD ne changent pas malgré les variations de pression, alors les deux jeux de données peuvent être superposés en appliquant un facteur d'échelle a : $OFF1_i = a \times OFF2_i$ où i représente le bin de PSD. Ce paramètre a été laissé libre pour minimiser le χ^2 entre les deux distributions :

$$\chi^2 = \sum_i^{PSD} \frac{(OFF1_i - a \times OFF2_i)^2}{\sigma_i^2(OFF1) + \sigma_i^2(OFF2)} \quad (5.45)$$

où $\sigma_i^2(OFF1)$ et $\sigma_i^2(OFF2)$ représentent l'erreur statistique associée à OFF1 et OFF2 respectivement. Le résultat de l'ajustement de a est présenté sur la figure 5.24 avec les résidus dans chaque bin en PSD. Le χ^2 minimisé (avec a ajusté) a une valeur de 32,44 pour 32 degrés de liberté, qui s'interprète avec une p -value de $\sim 45\%$, témoigne du très bon accord en forme des deux distributions. De plus, le paramètre a peut être prédit d'après les coefficients de corrélation entre la pression et le taux de bruit de fond (noté a_{corr}). Là aussi, la valeur estimée est en accord avec celle ajustée : $a_{fit} = (93,3 \pm 0,26)\%$ et $a_{corr} = (93,8 \pm 0,3)\%$.

Par ailleurs, le niveau d'eau de la piscine de stockage située juste au-dessus de STEREO affecte le flux de bruit de fond. Comme pour les études avec la pression, les données sont séparées en deux groupes : lorsque le niveau est bas (7 m) et quand le niveau est haut (15 m). Ici aussi le résultat de l'ajustement est très satisfaisant : $\chi^2/ndf = 27/32$.

Enfin il est important de noter qu'à très basse statistique la maximisation de la vraisemblance est un estimateur dont le biais croît comme l'inverse du taux de comptage neutrino [178] :

$$\text{bias}(A_v) \propto \frac{\kappa}{A_v} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{A_v^2}\right). \quad (5.46)$$

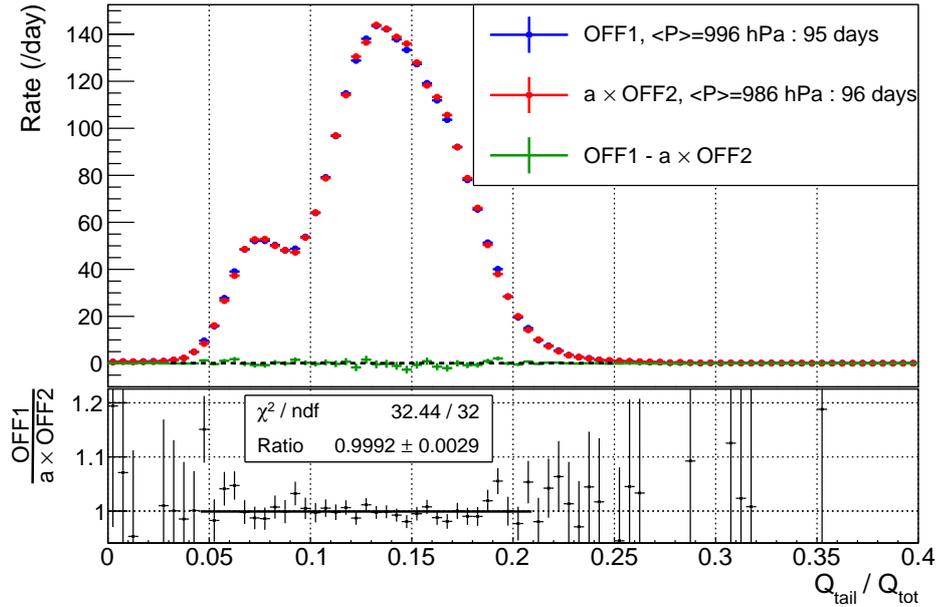


FIGURE 5.24 – Test de stabilité de la forme en PSD du bruit de fond. Les données OFF ont été découpées en deux groupes : haute pression et basse pression. En appliquant un facteur d'échelle sur les données basse pression, les deux distributions montrent un très bon accord. (source : [179])

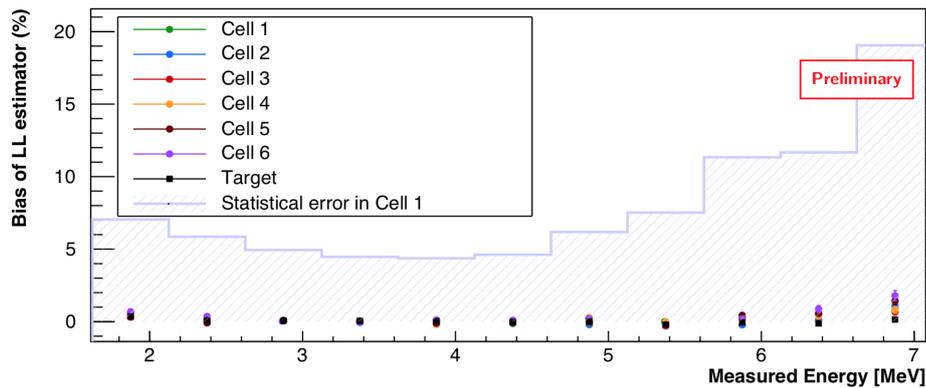


FIGURE 5.25 – Biases de l'estimateur vraisemblance sur la mesure du taux de neutrino dans chaque bin en énergie. L'erreur statistique de la cellule 1 est représentée par la zone hachurée. (source : [179])

où κ est une constante donc l'expression dépend la vraisemblance. Ces biais sont estimés à l'aide de « pseudo-expériences » qui consistent à générer des distributions de PSD (selon la taille des erreurs statistiques) et d'extraire le taux de neutrinos qui a été injecté. La méthode est détaillée dans le Chapitre 6. En choisissant des bins en énergie de largeur 500 keV, les biais ne dépassent pas 2 % et restent très faibles comparés à l'erreur statistique comme le montre la figure 5.25. Ces biais sont finalement corrigés après avoir extrait les spectres neutrino.

Vérification croisée des deux méthodes

Les résultats obtenus par les deux méthodes d'extraction des spectres neutrinos ont été comparés pour identifier d'éventuelles erreurs. D'abord, puisque les analyses exploitent des algorithmes de recherche de paires corrélées en temps différents, le calcul du temps effectif est achevé par des procédures indépendantes. Néanmoins, les temps d'acquisition en ON et en OFF pour la phase 2 mesurés par les deux méthodes sont en accord à $\pm 0.1\%$ [180]. Aussi, les taux de comptage neutrino total sont en accord à $\pm 1.6\sigma$:

$$A_{\nu}^{\text{LPSC}} = 365.7 \pm 3.2 \nu/\text{day} \quad (5.47)$$

$$A_{\nu}^{\text{Saclay}} = 370.0 \pm 3.3 \nu/\text{day} \quad (5.48)$$

où A_{ν}^{LPSC} est le taux de neutrino mesuré par la méthode de soustraction directe du bruit fond (mené par l'équipe de Grenoble au LPSC) et A_{ν}^{Saclay} celui obtenu par la méthode de modélisation gaussienne des composantes PSD (effectué au CEA Saclay). La différence peut être due au fait que la méthode de Saclay ne corrige pas encore des biais de l'estimateur du maximum de vraisemblance. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, des études sont en cours pour prendre en compte cet effet.

Chapitre 6

Analyse statistique

« *With four parameters I can fit an elephant, and with five I can make him wiggle his trunk.* »

A meeting with Enrico Fermi — John von Neumann

Sommaire

6.1 Principe d'une déduction statistique	152
6.1.1 Comparaison des données avec une prédiction	152
6.1.2 De la vraisemblance au χ^2	154
6.2 Tests d'hypothèses alternatives	155
6.2.1 Interprétation des niveaux de confiance	156
6.2.2 Rapport de vraisemblance et $\Delta\chi^2$	157
6.3 Construction des contours d'exclusion	158
6.3.1 Méthodes conventionnelles	158
6.3.2 Création de PDFs sur-mesure en $\Delta\chi^2$	160
6.4 Analyse des oscillations par distorsions relatives des spectres	161
6.4.1 χ^2 du rapport des spectres	161
6.4.2 χ^2 laissant libre la prédiction du spectre neutrino	162
6.5 Propagation des incertitudes sur les spectres	164
6.5.1 Estimation des incertitudes statistiques : σ^{stat}	164
6.5.2 Propagation des incertitudes sur l'échelle en énergie : σ^{EU} et σ^{EC}	167
6.5.3 Propagation de l'incertitude sur l'efficacité de détection relative : σ^{NU}	169
6.5.4 Matrice de covariance totale	170
6.6 Contours de sensibilité	173
6.6.1 Sensibilité en phase 2	174
6.6.2 Exemple de contours de réjection	176
6.6.3 Impact des systématiques sur les contours	179
6.6.4 Contours en global-scan	179

6.1 Principe d'une déduction statistique

UNE déduction statistique, ou inférence statistique est une procédure d'analyse des données qui vise à décider de la pertinence d'une prédiction connaissant les lois de probabilité sous-jacentes. L'approche adoptée ici est *fréquentiste* (aussi appelée *classique*) et la qualité d'un modèle est quantifiée en niveau de confiance (« C.L. » pour *Confidence Level*).

Une discussion d'un point de vue général et opératoire sur l'inférence statistique est présentée en premier lieu, suivie d'une explication sur l'origine de ce formalisme dans un second temps.

6.1.1 Comparaison des données avec une prédiction

Une mesure seule ne dit rien sur les processus qui lui ont donné naissance : c'est une réalisation statistique à la suite d'une avalanche de causes à effets. En ce sens une mesure n'a pas d'erreur, sa nature n'est qu'une suite de chiffres bruts sans signification. En fait, l'estimation des erreurs associées à l'instrumentation est une croyance, une prédiction sur le comportement hypothétique de la répétition de cette mesure. Ces erreurs représentent donc une plage autour d'une « valeur vraie », dans laquelle les mesures, c'est-à-dire les réalisations statistiques, se distribuent. À notre grand désespoir, cette valeur vraie n'est pas connue, c'est justement l'objet de notre quête. Il est en revanche possible d'émettre des hypothèses par le biais de modèles prédictifs et d'interpréter leur validité en associant à chaque modèle l'incertitude d'une réalisation (mesure) de ce modèle. L'objet de cette discussion est de souligner l'appartenance des erreurs à une prédiction et non aux données mesurées. En effet, d'ordinaire nous entendons associer à tort les erreurs aux mesures, comme dans l'exemple : « l'erreur statistique sur un taux de comptage est \sqrt{N} où N est le nombre de coups mesurés ». Cette distinction s'avère particulièrement cruciale dans le cadre d'une analyse statistique sur des motifs d'oscillation, car pour de grands angles de mélange le taux de comptage neutrino prédit est largement réduit et l'erreur statistique doit être adaptée pour interpréter correctement la validité de l'hypothèse.

Dans cette analyse, l'écart entre N mesures indépendantes et N prédictions est quantifié à l'aide d'une statistique dénommée χ^2 dont la forme sera justifiée dans la section suivante :

$$\chi^2 = \sum_i^{N \text{ mesures}} \left(\frac{D_i - M_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (6.1)$$

où D_i représente les données mesurées, M_i le modèle à tester, et σ_i l'écart type **associé à la prédiction** M_i . Si les M_i présentent des corrélations entre elles, σ_i est remplacé par une matrice de covariance :

$$\chi^2 = \sum_i^N \sum_j^N \Delta_i^t (V_{\text{cov}}^{-1})_{ij} \Delta_j, \quad (6.2)$$

avec $\Delta_i \doteq D_i - M_i$ et V_{cov} la matrice de covariance des Δ_i (ou M_i). Si les données D_i sont une réalisation statistique du modèle M_i alors le χ^2 doit suivre une densité de probabilité appelée « loi normale » à N degrés de liberté. Ces lois tabulées permettent de déduire le niveau de confiance d'un modèle par rapport au jeu de données mesuré. Le niveau de confiance, aussi appelé parfois « *p-value* », représente la fraction d'expériences issues de la prédiction (M_i) ayant un χ^2 plus grand que celui obtenu avec la mesure D_i . Notons que si le modèle ne suit pas une loi normale, les niveaux de confiance sont déduits d'une distribution de χ^2 générée par pseudo-expériences où les données D_i sont des réalisations selon la loi dictée par le modèle.

Le formalisme en χ^2 permet également d'inclure des paramètres dits « de nuisance » qui affectent la prédiction M_i . Les valeurs des paramètres de nuisance sont contraintes par des termes

de traction (« *pull terms* ») qui délimitent une zone de confiance. Dans ce cas, l'expression du χ^2 devient :

$$\chi^2 = \sum_i^{N \text{ mesures}} \left(\frac{D_i - M_i(\{\alpha_k\})}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_k \left(\frac{\alpha_k}{\sigma_k} \right)^2, \quad (6.3)$$

où α_k sont les paramètres de nuisances et σ_k leur écart type. La minimisation du χ^2 à l'aide des α_k permet d'interpréter à nouveau sa valeur en terme de *p-value*. En pratique ce formalisme est exploité pour traiter les erreurs systématiques. Il est notamment utile pour repérer des biais sur les modèles employés en examinant la valeur des paramètres de nuisance choisis pour minimiser le χ^2 . De manière équivalente, le traitement des erreurs systématiques peut être établi par une matrice de covariance globale :

$$V_{\text{cov}} = V_{\text{stat}} + V_{\text{syst}} = V_{\text{stat}} + \sum_k V_{\text{syst}}^k, \quad (6.4)$$

avec V_{syst} la somme des matrices de covariance associée à chaque composante d'erreurs systématiques V_{syst}^k . Cette écriture présente l'avantage de s'affranchir de l'étape de minimisation du χ^2 avec les pull terms qui peut s'avérer très consommatrice de temps de calcul. La matrice V_{syst} peut être obtenue de deux façons : numériquement ou analytiquement. La méthode numérique consiste à tirer des α_k dans leur gaussienne respective de largeur σ_k et de propager leur impact sur la prédiction M_i . La matrice est estimée à chaque tirage jusqu'à ce que chaque élément ait convergé :

$$[V_{\text{syst}}]_{ij} = \lim_{N \rightarrow +\infty} \sum_n^N \left(M_i(\alpha_k^n) - \frac{\sum_{n'}^N M_i(\alpha_k^{n'})}{N} \right) \left(M_j(\alpha_k^n) - \frac{\sum_{n'}^N M_j(\alpha_k^{n'})}{N} \right) \times \frac{1}{N}. \quad (6.5)$$

D'autre part, il est possible d'obtenir V_{syst} par un changement de base depuis le référentiel où la matrice est diagonale, par exemple la base orthogonale des α_k . En introduisant les matrices jacobiniennes J_{ik} , la composante ij de la matrice de covariance s'écrit :

$$[V_{\text{syst}}(\mathbf{M})]_{ij} = [J V_{\text{syst}}(\alpha) J^t]_{ij} = \sum_k^{\text{K systL syst}} \sum_l J_{ik} [V_{\text{syst}}(\alpha)]_{kl} J_{lj}^t, \quad (6.6)$$

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial M_1}{\partial \alpha_1} & \dots & \frac{\partial M_1}{\partial \alpha_k} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial M_i}{\partial \alpha_1} & & \frac{\partial M_i}{\partial \alpha_k} \end{bmatrix},$$

$$V_{\text{syst}}(\alpha) = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \dots \\ 0 & \ddots & \\ \vdots & & \sigma_k^2 \end{bmatrix}.$$

où $V_{\text{syst}}(\mathbf{M})$ est la matrice de covariance exprimée dans la base des M_i et $V_{\text{syst}}(\alpha)$ celle exprimée dans la base des α_j . Il est important de noter que cette écriture trouve son origine dans une expansion de Taylor au premier ordre. L'hypothèse sous-jacente est que la propagation des termes de nuisance α sur le spectre \mathbf{M} est linéaire :

$$\frac{\partial^N M_i}{\partial \alpha_k^N} \doteq 0, \quad \forall N \geq 2. \quad (6.7)$$

6.1.2 De la vraisemblance au χ^2

Le χ^2 défini par l' Equation (6.1) dérive d'une quantité appelée « vraisemblance » ou « *likelihood* ». La vraisemblance qualifie la plausibilité d'une mesure, sachant le modèle¹. Ici, la fonction de vraisemblance dépend d'un jeu de données $\vec{D} = \{D_1, \dots, D_N\}$ qui représente le spectre neutrino mesuré en énergie reconstruite, et d'une prédiction \vec{M} fonction des paramètres du modèle d'oscillation à quatre saveurs, c'est-à-dire Δm_{14}^2 et $\sin^2(2\theta_{14})$. Dans le cas de figure où les composantes de \vec{M} sont toutes indépendantes, la vraisemblance peut s'écrire comme la densité de probabilité jointe :

$$\mathcal{L}(\vec{D} | \vec{M}(\Delta m_{14}, \sin^2(2\theta_{14}))) = \prod_{i=1}^N f_i(D_i; M_i(\Delta m_{14}, \sin^2(2\theta_{14}))), \quad (6.8)$$

avec f_i la densité de probabilité déterminée par un jeu de données représentatif du modèle : $\vec{M} = \{M_1, \dots, M_N\}$. En pratique, \vec{M} est obtenu en générant un grand nombre de neutrinos avec la simulation Geant4 (cf Section 3.4, « données Asimov »). Dans le cadre de cette étude, nous avons considéré que les densités de probabilité f_i des réalisations D_i suivent des lois normales (gaussienne) :

$$f_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left(-\frac{(D_i - M_i)^2}{2\sigma_i^2}\right). \quad (6.9)$$

Les paramètres de nuisance α_k que nous avons définis plus tôt (Equation 6.3) interviennent dans la fonction de vraisemblance en introduisant leur densité de probabilité en facteur :

$$\mathcal{L}(\vec{D} | \vec{M}) = \prod_{i=1}^N f_i(D_i; M_i(\{\alpha_k\})) \prod_{k=1}^K f_k(\alpha_k, \sigma_k), \quad (6.10)$$

où les f_k sont des gaussiennes centrées en $\alpha_k = 0$. La vraisemblance peut prendre rapidement des valeurs numériques très faibles, typiquement $< 10^{-40}$ dans notre étude, ce qui rend la manipulation de ces quantités délicates en considérant la précision numérique finie des outils informatiques. Il est en pratique plus commode de travailler avec le logarithme de la vraisemblance :

$$\lambda \doteq \ln(\mathcal{L}) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \left\{ \left(\frac{D_i - M_i}{\sigma_i} \right)^2 + \ln(2\pi\sigma_i^2) \right\} - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K \left\{ \frac{\alpha_k^2}{\sigma_k^2} + \ln(2\pi\sigma_k^2) \right\}. \quad (6.11)$$

Cette formule peut être généralisée en remplaçant les σ_i par une matrice de covariance et ainsi retrouver l'expression du χ^2 définie plus haut (Equation 6.2) :

$$-2\lambda = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left\{ (D_i - M_i) (V_{\text{cov}}^{-1})_{ij} (D_j - M_j) \right\} + \ln(2\pi |V_{\text{cov}}|) = \chi^2 + \ln(2\pi |V_{\text{cov}}|). \quad (6.12)$$

Le terme en $\ln(2\pi |V_{\text{cov}}|)$ ne fait pas intervenir les données, il est donc constant. L'évaluation du niveau de confiance peut alors être établie uniquement avec le χ^2 . En considérant que D_i est une réalisation de M_i , la densité de probabilité du χ^2 à N degrés de liberté peut être écrite de la sorte :

$$F(\chi^2; N) = \frac{(\chi^2)^{N/2-1} e^{-\chi^2/2}}{2^{N/2} \Gamma(\frac{N}{2})}, \quad (6.13)$$

1. la vraisemblance est à distinguer de la *probabilité* qui désigne la plausibilité d'un événement aléatoire sachant un certain modèle. Contrairement à la vraisemblance, la probabilité ne fait pas forcément référence à des données observées.

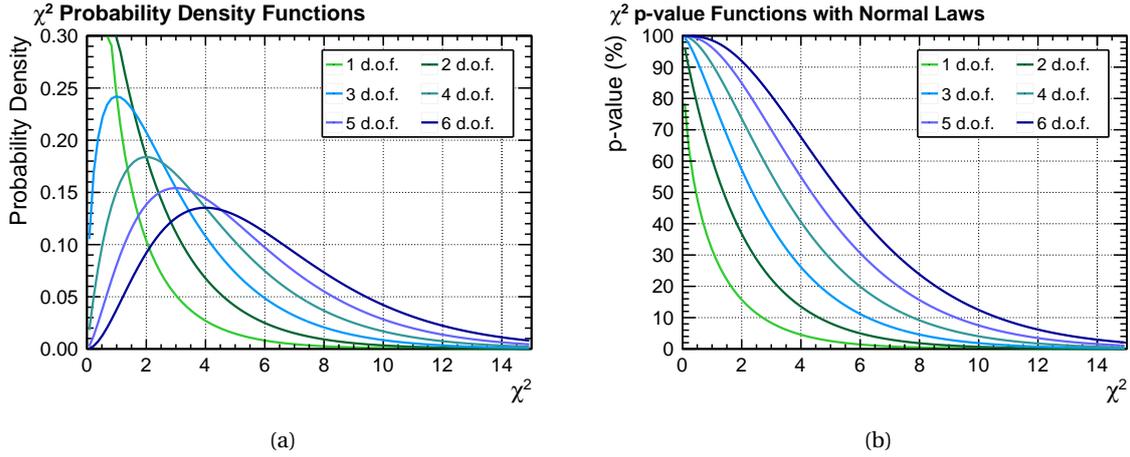


FIGURE 6.1 – Exemples de lois normales de χ^2 . (a) représente les densités de probabilité du χ^2 et (b) montre la p -value associée à chaque valeur de χ^2 . Les exemples sont présentés avec des nombres de degrés de liberté (d.o.f. pour *degree of freedom*) allant de 1 à 6.

où Γ est l'extension de l'opérateur factoriel aux nombres réels : $\Gamma(n) = (n-1)!$. Dans le cadre de l'analyse d'oscillations, le nombre de degrés de liberté est le produit du nombre de bins en énergie reconstruite des spectres neutrino (11) par le nombre de cellules (6) : $N = 66$. Si des paramètres libres sont ajoutés dans l'expression du χ^2 , il faut retirer leur nombre à N . Cette remarque est exploitée lors de l'analyse d'oscillation relative. De plus, il est important de remarquer que les paramètres de nuisance ne sont pas considérés comme des degrés de liberté, car leur valeur est contrainte par les *pull terms*.

La p -value associée à une valeur de χ_0^2 , obtenu avec un jeu de données D_i , est définie comme la fraction de pseudo-expériences générées selon le modèle M_i qui ont un χ^2 supérieur :

$$p\text{-value}(\chi_0^2, N) \doteq \int_{\chi_0^2}^{+\infty} d\chi^2 F(\chi^2; N). \quad (6.14)$$

La figure 6.1 montre des exemples de distributions de $F(\chi^2; N)$ et $p\text{-value}(\chi_0^2; N)$ pour des degrés de liberté N allant de 1 à 6. Alternativement, il est commun de trouver dans la littérature : le degré de réjection d'une hypothèse. Ce dernier est défini comme le complément de la p -value, c'est-à-dire :

$$\text{exclusion C.L.}(\chi_0^2, N) = 1 - p\text{-value}(\chi_0^2, N) = \int_0^{\chi_0^2} d\chi^2 F(\chi^2; N). \quad (6.15)$$

En pratique le test de χ^2 est appliqué pour vérifier la validité de l'hypothèse de référence (désignée par H_0) qui est le scénario avec trois saveurs de neutrinos. Si H_0 n'est pas rejetée, c.-à-d. qu'il a une p -value acceptable, alors l'analyse statistique se poursuit par les tests d'hypothèses alternatives H_x et qui permettent de déterminer un contour d'exclusion pour un degré de confiance donné. La section suivante est consacrée au test statistique des hypothèses alternatives H_x .

6.2 Tests d'hypothèses alternatives

L'analyse statistique de motifs d'oscillation sur les spectres neutrino vise à délibérer entre plusieurs hypothèses H_x dont chacune représente un scénario à 4 neutrinos désigné par un jeu de paramètres d'oscillation $\Delta m^2, \sin^2(2\theta)$. Les tests d'hypothèses alternatives permettent de dire si un scénario d'oscillation Δm^2 et $\sin^2(2\theta)$ peut être exclu selon un niveau de confiance \mathcal{C} d'après l'information apportée par la mesure \vec{D}_0 . Le résultat de cette analyse aboutit sur la génération de « contours d'exclusion » qui délimitent des régions de l'espace des paramètres Δm^2 et $\sin^2(2\theta)$

rejetées par l'expérience.

6.2.1 Interprétation des niveaux de confiance

Nous avons vu dans la section précédente que l'inférence statistique fréquentiste se base sur le calcul de la vraisemblance qui quantifie la probabilité d'une mesure \vec{D}_0 sachant un modèle $\vec{M}(H_x)$. En d'autres mots, la fonction de vraisemblance est capable de fournir un intervalle $[d_1, d_2]$ qui représente une fraction \mathcal{C} de la répartition des mesures D générées à partir du modèle $\vec{M}(H_x)$:

$$P(D \in [d_1, d_2] | \mu(H_x)) = \mathcal{C}, \quad (6.16)$$

où $\mu(H_x)$ est un paramètre du modèle $\vec{M}(H_x)$. Dans cette étude, $\mu(H_x)$ est par exemple l'amplitude des oscillations : $\sin^2(2\theta_{14})$. Pour illustrer cette idée, des intervalles arbitraires $[d_1, d_2]$ sont dessinés sur la figure 6.2 pour différentes hypothèses H_x . Ces intervalles décrivent les « régions d'acceptation » des mesures de D pour chaque H_x . Cependant, l'objet de cette étude est de tester la validité des hypothèses H_x sachant une mesure donnée. L'inférence statistique bayésienne répond à cette problématique en introduisant un « *a priori* » qui permet d'obtenir la probabilité « postérieure ». Cette dernière est donnée par la formule de Bayes :

$$P(\mu|D) = \frac{\mathcal{L}(D|\mu) P(\mu)}{P(D)}, \quad (6.17)$$

où $P(\mu)$ est la probabilité du modèle *a priori* aussi appelé « degré de croyance », et $P(D)$ le degré de croyance associé à D qui peut être traité comme un facteur de normalisation. Il est alors possible de calculer un intervalle de crédibilité bayésien $[\mu_1; \mu_2]$ correspondant à un degré de confiance \mathcal{C} lorsqu'une expérience a mesuré D_0 :

$$\int_{\mu_1}^{\mu_2} P(\mu|D_0) d\mu = \mathcal{C}. \quad (6.18)$$

La borne μ_1 peut être choisie suivant le cas de figure : limite supérieure, limite inférieure ou intervalle centré. Cependant, la difficulté d'application de la méthode bayésienne réside dans la détermination du degré de croyance $P(\mu)$. Le choix d'une fonction $P(\mu)$ objective, c'est-à-dire non informative, dépend de la métrique de μ . Dans le cas des oscillations de neutrinos, choisir de sonder uniformément l'espace en $\Delta m_{14}^2 \in [0; \infty]$ sur une échelle linéaire ou logarithmique ne va pas aboutir sur la même fonction postérieure $P(\mu|D_0)$. En fait, la méthode bayésienne n'est pas adaptée pour considérer des *a priori* non informatifs, car sa force réside justement dans le fait de prendre en compte des aspects subjectifs. Par exemple son formalisme permet d'inclure les résultats des expériences précédentes, ou les croyances personnelles d'un physicien : si μ entre en contradiction avec une théorie à la fois bien fondée et *vérifiée*² par de multiples expériences, une faible valeur $P(\mu)$ est injectée.

À l'inverse, la déduction statistique fréquentiste se cantonne à la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(D|\mu)$ sans tenter de construire une PDF selon μ . En fait, un intervalle de confiance classique $[\mu_1; \mu_2]$ est membre d'un ensemble d'intervalles $\{[\mu_1^i; \mu_2^i]\}$ (d'autres expériences) qui vérifie :

$$P(\mu^* \in [\mu_1; \mu_2]) = \mathcal{C}, \quad (6.19)$$

2. Une théorie n'est jamais « vérifiée » à proprement parler. Une théorie est soit invalidée par l'expérience, soit pas encore... L'expression utilisée ici a pour but de désigner un cadre théorique qui permet d'expliquer et prédire un grand nombre de phénomènes observés sans être déjà entré en contradiction avec une mesure.

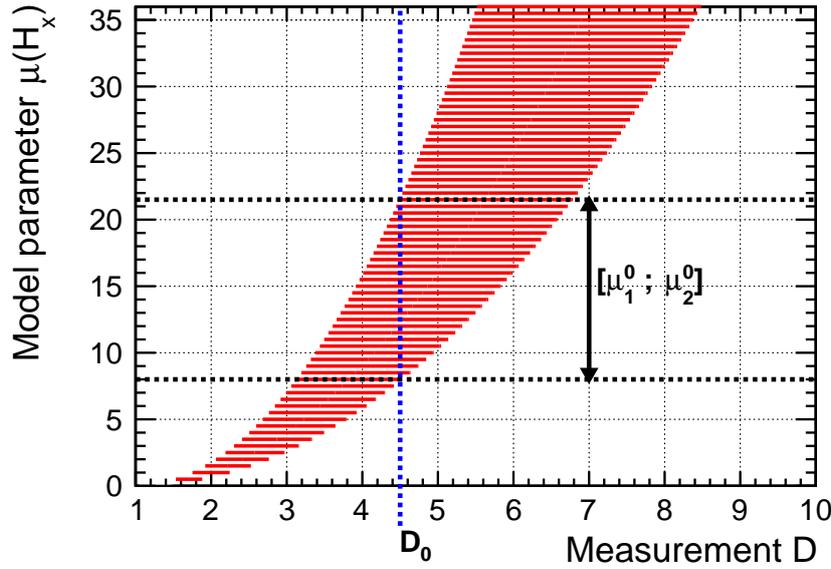


FIGURE 6.2 – Illustration de la détermination d'un intervalle de confiance fréquentiste. Pour un exemple de paramètre μ correspondant à une hypothèse H_x , un intervalle de confiance $[d_1, d_2]$ (en rouge) contenant une fraction \mathcal{C} des mesures de D est déterminé par la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(D|\mu)$. Lors d'une véritable mesure, la valeur obtenue D_0 est reportée (ligne hachurée en bleue) et l'intervalle de confiance $[\mu_1, \mu_2]$ est défini par l'ensemble des hypothèses acceptant D_0 .

où μ^* est une valeur fixée, et μ_1, μ_2 sont déterminés par une mesure D . Cette équation dit que la valeur μ^* est incluse dans une fraction \mathcal{C} de tous les intervalles mesurés : $\{[\mu_1^i; \mu_2^i]\}$. Il faut distinguer cette interprétation avec celle de la méthode bayésienne, qui affirme que le degré de croyance que la vraie valeur μ_t soit incluse dans l'intervalle $[\mu_1; \mu_2]$ est \mathcal{C} . Dans l'approche fréquentiste, l'Équation (6.19) est vraie pour tout μ^* , alors elle est aussi vraie pour μ_t . En pratique, μ_1 et μ_2 sont déterminés en testant si la valeur mesurée D_0 est bien dans l'intervalle $[d_1, d_2]$ dicté par chaque valeur de μ . Visuellement cela se résume à tracer une ligne verticale sur D_0 et reporter les valeurs interceptées par les lignes rouges de la figure 6.2. Finalement, les contours d'oscillation représentent μ_1 et μ_2 pour les paramètres $\mu = \sin^2(2\theta_{14})$ ou bien $\mu = \Delta m_{14}^2$. L'extraction des contours dans STEREO est effectuée en construisant une grille où chaque point représente un couple de paramètres $\sin^2(2\theta_{14})$ et Δm_{14}^2 . À chaque point est attribuée la valeur de la vraisemblance $\mathcal{L}(\vec{D}|\sin^2(2\theta_{14}); \Delta m_{14}^2)$ et le contour est dessiné à l'endroit où le degré de confiance \mathcal{C} est atteint.

