



HAL
open science

Anomalie des antineutrinos de réacteurs : recherche d'un état stérile avec l'expérience STEREO

Aurélie Bonhomme

► To cite this version:

Aurélie Bonhomme. Anomalie des antineutrinos de réacteurs : recherche d'un état stérile avec l'expérience STEREO. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS319 . tel-01931309

HAL Id: tel-01931309

<https://theses.hal.science/tel-01931309>

Submitted on 22 Nov 2018

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

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



Anomalie des antineutrinos de réacteurs : recherche d'un état stérile avec l'expérience STEREO

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

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

Thèse présentée et soutenue à Saclay le 26 septembre 2018 par

Aurélie Bonhomme

Composition du jury :

M. Andrea Giuliani	Directeur de Recherche (CSNSM)	Président du jury
M. Davide Franco	Chargé de Recherche (APC)	Rapporteur
M. Fabrice Piquemal	Directeur de Recherche (CENBG)	Rapporteur
M. Mathieu Bongrand	Chargé de Recherche (LAL)	Examineur
M. Manfred Lindner	Professeur (MPIK)	Examineur
M. Alain Letourneau	Ingénieur de Recherche (CEA)	Directeur de thèse

Remerciements

Au delà de son contenu scientifique, un travail de thèse est un chemin parsemé de réussites et de déconvenues, d’effervescence, d’indétermination – de vie, somme toute – qui ne se parcourt jamais seul. Ces remerciements sont le reflet de ces trois années, empreintes de rencontres, de découvertes, d’influences et d’amitiés.

Je tiens tout d’abord à remercier les deux rapporteurs de cette thèse, Davide Franco et Fabrice Piquemal, pour leur lecture attentive du manuscrit, ainsi que Mathieu Bongrand, Andrea Giuliani et Manfred Lindner pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Pour avoir rendu ce travail de thèse non seulement possible mais réalisable dans d’excellentes conditions, je remercie généralement l’Irfu – sous la direction de Anne-Isabelle Etievre – et plus particulièrement les chefs du DPhN (ex-SPhN) Héroïse Goutte et son successeur Franck Sabatié, ainsi que leurs adjoints successifs Jacques Ball et Christophe Theisen.

Participant grandement à la vie du département, je remercie chaleureusement Danielle Coret pour ses conseils avisés, son sourire toujours présent et pour m’avoir fait découvrir le meilleur nougat du pays. Un grand merci également à Isabelle Richard pour son efficacité constante – encore une mission à Grenoble ! – et ses récits vivants de voyages.

Je remercie très sincèrement Alain Letourneau pour la justesse de son encadrement dont j’avais – parfois sans le savoir – besoin : suffisamment d’autonomie pour me permettre de tâtonner, de m’appropriier les problématiques et de façonner ma réflexion, tout en m’aidant à prendre de la hauteur avec parcimonie. J’ai beaucoup apprécié sa disponibilité et son écoute attentive et critique lorsque je sollicitais son aide, ainsi que sa capacité à discuter calmement, même lors des instants fébriles des premiers résultats. Enfin, je ne peux qu’être reconnaissante pour ses conseils et suggestions lors des derniers mois de rédaction, qui ont permis de sauver ce manuscrit d’une forme entièrement passive !

Toujours bien entourée par des physiciens passionnés, travailler au sein du groupe STEREO au DPhN fut un réel plaisir.

L’énergie rayonnée par David Lhuillier qui alimente STEREO sans relâche a nettement contribué à entretenir ma motivation tout au long de ma thèse. Son sens physique à toute épreuve, nos discussions au tableau, et ses raisonnements vifs et pertinents font partie intégrante de ma formation.

Collaborateur par intermittence, Thomas Materna a eu le courage de prendre la relève avec rapidité et adaptation sur la simulation, je l'en remercie. Ses talents de comédien lui permettent non seulement de feindre la surprise que le café soit toujours déjà prêt mais également de poser des questions faussement naïves qui s'avèrent très souvent utiles.

Sitôt arrivé, sitôt les doigts dans la colle, Alessandro Minotti est l'un des personnages principal de mon aventure dans STEREO. Les conseils de haute qualité de l'incollable Dr. Neutrino, son entrain et sa disponibilité ont rendu mon quotidien simple et vivant, jours, soirs et week-end, de Grenoble à Saclay. Cette joyeuse bande des étudiants de STEREO a été complétée quelques mois plus tard par Adrien Blanchet pour former la synergie des 3A. La détermination et les convictions débordantes de ce dernier ne l'empêchent pas de faire preuve d'une grande capacité d'écoute et de compréhension. Le soutien constant de ces deux acolytes a été d'une grande valeur tout au long de ma thèse.

Courts devant la durée d'une thèse, je n'oublie cependant pas les passages des différents stagiaires de STEREO au sein du DPhN : je retiens l'enthousiasme de Charles-Elie Fillion, l'aisance de Renaud Lustrat, la persévérance de Timothée Pascal, et la douceur d'Ilham El Atmani à qui j'adresse tous mes encouragements pour la poursuite de sa thèse. Enfin, je remercie énormément Vladimir Savu pour ses contributions essentielles aux travaux effectués dans les derniers mois de ma thèse, je lui souhaite beaucoup de réussite et d'épanouissement – et pas que dans le code – pour les trois années à venir.

Hors du DPhN, j'ai également travaillé occasionnellement au DEDIP (ex SEDI) lors de la construction du détecteur STEREO. Je remercie toute l'équipe pour leur réceptivité et leur rigueur qui ont grandement facilité le travail, ainsi que pour leur sens de l'humour qui égaye l'atmosphère. Cette équipe et la coordination avec notre groupe au DPhN a été parfaitement menée par Caroline Lahonde, que je remercie particulièrement pour son attention, sa générosité et l'organisation de pots et repas joyeux qui ont permis de nous rassembler.

Mes quelques passages au DPhP m'ont permis de discuter avec Guillaume Mention – en qui je suis reconnaissante pour ses célèbres recommandations en statistiques –, Matthieu Vivier, Thierry Lasserre et Victoria Wagner.

Je remercie nos collaborateurs Grenoblois pour leur accueil chaleureux qui ont fait de mes périodes de missions d'excellents souvenirs. Mention particulière pour l'accueil enjoué de Thomas Salagnac et Laura Bernard à l'heure du thé au LPSC, ou pour un dîner improvisé en ville. Miroir émotionnel me talonnant à une année d'intervalle, Laura a été un soutien de taille et une amie irremplaçable dans la collaboration. L'élégant couple Bernard-Bonhomme ne serait rien sans sa joie de vivre communicative et sa sensibilité.

L'agencement des bureaux du DPhN permettant une perméabilité bienvenue entre les groupes, mon cercle de fréquentation ne s'est pas cantonné aux chercheurs de neutrinos stériles. Ainsi, j'ai eu le plaisir de partager les pauses déjeuners avec – entre autres – Jaume Carbonell, Pierre Guichon, Anthony Marchix et Nicole D'Hose. Je suis extrêmement reconnaissante envers la bienveillance de cette dernière, ses chaudes recommandations et sa cuisine délicieuse. Je remercie également Anna Corsi d'avoir bien voulu être ma tutrice.

Je suis consciente de la chance que nous avons de bénéficier d'une atmosphère amicale et détendue entre doctorants et post-doctorants, rendue possible par les initiatives et les talents d'organisation des volontaires successifs : Nancy Hupin, efficace sur tous les fronts et à l'esprit toujours positif, Loïc Thulliez, Jason Hirtz, Antoine Vidon. La relève me paraît assurée avec brio par Zoé Favier, à qui je souhaite de beaux (et lourds) résultats.

Par définition, les précaires vont et viennent mais ne se font pour autant pas oublier. Déçu d'être bien souvent seul dans son bureau, Raphaël Briselet a vite identifié la pièce 113 comme lieu fertile de diffusion de ses connaissances, plus farfelues les unes que les autres mais pas moins bienvenues : son ouverture d'esprit et sa générosité ont sans nul doute contribué à la productivité pharamineuse de ma première année. De la programmation à l'Art, en passant par les engrais biologiques et le goût du Comté, rien n'échappe au sens critique de Valérian Sibille, dont la présence a été précieuse dès mes débuts au DPhN, sa sincérité et sa curiosité ayant largement contribué à la richesse de nos échanges.

Entre adeptes des sorties nocturnes à la lampe frontale et ceux qui préfèrent gambader au grand jour, beaucoup de liens entre étudiants se sont tissés lors de nos excursions régulières à la foulée dynamique en forêt. Parmi les initiateurs du mouvement, Antoine Vidon, endurant dans l'effort comme dans la narration des épopées de sa vie, est rapidement devenu un complice indispensable à ma vie quotidienne de doctorante, sous tous ses aspects (et le champ est vaste). Bien qu'impitoyable à l'entraînement, la détermination et la bonne humeur communicative de Loïc Thulliez – encore précaire au fond de lui et de sa tirelire – m'auront bien souvent permis de voir les choses sous un nouvel angle et d'avancer sans (trop) hésiter, car «c'est dans la tête» ! Regular at running as for working, I could not imagine better office mate than Michal Rapala, whose apparent calm also hides lively discussions and debates. Le souffle régulier, et sujet à de mystérieuses crampes, Mehdi Drissi a largement prouvé sa ténacité et nous a suivi jusqu'à l'arrivée de ce mémorable prologue du raid ; je le remercie pour ce trait de caractère qui a également eu son influence positive sur ma motivation lors de l'encadrement des TLs. La fine équipe aurait pu manquer de piquant sans Benjamin Bally, spécialiste en remarques cinglantes et espionnage.

Presque aussi sportif que nos sorties, le décryptage du langage ADUM a – contre toute attente – été un succès grâce au travail en collaboration rapprochée avec Pierre Arthuis et Nabil Chouika. Merci à Marco Meyer et ses sushis, Nicolas Pierre le vrai parisien, Saba Ansari et son enthousiasme, Christopher Filosa – que je n'oublie pas cette fois-ci ! – et à tous les présents aux déjeuners du vendredi avec qui j'ai eu plaisir à échanger.

Enfin, je souhaite exprimer toute ma gratitude et mon affection envers mes proches dont le soutien et l'écoute sont indispensables.

Je remercie de tout cœur mes parents pour la transmission de leur sensibilité et de leur regard sur le monde et pour m'avoir toujours encouragée et suivie dans mes projets. Merci jusqu'à la Lune et retour à ma Léa adorée, qui est venue à maintes reprises égayer l'appartement, m'arroser de son amour de sœur et me faire bénéficier de quelques gouttes de son bouillon de culture. Notre définition de *Ohana* est une force inouïe sur laquelle je peux toujours compter.

REMERCIEMENTS

Je suis profondément reconnaissante envers mon amie indéfectible Gaëlle, élan de vie et de propositions, avec qui faire du surf et danser dans un bal traditionnel deviennent une habitude. Pour s'aérer l'esprit entre questions philosophiques et musculation des zygomatiques, rien ne vaut une soirée joyeuse – et nourrissante – avec Thomas, Adèle et Benjamin. Les dîners romantiques avec Maryam, les week-ends thématiques avec Lucille et Hélène, les excursions dans le grand Ouest avec les copains grenoblois sont autant de bols d'air qui ont sans aucun doute été bénéfiques à ma santé.

Tino, du marathon de Paris à celui de la thèse, ensemble, tous nos défis deviennent si simples et évidents qu'ils ne peuvent qu'être relevés. Merci pour cet équilibre essentiel, merci d'avoir construit avec moi un présent empli de bonheurs et un avenir si accueillant.

Sommaire

Introduction	1
1 Contexte scientifique	3
1.1 Morceaux choisis de l’histoire des neutrinos	3
1.1.1 Du premier postulat à la théorie de Fermi	3
1.1.2 Les antineutrinos de réacteurs, première détection	4
1.1.3 Violation de parité	5
1.1.4 Existence de trois saveurs	6
1.1.5 Un parcours semé d’anomalies	7
1.2 Les neutrinos au delà du Modèle Standard	10
1.2.1 Masses et oscillations	10
1.2.2 Quelques considérations expérimentales utiles	12
1.2.3 Statut et perspectives du modèle à trois neutrinos	16
1.3 Le modèle à trois neutrinos mis en défaut	16
1.3.1 Anomalie des neutrinos de réacteurs	16
1.3.2 Autres anomalies	22
1.3.3 L’hypothèse d’un neutrino stérile léger	25
1.3.4 Tensions et controverses	27
1.3.5 Programmes expérimentaux et résultats	32
1.3.6 Analyses combinées	39
2 L’expérience STÉRÉO	45
2.1 Site expérimental	45
2.1.1 Source d’antineutrinos électronique	46
2.1.2 Hall expérimental	47
2.2 Physique de la détection	49
2.2.1 Réaction Bêta Inverse	49
2.2.2 Liquides scintillants	55
2.3 Bruits de fond et blindages	57
2.3.1 Sources de bruit de fond	57
2.3.2 Blindages passifs	58
2.3.3 Veto muon	58
2.4 Le détecteur STEREO	60

2.4.1	Détecteur interne	60
2.4.2	Électronique et acquisition	65
2.4.3	Étalonnage	67
2.4.4	Contrôle et suivi	69
2.5	Statut de l'expérience	69
3	Études de la réponse du détecteur	71
3.1	Études sur prototype	71
3.1.1	Détecteur et système d'acquisition	72
3.1.2	Homogénéité de la réponse lumineuse	73
3.1.3	Sources et simulation	74
3.2	Simulation	78
3.2.1	Géométrie du détecteur interne	78
3.2.2	Modèle optique des parois	78
3.2.3	Premières validations	80
3.2.4	Évolutions et modèle effectif	82
3.3	Réponse du détecteur	83
3.3.1	Échelle en énergie	83
3.3.2	Non-linéarités des liquides	86
3.3.3	Efficacité de capture du neutron	87
3.4	Discrimination en forme des signaux	89
3.4.1	Facteur de mérite et paramètres d'acquisition	89
3.4.2	Effets de volume	90
3.4.3	Caractérisation des distributions des reculs d'électrons	90
3.4.4	Évolutions temporelles	94
3.5	Conclusion	96
4	Recherche de paires corrélées	97
4.1	Définitions des sélections	97
4.1.1	Sélections en énergie et classification des événements	97
4.1.2	Corrélations	100
4.2	Algorithme de recherche de paires	104
4.2.1	Principe	104
4.2.2	Dénombrement des candidats corrélés et accidentels	105
4.2.3	Correction du temps mort	110
4.2.4	Autres utilisations de l'algorithme	112
4.3	Validations	113
4.3.1	Générateur aléatoire de suites d'événements	113
4.3.2	Validation de l'algorithme de recherche de paires	114
4.3.3	Validations sur les données	117
4.4	Conclusion	118

5	Étude des bruits de fond corrélés	119
5.1	Exposition au rayonnement cosmique	119
5.1.1	Bruits de fond attendus	120
5.1.2	Production dans la haute atmosphère	120
5.1.3	Flux au niveau de STEREO	121
5.2	Bruits de fond résiduels	123
5.2.1	Muons en fin de parcours	123
5.2.2	Bruits de fond induits par les neutrons	129
5.2.3	Synthèse et distribution par cellule	138
5.2.4	Discussion	139
5.3	Corrélations avec les conditions environnementales	141
5.3.1	Corrélation des taux avec la pression atmosphérique	141
5.3.2	Application à l'inter-comparaisons de jeux de données	142
5.4	Conclusion	145
6	Extraction des taux de $\bar{\nu}_e$	147
6.1	Compatibilité des périodes de données	147
6.1.1	Évolutions des conditions expérimentales	148
6.1.2	Variations des taux de candidats corrélés	151
6.1.3	Problématiques liées aux dérives de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$	153
6.2	Nouvelle méthodologie d'extraction	156
6.2.1	Principe général de la méthode	156
6.2.2	Procédure d'ajustement	158
6.2.3	Modèles utilisés	159
6.2.4	Propagation des incertitudes statistiques	169
6.2.5	Biais et incertitudes systématiques	171
6.3	Conclusion	177
7	Analyse du signal $\bar{\nu}_e$	179
7.1	Taux de $\bar{\nu}_e$ et rapport signal sur bruit	179
7.1.1	Évolution des taux et avancement des coupures	179
7.1.2	Bruit de fond et rapport signal-sur-bruit	180
7.2	Des spectres à l'analyse d'oscillation	182
7.2.1	Test d'hypothèses	182
7.2.2	Traitement des incertitudes systématiques	183
7.2.3	Premiers résultats : méthode des ratios	186
7.3	Conclusion et perspectives	192
	Conclusion	195
	Bibliographie	197

A	Recherche de paires corrélées	207
A.1	Lois de probabilité et comptage	207
A.2	Temps mort	209
A.2.1	Cas simple, n=1	209
A.2.2	Cas n	209
A.3	Distributions accidentelles	211
A.3.1	Condition d'isolation appliquée	211
A.3.2	Veto muon appliqué	211
B	Extraction du signal $\bar{\nu}_e$	213
B.1	Maximum de vraisemblance	213
B.2	Traitement des contraintes	214
B.3	Formule <i>naïve</i> de $\delta\mathcal{A}_\nu$	215

Introduction

Initialement postulé théoriquement, le neutrino ne pouvant se manifester que par interaction *faible* semblait condamné à rester hypothétique. C'était sans compter sur son abondance et sur les prouesses expérimentales réalisées, puisqu'un peu moins d'un siècle plus tard, nous sommes aujourd'hui à même de saisir une infime partie de ses mystères. Cette thèse a débuté en octobre 2015 alors que le Prix Nobel de Physique était décerné à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald pour la confirmation expérimentale du mécanisme d'oscillation, apportant la preuve que les neutrinos possèdent une masse. Par cette propriété, ces candidats presque insaisissables échappent au modèle standard de la physique des particules, et semblent ainsi se porter garants d'un champ d'exploration vaste et prometteur pour la compréhension de notre Univers.

Nombre de leurs propriétés fondamentales restent à ce jour inconnues, telles que leur masse absolue, leur nature, ou l'existence d'une violation de la symétrie de charge parité dans le secteur des neutrinos. Ces interrogations n'empêchent pas la physique des neutrinos de se construire dans un cadre satisfaisant, permettant d'expliquer la majorité des résultats expérimentaux par le mécanisme d'oscillations et de transitions entre trois saveurs leptoniques. La détermination des paramètres de ce modèle relève désormais de la mesure de précision, grâce à des détecteurs de plus en plus démesurés couplés à des techniques de réjection efficaces des bruits de fond.

Pourtant, plusieurs données expérimentales de mesures de neutrinos à courte distance de propagation se révèlent incompatibles avec ce modèle et pourraient être expliquées par l'introduction de neutrinos *stériles* légers. La validation d'une telle hypothèse aurait d'importantes conséquences, en physique des particules mais aussi en cosmologie avec laquelle elle est en forte tension. Si elle est invalidée, d'autres explications doivent être fournies. Dans tous les cas, ces anomalies nécessitent d'être résolues et appellent pour cela à de nouvelles mesures.

L'expérience STEREO a été initiée suite à la révélation de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, indiquant un déficit dans les taux d'antineutrinos mesurés proches de réacteurs par rapport à la prédiction. Elle a été conçue pour être sensible à une oscillation se développant sur quelques mètres, signant la présence d'un état stérile de l'ordre de l'eV, capable de résoudre cette anomalie. Le flux d'antineutrinos du réacteur de recherche de l'ILL, à Grenoble, est mesuré dans six cellules identiques remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium. La comparaison relative de leurs spectres permet de tester l'hypothèse d'oscillation en s'affranchissant des prédictions théoriques.

A partir d'une approche historique, le chapitre 1 permet de dresser un portrait du neutrino et d'introduire le mécanisme d'oscillation et ses conséquences expérimentales. Le contexte scientifique récent des anomalies à courte distance sera ensuite exposé, avec l'état des lieux des différents projets. L'expérience STEREO sera présentée en détail dans le chapitre 2.

Le travail réalisé pendant cette thèse couvre plusieurs aspects de l'expérience, et suit naturellement l'avancement du projet. Une première contribution s'inscrit dans la phase de conception de l'expérience et a consisté à valider la réponse du détecteur à partir d'une cellule prototype et à préparer les outils de simulation. Ces études sont présentées au chapitre 3 et permettent de faire le lien avec la stratégie de calibration de la réponse du détecteur choisie par la collaboration.

La prise de données a débuté fin 2016. Dans ce cadre, une deuxième contribution importante a été la mise en place de l'algorithme de recherche de paires corrélées, permettant la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$, détaillé dans le chapitre 4. Il est l'outil de base pour les études réalisées par la suite dans cette thèse, présentées dans chapitres 5 et 6. Le 5 se concentre sur l'étude des bruits de fond à partir des données collectées en période d'arrêt. Leur caractérisation et leur maîtrise est cruciale pour cette expérience de surface, qui ne dispose d'un rapport signal sur bruit que de l'ordre de l'unité. Ils seront mis à profit pour l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$, selon une méthode originale s'affranchissant des variations de conditions expérimentales qui sera exposée dans le chapitre 6. Enfin, le chapitre 7 sera consacré aux premiers résultats obtenus à l'aide des spectres de neutrinos ainsi extraits.

Chapitre 1

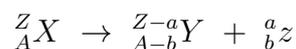
Contexte scientifique

1.1 Morceaux choisis de l’histoire des neutrinos

Les neutrinos sont des pièces élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules. Leur identification en tant que fermions de la famille des leptons intervenant dans le secteur électro-faible de ce modèle a été l’aboutissement d’une construction progressive. Plusieurs itérations ont été nécessaires afin de construire un cadre satisfaisant, basées sur des observations expérimentales ou grâce à des changements de paradigmes théoriques. Le but de cette section introductive est de mettre en lumière quelques aspects de cette histoire qui semblent pertinents pour la compréhension de la nature de cette particule (presque) insaisissable et des défis expérimentaux associés.

1.1.1 Du premier postulat à la théorie de Fermi

L’histoire du neutrino est intimement liée à celle de la découverte de la radioactivité β au début du XX^{ème} siècle. A l’image des radiations α et γ , la radiation β – leur nomenclature découlant de leur pouvoir pénétrant croissant – fut interprétée comme la désintégration d’un noyau suivie de l’émission d’une particule. Ces radiations ont été étudiées de façon extensive. Le spectre énergétique des deux premières – exhibant une énergie discrète pour chacun des produits de réaction – a rapidement été compris. En effet, si le noyau fils est considéré au repos, la cinématique de la réaction du type



contraint complètement l’énergie de la particule émise z .

La désintégration β , quant à elle, montra un spectre continu en énergie, mesuré en 1914 par Chadwick [1], bien qu’une seule particule – un électron – ne fut observé dans l’état final. L’incompréhension devant cette énigme fut telle que Niels Bohr osa avancer que l’énergie pourrait se conserver de façon statistique seulement. La preuve de l’existence d’une valeur maximale au spectre β , apportée en 1927 par Ellis et Wooster, montra l’incohérence de cette proposition. Finalement, il fallut attendre 1930 pour que Pauli postule dans sa fameuse lettre ouverte [2] l’existence d’une troisième particule en jeu.

Guidé par des mesures de spin et de masses des états initiaux et finaux, il put établir un premier profil pour ce candidat imperceptible : il ne devait porter aucune charge électrique, avoir un spin $\frac{1}{2}$ et être nécessairement de masse très faible – au vu de la valeur maximum du spectre β , confondue avec celle de l'énergie de la réaction dans la résolution expérimentale.

Deux ans plus tard, Fermi propose la première théorie décrivant l'interaction responsable de cette désintégration [3]. Il s'inspire de l'idée de Heisenberg rapprochant le neutron et le proton et utilise le formalisme de la seconde quantification¹ utilisé par Dirac. L'interaction est traitée dans le cadre de la théorie des perturbations. En particulier, la règle d'or de Fermi permet d'accéder aux probabilités de transition

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rho(E_f)$$

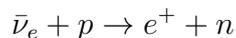
où $\rho(E_f)$ est la densité d'états finaux disponibles pour les leptons, et l'élément de matrice \mathcal{M}_{fi} décrit l'interaction entre l'état initial i et final f du système (noyau+leptons) :

$$\mathcal{M}_{fi} = \int_V (\Psi_f^* \Psi_e^* \Psi_\nu^*) H_{\text{int}} \Psi_i dV$$

et fait intervenir la constante de Fermi G_F , assimilée au couplage de l'interaction faible, qu'il reste à déterminer expérimentalement. Puisqu'elle décrit la même interaction, la constante doit être universelle pour les trois réactions alors identifiées – les désintégrations β^+ , β^- et la capture électronique. Dans cette formulation, la portée de la force est nulle ; l'interaction est donc considérée comme ponctuelle. Néanmoins, la théorie de Fermi est un succès et les formes des spectres qu'elle prédit sont toujours employées aujourd'hui.

1.1.2 Les antineutrinos de réacteurs, première détection

Dès la formulation de la théorie de Fermi, Bethe et Bacher remarquent en 1936 qu'une réaction susceptible de prouver l'existence du neutrino est celle de sa capture par la matière, transformant un proton en neutron et donnant naissance à un positron :



C'est le processus appelé désintégration bêta inverse. Cependant, les premières estimations de la section efficace de cette réaction étaient si proches de zéro que la quête semblait sans espoir.

Pourtant, vingt ans plus tard – profitant du contexte du projet Manhattan à Los Alamos – les physiciens Reines et Cowan s'intéressent aux questions fondamentales touchant à l'interaction faible. Ayant conscience de cette très faible probabilité d'interaction, ils imaginèrent d'abord profiter du flux intense – et bref – de neutrinos produit lors d'une

1. L'introduction des opérateurs création et annihilation dans la théorie de la seconde quantification est nécessaire pour traiter ici la création du neutrino et de l'électron, qui ne *préexistent* pas dans l'état initial.

explosion nucléaire, seule possibilité d’avoir un signal qui puisse se distinguer de façon significative du bruit de fond. Ce projet initial fut finalement abandonné au profit d’une nouvelle idée qui allait devenir l’une des méthodes les plus employées dans la physique des neutrinos – celle utilisée dans STÉRÉO. La détection du neutron – en plus de celle du positron – rend la signature de l’antineutrino distincte d’une grande partie du bruit de fond. Placer le détecteur proche d’un réacteur nucléaire pour y détecter les antineutrinos produits par les produits de fission devient alors envisageable et le projet débuta à Hanford. Cependant, les physiciens constatèrent que le taux de comptage de candidats neutrinos était sensiblement identique lorsque le réacteur était éteint ou en fonctionnement – avec un léger surplus non significatif pour les périodes de fonctionnement – concluant en la présence de bruits de fond un ordre de grandeur supérieur au signal créés par les rayonnements cosmiques. Rapidement identifiés, ces bruits de fonds corrélés constituent effectivement les bruits de fonds dominants des expériences de détection de neutrinos, justifiant que la plupart d’entre elles soient enterrées afin de réduire drastiquement le flux de ces radiations d’origine cosmique.

Forts de l’identification de ces problématiques, l’équipe se lança dans l’amélioration de leur technologie de détection : dans l’expérience qu’il mèneront à Savannah River en 1956 [4], deux cibles liquides dopées au cadmium sont intercalées entre trois réservoirs de liquides scintillants couplés à des photomultiplicateurs, permettant d’apporter une information spatiale discriminante. Ainsi, alors que les produits d’une désintégration bêta inverse causée par un antineutrino de réacteur ont une énergie visible de l’ordre du MeV et un étalement spatial limité, les événements d’origine cosmique sont de plus haute énergie et ont un fort pouvoir pénétrant, laissant des traces dans tout le détecteur. Avec un rapport signal sur bruit de 3, ils purent affirmer avec succès la première détection du neutrino et donner une mesure de la section efficace de la réaction bêta inverse à 5% – en accord avec les prédictions théoriques qui ne l’estimaient qu’à $\pm 25\%$ – $\sigma = 6.3 \times 10^{-44} \text{cm}^2$.

Vieille de 60 ans, cette expérience nous en dit déjà long sur les caractéristiques intrinsèques à la détection de neutrinos et ses problématiques associées. Bien que bénéficiant aujourd’hui de technologies plus avancées – électronique, automatisation, simulation – ce sont finalement les mêmes que celles rencontrées et développées tout au long de cette thèse autour de l’expérience STÉRÉO : identification du signal $\bar{\nu}_e$, blindages contre les bruits de fond liés à l’activité du réacteur, et réjection des bruits de fond d’origine cosmique.