6.2.2 Rapport de vraisemblance et $\Delta\chi^2$

La question qui se pose maintenant est : quel test d'hypothèse utiliser pour maximiser la sensibilité de l'expérience? Pour faire ce choix, nous devons distinguer deux types d'erreurs : première et seconde espèce. L'erreur de première espèce désigne le fait de rejeter une hypothèse H_x à tort : soit H_x défini par le couple Δm_{14}^2 et $\sin^2(2\theta_{14})$ rejeté avec un degré de confiance \mathcal{C} , la probabilité de rejeter cette hypothèse à tort est $(1 - \mathcal{C})$. L'erreur de seconde espèce correspond au cas où une hypothèse H_x n'est pas rejetée alors qu'elle le devrait. Plus cette erreur est minimisée, plus le test d'hypothèse est dit « puissant ». D'après le lemme de Neyman et Pearson [181], le test d'hypothèse le plus puissant est le rapport de vraisemblances :

$$R(\vec{D}) \doteq \frac{\mathcal{L}(\vec{D}|H_x)}{\mathcal{L}(\vec{D}|H_0)}, \quad (6.20)$$

où H_0 est l'hypothèse de référence et H_x l'hypothèse en question à tester. La prescription de Feldman et Cousins [182] suggère de prendre l'hypothèse de référence où la vraisemblance

$\mathcal{L}(\vec{D}|H_0)$ est maximum dans l'espace des $H_x : H_0 \doteq H_{\text{best fit}}$. En termes de χ^2 , cela revient à évaluer la différence :

$$\Delta\chi^2 = -2\ln\left(\mathcal{R}(\vec{D})\right) = \chi^2(H_x) - \chi^2(H_{\text{best fit}}) + \ln\left(\frac{|V_{\text{cov}}(H_x)|}{|V_{\text{cov}}(H_{\text{best fit}})|}\right). \quad (6.21)$$

Remarquons que nous avons pris soin de garder le rapport des volumes des matrices de covariance (c'est-à-dire leur déterminant). En effet, certaines hypothèses d'oscillation peuvent faire diminuer le taux de neutrinos attendus et donc la valeur des incertitudes diminue aussi : le volume des matrices de covariance change suivant les paramètres d'oscillation. En pratique ce terme correctif n'est pas considéré dans STEREO. Bien que certaines hypothèses diminuent drastiquement la statistique dans quelques bins en énergie, il s'agit d'un effet local et l'impact sur les contours est négligeable.

6.3 Construction des contours d'exclusion

6.3.1 Méthodes conventionnelles

En inférence fréquentiste, les méthodes conventionnelles se servent du test d'hypothèses en $\Delta\chi^2$ pour générer des contours. Elles estiment que les $\Delta\chi^2$ suivent des lois normales avec un nombre de degrés de liberté égal à celui de l'espace de H_x . En physique des oscillations, le $\Delta\chi^2$ a deux degrés de liberté (en Δm_{14}^2 et $\sin^2(2\theta_{14})$) mais l'utilisation de lois normales n'est pas adaptée. C'est pour cette raison qu'en principe deux méthodes différentes sont utilisées pour établir l'inférence statistique.

Le global-scan

Le « *global scan* » consiste à chercher la position du *best-fit* sur une gamme définie au préalable en Δm_{14}^2 et $\sin^2(2\theta_{14})$, et déduire le degré de confiance de chaque hypothèse par des lois normales à deux degrés de liberté selon $\Delta\chi^2(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$. Le souci de cette méthode réside dans la nature sinusoïdale des motifs d'oscillation en Δm_{14}^2 . En effet, l'utilisation d'une loi normale pour déduire le degré de confiance nécessite que M_{cb} soit linéaire en Δm_{14}^2 . Or cette condition n'est pas satisfaite :

$$\frac{\partial M_{cb}}{\partial \Delta m^2} \propto \frac{\partial \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L_c}{E_b}\right)}{\partial \Delta m^2} = \frac{L_c}{E_b} \sin\left(\frac{2\Delta m^2 L_c}{E_b}\right) \quad (6.22)$$

où L_c et E_b sont déterminés par la position de la cellule c et le bin en énergie b respectivement. Cela signifie que la densité de probabilité selon Δm^2 n'est pas une gaussienne (cf. figure 6.3a), donc le $\Delta\chi^2$ ne suit pas une loi normale. En pratique, les fluctuations statistiques peuvent s'harmoniser avec des scénarios très différents en Δm_{14}^2 , c'est-à-dire physiquement très éloigné de l'hypothèse de départ : voir figure 6.3b. Cet effet augmente ainsi artificiellement la valeur de $\Delta\chi^2$. C'est pourquoi les contours obtenus avec le *global scan* ont tendance à surestimer le pouvoir de discrimination d'une expérience.

Le raster-scan

Le « *raster-scan* » (balayage de trame) s'affranchit de la dépendance en Δm_{14}^2 en fixant sa valeur dans le $\Delta\chi^2$. Pour un scénario d'oscillation donné ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$), le *best fit* est recherché sur une tranche de valeurs $\sin^2(2\theta_{14})$ à Δm_{14}^2 constant. La déduction statistique est effectuée en se référant à une loi de χ^2 normale à un degré de liberté. Cette méthode présuppose que la fonction

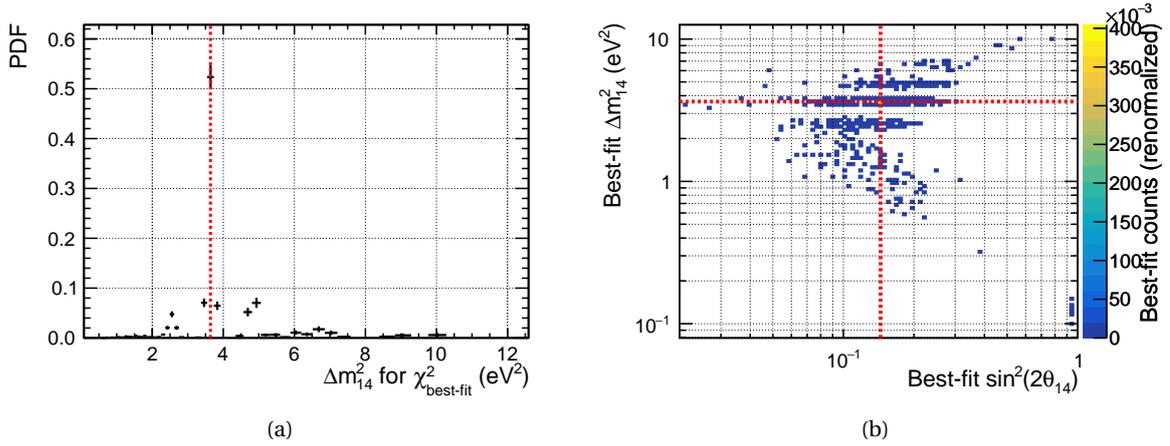


FIGURE 6.3 – Distributions des valeurs Δm_{14}^2 au *best-fit* (*global-scan*) sur un jeu de données généré par simulation. L'hypothèse de départ est désignée par la ligne en pointillé rouge. La déduction en niveau de confiance par la méthode du *global-scan* présume que les PDFs de Δm_{14}^2 suivent des lois gaussiennes. (a) montre que les valeurs de Δm_{14}^2 du *best-fit* ne sont pas distribuées selon une gaussienne et (b) montre la répartition des *best-fits* sur le plan $\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$. L'hypothèse injectée est : $\Delta m_{14}^2 = 3,6 \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{14}) = 14\%$.

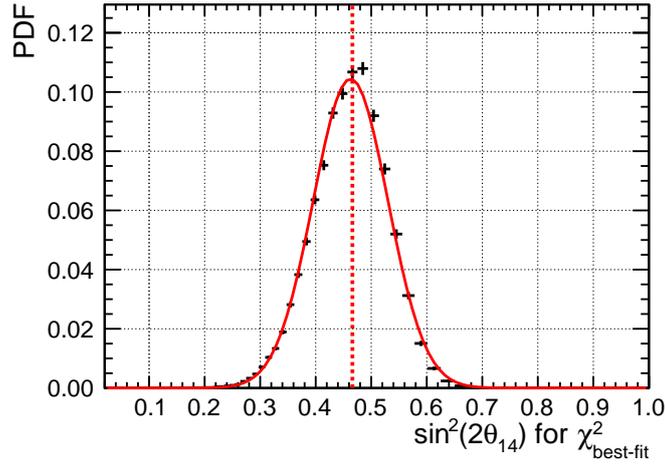


FIGURE 6.4 – Distributions des valeurs $\sin^2(2\theta_{14})$ au *best-fit* (*raster-scan*) sur un jeu de données généré par simulation. L'hypothèse de départ est désignée par la ligne rouge en pointillé. La courbe rouge est une fonction gaussienne fittée à comparer avec la véritable PDF mesurée (noir).

de propagation M_{cb} est linéaire selon $\sin^2(2\theta_{14})$. Cette hypothèse est valide *de facto* car les spectres oscillés sont générés avec (cf. Section 3.4.5) :

$$M_{cb}^{\text{osc}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})) = M_{cb}^{\text{non-osc}} \times [1 - \sin^2(2\theta_{14}) (1 - R_{cb}(\Delta m_{14}^2))],$$

$$\text{donc : } \frac{\partial M_{cb}^{\text{osc}}}{\partial \sin^2(2\theta_{14})} = -M_{cb}^{\text{non-osc}} \times R_{cb}(\Delta m_{14}^2) = f(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})). \quad (6.23)$$

De plus, cette hypothèse a été vérifiée en montrant à l'aide de pseudo-expériences que la répartition des $\sin^2(2\theta)$ au *best-fit* suit une loi gaussienne : voir figure 6.4. On remarquera néanmoins que les valeurs de $\sin^2(2\theta)$ sont bornées entre 0 et 1, donc le comportement gaussien n'est valide que suffisamment loin de ces bornes. Le « suffisamment » est défini par la largeur caractéristique des gaussiennes, qui dépend de la taille des barres d'erreurs. Finalement, l'inconvénient du *raster-scan* repose sur le fait qu'en traitant chaque tranche en Δm_{14}^2 séparément, cette méthode n'est pas en mesure de désigner quelles valeurs en Δm_{14}^2 sont les plus probables. Cela peut notamment avoir

comme effet de créer des zones d'exclusion partant de $\sin^2(2\theta) = 0$, suggérant le rejet de l'hypothèse nulle H_0 . Lors d'un signal positif (découverte d'un neutrino stérile), la zone couverte par le contour ne distingue pas les valeurs vraisemblables de Δm^2 contrairement au *global-scan*.

Afin de tirer parti des avantages des deux méthodes, à savoir bonne estimation du pouvoir de réjection et discrimination suivant des tranches en Δm^2 , Feldman et Cousins [182] ont montré qu'il est nécessaire de construire des lois sur mesure en $\Delta\chi^2$ en générant des « pseudo-expériences ». C'est la discussion qui est entreprise dans la section suivante.

6.3.2 Création de PDFs sur-mesure en $\Delta\chi^2$

La zone du plan $\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$ exclue avec un degré de confiance \mathcal{C} est construite en faisant un grand nombre de « pseudo-expériences » par simulations MC. Une pseudo-expérience M_{cb}^* est générée à partir des valeurs des données Asimov (M_{cb}) dans le cadre d'une hypothèse d'oscillation choisie sur la grille : $(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$. À chaque bin M_{cb}^* est attribué une distorsion tirée au hasard dans les distributions d'incertitudes statistiques et systématiques. Le spectre M_{cb}^* est injecté dans le χ^2 à la place des données D_{cb} , et ce dernier est minimisé avec les paramètres de nuisance (si présents). Avec ce même échantillon M_{cb}^* , le χ^2 est calculé pour tous les points de la grille en $\sin^2(2\theta)$ et Δm^2 pour la méthode *global-scan*, tous les points en $\sin^2(2\theta)$ à Δm^2 fixé pour la méthode *raster-scan*, afin de déterminer le *best fit*. Enfin la valeur de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{best\ fit}^2$ est enregistré pour cette pseudo-expérience. La procédure est répétée un grand nombre de fois afin d'obtenir la PDF des $\Delta\chi^2$ ($F(\Delta\chi^2)$) associés à l'hypothèse considérée : $\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$. Un exemple de PDF de $\Delta\chi^2$ est comparé avec une loi normale à deux degrés de liberté sur la figure 6.5. Finalement, le degré de confiance de réjection est déduit en intégrant ces distributions jusqu'au $\Delta\chi_0^2$ obtenu avec les vraies données :

$$exclusion\ C.L.(\Delta\chi_0^2) = \int_0^{\Delta\chi_0^2} d\Delta\chi^2 F(\Delta\chi^2, \Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})). \quad (6.24)$$

En pratique, les $\Delta\chi^2$ sont classés par ordre croissant et enregistrés dans un TTree. Le niveau de confiance est évalué en comptant le nombre de pseudo-expériences qui ont un $\Delta\chi^2$ plus faible que celui des données :

$$exclusion\ C.L.(\Delta\chi_0^2) = \frac{\text{nb pseudo-expériences tel que } \Delta\chi^2 < \Delta\chi_0^2}{\text{nb pseudo-expériences}}. \quad (6.25)$$

Il est important de noter que cette procédure est extrêmement couteuse en temps de calcul. En effet, pour chaque pseudo-expérience, il est nécessaire de trouver le *best fit* sur toute la grille en $\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$. À cause de la non linéarité de M_{cb} par rapport à Δm_{14}^2 , l'utilisation d'algorithmes de minimisation par gradient comme TMinuit n'est pas envisageable. En définitive la minimisation est effectuée en trouvant le χ^2 minimum dans chaque tranche en Δm_{14}^2 , et la valeur la plus faible est gardée.

Cette procédure de construction des lois de $\Delta\chi^2$ est utilisée pour tracer les contours d'exclusion de STEREO. Cependant, elles ont été effectuées en *raster-scan* pour optimiser le temps de calcul. Bien qu'en principe les $\Delta\chi^2$ en *raster-scan* suivent des lois normales, l'utilisation de χ^2 qui s'affranchissent de prédictions extérieures peut retirer la linéarité en $\sin^2(2\theta_{14})$. Le formalisme de ces χ^2 indépendants des prédictions absolues sur le flux et la forme des spectres est présenté dans la section suivante.

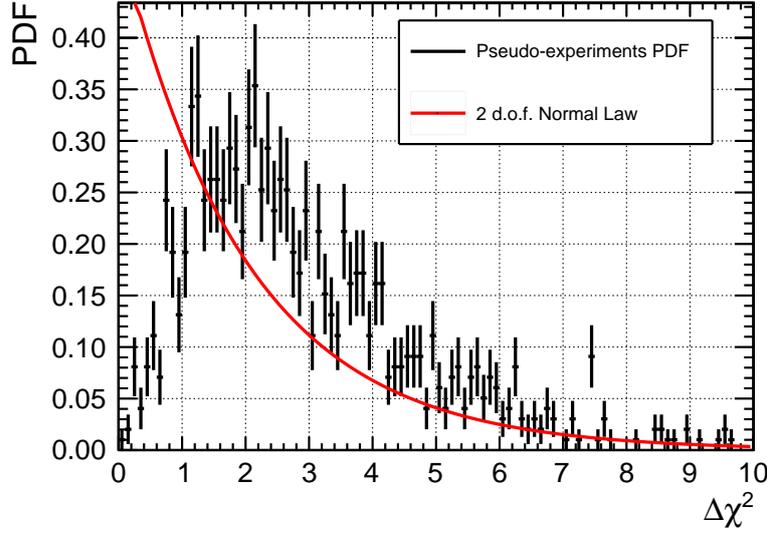


FIGURE 6.5 – Comparaison de la PDF de $\Delta\chi^2$ généré par pseudo-expériences avec la loi normale de χ^2 à deux degrés de liberté.

6.4 Analyse des oscillations par distorsions relatives des spectres

Un des points forts de STEREO est la possibilité de mesurer des motifs d'oscillation sans prédiction de spectre extérieur. En effet en mesurant le spectre neutrino à différentes longueurs de propagation, c'est-à-dire dans différentes cellules, les distorsions induites par le mécanisme d'oscillation apparaissent déphasées sur l'échelle en énergie. Ainsi, un motif d'oscillation en relatif offre un moyen de signer sans ambiguïté l'existence d'un neutrino stérile, quelque soit la norme et la forme du spectre émis par le réacteur.

6.4.1 χ^2 du rapport des spectres

La méthode de déduction statistique employée pour la première publication des résultats de STEREO [183] est basée sur des rapports de spectres. La prédiction absolue M_{cb} dans l'écriture originale du χ^2 est remplacée par le rapport du spectre de la cellule c sur celui d'une cellule de référence c^* : $R_{cb}^{\text{MC}} \doteq M_{cb}/M_{c^*b}$. Afin de maximiser la sensibilité et de diminuer au maximum les basses statistiques au dénominateur, la cellule 1 (la plus proche du réacteur) a été choisie comme référence. Les erreurs systématiques ont été traitées avec des *pull terms*, tandis que les erreurs statistiques sont prises en compte dans une matrice de covariance $V(R_{cb}^{\text{MC}})$. Grâce à cette écriture, la plupart des erreurs systématiques se simplifient, ne restant que celles qui induisent des effets relatifs entre cellules. Les 3 systématiques qui persistent sont : « normalisation non-corrélée de cellule à cellule » (NU), « échelle en énergie corrélée de cellule à cellule » (EC) et enfin « échelle en énergie non-corrélée de cellule à cellule » (EU). Ces incertitudes sont discutées en détail dans la Section 6.5. Le χ^2 faisant intervenir les ratios est écrit de la sorte :

$$\chi_{\text{ratio}}^2 = \sum_{c=2}^6 \sum_b^{\text{E bins}} \sum_{c'=2}^6 \sum_{b'}^{\text{E bins}} \{ (R_{cb}^{\text{Data}} - R_{cb}^{\text{MC}}) [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb'c'b'} (R_{c'b'}^{\text{Data}} - R_{c'b'}^{\text{MC}}) \} \quad (6.26)$$

$$+ \sum_c^{\text{Cells}} \left(\frac{\alpha_c^{\text{NU}}}{\sigma_c^{\text{NU}}} \right)^2 + \sum_c^{\text{Cells}} \left(\frac{\alpha_c^{\text{EU}}}{\sigma_c^{\text{EU}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{EC}}}{\sigma^{\text{EC}}} \right)^2, \quad (6.27)$$

où $R_{cb}^{\text{MC}} = M_{cb}/M_{1b}$ et $R_{cb}^{\text{Data}} = D_{cb}/D_{1b}$. Les R_{cb} sont des rapports de deux quantités qui n'ont pas la même phase d'oscillation vers un neutrino stérile. Les R_{cb} n'évoluent donc pas linéairement

avec $\sin^2(2\theta_{14})$ et les $\Delta\chi^2$ en *raster-scan* ne suivent pas une loi normale. Les lois de $\Delta\chi^2$ ont donc été élaborées en générant des pseudo-expériences.

Par ailleurs le χ^2_{ratio} présente un inconvénient majeur, surtout à basse statistique. Le rapport de deux variables aléatoires distribuées selon des gaussiennes se comporte selon des lois de Cauchy. En principe ni la moyenne ni l'écart type de ces distributions ne sont définis. L'effet n'est cependant notable que lorsque la distribution gaussienne du dénominateur peut approcher 0 avec une probabilité non négligeable. Il a donc été choisi de restreindre l'intervalle d'échantillonnage des gaussiennes lors de la génération de pseudo-expériences et les bins à trop faible statistique ont été exclus.

Enfin, le pouvoir de réjection est dégradé par le fait d'avoir sacrifié une cellule pour établir la référence sur laquelle se base toutes les autres cellules. Pour pallier ces problèmes, une nouvelle méthode d'analyse relative des spectres a été développée pour la phase 2. Celle-ci est décrite dans la prochaine section.

6.4.2 χ^2 laissant libre la prédiction du spectre neutrino

Puisque la prédiction des spectres neutrino ne doit pas intervenir dans cette analyse, celle-ci est remplacée par des paramètres libres dans le χ^2 . Ces paramètres ont pour objet de décrire le spectre neutrino moyen vu par les six cellules tout en laissant le mécanisme d'oscillation introduire les distorsions relatives entre cellules. Ils doivent donc s'appliquer de la même manière sur toutes les cellules. Ils sont notés ϕ_b (un par bin en énergie b) et sont ajustés pour minimiser la valeur du χ^2_ϕ . Le formalisme utilisé est le suivant :

$$\chi^2_\phi = \sum_c^{\text{Cells}} \sum_b^{\text{Ebins}} \sum_{c'}^{\text{Cells}} \sum_{b'}^{\text{Ebins}} (D_{cb} - \phi_b M_{cb}) [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cbc'b'} (D_{c'b'} - \phi_{b'} M_{c'b'}). \quad (6.28)$$

Les M_{cb} sont obtenus à partir des données Asimov et se voient appliquer les distorsions dues à l'oscillation :

$$M_{cb} = M_{cb}^{\text{non-osc}} \times [1 - \sin^2(2\theta_{14}) (1 - R_{cb}(\Delta m_{14}^2))]. \quad (6.29)$$

Avec ce formalisme, les $M_{cb}^{\text{non-osc}}$ peuvent être générées selon un spectre positron quelconque. La seule contrainte est sur la norme relative de chaque cellule, c'est-à-dire que le flux de neutrino doit diminuer en $1/L^2$ et que l'efficacité de détection locale doit être respectée : ces conditions sont automatiquement remplies par la procédure de simulation des neutrinos qui génère les vertex avec les bonnes pondérations, quelque soit la forme du spectre. Remarquons néanmoins que la matrice de covariance V_{cov} est relative au terme représentant la prédiction, $\phi_b M_{cb}$, donc en principe elle varie lors de la minimisation du χ^2 . Pour gagner en temps de calcul lors de la génération de pseudo-expériences, il a été choisi de générer les $M_{cb}^{\text{non-osc}}$ selon le spectre d'Huber, tout en renormalisant l'intégrale du spectre M_{cb} par celle des données D_{cb} . D'un point de vue pratique cela n'a aucune influence sur le caractère indépendant des prédictions, car la forme des spectres est toujours guidée par les ϕ_b . En revanche, au premier ordre, les ϕ_b restent proches de 1 donc la matrice de covariance peut être calculée en amont à partir des M_{cb} seuls : $V_{\text{cov}}(\phi_b M_{cb}) \simeq V_{\text{cov}}(M_{cb})$. Grâce à cette approximation, la procédure de minimisation s'effectue en traitant les matrices de covariance comme des constantes : $\partial V_{\text{cov}}^{-1} / \partial \phi_b \simeq 0$. Il est dès lors possible de minimiser le χ^2 analytiquement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial \phi_b} = 0 &= \sum_{cb'c'} M_{cb} [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb'c'b'} (D_{c'b'} - \phi_{b'} M_{c'b'}), \\ \sum_{c'c'b'} M_{cb} [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb'c'b'} D_{c'b'} &= \sum_{b'} \phi_{b'} \sum_{c'} M_{cb} [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb'c'b'} M_{c'b'}. \end{aligned} \quad (6.30)$$

Parce que cette relation doit être vraie pour tous les ϕ_{b^*} à la fois, la minimisation est soluble avec un formalisme matriciel :

$$\begin{aligned} Y_{b^*} &= \sum_{b'} \Phi_{b'} A_{b^* b'}, \\ \text{donc : } \Phi_{b'} &= \sum_{b^*} Y_{b^*} [A^{-1}]_{b^* b'}, \end{aligned} \quad (6.31)$$

où les matrices/vecteurs Φ , Y et A sont définis tels que :

$$\begin{aligned} \Phi &= \begin{pmatrix} \vdots \\ \Phi_{b'} \\ \vdots \end{pmatrix}, \\ Y &= \begin{pmatrix} \vdots \\ \sum_{cc'} M_{cb^*} [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb^* c' b'} D_{c' b'} \\ \vdots \end{pmatrix}, \\ \text{et } A_{b^* b'} &= \sum_{cc'} M_{cb^*} [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb^* c' b'} M_{c' b'}. \end{aligned} \quad (6.32)$$

Bien qu'en pratique les ϕ_b restent proches de 1, la matrice de covariance $V_{\text{cov}}(M_{cb})$ peut présenter des déviations face à la matrice originale $V_{\text{cov}}(\phi_b M_{cb})$. L'approximation a été validée en minimisant le χ^2 itérativement :

- (1) Calcul de la matrice de covariance en prenant tous les $\phi_b = 1 : V_{\text{cov}}(M_{cb})$;
- (2) Minimisation χ^2 avec l'Équation (6.31);
- (3) Évaluation du χ^2 ;
- (4) Calcul de la matrice de covariance avec les nouveaux ϕ_b minimisés : $V_{\text{cov}}(\phi_b M_{cb})$;
- (5) Réitérer en partant de (2).

Dès la première itération, le χ^2 ne varie que de $\sim 0.1\%$ tout au plus. Cela confirme donc l'hypothèse de départ : $\partial V_{\text{cov}}^{-1} / \partial \phi_b \simeq 0$.

Il serait intéressant d'étendre la minimisation analytique du χ^2 selon $\sin^2(2\theta_{14})$. Un gain de temps significatif sur la génération des PDFs en $\Delta\chi^2$ serait précieux (surtout en *global-scan*). Cette tâche nécessite néanmoins plus de temps à mettre en place, car cette fois la variation de la matrice de covariance n'est plus négligeable :

$$\frac{\partial V_{\text{cov}}^{-1}}{\partial (\sin^2 2\theta_{14})} = -V_{\text{cov}}^{-1} \frac{\partial V_{\text{cov}}}{\partial (\sin^2 2\theta_{14})} V_{\text{cov}}^{-1} \neq 0. \quad (3) \quad (6.33)$$

Avant d'aborder la façon dont sont obtenues les matrices de covariance, la section suivante est consacrée à la propagation des erreurs statistiques et systématiques.

3. La dérivée d'une matrice inverse est déterminée avec l'astuce : $\frac{\partial I}{\partial X} = 0 = \frac{\partial V V^{-1}}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} V^{-1} + V \frac{\partial V^{-1}}{\partial X}$, où I est la matrice identité.

6.5 Propagation des incertitudes sur les spectres

La propagation des incertitudes sur les spectres neutrino mesurés est la question centrale de l'inférence statistique. Le volume des contours de sensibilité est directement déterminé par la taille des barres d'erreurs. D'un point de vue général, les incertitudes qui interviennent dans la matrice de covariance peuvent être décomposées de la manière suivante :

- Les **incertitudes statistiques** (σ^{stat}) qui donnent l'écart type du taux de comptage de chaque bin en énergie dans chaque cellule : $\sigma_{cb}^{\text{stat}}$. Leur valeur dépend du nombre de neutrinos dans le bin concerné, mais aussi de la quantité de bruit de fond et des systématiques induites par la méthode d'extraction si présents. Ces erreurs ont été dominantes pour les résultats de la prise de données en phase 1 et phase 2.
- Les **incertitudes sur l'échelle énergie** propagent l'effet d'une mauvaise calibration sur la forme des spectres neutrino. Leur estimation a été présentée dans la Section 4.6. Elles sont divisées en deux catégories : une composante traitant une distorsion globale de l'échelle en énergie (c'est-à-dire commune à toutes les cellules), et une composante locale qui autorise chaque cellule à avoir sa propre distorsion indépendamment des autres. L'amplitude de variation de ces deux types d'erreurs est commandée par σ_c^{EC} (EC pour *Energy-scale Correlated*) et σ_c^{EU} (EU pour *Energy-scale Uncorrelated*) respectivement. Le choix de séparer les distorsions en corrélé et non-corrélé entre cellules trouve son origine dans les hypothèses physiques qui peuvent les expliquer.
- Les **incertitudes sur la normalisation** donnent la précision sur la connaissance du flux de neutrinos détectés. Comme pour l'échelle en énergie, cette erreur est divisée en deux composantes : σ^{NC} pour la norme corrélée entre cellules, et σ_c^{NU} pour traiter les effets sur la norme relative entre cellules. σ^{NC} prend en compte l'incertitude sur le nombre de neutrinos émis par fission, la puissance du réacteur, le nombre de protons de la cible, l'acceptance géométrique ou encore l'efficacité des coupures topologiques. Néanmoins, cette composante n'a aucune influence dans le χ^2_{q} . D'autre part, les σ_c^{NU} sont estimés par les disparités de rapports d'efficacité entre la simulation et les données. Les composantes qui entrent en jeu sont l'incertitude sur la fraction de captures neutrons sur le gadolinium par rapport aux captures sur l'hydrogène, l'efficacité de la coupure sur l'événement Retardé, ainsi que l'incertitude sur le volume des cellules.

6.5.1 Estimation des incertitudes statistiques : σ^{stat}

Dans STEREO, les « incertitudes statistiques » sont les incertitudes associées à l'extraction des taux de comptage neutrino dans chaque bin en énergie. Les étapes de soustraction du bruit de fond à partir des spectres de PSD rendent l'estimation de ces incertitudes plus complexes à contrôler. À défaut de pouvoir les calculer analytiquement, elles sont estimées à l'aide de pseudo-expériences. Le principe de ces pseudo-expériences réside dans le fait de générer une figure de bruit de fond PSD à partir des données OFF, puis d'injecter une composante neutrino avec un nombre de coups N_{inj} . La procédure d'extraction du taux de neutrinos est ensuite appliquée comme dans les données, pour récupérer le taux de neutrinos mesuré N_{rec} . Après plusieurs milliers de réalisations simulées, la moyenne des N_{rec} est comparée avec N_{inj} pour vérifier l'amplitude des biais, et son écart type donne l'erreur statistique associée au nombre de neutrinos injecté N_{inj} .

Les deux méthodes d'extraction (décrites dans la Section 5.3.2) considèrent que la composante neutrino en PSD suit une loi gaussienne. Pour les pseudo-expériences, les paramètres de la fonction

gaussienne sont choisis pour que la moyenne et l'écart type coïncident avec la fonction ajustée sur les données. N_{inj} neutrinos sont tirés selon la forme dictée par cette fonction, et les événements sont disposés dans un histogramme identique à celui des données. Ce dernier est renormalisé pour que les taux de comptages dans chaque bin en PSD soient exprimés en nombre de neutrinos par jour.

La modélisation du bruit de fond étant différente dans les deux méthodes, la procédure de génération de pseudo-expériences est adaptée suivant le cas de figure :

- **La méthode d'extraction par modélisation gaussienne des composantes de bruits de fond** génère une réalisation de bruit en PSD en utilisant les paramètres de chaque gaussienne obtenus après ajustement sur les données. Plusieurs groupes de figure PSD représentant les données ON et OFF sont générés d'après le binning en temps des données $[T, T + \Delta T]$. Les événements d'une composante (accidentelles, protons de recul ou gammas) sont tirés dans leur proportion respective selon la gaussienne qui leur est attribuée [184]. Finalement, la procédure d'extraction est appliquée : mesure du rapport $\mathcal{A}_\gamma / \mathcal{A}_p$ sur les figures PSD réacteur OFF, puis extraction du taux de neutrino sur les figures réacteur ON. Le taux de neutrino final est obtenu en faisant la moyenne des valeurs sur chaque période en temps.
- **La méthode d'extraction par soustraction directe du bruit de fond** se sert de la figure de PSD mesurée pendant la période réacteur OFF (soustraite des accidentelles) pour générer une réalisation de bruit de fond pendant les périodes ON et OFF. Chaque échantillon est tiré dans les barres d'erreurs de la figure de PSD mesurée, et la contribution des accidentelles est ajoutée *a posteriori* [185]. Le taux de neutrinos est reconstruit en appliquant la procédure de fit comme pour les données.

Plusieurs valeurs de neutrinos injectés (N_{inj}) autour de la véritable valeur mesurée N_{data} sont testées pour sonder l'évolution des erreurs relatives : $\delta N_{rec} / N_{inj}$. Cette gamme de N_{inj} permettra, lors de l'analyse statistique des données, de tester des hypothèses d'oscillation à large angle de mélange qui impliquent des N_{inj} loin de la valeur nominale sans oscillation. Puisque les méthodes d'extraction des neutrinos ajoutent une composante systématique au bilan d'erreur, l'évolution de l'erreur statistique effective suit une loi intermédiaire entre un cas optimiste $\propto 1/\sqrt{N}$ et un cas pessimiste $\propto 1/N$. Un modèle est ajusté sur les résultats des pseudo-expériences :

$$\frac{\delta N_{rec}}{N_{inj}}(R) = \sqrt{\left(\frac{\alpha_{cb}}{\sqrt{R}}\right)^2 + \left(\frac{\beta_{cb}}{R}\right)^2}, \quad (6.34)$$

où R est le rapport N_{inj}/N_{data} et α_{cb} , β_{cb} sont les paramètres libres ajustés sur les pseudo-expériences dans chaque bin en énergie et chaque cellule. Pour exemple, la figure 6.6 montre le modèle ajusté sur le bin en énergie $[3, 625; 4, 125]$ de la cellule 1.

Ainsi dans le χ^2 , chaque prédiction M_{cb} est accompagnée de son erreur statistique σ_{cb}^{stat} en appliquant la formule (6.34). En pratique, la valeur de R est choisie en prenant le rapport des prédictions : $R = M_{cb}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))/M_{cb}(3 \text{ neutrinos})$. Cela signifie que lorsque $R = 1$, l'erreur statistique est celle associée aux taux de comptage des données. C'est pourquoi, bien que le χ^2 utilisé pour l'analyse des oscillations est en apparence complètement indépendant de la normalisation (cf. Section 6.4.2), cet *a priori* sur l'évolution des barres d'erreurs considère implicitement le choix d'une échelle absolue. D'autre part, cette convention implique que les barres d'erreurs associées aux données correspondent au scénario sans neutrino stérile. En effet, si les données sont atténuées par l'effet d'une oscillation vers un neutrino stérile, l'erreur statistique associée à la prédiction est sous-estimée. Cela dit, la région d'intérêt de l'anomalie concernant des angles de mélange à $\sim 10\%$, le biais sur l'erreur statistique resterait faible.

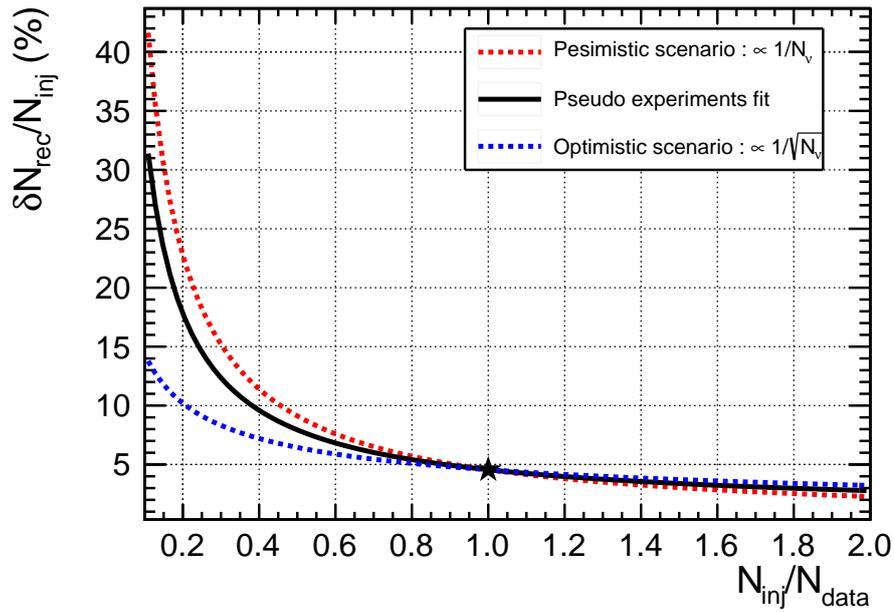


FIGURE 6.6 – Modèle d'évolution de l'erreur statistique ajusté sur les pseudo-expériences (noir). Celle-ci est la combinaison de deux modèles d'évolution : un optimiste en $1/\sqrt{R}$ (pointillé rouge), et un pessimiste $\propto 1/R$, où R est le rapport des taux de comptage N_{inj}/N_{data} . Ce modèle d'évolution correspond au bin en énergie [3, 625; 4, 125] de la cellule 1.

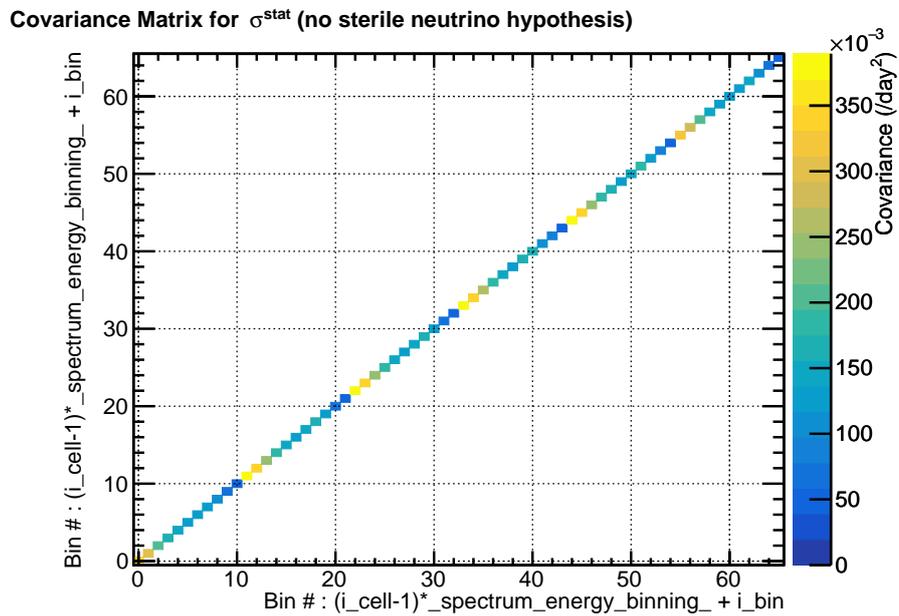


FIGURE 6.7 – Matrice de covariance associée aux erreurs statistiques. Les bins colorés représentent les composantes non nulles de la matrice. Chaque cellule est disposée l'une derrière l'autre tous les 11 bins (en énergie).

Étant donné que la reconstruction du taux de comptage D_{cb} est effectuée dans chaque cellule et chaque bin en énergie indépendamment des autres, la matrice de covariance associée à l'erreur statistique est diagonale :

$$[V_{\text{cov}}^{\text{stat}}]_{cb,c'b'} = \sigma_{cb}^{\text{stat}} \sigma_{c'b'}^{\text{stat}} \delta_{cc'} \delta_{bb'}, \quad (6.35)$$

où $\delta_{cc'}$ et $\delta_{bb'}$ sont les symboles de Kronecker. La matrice de covariance $V_{\text{cov}}^{\text{stat}}$ est illustrée sur la figure 6.7.

6.5.2 Propagation des incertitudes sur l'échelle en énergie : σ^{EU} et σ^{EC}

Les incertitudes sur l'échelle en énergie se propagent sur les spectres mesurés en changeant le contenu d'un bin M_{cb} en fonction de leurs voisins : M_{cb+1} et M_{cb-1} . Soit le paramètre de nuisance α traduisant l'amplitude de la distorsion de l'échelle en énergie :

$$E' = E(1 + \alpha). \quad (6.36)$$

La différence entre le contenu du bin M'_{cb} sur l'échelle E' et M_{cb} sur l'échelle originale E peut être exprimée à l'aide de la densité de probabilité du spectre positron mesuré $m(E)$:

$$\Delta M_{cb}(\alpha) \doteq M'_{cb} - M_{cb} = \int_{E_b^-}^{E_b^{'+}}$$

où E_b^\pm et $E_b'^\pm$ sont les bornes en énergie du bin b . Puisque m et m' expriment le même spectre continu sur des échelles différentes, la relation suivante est vraie : $m(E)dE = m'(E')dE'$. Ainsi, ΔM_{cb} devient :

$$\Delta M_{cb} = \int_{\frac{E_b^-}{1+\alpha}}^{E_b^-} m(E)dE - \int_{\frac{E_b^+}{1+\alpha}}^{E_b^+} m(E)dE. \quad (6.38)$$

En considérant $\alpha > 0$, l'intégrale sur E^- représente le nombre de neutrinos récupérés du bin précédent $b-1$, et E^+ le nombre transmis au bin suivant $b+1$. Comme α est supposé faible ($\alpha \ll 1$), les intégrales peuvent être approximées :

$$\Delta M_{cb} \simeq \alpha (m(E^-)E^- - m(E^+)E^+) + \mathcal{O}(\alpha^2). \quad (6.39)$$

N'ayant pas accès au spectre $m(E)$, les valeurs $m(E^\pm)$ sont approchées par le contenu des bins b et $b \pm 1$:

$$m(E^\pm) \simeq \frac{M_{cb} + M_{cb \pm 1}}{2} \frac{1}{(E^+ - E^-)}. \quad (6.40)$$

où $(E^+ - E^-)$ exprime la largeur du bin M_{cb} . Ainsi, la valeur de ΔM_{cb} est obtenue à partir d'un spectre binné M_{cb} avec :

$$\Delta M_{cb} = \alpha \left(\frac{(M_{cb} + M_{cb-1})E^- - (M_{cb} + M_{cb+1})E^+}{2(E^+ - E^-)} \right) \doteq \alpha \Delta \eta_{cb} \quad (6.41)$$

Une déformation sur les spectres s'écrit donc : $M_{cb} = \bar{M}_{cb} + \alpha \Delta \eta_{cb}$, où \bar{M}_{cb} est le spectre des données Asimov. Il est important de noter que l'expression de ΔM_{cb} fait intervenir le contenu des bins en énergie $b \pm 1$. Pour propager correctement cette incertitude, les spectres M_{cb} ont été générés en ajoutant deux bins supplémentaires : un avant le premier et un après le dernier. Ces expressions analytiques ont été validées en simulant deux spectres neutrinos avec des calibrations différentes.

Des études sont en cours pour traiter le cas général d'une distorsion quelconque de l'échelle en énergie, au-delà du simple terme linéaire. Cette étude a pour but de chiffrer, à l'aide d'un fit global, l'enveloppe des distorsions possibles à l'intérieur de toutes les contraintes expérimentales de calibration (sources radioactives et ^{12}B). L'impact sur la forme du spectre neutrino est alors calculé avec le formalisme de l'article de G. Mention [86]. Cet aspect est brièvement discuté dans les perspectives du Chapitre 7.

L'échelle d'amplitude des paramètres de nuisances α^{EC} et α_c^{EU} est donnée par l'incertitude systématique sur l'échelle en énergie (σ^{EC} ou σ^{EU}), présentée dans la Section 4.6. Puisque les paramètres α^{EC} et α^{EU} ne sont pas exprimés dans la base du χ^2 ($D_{cb} - \phi_b M_{cb}$), la transformation à l'aide des Jacobiennes est nécessaire (cf. Équation 6.6). Dans leur base propre, les matrices de covariance ont la forme :

$$V_{\text{cov}}^{\text{EC}}(\alpha^{\text{EC}}) = (\sigma^{\text{EC}}),$$

$$V_{\text{cov}}^{\text{EU}}(\alpha_c^{\text{EU}}) = \begin{pmatrix} \sigma^{\text{EU}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma^{\text{EU}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma^{\text{EU}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{EU}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{EU}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{EU}} \end{pmatrix}. \quad (6.42)$$

$V_{\text{cov}}^{\text{EC}}$ est une matrice 1x1, car il n'y a qu'un seul α^{EC} commun pour toutes les cellules, tandis que $V_{\text{cov}}^{\text{EU}}$ est une matrice 6x6 pour chaque α_c^{EU} . Pour changer de base, les Jacobinnes sont calculées :

$$[J^{\text{EC}}]_{cb,1} = \frac{\partial(\phi_b M_{cb})}{\partial \alpha^{\text{EC}}} = \phi_b \frac{\partial(\bar{M}_{cb} + \alpha^{\text{EC}} \Delta \eta_{cb})}{\partial \alpha^{\text{EC}}} = \phi_b \Delta \eta_{cb},$$

$$[J^{\text{EU}}]_{cb,c^*} = \frac{\partial(\phi_b M_{cb})}{\partial \alpha_{c^*}^{\text{EU}}} = \phi_b \frac{\partial(\bar{M}_{cb} + \alpha_c^{\text{EU}} \Delta \eta_{cb})}{\partial \alpha_{c^*}^{\text{EU}}} = \phi_b \delta_{cc^*} \Delta \eta_{cb}. \quad (6.43)$$

Enfin, les matrices de covariance dans la base du χ^2 sont obtenues par l'opération suivante :

$$[V_{\text{cov}}^{\text{EC}}(\chi^2)]_{cb,c'b'} = [J^{\text{EC}}]_{cb,1} \sigma^{\text{EC}} [J^{\text{EC}}]_{1,c'b'}^t,$$

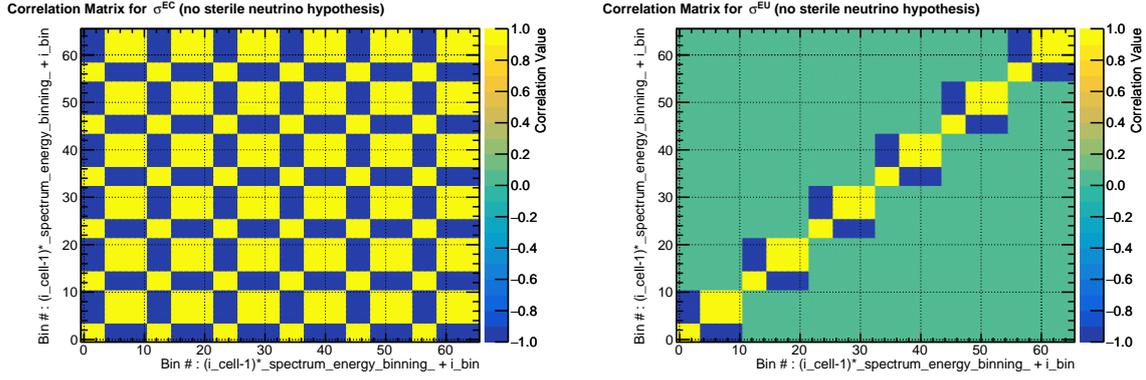
$$[V_{\text{cov}}^{\text{EU}}(\chi^2)]_{cb,c'b'} = \sum_{c^*} [J^{\text{EU}}]_{cb,c^*} \sigma^{\text{EU}} [J^{\text{EU}}]_{c^*,cb}^t. \quad (6.44)$$

À titre d'illustration, les matrices de corrélations⁴ sont présentées sur la figure 6.8. Dans le cas de σ^{EC} , les corrélations sont soit 1 soit -1, car les déformations sont toutes engendrées par un seul coefficient. Par ailleurs, le signe \pm est fonction de la pente du spectre : si la pente est positive au bin i et qu'elle est négative au bin j , les termes ΔM_{cb} sont de signe opposé. À l'inverse, la matrice de corrélation associée à σ^{EU} présente quelques termes nuls. En effet, puisque les α_c^{EU} n'ont pas d'influence sur la cellule $c' (\neq c)$ la corrélation est nulle.

La propagation de ces distorsions sur les spectres M_{cb} est présentée sur la figure 6.9. En ne considérant qu'un décalage d'1 % sur l'échelle en énergie, les distorsions sur M_{cb} se distribuent entre -2% et +6%. En particulier dans la zone à ~ 5 MeV, l'amplitude des distorsions se situe entre 1,5% et 2,5%. C'est de ce constat qu'est parti G. Mention *et al.* [86] pour expliquer l'épaulement à 5 MeV mesuré par plusieurs expériences neutrinos.

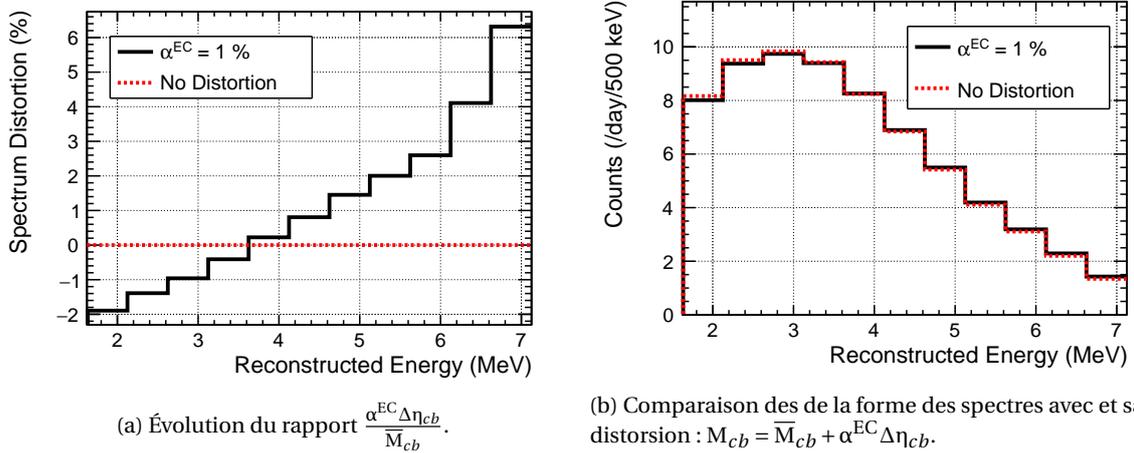
Ainsi, pour contraindre les distorsions de spectres, il est nécessaire de contraindre $\alpha(E)$ sur toute l'échelle en énergie. Ce point est brièvement discuté dans la section sur les perspectives de STEREO (Chapitre 7).

4. Les matrices de corrélations sont définies comme la renormalisation de la matrice de covariance par ses termes diagonaux : $[V_{\text{corr}}]_{ij} \doteq [V_{\text{cov}}]_{ij} / \sqrt{[V_{\text{cov}}]_{ii} [V_{\text{cov}}]_{jj}}$.



(a) Erreur sur l'échelle en énergie corrélée sur toutes les cellules : σ^{EC} . (b) Erreur sur l'échelle en énergie décorrélée cellule à cellule : σ^{EU} .

FIGURE 6.8 – Matrices de corrélations associées aux incertitudes sur l'échelle en énergie. Chaque cellule est disposée l'une derrière l'autre tous les 11 bins (en énergie).



(a) Évolution du rapport $\frac{\alpha^{EC} \Delta \eta_{cb}}{\overline{M}_{cb}}$.

(b) Comparaison des de la forme des spectres avec et sans distorsion : $M_{cb} = \overline{M}_{cb} + \alpha^{EC} \Delta \eta_{cb}$.

FIGURE 6.9 – Propagation d'une distorsion de l'échelle en énergie sur les spectres positron. L'amplitude de variation est conduite par le paramètre α^{EC} ($E' = E(1 + \alpha^{EC})$) et a été arbitrairement choisie à 2% (noir). Le cas sans distorsion est marqué par les lignes en pointillés rouges.

6.5.3 Propagation de l'incertitude sur l'efficacité de détection relative : σ^{NU}

Bien que la normalisation absolue du MC ne soit pas nécessaire pour l'analyse d'oscillations, l'efficacité de détection relative entre les différentes cellules doit être correctement reproduite par la simulation. L'incertitude sur la normalisation relative σ^{NU} est essentiellement portée par deux composantes : l'efficacité de détection du neutron et le volume de détection de chaque cellule.

L'incertitude sur le volume de chaque cellule est donnée par le calcul suivant :

$$V_{cell} = X_{cell} \times Y_{cell} \times Z_{cell},$$

$$\frac{\delta V_{cell}}{V_{cell}} = \sqrt{\left(\frac{\delta X_{cell}}{X_{cell}}\right)^2 + \left(\frac{\delta Y_{cell}}{Y_{cell}}\right)^2 + \left(\frac{\delta Z_{cell}}{Z_{cell}}\right)^2}. \quad (6.45)$$

Les dimensions des cellules ont été mesurées lors de l'assemblage du détecteur interne [186]. La dispersion des valeurs obtenues a donné une estimation de l'incertitude. Par ailleurs, les déformations induites par la différence résiduelle de niveau de liquide dans le GC et dans la TG ont

été prises en compte. Ces estimations ont été obtenues par des simulations menées par le bureau d'études au CEA [187]. Finalement, l'erreur relative sur le volume de chaque cellule est :

$$\frac{\delta V_{\text{cell}}}{V_{\text{cell}}} = 0,83\%. \quad (6.46)$$

Les études d'efficacité de détection du neutron ont été présentées dans la Section 5.1.3 (Chapitre 5). Avant de considérer l'incertitude sur la norme, les biais d'efficacité de chaque cellule ont été corrigés dans la simulation. Les disparités d'efficacité cellule à cellule sont engendrées par les coefficients $C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell})$ répertoriés dans le Tableau 5.2 (Chapitre 5). Le spectre de chaque cellule est ainsi renormalisé : $M_{cb} \rightarrow M_{cb} \times C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell})$. L'incertitude sur la mesure de ces $C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell})$ est ensuite propagée dans la norme. En outre, l'incertitude sur l'efficacité des coupures topologiques de l'événement Retardé est ajoutée au bilan d'erreur sur la norme : $\delta \langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z}$. Dès lors, σ^{NU} prend la forme suivante :

$$\sigma^{\text{NU}} = \sqrt{\left(\frac{\delta V_{\text{cell}}}{V_{\text{cell}}}\right)^2 + \left(\delta C_{\text{Gd}}^{\text{v}}(\text{cell})\right)^2 + \left(\delta \langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z}\right)^2} = 1,2\%. \quad (6.47)$$

L'incertitude relative sur la normalisation se propage via six paramètres de nuisance α_c^{NU} (un par cellule), qui affecte les M_{cb} de la sorte :

$$M_{cb} = \bar{M}_{cb}(1 + \alpha_c^{\text{NU}}). \quad (6.48)$$

Les composantes de la Jacobienne sont déterminées comme pour l'échelle en énergie, et la matrice de covariance dans la base dictée par le χ^2 est calculée de la façon suivante :

$$V_{\text{cov}}^{\text{NU}}(\alpha_c^{\text{NU}}) = \begin{pmatrix} \sigma^{\text{NU}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma^{\text{NU}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma^{\text{NU}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{NU}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{NU}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma^{\text{NU}} \end{pmatrix}, \quad (6.49)$$

$$[J^{\text{NU}}]_{cb,c^*} = \frac{\partial(\phi_b M_{cb})}{\partial \alpha_{c^*}^{\text{NU}}} = \phi_b \frac{\partial(\bar{M}_{cb}(1 + \alpha_{c^*}^{\text{NU}}))}{\partial \alpha_{c^*}^{\text{NU}}} = \phi_b \delta_{cc^*} \bar{M}_{cb},$$

$$[V_{\text{cov}}^{\text{NU}}(\chi^2)]_{cb,c'b'} = \sum_{c^*} [J^{\text{NU}}]_{cb,c^*} \sigma^{\text{NU}} [J^{\text{NU}}]_{c^*,cb'}^{\text{t}}.$$

La figure 6.10 montre finalement que les bins d'une cellule sont tous affectés de la même manière. De plus, le paramètre de nuisance α_c^{NU} n'affecte pas les spectres dans la cellule $c' \neq c$.

6.5.4 Matrice de covariance totale

La matrice de covariance qui intervient dans χ_{ϕ}^2 est construite en faisant la somme des quatre composantes :

$$V_{\text{cov}} = V_{\text{cov}}^{\text{stat}} + V_{\text{cov}}^{\text{NU}} + V_{\text{cov}}^{\text{EU}} + V_{\text{cov}}^{\text{EC}}. \quad (6.50)$$

5. Il s'agit de la valeur utilisée pour les résultats présentés à Moriond 2019 [179]. À l'époque la cascade n-Gd était exécutée par GLG4Sim. Ce nombre est donc susceptible de changer avec la mise à jour FIFRELIN.

Correlation Matrix for σ^{NU} (no sterile neutrino hypothesis)

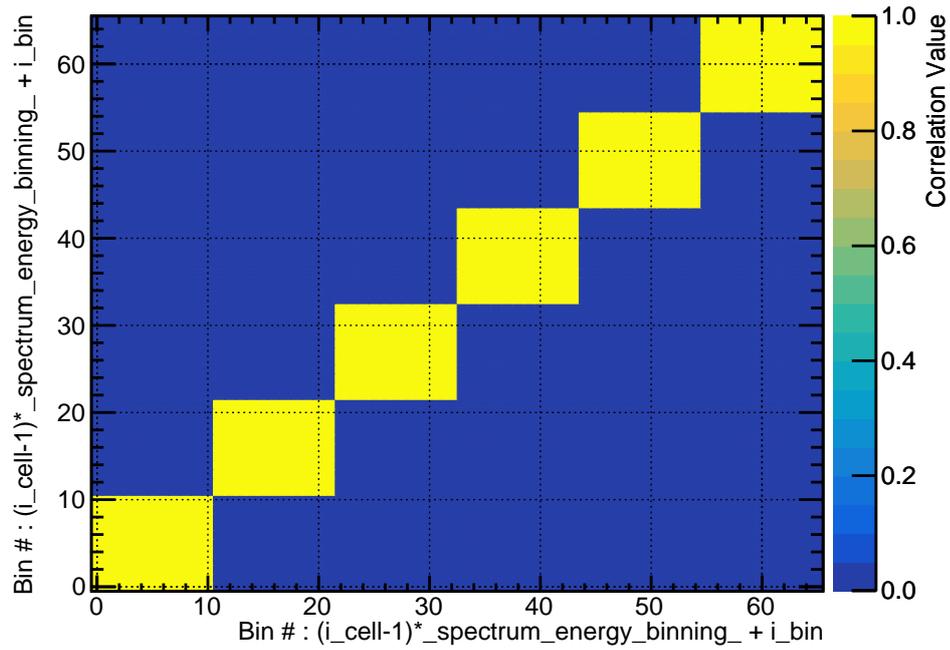


FIGURE 6.10 – Matrice de corrélation associée aux erreurs sur la norme relative. Les bins colorés représentent les composantes non nulles de la matrice. Chaque cellule est disposée l’une derrière l’autre tous les 11 bins (en énergie).

Correlation Matrix (no sterile neutrino hypothesis)

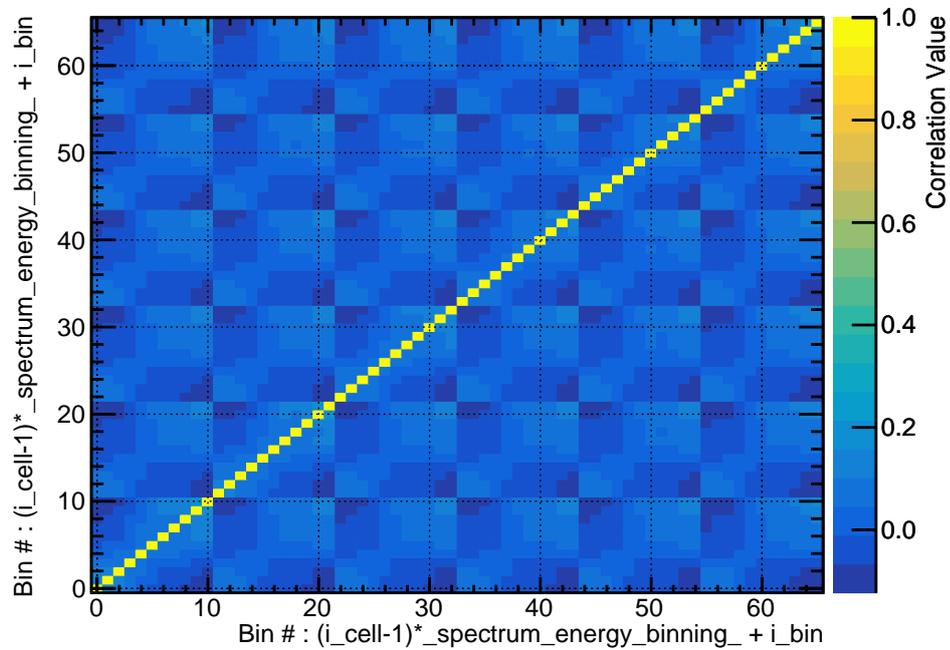


FIGURE 6.11 – Matrice de corrélation totale intervenant dans le χ^2_{ϕ} . Chaque cellule est disposée l’une derrière l’autre tous les 11 bins (en énergie).

La matrice de corrélation associée montre que les erreurs statistiques en phase 2 sont encore largement dominantes face aux erreurs systématiques (cf. figure 6.11). En effet, les éléments non diagonaux ne jouent que pour $\sim 30\%$ au maximum. En considérant les erreurs $\sigma_{\text{phase-2}}^{\text{stat}}$ et σ^{syst} , la matrice montre la relation suivante : $0,3(\sigma_{\text{phase-2}}^{\text{stat}})^2 \simeq (\sigma^{\text{syst}})^2$. En considérant que l'erreur statistique relative évolue en $1/\sqrt{N}$, les systématiques n'entreront jamais en compétition avec cette analyse. En effet, il serait nécessaire de gagner un facteur 10 sur le nombre de neutrinos détectés pour que $\sigma^{\text{syst}} \simeq \sigma^{\text{stat}}$:

$$\begin{aligned} \text{avec } 0,3\sigma_{\text{II}}^{\text{stat}} &= \sigma_{\text{II}}^{\text{syst}} \text{ et } \sigma_{\text{III}}^{\text{stat}} = \sigma_{\text{III}}^{\text{syst}}, \\ 0,3 \frac{\sigma_{\text{II}}^{\text{stat}}}{\sigma_{\text{II}}^{\text{syst}}} &= \frac{\sigma_{\text{III}}^{\text{stat}}}{\sigma_{\text{III}}^{\text{syst}}}, \end{aligned} \quad (6.51)$$

en supposant les évolutions suivantes $\sigma^{\text{stat}} \propto 1/\sqrt{N}$, et $\sigma^{\text{syst}} \propto 1$ (constant),

$$\text{alors } \frac{N_{\text{III}}}{N_{\text{II}}} = \left(\frac{1}{0,3} \right)^2 \simeq 10,$$

où II et III représentent respectivement la phase 2 et une « phase 3 » qui aurait mesuré le signal suffisamment longtemps pour que les incertitudes statistiques soient au même niveau que les systématiques. L'analyse avec le χ^2 laissant libre la prédiction du spectre neutrino est donc très peu sensible aux erreurs systématiques.