1.1.3 Violation de parité

La symétrie de parité change le signe des coordonnées d’espace : $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. Un vecteur (l’impulsion \vec{p} , par exemple) verra ses coordonnées changer de signe lors d’une transformation de parité, tandis qu’un pseudovecteur (moment cinétique, champ magnétique) sera inchangé sous cette symétrie. Parmi les expériences envisagées par Lee et Yang en 1956 [5] pour tester la violation de parité figure l’expérience menée par Wu [6]. En autorisant toutes les formes de transformations possibles décrivant l’interaction faible, leur idée était de pouvoir trouver une observable accessible expérimentalement qui mette en jeu une interférence entre les termes violant la parité et ceux ne la violant pas. La distri-

bution angulaire des électrons issus d'une désintégration bêta d'un noyau orienté en est une. L'expérience de Wu utilise la désintégration β^- du cobalt :

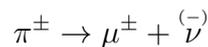


L'isotope radioactif est initialement dans un état $J^\pi = 5^+$ et sa désintégration laisse le noyau fils dans un état excité avec $J^\pi = 4^+$. Un fort champ magnétique \vec{B}_z suivant un axe arbitraire \vec{z} permet de polariser la source de cobalt, de sorte que les noyaux soient majoritairement dans l'état de spin maximal $J_z=5$. Pour cette désintégration bêta permise², les règles de conservation et de composition des moments cinétiques³ imposent que le noyau fils soit dans un état $J_z=4$ et que $S_z^\nu = S_z^{e^-} = 1/2$, alignés selon la direction du champ magnétique z . Une asymétrie entre le nombre d'électrons émis dans le demi-espace $z > 0$ avec celui dans $z < 0$ doit alors permettre de trancher sur l'existence et l'ampleur de cette violation. Wu observe effectivement une dominance d'électrons émis dans la direction opposée à la celle de polarisation – qui n'est autre que celle de son spin – signifiant qu'une majorité d'électrons d'hélicité⁴ égale à -1 sont produits par l'interaction faible, ou encore que celle des antineutrinos est égale à 1.

Le caractère maximal de cette violation fut apporté quelques années plus tard – l'expérience de Wu n'ayant pas la précision nécessaire pour déterminer l'ampleur de la violation – par Goldhaber qui mesura directement l'hélicité négative du neutrino [7]. L'interaction faible ne couple donc que les neutrinos gauches et les antineutrinos droits. Feynmann et Gell-Mann [8] dérivent alors le lagrangien de l'interaction faible qui ne conserve que les transformations permettant une violation de parité (transformations "V-A", pour vecteur-axial). Dans ce modèle, les neutrinos n'ont pas de masse et le terme V-A ($1-\gamma^5$) permet la projection de la chiralité gauche.

1.1.4 Existence de trois saveurs

Konopinsky et Mahmoud introduisent en 1953 le nombre leptonique L, qu'ils supposent être conservé par l'interaction faible. Cependant, les mesures expérimentales semblent indiquer que la réaction $\mu \rightarrow e + \gamma$, qui conserve ce nouveau nombre L, est interdite. En 1960, Pontecorvo et Schwarz proposent indépendamment d'utiliser des neutrinos produits par accélérateur lors de la désintégration en vol de pions selon



ce qui sera effectué par les expérimentateurs du Brookhaven National Laboratory pour apporter la preuve de la nature différente des ν_μ et ν_e [9]. Ces résultats suggèrent l'existence

2. Pas de moment angulaire porté par l'électron et le neutrino : $L_{\nu+e} = 0$, au sens de Gamov-Teller ($\Delta J=1$). Les transitions β permises correspondent à l'ordre zéro du développement de l'élément de matrice \mathcal{M}_{fi} de la théorie de Fermi.

3. $J_z^{\text{Co}} = J_z^f + J_z^{\nu+e}$

4. L'hélicité est la projection normalisée du spin d'une particule sur son impulsion, prenant pour valeurs -1 ou 1.

de nombres leptoniques additifs différents pour les neutrinos muoniques et électroniques L_e et L_μ [10]. L'établissement de l'existence de trois espèces de neutrinos – de masses inférieures à $M_Z/2$ – provient de l'ajustement de la largeur de désintégration du boson Z^0 , mesurée au LEP en 1992. L'existence du neutrino tauique ν_τ ne fut confirmée expérimentalement qu'en 2001 par la collaboration DONUT [11].

1.1.5 Un parcours semé d'anomalies

En parallèle à l'établissement du Modèle Standard, et suite à leur première détection en 1956, les neutrinos furent rapidement envisagés comme sonde pour l'étude du soleil. Les calculs théoriques de Bahcall prévoyaient en effet un pur flux de neutrinos électroniques, provenant des désintégrations β^+ des réactions nucléaires au sein de l'étoile. Les premières mesures réalisées par l'expérience de Raymond Davis, à Homestake révélèrent un taux de neutrinos mesuré à hauteur d'un tiers seulement par rapport à celui prédit. Cette observation – confirmée à posteriori par d'autres expériences – est connue sous le nom d'*anomalie des neutrinos solaires*.

L'interprétation pour le déficit observé comme étant la conséquence d'une transition des ν_e vers un autre état – non détecté – a rapidement été proposé par Pontecorvo. Dès 1957, il propose le mécanisme $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$. La possibilité de transitions plutôt entre saveurs vient naturellement après la découverte du neutrino muonique, et le processus d'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ est envisagé et formalisé.

Les anomalies concernant les neutrinos ne se restreignent pas aux neutrinos solaires. Dès 1988, l'expérience Super-Kamiokande exploite les 55 000 tonnes d'eau de son détecteur Cherenkov – originellement construit pour étudier une éventuelle désintégration du proton – pour détecter les neutrinos générés lors des interactions primaires et secondaires des rayonnements cosmiques avec les molécules de l'atmosphère. Les désintégrations de pions à haute altitude génèrent des muons associés à leur partenaires neutrinos. Une partie de ces muons vont ensuite se désintégrer sur toute la hauteur atmosphérique, alimentant des composantes électroniques et muoniques supplémentaires, à des énergies de l'ordre de la centaine de MeV. L'expérience est capable de différencier ces deux espèces de neutrinos ν_e et ν_μ par l'intermédiaire de la réaction

$$\nu_l + N \rightarrow l + X$$

grâce à l'identification de la saveur du lepton l – électronique ou muonique – dans l'état final. La première analyse consiste en l'étude du double ratio

$$R_{\mu/e} = \frac{(N_\mu/N_e)_{exp}}{(N_\mu/N_e)_{pred}} \quad (1.1)$$

permettant la confrontation des données aux prédictions tout en s'affranchissant d'incertitudes théoriques et expérimentales, en particulier celle de la norme absolue du flux. Les ratios reportés sont inférieurs à 1. Le flux d'électrons étant vraisemblablement bien reproduit, cette *anomalie des neutrinos atmosphériques* se traduit en fait par un déficit

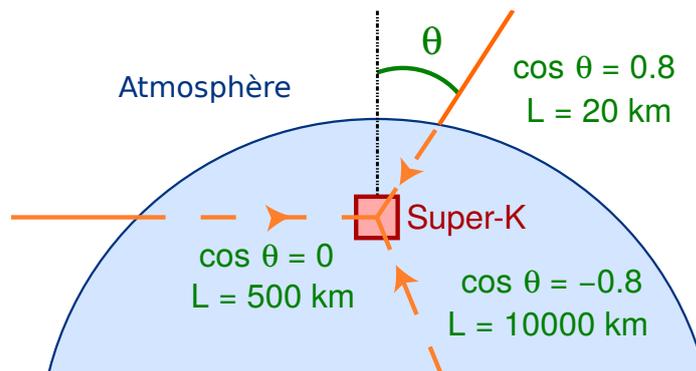


FIGURE 1.1 – Illustration du principe d’exploitation de l’angle d’incidence des candidats ν détectés par SK pour reconstruire la distance qu’ils ont parcourue entre leur production – dans les hautes couches de l’atmosphère – et leur détection. L’amplitude donne accès à des distances entre ~ 10 km et 10 000 km. Figure adaptée de [13]

de neutrinos muoniques par rapport à la prédiction.

L’information supplémentaire en direction – obtenue par le rayonnement Cherenkov – permet l’étude de l’évolution de ce déficit en fonction de l’angle d’incidence, autrement dit en fonction de la distance parcourue entre lieu de production et le lieu de détection, ceci est illustré sur la figure 1.1. Tel qu’il a été formalisé, le mécanisme d’oscillation doit dépendre du rapport L/E_ν , où L est la distance de propagation du neutrino, et E_ν son énergie. En classifiant les données en fonction de ce rapport, la collaboration Super-Kamiokande réalise la première mesure d’une oscillation de neutrinos, celle qui explique la disparition des ν_μ [12]. Cette évolution est présentée sur la figure 1.2.

En ce qui concerne l’anomalie des neutrinos solaires, la preuve d’une transition entre saveurs est apportée par l’expérience SNO, en 2002 [14]. Les neutrinos sont détectés par courants chargés, par courants neutres et par diffusion élastique ; les deux derniers types de réactions étant sensibles aux trois espèces de neutrinos. Cette sensibilité à toutes les saveurs leur permet d’accéder à la composition leptonique du flux de neutrinos solaire sur terre, et de retrouver la composante électronique manquante dans les deux autres. Le flux total – somme de ces trois contributions – est lui bien compatible avec les prédictions théoriques. Bien qu’elles soient favorisées [15], ce résultat ne prouve pas à lui seul l’existence d’oscillations, un certain nombre de modèles alternatifs expliquant également les données ne pouvant être totalement rejetés [16]. En 2003, l’expérience KamLAND [17] installée à 180 km d’un réacteur nucléaire résout définitivement le problème des neutrinos solaires en mesurant directement une oscillation – les données sont présentées sur la figure 1.3. L’extraction de ses paramètres a permis d’exclure l’ensemble des modèles compatibles avec les résultats de SNO excepté une seule solution possible de l’effet MSW – ou effet de matière – pour lequel le phénomène de conversion de saveurs a lieu au sein même du soleil.

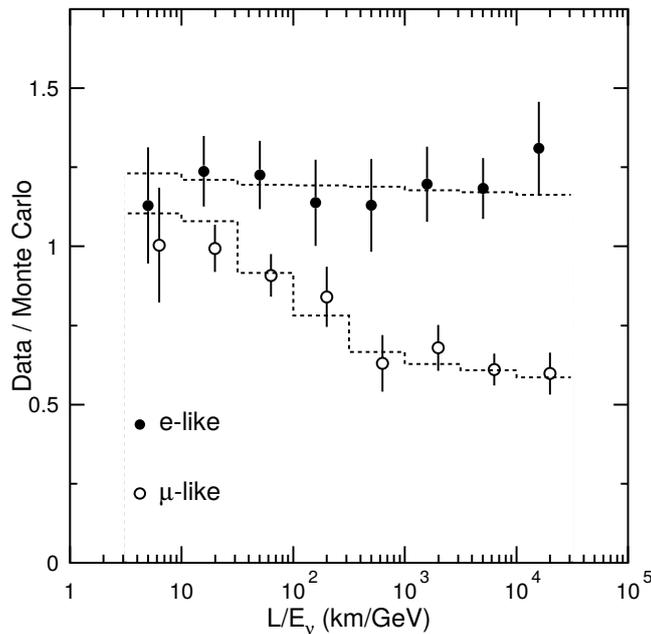


FIGURE 1.2 – Rapport entre taux observés et taux prédits en l’absence d’oscillation pour les candidats $\bar{\nu}_e$ – points pleins – et ν_μ – points vides – en fonction du rapport L/E_ν . Les lignes pointillées représentent la prédiction incluant une oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. [12]

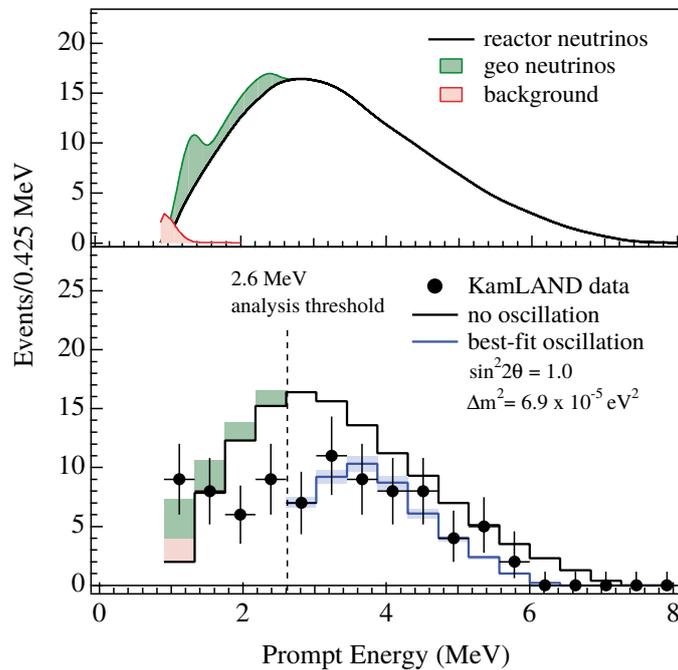


FIGURE 1.3 – Figure supérieure : spectre énergétique de $\bar{\nu}_e$ de réacteur prédit – en noir – et contamination de bruit de fond, en couleurs. Figure inférieure : distribution de candidats $\bar{\nu}_e$ mesurée par KamLAND – points noirs – superposée à la prédiction sans oscillation – ligne noire – et avec oscillations – ligne bleue. KamLAND étant situé à une distance moyenne de 180 km fixée par rapport aux réacteurs, la distorsion induite par le mécanisme d’oscillation se manifeste en fonction de l’énergie [17].

La combinaison de tous ces résultats achève donc de valider la théorie des oscillations dans le vide et dans la matière, et amène la preuve définitive d'une masse non nulle aux neutrinos. Cette découverte est non seulement une avancée notable dans la compréhension des propriétés de cette particule, mais constitue également le premier signe d'une physique au-delà du Modèle Standard.

1.2 Les neutrinos au delà du Modèle Standard

Si la question de l'origine de masse des neutrinos n'est pas encore résolue d'un point de vue théorique⁵, ses conséquences expérimentales peuvent déjà être décrites de façon satisfaisante. Le mécanisme des oscillations dans le vide suffit à la compréhension des résultats exposés dans cette thèse, la dérivation des probabilités d'oscillations associée sera donc effectuée dans ce cadre et permettra ensuite une discussion des conséquences expérimentales de ce phénomène.

1.2.1 Masses et oscillations

Le mécanisme d'oscillation est la conséquence d'une différence entre états propres d'interaction et de propagation. Les états propres d'interaction ne sont autres que les états de saveur leptonique, tandis que la propagation dans le vide relève des états de masse. La relation entre ces deux bases s'exprime par l'intermédiaire de la matrice unitaire de mélange leptonique, connue sous le nom de matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), définie par convention comme étant la matrice de passage de la base des saveurs à celle des masses :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

où les saveurs sont étiquetées par les lettres e, μ, τ et les masses numérotés de 1 à 3. Dans un cas général avec n états de masses et de saveurs, la relation se généralise selon

$$\begin{pmatrix} \nu_{\alpha 1} \\ \nu_{\alpha 2} \\ \vdots \\ \nu_{\alpha N} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \vdots \\ \nu_N \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

où U est une matrice unitaire $N \times N$.

La relation (1.3) est définie par conventions pour les champs de neutrinos. La description d'un état de saveur α , $|\nu_\alpha\rangle$, créé lors d'une interaction par courant chargé, est alors

5. Seuls les neutrinos gauches prennent part à l'interaction faible – c'est ce qui a été mis en évidence expérimentalement par Wu. Or, dans le Modèle Standard, le terme de masse généré par le couplage de Yukawa combine les composantes de chiralités gauche et droite d'un champ, les neutrinos n'ont donc tout simplement pas de masse dans ce modèle.

donnée par :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^N U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.4)$$

L'état de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ est une superposition cohérente d'états propres de masse.

L'évolution dans le temps d'un état de masse $|\nu_j\rangle$, d'énergie définie E_j , état propre du Hamiltonien de propagation, obéit à l'équation de Schrödinger dans le vide :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle \quad (1.5)$$

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle, \text{ où } |\nu_j\rangle \equiv |\nu_j(0)\rangle \quad (1.6)$$

où les unités naturelles ($\hbar = c = 1$) seront utilisées dans ce qui suit.

D'un point de vue expérimental, seuls les états de saveurs sont accessibles, c'est donc la propagation d'un tel état qui est pertinente pour l'interprétation des mesures. Celle-ci s'obtient par la combinaison des équations 1.4 et 1.6 :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{j=1}^N U_{\alpha j}^* \exp(-iE_j t) |\nu_j\rangle \quad (1.7)$$

$$= \sum_{\alpha \in \{e, \mu, \tau\}} \left(\sum_{j=1}^N U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp(-iE_j t) \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.8)$$

et exprime le fait que $|\nu_\alpha(t)\rangle$ est une superposition d'états de saveurs, dont la décomposition évolue avec le temps à cause des facteurs de phases ($e^{-iE_j t}$), propres à chaque état de masse. Une première hypothèse consiste ici à considérer que les neutrinos peuvent être directement décrits par un état propre de saveur lors de leur production et de leur détection, la probabilité pour un neutrino initialement produit dans un état de saveur α d'être détecté dans l'état β après un temps t s'écrit alors

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 \quad (1.9)$$

$$= \left| \sum_j^N U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp(-iE_j t) \right|^2 \quad (1.10)$$

$$= \sum_{j,k}^N U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \exp(-(E_j - E_k)t) \quad (1.11)$$

En supposant que les neutrinos puissent être traités comme ultra-relativistes⁶, le temps de propagation t est approximativement égal – en unités naturelles – à la distance L séparant source et détection, et l'écart énergétique qui figure dans la dernière équation se

6. ce qui, au vu de leur faible masse, est justifié pour les énergies mises en jeu

simplifie :

$$E_j - E_k = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2} - \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_j^2} \quad (1.12)$$

$$\approx p_j + \frac{m_j^2}{2p_j} - p_k + \frac{m_k^2}{2p_k} \quad (1.13)$$

$$\approx \frac{m_j^2 - m_k^2}{2p} \approx \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} \quad (1.14)$$

(1.11) devient alors :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \sum_{j,k}^N U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \exp\left(-\left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}\right)L\right) \quad (1.15)$$

Plusieurs approximations ont permis d'aboutir à ce résultat classique : le traitement en ondes planes – permettant la simplification d'une impulsion définie pour chaque état – et l'hypothèse de neutrinos ultra-relativistes. Un traitement rigoureux nécessite le formalisme des paquets d'ondes. Cependant, cette approche simplifiée est fréquemment utilisée car elle permet d'aboutir, sous certaines conditions de cohérence, à la même formule d'oscillation. [18, 19].

Quelques relations de trigonométrie et l'exploitation de l'unitarité de la matrice PMNS permettent d'exprimer (1.15) sous la forme alternative

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_k \sum_{j < k} \text{Re}(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2\left(-\left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}\right)L\right) \\ & + 2 \sum_k \sum_{j < k} \text{Im}(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(-\left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}\right)L\right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

mettant ainsi en valeur le caractère oscillant de la probabilité de transition, qui nécessite des masses non dégénérées, et dont les phases dépendent du rapport L/E .

Cette forme permet également de remarquer que, pour $\alpha = \beta$, le terme $(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j})$ est réel, et la probabilité de survie d'un neutrino ν_α est identique à celle de son antiparticule $\bar{\nu}_\alpha$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) \quad (1.17)$$

1.2.2 Quelques considérations expérimentales utiles

Les éléments de la matrice U_{PMNS} ne pouvant être prédits théoriquement, le mélange entre états de saveurs et états de masse doit être déterminé expérimentalement. Dans le cadre classique à trois saveurs, la combinaison de l'ensemble des mesures permet aujourd'hui la connaissance des éléments de la matrice avec une précision relative entre 1 % et 15 % selon les éléments [20].

Dominance d'un régime d'oscillation

En plus des éléments de matrice, la description du processus d'oscillation nécessite de connaître deux des écarts de masse Δm^2 . Les deux écarts de masse mesurés expérimentalement sont :

$$\Delta m_{21}^2 = (7.40 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad \Delta m_{32}^2 = (2.49 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.18)$$

Munis de tous ces paramètres, les oscillations sont entièrement décrites. La figure 1.4 illustre la probabilité de disparition des $\bar{\nu}_e$ de réacteur $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ tracée à partir des paramètres connus en fonction de la distance à titre d'exemple. Deux régimes y sont clairement visibles, et sont expliqués par les deux ordres de grandeurs séparant les écarts de masse. Sur cet exemple, en notant

$$\phi_{21} = \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} \quad \phi_{32} = \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} \quad (1.19)$$

Les valeurs mesurées donnent $\phi_{21} \ll \phi_{32}$. Aussi, lorsque L augmente, la première oscillation qui se développe est celle dont la fréquence ϕ est la plus élevée, soit pour ϕ_{32} , la probabilité est alors insensible à Δm_{21}^2 . Le deuxième régime, régi par ϕ_{21} n'apparaît que lorsque L augmente de ~ 2 ordres de grandeurs, offrant ainsi une sensibilité à Δm_{21}^2 .

Cette séparation en deux régimes permet dans beaucoup de cas de pouvoir se placer dans l'approximation d'un mélange effectif entre deux neutrinos où deux des trois états de masse peuvent être considérés comme dégénérés, un seul écart de masse Δm^2 étant suffisant pour décrire les données. Dans ce cas, la matrice de mélange peut être exprimée

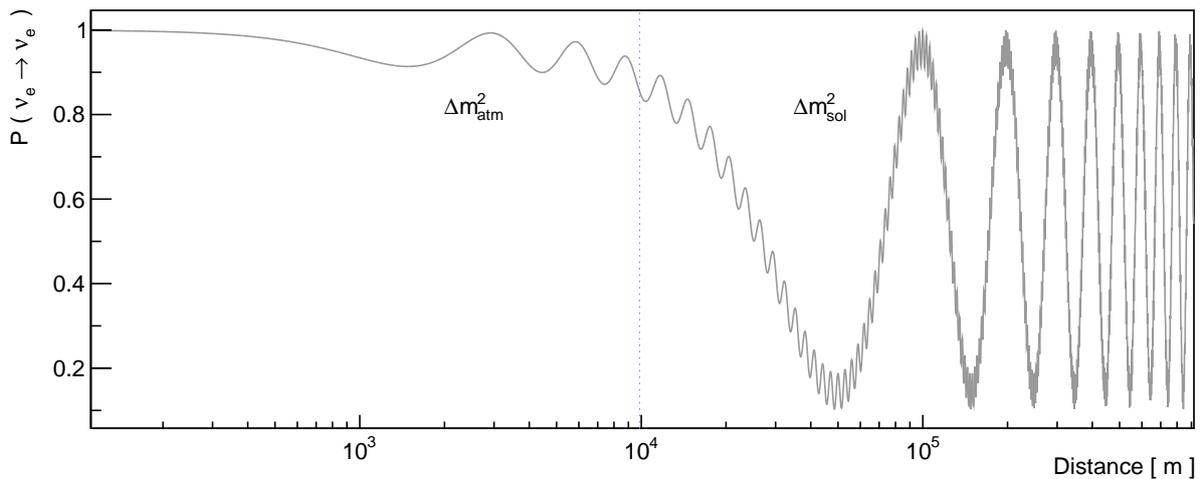


FIGURE 1.4 – Allure de la probabilité de survie $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ selon la formule théorique pour un $\bar{\nu}_e$ de 3MeV en fonction de la distance de propagation. La première oscillation à se développer est celle dirigée par la plus grande fréquence Δm_{atm}^2

sous la forme familière d'une rotation d'angle θ entre les deux bases :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

et permet la simplification des probabilités d'oscillations selon

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right), \text{ pour } \alpha \neq \beta \quad (1.21)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \quad (1.22)$$

où l'amplitude de l'oscillation est donnée par $\sin^2(2\theta)$, avec θ nommé angle de mélange.

Cette approximation a été employée historiquement pour décrire les anomalies expérimentales, et explique ainsi la désignation couramment employée des écarts de masse :

$$\Delta m_{21}^2 \equiv m_{\text{sol}}^2 \ll \Delta m_{32}^2 \equiv m_{\text{atm}}^2 \quad (1.23)$$

le problème des neutrinos solaires ayant été résolu par la mesure d'une oscillation dans le régime dominé par Δm_{21}^2 et celui des neutrinos atmosphériques étant associé à la mesure de Δm_{32}^2 . Cette description commode sous forme de matrices de rotations peut être étendue en dimension 3, et la matrice U_{PMNS} est alors paramétrée par trois angles de mélanges et une ou trois phases⁷ [18]. Les trois angles de mélanges sont notés θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , et U_{PMNS} s'exprime alors comme un produit de matrices de rotations en deux dimensions :

$$U_{\text{PMNS}} \equiv R_{34}(\theta_{34}) R_{24}(\theta_{24}, \delta_{24}) R_{23}(\theta_{23}) R_{13}(\theta_{13}, \delta_{13}) R_{12}(\theta_{12}, \delta_{12}) \quad (1.24)$$

où $R_{ij}(\theta_{ij})$ (et $R_{ij}(\theta_{ij}, \delta_{ij})$) sont les matrices de rotation par un angle θ_{ij} dans le plan ij (avec une phase δ_{ij}).

Lorsque l'approximation d'un régime effectif à deux neutrinos est valable, c'est-à-dire lorsqu'il existe un écart de masse entre un état N et l'état 1 – pris comme origine par simple convention – bien supérieur aux autres

$$\Delta m_{N1} \ll \Delta m_{j1} \quad \forall j \quad (1.25)$$

quelques factorisations et simplifications de l'expression générale de la probabilité de transition (1.15) permettent de simplifier son écriture sous la forme (1.21) en fonction des éléments de la matrice U_{PMNS} : [21]

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}^{\text{eff}}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{N1}^2 L}{2E}\right), \text{ pour } \alpha \neq \beta \quad (1.26)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}^{\text{eff}}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{N1}^2 L}{2E}\right) \quad (1.27)$$

7. Une seule phase si le neutrino est de Dirac, trois phases dans le cas où c'est une particule de Majorana

avec $\theta_{\alpha\beta}^{\text{eff}}$ et $\theta_{\alpha\alpha}^{\text{eff}}$ angles effectifs de mélanges tels que

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

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}^{\text{eff}}) = 4|U_{\alpha N}|^2(1 - |U_{\alpha N}|^2) \quad (1.29)$$

Types d'expériences et sensibilité

La figure 1.4 présentait l'évolution de la probabilité de survie d'un $\bar{\nu}_e$ de réacteur en fonction de la distance. D'un point de vue expérimental, les effets de résolution de détection – en énergie et en distance – affectent la reconstruction de cette probabilité et limitent les possibilités de mesure des oscillations. Ces effets sont illustrés sur la figure 1.5 dans le cas d'une mesure de la probabilité $P(\mu_\alpha \rightarrow \mu_\alpha)$ dans un cadre simplifié à deux saveurs. A la courbe de probabilité théorique sont superposées les allures de cette même probabilité reconstruite pour différentes hypothèses de résolution. Dans ce cas, les oscillations observées à grande distance ne peuvent plus être résolues expérimentalement et se traduisent par une valeur moyennée qui ne dépend plus que de l'angle de mélange θ .

Une expérience aspirant à avoir une sensibilité sur le paramètre Δm^2 n'a donc guère le choix en terme de placement – la source de neutrinos ayant généralement une énergie définie – et aura tout intérêt à se placer au niveau des premiers développements de l'oscillation étudiée. Cette illustration simple met également en évidence que les effets de résolutions diluent l'amplitude de l'oscillation, nécessitant alors une mesure de grande résolution si de faibles angles de mélanges sont étudiés.