L'inversion de la matrice est effectuée par décomposition en valeurs singulières (SVD pour *Singular Value Decomposition*). Une matrice de covariance peut être décomposée selon la base de ses vecteurs propres :

$$V_{\text{cov}} = \sum_i^{N_b \times N_c} \lambda_i |u_i\rangle \langle u_i|. \quad (6.52)$$

où N_b est le nombre de bins en énergie, N_c le nombre de cellules, λ_i les valeurs propres de la matrice, et $|u_i\rangle \langle u_i|$ les produits tensoriels des vecteurs propres. Notons que ces derniers sont des matrices qui ont les mêmes dimensions que celle de la matrice de covariance, mais de rang 1⁶. Cette écriture correspond en fait à un changement de base depuis laquelle la matrice de covariance est diagonale. Puisque l'inverse d'une matrice diagonale est déterminé en inversant chacune de ses composantes λ_i , la matrice de covariance inverse s'écrit :

$$V_{\text{cov}}^{-1} = \sum_i^{N_b \times N_c} \frac{1}{\lambda_i} |u_i\rangle \langle u_i|. \quad (6.53)$$

Dans le cas du *global-scan*, la précision numérique finie des outils informatiques impose des conditions sur les valeurs propres considérées pour l'inversion. Le conditionnement d'une matrice est défini comme le rapport de la valeur propre la plus grande sur la plus petite :

$$\kappa \doteq \frac{\max_i(\lambda_i)}{\min_i(\lambda_i)}. \quad (6.54)$$

Sa valeur détermine la précision numérique avec laquelle une opération de type $X = V^{-1}B$ peut être effectuée, avec $X = \{\dots, x_i, \dots\}$ et $B = \{\dots, b_i, \dots\}$. La règle de conditionnement dit que l'erreur sur l'estimation de x_i est inférieure à :

$$\frac{\|\delta x_i\|}{\|x_i + \delta x_i\|} \leq \kappa \frac{\|\delta V\|}{\|V\|}, \quad (6.55)$$

6. Une seule de leurs valeurs propres est non nulle.

où δV est la matrice représentant l'altération de V subit lors de l'inversion. Ce critère aurait été instauré pour la première fois par Alan Turing en 1948 pour démontrer l'effet papillon qui apparaît dans certains jeux d'équations [188] :

« It is characteristic of ill-conditioned sets of equations that small percentage errors in the coefficients given may lead to large percentage errors in the solution. »

Il existe une règle empirique pour déterminer la précision avec laquelle on peut espérer travailler après l'opération. Les `TMatrixD` dans `ROOT` utilisent des `double` codés en 64 bits donc la précision numérique s'étend jusqu'à 14 décimales. Le nombre de décimales « stables » après opération peut être approché par la relation :

$$n_{\text{stable}} \simeq n_{\text{double}} - \log_{10}(\kappa) \quad (6.56)$$

La matrice V_{cov} a $\kappa \simeq 20$, donc la précision numérique dans le calcul du χ^2 est largement suffisante pour procéder à l'analyse.

À l'origine, l'inversion de matrice par SVD avait été déployée lors des études avec la forme du χ^2 utilisée par PROSPECT [99] :

$$\chi_{\text{PROSPECT}}^2 = \sum_{c'bb'} \left(D_{cb} - \frac{D_b}{M_b} M_{cb} \right) [V_{\text{cov}}^{-1}]_{cb,c'b'} \left(D_{c'b'} - \frac{D_{b'}}{M_{b'}} M_{c'b'} \right), \quad (6.57)$$

avec $D_b = \sum_c D_{cb}$ et $M_b = \sum_c M_{cb}$. Étant donné que le rapport M_{cb}/M_b contient des informations redondantes, la matrice de covariance présente N_b valeurs propres nulles. L'inversion de la matrice pose donc problème, mais le formalisme SVD permet de se débarrasser des valeurs pathologiques en projetant les données sur les bases saines :

$$P \doteq \sum_i^{N_b \times N_c - N_b} |u_i\rangle \langle u_i|. \quad (6.58)$$

L'application de P sur le vecteur $(D_{cb} - D_b M_{cb}/M_b)$ élimine les composantes résiduelles selon les vecteurs propres malades. Ainsi le χ^2 peut être régularisé :

$$\chi_{\text{Régularisé}}^2 = (P\Delta) V_{\text{cov}}^{-1} (P\Delta)^t, \quad (6.59)$$

où $\Delta_{cb} = (D_{cb} - D_b M_{cb}/M_b)$ et la matrice de covariance inverse définie comme :

$$V_{\text{cov}}^{-1} = \sum_i^{N_b \times N_c - N_b} \frac{1}{\lambda_i} |u_i\rangle \langle u_i|. \quad (6.60)$$

Maintenant que le calcul du χ_{Φ}^2 a été détaillé, la section suivante est consacrée à une discussion sur les contours de sensibilité et de réjection.

6.6 Contours de sensibilité

Les contours de sensibilité/réjection sont les résultats des analyses statistiques en physique des neutrinos. Ils concentrent l'information sur les spectres mesurés en termes de physique des oscillations et pointent du doigt des régions d'intérêt. La génération des contours dans STEREO est établie en 5 étapes :

- (1) Les coupures topologiques sont appliquées, puis les spectres M_{cb} sont construits pour chaque fréquence d'oscillation Δm_{14}^2 . Les motifs d'oscillation $R_{cb}(\Delta m_{14}^2)$ (cf. Section 3.4.5) sont stockés dans un fichier ROOT. En pratique les fréquences d'oscillation sont échantillonnées avec 100 pas réguliers sur une échelle logarithmique entre $10^{-1.1} \text{eV}^2$ et $10^{1.1} \text{eV}^2$, et le binning en énergie est défini par celui des spectres extraits des données D_{cb} ;
- (2) Une cache de matrice de covariance est stockée dans un fichier ROOT (cf. Section 6.5) pour chaque hypothèse échantillonnée $H_x(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$. Comme pour Δm^2 , l'échantillonnage sur $\sin^2(2\theta_{14})$ est effectué sur une échelle logarithmique : 100 pas entre 10^{-2} et 1. Les valeurs des incertitudes systématiques sont spécifiées ainsi que les paramètres du modèle d'évolution des barres d'erreurs statistiques;
- (3) Les valeurs de χ_ϕ^2 sont calculées selon la grille $H_x(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$. Les $\Delta\chi^2$ sont déduits de la collection de χ_ϕ^2 d'après le type d'analyse souhaitée : *raster-scan* ou *global-scan* (cf. Section 6.3);
- (4) Des pseudo-expériences sont générées pour chaque couple $H_x(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$ afin de construire les véritables PDFs des $\Delta\chi^2$ (cf. Section 6.3.2). Les valeurs de $\Delta\chi^2$ sont stockées dans un TTree ROOT. C'est l'étape la plus coûteuse en temps de calcul. En pratique 10000 pseudo-expériences sont générés en *raster-scan* contre 500 en *global-scan*. Les 100×100 hypothèses H_x sont lancées sur 1000 processeurs qui calculent 10 H_x chacun. Cette procédure prend environ 24 h;
- (5) Le degré de confiance de chaque H_x est déduit à partir des $\Delta\chi^2$ et leur PDF associée. S'en suit la génération de contours qui délimitent deux zones du plan $(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$: une où le degré de confiance est inférieur à une valeur de référence (typiquement 90 % C.L.) et une où le niveau de confiance est supérieur.

Les sous-sections suivantes sont consacrées à l'étude des contours de sensibilité. La sensibilité de STEREO est présentée dans un premier temps, suivie d'une étude comparative pour constater l'impact des erreurs systématiques. Des exemples de contours de réjection générés avec des pseudo-expériences sont ensuite discutés. Pour terminer, la méthode utilisée pour combiner les deux phases est exposée.

6.6.1 Sensibilité en phase 2

Les courbes de sensibilité sont obtenues en remplaçant les termes D_{cb} par la prédiction non-oscillée \bar{M}_{cb} dans le χ^2 . Elles montrent quelles sont les régions de paramètres accessibles avec l'expérience d'après la matrice de covariance présente dans le χ^2 . Le volume de réjection est entièrement déterminé par la matrice de covariance.

La figure 6.12 montre le contour de sensibilité pour la phase 2 réalisé en *raster-scan*. On constate que pour les hautes valeurs de Δm^2 la sensibilité chute. Dans cette région, les motifs d'oscillation sont lavés du fait que la taille de bins devient comparable à celle des oscillations (haut $\Delta m^2 =$ haute fréquence) :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \langle \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \rangle \sin^2(2\theta_{14}) \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{14}). \quad (6.61)$$

La probabilité d'oscillation ne dépend plus de la distance de propagation L et donc de la cellule. La variation en $\sin^2(2\theta_{14})$ est donc complètement absorbée par les termes ϕ_b dans le χ^2 .

De manière semblable, la région à bas Δm^2 n'affecte que les premiers bins en énergie et les distances couvertes par les cellules ne sont pas suffisamment étendues pour que l'expérience soit sensible : les ϕ_b absorbent donc la perte de flux à basse énergie.

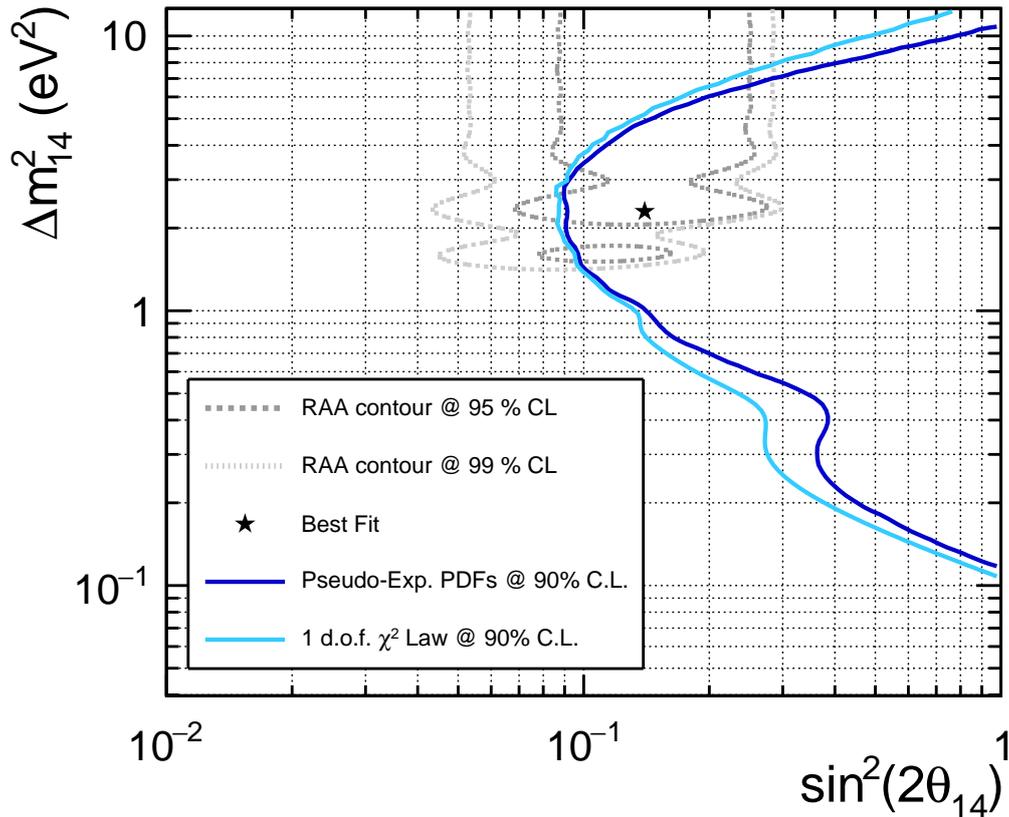


FIGURE 6.12 – Contour de sensibilité de l’expérience STEREO en phase 2. Le contour en bleu foncé montre la région des paramètres accessibles avec l’inférence statistique issus des véritables PDFs de $\Delta\chi^2$ en *raster-scan*, alors que la ligne cyan montre le contour généré avec les lois normales à un degré de liberté.

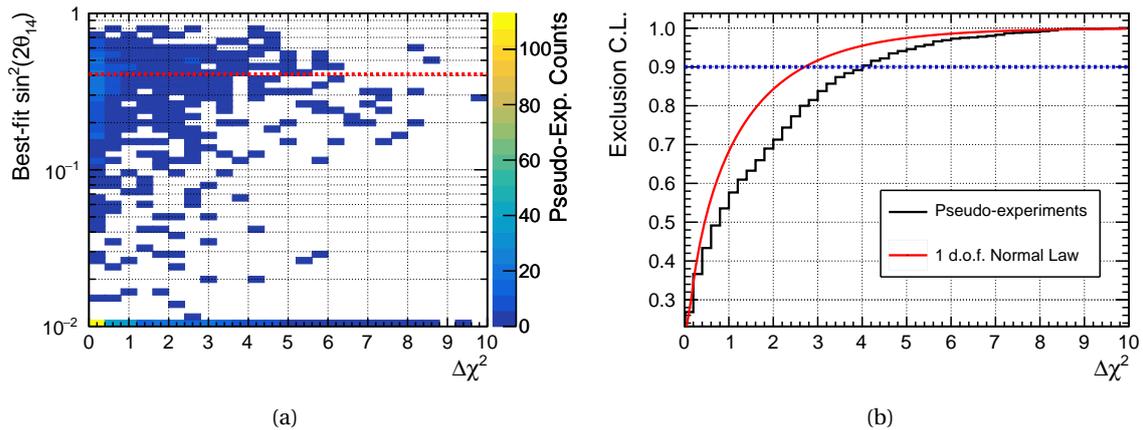


FIGURE 6.13 – Répartition des *best-fit* en *raster-scan* pour les pseudo-expériences. Les pseudo-expériences ont été générées selon l’hypothèse $H_x(\Delta m^2 = 0,25 \text{ eV}^2, \sin^2(2\theta) = 0,45)$ représentée par la ligne rouge en pointillé (a). Les *best fit* à bas $\sin^2(2\theta)$ ont pour effet d’augmenter la valeur du $\Delta\chi^2$. Cela se répercute sur les contours (b), car pour rejeter une hypothèse H_x à 90 % C.L. (ligne en pointillés bleue) il faut un $\Delta\chi^2$ plus grand.

Dans la région $\Delta m^2 \sim 2 \text{ eV}^2$, le déphasage des motifs d'oscillation est suffisant pour que les ϕ_b ne puissent assimiler toutes les distorsions : la sensibilité est donc maximale dans cette région. Il est intéressant de noter que les lois normales de χ^2 sont suffisantes pour établir l'inférence statistique, sauf dans les zones où la sensibilité chute : les lois normales surestiment le pouvoir de réjection. Les ϕ_b sont responsables de cet écart, mais il est difficile d'interpréter directement leur comportement lors de la génération de pseudo-expériences. En revanche, la position des *best fit* donne des informations pour expliquer cet écart. La figure 6.13 montre que sur la tranche $\Delta m^2 = 0,25 \text{ eV}^2$, la distribution des $\sin^2(2\theta)$ qui minimisent le χ^2 ne suit pas une loi gaussienne centrée sur la valeur injectée $\sin^2(2\theta) = 0.45$. En effet, une part importante des *best fit* se trouvent au niveau de l'hypothèse sans neutrino stérile $\sin^2(2\theta) = 0$. Ce phénomène a pour effet d'augmenter la valeur $\Delta\chi^2$ des pseudo-expériences, et donc d'atténuer le pouvoir de réjection : il faut un $\Delta\chi^2$ dans les données plus grand pour rejeter l'hypothèse. On retiendra néanmoins que les lois de χ^2 normales suffisent pour décrire le pouvoir de discrimination dans la région pointée par la RAA. Cet aspect est davantage discuté dans la section consacrée à la fusion des résultats obtenus en phase 1 et phase 2 (Section 7.2.3).

Bien que les contours de sensibilité donnent un aperçu de l'espace des paramètres accessibles pour tester l'hypothèse du neutrino stérile, les véritables données sont livrées avec des fluctuations statistiques. Les $\Delta\chi^2$ sont affectés et les contours changent. Ce point est présenté dans la section suivante.

6.6.2 Exemple de contours de réjection

Les contours de réjection, ou d'exclusion représentent le sous-espace des paramètres qui est défavorisé par l'expérience avec un certain niveau de confiance. En générant des pseudo-expériences, il est possible de construire des exemples de contours d'exclusion. Ces pseudo-expériences sont fabriquées à partir des données Asimov \overline{M}_{cb} sans neutrino stérile, en tirant des paramètres de nuisance α dans leur gaussienne respective, dont la largeur est dirigée par l'incertitude σ :

$$D_{cb}^* = \overline{M}_{cb} (1 + \alpha_c^{\text{NU}}) + \Delta\eta_{cb} (\alpha_c^{\text{EU}} + \alpha_c^{\text{EC}}) + \alpha_{cb}^{\text{stat}}. \quad (6.62)$$

Deux contours d'exclusion engendrés par des pseudo-expériences différentes sont superposés avec le contour de sensibilité sur la figure 6.14. On pourrait être surpris de constater le comportement ondulatoire des frontières d'exclusion pourtant non présent dans les contours de sensibilité. Certains motifs d'oscillation en Δm^2 peuvent imiter l'allure des fluctuations statistiques. Dans ce cas, la valeur du χ^2 est réduite et le pouvoir de réjection est amoindri. Ce phénomène provoque des « creux » de sensibilité. *A contrario*, lorsque les fluctuations statistiques se retrouvent en opposition de phase avec la forme de la distorsion en Δm^2 , la sensibilité est accrue. Finalement, l'aspect périodique de ces pics de sensibilité s'explique par la nature des déformations induites par le paramètre Δm_{14}^2 . En effet Δm_{14}^2 conduit la fréquence des oscillations, donc à chaque harmonique les fluctuations peuvent correspondre à nouveau avec le modèle. L'amplitude et la phase de ces « peignes » dépendent de la définition de chaque bin en énergie et de la position des cellules par rapport au cœur du réacteur. En appliquant l'extraction des taux de comptage neutrino avec un déphasage de la moitié de la largeur des bins, les vagues changeraient de position et d'amplitude. Cet effet pourrait être atténué en moyennant plusieurs contours de réjection réalisés avec différents binnings.

Les lignes d'exclusion serpentent autour du contour de sensibilité, car les fluctuations sur M_{cb} sont appliquées à partir de la valeur centrale \overline{M}_{cb} . On remarque cependant quelques zones à bas $\sin^2(2\theta)$ qui sont exclues dans certaines tranches en Δm^2 , suggérant le rejet de l'hypothèse nulle. Il s'agit d'un artefact de l'inférence en *raster-scan*. Pour ces Δm^2 , le *best fit* se trouve en un scénario en $\sin^2(2\theta)$ placé entre les deux zones rejetées, et le χ^2 est suffisamment faible pour rejeter les

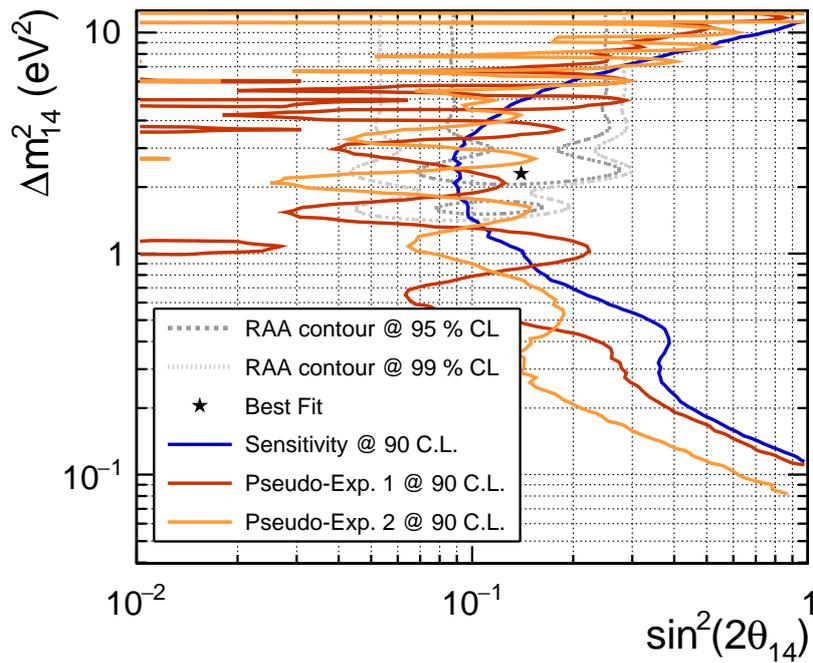


FIGURE 6.14 – Comparaison entre les contours de sensibilité et les contours d'exclusion générés par pseudo-expériences (sans neutrino stérile). Ces contours sont générés à partir des cartes de $\Delta\chi^2$ en *raster-scan*. Le contour de sensibilité est dessiné en bleu, tandis que ceux des deux pseudo-expériences sont en rouge et orange. La conversion $\Delta\chi^2 \rightarrow \text{exclusion C.L.}$ a été établie par pseudo-expériences. La statistique équivalente employée ici est celle des données phase 2 seules.

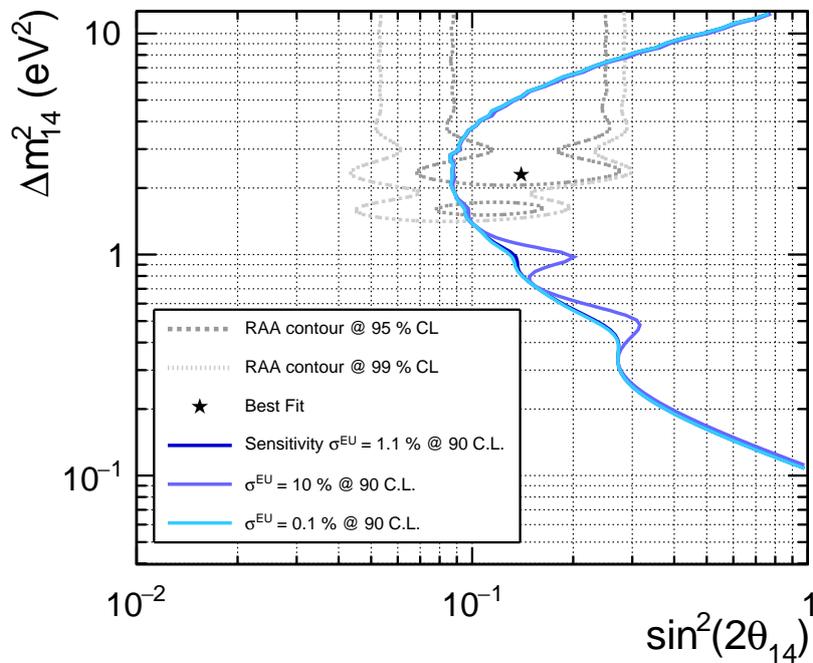


FIGURE 6.15 – Effet des incertitudes systématiques liées à l'échelle en énergie sur les contours de sensibilité. Les contours sont générés avec des lois normales de χ^2 à un degré de liberté. Le contour avec la valeur nominale est dessiné par la courbe bleue foncée.

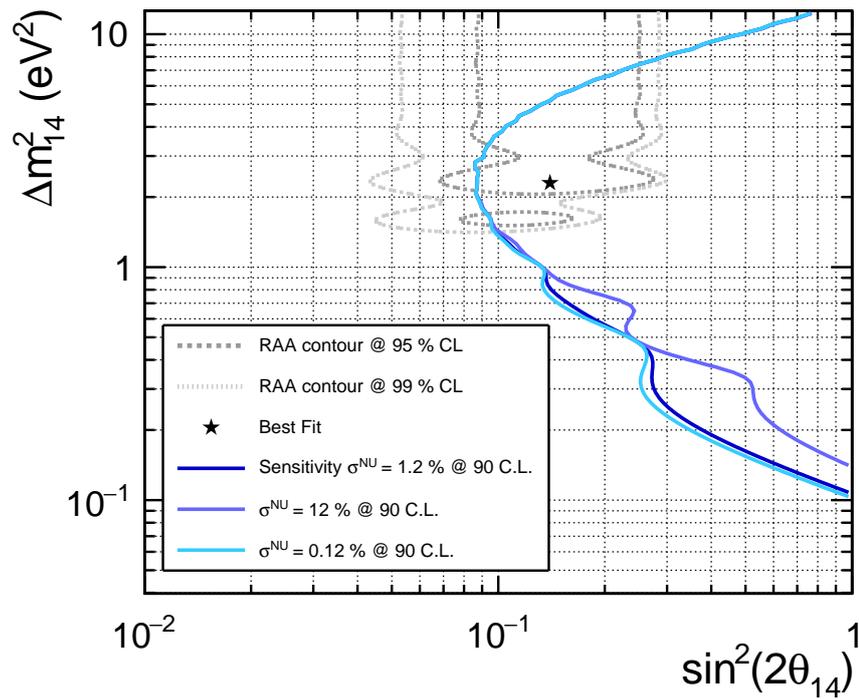


FIGURE 6.16 – Effet des incertitudes systématiques liées la normalisation relative des cellules sur les contours de sensibilité. Les contours sont générés avec des lois normales de χ^2 à un degré de liberté. Le contour avec la valeur nominale est dessiné par la courbe bleue foncée.

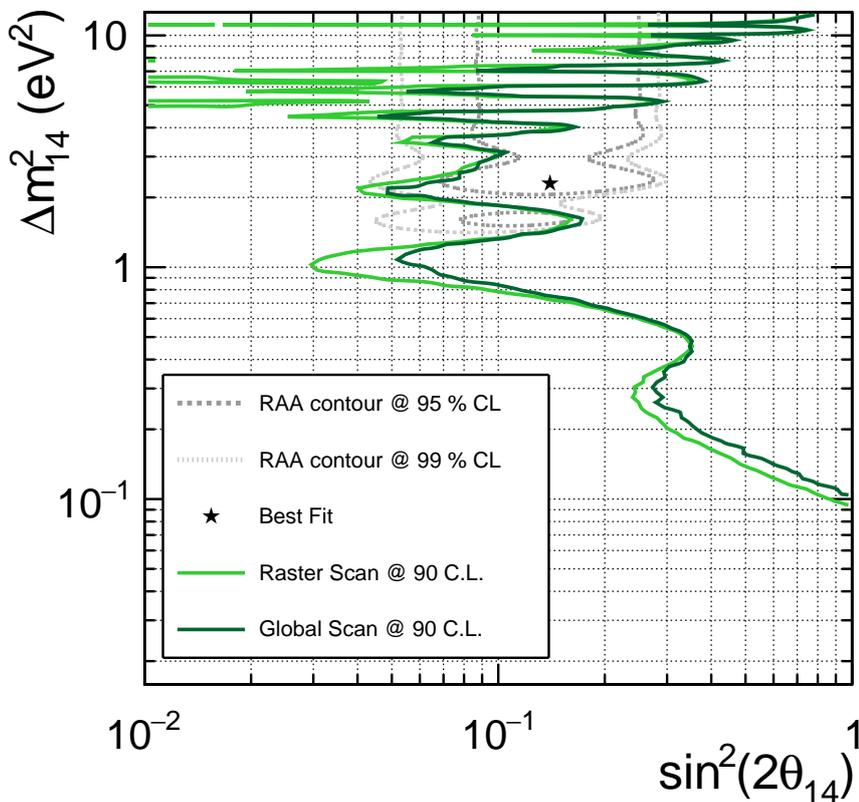


FIGURE 6.17 – Comparaison entre les contours d'exclusion obtenus par *raster-scan* et par *global-scan*.

faibles angles de mélange alors que les pseudo-expériences ont été générées à partir du modèle non-oscillé. Ces zones n'ont pas de signification physique, c'est pourquoi elles sont ignorées pour la publication des résultats. Afin de débarrasser de ces signaux faux-positifs, il est nécessaire de considérer l'analyse statistique en *global-scan* : un exemple est discuté dans la Section 6.6.4.

6.6.3 Impact des systématiques sur les contours

Dans la Section 6.5.4 il a été conclu que les incertitudes statistiques étaient dominantes face aux systématiques avec χ_ϕ^2 . Cet aspect se traduit aussi dans les contours de sensibilités. Pour observer l'effet des erreurs systématiques sur le pouvoir de réjection de STEREO, chaque systématique a individuellement été multipliée ou divisée par 10. Les résultats sont présentés sur les Figures 6.15 et 6.16. Lorsque l'incertitude sur l'échelle en énergie (EU) est augmentée d'un facteur 10, seule la partie à bas Δm^2 est légèrement affectée. En particulier, les pertes de sensibilité sont localisées autour de tranches à $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ et $\Delta m^2 \sim 0,5 \text{ eV}^2$. Pour comprendre la position de ces spots, il faudrait analyser la corrélation entre les motifs d'oscillation binnés et la nature des déformations induites par les incertitudes sur l'échelle énergie. La forme des distribution en $\Delta\eta_{cb}$ ainsi que la valeur des *pull terms* ajustés (avec formalisme en χ_ϕ^2 adéquat) seraient en mesure de donner plus d'informations à ce sujet. En revanche, lorsque les erreurs sur l'échelle en énergie sont réduites d'un facteur 10, aucun effet n'est notable. Pour comprendre cet effet, il faut rappeler que les déformations induites par α^{EU} sont proportionnelles à η_{cb} qui dépendent du binning en énergie : plus le binning est fin, plus les transferts bin à bin sont importants. La sensibilité est donc en partie limitée par la taille des bins en énergie qui a été contrainte avec les procédures d'extraction des spectres neutrinos (cf. Section 5.3.2).

En amplifiant les erreurs systématiques sur la normalisation relative des cellules (NU), la figure 6.16 montre aussi que seule la partie à bas Δm^2 ($< 1 \text{ eV}^2$) est sensible à ce paramètre. À haut Δm^2 (haute fréquence) les distorsions dues à l'oscillation se répercutent sur la forme des spectres de chaque cellule, alors qu'à basse fréquence le développement de l'oscillation n'est visible que par un effet de normalisation relative entre les cellules. De fait, une grande imprécision sur NU désamorce la capacité de discriminer une oscillation à bas Δm^2 d'un effet systématique. En revanche, le gain de sensibilité en divisant les erreurs systématiques par 10 est minime. En effet, pour $\Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$ l'écroulement du contour est à la fois causé par les ϕ_b qui ont la possibilité de combler la perte de flux à basse énergie, et les erreurs statistiques. Améliorer la connaissance de la normalisation relative n'accorderait donc pas une meilleure couverture pour l'analyse avec χ_ϕ^2 .

6.6.4 Contours en global-scan

L'analyse en *global-scan* constitue l'inférence ultime pour dessiner les contours d'exclusion. La difficulté principale dans l'emploi de cette méthode réside dans la génération des PDFs en $\Delta\chi^2$. L'exemple présenté sur la figure 6.17 a été réalisé avec 500 pseudo-expériences pour chaque point de la grille en $(\Delta m^2, \sin^2(2\theta))$ (100x100). Puisque la nature du problème empêche l'utilisation de minimiseurs par gradient, la recherche du *best fit* est faite manuellement en testant chaque trame en Δm^2 . Cet aspect ne pourra être optimisé à l'avenir, cependant la minimisation en $\sin^2(2\theta)$ pourra être revue pour un gain de performances non négligeables.