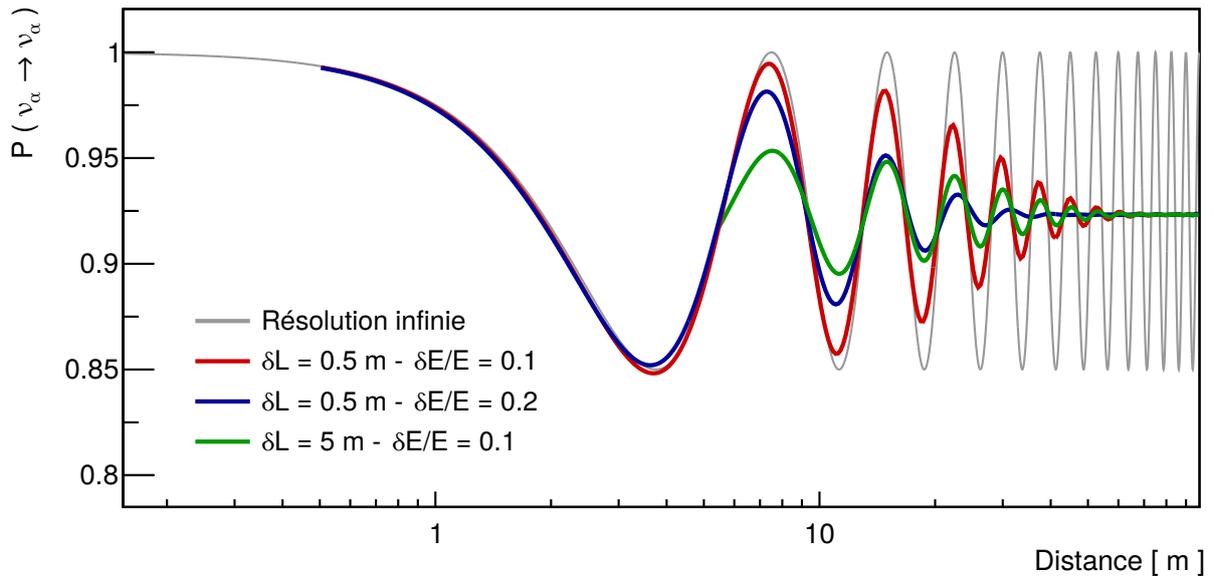


FIGURE 1.5 – Allure de la probabilité de survie $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ selon la formule théorique – en gris – et pour différents effets de résolution de détecteurs pris en compte. Probabilité de survie à titre illustratif, pour $\Delta m^2 = 1\text{eV}^2$, $\sin^2(2\theta) = 0.15$ et $E_\nu = 3\text{MeV}$.

1.2.3 Statut et perspectives du modèle à trois neutrinos

La combinaison de l'ensemble des mesures effectuées auprès des différentes sources permet d'explorer les différents régimes et ainsi de contraindre avec une précision croissante les angles de mélanges θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} et les écarts de masse Δm^2_{21} et $|\Delta m^2_{31}|$. Néanmoins, cette construction n'est pas tout à fait achevée. Les incertitudes actuelles ne permettent pas encore de connaître l'octant de θ_{23} , et seule la valeur absolue de $|\Delta m^2_{31}|$ est mesurée, laissant deux possibilités quant à l'ordre des états de masse, l'ordre dit *normal* pour lequel $m_1 < m_2 < m_3$ et l'ordre *inversé* tel que $m_3 < m_2 < m_1$. Enfin, les incertitudes sur la valeur de la phase δ_{CP} restent encore grandes. La détermination de ces paramètres proviendra de l'analyse combinée des résultats de la prochaine génération d'expériences.

Grâce aux dernières prouesses technologiques, la détection de diffusion cohérente du neutrino est désormais possible, auprès d'accélérateurs et de réacteurs. L'exploration de ce canal offre un programme de physique riche. En particulier, il va permettre de tester le modèle standard et ouvre de nouvelles possibilités pour en rechercher des déviations.

En parallèle, les questions fondamentales sur la nature du neutrino et de sa masse absolue déclenchent des programmes expérimentaux ambitieux. Parmi elles, les expériences de recherche du processus de désintégration double β sans émission de neutrinos contraignent déjà le temps de vie de ce processus, relié à la masse effective des neutrinos. Son observation apporterait la preuve d'une violation du nombre leptonique et que les neutrinos sont de Majorana, c'est-à-dire leur propre antiparticule. Les défis de cette mesure sont à la fois expérimentaux – techniques de purifications et de réjection de bruit de fond avancées – et théoriques car la maîtrise des éléments de matrice nucléaire est par exemple nécessaire.

A plus court terme, certaines anomalies expérimentales qui subsistent et remettent en cause le modèle pourtant bien établi à trois neutrinos doivent être résolues. Ces anomalies font l'objet de la prochaine section, et le travail effectué dans cette thèse se place au cœur de l'une d'entre elle – l'anomalie des neutrinos de réacteurs. Quelles qu'en soient leurs conséquences – introduction d'une *nouvelle physique*, révisions de prédiction théoriques ou invalidations de résultats expérimentaux – la résolution de ces anomalies est essentielle pour avancer dans notre compréhension des neutrinos dans un cadre cohérent, déjà au delà du Modèle Standard.

1.3 Le modèle à trois neutrinos mis en défaut

1.3.1 Anomalie des neutrinos de réacteurs

Neutrinos de réacteur

Fissions nucléaires dans les réacteurs Le fonctionnement des réacteurs repose sur l'exploitation de l'énergie libérée lors des réactions de fission nucléaires, sous la forme d'énergie de liaison. La fission nucléaire correspond à la scission d'un noyau en deux fragments plus légers, on parle de produits de fission. Elle peut être spontanée ou induite. Dans ce dernier cas, c'est l'énergie supplémentaire apportée par un neutron incident qui

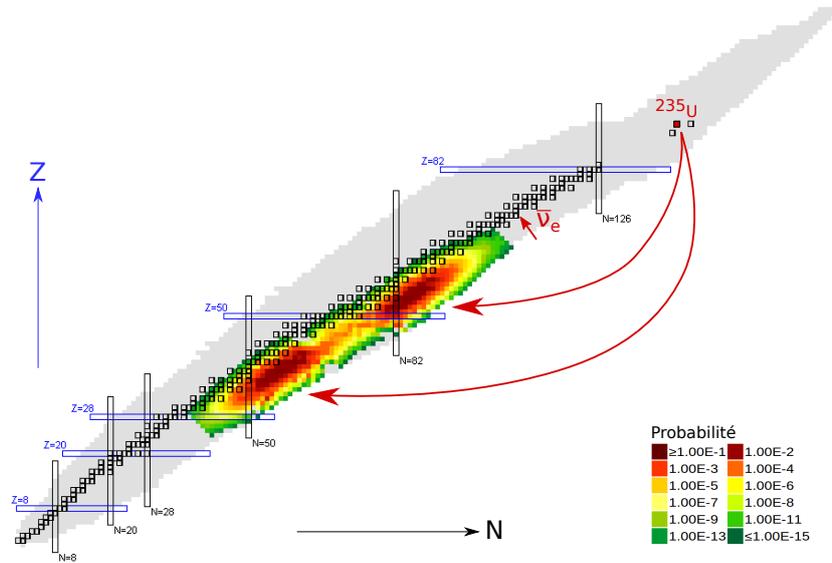
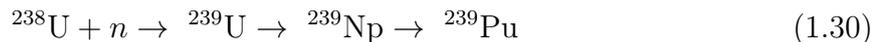


FIGURE 1.6 – Illustration de la fission asymétrique de l' ^{235}U , dont la répartition des produits de fission est indiquée par l'échelle colorée. Possédant tous un excès de neutrons, le retour à la vallée de la stabilité se fait par désintégrations β^- . Figure adaptée à partir de la carte des noyaux issue de [22].

permet au noyau initial de passer outre la barrière de fission. Le terme d'isotope fissile est employé pour désigner les noyaux capables de fissionner suite à la capture d'un neutron thermique. Il existe un large panel de couples de produits de fissions possible pour un isotope fissionnant, et le partage des nucléons entre eux n'est dans la majorité des cas pas symétrique. La répartition des produits de fissions de l' ^{235}U est illustrée sur la carte des noyaux, figure 1.6. L'énergie de la réaction – correspondant principalement à la différence d'énergie de liaison du noyau lourd et des deux noyaux fils – est libérée sous la forme d'énergie cinétique des produits de fission. Ceux-ci se désexcitent ensuite par rayonnements gamma, évaporation de neutrons, et désintégrations β^- . L' ^{235}U est le seul élément fissile existant à l'état naturel, et est présent à hauteur de 3 à 5 %⁸ dans l'uranium utilisé pour les combustibles nucléaires – le reste étant composé d' ^{238}U .

Un combustible neuf est constitué uniquement d'uranium 235 et 238. Avec une fraction isotopique supérieure à 95 %, la capture radiative d'un neutron par l' ^{238}U contribue de façon non négligeable à la formation de ^{239}Pu et ^{241}Pu par les mécanismes suivants :



puis, à nouveau par capture neutronique :



8. A l'état naturel, la fraction isotopique de l' ^{235}U dans l'uranium est seulement de 0.7%. L'uranium employé pour les combustibles nucléaires est dit enrichi en isotope 235.

Le ^{239}Pu et le ^{241}Pu étant fissiles, une part des fissions – croissante au cours du cycle – sera donc liée à ces isotopes. Une faible part des fissions provient également de la fission induite par neutrons rapides sur l' ^{238}U .

Flux d'antineutrinos électroniques Les neutrinos sont des sous-produits des processus qui viennent d'être évoqués. Les produits de fissions étant excédentaires en neutrons – visible sur la figure 1.6 – le retour à la vallée de stabilité se fait exclusivement par l'intermédiaire de désintégrations β^- , justifiant la nature purement antiélectronique des neutrinos de réacteurs. La désintégration β -inverse – déjà rencontrée lors de l'introduction de l'expérience de Cowan et Reines au 1.1.2 – est la réaction majoritairement employée pour la détection de ces neutrinos. Ses caractéristiques seront détaillées au 2.2.1. Pour les propos tenus ici, il est néanmoins important d'anticiper sa présentation et d'évoquer l'existence d'un seuil cinématique à 1.8 MeV. Les $\bar{\nu}_e$ susceptibles d'être détectés ont donc une énergie supérieure à ce seuil et sont alors associés aux désintégrations β aux durées de vie les plus courtes, considérées comme instantanées. Cette propriété permet d'établir la proportionnalité au premier ordre entre la puissance du cœur et le flux d'antineutrinos selon :

$$\phi_{\bar{\nu}_e} \sim \frac{P_{th}}{\langle E_{th}^f \rangle} \times N_{\nu}^{fission} \quad (1.32)$$

où P_{th} est la puissance thermique dont la mesure s'effectue généralement par bilan enthalpique, $N_{\nu}^{fission}$ le nombre de neutrinos émis par fission et $\langle E_{th}^f \rangle$ est l'énergie moyenne libérée sous forme thermique par fission.

Chaque fragment de fission subit en moyenne trois désintégrations β , conduisant à une estimation à 6 $\bar{\nu}_e$ produits par fission. L'estimation exacte de ce nombre dépend de la distribution des fragments de fission, différente pour chacun des isotopes et dont les valeurs sont indiquées dans le tableau 1.1, et du temps d'irradiation. Ainsi, du fait de ces faibles différences, le flux d'antineutrinos dépend de la composition isotopique du combustible. La contribution relative à chaque isotope à $\phi_{\bar{\nu}_e}$ s'obtient à partir de simulations de l'évolution du cœur.

	$N_{\nu}^{fission}$	$N_{\nu,IBD}^{fission}$
^{235}U	5.6	1.9
^{238}U	6.7	2.4
^{239}Pu	5.1	1.4
^{241}Pu	5.9	1.8

TABLE 1.1 – Nombre moyen d'antineutrinos émis par fission pour les quatre isotopes contribuant au flux d'antineutrinos dans un cœur de réacteur commercial. Dans la deuxième colonne figurent les nombres totaux d' $\bar{\nu}_e$ [23], tandis que la troisième colonne présente le nombre moyen de $\bar{\nu}_e$ émis avec une énergie supérieure au seuil de la désintégration β -inverse [24]

L'énergie moyenne libérée sous forme thermique par fission est déterminée à partir du

bilan de la réaction :

$$E_{th} = E_{tot} - \langle E_\nu \rangle + E_{nc} - \Delta E_{\beta\gamma}^{\text{retardés}} \quad (1.33)$$

où E_{tot} est l'énergie totale libérée dans le processus et correspond à la différence de masse, $\langle E_\nu \rangle$ est l'énergie emportée par les neutrinos, E_{nc} est l'énergie déposée par des γ qui proviendraient de capture de neutrons sur les matériaux environnants – et qui dépend donc de la géométrie du cœur [25] – et $\Delta E_{\beta\gamma}^{\text{retardés}}$ correspond à l'énergie portée par les fragments dont la désexcitation est retardée. Les valeurs de ces énergies sont fournies dans le tableau pour l' ^{235}U . La faible valeur de $\Delta E_{\beta\gamma}^{\text{retardés}}$ valide l'approximation d'une dépendance à la puissance au premier ordre. Il est également intéressant de noter que l'énergie emportée par les neutrinos est proche de celle libérée par les rayonnements γ qui suivent les captures neutroniques, conduisant à $E_{th} \sim E_{tot}$.

E_{tot}	$\langle E_\nu \rangle$	E_{nc}	$\Delta E_{\beta\gamma}^{\text{retardés}}$	E_{th}
203.19 ± 0.06	9.06 ± 0.13	8.57 ± 0.22	0.35 ± 0.02	202.36 ± 0.26

TABLE 1.2 – Valeurs des différentes énergies mises en jeu pour une fission d' ^{235}U [25]

Spectre d'antineutrinos électroniques Pour une branche de désintégration β^-



la conservation de l'énergie s'écrit

$$Q_{\beta^-} + \Delta E^* = E_0 = E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} \quad (1.35)$$

où ΔE^* est l'énergie d'excitation du noyau Y, E_{e^-} et $E_{\bar{\nu}_e}$ les énergies de l'électron et de l'antineutrino et Q_{β^-} le bilan de la réaction. Le spectre antineutrino $S_{\bar{\nu}_e}$ se déduit alors de celui de l'électron S_{e^-} selon

$$S_{\bar{\nu}_e}(E) = S_{e^-}(E_0 - E) \quad (1.36)$$

Cependant, dans un réacteur nucléaire, plus de 10 000 branches β^- contribuent au spectre total, représentant environ 800 noyaux différents, produits des fissions des quatre isotopes fissiles participant au bilan des fissions. Une simple conversion du spectre électron total mesuré vers celui du $\bar{\nu}_e$ attendu via une équation de type (1.36) est alors impossible, d'autres moyens doivent être utilisés.

Mesures des spectres β et $\bar{\nu}_e$ des années 80

Dans les années 80, d'hypothétiques oscillations de neutrinos étaient recherchées auprès de diverses sources. La masse absolue n'étant contrainte qu'à quelques dizaines d'eV, le champ était large quant à la magnitude des écarts de masse possibles. Les antineutrinos de réacteurs ont donc été largement exploités par une dizaine d'expériences, explorant ainsi

des régimes d'oscillation correspondant à $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Ces recherches ont été effectuées auprès de réacteurs commerciaux, tel que Bugey-3 [26] en France, ou encore Gösgen [27] en Suisse mais également auprès de réacteurs de recherche, comme ce fut le cas de l'ILL [28] en France et de Rovno [29] en Russie.

Parallèlement, pour répondre aux besoins de prédiction associée à ces mesures, une méthode effective dite de *conversion* fut développée à partir de la mesure de spectres β intégrés associés à un isotope fissionnant. Les mesures de ces spectres électrons ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre à l'ILL à partir de feuilles d'isotopes exposées au flux de neutrons thermiques provenant du cœur. Le spectre associé à la fission de l' ^{235}U fut mesuré à deux reprises, en 1981 et en 1985 [30, 31]. Ceux des isotopes ^{239}Pu et ^{241}Pu du plutonium furent mesurés en 1982 et en 1989, respectivement [32, 33]. Ces mesures constituent des références uniques. Pour obtenir un spectre exprimé en coups par fission, les taux mesurés sont normalisés relativement à partir de réactions de calibrations (n, e^-) supposées bien connues. Les spectres électron sont ajustés avec une trentaine de branches β *virtuelles* selon une procédure itérative. Ces branches sont ensuite *converties* en leur équivalent $\bar{\nu}_e$ par la relation (1.36), permettant la reconstruction d'un spectre $\bar{\nu}_e$ intégré associé à un isotope. Les mesures des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs, compatibles avec ces prédictions théoriques disponibles, ne révélèrent pas d'oscillation et validèrent ainsi ces prédictions.

Réévaluations des spectres

En 2011, la sensibilité requise pour la mesure de l'angle de mélange θ_{13} auprès de réacteurs amène un regain d'intérêt pour l'étude du flux d'antineutrinos de réacteurs. Dans ce contexte, MUELLER et al. [34, 35] proposent une amélioration de la prédiction, basée sur une combinaison entre la méthode de conversion des spectres électron mesurés et de l'approche *ab initio*, consistant simplement en la sommation de toutes les branches dont les données sont connues pour reconstituer le spectre total. Les données de $\sim 10\,000$ branches β disponibles dans les bases de données nucléaires permettent de reconstruire 90 % du spectre électron ; leur spectre antineutrino associé pouvant alors être déduit de façon exacte. Les 10 % restants sont ensuite ajustés par cinq branches virtuelles, de type permises, également converties en leur équivalent $\bar{\nu}_e$. Cette méthode fut introduite principalement dans le but de réduire la contribution des systématiques inhérentes à la méthode de conversion à partir des données ILL aux seuls 10 % du spectre non décrits par les bases de données. Ces systématiques sont liées à des effets de conditionnement en intervalles en énergie et de modélisations inadéquates due la charge nucléaire des branches virtuelles [36]. Les spectres qu'ils obtiennent présentent un excès systématique de $\sim 3\%$. Cet excès ne résulte pas d'une modification de la méthode employée pour inverser les spectres. Il provient naturellement de l'utilisation de la théorie de Fermi de façon exacte branche par branche – rendue possible par la méthode de sommation – alors que les corrections étaient appliquées dans la précédente méthode de conversion de façon effective sur le spectre total. Plus précisément, l'excès s'explique par deux effets indépendants, l'un affectant la partie à basse énergie, et l'autre à haute énergie du spectre. A haute énergie, c'est la description plus réaliste directement à partir des bases de données de la distribution en charge des

branches qui met en évidence le biais de la précédente méthode. A basse énergie, l'effet s'explique par la combinaison non triviale des corrections à la théorie de Fermi, linéaires lorsqu'elles sont appliquées branches par branche mais dont l'effet moyenné sur le spectre total dévie et doit être corrigé.

A la suite de ce travail, HUBER [37] confirme l'impact de ces biais et propose une correction à la méthode de conversion, où les deux effets mis en évidence par MUELLER sont corrigés en estimant de façon plus réaliste la charge effective des branches virtuelles à partir des bases de données nucléaires et en implémentant les formes effectives réévaluées des corrections à la théorie de Fermi.

La nécessité de réviser les prédictions de +3% est donc apportée par deux études indépendantes et est illustrée sur la figure 1.7. Les prédictions associées constituent les spectres de référence pour les flux d'antineutrinos de réacteurs, souvent citées sous le terme générique "Huber-Mueller". Pour cette référence, les spectres des trois isotopes fissionnant par neutrons thermiques sont issus de la procédure de conversion révisée de HUBER, tandis que celui de l' ^{238}U dont la fission est induite par neutrons rapides est calculé théoriquement par MUELLER et al.

Les spectres $\bar{\nu}_e$ de référence sont donc toujours construits à partir des spectres électrons uniques mesurés à l'ILL en 1980, pour une durée d'irradiation de $\sim 12\text{h}$ à 2 jours, exception faite pour l' ^{238}U . Des codes de calcul d'évolution du combustible permettent pour la première fois de prendre en compte les effets hors-équilibre, liés à l'évolution du combustible au cours d'un cycle. Finalement, les incertitudes associées à ces spectres proviennent de la propagation de celles des mesures de l'ILL, des bases de données et de l'estimation des systématiques liées à la procédure de conversion et aux traitements des différentes corrections. Les incertitudes sont de l'ordre de $\sim 2 - 5\% \cdot 250 \text{ keV}^{-1}$ sur la gamme d'énergie d'intérêt pour l'étude des spectres $\bar{\nu}_e$, entre 2 et 8 MeV.

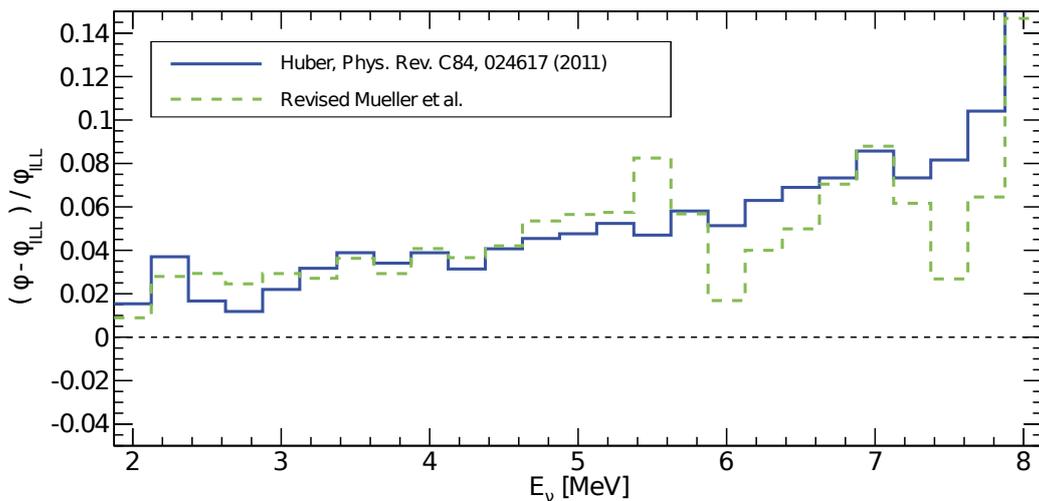


FIGURE 1.7 – Résidus des spectres d'antineutrinos de réacteurs par rapport aux précédents spectres de référence, pour la procédure de MUELLER et al. [34, 35] – en vert – et de HUBER [37] – en bleu. Figure issue de [35].

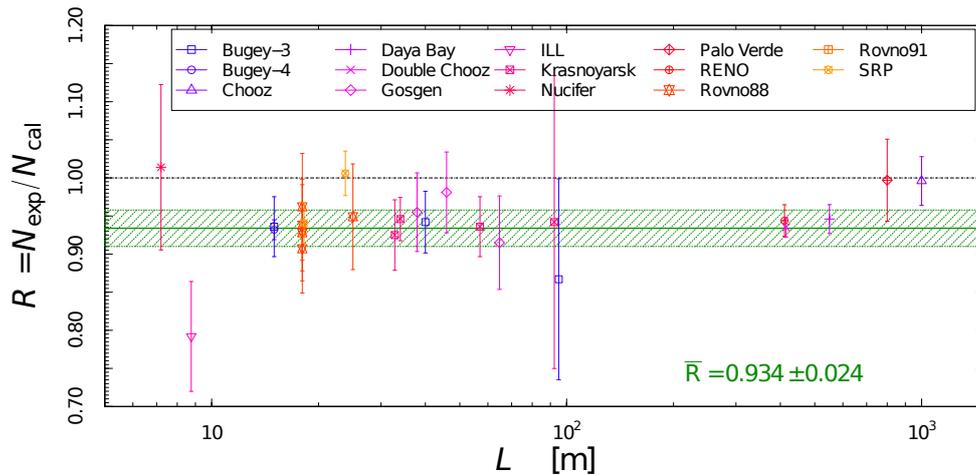


FIGURE 1.8 – Ratios entre les taux d’antineutrinos de réacteurs mesurés par diverses expériences en fonction de leur distance par rapport au réacteur. La bande verte montre la valeur moyenne du ratio et son incertitude, et révèle l’anomalie des antineutrinos de réacteurs. Figure provenant de [40]

Déficit à courte distance

Indépendamment, la réévaluation de la durée de vie du neutron à une valeur inférieure⁹ induit une révision supplémentaire des flux d’antineutrinos – la section efficace d’interaction étant inversement proportionnelle au temps de vie du neutron – de l’ordre de 3 % également. La somme de ces deux effets révèle donc un déficit systématique de 6 % de toutes les mesures de flux d’antineutrinos de réacteurs par rapport à la prédiction ; ce déficit est connu sous le nom d’*anomalie des antineutrinos de réacteurs* (RAA) [39]. Sa dernière évaluation porte le ratio des taux mesurés sur ceux prédits à 0.934 ± 0.024 , et est illustrée la figure 1.8. Une explication possible pour ce déficit fait appel à l’existence de neutrinos stériles légers – de l’ordre de l’eV – et sera développée dans la prochaine section.

1.3.2 Autres anomalies

Deux principales autres classes de résultats expérimentaux – plus anciens – en tension avec le modèle à trois saveurs restent à ce jour inexplicées. Elles n’ont à priori pas de lien direct avec l’anomalie des neutrinos de réacteurs, mais présentent le point commun de pouvoir être résolues indépendamment par l’existence de neutrinos stériles de l’ordre de l’eV.

Anomalie Gallium

L’anomalie présentée ici provient de données de calibration des expériences radiochimiques de mesures du flux de neutrinos solaires SAGE [41, 42] et GALLEX [43]. Dans le

9. La dernière évaluation est de 880.2 ± 1.0 s [38].

but de contrôler leurs efficacités de détection, des sources radioactives de ^{37}Ar et de ^{51}Cr sont déployées dans les détecteurs et émettent des neutrinos par capture électronique :



Ces neutrinos – d'énergie bien déterminée – sont détectés par la réaction β inverse ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ et leurs taux sont comparés à ceux attendus. Ceux-ci dépendent de l'activité des sources et des sections efficaces des réactions de capture et de détection des neutrinos. Le rapport des taux prédits sur ceux mesurés est évalué à [44]

$$R_{\text{Gallium}} = 0.84 \pm 0.05 \quad (1.39)$$

et résulte de la combinaison de quatre campagnes de mesures – deux pour chaque expérience. Ce déficit subsiste depuis les années 2000, malgré les réévaluations des sections efficaces de détection, souffrant d'incertitudes liées à la contribution des niveaux excités du ${}^{71}\text{Ge}$ dans la section efficace de la réaction de détection [45]. Avec une énergie de quelques centaines de keV pour une distance entre la source et le détecteur de l'ordre du mètre, ces données interprétées comme conséquences d'une oscillation pointent donc elles aussi vers un Δm^2 de l'ordre de l'eV².

Apparitions auprès d'accélérateurs

Les anomalies présentées ci-dessous consistent en une série de résultats expérimentaux d'apparition d'(anti)neutrinos électroniques dans un faisceau de (anti)neutrinos muoniques produit par accélérateurs. Le flux provient de la désintégration de pions, muons et kaons produits par collision de protons accélérés sur cible fixe.

Datant du début des années 2000, l'expérience LSND [46] fut la première à observer un excès de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ pour un rapport $L/E \sim 35\text{m}/30\text{MeV}$. La collaboration KARMEN [47], pourtant à la recherche du même signal ne confirme pas l'observation et ne parvient à exclure qu'une partie seulement de l'espace des paramètres d'oscillation favorisé par LSND.

Quelques années plus tard, l'expérience MiniBooNE commence à explorer la même région d'intérêt mais à une distance et des énergies ~ 10 fois supérieures. Ainsi, avec des systématiques et des bruits de fond différents, et l'exploitation des modes neutrino et antineutrino, l'expérience est supposée pouvoir être capable de résoudre définitivement la problématique.

En mode neutrino, un excès significatif dans les premiers intervalles de leurs distributions – pour $E \lesssim 500\text{MeV}$ – est observé. Cet excès à basse énergie n'était pas considéré dans les premières analyses d'oscillations [48], qui se montraient alors incompatibles avec les données de LSND. Leurs analyses plus récentes incluent deux fois plus de statistiques et prennent dorénavant en compte cet excès [49], les contours de réjection se transforment alors en régions d'acceptation en accord avec celles de LSND.