Comme il a été mentionné précédemment, le *global-scan* permet de déduire la probabilité d'un scénario particulier en Δm^2 . La comparaison avec le *raster-scan* de la figure 6.14 montre que l'analyse en *global-scan* s'est débarrassée des zones d'exclusion à basse amplitude d'oscillation. L'amplitude des vagues formées par le contour est aussi réduite de manière générale. En définitive cette étude nous apprend que les contours générés en *raster-scan* surestiment légèrement le pouvoir de discrimination en $\sin^2(2\theta)$ d'une expérience. Il est donc important de garder à l'esprit qu'il n'est

pas pertinent de discuter les résultats des expériences neutrino autour du trait lorsque ceux-ci sont générés en *raster-scan*.

Chapitre 7

Résultats et discussions

« It doesn't make any difference how beautiful your guess is, it doesn't matter how smart you are, who made the guess, or what his name is... If it disagrees with experiment, it's wrong. In that simple statement is the key to science. »

The Character of Physical Law — Richard Feynman

Sommaire

7.1 Spectres neutrinos mesurés	182
7.1.1 Taux de comptages et rapport signal sur bruit	182
7.1.2 Évolution relative du flux de neutrino avec la distance du réacteur	185
7.1.3 Spectres neutrinos en phase 2	185
7.2 Analyse des distorsions relatives des spectres	187
7.2.1 Mise à l'épreuve du modèle standard	187
7.2.2 Contours d'exclusion	187
7.2.3 Fusion des résultats en phase 1 et phase 2	190
7.3 Perspectives d'analyses de STEREO	191
7.3.1 Test de l'anomalie réacteur	191
7.3.2 Mesure du spectre d'émission neutrino de l' ²³⁵ U	193
7.3.3 Analyse approfondie sur l'échelle en énergie	197
7.3.4 Vers une nouvelle référence en forme du spectre ²³⁵ U	198

LA motivation principale de l'expérience STEREO réside dans le test d'hypothèses d'oscillations à courtes distances qui seraient provoquées par l'existence d'un nouvel état de masse des neutrinos. Ce dernier témoignerait de l'existence d'une quatrième saveur de neutrinos, dite stérile, jamais observée jusqu'alors. L'anomalie réacteur (RAA) a pointé une région de l'espace des phases autour de $\Delta m_{14}^2 = 2,3 \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{14}) = 14\%$ (best-fit [76]). Les résultats de l'analyse d'oscillation sont parus en deux temps : en 2018 à l'aide des données « phase 1 » acquises entre 2016 et 2017, et en 2019 avec la « phase 2 » qui traite de la période d'acquisition 2017-2018. Aujourd'hui, la collaboration STEREO est en train de se tourner vers une mesure absolue du spectre antineutrino associé à la fission de l'isotope ^{235}U dans la perspective d'apporter une réponse plus complète au sujet de la RAA.

Ce chapitre illustre le fruit du travail d'analyse de la collaboration pendant ces trois années intenses, dont les chapitres 3, 4, 5 et 6 ont donné une brève synthèse centrée autour des travaux menés dans le cadre de cette thèse.

7.1 Spectres neutrinos mesurés

Les premiers résultats de STEREO ont été annoncés publiquement lors de la conférence de Moriond le 16 mars 2018¹. Les distorsions relatives des spectres avaient été comparées avec la méthode des ratios (cf. Section 6.4.1) avec 66 jours de données réacteurs ON. Cependant, la durée d'acquisition lorsque le réacteur est OFF est faible en phase 1, alors il a été choisi d'ajouter quelques semaines de prise de données fin 2017, en début de phase 2, pour la publication des premiers résultats. Bien que la réparation du détecteur entre les deux phases implique de prendre en compte des erreurs systématiques différentes, ces données ont été traitées comme un tout, car les erreurs statistiques sont largement dominantes en phase 1. La phase 1 totalise finalement 66 jours de réacteur ON contre 140 (22+118) en OFF. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans *Physical Review Letters* [183].

D'autre part, les résultats préliminaires avec les données de phase 2 ont été présentés lors de la conférence Moriond 2019. L'analyse rassemble cette fois 119 jours ON et 211 jours OFF. Cette plus grande quantité de données a permis d'atteindre la sensibilité nécessaire pour couvrir la majorité de la zone en $(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14}))$ pointée par l'anomalie réacteur. Ce chapitre met l'accent sur les résultats de cette phase.

7.1.1 Taux de comptages et rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit est décisif pour la sensibilité aux paramètres d'oscillation. L'évolution des taux de comptage de paires corrélées en fonction du temps, présentée figure 7.1, témoigne du caractère vital de l'observable PSD. En effet sans la PSD, le taux de comptage du bruit de fond seul est d'environ 2500 candidats par jour réduisant le rapport signal sur bruit à environ 0,15. Avec la coupure PSD, ce rapport est d'environ 1 en moyenne sur tout le spectre neutrino. Après correction des effets de la pression, on distingue clairement les périodes d'arrêt des périodes de fonctionnement du réacteur par les changements brutaux des taux de paires sur la composante électron (voire figure 7.2). Les événements qui s'ajoutent lorsque le réacteur est ON sont les neutrinos. Enfin, la stabilité remarquable des taux de comptage est le *smoking gun* des efforts entrepris pour contrôler la réponse du détecteur. En effet par exemple, si l'échelle en énergie variait significativement, les coupures topologiques auraient une acceptation différente en ON et OFF, alors les taux de candidats IBD présenteraient des variations résiduelles.

1. <https://indico.in2p3.fr/event/16579/overview>

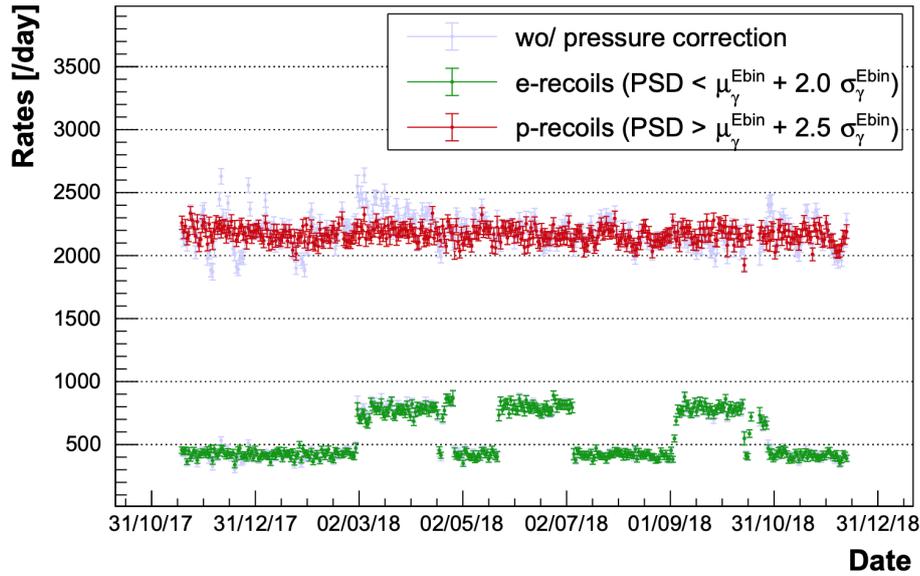


FIGURE 7.1 – Évolution des taux de comptage de paires corrélées en fonction du temps. Les points rouges représentent le taux de candidats corrélés identifiés comme protons de recul ($\text{PSD} > \mu_{\gamma}^{\text{PSD}} + 2.5\sigma_{\gamma}^{\text{PSD}}$) tandis que les points verts sont les paires dont les dépôts d'énergie Prompt sont identifiés comme des électrons de recul ($\text{PSD} < \mu_{\gamma}^{\text{PSD}} + 2\sigma_{\gamma}^{\text{PSD}}$). C'est dans cette dernière composante que se loge le signal neutrino. À titre indicatif, le taux de paires corrélées type protons de recul avant correction de la pression est dessiné en bleu. (source : [190])

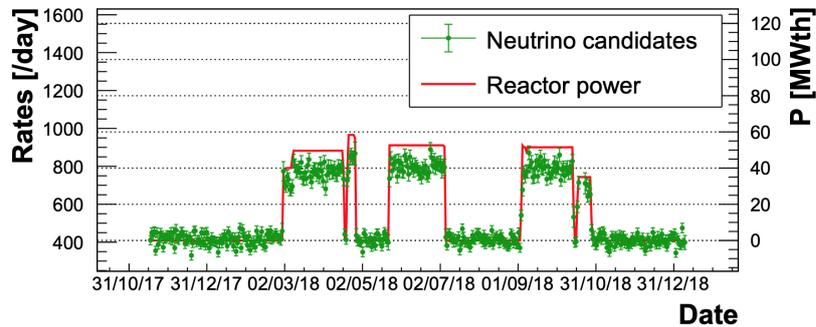


FIGURE 7.2 – Corrélation entre la puissance réacteur (ligne rouge) et le taux de candidats neutrinos (points verts). Les variations des taux de paires corrélées apparaissent par marches au moment où le réacteur se met en route. (source : [190])

Le nombre de neutrinos mesuré est de $(365.7 \pm 3.2_{\text{stat}})/\text{jour}$ en phase 2. Comme décrit dans la Section 5.3.2, les spectres positron sont reconstruits avec les méthodes d'extraction des taux neutrino dans chaque cellule et chaque bin en énergie reconstruite. L'intensité relative du bruit de fond varie sur une échelle de 0,4 à 1,6, dont la moyenne sur tout le spectre fait 0.9 (voire figure 7.3a). Le spectre du bruit de fond laisse apparaître des structures qui témoignent de la nature des événements qui l'ont engendré (cf. figure 7.3b). Tout d'abord, il faut distinguer les deux composantes qui forment cet histogramme : les bruits de fond accidentels et les bruits de fond corrélés. Le spectre des accidentelles n'est en fait dominant que dans le premier bin en énergie : il s'écroule rapidement après 2 MeV jusqu'à devenir négligeable devant la composante corrélée. En outre, cette dernière comporte dans un premier temps le pic de capture n-H qui a servi à l'estimation des incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie (cf. chapitre 4). Leur présence signifie que malgré la coupure véto muon, des neutrons parviennent à pénétrer le détecteur pour se faire capturer sur un noyau d'hydrogène. De plus, puisque ces événements font partie de la composante corrélée, les candidats Retardés ont donc été acceptés selon les critères de sélection de la cascade n-Gd. Par conséquent,

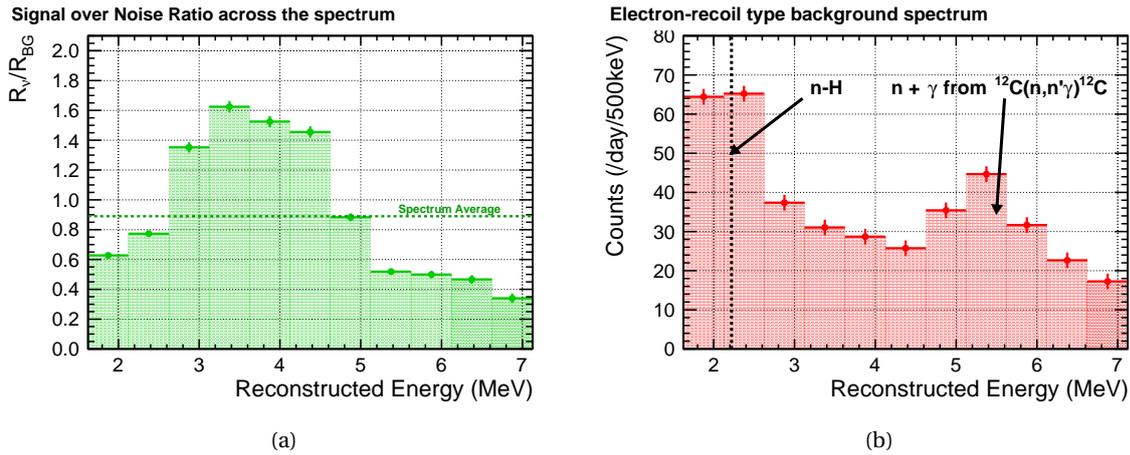
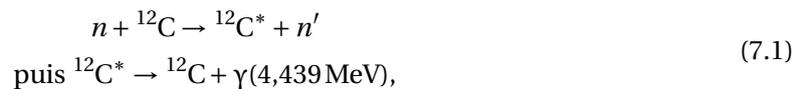


FIGURE 7.3 – Rapport signal sur bruit (a) et spectres du bruit de fond type électronique (b). Le spectre de bruit de fond laisse apparaître le pic de capture n-H et celui de la diffusion de neutrons sur $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}$. La ligne horizontale verte sur (b) représente la valeur du rapport signal sur bruit moyenné sur tout le spectre.

ces paires corrélées sont probablement dues aux captures successives de deux neutrons différents — d’abord sur un noyau d’hydrogène puis sur un gadolinium — mais issus de la même gerbe cosmique. On pourrait être surpris de constater que l’événement n-H soit détecté avant le n-Gd alors que le temps de capture sur ce dernier est un ordre de grandeur plus bas. En fait, la présence de noyaux de gadolinium est exclusive au volume de la Target, tandis que les milieux hydrogénés abondent dans l’ensemble du détecteur interne : liquide de la Target, du Gamma-Catcher, parois en acrylique ou encore *buffers*. En fait les neutrons détectés dans la fenêtre Retardé voient leurs temps de vie prolongée en diffusant quelques instants en bordure de la Target avant d’y entrer et de se faire capturer par un noyau de gadolinium. Cette supputation a été confirmée en montrant que la distribution des durées Prompt-Retardé est plus étalée qu’une simple capture de neutron n-Gd [189].

La bosse présente à environ 5,5 MeV sur la figure 7.3b correspond à la diffusion inélastique de neutrons rapides sur un noyau de Carbone 12 :



où le neutron rapide n' a perdu une partie de son énergie cinétique initiale. L’énergie transmise au ^{12}C est emmagasinée sous forme d’excitation nucléaire, puis dissipée en émettant un gamma de 4,439 MeV. L’événement Prompt associé à cette réaction est causé par les dépôts d’énergie du gamma et du neutron rapide n' , tandis que le Retardé provient de la capture de n' sur un noyau de gadolinium une fois qu’il a thermalisé. Le neutron dépose son énergie en collisionnant avec des protons qui engendrent le processus de scintillation. Cependant l’énergie déposée est très affectée par le quenching donc sa contribution au bilan énergétique gamma + neutron est bien inférieure à son énergie nominale². En définitive, l’énergie de ces événements Prompt est attendue légèrement supérieure à 4,4 MeV. La position de cette bosse a été confirmée lors de l’étude de la source d’AmBe. En effet, la décroissance du ^{13}C provoquée par la capture alpha du noyau de béryllium génère un $^{12}\text{C}^*$ qui produit à son tour un gamma de 4,4 MeV :



2. Notons que c’est justement parce que l’énergie des neutrons rapides est quenchée que leur PSD est plus haute que celle des électrons (cf Section 2.2.2).

Les candidats Prompt de la source d'AmBe laissent apparaître une structure spectrale similaire à celles observées avec les candidats neutrino [191]. Par ailleurs, les études de PSD des candidats neutrinos ont montré que ces événements sont constitués d'un empilement $\gamma + n$: leur PSD est hybridée [192] (cf. Section 5.3.2).

Avant d'analyser les distorsions relatives des spectres entre cellules, il convient de vérifier la provenance du signal mesuré. Si les signaux proviennent bien du cœur du réacteur, alors la quantité de neutrinos détectés doit diminuer avec la distance. C'est l'objet de la discussion dans la section suivante.

7.1.2 Évolution relative du flux de neutrino avec la distance du réacteur

Tester l'évolution du taux de neutrinos détectés en fonction de la distance de propagation permet à la fois de vérifier que le réacteur est bien la source du signal, et que l'efficacité de détection est bien décrite par la simulation. Le flux de neutrinos qui interagissent dans le volume cible doit suivre une loi en $1/L^2$ où L est la distance au cœur. Les 6 cellules ont des géométries identiques, donc le nombre de neutrinos détectés par cellule doit décroître en $1/L^2$. Cependant l'efficacité de détection n'est pas homogène et doit être corrigée en amont. Cette dernière est déterminée avec la simulation calculant le rapport du nombre de neutrinos identifiés dans la cellule i ($N_{\text{det}}^{\nu}(i)$) sur le nombre de neutrinos qui ont interagi dans cette cellule ($N_{\text{int}}^{\nu}(i)$) :

$$\varepsilon_i^{\text{MC}} \doteq N_{\text{det}}^{\nu}(i)/N_{\text{int}}^{\nu}(i) \quad (7.3)$$

De plus, puisque cette valeur n'est connue que dans le MC, les facteurs de corrections quantifiant le désaccord entre les données et la simulation doivent être appliqués (cf. Tableau 5.2). Le nombre de neutrinos corrigé $N_{\text{Data}}^{\nu*}$ s'exprime en définitive comme :

$$N_{\text{Data}}^{\nu*} = \frac{N_{\text{Data}}^{\nu}}{\varepsilon_i^{\text{MC}} \times \langle C_{\text{Retardé}} \rangle_{\text{cells},z} \times C_{\text{Gd}}^{\nu}(i)} \quad (7.4)$$

L'ajustement d'une courbe C/L^2 , où C est un paramètre libre, est présenté sur la figure 7.4. Le χ^2 obtenu a une p-value de 66 %, montrant la compatibilité des données avec l'hypothèse que le signal neutrino provient du réacteur. Le bras de levier en L étant cependant faible, il serait intéressant de faire un fit en L^α pour voir si $\alpha = 2$ est effectivement préféré.

7.1.3 Spectres neutrinos en phase 2

La divulgation des spectres neutrinos marque le point de non-retour du développement des outils d'analyse. En effet en vertu du principe d'analyse en aveugle³, les études sur la calibration, extraction des spectres, estimation des systématiques ou encore analyse statistique doivent être bloquées et prêtes à l'emploi afin d'éviter toute forme de biais « *post-hoc, ergo propter hoc* » (après cela, donc à cause de cela), c'est-à-dire d'éviter de modifier les spectres par des corrections sur les outils d'analyse après avoir vu les résultats. En pratique cependant, les outils d'analyse sont sur une voie d'amélioration constante, donc les prochaines données phase 2 bénéficiant des dernières améliorations (par exemple calibration, ou encore efficacité de détection...) ne bénéficieront pas de ce cachet.

La méthode d'extraction des spectres par soustraction directe du bruit de fond a été exploitée pour générer les taux de comptage neutrino dans chaque bin en énergie. Il a été choisi de se cantonner aux 11 premiers bins en énergie, car en deçà d'un certain taux de comptage neutrino, les

3. Plus souvent appelé « *blind analysis* ».

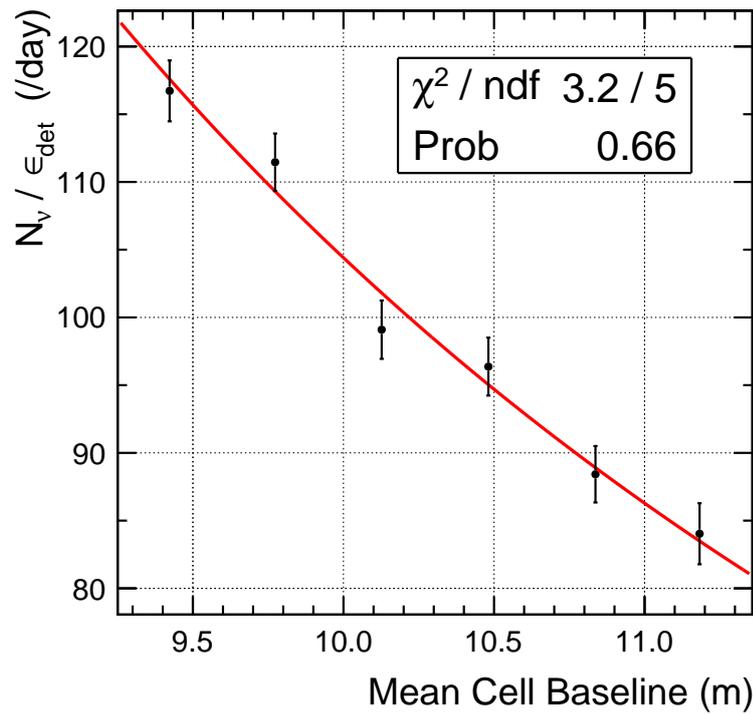


FIGURE 7.4 – Évolution du taux de neutrinos détectés avec la distance au cœur du réacteur. La courbe rouge correspond à l’ajustement d’un modèle en $1/L^2$. (source : [193])

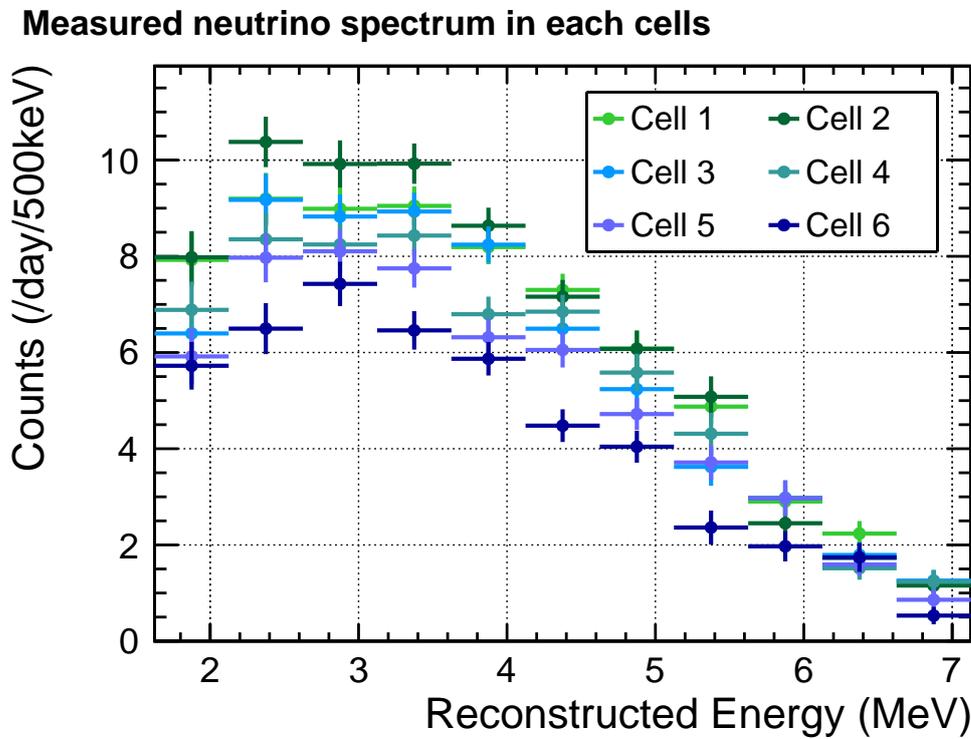


FIGURE 7.5 – Spectres positron en énergie reconstruite issu des données de la phase 2.

biais de l'estimateur deviennent non négligeables : la valeur du biais grandit en $\propto 1/N$ où N est le taux de comptage neutrino (cf. Section 5.3.2). Cela signifie qu'à un certain point, le décalage induit par l'estimateur devient non négligeable devant l'erreur statistique.

Ces spectres forment le point de départ de l'analyse statistique décrite dans le chapitre 6. Ils interviennent dans les χ^2 via les termes en D_{cb} . La section suivante est consacrée à l'interprétation de ces résultats.

7.2 Analyse des distorsions relatives des spectres

Comme mentionné dans le chapitre 6, il a été choisi de mener l'analyse d'oscillation en s'affranchissant de toute prédiction extérieure des spectres. Les χ^2 utilisés par Saclay (cette thèse) et Grenoble pour l'analyse de la phase 2 sont respectivement :

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_{c,b} \sum_{c',b'} (D_{cb} - \phi_b M_{cb}) (V_{cov}^{-1})_{cb'c'b'} (D_{c'b'} - \phi_{b'} M_{c'b'}) \\ \chi^2 &= \sum_{c,b} \left(\frac{D_{cb} - \phi_b M_{cb}}{\sigma_{cb}^{stat}} \right)^2 + \sum_c \left(\frac{\alpha_c^{NU}}{\sigma_c^{NU}} \right)^2 + \sum_c \left(\frac{\alpha_c^{EU}}{\sigma_c^{EU}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{EC}}{\sigma^{EC}} \right)^2, \end{aligned} \quad (7.5)$$

où ϕ_b sont des paramètres libres, D_{cb} et M_{cb} les taux de comptage des spectres dans les données et la simulation respectivement, V_{cov}^{-1} la matrice de covariance inverse et α^X les paramètres de nuisance. À chaque hypothèse testée, la méthode de Saclay se contente de minimiser le χ^2 avec les paramètres ϕ_b tandis que la méthode de Grenoble minimise le χ^2 avec ϕ_b et les paramètres de nuisance α^X . Les deux analyses ont été menées en parallèle en guise de validation croisée. Les deux résultats sont présentés et comparés dans les sous-sections suivantes.

7.2.1 Mise à l'épreuve du modèle standard

Puisque le Modèle Standard ne considère que 3 saveurs de neutrinos, ce postulat est désigné comme l'Hypothèse nulle (H_0). C'est le premier scénario qui a été testé en étudiant les distorsions relatives des spectres positron. Les valeurs de $\Delta_{cb} = (D_{cb} - \phi_b M_{cb})$ qui interviennent dans les χ^2 sont tracées sur la figure 7.6. La bande grise indique la déviation standard (1σ) de Δ_{cb} estimée en générant des pseudo-expériences. Pour effectuer ce test statistique, la valeur absolue du χ^2 est comparée avec sa loi de distribution associée et une *p-value* en est déduite. Bien qu'*a priori* le χ^2 doive suivre une loi normale à $66(\text{cells} \times \text{Ebins}) - 11(\phi_b) = 55$ degrés de liberté, les distributions de χ^2 ont été construites avec des pseudo-expériences. La figure 7.7 montre que la *p-value* associée aux données est de 82 %. Cette valeur signifie que 82 % des pseudo-expériences ont un χ^2 supérieur à celui des données. Par ailleurs, la valeur due $\Delta\chi^2$ a été mise à l'épreuve. Elle donnée par la différence entre le χ^2 de l'Hypothèse nulle et celui du meilleur ajustement selon Δm_{14}^2 et $\sin^2(2\theta_{14})$: $\chi_{\text{best-fit}}^2$. Cette fois, la *p-value* doit être déduite des pseudo-expériences, car $\Delta\chi^2$ ne suit pas une loi normale à deux degrés de liberté (cf. Section 6.3). Comme précédemment, les pseudo-expériences sont générées suivant l'Hypothèse nulle en faisant fluctuer le modèle dans les barres d'erreurs statistiques et systématiques. Mille pseudo-expériences ont été générées pour produire la distribution présentée sur la figure 7.8. La *p-value* du $\Delta\chi^2$ est finalement de 31 %.

L'hypothèse du modèle standard n'est donc pas exclue. Dès lors, il reste à savoir quelles hypothèses alternatives (H_x) STEREO est en mesure de rejeter. C'est l'objet de la section suivante.

7.2.2 Contours d'exclusion

Les contours d'exclusion à 90 % de niveau de confiance obtenu par les deux analyses complémentaires (Saclay et Grenoble) sont superposés sur la figure 7.9. Dans les deux méthodes,

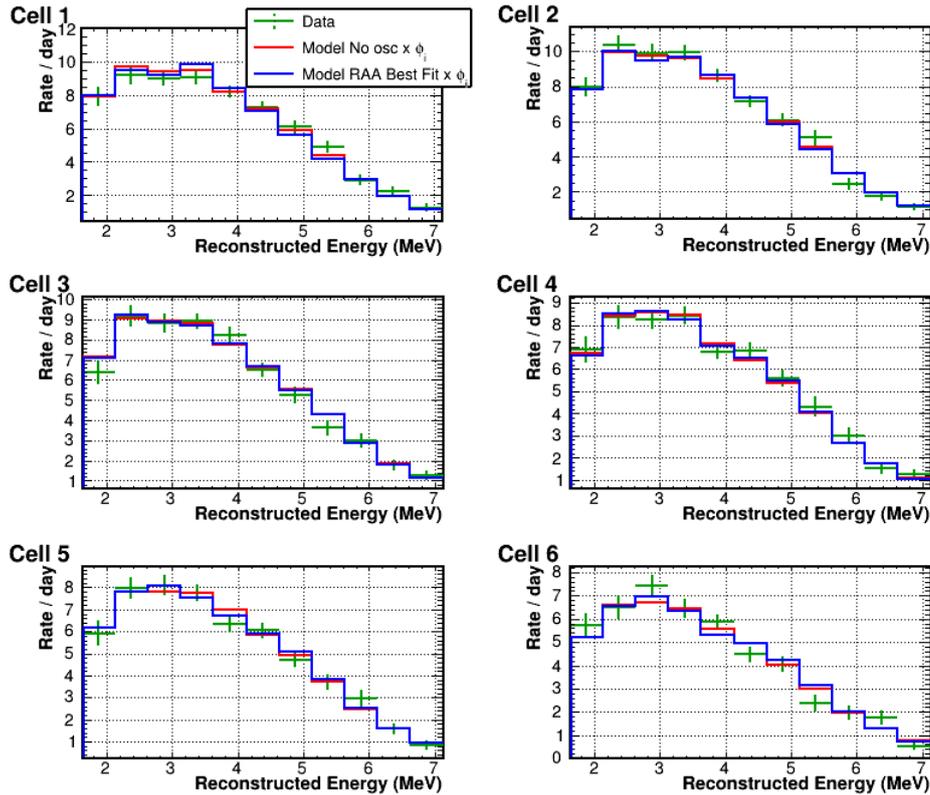


FIGURE 7.6 – Comparaison entre les spectres mesurés D_{cb} (vert) et les modèles ajusté $\phi_b M_{cb}$: sans oscillation en rouge, et en considérant un neutrino stérile avec les paramètres du *best-fit* de la RAA en bleu.

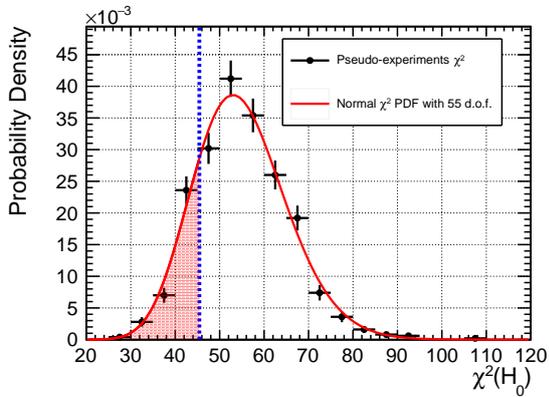


FIGURE 7.7 – Comparaison de la valeur de $\chi^2_{H_0}$ des données avec les pseudo-expériences. Les $\chi^2_{H_0}$ suivent une loi normale à 66 – 11 degrés de liberté (courbe rouge). Les résultats des pseudo-expériences (noir) se montrent en parfait accord avec cette hypothèse. La ligne verticale bleue est le $\chi^2_{H_0}$ des données, sa *p-value* est de : 82%.

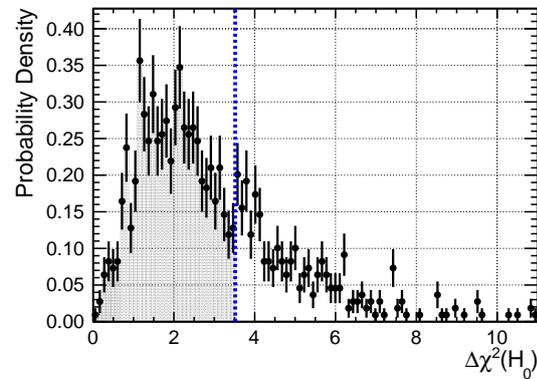


FIGURE 7.8 – Comparaison de la valeur de $\Delta\chi^2_{H_0}$ des données avec les pseudo-expériences. Contrairement aux $\chi^2_{H_0}$, les distributions de $\Delta\chi^2_{H_0}$ ne suivent pas des lois normales. La PDF des $\Delta\chi^2_{H_0}$ est déterminée à l'aide de pseudo-expériences (noir). La *p-value* associé au $\Delta\chi^2_{H_0}$ mesuré avec les vraies données est de 31%.