Un excès est également observé en mode antineutrino. Les analyses réalisées à partir

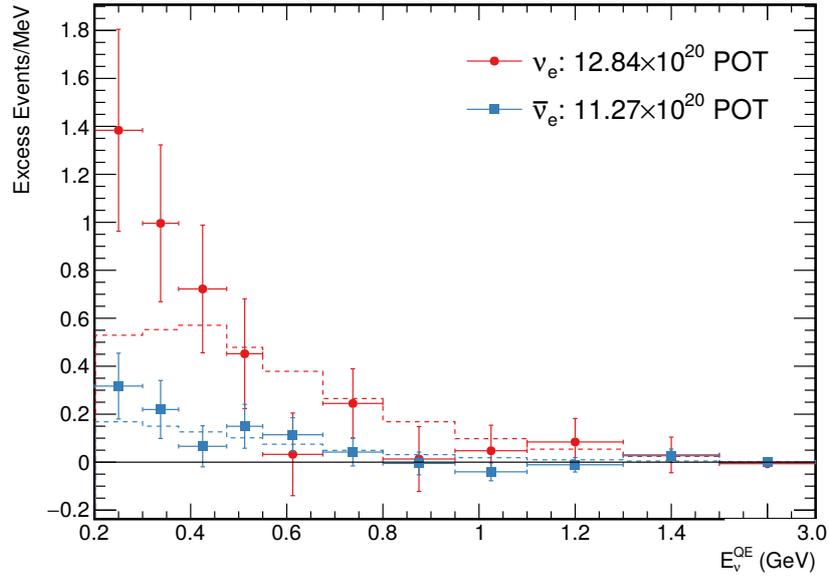


FIGURE 1.9 – Excès de candidats ν_e – en rouge – et de candidats $\bar{\nu}_e$ – en bleu – en fonction de l’énergie observés par l’expérience MiniBooNE [49] dans les faisceaux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$. Les lignes en pointillés indiquent les meilleurs ajustement pour un modèle classique d’oscillations à deux saveurs, correspondant pour les deux jeux de données à des angles de mélanges tels que $\sin^2(2\theta) \sim 1$.

de ces données ont été sujettes à moins de retournements de situations, la compatibilité avec les données de LSND s’est simplement accrue avec la statistique recueillie, et ce, quel que soit le seuil choisi pour l’analyse.

Leur analyse combinée récente de ces deux modes avec les données de LSND [49] leur permet d’affirmer que l’excès observé est significatif à 6σ . Les meilleurs ajustements dans un cadre classique à deux neutrinos correspondent à des angles de mélange de l’ordre de 1, en tension complète avec le reste des données expérimentales qui permettent l’établissement du modèle à trois neutrinos. Leurs affirmations interpellent la communauté et appellent, à nouveau, à de nouvelles mesures.

L’expérience MicroBooNE – actuellement en prise de données sur le même site que MiniBooNE – s’est donné pour objectif de trancher sur la question dans un délai de cinq ans. Dotée d’une chambre à projection temporelle remplie d’argon liquide, elle permettra d’étudier la topologie des événements de façon plus précise et de conclure quant à une éventuelle contamination de bruit de fond [50].

1.3.3 L'hypothèse d'un neutrino stérile léger

A l'image des précédentes anomalies, les déficits et excès à courte distance qui viennent d'être présentés peuvent être interprétés de façon pragmatique comme étant le résultat d'un mécanisme d'oscillation impliquant un écart de masse de l'ordre de l'eV². Cependant, la mesure de la largeur de désintégration du boson Z contraint fortement la possibilité d'une nouvelle saveur, tout nouveau candidat neutrino introduit ne doit donc pas être sensible à l'interaction faible. Un neutrino supplémentaire doit donc nécessairement être *stérile*, donc de chiralité droite ne se couplant pas avec les interactions du Modèle Standard. La seule manifestation accessible expérimentalement provient du fait que ces neutrinos ont une masse et participent au mécanisme d'oscillation. Le terme *léger* est en contraste avec d'autres potentiels neutrinos stériles à des masses plus importantes.

L'extension la plus simple au modèle à trois saveurs est d'ajouter un neutrino stérile ν_s et un quatrième état de masse ν_4 , ce scénario est abrégé en "modèle 3+1". Dans ce modèle, la matrice de mélange devient simplement une matrice 4×4 :

$$U_{\text{PMNS}}^{3+1} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

Dans ce cadre, et plus rigoureusement, le terme *neutrino stérile à l'eV* signifie qu'il existe un état propre de masse tel que $\Delta m_{14}^2 \sim 1eV^2$, dont la décomposition sur la base des états de saveurs est dominée par l'état stérile, son couplage avec les trois autres saveurs – celui qu'on cherche à déterminer – étant très faible. Cette potentielle configuration est illustrée sur la figure 1.10.

Le cadre classique à trois saveurs décrivant de façon satisfaisante la quasi-totalité des données expérimentales disponibles, les éléments de matrice $|U_{e4}|$, $|U_{\mu4}|$, $|U_{\tau4}|$ doivent être faibles de façon à ne pas perturber le modèle établi. Nous verrons comment ces contraintes sont prises en compte dans les analyses statistiques globales.

Le nouvel écart de masse alors introduit est tel que $\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{\text{"atm"}}^2 \gg \Delta m_{\text{"sol"}}^2$ et permettant donc de se placer (cf. 1.2.2) dans un cadre à deux neutrinos pour l'étude du régime gouverné par Δm_{41}^2 , simplifiant l'écriture des probabilités d'oscillations et clarifiant la compréhension des résultats :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) \approx \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}^{\text{eff}}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{N1}^2 L}{4E}\right) \quad (1.41)$$

où

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}^{\text{eff}}) = 4|U_{\alpha4}|^2|U_{\beta4}|^2 \quad (\text{apparition}) \quad (1.42)$$

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}^{\text{eff}}) = 4|U_{\alpha4}|^2(1 - |U_{\alpha4}|^2) \quad (\text{disparition}) \quad (1.43)$$

Les expériences décrites précédemment mettant en jeu des (anti)neutrinos électroniques et muoniques, leur interprétation en termes d'oscillation avec ν_s permet de contraindre

les termes de mélange $|U_{e4}|$, $|U_{\mu4}|$ par les trois canaux suivants :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) \approx 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.44)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(t) \approx 1 - 4|U_{\mu4}|^2(1 - |U_{\mu4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.45)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(t) \approx 4|U_{e4}|^2|U_{\mu4}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.46)$$

Si les deux premières expressions semblent indépendantes, les trois canaux sont en fait liés par la troisième expression, permettant l'étude de la compatibilité entre les données de façon combinée.

A la suite de la révélation de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, une analyse combinée des données disponibles a permis de déterminer les plages de paramètres $(\sin^2(2\theta), \Delta m^2)$ statistiquement compatibles pour décrire de façon combinée les différentes anomalies expérimentales par l'introduction d'un neutrino stérile. Le résultat se présente sous la forme de régions – à intervalles de confiance donnés – dans le plan de ces paramètres, et est présenté sur la figure 1.11. Le meilleur ajustement correspond au couple de paramètres

$$\begin{cases} \Delta m_{\text{RAA}}^2 = 2.3 \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{\text{RAA}}) = 0.14 \end{cases} \quad (1.47)$$

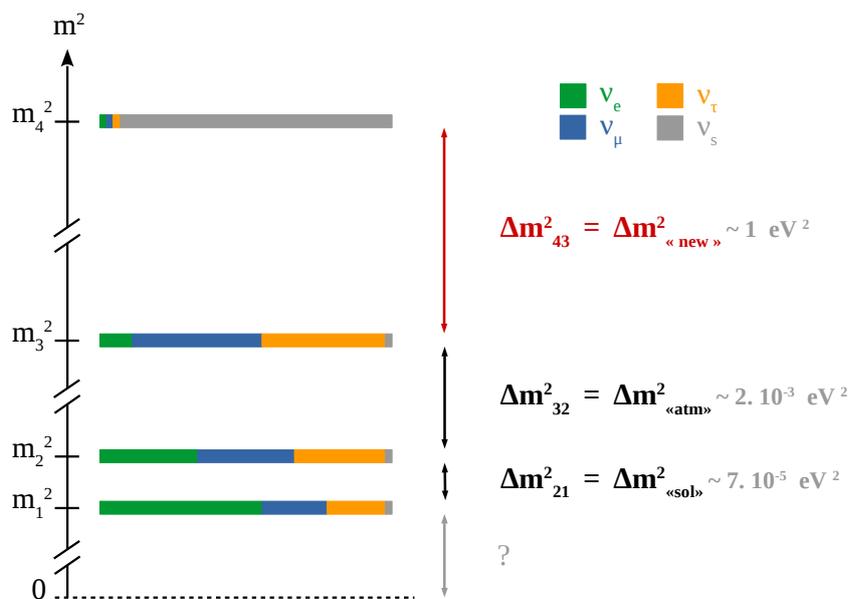


FIGURE 1.10 – Extension du modèle à 3 neutrinos, avec un quatrième état de masse m_4

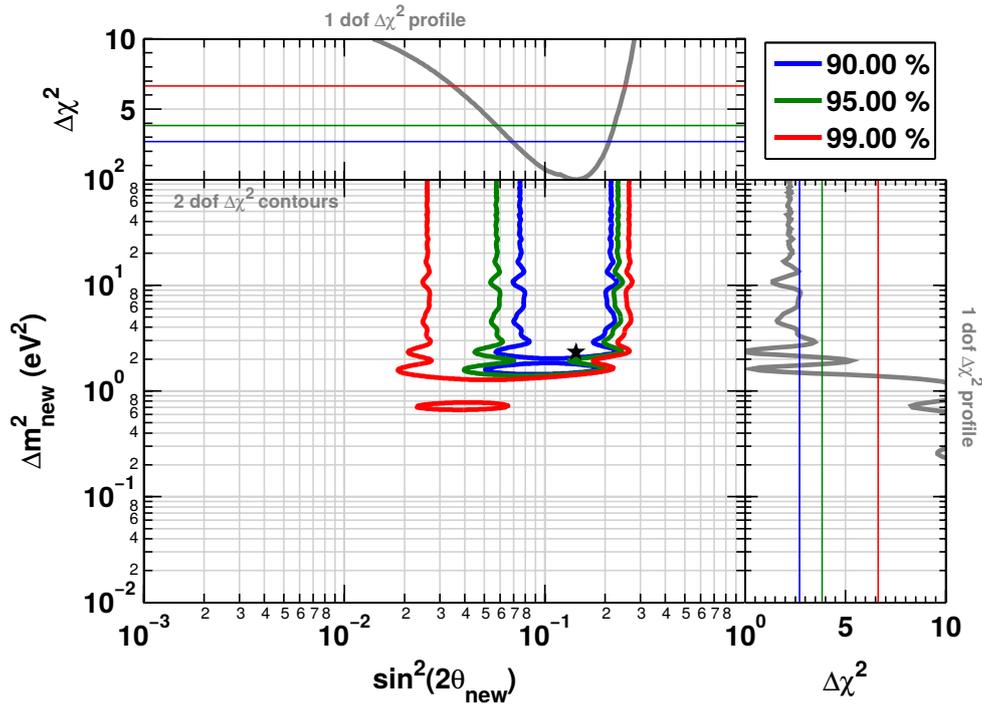


FIGURE 1.11 – Régions favorisées dans le plan des nouveaux paramètres d’oscillations ($\sin^2(2\theta)$, Δm^2) obtenues par la combinaison des expériences de réacteurs, des données de l’anomalie Gallium ainsi que de celles de MiniBooNE, disponibles en 2011. L’ajustement conduit à $\sin^2(2\theta_{\text{new}}) = 0.14 \pm 0.08(2\sigma)$ et $|\Delta m^2_{\text{new}}| > 1.5\text{eV}^2(2\sigma)$ Figure issue de [39].

1.3.4 Tensions et controverses

Depuis la révélation de l’anomalie des neutrinos de réacteurs en 2011, un certain nombre de publications – expérimentales comme théoriques – viennent régulièrement ébranler les conclusions et remettre en cause l’hypothèse d’un neutrino stérile. Le paysage évolue rapidement et ouvre de nouvelles possibilités d’explications à l’anomalie.

Prédiction des spectres de réacteurs

Incertitudes théoriques Sans pour autant suggérer de pistes d’améliorations, il est souligné que les incertitudes associées aux flux prédits puissent être sous-estimées, notamment à cause de la méconnaissance des désintégrations bêta première interdites, qui contribuent pourtant pour un tiers des transitions bêta du spectre d’antineutrinos [51]. La proposition d’associer de façon conservatrice une incertitude systématique sur la normalisation des spectres d’antineutrinos réévaluée à 4% diminuerait alors la signification statistique du déficit.

Désaccord en forme Du côté expérimental, la comparaison des spectres mesurés par les expériences Double Chooz [52], Daya Bay [53], RENO [54] avec ceux prédits révèlent un désaccord en forme – communément nommé *bosse à 5 MeV* – commun aux trois expériences. Ces données sont regroupées sur la figure 1.12. Il n’y a à priori pas de lien

direct entre cet épaulement et l’anomalie, qui relève d’un problème de normalisation. Différentes origines sont invoquées [57], telle que la possible contribution de l’ ^{238}U – son spectre n’ayant pas pu être mesuré à l’ILL, des biais en forme dans la mesure des spectres électrons de référence qui pourraient se répercuter sur ceux des neutrinos, ou encore une contribution épi-thermique aux sections efficaces de fission qui serait légèrement différente pour les flux neutroniques dans les réacteurs commerciaux. La question de la prise en compte des transitions β interdites intervient à nouveau, mais cette fois-ci par l’intermédiaire de la vingtaine de branches qui prédominent véritablement dans la région d’intérêt. L’existence de structures due à ces quelques isotopes – que ce soit à haute énergie (^{92}Rb et ^{96}Y) ou à plus basse énergie (^{95}Y , $^{98,101}\text{Nb}$ et ^{102}Tc) – prédites par les bases de données pourrait alors être l’une des caractéristiques à étudier expérimentalement à partir de la mesure précise des spectres [58,59]. Il est souligné de façon plus générale dans la communauté l’importance d’améliorer les données nucléaires en argumentant que la méthode de sommation est la seule qui permette la compréhension complète d’un spectre antineutrino de réacteurs, en le reliant aux questions de structure nucléaire sous-jacentes.

L’amplitude de la distorsion se révèle être proportionnelle à la puissance du réacteur excluant une potentielle explication de cet épaulement par une contamination d’un bruit de fond non lié à l’activité du réacteur. Un indice d’une corrélation supplémentaire avec la composition isotopique du cœur a été apporté récemment par l’expérience RENO [54]. La génération de détecteurs situés proches de réacteurs de recherche mesurant un spectre issu de la fission de l’uranium 235 – dont STEREO fait partie – pourraient alors se révéler utiles par leur complémentarité. Une étude en sensibilité [60] démontre que le ratio entre les spectres obtenus auprès de réacteurs à fort et faible enrichissement en ^{235}U est porteur d’information quant à la question de l’origine isotopique du désaccord. Sous réserve d’une

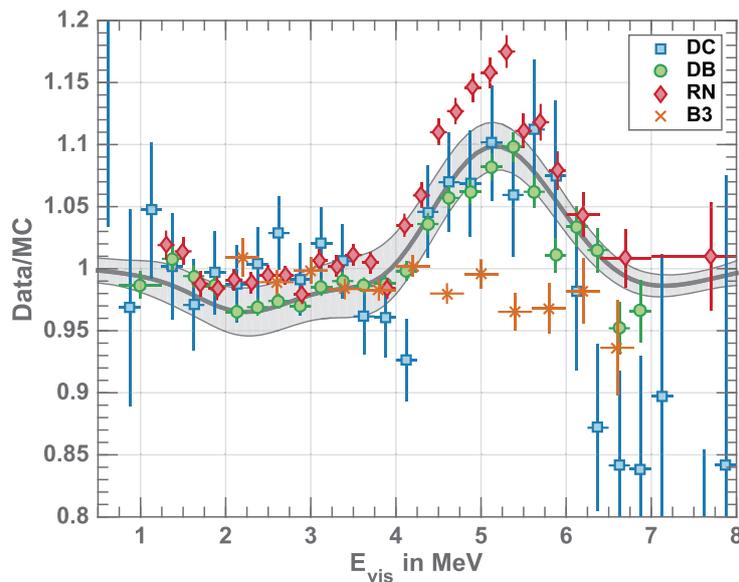


FIGURE 1.12 – Rapports entre spectres antineutrinos mesurés par rapport à la prédiction pour les expériences Double Chooz [52], en bleu, Daya Bay [53], en vert, RENO [54], en rose et Bugey-3, en orange [55]. Figure issue de [56].

échelle en énergie maîtrisée mieux qu'au pourcent, la comparaison des spectres $\bar{\nu}_e$ de STEREO et de Double Chooz pourrait permettre de conclure de manière significative – de 3 à 5σ selon les différents scénarios envisagés – sur la question d'une anomalie portée par un isotope fissile uniquement. Dans le même esprit, une analyse exploitant un double ratio comparant les données déjà disponibles de NEOS [61] et de Daya Bay [62] – dont les compositions isotopiques varient de quelques dizaines de pourcents – permet déjà de rejeter l'hypothèse d'une distorsion causée uniquement par l'un des deux isotopes du plutonium [63].

Cependant, une analyse statistique montre que, contrairement aux apparences, ces trois épaulements sont incompatibles [56]. La composition isotopique des cœurs en question étant similaire, il devient alors difficile d'expliquer ces distorsions par un biais porté par un isotope uniquement. L'épaulement pourrait alors être lié à une erreur systématique commune sur l'échelle énergétique [56]. La même technologie de détection est employée pour les trois expériences, et les effets de non-linéarité dus à la réponse des liquides scintillants d'une part et au traitement de l'électronique d'autre part demandent des corrections lors de l'étalonnage en énergie. Seul 1% de distorsion sur la calibration autour de 4 MeV – à la hauteur de l'incertitude estimée expérimentalement – suffit à expliquer l'amplitude de $\sim 10\%$ de l'épaulement observée.

Normalisation par isotope En 2017, la collaboration Daya Bay exploite ses 2.2 millions de candidats $\bar{\nu}_e$ mesurés auprès des centrales nucléaires de Daya Bay et de Ling Ao, en Chine, pour réaliser une étude de sensibilité du taux d'antineutrinos à l'évolution de la composition isotopique du combustible [64]. Le taux d'antineutrinos mesuré à un instant t est la contribution de plusieurs cœurs à différentes distances des détecteurs. Après prise en compte des angles solides, des probabilités d'oscillation – puisque Daya Bay est par construction sensible à θ_{13} – de la puissance des différents réacteurs et des efficacités de détection, le taux mesuré peut s'exprimer de façon indépendante en "rendement désintégration β -inverse par fission", noté σ_f^{exp} et exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{fission}^{-1}$. Il représente théoriquement la section efficace de l'IBD moyennée par le spectre antineutrino de réacteurs pour tous les isotopes [62]

$$\sigma_f = \sum_{i = {}^5\text{U}, {}^9\text{Pu}, {}^8\text{U}, {}^1\text{Pu}} F_i \int S_i(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu \quad (1.48)$$

où F_i est la fraction de l'isotope i contribuant au flux de neutrino, $S_i(E_\nu)$. Cette équation se condense sous la forme

$$\sigma_f = \sum_i F_i \sigma_i \quad (1.49)$$

Les fractions isotopiques F_i sont déterminées à partir de calculs d'évolution du combustible et de bilans de puissance thermique. Leurs taux de comptage sont tels que leur statistique peut être divisée en huit jeux de données indépendants pour $F_{239} \in [0.25, 0.35]$.

L'évolution de

$$\sigma_f^{\text{exp}} = f(F_{239}) \quad (1.50)$$

est présentée sur la figure 1.13a. L'anti-corrélation s'explique par le fait que le nombre de $\bar{\nu}_e$ émis par fission est inférieur pour le ^{239}Pu que pour le ^{235}U (cf. tableau 1.1). Elle est ajustée par une droite dont la pente est en désaccord avec celle obtenue par le modèle, indiquant que la différence entre prédiction et données diffère d'un isotope à l'autre. Les fractions isotopiques étant connues pour chacun des isotopes, les expressions (1.49) pour chacun des jeux de données permettent d'apporter des contraintes sur les $\sigma_{f,i}^{\text{exp}}$. Les contraintes corrélées concernant ^{235}U et le ^{239}Pu sont représentés sur la figure 1.13b. Tandis que la valeur de $\sigma_{f,9}^{\text{exp}}$ est en accord avec le modèle, celle de ^{235}U présente un désaccord de $7.8 \pm 2.8\%$ et laisse présager que l'anomalie soit en fait portée uniquement par un biais sur la prédiction de $\sigma_{f,5}^{\text{th}}$, et semblent désapprouver son explication par un neutrino stérile. La collaboration RENO a récemment présenté une analyse similaire [65] et aboutit aux mêmes conclusions.

Contraintes indirectes par le canal muonique

Les équations (1.44) montrent que les canaux de disparition $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e^{(-)}$ et d'apparition $\bar{\nu}_\mu^{(-)} \rightarrow \bar{\nu}_e^{(-)}$ ne sont pas indépendants. Il est donc légitime d'explorer en parallèle le canal $\bar{\nu}_\mu^{(-)} \rightarrow \bar{\nu}_\mu^{(-)}$ afin d'apporter des contraintes sur les anomalies concernant les deux premiers. Ces contraintes ont été apportées récemment principalement par les expériences IceCube [66, 67] et MINOS [68, 69].

La première détecte les neutrinos muoniques atmosphériques de haute énergie dans son réseau de photomultiplicateurs dans la glace du pôle sud. La recherche d'un couplage $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ exploite deux analyses indépendantes. La première recherche l'effet d'un déficit global dans la probabilité de survie des ν_μ qui serait lié à une oscillation dans le vide vers un état stérile. Cette analyse concerne les événements de plus basse énergie – quelques dizaines de GeV – et n'est sensible qu'au mélange donné par $|U_{\mu 4}|$. Les données sont compatibles avec le modèle à trois neutrinos et permettent de contraindre

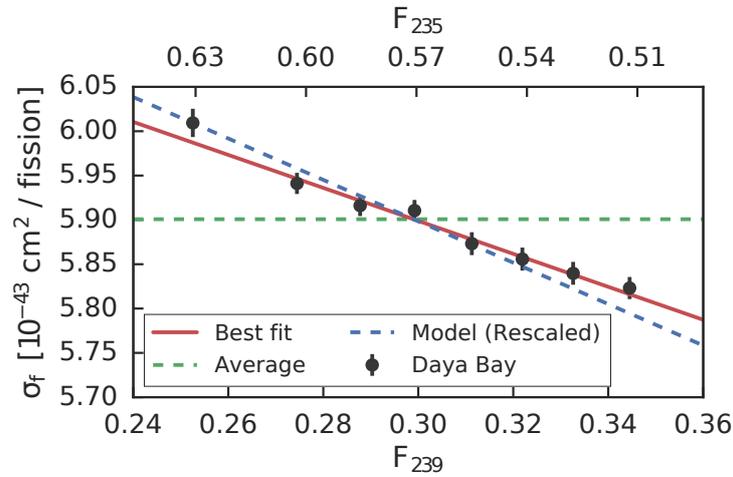
$$|U_{\mu 4}|^2 \lesssim 0.1 \quad (1.51)$$

La deuxième se base sur la modification de la probabilité de disparition des ν_μ sous l'hypothèse d'existence d'un état stérile par effets de matière, se manifestant par des résonances dans la probabilité d'oscillation. Le diamètre terrestre et la gamme d'énergie considérée – quelques TeV – permettent d'explorer des résonances se développant pour $\Delta m^2 \sim 0.1 - 1 \text{eV}^2$. Les données recueillies permettent alors de contraindre

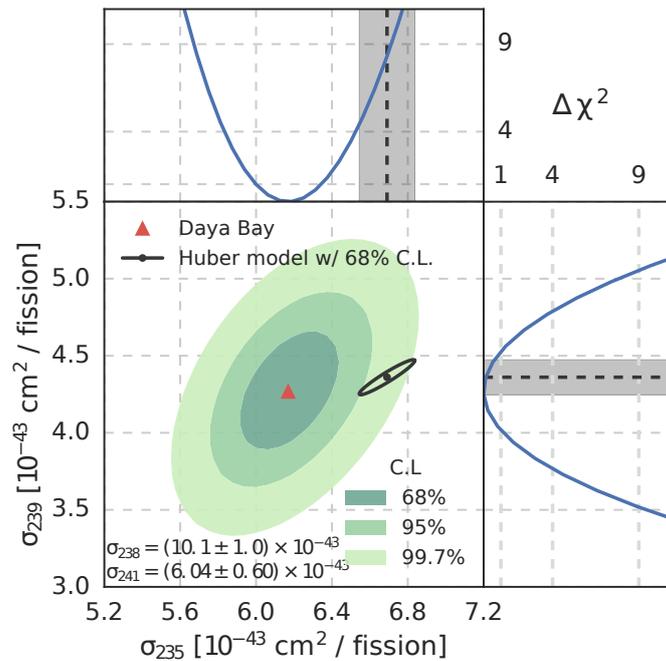
$$\sin^2(2\theta_{24}) \lesssim 0.1 \text{ pour } \Delta m^2 \sim 0.1 - 1 \text{eV}^2 \quad (1.52)$$

$$\sin^2(2\theta_{24}) \lesssim 0.03 \text{ pour } \Delta m^2 \sim 0.3 \text{eV}^2 \text{ (au maximum de sensibilité)} \quad (1.53)$$

L'expérience MINOS [68, 69], étudie la probabilité de survie des neutrinos muoniques produits par accélérateur au Fermilab. Le principe est de rechercher l'effet d'une distorsion



(a)



(b)

FIGURE 1.13 – Résultats de Daya Bay [64] : l'évolution du taux de neutrinos détectés par fission en fonction de la fraction isotopique effective en ^{239}Pu est présentée sur la figure (a). L'ajustement par une droite révèle une incompatibilité avec la prédiction Huber-Mueller. Pour chaque point, la connaissance de F_{235} et de F_{239} permet de déterminer le meilleur ajustement pour les rendements IBD par fission pour chacun des deux isotopes ^{235}U et ^{239}Pu , en rouge. La prédiction figure en noir, et les intervalles de confiance expérimentaux sont indiqués en vert.

dans le spectre de neutrinos muoniques entre ses détecteurs proche et lointain qui serait causée par un neutrino stérile, en plus de celle causée par Δm^2_{atm} – pour laquelle elle a été construite. Les limites obtenues sont légèrement plus restrictives que celles d’IceCube :

$$\sin^2(2\theta_{24}) \lesssim 0.03 \text{ pour } \Delta m^2 \sim 0.01 - 1 \text{ eV}^2 \quad (1.54)$$

La combinaison de ces mesures et leur impact sur le modèle global à "3+1" neutrinos seront discutés au 1.3.6.

Contraintes cosmologiques

Les implications de l’ajout d’un neutrino stérile à l’eV dépassent le cadre de la physique des particules. Nous nous contenterons ici de mentionner qu’une telle hypothèse est en forte tension avec les données cosmologiques. En particulier, les mesures des anisotropies du fond diffus cosmologique fournies par l’expérience Planck [70] apportent des contraintes sur le nombre effectif d’espèces actives thermalisées dans l’Univers primordial et sur la somme des masses des neutrinos. La limite actuelle sur cette dernière – de l’ordre de 0.2 eV – semble robuste et ne peut être que faiblement relâchée par l’ajout d’extensions simples au modèle cosmologique actuel [71].

1.3.5 Programmes expérimentaux et résultats

L’hypothèse d’un neutrino stérile léger comme explication à l’anomalie des antineutrinos de réacteurs doit pouvoir être testée sans ambiguïté de façon indépendante aux prédictions du flux. Pour cela, l’unique possibilité est d’être capable de mesurer directement l’éventuelle oscillation associée, se développant à très courte distance. Pour cela, une comparaison relative entre plusieurs distances et énergies est nécessaire, les détecteurs envisagés sont donc généralement segmentés ou amovibles, et une attention particulière est portée à leur résolution énergétique.

Concernant le choix de la source d’antineutrinos, deux stratégies existent. La première met à profit les flux intenses produits par les réacteurs commerciaux, permettant d’acquérir rapidement la statistique requise. Le désavantage de ce type d’expérience est liée à la résolution en distance, dégradée par la taille du cœur – quelques mètres, soit l’ordre de grandeur du développement de l’oscillation recherchée. La deuxième stratégie consiste à mesurer les $\bar{\nu}_e$ de réacteurs de recherche, dont les dimensions du cœur sont généralement de l’ordre de 50 cm, mais dont la puissance est dix fois moindre. Ne possédant pas les mêmes incertitudes systématiques, ces deux types de mesures sont complémentaires.