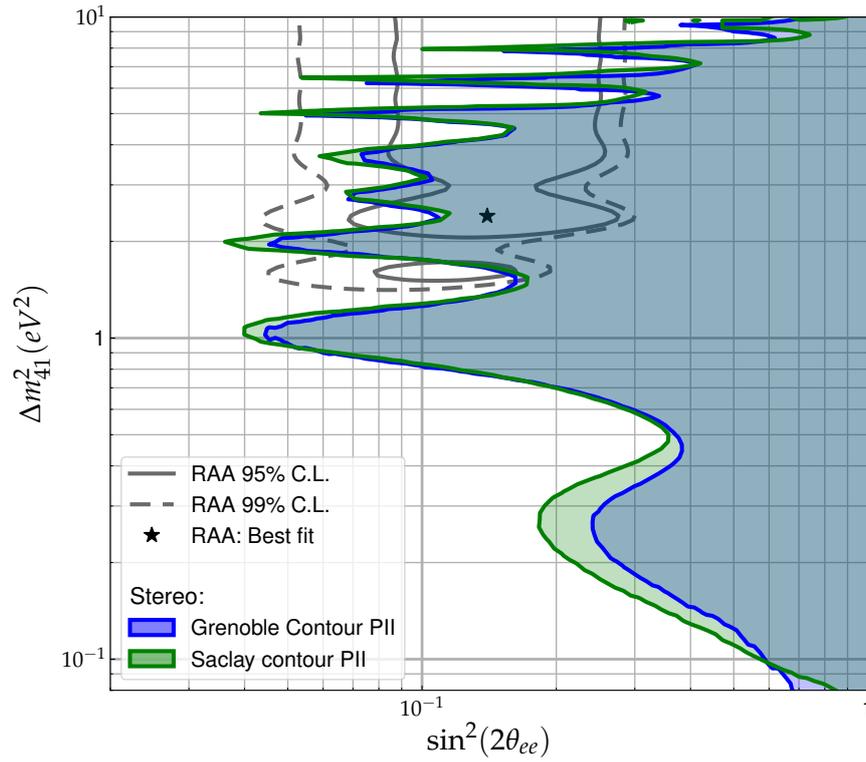


FIGURE 7.9 – Comparaison des contours d'exclusion obtenus par la méthode de Saclay et de Grenoble. Les deux zones colorées représentent le sous-espace des paramètres du neutrino stérile ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$) qui sont rejetés à au moins 90% de niveau de confiance.

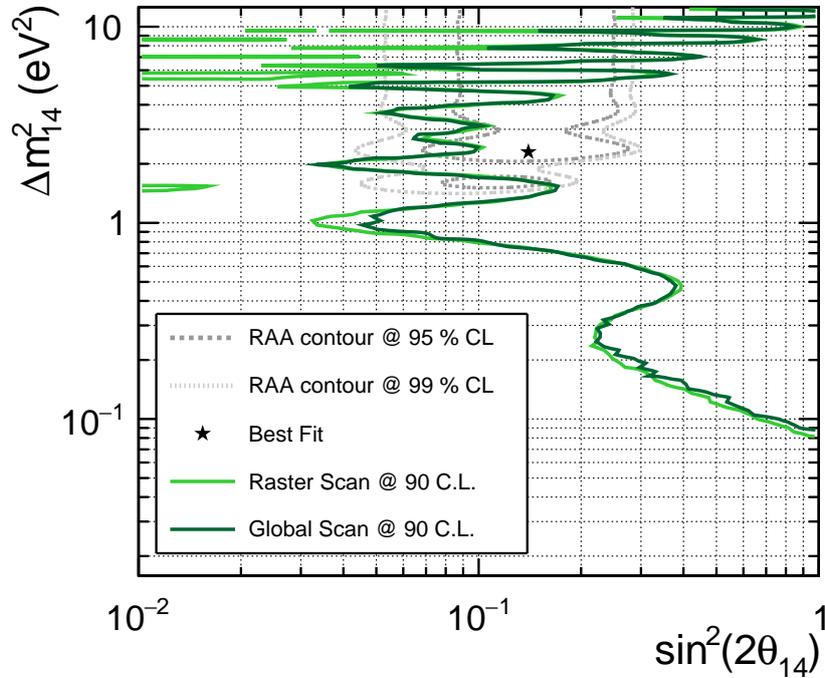


FIGURE 7.10 – Comparaison des contours d'exclusion obtenus par *raster-scan* et *global-fit*. Les lignes désignent le sous-espace des paramètres du neutrino stérile ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$) qui sont rejetés à au moins 90% de niveau de confiance.

l'inférence statistique est établie par la génération de pseudo-expériences pour chaque point de la grille ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$). Les distributions de $\Delta\chi^2 = \chi_{H_x}^2 - \chi_{\text{best-fit}}^2$ sont obtenus par *raster-scan*, c'est-à-dire en cherchant le *best fit* de chaque pseudo-expérience à Δm_{14} fixé. Les valeurs de $\Delta\chi_{H_x}^2$ calculées avec données sont ensuite reportées sur l'espace des phases ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$), et la *p-value* est déduite en comparant chaque $\Delta\chi_{H_x}^2$ avec sa distribution associée. Les zones colorées sur la figure 7.9 désignent l'ensemble des paramètres qui ont une *p-value* inférieure ou égale à 10 % (exclusion C.L. = $1 - p\text{-value}$). Ces hypothèses sont dites « rejetées à plus de 90 % de niveau de confiance ».

Les deux méthodes (Saclay et Grenoble) montrent des zones d'exclusion très similaires. La position des pics de sensibilité sont les mêmes en Δm_{14}^2 et leurs amplitudes sont très proches dans la zone du *best fit* de la RAA (représenté par une étoile). On remarque cependant que l'amplitude est plus importante avec la méthode qui exploite la matrice de covariance pour déterminer le χ^2 . Les raisons derrière cette différence n'ont pas encore été identifiées. Il est possible que cette différence provienne de la précision numérique avec laquelle les matrices de covariances sont inversées. Un premier indice en vertu de cette hypothèse est la nature variable de la différence de couverture en fonction de la fréquence d'oscillation Δm_{14}^2 : sur les pics de sensibilité de la méthode des matrices de covariance sur-couvre légèrement la zone de réjection tandis que dans les creux elle la sous-couvre. Cela signifie que le pouvoir de réjection de STEREO est légèrement surestimé par rapport à la méthode de Grenoble. Il serait intéressant d'estimer la précision numérique avec laquelle l'inversion est effectuée.

Les données phase 2 de l'expérience STEREO ont pu à elles seules exclure une bonne partie de la zone suspectée par la RAA. En particulier le *best fit* pointé par Mention *et al.* [76] est rejeté à 99,7% ($\sim 3\sigma$).

Les contours de réjection ont aussi été générés selon la méthode du *global-scan*. La figure 7.10 montre la comparaison des résultats avec le *raster-scan*. Les zones d'exclusion présentes à gauche du plan, qui ont été ignorées dans la figure 7.9, disparaissent en *global-scan*. Du reste, les contours se superposent avec une précision satisfaisante.

7.2.3 Fusion des résultats en phase 1 et phase 2

Puisqu'il a été montré dans la section 6.6.1 que les $\Delta\chi^2$ en *raster-scan* suivent des lois normales à 1 degré de liberté avec une précision satisfaisante, il est possible de combiner les résultats en phase 1 et phase 2. Les opérations de maintenance menées entre les deux phases permettent de considérer les mesures indépendantes. L'expression due χ^2 qui fusionne les deux périodes s'écrit simplement :

$$\chi_{I+II}^2 = \chi_I^2 + \chi_{II}^2, \quad (7.6)$$

où χ_I^2 fait intervenir les données, la simulation ainsi que les erreurs de la phase 1 et χ_{II}^2 pour la phase II. Pour l'évaluation du $\Delta\chi^2$, la position du *best fit* est obtenue en recherchant le couple de paramètres ($\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{14})$) qui minimise χ_{I+II}^2 , c'est-à-dire la somme des deux χ^2 (et non le minimum de chaque χ^2). Le degré de confiance de réjection est établi avec la loi normale à 1 degré de liberté :

$$\text{C.L.}(\Delta\chi_{\text{Data}}^2) = \int_0^{\Delta\chi_{\text{Data}}^2} d\Delta\chi^2 \frac{(\Delta\chi^2)^{-1/2} e^{-\Delta\chi^2/2}}{2^{1/2} \Gamma(\frac{1}{2})}. \quad (7.7)$$

Les contours de sensibilité et de réjection à 90% de niveau de confiance sont présentés sur la figure 7.11. Des études sont en cours pour les générer à l'aide des véritables PDFs du $\Delta\chi^2$ combiné.

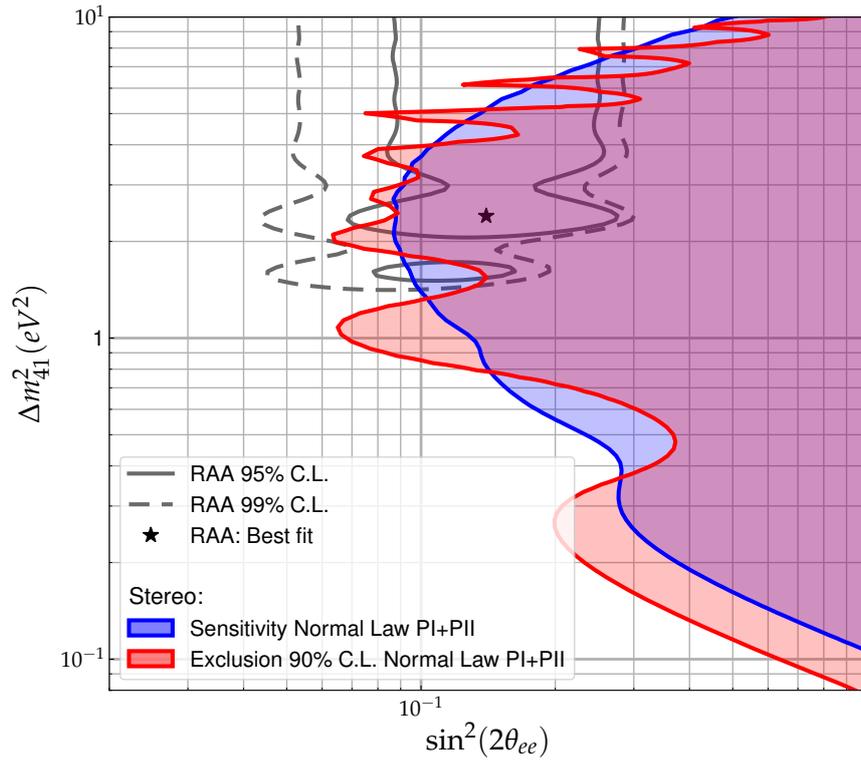


FIGURE 7.11 – Combinaison des mesures en phase 1 et phase 2. Les deux phases ont été considérées comme indépendantes pour générer ces contours. L'inférence statistique est établie par *raster-scan* à l'aide des lois normales de χ^2 . Le contour de sensibilité est tracé en bleu et la zone rejetée par les spectres mesurés en phase 1 et 2 est en rouge. Le *best fit* de l'anomalie réacteur est rejeté à 99.8 % C.L..

7.3 Perspectives d'analyses de STEREO

Les études des distorsions relatives des spectres positrons mesurés dans chaque cellule ont exclu une bonne partie de l'espace des phases des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile. En parallèle de la poursuite de la prise de données pour améliorer la précision statistique de l'expérience, les analyses menées dans STEREO se tournent aujourd'hui vers des mesures « absolues », c'est-à-dire des mesures qui font référence à des prédictions extérieures.

Cette section est consacrée à ces perspectives, en cours d'étude pendant la rédaction de cette thèse. Dans un premier temps, l'estimation du flux d'antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL est brièvement discutée, suivie d'un point concernant la forme du spectre antineutrino pur ^{235}U . Enfin, le formalisme permettant de contraindre au mieux l'échelle en énergie est développé.

7.3.1 Test de l'anomalie réacteur

Tester l'anomalie réacteur consiste à comparer le taux de neutrinos mesuré par rapport à une prédiction ϕ_{ν}^{det} . Sa forme définitive a été justifiée dans la Section 3.4.4 :

$$\phi_{\nu}^{\text{det}} = \phi_{\nu}^{\text{em}} \times \tau_{\nu} \times \epsilon_d^{\text{tot}}, \quad (7.8)$$

où τ_{ν} est l'acceptance géométrique, ϵ_d^{tot} l'efficacité de détection due aux coupures de sélection imposées dans l'analyse, et ϕ_{ν}^{em} le taux de neutrinos émis par le réacteur. Le taux ϕ_{ν}^{em} peut être obtenu de la façon suivante :

$$\Phi_{\nu}^{\text{em}} = N_{\nu/\text{fission}} \times N_{\text{fissions/jour}} = \frac{\langle P_{th} \rangle}{\langle E_{th}^{\text{fission}}(^{235}\text{U}) \rangle} N_{\nu_e/\text{fission}}(^{235}\text{U}), \quad (7.9)$$

avec $\langle P_{th} \rangle$ est la puissance thermique mesurée en temps réel lorsque le réacteur est en fonctionnement, $\langle E_{th}^{\text{fission}}(^{235}\text{U}) \rangle$ désigne l'énergie libérée par fission et $N_{\nu_e/\text{fission}}(^{235}\text{U})$ est le nombre d'antineutrinos émis par fission.

Le nombre de neutrinos émis par fission est calculé en intégrant le spectre de P. Huber [74], corrigé des effets à basse énergie présentés à la Section 3.4.2 :

$$N_{\nu/\text{fission}} = \int_{2\text{MeV}}^{8\text{MeV}} S_{\text{corr}}^{\text{H}}(E_{\nu}) dE_{\nu}. \quad (7.10)$$

Les bornes de l'intégrale sont déterminées par la plage considérée lors de la simulation des neutrinos. L'erreur associée à $N_{\nu/\text{fission}}$ est estimée à l'aide de l'incertitude théorique sur la section efficace de fission de l' ^{235}U [77] : $\delta\sigma_{\text{U5}}/\sigma_{\text{U5}} = 2,44\%$. La composante dominante de cette incertitude provient des spectres électron liés à la décroissance de l' ^{235}U mesurés dans les années 80 à l'ILL par Schreckenbach. Celle-ci compte pour environ 2%. En principe, la procédure de conversion vers un spectre antineutrino ne devrait ajouter aucune erreur sur la norme, car celle-ci est totalement contrainte par les mesures électron. Néanmoins les spectres électrons n'ont été mesurés qu'à partir de 2 MeV [66] et le seuil de la réaction IBD ne permet pas de s'affranchir des erreurs sur la forme du spectre antineutrino [74], alors une contribution supplémentaire au bilan d'erreur de σ_{U5} est ajoutée.

Le nombre de fissions par unité de temps est échantillonné à l'aide de la puissance thermique et de l'énergie libérée par fission. Cette dernière est donnée par les calculs de Ma *et al.* [60] : $\langle E_{th}^{\text{fission}} \rangle = (202,36 \pm 0,26)\text{MeV}$ pour l'Uranium 235. La puissance thermique est mesurée chaque minute à l'aide du bilan enthalpique du dispositif de refroidissement du réacteur. La procédure de mesure et son incertitude associée ont été étudiées en détail par la collaboration STEREO [194]. La puissance totale évacuée du cœur peut être décomposée en quatre composantes :

$$P_{th} = \sum_i P_i = P_{\text{cœur}}(\sim 96,0\%) + P_{\text{BP}}(\sim 1,6\%) + P_{\text{DRG}}(\sim 1,0\%) + P_{\text{piscine}}(\sim 1,4\%), \quad (7.11)$$

où $P_{\text{cœur}}$ est la puissance dissipée par le circuit d'eau lourde qui passe directement dans le cœur, P_{BP} celle du circuit au niveau de la barre de pilotage, P_{DRG} la puissance évacuée par le circuit de Détection de Rupture de Gaine et enfin P_{piscine} la puissance évacuée par la piscine d' H_2O . Les puissances sont mesurées à partir du changement de température $\Delta T(^{\circ}\text{C})$ qui a lieu entre l'entrée (en amont du cœur) et la sortie (en aval du cœur) de chaque circuit. À l'aide la capacité calorifique du matériau caloporteur $C^p(\text{Jg}^{-1}\text{C}^{-1})$, la masse volumique $\rho(10^3\text{kg/m}^3)$, le débit $q(\text{m}^3/\text{h})$, la relation suivante est établie :

$$P_i = C_i^p \times \rho_i \times q_i \times \Delta T_i \quad (7.12)$$

Les quantités C_i^p et ρ_i sont disponibles dans les tables de thermodynamique, tandis que les valeurs q_i et ΔT_i sont mesurées par des sondes. Le débit d'eau q_i est obtenu grâce à un diaphragme placé dans la tuyauterie qui induit une chute de pression en sortie de ce dernier : $q_i = \alpha \sqrt{P_{\text{entrée}} - P_{\text{sortie}}}$ où α est une constante de calibration. La détermination de alpha est la source dominante d'incertitude. Avant la mise en service de l'ILL le diaphragme a été placé dans une maquette à échelle 1:1 du circuit « cœur » permettant d'atteindre une incertitude relative de 0.9% sur ce coefficient. Une telle précision est inhabituelle pour un réacteur de recherche et procure à STEREO un fort potentiel pour tester la RAA dans le cas d'un flux provenant purement des fissions d' ^{235}U . L'incertitude finale sur $q_{\text{cœur}}$ (la composante « cœur » est largement dominante face aux

autres) est de : $\delta q_{\text{coeur}} = 1,03\%$. L'erreur sur la différence de température ΔT_i est donnée à l'aide de la dispersion des valeurs données par les sondes redondantes. Enfin, les incertitudes sur les valeurs tabulées (C_i^p et ρ_i) s'élèvent à hauteur de 0,1%. L'erreur totale sur la puissance thermique est en définitive :

$$\frac{\delta P_{th}}{P_{th}} = 1,4\%. \quad (7.13)$$

Les deux autres quantités intervenant dans ϕ_v^{det} sont aussi porteurs d'incertitudes. L'acceptance géométrique τ_v est affectée à la fois par l'erreur sur l'angle solide, ainsi que le nombre de protons cibles. La résultante est :

$$\frac{\delta \tau_v}{\tau_v} = 1,12\%. \quad (7.14)$$

L'efficacité de détection totale ϵ_d^{tot} est basée sur la simulation. L'incertitude $\delta \epsilon_d^{\text{tot}}$ provient des désaccords de réponse entre le MC et les véritables données. Ces derniers ont été estimés à partir des analyses sur l'efficacité des coupures topologiques, les effets des biais sur l'échelle en énergie et l'efficacité de détection des neutrons. À cela s'ajoute les disparités des efficacités ϵ_d^{tot} obtenues par deux analyses indépendantes. Cette dernière composante est en cours d'investigation. Finalement :

$$\frac{\delta \epsilon_d^{\text{tot}}}{\epsilon_d^{\text{tot}}} = 1,72\%. \quad (7.15)$$

Le bilan d'erreur est présenté sur le Tableau 7.1. Pour conclure, le calcul de l'incertitude sur ϕ_v^{det} est effectué avec la somme quadratique des incertitudes de chaque composante :

$$\frac{\delta \phi_v^{\text{det}}}{\phi_v^{\text{det}}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \sigma_{U5}}{\sigma_{U5}}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_{th}}{P_{th}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \tau_v}{\tau_v}\right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_n^{\text{tot}}}{\epsilon_n^{\text{tot}}}\right)^2} = \sqrt{2,44_{\text{th}}^2 + 2,54_{\text{exp}}^2} = 3,5\%. \quad (7.16)$$

Bien que l'incertitude théorique soit commune à toutes les expériences, la composante d'erreur expérimentale place STEREO parmi les meilleures du marché pour mesurer le flux d'antineutrinos issus de la fission de ^{235}U . Les mesures publiées du flux de neutrinos associé à la fission de ^{235}U sont illustrées sur la figure 7.12. La moyenne des mesures effectuées auprès des réacteurs à combustible très enrichi en ^{235}U montre un déficit de 6,4%, très proche de la RAA globale incluant les mesures auprès des réacteurs commerciaux. Une approche complémentaire a été publiée par la collaboration Daya Bay puis par RENO. L'idée repose sur la grande statistique neutrino accumulée dans ces détecteurs et sur le fait que l'évolution du combustible des réacteurs commerciaux situés près de ces expériences est prédit avec précision par simulation à partir de l'historique des puissances. En regroupant les données par bins de fraction de fissions de ^{235}U et ^{239}Pu il est donc possible d'extraire les flux neutrinos de chaque composante. Cette analyse ressort un déficit de neutrinos liés à ^{235}U plus important : 7,6%.

7.3.2 Mesure du spectre d'émission neutrino de ^{235}U

Plusieurs mesures auprès de réacteurs ont montré un désaccord en forme du spectre par rapport aux prédictions dans la région en énergie [4,5 MeV; 5 MeV]. Pour cette raison, la communauté scientifique attend les résultats des expériences complémentaires ayant lieu près des réacteurs de recherche. La comparaison en forme du spectre global (les six cellules ensemble) avec une prédiction extérieure est une étude menée pendant la rédaction de cette thèse.

Composante	Incertitude relative (%)	Source
$N_{\nu}/\text{fission}$	2,44	$\delta\sigma_{U5}$
Total Théorique	2,44	
$N_{\text{fission}}/\text{jour}$	1,50	δP_{th} et $\delta \langle E_{th}^{\text{fission}} \rangle$
τ_{ν}	1,12	$\delta\Omega$ (angle solide) + δN_p (nombre de protons cibles)
ϵ_d^{tot}	1,72	Coupures topologiques + Echelle en énergie + Efficacité neutrino + Validation croisée des outils d'analyse
Total Experimental	2,54	

TABEAU 7.1 – Liste préliminaire des erreurs appliquées sur la normalisation absolue du flux de neutrinos.

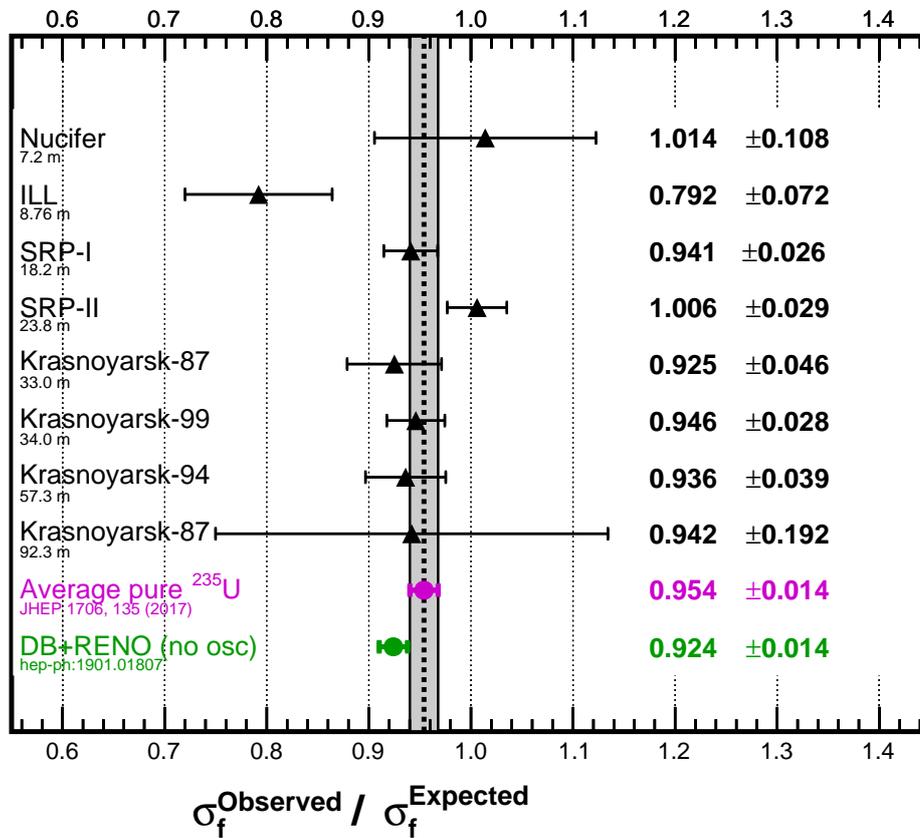


FIGURE 7.12 – Mesures de l’anomalie réacteur avec des neutrinos issus de l’ ^{235}U . Les points noirs désignent les expériences ayant été conduites devant des réacteurs hautement enrichis en ^{235}U . La combinaison de ces résultats est représenté par le point pourpre. Cette valeur semble être en légère tension avec les résultats obtenus par décorrélation des principaux isotopes fissibles contribuant aux flux d’antineutrinos mesurés par Daya Bay et RENO (vert). STEREO est sur le point d’apporter sa pierre à l’édifice en fournissant une mesure supplémentaire dans la lignée des expériences pur ^{235}U . Les courantes estimations de l’incertitude totale placent STEREO comme la plus précise du marché.

Pour cette analyse, l'extraction des spectres neutrino est effectuée avec un binning en énergie de 250 keV. Bien que la résolution en énergie de STEREO soit similaire à celle de DayaBay [195], il n'est pas possible de transcrire la position du bump sur l'échelle en énergie de DayaBay vers STEREO. En effet, puisque la nature de l'anomalie n'a pas été identifiée, il n'est pas exclu que celle-ci soit due à des effets de détection propre à la technologie employée.

Il est important de noter que pour mener cette étude, des incertitudes systématiques qui ne sont pas intervenues dans l'analyse relative doivent être prises en compte : les incertitudes sur la prédiction des spectres neutrinos. Celles-ci sont décomposées en deux parties : σ_b^{spec} et σ^{WM} . Les σ_b^{spec} représentent l'erreur sur la prédiction du spectre neutrino pour chaque bin en énergie. Ils sont le résultat de la propagation de l'incertitude sur les spectres électron mesurés à l'ILL par Schreckenbach ([63] et [67]), ainsi que celle sur la procédure de conversion vers le spectre neutrino ou encore l'erreur sur la méconnaissance des isotopes fissibles qui produisent les neutrinos. σ^{WM} (pour *Weak Magnetism*) incarne l'incertitude sur l'interaction des électrons avec le moment magnétique du noyau qui décroît [196]. Ainsi, la forme du χ^2 employée pour comparer les données avec une prédiction peut s'écrire avec des paramètres de nuisance :

$$\chi^2 = \sum_c \sum_b^{\text{Cells Ebins}} \left(\frac{D_{cb} - M_{cb}(\alpha_b^{\text{spec}}, \alpha_c^{\text{NU}}, \alpha_c^{\text{EU}}, \alpha^{\text{NC}}, \alpha^{\text{EC}}, \alpha^{\text{WM}})}{\sigma_{cb}^{\text{stat}}} \right)^2 \quad (7.17)$$

$$+ \sum_b^{\text{Ebins}} \left(\frac{\alpha_b^{\text{spec}}}{\sigma_b^{\text{spec}}} \right)^2 + \sum_c^{\text{Cells}} \left(\frac{\alpha_c^{\text{NU}}}{\sigma_c^{\text{NU}}} \right)^2 + \sum_c^{\text{Cells}} \left(\frac{\alpha_c^{\text{EU}}}{\sigma_c^{\text{EU}}} \right)^2 \quad (7.18)$$

$$+ \left(\frac{\alpha^{\text{EC}}}{\sigma^{\text{EC}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{NC}}}{\sigma^{\text{NC}}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{WM}}}{\sigma^{\text{WM}}} \right)^2, \quad (7.19)$$

où les termes α sont des paramètres qui servent à minimiser le χ^2 . Le spectre ajusté par les α est présenté sur la figure 7.13. La valeur du χ^2 minimisé par degré de liberté est de 31,8/21, suggérant une p-value de 6 %. Cependant, le désaccord semble essentiellement porté par les trois derniers bins en énergie. Le paramètre de nuisance sur l'échelle énergie a été repéré comme le seul déviant significativement de sa valeur nominale : $\alpha^{\text{EC}} \approx 1,5\sigma^{\text{EC}}$. Les déformations induites par l'échelle en énergie peuvent être responsables du désaccord à haute énergie. Par ailleurs, on pourrait être tenté d'affirmer que l'alignement des points entre 4 et 5 MeV signe la présence de l'épaule. Néanmoins, ce phénomène pourrait aussi trouver son origine dans la méconnaissance de l'échelle en énergie. En effet, en paramétrisant les deux échelles en énergie telles que :

$$E_{\text{Data}} = \phi(E_{\text{MC}}) = E_{\text{MC}} (1 + \delta(E_{\text{MC}})), \quad (7.20)$$

il est possible d'établir le rapport de deux spectres S_{Data} et S_{MC} en fonction de δ . Etant donné que $E_{\text{Data}} = \phi(E_{\text{MC}})$, la probabilité de mesurer une énergie dans l'intervalle $[E_{\text{Data}}, E_{\text{Data}} + dE_{\text{Data}}]$ est la même que celle mesurée sur l'échelle de la simulation $[E_{\text{MC}}, E_{\text{MC}} + dE_{\text{MC}}]$. Cela signifie que :

$$S_{\text{Data}}(E_{\text{Data}}) dE_{\text{Data}} = S_{\text{MC}}(E_{\text{MC}}) dE_{\text{MC}}. \quad (7.21)$$

L'expression de S_{Data} fait donc intervenir la dérivée de $\phi(E_{\text{MC}})$:

$$S_{\text{Data}} = S_{\text{MC}}(E_{\text{MC}}) \times \frac{dE_{\text{MC}}}{d(\phi(E_{\text{MC}}))} = \frac{S_{\text{MC}}(E_{\text{MC}})}{\phi'(E_{\text{MC}})}. \quad (7.22)$$

En introduisant la fonction réciproque $\phi^{-1}(E_{\text{Data}}) = E_{\text{MC}}$, la dépendance en E_{Data} de l'expression de S_{Data} peut être restaurée :

$$S_{\text{Data}}(E_{\text{Data}}) = \frac{S_{\text{MC}}(\phi^{-1}(E_{\text{Data}}))}{\phi'(\phi^{-1}(E_{\text{Data}}))}. \quad (7.23)$$

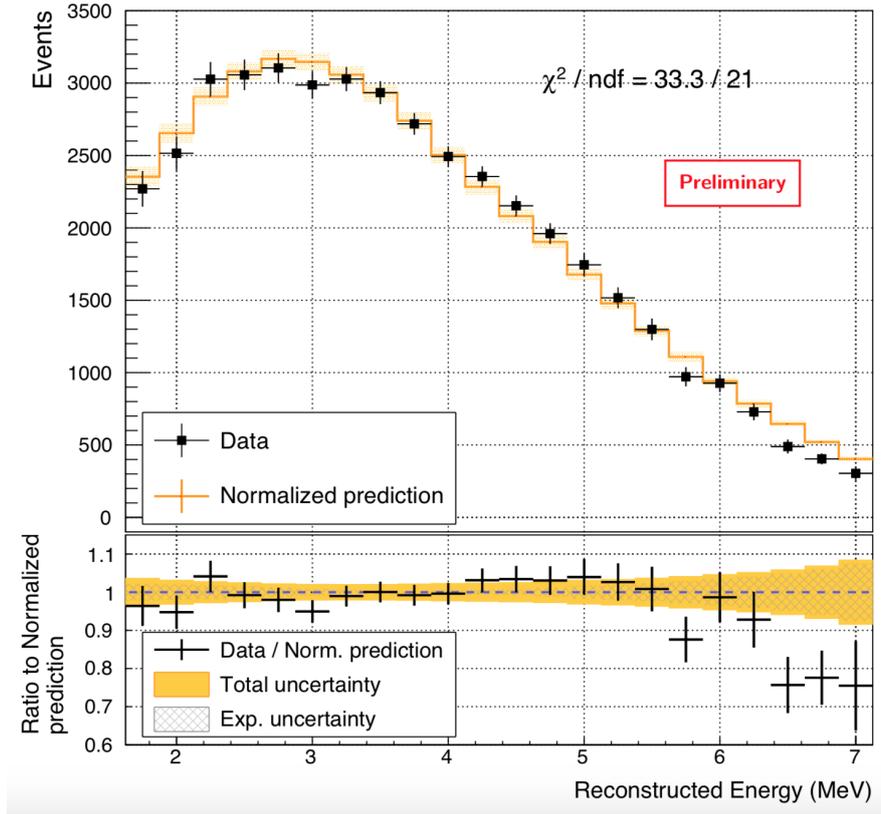


FIGURE 7.13 – Comparaison en forme du spectre antineutrino mesuré avec la prédiction d’Huber.

Au premier ordre d’un développement de Taylor en $\delta(\ll 1)$, la dépendance explicite en E peut se substituer aux termes en ϕ :

$$\begin{aligned}
 \phi^{-1}(E_{\text{Data}}) &= E \times (1 - \delta(E)) + \mathcal{O}(\delta^2), \\
 \rightarrow S_{\text{MC}}(\phi^{-1}(E)) &\simeq S_{\text{MC}}(E(1 - \delta)) \simeq S_{\text{MC}}(E) - E \times \delta \times S'_{\text{MC}}(E) \\
 \rightarrow \frac{1}{\phi'(\phi^{-1}(E))} &\simeq 1 - \delta(E) - E \times \delta'(E) + \mathcal{O}(\delta\delta', \delta\delta''),
 \end{aligned} \tag{7.24}$$

où la contribution des termes en $\delta\delta'$ et $\delta\delta''$ sont de second ordre car $\delta(E)$ est supposé suffisamment lisse. Le rapport des spectres $S_{\text{Data}}/S_{\text{MC}}$ s’écrit finalement :

$$\begin{aligned}
 R^{\text{spec}}(E) &= \frac{S_{\text{Data}}}{S_{\text{MC}}} = \frac{1}{\phi'(\phi^{-1}(E))} \frac{S_{\text{MC}}(\phi^{-1}(E))}{S_{\text{MC}}(E)} \\
 &\simeq 1 - \delta(E) - E \left\{ \delta'(E) + \delta(E) \frac{S'_{\text{MC}}(E)}{S_{\text{MC}}(E)} \right\}
 \end{aligned} \tag{7.25}$$

Une distorsion $\delta(E)$ sur l’échelle en énergie affecte le rapport des spectres par un terme linéaire, mais aussi via des effets locaux qui se manifestent par la dérivé du spectre S_{MC} et de δ . De plus ces effets locaux sont échelonnés par E , donc ils peuvent être dominant à haute énergie. La bosse à 5 MeV est située dans la zone où le spectre neutrino s’écroule très rapidement, une grande valeur de $S'(E)$ est donc attendue alors la moindre distorsion de l’échelle en énergie δ peut affecter fortement R^{spec} . Pour résumer, la formule (7.25) montre qu’il est nécessaire de contraindre l’ensemble de l’échelle en énergie avant d’interpréter les écarts entre les spectres mesurés et prédits.

7.3.3 Analyse approfondie sur l'échelle en énergie

Une étude a été menée durant le stage de pré-thèse de Rudolph Roggly pour appliquer le formalisme développé dans [86]. Cette analyse a pour but de traiter l'ensemble des contraintes offertes par les données de calibration pour cerner au mieux la forme de $\delta(E)$. Les sources de calibration donnent des contraintes ponctuelles sur l'échelle en énergie. Ces contraintes sont formalisées par le rapport d'énergie construite dans la simulation et les données :

$$R_i^{\text{calib}}(E) = \frac{E_i^{\text{Data}}}{E_i^{\text{MC}}} = 1 + \delta(E). \quad (7.26)$$

Cependant, il existe très peu de sources radioactives gamma au delà de 5 MeV. Pour contraindre la haute partie du spectre neutrino, il est nécessaire de faire intervenir d'autres données. La décroissance du Bore 12 qui a été présentée dans le chapitre 4 offre un spectre électron qui s'étale jusqu'à 13,4 MeV. Puisqu'il s'agit d'un spectre, l'équation (7.25) donne la relation entre $\delta(E)$ et le rapport données/simulation du contenu de chaque bin. L'ensemble des contraintes sur l'échelle en énergie sont finalement rassemblées dans un vecteur :

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} \vec{R}^{\text{calib}} \\ \vec{R}^{12\text{B}} \end{pmatrix}. \quad (7.27)$$

L'ajustement de la fonction $\delta(E)$ est exécuté au moyen d'un test de χ^2 . En considérant une paramétrisation ω_k de la fonction $\delta(E)$, le χ^2 prend la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j \left(R_i - 1 - \sum_k A_{ik} \omega_k \right) V_{ij}^{-1} \left(R_j - 1 - \sum_l A_{jl} \omega_l \right) \doteq \| (R - 1) - A\omega \|_{V^{-1}}^2, \quad (7.28)$$

avec les termes en A_{ik} qui représentent la façon dont est affectée la contrainte R_i par le paramètre libre ω_k , et V_{ij}^{-1} est la matrice de covariance entre les rapport i et j . La minimisation du χ^2 à l'aide des ω_k permet de trouver le meilleur ajustement de $\delta(E)$ d'après toutes les contraintes R_i . La valeur ajustée $\tilde{\delta}(E)$ ne donne cependant que la valeur la plus probable de la distorsion de l'échelle en énergie. Pour propager les résultats de cette analyse dans l'inférence sur la comparaison des spectres neutrino, les spectres simulés doivent être corrigés avec $\tilde{\delta}(E)$ et les systématiques sur l'échelle en énergie doivent correspondre à l'incertitude sur $\tilde{\delta}(E)$. L'enveloppe d'incertitude sur la fonction $\tilde{\delta}(E)$ est obtenue par la matrice de covariance des ω_k :

$$\sigma^2(E) = \sum_i \sum_j \frac{\partial \delta(E)}{\partial \omega_i} V(\omega_i, \omega_j) \frac{\partial \delta(E)}{\partial \omega_j}. \quad (7.29)$$

En pratique, une paramétrisation envisageable pour $\delta(E)$ est par exemple donnée par un polynôme de second ordre :

$$\begin{aligned} E_{\text{Data}} &= a + b \times E_{\text{MC}} + c \times E_{\text{MC}}^2 \\ \Rightarrow \delta(E) &= \frac{a}{E_{\text{MC}}} + b - 1 + c \times E_{\text{MC}}. \end{aligned} \quad (7.30)$$

où a décrit un potentiel biais sur l'échelle en énergie, b teste la précision relative de l'étalonnage entre les données et le MC, et enfin c prend en compte des non linéarités résiduelles. Le modèle de distorsion par un polynôme du second ordre permet d'éviter les sur-ajustements de $\delta(E)$. De plus, il se justifie dans la mesure où b reste proche de 1 et où les autres termes contribuent très peu dans la gamme d'énergie exploitée par STEREO.

7.3.4 Vers une nouvelle référence en forme du spectre ^{235}U

Ce formalisme peut aussi servir à trouver les distorsions nécessaires sur la prédiction des spectres antineutrino d'Huber pour ajuster les spectres positron mesurés et simulés :

$$S_\nu(E) = S_\nu^H(E) + \delta(E), \quad (7.31)$$

où $S_\nu^H(E)$ est la prédiction d'Huber. Attention, cette fois $\delta(E)$ représente une distorsion de la forme du spectre antineutrino et non une déformation de l'échelle en énergie. Pour effectuer cette analyse, $\delta(E)$ peut prendre la forme d'une fonction d'estimation de densité par noyau (non-paramétrique) :

$$\delta(E) = \sum_{k=1}^n \omega_k \mathcal{G}_k \left(\frac{E - E_k}{h} \right), \quad (7.32)$$

avec \mathcal{G}_k les gaussiennes dont les paramètres sont E_k et h , et ω_k les poids associés à chaque \mathcal{G}_k . Les E_k sont espacés à intervalles réguliers pour laisser $\delta(E)$ s'ajuster sur toute la gamme en énergie des neutrinos. Enfin, le paramètre h gouverne la façon dont les gaussiennes se chevauchent et induisent une corrélation entre les ω_k . En vue d'estimer $\hat{\delta}(E)$, la statistique χ^2 suivant est utilisé :

$$\chi^2 = \|D_{cb} - M_{cb}(S_\nu(E) + \delta(E))\|_{V^{-1}}^2 + \lambda \int \delta''(E) dE, \quad (7.33)$$

avec $M_{cb}(S_\nu^H(E) + \delta(E))$ représentant le spectre positron simulé à partir du spectre antineutrino distordu $S_\nu(E)$. M_{cb} peut être calculé à la volée à l'aide d'une matrice de réponse qui établit la relation entre énergie des neutrinos et énergie reconstruite des positrons. Puisque $\delta(E)$ est un estimateur non paramétrique, il est nécessaire d'ajouter un terme de régularisation dont l'amplitude est donnée par $\lambda (\geq 0)$ afin d'éviter les sur-ajustements. Ici, la contrainte est donnée sur la dérivée seconde de $\delta(E)$: cela traduit le fait que l'on souhaite obtenir une fonction $\hat{\delta}(E)$ suffisamment lisse pour ignorer les fluctuations statistiques des spectres. Lorsque λ est faible, le terme de régularisation n'impose pas de contraintes sur $\delta(E)$, impliquant que la fonction $\delta(E)$ qui minimise le χ^2 risque d'être sur-ajusté sur les données. Si maintenant λ est grand, le terme de régularisation domine dans le χ^2 , forçant la minimisation à garder la dérivée seconde de δ nulle en tout point de l'échelle en énergie. Cela signifie que les déformations autorisées tendent vers $\delta(E) = a \times E + b$, où a et b sont des constantes.

La « bonne » valeur de λ peut être obtenue par « *Generalized Cross-Validation* » (GCV) explicitée par [197]. Cependant l'implémentation de cette méthode ainsi que l'étude du choix de binning en E_k et la largeur des gaussiennes h sont encore en cours d'étude pendant la rédaction de ce manuscrit.

Pour conclure, l'avantage du déploiement d'un tel formalisme est de pouvoir fusionner les résultats obtenus par plusieurs expériences. En effet, si les distorsions sont ajustées avec le même binning en E_k , les distorsions combinées peuvent être exprimées à partir des résultats de chaque expérience $(\hat{\omega}, V(\hat{\omega}))$:

$$\hat{\omega}_{\text{combiné}} = \frac{(V(\hat{\omega})_{\text{STEREO}}^{-1} \hat{\omega}_{\text{STEREO}} + V(\hat{\omega})_X^{-1} \hat{\omega}_X)}{V(\hat{\omega})_{\text{STEREO}}^{-1} + V(\hat{\omega})_X^{-1}}, \quad (7.34)$$

où X désigne une autre expérience mesurant le spectre antineutrino pur ^{235}U (par exemple PROSPECT ou SoliD). Une nouvelle prédiction des spectres antineutrino associés à l' ^{235}U pourra ainsi être déduite en propageant $\hat{\omega}_{\text{combiné}}$ sur $S_\nu(E)$.

Conclusion

« J'ai voulu prouver que vouloir et comprendre
suffisent, même à l'atome, pour triompher du plus
formidable des despotes, l'infini. »

Les Travaillleurs de la mer — Victor Hugo

APRÈS plus de 70 ans de progrès expérimentaux, la physique des neutrinos reste à la fois singulière, fuyante, et toujours à conquérir. L'entêtement toujours croissant des expérimentateurs et des théoriciens montre l'ampleur des défis que les neutrinos n'ont de cesse de poser. Pour les physiciens des particules, les neutrinos représentent avant tout un espoir qui pourrait nous montrer la voie vers une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. L'anomalie des antineutrinos de réacteur en est une incarnation : aurait-on manqué un état de masse des neutrinos ? Après huit années d'acharnement, la question du neutrino stérile vacille et semble s'écarter. En effet, les contraintes cosmologiques et les résultats des expériences auprès de réacteurs commerciaux à propos de l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_s$ ne semblent pas en faveur de cette hypothèse. Cependant, la communauté attend les résultats des expériences auprès des réacteurs de recherche pour trancher la question.

STEREO a apporté sa pierre à l'édifice dès mars 2018 en proposant un contour d'exclusion qui aujourd'hui couvre la majeure partie de la zone pointée par la RAA. Ayant misé sur la technologie de détection des liquides scintillateurs dopés au gadolinium, les conditions de stabilité et de rendement lumineux ont été atteintes. Malgré les deux *buffers* défailants ainsi que l'évolution des fuites de lumière entre cellules durant la première phase de prise de données, la méthode de reconstruction en énergie a permis d'assurer une référence identique pour chaque cellule dans les données et la simulation avec la source de calibration ^{54}Mn . Elle a également garanti la stabilité de la réponse énergétique à mieux que 1% pendant l'ensemble des deux phases de prise de données. Cet aspect est essentiel pour l'application de la procédure de soustraction des bruits de fond corrélés. En effet, la stabilité de l'échelle en énergie garantie à la fois la validité de la soustraction de deux spectres mesurés pendant des périodes différentes (ON et OFF), mais aussi l'efficacité des coupures topologiques employées pour isoler au mieux le signal neutrino. Par ailleurs, les non-linéarités de la réponse en énergie ont été ajustées dans la simulation via le paramètre de Birks qui règle l'amplitude du *quenching* du liquide scintillateur. Cet effet est le principal responsable des non-linéarités en dessous de ~ 2 MeV et son ajustement est important pour faire correspondre l'ancrage manganèse à 835 keV à la plage en énergie du spectre des positrons allant de 2 à 8 MeV. Enfin, l'estimation des incertitudes liées à la reconstruction en énergie a été menée en simulant les gammas issus des captures de neutrons cosmogéniques sur des noyaux d'Hydrogène (n-H). Ces gammas monoénergétiques fournissent une raie à 2,2 MeV dont les dépôts d'énergie sont plus homogènes que les sources déployées dans les tubes de calibration. Afin d'obtenir une répartition des dépôts d'énergie fidèle, ces gammas ont été générés à partir de simulations de muons d'origine cosmique. Celles-ci ont montré qu'à part une légère surpopulation dans le fond du détecteur, les dépôts d'énergie sont similaires à ceux attendus par les neutrinos. La comparaison données-simulation des valeurs les plus probables en énergie reconstruite des distributions n-H a dévoilé un désaccord systématique à hauteur d'1% sur la moyenne des six cellules. Ce décalage a été attribué

aux biais résiduels de la description de la collection de lumière dans le MC. L'effet dominant a été identifié comme de faibles termes d'absorption au niveau des parois réfléchissantes et des tubes de calibration. Leur implémentation a déjà permis une réduction significative des effets résiduels entre données et MC au niveau des charges brutes. Cette mise à niveau de la simulation exige un retraitement complet l'échelle en énergie, en cours pendant l'écriture de ce manuscrit.

La seconde moitié de la thèse a été consacrée à l'inférence statistique et à la génération des contours d'exclusion. Puisque les spectres positron sont mesurés dans six cellules qui couvrent des distances de propagation différentes, les motifs d'oscillations vers un neutrino stérile avec $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ sont déphasés. C'est précisément ce déphasage relatif entre cellules qui procure une sensibilité au neutrino stérile tout en s'affranchissant des prédictions extérieures. Pour la publication des premiers résultats en 2018, l'analyse statistique a été menée en effectuant le rapport des spectres mesurés dans les cellules 2, 3, 4, 5 et 6 sur celui de la cellule 1. Cependant afin de maximiser le pouvoir de discrimination de STEREO, une nouvelle méthode de comparaison relative a été développée. Celle-ci consiste à laisser des paramètres libres épouser une forme globale du spectre mesuré, c'est-à-dire avec des paramètres communs à toutes les cellules. L'inférence statistique est alors établie à partir des distorsions résiduelles. Une attention particulière a été portée sur la propagation des incertitudes statistiques et systématiques via des matrices de covariance. Les contours de sensibilité ont été tracés à l'aide des prescriptions de la méthode de Feldman et Cousins (1999) : comparaison avec un $\Delta\chi^2$ de chaque scénario de neutrino stérile avec le meilleur ajustement dans l'espace des paramètres ($\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{14})$). La non-linéarité des motifs d'oscillations en Δm^2 a contraint les études à ne pas utiliser des lois normales de χ^2 pour déduire les niveaux de confiance. Pour cela, des pseudo-expériences ont été générées à chaque couple de paramètres ($\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{14})$) afin de construire les PDFs appropriées en $\Delta\chi^2$. Chaque hypothèse d'oscillation testée avec les vraies données s'est vue attribuée d'un niveau de confiance en comparant son $\Delta\chi^2$ avec la PDFs associée. Finalement cette étude a abouti à la génération de contours d'exclusion sur le plan ($\Delta m_{41}^2, \sin^2(2\theta_{14})$). Un effort particulier a été porté aux vérifications des résultats de calculs ainsi qu'au développement et optimisation de l'algorithme de minimisation sur-mesure pour générer les PDF en $\Delta\chi^2$, non substituable avec des minimiseurs classiques par gradient à cause de la non-linéarité du problème en Δm^2 .

Les derniers contours d'exclusion ont été présentés à la conférence de Moriond 2019 [179] et ont montré que STEREO a été capable de rejeter le scénario le plus probable (*best-fit*) de Mention *et al.* à 99,8% de niveau de confiance, avec plus de 65 000 neutrinos mesurés et un rapport signal sur bruit moyen de 0,9. À l'heure actuelle, le détecteur continue de récolter des neutrinos près du réacteur de l'ILL pour améliorer la précision statistique, et de nouvelles études sont entreprises en vue de confronter les prédictions extérieures avec les mesures. Les dernières estimations des effets systématiques montrent que STEREO a la capacité de mesurer le flux total de neutrinos avec une des meilleures précisions du marché. D'autre part, les analyses en forme du spectre d'antineutrinos issus de la décroissance de ^{235}U ont révélé le besoin d'approfondir la propagation des contraintes sur l'échelle en énergie pour délibérer sur la pertinence des prédictions d'Huber. L'ajout du spectre de décroissance bêta du ^{12}B dans les données de calibration est une avancée cruciale dans ce sens. Le formalisme développé pour contraindre les distorsions possibles de l'échelle en énergie semble capable d'atteindre la précision requise sur toute la gamme du spectre neutrino. Parallèlement, ce formalisme aura le potentiel de fournir une nouvelle référence de spectre antineutrino associé à ^{235}U et participera à la compréhension des anomalies.

Bibliographie

- [1] A H BECQUEREL. « Sur les radiations invisibles émises par les sels d'uranium ». In : *C. R. Acad. Sci. Paris* 122 (1896), p. 689-694 (cf. p. 4).
- [2] Ernest RUTHERFORD. « Uranium radiation and the electrical conduction produced by it ». In : *Philos. Mag.* 47 (1899), p. 109 (cf. p. 4).
- [3] PROFESSOR W.H. BRAGG M.A. « LXXIII. On the absorption of α rays, and on the classification of the α rays from radium ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 8.48 (1904), 719-725. DOI : [10.1080/14786440409463245](https://doi.org/10.1080/14786440409463245) (cf. p. 4).
- [4] O. v. BAEYER, Otto HAHN et Lise MEITNER. « Über die β -Strahlen des aktiven Niederschlags des Thoriums. (German) [On the β rays of thorium active precipitation] ». German. In : 12.8 (avr. 1911), p. 273-279. ISSN : 0369-982X (cf. p. 4).
- [5] J CHADWICK. « Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B + C ». In : *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.* 16 (1914), p. 383 (cf. p. 4).
- [6] A. BROWN. *The Neutron and the Bomb: A Biography of Sir James Chadwick*. Oxford University Press, 1997. ISBN : 9780198539926 (cf. p. 4).
- [7] E. Rutherford F.R.S. « XLIII. The origin of β and γ rays from radioactive substances ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 24.142 (1912), p. 453-462. DOI : [10.1080/14786441008637351](https://doi.org/10.1080/14786441008637351) (cf. p. 4).
- [8] C D ELLIS et W A WOOSTER. « The Average Energy of Disintegration of Radium E ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*. The Royal Society, déc. 1927, p. 109-123 (cf. p. 4).
- [9] N. BOHR, H.A. KRAMERS et J.C. SLATER. « LXXVI. The quantum theory of radiation ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 47.281 (1924), p. 785-802. DOI : [10.1080/14786442408565262](https://doi.org/10.1080/14786442408565262) (cf. p. 4).
- [10] W. BOTHE et H. GEIGER. « Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung ». In : *Zeitschrift für Physik* 32.1 (déc. 1925), p. 639-663. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01331702](https://doi.org/10.1007/BF01331702) (cf. p. 4).
- [11] Wolfgang PAULI. *Writings on Physics and Philosophy*. Sous la dir. de Charles P ENZ et Karl von MEYENN. Berlin, Heidelberg : Springer Science & Business Media, avr. 2013, p. 198 (cf. p. 4).
- [12] E. FERMI. « Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I ». In : *Zeitschrift für Physik* 88.3 (mar. 1934), p. 161-177. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01351864](https://doi.org/10.1007/BF01351864) (cf. p. 5).
- [13] E. RUTHERFORD. « Forty Years of Physics ». In : (1939). DOI : [10.1017/S003181910001144X](https://doi.org/10.1017/S003181910001144X) (cf. p. 5).
- [14] Laurie M. BROWN et Helmut RECHENBERG. « Nuclear structure and beta decay (1932–1933) ». In : *American Journal of Physics* 56.11 (1988), p. 982-988. DOI : [10.1119/1.15352](https://doi.org/10.1119/1.15352) (cf. p. 5).
- [15] J. BOUCHEZ. « La prÃ©histoire du neutrino ». In : *Saclay CEN - DAPNIA-SPP 93-04 (93/01,rec.May) 18 p.* 1993 (cf. p. 5).

- [16] H. A. BETHE et R. F. BACHER. « Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei ». In : *Rev. Mod. Phys.* 8 (1936), p. 82-229. DOI : [10.1103/RevModPhys.8.82](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.8.82) (cf. p. 5).
- [17] H. BETHE et R. PEIERLS. « The 'neutrino' ». In : *Nature* 133 (1934), p. 532. DOI : [10.1038/133532a0](https://doi.org/10.1038/133532a0) (cf. p. 5).
- [18] H. R. CRANE. « An Attempt to Observe the Absorption of Neutrinos ». In : *Phys. Rev.* 55.5 (1939), p. 501-502. DOI : [10.1103/PhysRev.55.501](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.501) (cf. p. 6).
- [19] Raymond DAVIS Jr. « Attempt to detect the antineutrinos from a nuclear reactor by the $\text{Cl}37(\text{anti-}\nu, \text{e}^-) \text{A}37$ reaction ». In : *Phys. Rev.* 97 (1955), p. 766-769. DOI : [10.1103/PhysRev.97.766](https://doi.org/10.1103/PhysRev.97.766) (cf. p. 6, 9).
- [20] Raymond DAVIS Jr., Don S. HARMER et Kenneth C. HOFFMAN. « Search for neutrinos from the sun ». In : *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968), p. 1205-1209. DOI : [10.1103/PhysRevLett.20.1205](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1205) (cf. p. 6, 13).
- [21] H. R. CRANE. « The Energy and Momentum Relations in the Beta-Decay, and the Search for the Neutrino ». In : *Rev. Mod. Phys.* 20 (1948), p. 278-295. DOI : [10.1103/RevModPhys.20.278](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.20.278) (cf. p. 6).
- [22] Kate SCHOLBERG. « Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering by COHERENT ». In : *PoS NuFact2017* (2018), p. 020. DOI : [10.22323/1.295.0020](https://doi.org/10.22323/1.295.0020) (cf. p. 6).
- [23] G. DREXLIN et al. « First observation of the neutral current nuclear excitation C-12 ($\nu, \nu\text{-prime}$) C-12* (1+, 1). ». In : *Phys. Lett.* B267 (1991), p. 321-324. DOI : [10.1016/0370-2693\(91\)90939-N](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90939-N) (cf. p. 6).
- [24] P. PADOVANI et al. « Dissecting the region around IceCube-170922A: the blazar TXS 0506+056 as the first cosmic neutrino source ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 480.1 (2018), p. 192-203. DOI : [10.1093/mnras/sty1852](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1852) (cf. p. 6).
- [25] George T. REYNOLDS, F. B. HARRISON et G. SALVINI. « Liquid Scintillation Counters ». In : *Phys. Rev.* 78.4 (1950), p. 488. DOI : [10.1103/PhysRev.78.488](https://doi.org/10.1103/PhysRev.78.488) (cf. p. 7).
- [26] F. REINES et C. L. COWAN. « A Proposed experiment to detect the free neutrino ». In : *Phys. Rev.* 90 (1953), p. 492-493. DOI : [10.1103/PhysRev.90.492](https://doi.org/10.1103/PhysRev.90.492) (cf. p. 7, 133).
- [27] C. L. COWAN et al. « Large liquid scintillation detectors ». In : *Phys. Rev.* 90 (1953), p. 493-494. DOI : [10.1103/PhysRev.90.493](https://doi.org/10.1103/PhysRev.90.493) (cf. p. 7).
- [28] F. REINES et C. L. COWAN. « Detection of the free neutrino ». In : *Phys. Rev.* 92 (1953), p. 830-831. DOI : [10.1103/PhysRev.92.830](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.830) (cf. p. 7).
- [29] F. REINES et C. COWAN. « The Reines-Cowan experiments: Detecting the Poltergeist ». In : *Los Alamos Sci.* 25 (1997), p. 4-27 (cf. p. 7).
- [30] F. REINES et al. « Detection of the free anti-neutrino ». In : *Phys. Rev.* 117 (1960), p. 159-173. DOI : [10.1103/PhysRev.117.159](https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.159) (cf. p. 8).
- [31] C. L. COWAN et al. « Detection of the free neutrino: A Confirmation ». In : *Science* 124 (1956), p. 103-104. DOI : [10.1126/science.124.3212.103](https://doi.org/10.1126/science.124.3212.103) (cf. p. 7).
- [32] Frederick REINES et Clyde L. COWAN. « The neutrino ». In : *Nature* 178 (1956), p. 446-449. DOI : [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0) (cf. p. 8).
- [33] Z. D. GREENWOOD et al. « Results of a two position reactor neutrino oscillation experiment ». In : *Phys. Rev.* D53 (1996), p. 6054-6064. DOI : [10.1103/PhysRevD.53.6054](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.53.6054) (cf. p. 8).
- [34] R. H. DALITZ. « The $\tau - \theta$ puzzle ». In : *AIP Conf. Proc.* 300 (1994), p. 141-158. DOI : [10.1063/1.45424](https://doi.org/10.1063/1.45424) (cf. p. 9).
- [35] T. D. LEE et Chen-Ning YANG. « Question of Parity Conservation in Weak Interactions ». In : *Phys. Rev.* 104 (1956), p. 254-258. DOI : [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254) (cf. p. 9).
- [36] C. S. WU et al. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». In : *Phys. Rev.* 105 (1957), p. 1413-1414. DOI : [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413) (cf. p. 9, 10).

- [37] M. GOLDBABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. « Helicity of Neutrinos ». In : *Phys. Rev.* 109 (1958), p. 1015-1017. DOI : [10.1103/PhysRev.109.1015](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015) (cf. p. 10).
- [38] R. P. FEYNMAN et Murray GELL-MANN. « Theory of Fermi interaction ». In : *Phys. Rev.* 109 (1958). [417(1958)], p. 193-198. DOI : [10.1103/PhysRev.109.193](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.193) (cf. p. 10).
- [39] B. PONTECORVO. « Electron and Muon Neutrinos ». In : *Sov. Phys. JETP* 10 (1960). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.37,1751(1959)], p. 1236-1240 (cf. p. 11).
- [40] G. DANBY et al. « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos ». In : *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), p. 36-44. DOI : [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36) (cf. p. 11).
- [41] J. K. BIENLEIN et al. « Spark chamber study of high-energy neutrino interactions ». In : *Phys. Lett.* 13 (1964), p. 80-86. DOI : [10.1016/0031-9163\(64\)90316-6](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90316-6) (cf. p. 11).
- [42] K. KODAMA et al. « Observation of tau neutrino interactions ». In : *Phys. Lett.* B504 (2001), p. 218-224. DOI : [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0) (cf. p. 11).
- [43] S. SCHAEEL et al. « Precision electroweak measurements on the Z resonance ». In : *Phys. Rept.* 427 (2006), p. 257-454. DOI : [10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006) (cf. p. 11, 12).
- [44] John N. BAHCALL et Roger K. ULRICH. « Solar Models, Neutrino Experiments and Helioseismology ». In : *Rev. Mod. Phys.* 60 (1988), p. 297-372. DOI : [10.1103/RevModPhys.60.297](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.60.297) (cf. p. 13).
- [45] 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. 13).
- [46] Ziro MAKI, Masami NAKAGAWA et Shoichi SAKATA. « Remarks on the unified model of elementary particles ». In : *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962). [34(1962)], p. 870-880. DOI : [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870) (cf. p. 13).
- [47] A. I. ABAZOV et al. « Search for neutrinos from sun using the reaction Ga-71 (electron-neutrino e-) Ge-71 ». In : *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), p. 3332-3335. DOI : [10.1103/PhysRevLett.67.3332](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3332) (cf. p. 14).
- [48] W. HAMPEL et al. « GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV ». In : *Phys. Lett.* B447 (1999), p. 127-133. DOI : [10.1016/S0370-2693\(98\)01579-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01579-2) (cf. p. 14).
- [49] W.C. HAXTON, R.G. HAMISH ROBERTSON et Aldo M. SERENELLI. « Solar Neutrinos: Status and Prospects ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 51.1 (2013), p. 21-61. DOI : [10.1146/annurev-astro-081811-125539](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125539) (cf. p. 14).
- [50] Y. FUKUDA et al. « Solar neutrino data covering solar cycle 22 ». In : *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), p. 1683-1686. DOI : [10.1103/PhysRevLett.77.1683](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1683) (cf. p. 15).
- [51] K. ABE et al. « Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV ». In : *Phys. Rev.* D94.5 (2016), p. 052010. DOI : [10.1103/PhysRevD.94.052010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052010) (cf. p. 15).
- [52] Y. FUKUDA et al. « Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos ». In : *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), p. 1562-1567. DOI : [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562) (cf. p. 15, 16).
- [53] B. AHARMIM et al. « Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory ». In : *Phys. Rev.* C88 (2013), p. 025501. DOI : [10.1103/PhysRevC.88.025501](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.025501) (cf. p. 16).
- [54] A. Yu. SMIRNOV. « Solar neutrinos: Oscillations or No-oscillations? » In : (2016) (cf. p. 16, 19).
- [55] A. GANDO et al. « Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND ». In : *Phys. Rev.* D88.3 (2013), p. 033001. DOI : [10.1103/PhysRevD.88.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.033001) (cf. p. 16, 17).
- [56] D. FRANCO et al. « Solar neutrino results from Borexino ». In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 237-238 (2013), p. 104-106. DOI : [10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.068](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.068) (cf. p. 17).