Sensibilité

La sensibilité d’une expérience à l’oscillation recherchée ici se visualise dans le plan à deux dimensions des paramètres d’intérêt ($\sin^2(2\theta)$, Δm^2) – ou, de façon équivalente ($|U_{e4}|$, Δm^2), dont une illustration est présentée sur la figure 1.14. Les contours de sensibilité

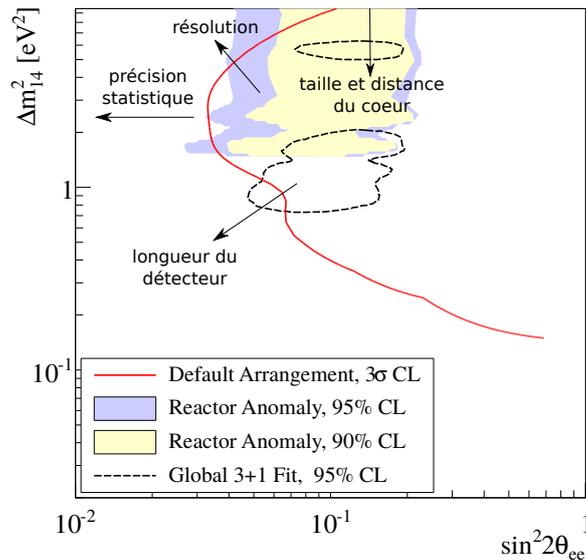


FIGURE 1.14 – Facteurs expérimentaux influents pour la sensibilité d’une expérience à courte distance cherchant à explorer les régions favorisées par l’anomalie des neutrinos de réacteurs – indiquées en jaune et bleu. La zone de sensibilité se situe à droite du contour rouge, et correspond aux paramètres pour lesquels l’expérience sera capable de rejeter l’hypothèse nulle si une oscillation existe en ces points. Figure adaptée de [72].

délimitent la zone pour laquelle l’expérience sera capable de rejeter l’hypothèse nulle si une oscillation existe effectivement.

Ces contours dépendent des caractéristiques de chaque expérience. La précision statistique – puissance du cœur, rapport signal sur bruit – contribue à la sensibilité sur l’angle de mélange uniquement. Les effets de résolution spatiale – taille du cœur et distance – déterminent la sensibilité à la fréquence d’oscillation Δm^2 , tandis que la résolution énergétique et la couverture en distance du détecteur étendent la sensibilité à la fois en angle de mélange et en écart de masse.

Recherche auprès de réacteurs commerciaux

NEOS Une technologie de détection simple et maîtrisée – une seule cellule remplie de liquide scintillant – alliée à la détection de $\sim 2000 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ avec un rapport signal sur bruit de ~ 20 ont permis à la collaboration NEOS de publier rapidement un premier contour d’exclusion [61]. Situés à 24 m du cœur d’un des réacteurs de 2.8 GW_{th} du complexe de Hanbit, en Corée du Sud, la mesure du spectre antineutrino associé est absolue et ne permet pas une inter-comparaison de spectres indépendante d’une référence externe. A l’instar de Double Chooz, RENO, et Daya Bay [73], NEOS observe un excès autour de 5 MeV lorsque que le spectre expérimental est confronté à la prédiction et choisit donc d’effectuer une analyse en forme basée sur la référence fournie par la collaboration Daya Bay. On notera cependant que l’excès qui semble toujours présent bien qu’amoindri lors de la comparaison avec le spectre de DayaBay peut provenir d’une différence entre

produits de fissions et nécessiterait l'utilisation d'un spectre $\bar{\nu}_e$ expérimental de référence de l'expérience RENO, qui mesure le flux d'antineutrinos provenant du même complexe nucléaire. Ces spectres et leur comparaisons sont présentés sur la figure 1.15. Ces données permettent à la collaboration de commencer à exclure les régions favorisées par l'analyse présentée sur la figure 1.11 pour lesquelles $\sin^2(2\theta) \gtrsim 0.1$ et $\Delta m^2 \lesssim 2.3eV^2$.

DANSS La collaboration DANSS choisit également un site auprès d'un réacteur commercial de $3.1 \text{ GW}_{\text{th}}$, à Kalinin, en Russie. Contrairement à NEOS, le détecteur de DANSS présente l'avantage d'être déplaçable entre 10.7 m et 12.7 m du cœur du réacteur et s'affranchit ainsi du problème de normalisation à un spectre de référence rencontré par l'expérience coréenne. Installé sous le cœur du réacteur, le détecteur profite d'une protection contre les rayonnements cosmique conséquente permettant d'atteindre un rapport signal sur bruit de 30. Cependant, cette situation les contraint à utiliser des plastiques scintillants – les liquides scintillants étant proscrits sur le site car hautement inflammables – et doivent donc travailler avec une résolution énergétique médiocre, dégradée en sus par une non-uniformité de la réponse le long des lattes de plastiques composant le volume. Les effets de dilution de l'oscillation (cf. 1.2.1) se cumulent donc pour DANSS à la fois sur la résolution spatiale – le cœur ayant une hauteur de 3.7 m – et énergétique – $\sim 30\%$ à 1 MeV.

Avec un taux de comptage proche de $5000 \bar{\nu}_e/\text{jour}$, les spectres de $\bar{\nu}_e$ sont mesurés avec une grande précision ; ils sont reportés sur la figure 1.16a. Le ratio entre les spectres mesurés dans les deux positions extrémales – présenté figure 1.16b – permet à la collaboration d'établir un contour d'exclusion rejetant également les zones favorisées par la RAA pour $\Delta m^2 \lesssim 2 - 3eV^2$. Ils indiquent également avoir trouvé un meilleur ajustement statistiquement significatif pour un autre couple de paramètres d'oscillations. Cependant, ce résultat doit être nuancé car l'évaluation des incertitudes systématiques en cours n'a pas été incluse dans l'analyse et affectera inévitablement la signification de cette indication [74].

Recherche auprès de réacteurs de recherche

La contamination de bruit de fond des deux expériences auprès de réacteurs commerciaux qui viennent d'être présentées n'excède pas 5 %, et la statistique rapidement acquise. Les expériences situées auprès de réacteurs de recherche ont la caractéristique commune de prévoir un rapport signal sur bruit de l'ordre de l'unité, et des taux de comptage dix fois plus faibles que les précédentes, justifiant des études de réjection de bruit de fond plus développées et des périodes de prise de données plus longues.

Neutrino-4 Adoptant une technologie proche de celle de STEREO, le détecteur Neutrino-4 est composé de 10 cellules remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium. L'ensemble est déplaçable, permettant de couvrir une distance de 6 à 12 m par rapport au réacteur de recherche SM-3 de $100 \text{ MW}_{\text{th}}$ à Dimitrovgrad, en Russie. La prise de données a débuté en 2014, les premiers résultats [75] témoignent de la difficulté de discriminer les bruits de fonds induits par les neutrons pour une expérience en surface. Le rapport signal

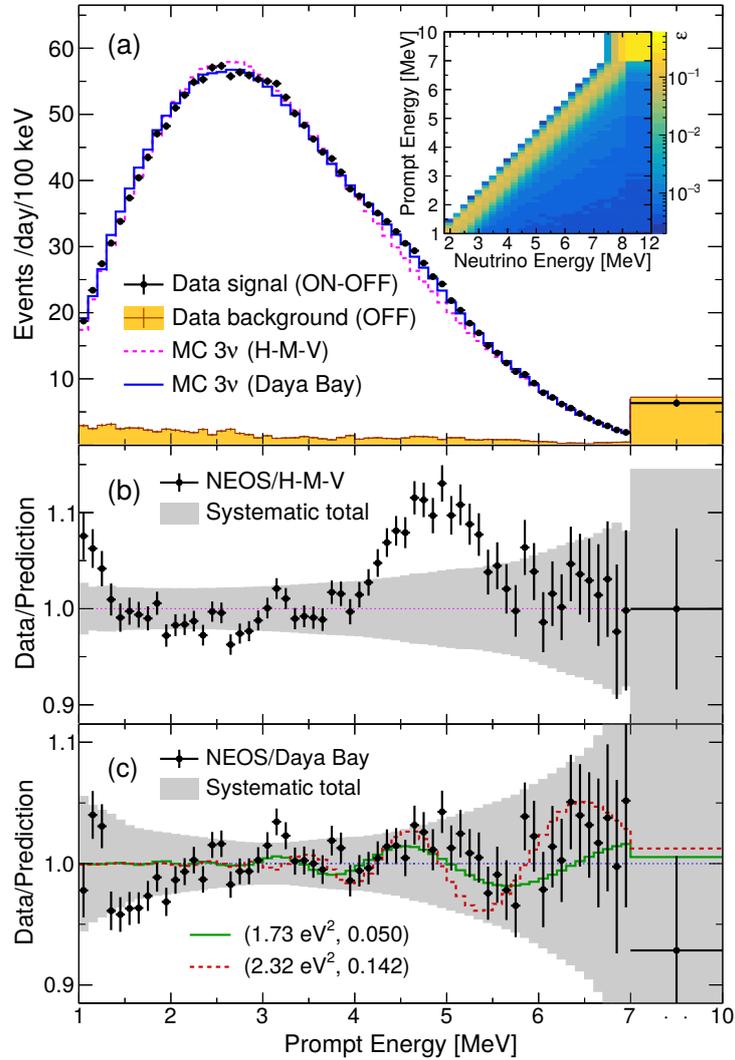


FIGURE 1.15 – Résultats de l’expérience NEOS [61]. Le spectre $\bar{\nu}_e$ mesuré est présenté sur la figure supérieure, le bruit de fond corrélé étant indiqué en jaune. Sont superposés en rose pointillés la prédiction Huber-Mueller et en bleu le spectre de référence fourni par la collaboration Daya Bay [73]. La figure centrale présente le ratio du spectre mesuré par rapport à la prédiction, tandis que la figure du bas présente le ratio par rapport à Daya Bay. C’est ce dernier ratio qui est utilisé pour l’analyse ; la ligne rouge en pointillés représente une oscillation obéissant aux paramètres indiqués par la RAA [39], tandis que la ligne verte pleine est le meilleur ajustement des données.

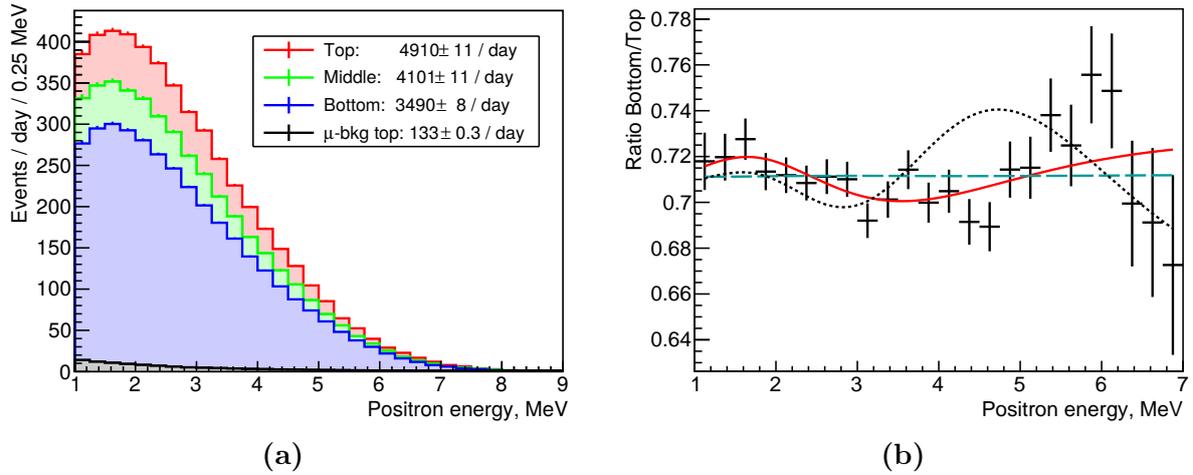


FIGURE 1.16 – Résultats de l’expérience DANSS [74]. Sur la figure (a) sont présentés les spectres antineutrinos mesurés pour trois positions du détecteur par rapport au cœur, la contamination de bruit de fond corrélé est indiquée en gris. La figure (b) est le résultat du rapport entre le spectre mesuré en position centrale et celui mesuré en position haute. La ligne pointillée indique la distorsion attendue dans le cas d’une oscillation aux paramètres indiqués par la RAA, la ligne rouge pleine correspond au meilleur ajustement trouvé, pour les paramètres ($\sin^2(\theta_{14}) = 0.05$, $\Delta m^2_{14} = 1.4 \text{ eV}^2$).

sur bruit initial de 0.3 a pu être amélioré à 0.6 en développant des sélections basées sur des corrélations spatiales entre cellules. Une corrélation des taux d’événements physiques déclenchant le détecteur avec les conditions atmosphériques – pression, température – est remarquée, mais l’impact sur les taux de candidats corrélé n’est pas estimé. La collaboration publie néanmoins une première évolution taux de candidats $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance, présentée sur la figure 1.17, leur permettant de vérifier la dépendance en angle solide du flux. L’évaluation des incertitudes systématiques est en cours et s’avère nécessaire pour tester l’hypothèse d’oscillation à partir de ces données.

SoLid Installée auprès du réacteur de recherche BR2, en Belgique, l’expérience SoLid a misé sur le développement d’une technologie de détection innovante, avec un détecteur hautement segmenté couplant deux types de scintillateurs solides. Ce dernier est constitué de cubes de plastiques scintillants de 5cm de côté isolés optiquement, dont deux faces sont recouvertes de feuillets d’un scintillateur inorganique dopé au lithium permettant l’identification des neutrons issus de la désintégration β -inverse selon :



Le ZnS ayant un temps de désexcitation long, le signal associé est composé de plusieurs pics caractéristiques, se discriminant nettement des impulsions courtes obtenues dans les plastiques scintillants. Ce principe est illustré sur la figure 1.18.

Les modules – totalisant 1.6 tonnes de volume cible – sont placés entre 6 et 9m du cœur hautement enrichi. La prise de données de la phase 1 a débuté en 2018, après une

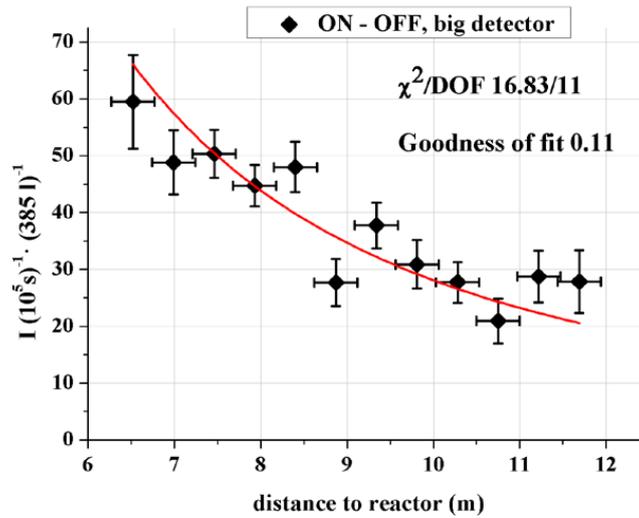


FIGURE 1.17 – Résultats de Neutrino-4 [75] : flux d’antineutrinos en fonction de la distance par rapport au cœur estimé à partir d’une soustraction (ON-OFF), ajusté par un simple modèle en $1/L$, où L est la distance entre le cœur et le détecteur.

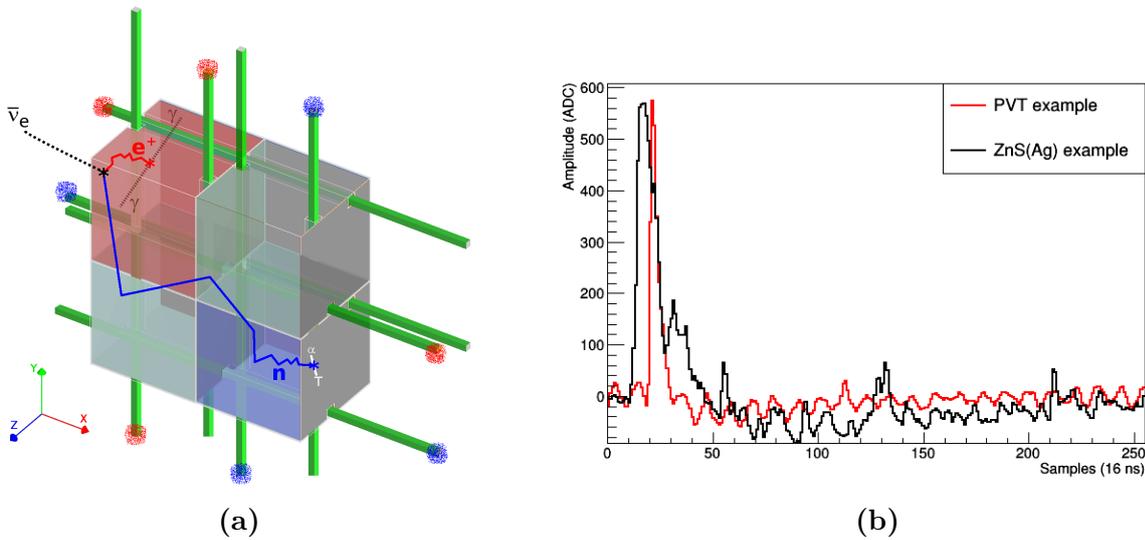


FIGURE 1.18 – Principe de détection des candidats à la désintégration β -inverse dans l’expérience SoLid : quatre cubes de plastiques scintillants sont représentés sur la figure (a), le positron – en rouge – dépose son énergie dans l’un de ces cubes et produit un signal lumineux rapide, en rouge sur la figure (b). Le neutron – en bleu – se thermalise et est capturé par un noyau de lithium présent dans les feuillets de scintillants inorganique ZnS(Ag) représentés en gris couvrant les bordures des cubes. La capture est identifiée par l’émission d’une particule α générant un signal scintillant plus long et possédant de multiples pics, représenté en noir sur la figure (b). Les fibres permettant la collecte de lumière sont indiquées en vert sur la figure (a). [76]

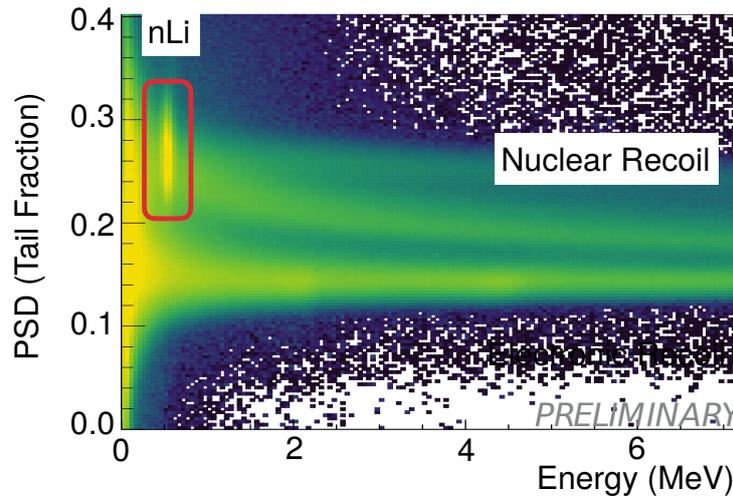


FIGURE 1.19 – Figure de discrimination en forme des signaux de l’expérience PROSPECT. Figure issue de [79].

première phase de test avec un module cinq fois plus compact, ayant permis de valider la technologie. Les premières données valident les objectifs fixés en termes de reconstruction énergétique ; la résolution atteinte est de 14 % à 1 MeV et les plastiques scintillants permettent une bonne linéarité sur toute la gamme d’énergie du positron. Après une première sélection, l’excès d’événements observé en période de réacteur allumé par rapports aux périodes d’arrêt est compatible avec les corrélations spatiales et temporelles attendues des événements $\bar{\nu}_e$ [77]. Cependant, le rapport signal sur bruit est bien inférieur à 1. La haute segmentation du détecteur devrait pouvoir permettre à l’avenir de rejeter efficacement les bruits de fond corrélés afin d’atteindre le rapport signal sur bruit attendu de 3 [76].

Prospect L’expérience a débuté sa prise de données en mars 2018 auprès du réacteur HFIR de recherche de 85 MW_{th} d’Oak Ridge, aux Etats-Unis. Le détecteur est constitué de 154 segments de 1.2 m de long remplis avec 25 litres de liquide scintillant et couplés de part et d’autres par des photomultiplicateurs, et répartis selon un maillage à deux dimensions permettant une reconstruction de vertex et une réjection d’événements de bordure. La détection du neutron issu de la désintégration β -inverse est basée sur la même réaction de capture par le ${}^6\text{Li}$ que l’expérience SoLid. Bien que reconstruit à basse énergie – du fait des effets de non-linéarité des liquides scintillants – ce signal se distingue du bruit de fond accidentel grâce à une analyse en discrimination en forme des signaux.

Le liquide scintillant utilisé dispose d’un bon rendement lumineux, permettant d’atteindre une résolution stochastique de 4.5 % à 1 MeV qui n’est pas dégradée par des effets de non-homogénéité au sein des segments. Les performances atteintes en termes de discrimination en forme des signaux sont bonnes – le facteur de mérite atteint dans un module test composé de deux segments est de 1.5 [78], l’allure globale sur tout le détecteur est présentée sur la figure 1.19.

1.3.6 Analyses combinées

Les résultats de mesures indépendantes doivent être combinés entre eux afin de pouvoir comparer les compatibilités ou les tensions entre ces différentes mesures. Une première analyse combinée a été réalisée – et présentée sur la figure 1.11 – en 2011 dans le contexte d’une recherche de neutrino stérile léger. Les conclusions évoluent et se précisent au gré des nouveaux résultats, le statut actuel de ces analyses statistiques est présenté ici.

Le premier canal – disparition des $\bar{\nu}_e$ – est celui qui nous intéresse dans cette thèse et les résultats sont donc exposés ci-dessous. L’analyse combinée globale incluant les deux autres canaux sera ensuite brièvement discutée.

Analyses de disparition dans le secteur électronique

En plus des mesures en taux absolus à courte distance auprès de réacteur et des données Gallium, les analyses combinées récentes [40, 45, 80, 81] incluent désormais les ratios des spectres de NEOS et DANSS, présentés sur les figures 1.15 et 1.16b, ainsi que les contraintes obtenues par Daya Bay sur les flux individuels pour chaque isotope [45, 80].

Une analyse d’oscillation indépendante des prédictions peut déjà être réalisée à partir des données de DANSS et NEOS. Les distorsions reportées par l’une et l’autre présentant une tendance commune – mise en valeur sur la figure 1.20a – la combinaison des deux augmente logiquement la signification statistique et conduit à un meilleur ajustement pour les paramètres d’oscillation

$$\begin{cases} \Delta m_{N+D}^2 \simeq 1.3\text{eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{N+D}) \simeq 0.05 \text{ ou } |U_{e4}|_{N+D} \simeq 0.1 \end{cases} \quad (1.56)$$

Les intervalles de confiance issus de ce nouvel ajustement sont déplacés vers des valeurs d’angle de mélange plus faibles que ceux données par la RAA, qui sont superposés sur la figure 1.20b.

Les données de Daya Bay et de RENO favorisent l’hypothèse d’un biais sur la section efficace de la désintégration β -inverse pour l’ ^{235}U uniquement comme explication à l’anomalie réacteur au détriment de l’hypothèse du neutrino stérile. Ceci peut être testé dans l’ajustement global des données en ajoutant des paramètres libres r_i pour chaque isotope contribuant au flux dans l’ajustement global en modifiant l’équation (1.49)

$$\sigma_f = \sum_i F_i r_i \sigma_i^{th} \quad (1.57)$$

L’introduction de ces nouveaux paramètres libres réduit naturellement la signification statistique de l’oscillation trouvée par DANSS et NEOS, d’une part. D’autre part, la distorsion commune présente dans ces deux jeux de données favorise l’ajustement par des paramètres d’oscillation par rapport à une renormalisation globale, contribuant ainsi à diluer la signification statistique des résultats de Daya Bay. C’est donc finalement sans surprise une solution hybride "renormalisation + réévaluation" qui permet d’obtenir le

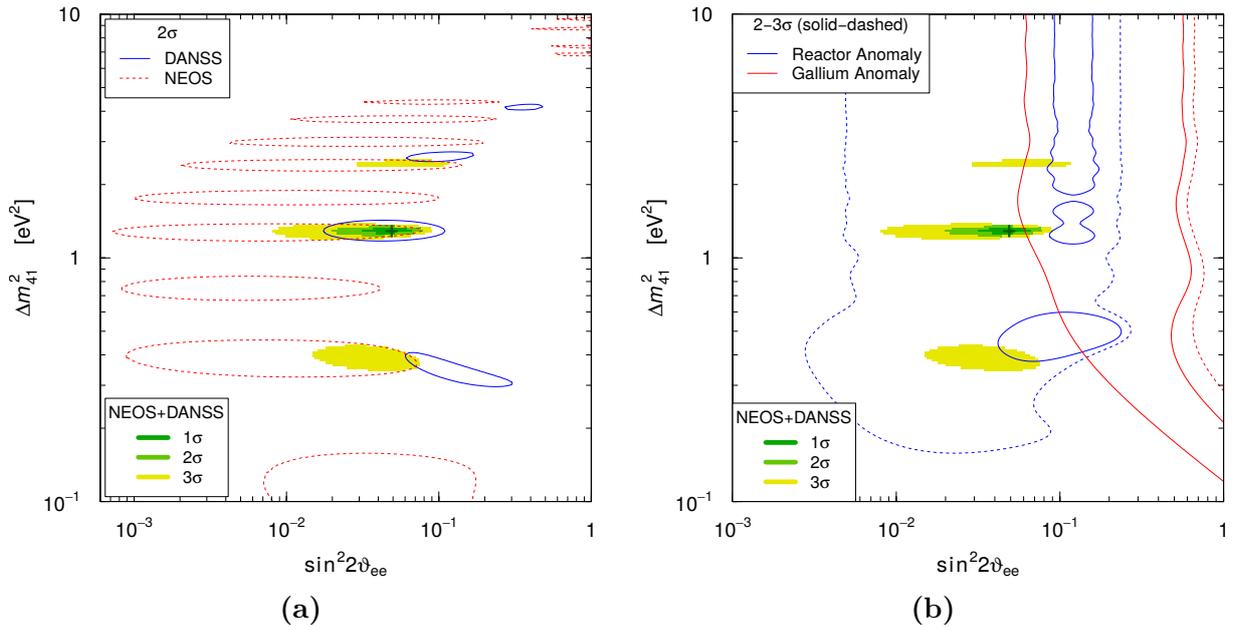


FIGURE 1.20 – Résultats de l’analyse combinée de DANSS et NEOS extraits de [81]. Sur la figure (a), les intervalles de confiance individuels de DANSS – en bleu – et NEOS – en rouge – sont compatibles entre eux et mènent aux zones combinées colorées. Ces zones combinées sont reprises sur la figure (b), sur lesquelles sont également montrés les contours d’acceptation des anomalies réacteur – en bleu – et Gallium – en rouge.

meilleur ajustement combiné de ces données. L’hypothèse d’un neutrino stérile ne peut plus être rejetée au profit de celle d’un biais de normalisation.

Toutefois, cette solution n’est peut être pas qu’un simple compromis statistique entre deux classes de résultats. Une analyse alternative des données de NEOS et DANSS uniquement, avec les paramètres r_i libres [81] aboutit à un meilleur ajustement pour $r_{235} \sim 0.96$ et $r_{239} \sim 1$, soit une confirmation des indications de Daya Bay et RENO de façon indépendante, mais avec un neutrino stérile.

Finalement, lorsque toutes les contraintes sur le canal sont prises en compte – incluant Gallium, solaire – le meilleur ajustement reste stable, montrant que l’ensemble des données actuelles est en fait dominé par la présence d’une distorsion spectrale commune aux deux seules expériences ayant donné des résultats. Les limites apportées par les mesures dans le secteur solaire, et indirectement par le canal de disparition ν_μ , ne contraignent pas les régions obtenues. Seule une légère tension apparaît avec l’anomalie Gallium. L’indication à $\sim 3\sigma$ en faveur d’un neutrino stérile subsiste donc et repose sur deux mesures utilisant les mêmes techniques de détection et dont les incertitudes systématiques sont en cours d’évaluation pour l’une d’elles.

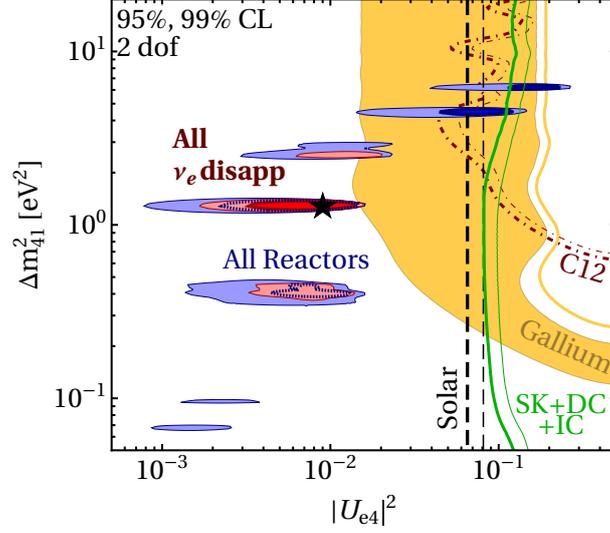


FIGURE 1.21 – Régions favorisées – rouge, rose et bleu – autour du meilleur ajustement – indiqué par l'étoile – de l'ensemble des données du canal de disparition des (anti)neutrinos électroniques. La précision des mesures réalisées dans le secteur des neutrinos solaires autorise un mélange $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$ tel que $|U_{e4}|^2$ soit inférieur à la ligne verticale en pointillés noirs. Les contraintes indirectes provenant du canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ sont indiquées en vert. Les régions favorisées par l'anomalie Gallium figurent en jaune et révèlent une légère tension avec ce nouvel ajustement. Figure issue de [80].

Analyses combinées des trois canaux

Les limites expérimentales sur les résultats de disparition dans les secteurs électronique et muonique contraignent de façon évidente le canal d'apparition $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (équations 1.44) :

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}^{\text{eff}}) = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \lesssim 4 \times 10^{-2} \times 10^{-1} \quad (1.58)$$

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}^{\text{eff}}) \ll 10^{-2} \quad (1.59)$$

en complet désaccord avec les excès de $\bar{\nu}_e$ observés dans des faisceaux muoniques sur accélérateurs.

Cette tension entre les secteurs d'apparition et de disparition rejette l'hypothèse d'un neutrino stérile capable d'expliquer l'ensemble des données, les figures 1.22a et 1.22b l'illustrent clairement. Étendre ce modèle minimal "3+1" à un cadre plus général à "3+N" neutrinos n'est pas envisagé comme une solution permettant de résoudre cette tension [80].

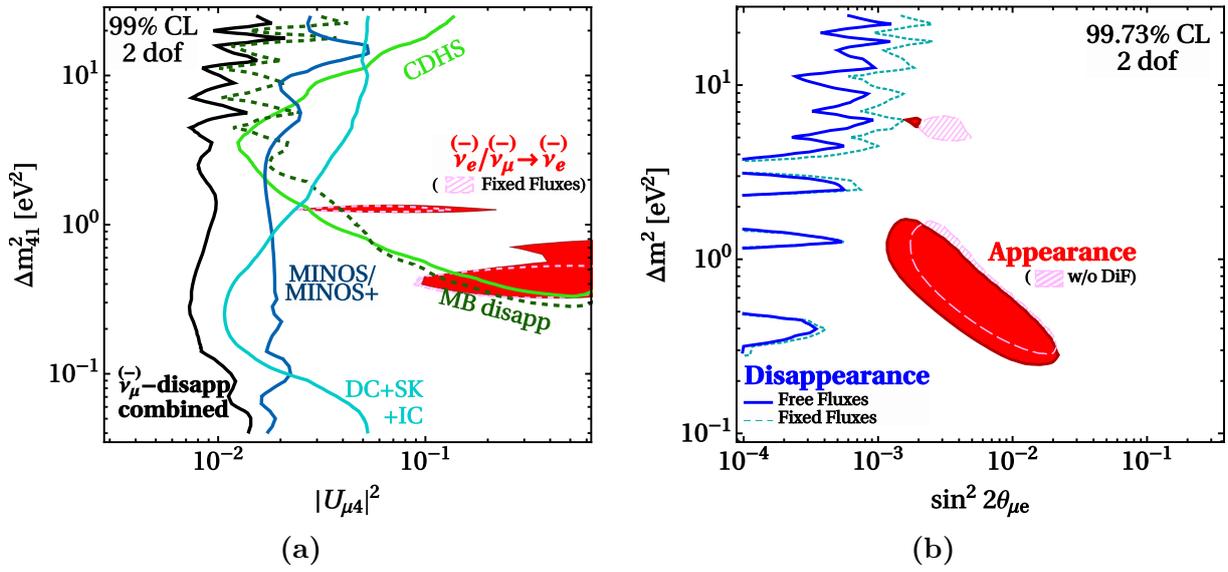


FIGURE 1.22 – Projections permettant de visualiser les tensions entre les canaux d’apparition et de disparition. Sur la figure (a) sont représentées les contraintes concernant le couplage $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$, les résultats discutés au 1.3.4 de MINOS et IceCube dominant, et conduisent aux contours combinés noirs. A titre illustratif est indiquée en rouge la région favorisée par la combinaison des expériences de disparition $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ et d’apparition $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Sur la figure (b), les contraintes sont représentés en fonction de l’angle $\sin^2(2\theta_{\nu e}) \equiv 4|U_{e4}U_{\mu 4}|^2$, les contours bleus proviennent des contraintes de disparitions dans les canaux électroniques et muoniques, excluant la région favorisée – en rouge – par les expériences d’apparition auprès d’accélérateurs. Figures issues de [80]

Résumé de l'état de l'art

Les analyses combinées des différentes anomalies à courtes distances présentées dans cette section révèlent de fortes tensions et montrent qu'une extension simple du modèle à trois neutrinos avec un ou plusieurs états stériles légers ne suffit pas à réconcilier les résultats avec l'ensemble des données disponibles. Ce constat appelle à de nouvelles mesures, et une résolution de ces anomalies doit être apportée dans les prochaines années.

Une contribution à cet effort est la compréhension de l'origine de l'anomalie des neutrinos de réacteurs. Les expériences déployées à courte distance des réacteurs – dont STEREO fait partie – vont permettre à court terme de confirmer ou de rejeter l'explication de cette anomalie par l'existence d'un stérile léger. Leur sensibilité permettra d'atteindre les régions favorisées par les analyses statistiques combinées incluant les derniers résultats, comme le présente la figure 1.23. Si le résultat s'avère positif, les conséquences théoriques seront importantes et ouvriront la voie vers une nouvelle physique. Dans le cas contraire, une autre explication doit être apportée. Si il ne s'agit pas d'un simple biais expérimental, les prédictions théoriques devront être révisées et concernent un large panel de domaines, de la physique des réacteurs jusqu'à la description de la désintégration β à son niveau le plus fondamental.

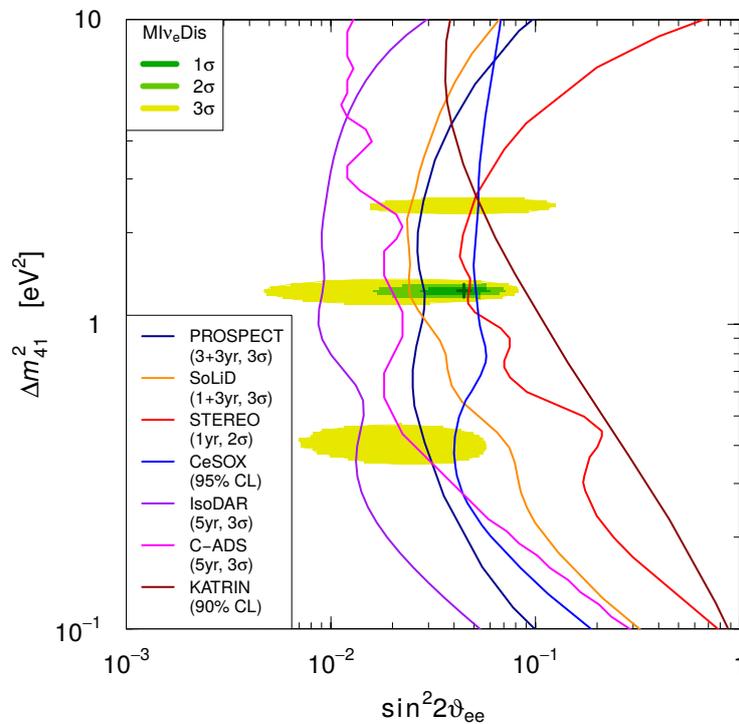


FIGURE 1.23 – Sensibilité des expériences à venir sur les nouvelles régions favorisées pour l'existence d'une oscillation à courte distance des réacteurs. Figure issue de [81]

Chapitre 2

L'expérience STÉRÉO

L'expérience STEREO a pour but de rechercher une oscillation à courte distance de propagation qui signerait l'existence d'un neutrino stérile léger, expliquant l'anomalie des neutrinos de réacteurs discutée dans le chapitre précédent. La collaboration regroupe cinq laboratoires dont quatre sont français (l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu), le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), l'Institut Laue-Langevin (ILL), et le Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (LAPP)) et un est allemand le (Max Planck Institute (MPIK)). La construction du détecteur s'est achevée en 2016 et la prise de données a débuté en novembre 2016.

Les antineutrinos produits par le réacteur expérimental de l'Institut Laue Langevin à Grenoble sont détectés dans une cible de liquide scintillant placée à 10 mètres du cœur, segmentée en six volumes identiques. L'hypothèse d'une oscillation peut donc être testée en s'affranchissant des prédictions théoriques à partir de la comparaison relative des spectres mesurés dans les différentes cellules. Le site de l'ILL sera brièvement décrit en première section. La détection des antineutrinos par réaction de désintégration β -inverse dans du liquide scintillant sera détaillée en deuxième section. Les sections suivantes s'attachent à fournir une description des blindages et du détecteur STEREO, et s'appuient sur l'article [82] publié par la collaboration en 2018. Enfin, un statut de l'expérience et des différentes phases de prise de données sera fourni.

2.1 Site expérimental

L'Institut Laue Langevin (ILL), à Grenoble, est un centre de recherche européen offrant des faisceaux de neutrons thermiques grâce à la fission nucléaire. Doté d'un réacteur optimisé pour produire un flux intense de neutrons¹, il accueille chaque année 1500 scientifiques qui utilisent les neutrons thermalisés et refroidis pour mener des recherches dans des domaines variés, tels que la biologie, la physique des matériaux, ou encore la chimie.

1. le flux de neutrons dans le modérateur est estimé à $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ en fonctionnement nominal.

2.1.1 Source d'antineutrinos électronique

Le but de l'ILL est de produire un flux intense de neutrons thermiques, ses caractéristiques de fonctionnement diffèrent donc de celles des réacteurs commerciaux.

Le combustible nucléaire (8 kg) est composé d'uranium dont la fraction isotopique en ^{235}U est de 93%. Il est constitué d'un cylindre creux en aluminium, de 80 cm de hauteur de 40 cm de diamètre, au centre duquel se trouvent la barre de contrôle en nickel. Le combustible est réparti dans une couronne en périphérie du cylindre dans une structure sous forme d'ailettes. De l'eau lourde (D_2O) joue le rôle de modérateur et de liquide de refroidissement². La cuve en aluminium contenant l'ensemble est immergée dans une piscine de 6 m de diamètre et de 8 m de haut remplie d'eau légère assurant la protection contre les radiations. Des réflecteurs sont utilisés pour limiter les pertes de neutrons. Les canaux d'irradiation en aluminium prélèvent les neutrons directement à l'intérieur de la cuve du réacteur, là où le flux est élevé.

Ces spécifications constituent des atouts et des inconvénients pour STEREO. Le très fort enrichissement en ^{235}U du combustible garantit que sa contribution au flux d'antineutrinos reste supérieure à 98 %, la contamination en ^{241}Pu , formé par capture sur l' ^{239}U étant de l'ordre de 2 % en fin de cycle. Cela permettra la mesure d'un spectre d'antineutrino associé à cet isotope, potentiellement porteur d'informations sur les prédictions – notamment sur la présence ou non d'un excès d'antineutrinos au delà de 4-5 MeV – comme nous l'avons évoqué au 1.3.4 du chapitre précédent. Cependant, la présence d'aluminium à forte concentration dans le cœur oblige à en tenir compte dans le calcul des spectres, celui-ci contribuant au flux par la décroissance de l' ^{28}Al formé par capture radiative sur l' ^{27}Al . La compacité du cœur permet une très bonne résolution sur la distance de propagation des neutrinos, de l'ordre de 25 cm. Ainsi, le détecteur STEREO, placé entre 9.2 et 11.4 m est idéalement placé pour la mesure d'une oscillation à courte distance correspondant à un Δm^2 de l'ordre de l'eV², requis pour expliquer l'anomalie des neutrinos de réacteurs, sans souffrir des effets de dilutions de l'amplitude de cette oscillation.

Le réacteur de l'ILL fonctionne en moyenne pendant 4 cycles de 50 jours par an. Les périodes d'arrêt qui alternent avec celles de fonctionnement permettent le rechargement du combustible et les travaux de maintenance au sein de l'institut ; elles sont également essentielles pour l'expérience STEREO car elles rendent possible la mesure du bruit de fond d'origine naturelle et d'activation.

La puissance thermique nominale pour les périodes de fonctionnement est de 58 MW. Ainsi, le flux d'antineutrinos susceptible d'être détecté – au delà du seuil de la réaction désintégration β -inverse – peut être estimé en utilisant l'approximation (1.32) avec

2. Ce rôle pourrait être joué par de l'eau *légère* H_2O , néanmoins, la section efficace de capture de neutrons thermiques sur l'eau lourde est inférieure de trois ordres de grandeurs à son homologue pour l'eau légère et contribue ainsi à éviter les pertes neutroniques.

$N_{\nu, \text{IBD}}^{f,5}(^{235}\text{U}) \simeq 1.9$ (1.1) et $\langle E_{th}^{f,5} \rangle \simeq 202 \text{ MeV}$ (1.2) fournis au chapitre 1 :

$$\phi_{\bar{\nu}_e}^{\text{ILL}} \simeq 3.4 \times 10^{18} \bar{\nu}_e \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

La puissance thermique du cœur est fournie par l'ILL. Son calcul se base sur des bilans enthalpiques réalisés pour l'eau lourde du circuit primaire – qui en représente sa contribution majoritaire – à partir de mesures de débits et de températures redondants, corrigés des termes de second ordre des différents éléments du circuit (pompes, boucles plus complexes). Il a été montré que l'incertitude relative sur la puissance thermique totale ainsi calculée est de 1.4%. [83]

2.1.2 Hall expérimental

Le détecteur STEREO est situé à l'intérieur de l'enceinte du réacteur à 10.3 m du cœur de l'ILL, dans le hall expérimental situé au même niveau que le cœur ("niveau C"). Cet emplacement hérite de contraintes inhérentes à un site en zone surveillée en ce qui concerne la sûreté nucléaire, et de contraintes géométriques dues à sa proximité à d'autres expériences. Ses deux voisins, IN20 et D19 respectivement, contraignent les dimensions du détecteur et des blindages et leur fonctionnement induit des rayonnements γ et neutrons supplémentaires et de forts champs magnétiques contre lesquels il est indispensable de se protéger. A la fois contrainte spatiale supplémentaire en hauteur et protection bienvenue contre les rayonnements cosmiques, un canal d'eau – d'une profondeur de 6 m avec un fond en béton de 2.5 m – servant à évacuer et stocker les combustibles usés surplombe la casemate de STEREO. L'axe du détecteur a été aligné au maximum avec celui du canal et explique le léger angle du détecteur par rapport à la direction du cœur, visible sur la figure 2.1.

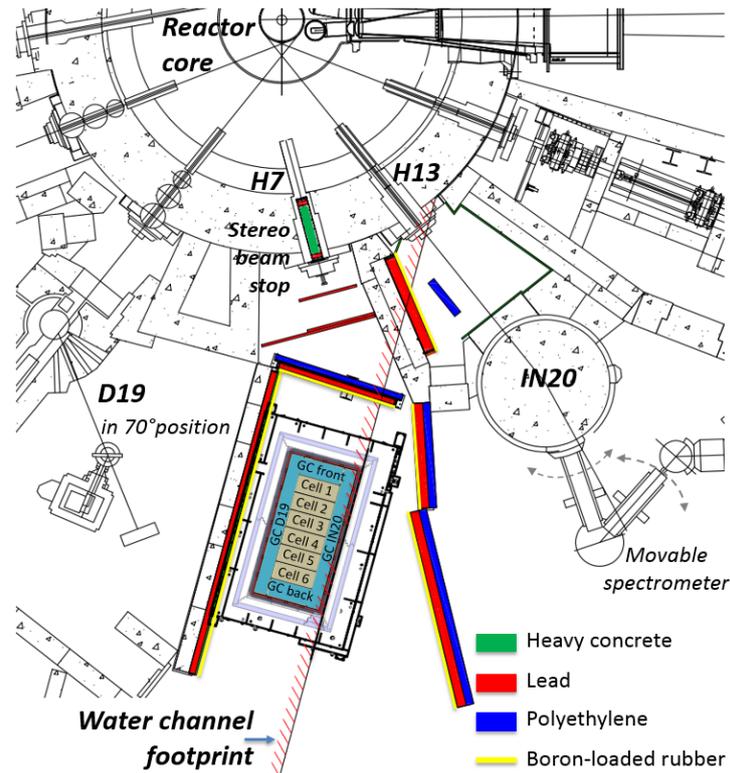


FIGURE 2.1 – Configuration du hall expérimental du réacteur de l'ILL autour de STEREO. Le détecteur est installé au niveau d'une ancienne expérience exploitant le faisceau H7, aujourd'hui condamné par un bouchon. Les séparations entre la casemate et les deux expériences voisines ont été renforcées de murs de plomb - en rouge - et de polyéthylène - en bleu. Pour profiter de la protection contre les rayonnements cosmiques offerte par le canal d'eau surplombant le site - dont la position est repérée par les traits obliques rouges - l'axe du détecteur est tourné d'un angle de $\sim 17^\circ$ par rapport à l'axe cœur - centre du détecteur.

2.2 Physique de la détection

2.2.1 Réaction Bêta Inverse

Les antineutrinos produits dans le cœur de l'ILL sont mesurés dans STEREO par leur interaction avec le milieu par désintégration β -inverse, mode de détection largement employé depuis sa première utilisation il y a soixante ans. Riches en protons, les liquides scintillants constituent une cible de choix pour cette réaction. Sa double signature temporelle caractéristique permet de la discriminer du bruit de fond, et l'information de l'énergie de l'antineutrino incident est portée par le positron, produit de la réaction.

Signature dans du liquide scintillant

Le processus de désintégration β inverse correspond à l'interaction d'un antineutrino électronique sur un proton donnant lieu à un positron et un neutron dans l'état final



Le principe de son identification – illustré sur la figure 2.2 – repose sur la détection en coïncidence du positron, ou signal *prompt*, et du neutron, signal retardé.

Signal *prompt* L'énergie cinétique du positron est étroitement liée à celle de l'antineutrino incident, et est donc de l'ordre de quelques MeV. Le positron émis perdra cette énergie cinétique par ionisation et, dans une moindre mesure par rayonnement de freinage pour les plus énergétiques d'entre eux. En fin de parcours, l'annihilation du positron avec un électron du milieu s'accompagne de l'émission de deux rayonnements gamma de 511 keV émis dos-à-dos, dont les interactions par diffusion Compton vont également contribuer à générer de la scintillation. Ces processus, régis par l'interaction électromagnétique, sont considérés comme étant instantanés à l'échelle des temps de réponse du milieu. Le neutron, quant à lui, possède une énergie cinétique de quelques keV. En négligeant son dépôt d'énergie, le premier signal recueilli, appelé signal *prompt*, est donc la somme de l'énergie cinétique du positron et des deux γ d'annihilation.

Signal *retardé* Le processus de thermalisation du neutron par chocs élastiques sur les noyaux de la cible lui permet d'atteindre rapidement – en quelques centaines de ns – une énergie cinétique comparable à celle de son milieu. S'ensuit une phase de diffusion dont la durée caractéristique dépend des propriétés absorbantes du milieu que sont les densités d'atomes cibles et leurs sections efficaces d'absorption.

L'hydrogène, présent en grande quantité dans les liquides scintillants, possède une section efficace d'absorption de l'ordre du barn. Le liquide cible de STEREO est dopé avec du gadolinium, dont la section efficace de capture peut atteindre quelques milliers de barn pour les isotopes les plus absorbants, ces sections efficaces sont reportées sur la figure 2.3. L'emploi du gadolinium contribue à augmenter significativement l'efficacité de détection neutronique et le rapport signal sur bruit par deux effets complémentaires. Le premier

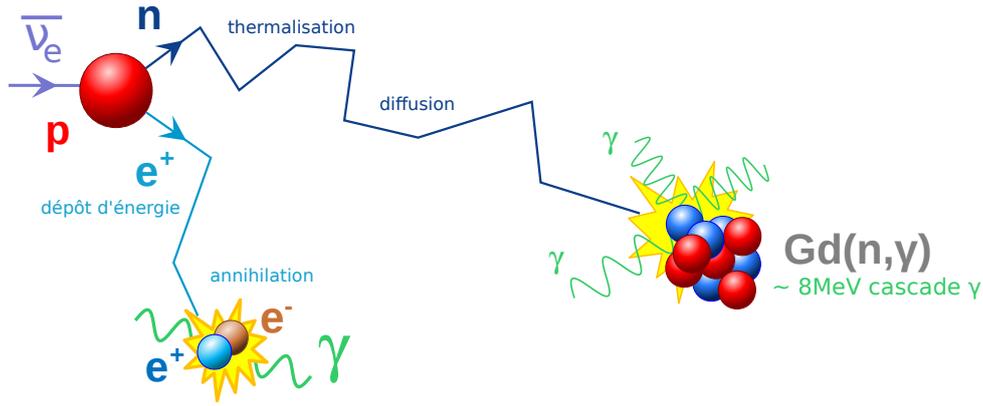


FIGURE 2.2 – Illustration du processus de désintégration β -inverse(2.2). Les deux produits de la réaction de l’antineutrino incident avec un proton du liquide cible permettent de signer l’interaction : la perte d’énergie suivie de la thermalisation du positron constitue le signal prompt, tandis que le neutron va se thermaliser puis diffuser dans le liquide pendant quelques dizaines de μs avant d’être capturé par un atome cible de Gd, dont la désexcitation s’accompagne de rayonnements γ totalisant une énergie de $\sim 8 \text{ MeV}$.

concerne le temps de survie d’un neutron dans le milieu. L’ordre de grandeur des temps et longueurs caractéristiques associés au processus de capture pour des neutrons thermalisés $E_{n,th} \sim 0.025 \text{ eV}$ dans le liquide scintillant peut être estimé à partir des sections efficaces macroscopiques Σ_i obtenues à l’aide des sections efficaces microscopiques σ_i et des densités atomiques des isotopes i :

$$\tau_i^c = \frac{\langle L_i \rangle}{\langle v \rangle} = \frac{1}{\langle v \rangle \Sigma_i} = \frac{1}{\Sigma_i c} \sqrt{\frac{m_n c^2}{2E_n}} \quad (2.3)$$

où τ_i^c est la constante de temps caractéristique associée au processus de capture sur l’isotope i et $\langle L_i \rangle$ le libre parcours moyen associé. Leurs valeurs pour les isotopes d’intérêt sont reportées dans le tableau 2.1. La phase de diffusion d’un neutron est ainsi réduite d’un facteur ~ 10 pour le gadolinium par rapport à l’hydrogène et réduit ainsi d’un même facteur la probabilité de former une coïncidence fortuite avec un signal de bruit de fond. La probabilité de fuite est également réduite.

	$\Sigma_i [\text{cm}^{-1}]$	$\tau_i^c [\mu\text{s}]$	$E_\gamma [\text{MeV}]$
$(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$	0.2	23	8.5
$(n,\gamma)^{157}\text{Gd}$	1	5	7.9
$(n,\gamma)^1\text{H}$	0.02	230	2.2

TABLE 2.1 – Temps caractéristiques de capture pour les trois éléments ayant les plus grandes sections efficaces macroscopique de capture dans les liquides STEREO, et énergie des rayonnements γ associés permettant d’identifier la capture.

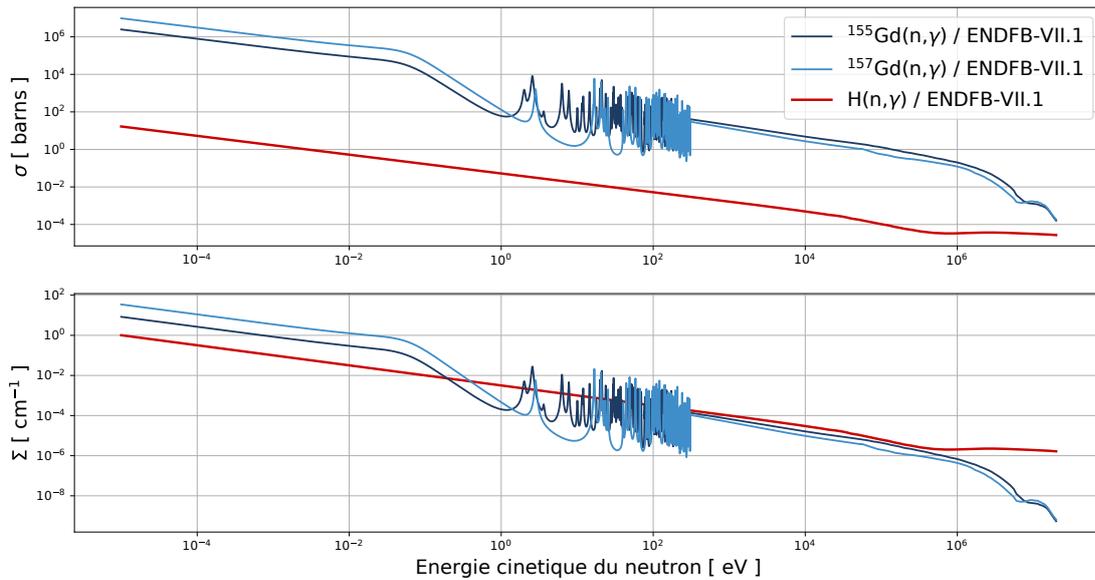


FIGURE 2.3 – Section efficaces des processus de capture (n,γ) (en rouge) sur l’hydrogène et de capture (n,γ) sur le gadolinium (en bleu, pour les deux isotopes les plus absorbants). Les sections efficaces microscopiques sont présentées sur la figure du haut, alors que les sections efficaces macroscopiques dans le liquide scintillant de Stéréo sont représentées sur la figure du bas.

Le deuxième effet bénéfique provient de l’énergie des rayonnements γ associée à la capture du neutron sur un atome de gadolinium, qui constituent le signal dit *retardé*, signant la présence du neutron. Pour l’hydrogène comme pour le gadolinium, la capture neutronique conduit à un ré-arrangement des couches nucléaires s’accompagnant de l’émission de rayonnement(s) γ dont l’énergie est le reflet des niveaux d’excitation mis en jeu. Pour l’hydrogène, l’énergie γ associée est de 2.2 MeV, tandis que pour le gadolinium, plusieurs γ sont émis et totalisent une énergie de ~ 8 MeV. Bien au delà de la dernière contribution de la radioactivité naturelle à 2.6 MeV³, ce fort dépôt réduit à nouveau considérablement la probabilité de réaliser des coïncidences fortuites avec le bruit de fond γ ambiant.

Il est utile de remarquer que, hormis sa corrélation spatiale et temporelle avec le prompt, ce signal ne porte pas d’informations sur le neutrino incident.

3. Cette énergie correspond à la décroissance du Tl, produit des chaînes U-Th de la radioactivité naturelle

Seuil de réaction

La désintégration β -inverse 2.2 est une réaction à seuil. Les relations de cinématique permettent d'écrire la condition de production des masses des produits n et e^+

$$\sqrt{s} \geq m_n c^2 + m_e c^2 \quad (2.4)$$

où s est l'énergie du centre de masse s dans le référentiel du laboratoire, norme du quadrivecteur énergie-impulsion :

$$s = (E_{\bar{\nu}_e} + E_p)^2 - (p_{\bar{\nu}_e} + p_p)^2 \quad (2.5)$$

qui se simplifie, en considérant que l'interaction a lieu sur un proton au repos et que la masse du neutrino est négligeable devant les autres termes mis en jeux :

$$s = (m_p c^2)^2 + 2E_{\bar{\nu}_e} m_p c^2 \quad (2.6)$$

L'équation 2.4 devient finalement :

$$E_{\bar{\nu}_e} \geq \frac{(m_e c^2 + m_n c^2)^2 - (m_p c^2)^2}{2m_p c^2} \sim 1.806 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

Relation entre énergie du positron et du neutrino

Les relations de conservation permettent de dériver l'énergie du neutrino en fonction de celle du positron, en considérant simplement l' $\bar{\nu}_e$ relativiste et le proton cible au repos :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{m_p E_{e^+} + (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2)/2}{m_p - E_{e^+} + \cos(\theta) \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2}} \quad (2.8)$$

où $\cos(\theta)$ est l'angle entre les directions du positron et de l'antineutrino. Pour le développement de cette expression à l'ordre zéro en $(\frac{E_{e^+}}{m_p})$ qui nous intéresse ici – valable pour les basses énergies des antineutrinos de réacteurs – la contribution du terme correspondant est limitée [84] et permet de simplifier la relation selon

$$E_{\bar{\nu}_e} \simeq \frac{E_{e^+} + (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2)/(2m_p)}{1 - (E_{e^+}/m_p)} \quad (2.9)$$

$$\simeq [E_{e^+} + \Delta] \times (1 + \mathcal{O}(\frac{E_{e^+}}{m_p})) \quad (2.10)$$

où $\Delta = (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2)/(2m_p) \simeq m_n - m_p = 1.29 \text{ MeV}$.