- [57] Vernon D. BARGER, K. WHISNANT et R. J. N. PHILLIPS. « CP Violation in Three Neutrino Oscillations ». In : *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980), p. 2084. DOI : [10.1103/PhysRevLett.45.2084](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.2084) (cf. p. 19).
- [58] Claudio GIGANTI, Stéphane LAVIGNAC et Marco ZITO. « Neutrino oscillations: the rise of the PMNS paradigm ». In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* 98 (2018), p. 1-54. DOI : [10.1016/j.pnpnp.2017.10.001](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2017.10.001) (cf. p. 20).
- [59] Ivan ESTEBAN et al. « Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity ». In : *Journal of High Energy Physics* 2017.1 (jan. 2017), p. 87. ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/JHEP01\(2017\)087](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2017)087) (cf. p. 22).
- [60] X. B. MA et al. « Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission ». In : *Phys. Rev. C* 88 (1 juil. 2013), p. 014605. DOI : [10.1103/PhysRevC.88.014605](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014605) (cf. p. 24, 192).
- [61] A. A. KUVSHINNIKOV et al. « Measuring the anti-electron-neutrino + p → 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. 25).
- [62] Feng Peng AN et al. « Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay ». In : *Chin. Phys.* C41.1 (2017), p. 013002. DOI : [10.1088/1674-1137/41/1/013002](https://doi.org/10.1088/1674-1137/41/1/013002) (cf. p. 26, 33).
- [63] K. SCHRECKENBACH et al. « 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. DOI : [10.1016/0370-2693\(81\)91120-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)91120-5) (cf. p. 26, 27, 195).
- [64] A. A. SONZOGNI, T. D. JOHNSON et E. A. MCCUTCHAN. « Nuclear structure insights into reactor antineutrino spectra ». In : *Phys. Rev.* C91.1 (2015), p. 011301. DOI : [10.1103/PhysRevC.91.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.011301) (cf. p. 27).
- [65] KLAUS SCHRECKENBACH. « How precisely do we know the reactor antineutrino spectra? » Workshop on Beyond Three Family Neutrino Oscillations. 2011 (cf. p. 26).
- [66] K. SCHRECKENBACH et al. « DETERMINATION OF THE ANTI-NEUTRINO SPECTRUM FROM U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS UP TO 9.5-MEV ». In : *Phys. Lett.* 160B (1985), p. 325-330. DOI : [10.1016/0370-2693\(85\)91337-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91337-1) (cf. p. 26, 83, 192).
- [67] E. VON FEILITZSCH, A. A. HAHN et K. SCHRECKENBACH. « EXPERIMENTAL BETA SPECTRA FROM PU-239 AND U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS AND THEIR CORRELATED ANTI-NEUTRINOS SPECTRA ». In : *Phys. Lett.* 118B (1982), p. 162-166. DOI : [10.1016/0370-2693\(82\)90622-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90622-0) (cf. p. 26, 83, 195).
- [68] A. A. HAHN et al. « Anti-neutrino Spectra From ²⁴¹Pu and ²³⁹Pu Thermal Neutron Fission Products ». In : *Phys. Lett.* B218 (1989), p. 365-368. DOI : [10.1016/0370-2693\(89\)91598-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(89)91598-0) (cf. p. 26).
- [69] Petr VOGEL. « Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum ». In : *Phys. Rev.* C76 (2007), p. 025504. DOI : [10.1103/PhysRevC.76.025504](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.025504) (cf. p. 27).
- [70] B. ACHKAR et al. « Comparison of anti-neutrino reactor spectrum models with the Bugey-3 measurements ». In : *Phys. Lett.* B374 (1996), p. 243-248. DOI : [10.1016/0370-2693\(96\)00216-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00216-X) (cf. p. 27).
- [71] G. ZACEK et al. « Neutrino Oscillation Experiments at the Gosgen Nuclear Power Reactor ». In : *Phys. Rev.* D34 (1986), p. 2621-2636. DOI : [10.1103/PhysRevD.34.2621](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.2621) (cf. p. 27).
- [72] D. LHUILLIER. « Reactor flux calculations ». In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 235-236 (2013), p. 11-16. DOI : [10.1016/j.nuclphysbps.2013.03.004](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.03.004) (cf. p. 27).
- [73] Th. A. MUELLER et al. « Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra ». In : *Phys. Rev.* C83 (2011), p. 054615. DOI : [10.1103/PhysRevC.83.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615) (cf. p. 28).

- [74] Patrick HUBER. « On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors ». In : *Phys. Rev. C* 84 (2011). [Erratum: *Phys. Rev. C* 85, 029901 (2012)], p. 024617. DOI : [10.1103/PhysRevC.85.029901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.029901), [10.1103/PhysRevC.84.024617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617) (cf. p. 28, 83, 192).
- [75] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 030001. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001) (cf. p. 28).
- [76] G. MENTION et al. « The Reactor Antineutrino Anomaly ». In : *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 073006. DOI : [10.1103/PhysRevD.83.073006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006) (cf. p. 29, 31-33, 182, 190).
- [77] S. GARIAZZO et al. « Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations ». In : *JHEP* 06 (2017), p. 135. DOI : [10.1007/JHEP06\(2017\)135](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2017)135) (cf. p. 29, 192).
- [78] Carlo GIUNTI et Marco LAVEDER. « Statistical Significance of the Gallium Anomaly ». In : *Phys. Rev. C* 83 (2011), p. 065504. DOI : [10.1103/PhysRevC.83.065504](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.065504) (cf. p. 29).
- [79] 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. DOI : [10.1103/PhysRevD.64.112007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007) (cf. p. 30).
- [80] B. ARMBRUSTER et al. « Upper limits for neutrino oscillations muon-anti-neutrino \rightarrow electron-anti-neutrino from muon decay at rest ». In : *Phys. Rev. D* 65 (2002), p. 112001. DOI : [10.1103/PhysRevD.65.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.112001) (cf. p. 30).
- [81] 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. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.221801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.221801) (cf. p. 30).
- [82] Michele MALTONI. *Sterile Neutrinos — the Global Picture*. Juin 2018. DOI : [10.5281/zenodo.1287015](https://doi.org/10.5281/zenodo.1287015) (cf. p. 30).
- [83] M. ANTONELLO et al. « A Proposal for a Three Detector Short-Baseline Neutrino Oscillation Program in the Fermilab Booster Neutrino Beam ». In : (2015) (cf. p. 30).
- [84] Y. ABE et al. « Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector ». In : *JHEP* 10 (2014). [Erratum: *JHEP* 02, 074 (2015)], p. 086. DOI : [10.1007/JHEP02\(2015\)074](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2015)074), [10.1007/JHEP10\(2014\)086](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)086) (cf. p. 33, 66).
- [85] S. H. SEO et al. « Spectral Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency using 500 Live Days of RENO Data ». In : *Phys. Rev. D* 98.1 (2018), p. 012002. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.012002) (cf. p. 33).
- [86] G. MENTION et al. « Reactor antineutrino shoulder explained by energy scale nonlinearities? » In : *Phys. Lett. B* 773 (2017), p. 307-312. DOI : [10.1016/j.physletb.2017.08.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.08.035) (cf. p. 33, 35, 168, 197).
- [87] A. C. HAYES et al. « Systematic Uncertainties in the Analysis of the Reactor Neutrino Anomaly ». In : *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), p. 202501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.112.202501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.202501) (cf. p. 33).
- [88] L. HAYEN et al. « First-forbidden transitions in reactor antineutrino spectra ». In : *Phys. Rev. C* 99.3 (2019), p. 031301. DOI : [10.1103/PhysRevC.99.031301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.031301) (cf. p. 33, 35).
- [89] A. C. HAYES et al. « Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra ». In : *Phys. Rev. D* 92.3 (2015), p. 033015. DOI : [10.1103/PhysRevD.92.033015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.033015) (cf. p. 33).
- [90] 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. DOI : [10.1103/PhysRevLett.118.251801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.251801) (cf. p. 34, 36).
- [91] G. BAK et al. « Fuel-composition dependent reactor antineutrino yield at RENO ». In : *Phys. Rev. Lett.* 122.23 (2019), p. 232501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.122.232501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.232501) (cf. p. 34).

- [92] M. G. AARTSEN et al. « Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector ». In : *Phys. Rev. Lett.* 117.7 (2016), p. 071801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.117.071801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.071801) (cf. p. 34).
- [93] M. G. AARTSEN et al. « Search for sterile neutrino mixing using three years of IceCube DeepCore data ». In : *Phys. Rev. D* 95.11 (2017), p. 112002. DOI : [10.1103/PhysRevD.95.112002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.112002) (cf. p. 34).
- [94] 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. DOI : [10.1103/PhysRevLett.122.091803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.091803) (cf. p. 34).
- [95] Christian BUCK et al. « Investigating the Spectral Anomaly with Different Reactor Antineutrino Experiments ». In : *Phys. Lett.* B765 (2017), p. 159-162. DOI : [10.1016/j.physletb.2016.11.062](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.11.062) (cf. p. 36).
- [96] Y. J. KO et al. « Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment ». In : *Phys. Rev. Lett.* 118.12 (2017), p. 121802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.118.121802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.121802) (cf. p. 37, 38).
- [97] I ALEKSEEV et al. « Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment ». In : *Phys. Lett.* B787 (2018), p. 56-63. DOI : [10.1016/j.physletb.2018.10.038](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.038) (cf. p. 37, 39, 73).
- [98] MIKHAIL DANILOV. « New results from the DANSS experiment ». EPS-HEP2019. 2019 (cf. p. 37).
- [99] J. ASHENFELTER et al. « First search for short-baseline neutrino oscillations at HFIR with PROSPECT ». In : *Phys. Rev. Lett.* 121.25 (2018), p. 251802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.251802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.251802) (cf. p. 39, 40, 173).
- [100] J. ASHENFELTER et al. « Measurement of the Antineutrino Spectrum from ^{235}U Fission at HFIR with PROSPECT ». In : *Phys. Rev. Lett.* 122.25 (2019), p. 251801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.122.251801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.251801) (cf. p. 39, 40).
- [101] CEA. « Le Réacteur Franco-Allemand à Haut Flux ». In : *Buletin d'Informations Scientifiques et Techniques*. 1971, p. 28-29 (cf. p. 44).
- [102] Wikimedia COMMONS. *Détail du combustible nucléaire du réacteur de recherche de l'Institut Laue-Langevin. Il s'agit en fait d'une réplique d'un vrai cœur, montrée en exposition dans le hall d'entrée de l'institut*. 2008. URL : https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:ILL_core_8358_extract.jpg (cf. p. 45).
- [103] Thierry LASSERRE. « Light sterile neutrinos in particle physics: Experimental status ». In : *Physics of the Dark Universe* 4 (2014). DARK TAUP2013, p. 81-85. ISSN : 2212-6864. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.dark.2014.10.001> (cf. p. 46).
- [104] J-S. RÉAL. *Cosmic Rates Measurements at ILL*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=31>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2014 (cf. p. 46).
- [105] N. ALLEMANDOU et al. « The STEREO Experiment ». In : *JINST* 13.07 (2018), P07009. DOI : [10.1088/1748-0221/13/07/P07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07009) (cf. p. 47, 59, 62, 64, 73).
- [106] Aurelie BONHOMME. « Reactor Antineutrino Anomaly : search for a sterile state with the STEREO experiment ». Theses. Université Paris-Saclay, sept. 2018 (cf. p. 49, 66, 71, 123, 127, 134, 136-138).
- [107] Alessandro STRUMIA et Francesco VISSANI. « Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section ». In : *Phys. Lett.* B564 (2003), p. 42-54. DOI : [10.1016/S0370-2693\(03\)00616-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00616-6) (cf. p. 50).
- [108] H. ALMAZAN. *Neutron efficiency: preliminary studies on the neutron capture time*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=746>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 50).
- [109] Helena ALMAZÁN MOLINA et al. « Improved STEREO simulation with a new gamma ray spectrum of excited gadolinium isotopes using FIFRELIN ». In : (2019) (cf. p. 51, 74).

- [110] John B. BIRKS. *The Theory and practice of scintillation counting*. 1964 (cf. p. 51).
- [111] C. Patrignani et al. (PARTICLE DATA GROUP). *Passage of particles through matter*. 2018 (cf. p. 52, 77, 78).
- [112] Roald K. WANGSNES. « Effect of matter on the phase velocity of an electromagnetic wave ». In : *American Journal of Physics* 49.10 (1981), p. 950-953. DOI : [10.1119/1.12596](https://doi.org/10.1119/1.12596) (cf. p. 52).
- [113] P. A. CERENKOV. « Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light ». In : *Phys. Rev.* 52 (1937), p. 378-379. DOI : [10.1103/PhysRev.52.378](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.378) (cf. p. 52).
- [114] I. M. FRANK et I. E. TAMM. « Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter ». In : *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS* 14.3 (1937). [Usp. Fiz. Nauk93,no.2,388(1967)], p. 109-114. DOI : [10.1007/978-3-642-74626-0_2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-74626-0_2), [10.3367/UFNr.0093.196710o.0388](https://doi.org/10.3367/UFNr.0093.196710o.0388) (cf. p. 52).
- [115] W. WANG et al. « Performance of the 8-in. R5912 photomultiplier tube with super bialkali photocathode ». In : *JINST* 10.08 (2015), T08001. DOI : [10.1088/1748-0221/10/08/T08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/T08001) (cf. p. 53, 69, 70).
- [116] L. Scola D. LHUILLIER. *Nice Stereo 3D drawings*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=225>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 55).
- [117] Christian BUCK et al. « Production and Properties of the Liquid Scintillators used in the Stereo Reactor Neutrino Experiment ». In : *JINST* 14.01 (2019), P01027. DOI : [10.1088/1748-0221/14/01/P01027](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/01/P01027) (cf. p. 55).
- [118] C. BUCK. *Proton number Phase 1*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=517>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 57).
- [119] O. BOURRION et al. « Trigger and readout electronics for the STEREO experiment ». In : *JINST* 11.02 (2016), p. C02078. DOI : [10.1088/1748-0221/11/02/C02078](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/C02078) (cf. p. 57).
- [120] A. STUTZ. *PSD evolution AmBe source*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=409>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 58, 139).
- [121] J-S. Réal S. KOX J. Lamblin. *Trigger Level 2 implementation in the stereo Experiment*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=179>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 58).
- [122] J. LAMBLIN. *STEREO control command, monitoring and DAQ*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=83>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2014 (cf. p. 58).
- [123] Thomas SALAGNAC. « Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment : electronics development and neutrino identification ». Theses. Université Grenoble Alpes, oct. 2017 (cf. p. 59).
- [124] A. STUTZ. *Data taking time plot*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=886>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 59).
- [125] S. AGOSTINELLI et al. « GEANT4: A Simulation toolkit ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), p. 250-303. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8) (cf. p. 66).
- [126] Horton-Smith G. *GLG4sim*. <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/>. 2005 (cf. p. 66).
- [127] C. ROCA. *Doctoral Thesis of Christian Roca Catala*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=929>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 69, 108).

- [128] C. BUCK, B. GRAMLICH et S. WAGNER. « Light propagation and fluorescence quantum yields in liquid scintillators ». In : *JINST* 10.09 (2015), P09007. DOI : [10.1088/1748-0221/10/09/P09007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/09/P09007) (cf. p. 70).
- [129] Materna T. *Simulation parameter tuning and data comparison*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=351>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 71).
- [130] Bonhomme A. *Generators for calibration*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=121>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 71).
- [131] *Additional gadolinium support for GLG4sim*. <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/Gd.html>. Accessed: 2019-05-30 (cf. p. 72).
- [132] L. V. GROSHEV et al. « γ -ray spectra from the radiation capture of neutrons for even-even radiating nuclei with rotational levels ». In : *The Soviet Journal of Atomic Energy* 4.1 (jan. 1958), p. 1-18. ISSN : 1573-8205. DOI : [10.1007/BF01514555](https://doi.org/10.1007/BF01514555) (cf. p. 72).
- [133] Kaito HAGIWARA et al. « Gamma Ray Spectrum from Thermal Neutron Capture on Gadolinium-157 ». In : *PTEP* 2019.2 (2019), p. 023D01. DOI : [10.1093/ptep/ptz002](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz002) (cf. p. 73).
- [134] R. CAPOTE et al. « RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations ». In : *Nucl. Data Sheets* 110 (2009), p. 3107-3214. DOI : [10.1016/j.nds.2009.10.004](https://doi.org/10.1016/j.nds.2009.10.004) (cf. p. 74).
- [135] H. A. BETHE. « An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus ». In : *Phys. Rev.* 50 (1936), p. 332-341. DOI : [10.1103/PhysRev.50.332](https://doi.org/10.1103/PhysRev.50.332) (cf. p. 74).
- [136] A. GILBERT et A. G. W. CAMERON. « A COMPOSITE NUCLEAR-LEVEL DENSITY FORMULA WITH SHELL CORRECTIONS ». In : *Canadian Journal of Physics* 43.8 (1965), p. 1446-1496. DOI : [10.1139/p65-139](https://doi.org/10.1139/p65-139) (cf. p. 74).
- [137] Kenneth GREISEN. « End to the cosmic ray spectrum? » In : *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966), p. 748-750. DOI : [10.1103/PhysRevLett.16.748](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748) (cf. p. 76).
- [138] C. HAGMANN, D. LANGE et D. WRIGHT. « Cosmic-ray shower generator (CRY) for Monte Carlo transport codes ». In : *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. T. 2. Oct. 2007, p. 1143-1146. DOI : [10.1109/NSSMIC.2007.4437209](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2007.4437209) (cf. p. 79).
- [139] J-S. RÉAL. *Cosmic simulation*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=354>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 78, 79).
- [140] *Updated Cosmic Ray Spectrum*. <https://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>. Accessed: 2019-05-30 (cf. p. 77).
- [141] Stephane ZSOLDOS. « Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment : construction of a muon veto and estimation of the correlated background ». Theses. Université Grenoble Alpes, sept. 2016 (cf. p. 79, 80).
- [142] J. A. FORMAGGIO et G. P. ZELLER. « From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales ». In : *Rev. Mod. Phys.* 84 (2012), p. 1307-1341. DOI : [10.1103/RevModPhys.84.1307](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.1307) (cf. p. 79).
- [143] Glen COWAN et al. « Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics ». In : *The European Physical Journal C* 71.2 (fév. 2011), p. 1554. ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0) (cf. p. 81).
- [144] I. ASIMOV et D. SHANNON. *Franchise*. 1955 (cf. p. 81).
- [145] Arthur H. COMPTON. « A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements ». In : *Phys. Rev.* 21 (5 mai 1923), p. 483-502. DOI : [10.1103/PhysRev.21.483](https://doi.org/10.1103/PhysRev.21.483) (cf. p. 82).
- [146] J. -Ch. SUBLET et al. « FISPACT-II: An Advanced Simulation System for Activation, Transmutation and Material Modelling ». In : *Nucl. Data Sheets* 139 (2017), p. 77-137. DOI : [10.1016/j.nds.2017.01.002](https://doi.org/10.1016/j.nds.2017.01.002) (cf. p. 83).

- [147] Thomas MUELLER. « Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs ». Thèse de doct. U. Paris-Sud 11, Dept. Phys., Orsay, 2010 (cf. p. 83).
- [148] I. El ATMANI. *Plots for Blessing: Corrections comparison (Reactor Prediction)*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=905>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 84).
- [149] P. VOGEL. « Analysis of the Anti-neutrino Capture on Protons ». In : *Phys. Rev. D* 29 (1984), p. 1918. DOI : [10.1103/PhysRevD.29.1918](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.29.1918) (cf. p. 85).
- [150] Denys H. WILKINSON. « Phase space for neutron beta-decay: An update ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 404 (1998), p. 305-310. DOI : [10.1016/S0168-9002\(97\)01153-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01153-4) (cf. p. 85).
- [151] P. VOGEL et John F. BEACOM. « Angular distribution of neutron inverse beta decay, anti-neutrino(e) + p \rightarrow e+ + n ». In : *Phys. Rev. D* 60 (1999), p. 053003. DOI : [10.1103/PhysRevD.60.053003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.053003) (cf. p. 85, 129).
- [152] T. SALAGNAC. *Absolute normalization of the neutrino flux*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=711>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 87).
- [153] del AMO SANCHEZ P. et Soldner T. *Calibration source certificates*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=136>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 92).
- [154] J-S. RÉAL. *Light Leaks determination using neutrino run*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=165>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 97).
- [155] J. B. BIRKS. « Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations ». In : *Proc. Phys. Soc. A* 64 (1951), p. 874-877. DOI : [10.1088/0370-1298/64/10/303](https://doi.org/10.1088/0370-1298/64/10/303) (cf. p. 106).
- [156] Blanchet A. *Quenching Analysis using Energy Reconstruction*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=468>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 107).
- [157] John Erthal GAISER. « Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the J/ψ and ψ' ». Thèse de doct. SLAC, 1982 (cf. p. 111).
- [158] G. T. REYNOLDS et al. « Muon Capture on Carbon ». In : *Phys. Rev.* 129 (1963), p. 1790-1794. DOI : [10.1103/PhysRev.129.1790](https://doi.org/10.1103/PhysRev.129.1790) (cf. p. 116).
- [159] H. ALMAZAN et C. ROCA. *Plots for Blessing - March2018*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=548>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 124).
- [160] Lord Rayleigh F.R.S. « XXXIV. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 47.287 (1899), p. 375-384. DOI : [10.1080/14786449908621276](https://doi.org/10.1080/14786449908621276) (cf. p. 124).
- [161] K. PEARSON. « The Problem of the Random Walk ». In : *Nature* 72.1865 (juil. 1905), p. 294-294 (cf. p. 124).
- [162] L. MICHEL. « Interaction between four half spin particles and the decay of the μ meson ». In : *Proc. Phys. Soc. A* 63 (1950). [45(1949)], p. 514-531. DOI : [10.1088/0370-1298/63/5/311](https://doi.org/10.1088/0370-1298/63/5/311) (cf. p. 125).
- [163] L. BERNARD. *Muons Veto efficiency - systematic evaluation*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=445>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 126).

- [164] H. ALMAZAN. *neutron efficiency - Correlation time and data/mc ratios*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=861>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 127, 130, 133).
- [165] Bernard L. *Neutrino simulation : acceptance of selection cuts*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=706>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 128).
- [166] Th. SUBBOTIN. « On the law of frequency of error. » English. In : *Rec. Math. Moscou* 31 (1923), p. 296-301 (cf. p. 131).
- [167] H. ALMAZAN. *Neutron efficiency studies: correction factor and systematic uncertainties summary for Phase II - (v2r3,v34)*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=945>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 132).
- [168] Maxime PEQUIGNOT. « The Nucifer and Stereo experiments : a study of reactor antineutrinos at short baseline ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, sept. 2015 (cf. p. 134).
- [169] Jonathan GAFFIOT. « Reactor neutrinos study : integration and characterization of the Nucifer detector ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, nov. 2012 (cf. p. 134).
- [170] V. HÉLAINE. *PSD update*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=155>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 139).
- [171] Bonhomme A. *[PLOTS] Neutrino extraction*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=665>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 144).
- [172] A. Bonhomme A. BLANCHET. *Systematics of the PSD model*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=642>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 145).
- [173] A. BLANCHET. *PSD Drift Effect on Ag/Ap Ratio*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=717>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 145).
- [174] J-S. RÉAL. *Correction of the PSD*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=735>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 146).
- [175] J-S. RÉAL. *Correction of the PSD Using single γ PSD*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=761>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 146).
- [176] Bernard L. *PSD vs temperature correlation*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=722>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 146).
- [177] Bernard L. *BLESSED : neutrino extraction example with residuals for one cell and one energy bin*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=966>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 148).
- [178] D. R. COX et E. J. SNELL. « A general definition of residuals (with discussion) ». In : *Journal of the Royal Statistical Society, Series B: Methodological* 30 (1968), p. 248-275 (cf. p. 148).
- [179] L. BERNARD. *Moriond 2019 Slides*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=849>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 149, 170, 200).
- [180] Savu V. *Cross-check of the extraction of the neutrino rates*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=936>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 149).
- [181] J. NEYMAN et E. S. PEARSON. « On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 231 (1933), p. 289-337. DOI : [10.1098/rsta.1933.0009](https://doi.org/10.1098/rsta.1933.0009) (cf. p. 157).

- [182] G J FELDMAN et R D COUSINS. « Unified approach to the classical statistical analysis of small signals ». In : *Physical Review D* 57.7 (1998), p. 3873-3889 (cf. p. 157, 160).
- [183] H. ALMAZÁN et al. « Sterile Neutrino Constraints from the STEREO Experiment with 66 Days of Reactor-On Data ». In : *Phys. Rev. Lett.* 121.16 (2018), p. 161801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.161801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.161801) (cf. p. 161, 182).
- [184] J. LAMBLIN. *Systematic uncertainties on the neutrino rates*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=764>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 165).
- [185] L. BERNARD. *Neutrinos error prediction*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=832>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 165).
- [186] D. LHUILLIER. *Volume of target cells*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=469>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 169).
- [187] D. LHUILLIER. *Deformation of target aquarium*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=149>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2016 (cf. p. 170).
- [188] A. M. TURING. « ROUNDING-OFF ERRORS IN MATRIX PROCESSES ». In : *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* 1.1 (jan. 1948), p. 287-308. ISSN : 0033-5614. DOI : [10.1093/qjmam/1.1.287](https://doi.org/10.1093/qjmam/1.1.287) (cf. p. 173).
- [189] A. BONHOMME. *Updates on correlated background rejection*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=293>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 184).
- [190] L. BERNARD. *Background stability*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=810>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 183).
- [191] H. ALMAZAN. *Preliminary results on the neutron capture efficiency*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=319>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2017 (cf. p. 185).
- [192] A. BONHOMME et al. *PSD fit phase II*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=587>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 185).
- [193] D. LHUILLIER. *BLESSED: $1/L^2$ law*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=872>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2019 (cf. p. 186).
- [194] Lhuillier D. *HFR's Power Measurement And Its Uncertainty*. <https://lpsc.in2p3.fr/stereo-private/ShowDocument?docid=342>. Communication interne à la collaboration STEREO. 2018 (cf. p. 192).
- [195] F. P. AN et al. « A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A685 (2012), p. 78-97. DOI : [10.1016/j.nima.2012.05.030](https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.030) (cf. p. 195).
- [196] J. N. HUFFAKER et Eugene GREULING. « Induced Effects in beta Decay ». In : *Phys. Rev.* 132 (1963), p. 738-743. DOI : [10.1103/PhysRev.132.738](https://doi.org/10.1103/PhysRev.132.738) (cf. p. 195).
- [197] Gene H. GOLUB, Michael HEATH et Grace WAHBA. « Generalized Cross-Validation as a Method for Choosing a Good Ridge Parameter ». In : *Technometrics* 21.2 (1979), p. 215-223. ISSN : 00401706 (cf. p. 198).

*« But let us be silent...
Words and thoughts are distractions.
Feel this moment, for as long as it will last.
Feel life as it is, but the crude matter stripped away. »*

Star Wars : Knights of the Old Republic II — Kreia

Titre : Recherche du neutrino stérile auprès du réacteur de l'ILL : expérience Stereo.

Mots clés : neutrino, stérile, réacteur, oscillation, non-prolifération

Résumé : La thèse de doctorat porte sur la physique des neutrinos de réacteurs. L'étude de plus en plus précise des spectres d'antineutrinos des réacteurs a mis à jour une déviation entre la prédiction et les mesures qui pourrait indiquer l'existence d'un nouveau neutrino, non couplé avec l'interaction faible (un neutrino stérile) et de masse autour de $1\text{eV}/c^2$. L'expérience STEREO vise à tester l'hypothèse du neutrino stérile auprès du réacteur ILL de Grenoble. Le principe de STEREO repose sur 6 cellules de détection identiques disposées entre 9 et 11.5 m de distance du cœur du réacteur de recherche de l'ILL. Le détecteur a commencé la prise de données en novembre 2016, et les premiers résultats ont été publiés dès 2018. Le travail effectué pendant la thèse a consisté dans un premier temps à caractériser la réponse en énergie du détecteur. Pendant la première phase de prise de données, des défaillances matérielles se sont manifestées entraînant le découplage optique d'une cellule et une augmentation progressive des fuites de lumière entre cellules. Ces deux aspects ont contraint l'analyse de données à développer un algorithme de recons-

truction des dépôts d'énergie qui corrige les fuites lumières au premier ordre. Un important travail sur la mesure des paramètres de cette méthode a été entrepris afin d'assurer que l'échelle en énergie soit bien reproduite dans la simulation GEANT4. L'estimation des incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie a été effectuée en se servant des bruits de fond cosmogéniques. Le second aspect majeur abordé pendant la thèse est l'analyse statistique et la génération des contours d'exclusion de l'hypothèse du neutrino stérile. La déduction statistique a été conduite en s'inspirant de la méthode de Feldman et Cousins (1999) sur la génération d'intervalles de confiance fréquentistes. Un formalisme en χ^2 a spécialement été développé pour mener une analyse d'oscillations indépendante des prédictions de flux et de forme des spectres antineutrinos. Les erreurs statistiques et systématiques ont été propagées à l'aide de matrices de covariance et les lois de χ^2 ont été calculées en générant des pseudo-expériences. L'ensemble des travaux menés pendant cette thèse de doctorat a contribué à la publication de trois papiers présentant les résultats de l'expérience STEREO.

Title : Sterile neutrino search at short distance from the ILL research reactor : the Stereo experiment.

Keywords : neutrino, reactor, sterile, oscillation, non-proliferation

Abstract : The doctoral thesis focuses on the physics of reactor neutrinos. The increasingly precise study of antineutrinos spectra from reactors has revealed a deviation between the prediction and the measurements, which could indicate the existence of a new neutrino. This new neutrino state would not couple with the weak interaction (a sterile neutrino) and its mass would be around $1\text{eV}/c^2$. The STEREO experiment aims at testing the sterile neutrino hypothesis at the ILL reactor in Grenoble-France. The principle of the STEREO experiment is based on 6 identical detector cells aligned between 9 and 11.5 m distance from the core of the ILL research reactor. The detector started taking data in November 2016, and the first results were published in 2018. The work carried out during the thesis initially consisted in characterizing the detector's energy response. During the first phase of data taking, hardware failures occurred leading to the optical decoupling of a cell and a gradual increase in light cross-talk between cells. These two aspects have compelled data analysis to develop a dedicated energy deposit reconstruction algorithm that cor-

rects first-order light leaks using a matrix formalism. Significant work on the measurement of the parameters of this method was undertaken to ensure that the energy scale was well reproduced in the GEANT4 simulation. The estimation of systematic uncertainties on the energy scale was performed using cosmogenic background events. The second major aspect addressed during the thesis is the statistical analysis and generation of exclusion contours of the sterile neutrino hypothesis. The statistical inference was built using the Feldman and Cousins (1999) method by generating frequentist confidence intervals. A formalization in χ^2 has been specially developed to conduct the oscillation analysis independently of any flux or shape prediction of the antineutrino spectra. Statistical and systematic errors were propagated using covariance matrices and χ^2 laws were constructed by generating pseudo-experiments. All the work carried out during this doctoral thesis contributed to the publication of three papers presenting the results of the STEREO experiment.