En négligeant l'énergie cinétique du neutron⁴, l'énergie visible – la seule accessible expérimentalement – est simplement la somme de l'énergie cinétique du positron et de

4. Sa valeur moyenne est de 16 keV seulement

celle des deux γ provenant de son annihilation :

$$E_{\text{visible}} = E_{e^+}^{\text{cin}} + 2m_e = E_{e^+} + m_e \quad (2.11)$$

Soit, en utilisant cette dernière expression dans (2.10)

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{visible}} - m_e + \Delta \quad (2.12)$$

$$= E_{\text{visible}} + 0.78 \text{ MeV} \quad (2.13)$$

Ainsi, l'énergie reconstruite du signal prompt donne accès à l'énergie du neutrino incident. Cependant, la taille du détecteur étant comparable au libre parcours d'interaction des rayonnements γ , ceux-ci peuvent alors s'échapper du volume de détection sans déposer toute leur énergie. l'énergie visible ne correspond donc pas toujours à la relation (2.11).

En pratique, cette simple conversion n'est pas utilisée directement ; le signal de la désintégration β -inverse est simulé et c'est sa convolution avec la réponse du détecteur qui pourra directement être confrontée aux données.

Section efficace

L'expression de la désintégration β inverse – toujours à l'ordre zéro valable à basse énergie – peut être exprimée en fonction du temps de vie du neutron τ_n , exploitant la correspondance entre la désintégration β -inverse et la désintégration du neutron

$$\sigma_{\text{IBD}}^{(0)} \simeq \frac{2\pi^2}{m_e^5 f^R \tau_n} E_{e^+} \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \quad (2.14)$$

où $f^R = 1.7152$ est un facteur de phase de désintégration du neutron incluant les effets de Coulomb, de magnétisme faible et les corrections radiatives externes uniquement [84]. Elle croît de façon quadratique en fonction de l'énergie du neutrino incident. L'évaluation numérique du pré-facteur conduit à l'estimation

$$\sigma_{\text{IBD}}^{(0)} \simeq 9.62 \times \left(E_{e^+} \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \right) 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2} \quad (2.15)$$

permettant surtout de réaliser une fois encore la probabilité infime d'interaction du neutrino. La représentation graphique de cette expression est présentée sur la figure 2.4b.

Spectre antineutrino Tous les ingrédients sont réunis pour obtenir la distribution de spectre antineutrino interagissant dans le détecteur, qui sera intuitivement le produit du spectre d'antineutrinos de réacteurs $S(E_\nu)$, présenté sur la figure 2.4b pour l' ^{235}U , et de la section efficace d'interaction $\sigma(E_\nu)$ qui vient d'être discutée, pondérée par la densité de protons cibles disponibles dans le détecteur :

$$S_{\text{int}}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{P_{th}^{\text{ILL}}}{\langle E_{th}^{235} \rangle} \times \int_{\vec{r}} \sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}_e}) d_H(\vec{r}) \times \frac{S(E_{\bar{\nu}_e})}{4\pi r^2} d\vec{r} \quad (2.16)$$

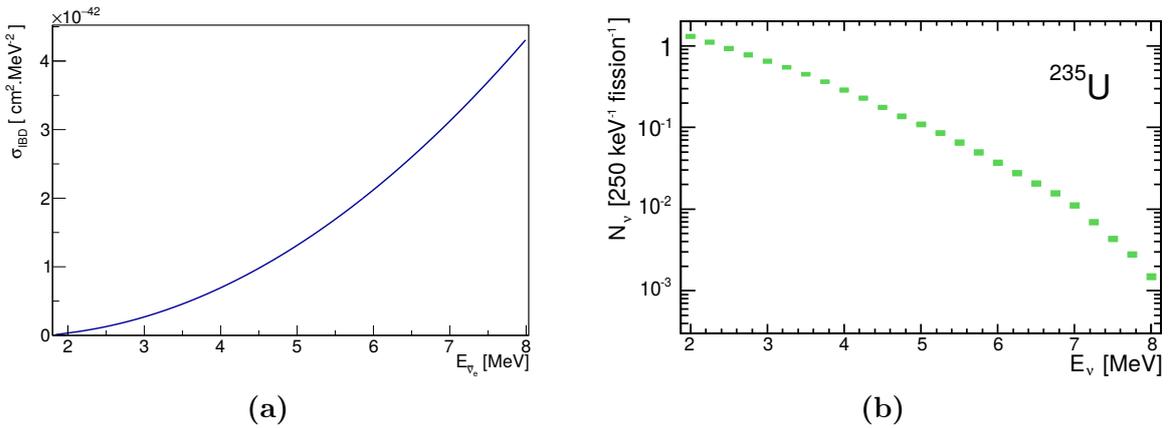


FIGURE 2.4 – Figure (a) : section efficace de la désintégration β -inverse suivant l’approximation (2.15) en fonction de l’énergie du $\bar{\nu}_e$. Figure (b) : spectre d’antineutrinos électroniques associés à la fission d’ ^{235}U , figure issue de [34].

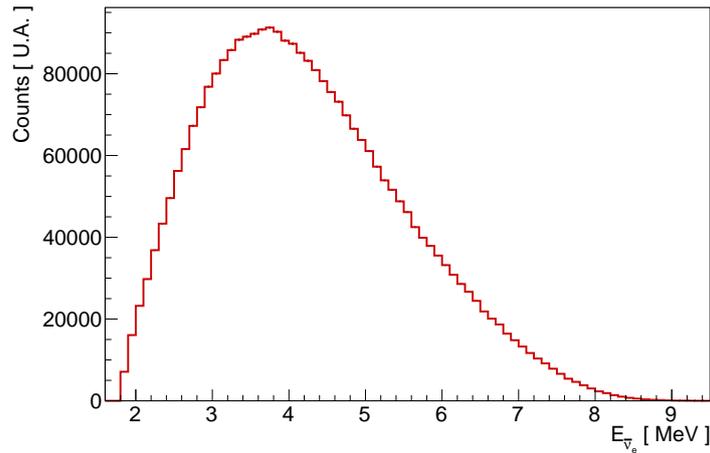


FIGURE 2.5 – Spectre de neutrinos interagissant dans le détecteur STEREO, obtenu par simulation. Sa forme caractéristique peut être intuitivement comprise comme le produit du spectre d’antineutrinos de réacteurs, présenté sur la figure 2.4b avec la section efficace de la désintégration β -inverse, représentée sur la figure 2.4a.

La prédiction du spectre de neutrinos interagissant dans les volumes cibles de STEREO est effectuée précisément par Monte-Carlo à l’aide des spectres d’antineutrinos de réacteurs en tenant compte de l’évolution temporelle des produits de fission, des sections efficaces différentielles définissant la cinématique des produits de réaction [85] – les expressions données dans le paragraphe précédent étant à vocation illustratives uniquement – ainsi que de la géométrie exacte du détecteur. Nous avons déjà rencontré au 1.1.5 l’allure caractéristique de la distribution qui en résulte, celle-ci est présentée sur la figure 2.5, son maximum se situe autour de $E_{\nu} \sim 4 \text{ MeV}$.

2.2.2 Liquides scintillants

Mécanismes de scintillation

Les matériaux scintillants ont la propriété d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont traversés par des radiations via le processus de fluorescence⁵. Les scintillateurs organiques liquides ont l'avantage de posséder un bon rendement lumineux et d'être rapides.

La propriété de luminescence est conférée exclusivement par l'excitation des électrons délocalisés des liaisons π , formées par hybridation des couches s et p des atomes H et C des molécules organiques du scintillant [86]. Le processus de scintillation s'explique donc à partir du schéma de niveau électronique de ces liaisons π , pour lesquelles, en plus des états singulets S_i et triplets T_i , une structure fine provient de niveaux d'excitations vibrationnels de la molécule. L'état fondamental est l'état singulet S_0 . Cette structure est illustrée sur la figure 2.6. L'énergie typique séparant les états moléculaires est de quelques dizaines d'eV, contre seulement quelques eV entre niveaux vibrationnels.

La réponse en lumière d'un scintillateur est généralement suffisamment bien décrite par la somme de deux composantes exponentielles :

$$S(t) = A_r \cdot \exp(-t/\tau_r) + A_l \cdot \exp(-t/\tau_l) \quad (2.17)$$

avec $\tau_r < \tau_l$, la première composante est la composante rapide principale, la deuxième est une composante plus lente.

Le processus principal concerne l'état singulet, dont les différents niveaux sont peuplés suite à l'apport d'énergie de la particule incidente. Leur désexcitation s'effectue d'abord par conversion interne jusqu'au premier niveau excité, S_1 . L'émission de photons de scintillation n'intervient que lors des transitions successives de ce niveau S_1 vers l'état fondamental S_0 en passant par les états vibrationnels intermédiaires. C'est la présence de ces derniers qui confèrent à ces molécules à la fois les propriétés de scintillation et de transparence à leurs propres radiations, puisque les photons émis n'ont pas l'énergie suffisante pour ré-exciter la transition $S_0 \rightarrow S_1$.

L'existence d'une seconde constante de temps implique un processus faisant appel aux états triplets. A l'instar des états singulets, la désexcitation d'états triplets $T_{x>T_1}$ s'effectue par conversion interne vers T_1 . Le retour à l'état fondamental le plus probable met en jeu une interaction entre molécules excitées : $T_0 + T_0 \rightarrow S_* + S_0 + \text{phonons}$ [87] ; c'est ce processus, plus lent, qui implique la composante τ_l . L'état S_* décroît ensuite comme décrit précédemment.

Réponse en fonction du type de particule incidente

La discrimination en forme des signaux et les effets de non linéarités sont deux manifestations d'une dépendance de la réponse du liquide à la densité d'énergie déposée.

5. Par définition, la différence entre les processus de *fluorescence* et de *phosphorescence* est une question de temps de réémission de lumière par rapport à l'absorption.

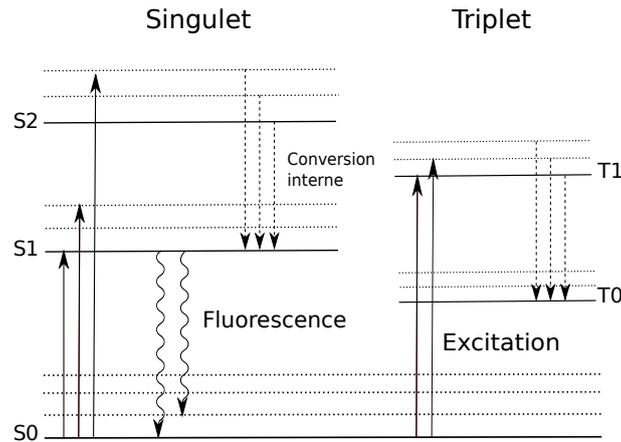


FIGURE 2.6 – Structure des niveaux électroniques énergétiques pertinents pour la description du mécanisme d’émission de lumière des matériaux scintillants. Les états singulets et triplets sont indiqués en traits pleins, les niveaux vibrationnels en pointillés. Les désexcitations de type $(S_x \rightarrow S_1, x > 1)$, $(T_x \rightarrow T_0, x > 0)$ s’effectuent par transitions internes, l’émission de lumière correspond aux transitions $S_1 \rightarrow S_0$.

Discrimination en forme du signal Pour les hauts (dE/dx) , la forte densité de molécules excitées favorise les interactions moléculaires et l’énergie des transitions internes peut être drainée vers d’autres canaux, diminuant ainsi la composante A_r relativement à A_l . Dans ce cas, c’est donc la pondération différente entre les amplitudes des réponses lentes et rapides du signal de luminescence en fonction de la densité de dépôt d’énergie qui est exploitée pour l’identification des particules.

En particulier, pour la détection des antineutrinos, l’intérêt est de pouvoir différencier les reculs électroniques – caractéristique du signal $\bar{\nu}_e$ – des reculs de protons, causés par l’interaction d’un neutron dans le liquide, pouvant imiter la signature de la désintégration β -inverse. La propriété de *discrimination en forme des signaux* dans STEREO sera extensivement étudiée et exploitée dans cette thèse.

Non linéarités Lorsque la densité de molécules excitées est élevée, celles-ci peuvent alors interagir entre elles, dissipant l’énergie au lieu de la convertir en scintillation. Plus la densité de dépôt d’énergie est élevée, plus ces interactions – dites de *quenching* – auront lieu. Les effets de non linéarité observés à basse énergie résultent donc d’une perte d’efficacité de conversion de l’énergie incidente en lumière liée au pouvoir d’arrêt grandissant d’une particule ionisante en fin de parcours.

Le modèle de Birks [86] fournit une description effective de ces déviations du régime linéaire, en exprimant la quantité de lumière produite par unité de longueur comme :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{L_0}{1 + k_B (dE/dx)} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (2.18)$$

où (dE/dx) est le pouvoir d’arrêt et L_0 le rendement lumineux en régime linéaire. Les déviations de ce régime à basse énergie – donc à fort (dE/dx) – sont prises en compte par

le paramètre k_B . La dépendance en énergie du pouvoir d'arrêt est explicite ici. Celui-ci étant naturellement différent pour les différentes particules ionisantes à une énergie E donnée, il existe en principe une valeur de k_B par type de particule incidente chargée.

Ces déviations pour les particules chargées se répercutent sur la reconstruction de l'énergie des rayonnements γ , déposée par les électrons de recul issus des diffusions Compton. La cascade γ caractéristique du signal retardé est un exemple où l'observable accessible expérimentalement est le reflet d'une contribution de multiples diffusions d'électrons d'énergies variées. Les non-linéarités devenant non négligeables pour les électrons de l'ordre de la centaine de keV, il devient évident qu'une modélisation correcte de l'ensemble du processus est essentielle pour la description de tous les signaux γ de l'ordre du MeV. La calibration du paramètre k_B dans STEREO à partir de sources γ d'étalonnage sera abordée dans le chapitre suivant.

2.3 Bruits de fond et blindages

Le signal corrélé caractéristique de la désintégration β -inverse permet de s'affranchir d'une grande partie du bruit de fond. Les bruits de fond résiduels doivent être estimés et réduits au maximum, la sensibilité de l'expérience dépendant directement de leur contamination. Les coïncidences fortuites – ou *accidentelles* – entre événements indépendants sont une première catégorie de ces bruits de fond, leur taux dépend directement de celui du bruit de fond ambiant. La deuxième contribution regroupe tous les événements physiques susceptibles d'imiter la corrélation spatiale et temporelle attendue ; ce sont généralement des événements associés aux neutrons. Dans la casemate de l'ILL, les neutrons proviennent de l'activité du réacteur d'une part, et des rayonnements cosmiques d'autre part.

L'origine et la caractérisation de ces bruits de fond résiduels dans STEREO fait l'objet du chapitre 5. Sont discutées ici les sources de bruits de fond identifiées dans l'enceinte du réacteur et les stratégies de blindage adoptées lors de la conception du détecteur pour réduire leur impact.

2.3.1 Sources de bruit de fond

Le bruit de fond dans l'environnement de STEREO est multidirectionnel. Son identification sur site a fait l'objet de campagnes de mesures dédiées, à la fois en neutrons et en rayonnements γ . La ligne H7, face au détecteur n'est plus en service et a été condamnée par un bouchon de béton et de plomb. Les expériences voisines de STEREO – le spectromètre IN20 et le diffractomètre D19 – sont également génératrices de bruit de fond neutron, γ et de champs magnétiques résiduels, pouvant varier fortement en fonction des échantillons étudiés.

Le flux de neutrons thermiques ambiant maximal rencontré été estimé à $100 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Une composante de neutrons rapides est également mesurée. La présence de ces neutrons a pour conséquences un bruit de fond γ induit par activation des matériaux environ-

nants. Leurs composantes à haute énergie, identifiées à l'aide de mesures réalisées sur site avec un détecteur germanium, proviennent principalement des captures dans le cœur sur le fer et l'aluminium (7.6 et 7.7 MeV), et des désexcitations de l'azote après production par $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ dans l'eau lourde (6.1 MeV). Les blindages passifs ont été conçus pour garantir une atténuation de l'ordre de 10^5 - 10^6 de ces rayonnements.

En outre, IN20 emploie de forts champs magnétiques, pouvant atteindre 15 Tesla. Dans cette configuration, les champs de fuite au niveau du détecteur sont mesurés à hauteur de 0.5mT ⁶, ce qui est trop élevé pour garantir une collection des électrons dans l'étage d'amplification des photomultiplicateurs et ainsi garantir un fonctionnement stable. Un blindage magnétique s'avère alors nécessaire.

Enfin, bien qu'atténué d'un facteur 2 à 4 par le canal d'eau surplombant le détecteur, le flux de muons cosmiques reste de l'ordre du flux à la surface de la terre.

2.3.2 Blindages passifs

Pour atteindre les objectifs en termes d'atténuation des flux de neutrons et γ , les murs pré-existants ont été renforcés par des épaisseurs supplémentaires de plomb (entre 10 et 15 cm) et de polyéthylène (entre 10 et 15 cm) couvrant une hauteur de 2.4 m. Ces blindages additionnels sont visibles sur la figure 2.1.

Le détecteur, mieux protégé des radiations que les *shifters*, est inséré dans une structure porteuse comprenant 65 tonnes de blindages supplémentaires. Une épaisseur de 10 à 20 cm de plomb atténue les rayonnements γ environnants, tandis que 10 à 15 cm de polyéthylène boré permettent de thermaliser la composante neutronique rapide et de capturer les neutrons thermiques. Ces éléments sont visibles sur la photographie présentée figure 2.7. Un cm de fer doux à l'extérieur de la structure et 1.5 mm de μ -métal blindent l'ensemble du champ magnétique environnant. Une protection supplémentaire cylindrique en μ -métal autour des photomultiplicateurs du détecteur assure leur isolation des champs de fuite restants.

2.3.3 Veto muon

Un détecteur Cherenkov permettant d'identifier le passage de muons couvre l'ensemble du détecteur STEREO et de ses blindages, visible sur la figure 2.8. Conçu par le LPSC à Grenoble, il consiste en une cuve dont les parois sont réfléchissantes (recouvertes de Tyvek) remplie de 25 cm d'eau déminéralisée dans laquelle sont immergés 20 photomultiplicateurs. Du 4-methylumbelliferone est ajouté et permet de convertir la longueur d'onde émise par le rayonnement Cherenkov en lumière visible, correspondant à l'efficacité optimale des photocathodes.

L'identification des muons est basée sur un déclenchement par bloc de 4 photomultiplicateurs, permettant la réduction de fausses identifications par des rayonnements γ .

6. A comparer avec le champ magnétique terrestre qui est de $50\ \mu\text{T}$.

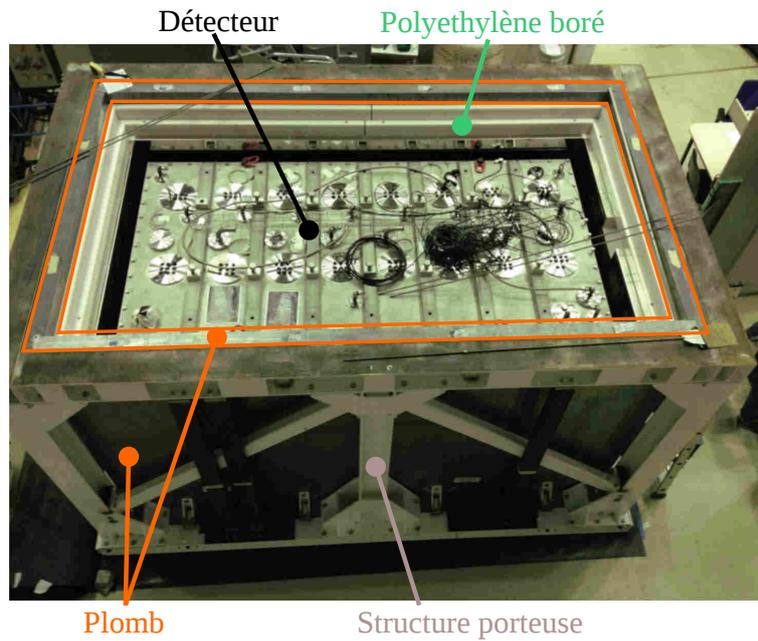


FIGURE 2.7 – Vue du détecteur inséré dans la structure supportant les blindages lors de l'installation sur site.

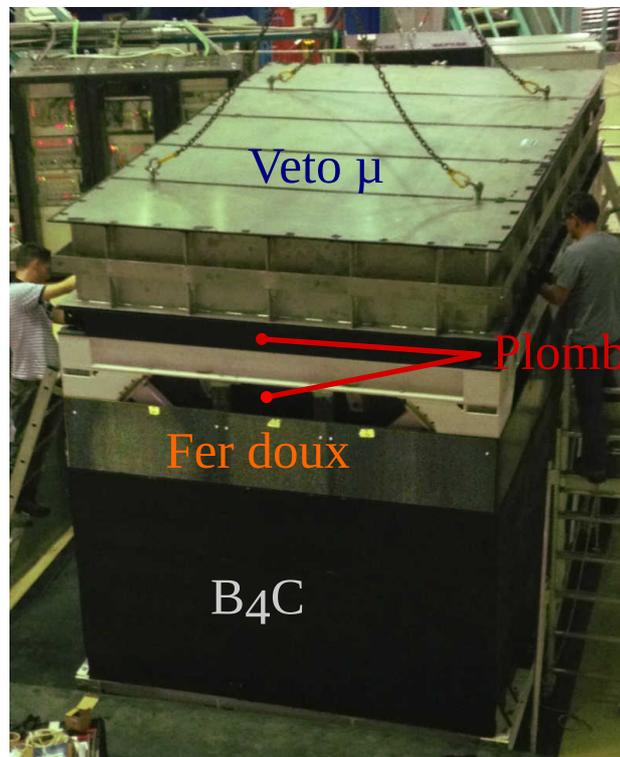


FIGURE 2.8 – Vue de la structure porteuse contenant le détecteur et les blindages, lors de l'installation du veto muon au dessus de l'ensemble.

2.4 Le détecteur STEREO

2.4.1 Détecteur interne

Le détecteur interne à été conçu par le CEA Saclay. Le volume utile pour la détection des $\bar{\nu}_e$ est contenu dans un aquarium en acrylique rempli de liquide scintillant dopé au gadolinium et divisé dans le sens de la longueur en six cellules identiques séparées optiquement par des plaques réfléchissantes. Les dimensions internes de ce volume sont $L \times l \times h = 2.23 \text{ m} \times 0.96 \text{ m} \times 1.23 \text{ m}$. Les parois de l'aquarium qui assurent l'étanchéité ont une épaisseur de 12 mm, tandis que les plaques séparant les cellules ne sont épaisses que de 4 mm.

Cette cible est placée dans une cuve en acier inoxydable, de dimensions intérieures $L \times l \times h = 3.10 \text{ m} \times 1.54 \text{ m} \times 1.50 \text{ m}$. L'espace entre les parois de cette cuve et la cible définit un volume supplémentaire rempli de liquide scintillant non dopé au gadolinium afin d'améliorer l'efficacité de collection des rayonnements gamma qui s'échapperaient de la cible, d'une part, et d'agir en blindage actif contre les rayonnements extérieurs, d'autre part. Quatre plaques réfléchissantes supplémentaires divisent ce volume en quatre sous-volumes, deux volumes situés dans le prolongement longitudinal des cellules et possédant la même géométrie que celles-ci afin de diminuer les effets de bord des cellules extrémales de la cible, et deux volumes longs couvrant toute la longueur du détecteur. Ces éléments sont visibles sur la figure 2.9.

La lumière émise lors du processus de scintillation est collectée par 48 photomultiplicateurs (PMTs) de 8 pouces placés au dessus des cellules – 4 par cellules, 8 sur les bords longs de la couronne externe – et isolés par des blocs d'acrylique de 20 cm d'épaisseur, permettant une collecte de lumière plus homogène. Les PMTs sont insérés individuellement dans leur cylindre en μ -métal assurant la protection contre le champ magnétique et l'ensemble est immergé dans un bain d'huile (dodécane) d'indice optique similaire au liquide et à l'acrylique, assurant le contact optique entre les photocathodes et l'acrylique.

Une vue du haut du détecteur est présentée sur la figure 2.10 et définit les conventions des orientations qui seront utilisées dans ce manuscrit.

Parois réfléchissantes

Les parois des cellules ont été optimisées afin d'assurer la séparation optique tout en maximisant le signal lumineux recueilli et en minimisant les effets d'inhomogénéité de réponse. Un matériau permettant une réflexion spéculaire (ESR pour Enhanced Specular Reflector, produit par la marque 3M, constitué de multicouches de polymères [88]) a été retenu. Ce matériau garantit une réflexion avec très peu d'absorption, de $\sim 98\%$ dans l'air pour tous les angles d'incidence et pour le régime de longueur d'onde qui nous intéresse. Cependant, une fois plongé dans le liquide, ses propriétés optiques ne sont plus vérifiées et la réflectivité chute brutalement pour les angles supérieurs à $\sim 60^\circ$ selon la polarisation de la lumière.

Afin de garantir un espace d'air entre le liquide et le matériau réfléchissant, une fine épaisseur de voile en nylon (de $\sim 100 \mu\text{m}$ d'épaisseur) est ajoutée entre les deux plaques

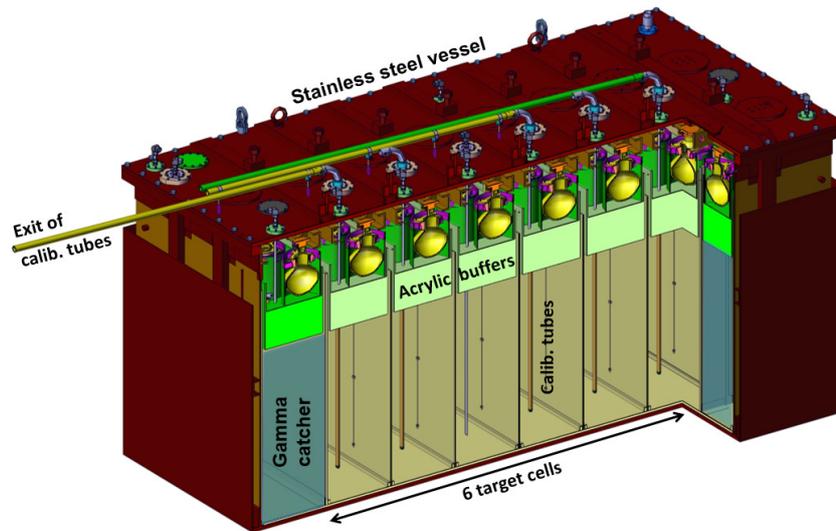


FIGURE 2.9 – Illustration du détecteur STEREO interne. La cible - en jaune - est segmentée en six cellules. La couronne externe - en bleue - entoure la cible. Ces volumes de détection sont surmontés de blocs d'acrylique - en vert - assurant une collecte de lumière plus homogène sur les photomultiplicateurs - en jaune, et créant une zone tampon entre les PMTs et le liquide inflammable.

d'acrylique constituant les parois qui maintiennent les feuilles ESR. Une photographie est présentée sur la figure 2.11a. L'acrylique ayant le même indice optique que le liquide scintillant, un rayon lumineux incident n'est pas perturbé à l'interface liquide-acrylique. S'il ne subit pas de réflexion totale à l'interface suivante acrylique-air, possible pour les angles d'incidence rasants, au delà de 42° , le rayon sera alors réfléchi sur la feuille réfléchissante, garantissant ainsi un miroir quasiment parfait pour tous les angles. Un schéma de ce principe est présenté sur la figure 2.11b.

Les parois réfléchissantes ont été entièrement conçues au CEA Saclay, nous avons personnellement pris part à leur fabrication. Elles ont fait l'objet d'un prototype permettant de valider la technologie adoptée. Ces études constituent une première contribution à cette thèse et seront exposées dans le chapitre 3.

Liquides scintillants

Les propriétés attendues du liquide scintillant sont sa transparence, son rendement lumineux, et sa forte teneur en protons, cibles de la désintégration β -inverse. Les liquides scintillants de STEREO ont été développés au MPIK, à Heidelberg. Le LAB (alkyl benzene) est le principal composant du liquide, à hauteur de $\sim 75\%$ de fraction massique. La fraction massique restante se compose de $\sim 25\%$ de PXE (ortho-phenyl-xylyl-ethane) et $\sim 5\%$ DIN (di-isopropyl-naphtalene), qui permettent d'augmenter le rendement lumineux et les propriétés de discrimination en forme des signaux, essentielles pour le rejet du bruit de fond dans STEREO. Le dopage au gadolinium – à hauteur de $\sim 0.2\%$, totalisant 20 kg pour la cible – résulte d'un compromis entre diminution du temps de capture des

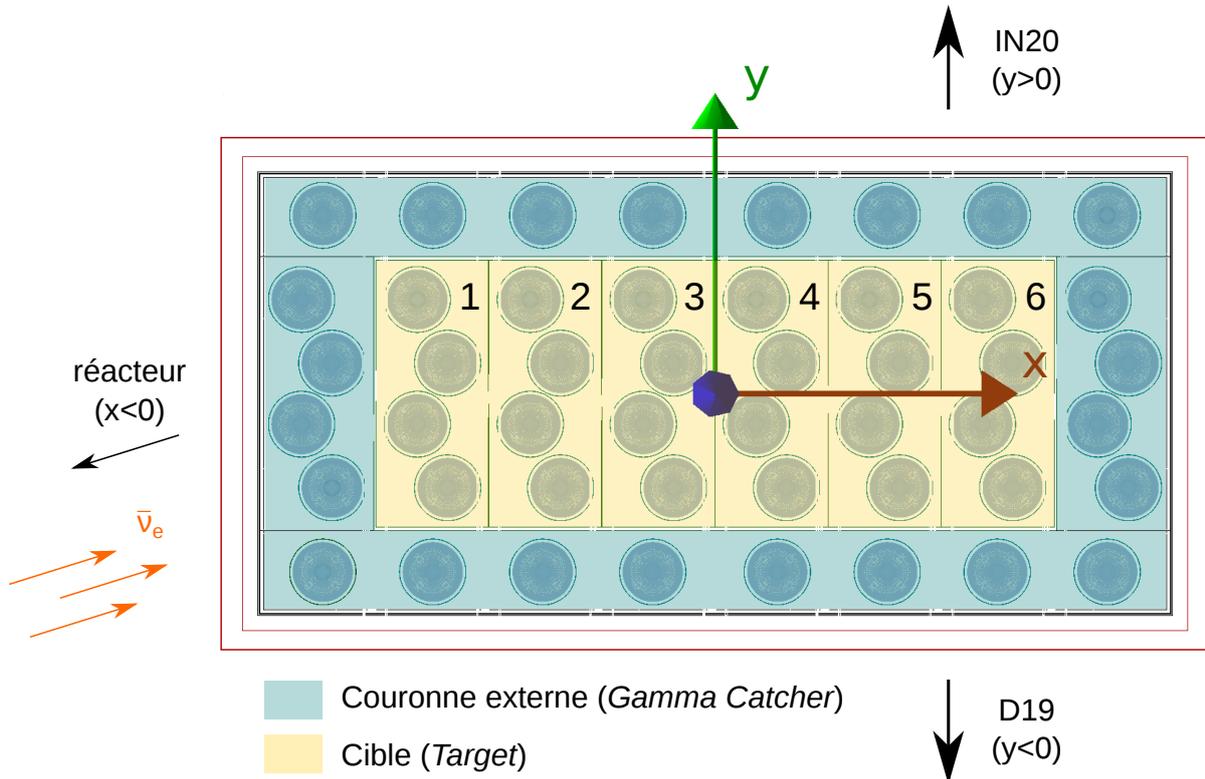
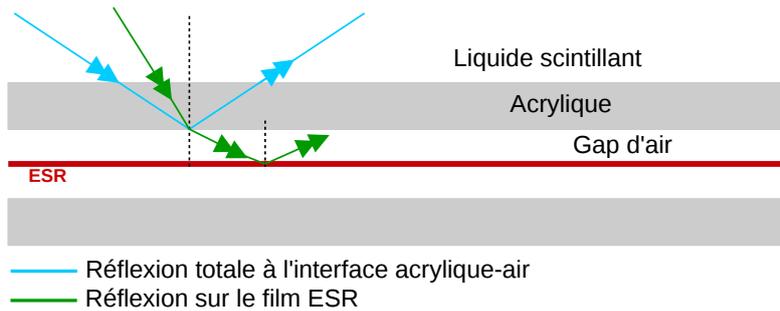


FIGURE 2.10 – Conventions des axes et directions utilisées dans STEREO à partir d’une vue de haut. L’origine se situe au centre du détecteur. Le repère représenté (\vec{x}, \vec{y}) est unitaire (1m). L’axe longitudinal x est dans le sens de propagation des neutrinos. La cible - en jaune - est divisée en six cellules, numérotées de 1 à 6 dans l’ordre des x croissants. Le détecteur est légèrement détourné par rapport à l’axe cœur-détecteur, cet angle de 17° est représenté par le flux incident de neutrinos. Chaque cercle plein bleu indique la position d’un photomultiplicateur.



(a)



(b)

FIGURE 2.11 – Figure (a) : confection d'un *sandwich* réfléchissant à partir de deux feuilles réfléchissantes et d'une épaisseur de réseau de nylon, au centre, assurant l'existence d'un gap d'air. L'ensemble sera placé entre deux plaques d'acrylique de 2 mm d'épaisseur chacune. Figure (b) : représentation schématique de la technologie adoptée pour les parois du détecteur Stéréo : un *sandwich* en acrylique maintient la feuille de ESR dans l'air, permettant de conserver une réflexion presque totale pour tout angle d'incidence. La réflexion s'effectue soit par réflexion totale à l'interface acrylique-air (rayon bleu), soit par réflexion sur le film ESR (rayon vert).

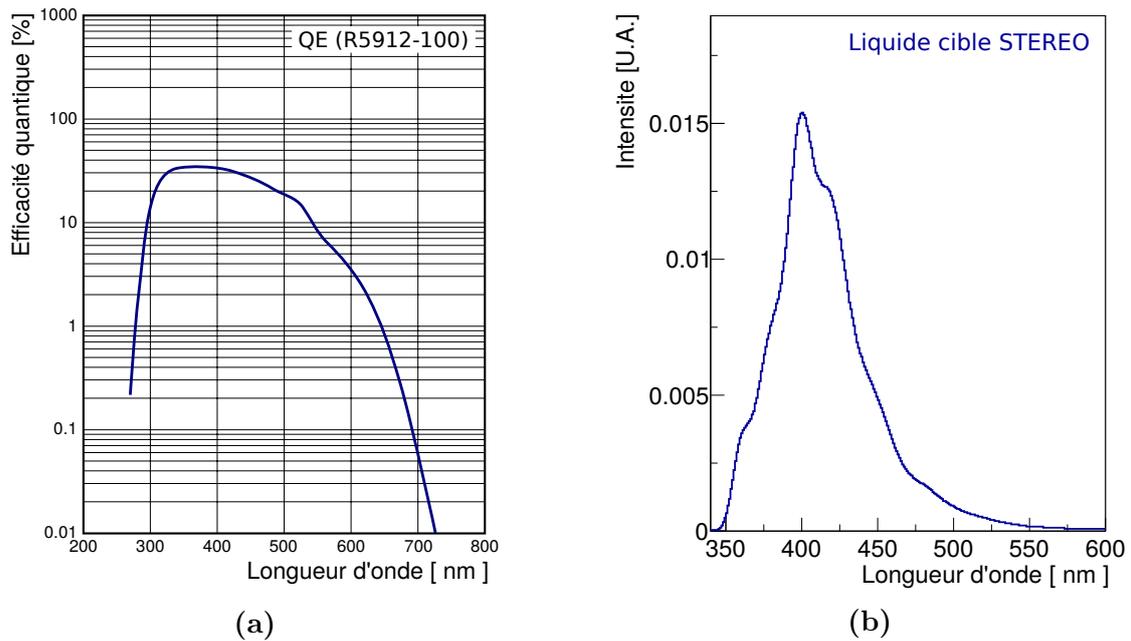


FIGURE 2.12 – Adéquation entre courbe d’efficacité quantique des PMTs (figure (a), issue du constructeur [90]) et spectre d’émission de lumière du liquide constituant la cible de STEREO, figure (b).

neutrons et dégradation du rendement lumineux. Il est réalisé par la dilution de molécules de $\text{Gd}(\text{thd})_3$ dans le liquide. Enfin, deux composants supplémentaires, du PPO (Diphenyloxazole) et du bis-MSB (bis-méthylstyrilbenzene), permettent de décaler la longueur d’onde de la lumière issue de la scintillation vers le bleu, dans la zone du maximum d’efficacité quantique⁷ des PMTs, dont la courbe d’efficacité est donnée par la figure 2.12a. Le liquide final présente un rendement lumineux de ~ 7000 photons/MeV, et possède une longueur d’atténuation de ~ 7 m. Son spectre d’émission est présenté sur la figure 2.12b.

Enfin, des contraintes pratiques ont également du être prises en compte. STEREO étant soumis à des règles strictes liées à la sûreté nucléaire, les liquides ont été choisis pour leur point d’inflammabilité relativement élevé (74° pour le liquide cible). Leur compatibilité avec les matériaux du détecteur a également été testée [89], une incompatibilité pouvant dégrader significativement les propriétés optiques des liquides. Pour éviter toute dégradation du liquide par absorption d’oxygène, le détecteur interne est maintenu sous atmosphère d’azote en légère surpression.

7. L’efficacité quantique d’un PMT est définie comme le ratio du nombre d’électrons convertis sur le nombre de photons incidents sur la photocathode.

2.4.2 Électronique et acquisition

STEREO dispose d'un système d'acquisition dédié, l'électronique a été conçue au LPSC à Grenoble pour répondre au cahier des charges spécifique de l'expérience [91]. Les signaux des PMTs sont recueillis au sein de cartes FE (*Front End*), où ils sont amplifiés avant d'être digitalisés selon un taux d'échantillonnage de 250 MHz. Les signaux numérisés sont alors traités par un FPGA (*Field Programmable Gate Array*), où un filtre passe-haut numérique permet d'abord le centrage de la ligne de base à zéro. Un premier niveau de déclenchement est basé sur un simple seuil en amplitude ou en charge sur un canal ou sur une somme de plusieurs canaux. Si la condition est satisfaite, les observables suivantes sont calculées et stockées dans une mémoire circulaire :

$$t_{\text{CFD}}, Q_{\text{tot}}, Q_{\text{tail}}$$

Le début de l'impulsion t_{CFD} est déterminée grâce à un algorithme de discrimination à fraction constante (CFD), et fixe l'origine pour l'intégration de la charge totale Q_{tot} qui s'effectuera sur un nombre d'échantillons N_{tot} . L'information de la charge de la *queue* du signal Q_{tail} est celle qui permettra la discrimination en forme des signaux, son intégration s'effectue sur N_{tail} échantillons, à partir de $t_{\text{CFD}} + N_{\text{tot}} - N_{\text{tail}}$. Ce traitement est résumé sur la figure 2.13.

Recevant les informations de tous les canaux de la part des cartes FE, la carte de déclenchement accepte les événements ayant déclenché le système de premier niveau si de la place est disponible dans sa mémoire circulaire. Un deuxième niveau de déclenchement peut être appliqué à ce stade. Pour les phases I et II, il consiste en une condition supplémentaire sur la charge minimale recueillie par blocs de PMTs – sur le veto muon et le détecteur – et permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond γ environnant responsable de déclenchements, particulièrement sur le veto muon [93]. Pour les signaux obéissant à ces conditions, le jeu d'observable calculé est donc finalement stocké sur disque,

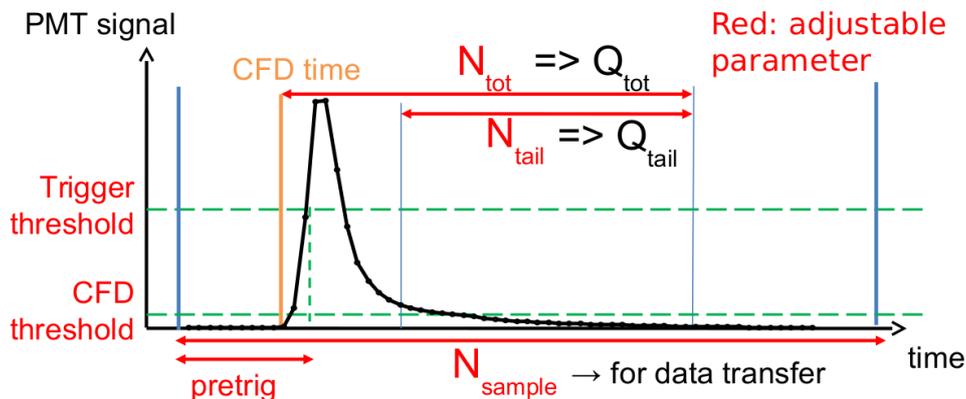


FIGURE 2.13 – Illustration du traitement d'un signal par le système d'acquisition. La détermination du temps t_{CFD} fixe les fenêtres d'intégration pour les charges totales et partielles, dans la queue. Figure issue de [92]

accompagné d'informations supplémentaires, telles que la date de l'événement, obtenue par la combinaison d'une horloge absolue ayant une précision d'une seconde et un compteur 32bits offrant une précision de 4ns.

La quantité limitée d'observables d'intérêt à traiter et à stocker permet à l'acquisition de fonctionner avec un temps mort inférieur à 0.02% pour les taux de déclenchement rencontrés de 1 à 2kHz. L'emploi de FPGA permet une grande flexibilité, les valeurs de seuils et critères d'intégration étant ajustables par le logiciel d'acquisition associé. Le bruit électronique est de l'ordre du photoélectron pour l'amplification utilisée en conditions d'acquisitions nominales, permettant une sensibilité à des signaux de 10 p.e. à 10σ . La linéarité de l'ensemble est maîtrisée au pourcent sur toute la gamme d'intérêt énergétique pour l'étude du signal antineutrino. Les non-linéarités sont mesurées grâce à un dispositif de diodes électroluminescentes immergées dans le liquide, permettant de combiner plusieurs LEDs d'intensités lumineuses différentes et de les comparer aux signaux uniques de référence correspondant à une seule LED allumée. Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 2.14

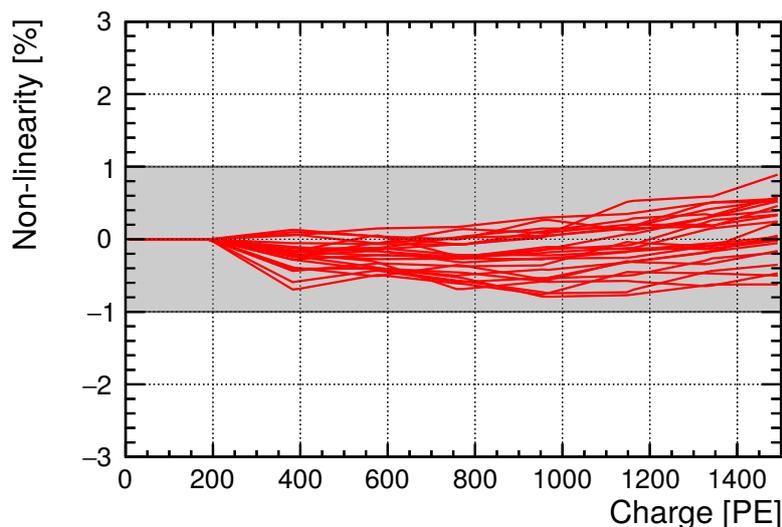


FIGURE 2.14 – Résultat des mesures de non linéarités de l'ensemble (PMTs + électronique) effectuées à l'aide de combinaisons de diodes d'intensités différentes. Les non-linéarités sont contenues dans l'intervalle [-1 %, 1 %] pour chaque PMT de la cible.

2.4.3 Étalonnage

Gain des PMTs

L'unité des charges digitalisées par le système d'acquisition est arbitraire, la mesure de celle associée à un photoélectron unique permet alors l'emploi d'une unité physique, exprimant une charge en nombre de photons ayant été effectivement convertis par la photocathode. Une acquisition avec un facteur d'amplification 20 fois supérieur à celui utilisé en conditions normales synchronisée avec une diode émettant des signaux de très faible intensité permet de mesurer la distribution de charge présentée sur la figure 2.15. On y distingue le piédestal, reflétant le bruit électronique, et une succession de distributions à allures gaussiennes, représentant la conversion d'un photon, puis deux, etc. Leur amplitude relativement à celle du piédestal dépend de l'intensité de la diode et de l'efficacité de la photocathode. Pour chaque PMT, l'ajustement de cette distribution permet d'obtenir la charge en ADC correspondant à un photoélectron unique Q_{PE} . Il dépend des tensions appliquées au PMT. En conditions d'acquisitions normales, une charge Q_{ADC} sera alors exprimée en nombre de photoélectrons Q selon

$$Q = \frac{Q_{ADC}}{Q_{PE}^{20}} \cdot \frac{A^{20}}{A^{1}} \text{ [PE]} \quad (2.19)$$

où A^{20}/A^1 est le rapport entre les facteurs d'amplifications utilisés pour la mesure du pe et pour l'acquisition en conditions normales et Q_{PE}^{20} est la charge associée au photoélectron unique extraite de l'ajustement.

Cette calibration est effectuée automatiquement deux fois par heure.

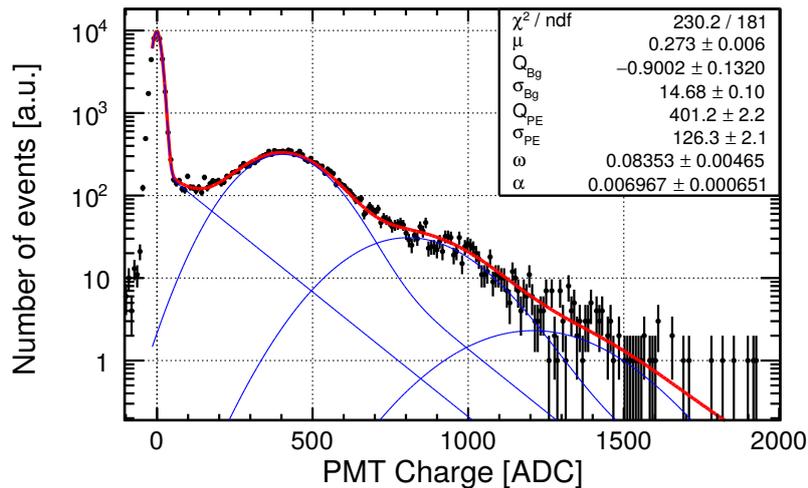


FIGURE 2.15 – Extraction du paramètre Q_{PE} à l'aide d'acquisitions dédiées avec des LEDs de faible intensité. La distribution reflète la probabilité de convertir zéro photon (première composante centrée à 0, c'est le piédestal), un photon unique (première composante centrée à 400 ADC), deux photons etc.

Systèmes de circulation de sources

Le déploiement de sources radioactives à l'intérieur et autour du détecteur permet d'étalonner l'échelle énergétique. Les sources utilisées pour STEREO sont référencées dans le tableau 2.2, les sources γ couvrent la gamme d'énergie d'intérêt et les sources neutrons permettent d'étudier la capture neutronique dans les liquides, signature de l'événement retardé de la désintégration β -inverse. Ces analyses seront détaillées dans le chapitre suivant. Ces sources peuvent être placées dans des tubes verticaux immergés dans les cellules – visibles sur la figure 2.9 – ou être circulées autour et sous le détecteur grâce à un système automatisé dédié, conçu au LAPP à Annecy, permettant de sonder des positions variées. Ces dispositifs sont indiqués sur la figure 2.16.

	^{68}Ge	^{124}Sb	^{137}Cs	^{54}Mn	^{65}Zn	^{60}Co	^{24}Na	AmBe
Gamma	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Énergie	0.511	0.603	0.662	0.835	1.11	1.17	1.37	2.22
Neutron						1.33	2.75	4.43
								✓

TABLE 2.2 – Sources radioactives utilisées dans STEREO. Leurs activités, entre ~ 3 et 100 kBq, permettent des acquisitions rapides et une faible contamination de bruit de fond.

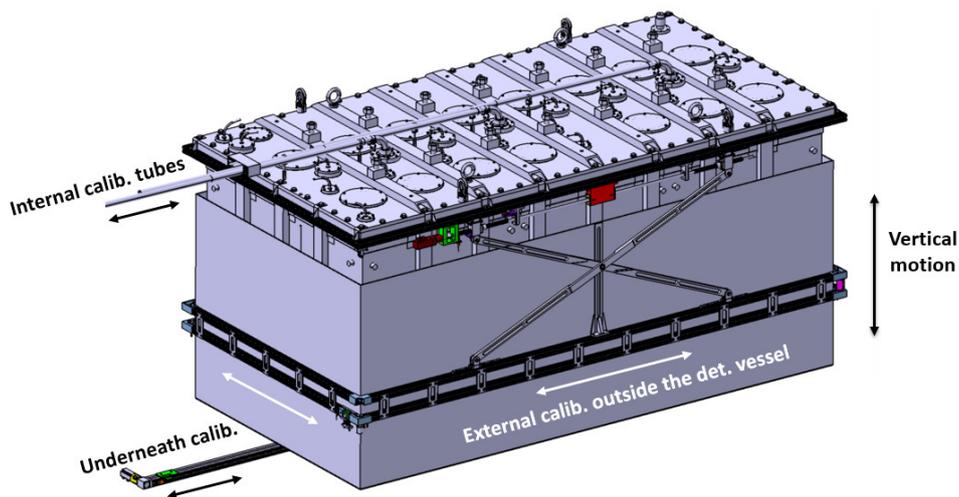


FIGURE 2.16 – Systèmes de calibration externes du détecteur STEREO. Le pantographe entourant le détecteur permet d'accéder à toutes les positions sur les parois latérales. Un système sous le détecteur permet la circulation de sources selon l'axe longitudinal. L'accès aux tubes internes se fait par le haut du détecteur.

2.4.4 Contrôle et suivi

Le suivi des conditions expérimentales et le contrôle du bon déroulement de la prise de données sont facilités par la présence d'une variété de capteurs déployés à l'intérieur et à l'extérieur du détecteur. La température, les pressions absolues et relatives, les niveaux de liquides et les champs magnétiques sont relevés en continu à l'intérieur du détecteur. En plus des acquisitions automatiques de calibration des gains de PMTs, les diodes permettent le suivi de l'atténuation des liquides et des composants décalant les longueurs d'ondes grâce aux diodes émettrice de lumière ultraviolette. Les taux de déclenchement, hautes tensions et courants des PMTs sont également reportés. Enfin, des compteurs neutrons installés à l'extérieur des blindages permettent la surveillance des flux de neutrons ambiants. L'ensemble de ces informations est sauvegardé toutes les minutes dans une base de données accessible en ligne.

2.5 Statut de l'expérience

Le détecteur STEREO a été installé en novembre 2016 auprès du réacteur de l'ILL. La première phase de l'expérience (phase I) a duré jusqu'en mars 2017, permettant d'acquérir 84 jours de données en périodes de réacteur allumé sur deux cycles, et 32 jours en périodes d'arrêt. Deux imprévus ont compliqué l'exploitation de ces premières données. D'une part, rapidement après l'installation et le remplissage du détecteur, deux des bains d'huile accueillant les PMTs – ceux de la cellule 4 et du bloc frontal de la couronne externe – se sont déversés dans les liquides scintillants, à cause de fissures des acryliques les contenant. Les cellules concernées ont donc perdu le couplage optique entre les photocathodes et leur volume de détection, dégradant ainsi significativement leur collection de lumière. D'autre part, le gap d'air des parois réfléchissantes, souffrant de défauts d'étanchéité, s'est malheureusement rempli petit à petit de liquide, dégradant ainsi leurs excellentes propriétés réfléchives. Avec un temps d'évolution de quelques semaines, ce processus a eu pour conséquence l'augmentation progressive de fuites de lumières d'une cellule à l'autre, compliquant ainsi la reconstruction des dépôts d'énergie. Le lent développement de ces fuites est présenté sur la figure 2.17. Les méthodes adoptées pour pallier à ces évolutions seront présentées dans le prochain chapitre.

La phase I a laissé place à une longue période d'arrêt dédiée à la maintenance du réacteur. En particulier, le changement du bouchon du canal H7 en face de STEREO a nécessité le retrait complet du détecteur et de ses blindages. Cette période a alors été mise à profit pour réparer les acryliques défectueuses ayant causé les problèmes de fuites en phase I.

La phase II a débuté en octobre 2017. Le réacteur n'ayant redémarré que fin février 2018, l'expérience a bénéficié de plus de 100 jours de prise de données en période d'arrêt en conditions stables. Cette période s'est avérée bénéfique pour l'étude des bruits de fond, qui sera décrite au chapitre 5.

Pour les deux phases, le temps d'acquisition représente environ 95 % du temps *réel*, le reste du temps étant dédié à des calibrations. Un récapitulatif du nombre de jours de données et de leur répartition selon les différentes phases est fourni dans le tableau 2.3. Sont également indiquées les prises de données prévisionnelles, qui devraient permettre à STEREO d'atteindre d'ici fin 2019 l'objectif de 300 jours de données en période de fonctionnement.

	Période	Réacteur ON	Réacteur OFF
Phase I	Novembre 2016 → Mars 2017	84	32
Phase II	Octobre 2017 → Mai 2018	55	120
Phase II.2	Mai 2018 → Décembre 2018	~ 100	~ 150
Phase II.3	2019	~ 150	~ 200

TABLE 2.3 – Découpage des périodes de prise de données de STEREO. Les deux premières lignes définissent les données des phases I et II qui sont utilisées dans cette thèse. Les deux dernières lignes totalisent les données actuellement en cours d'acquisition avec celles qui sont attendues d'ici fin 2019.

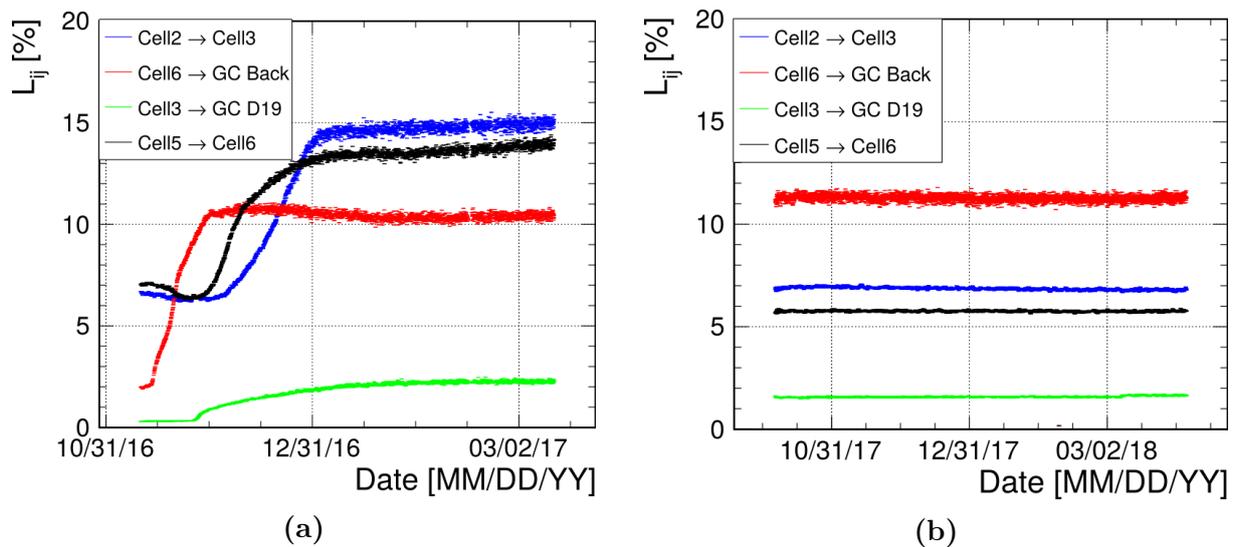


FIGURE 2.17 – Évolution dans le temps des fuites de lumière pour quelques cellules choisies, exprimées en pourcentage de lumière recueillie dans la cellule voisine par rapport à celle recueillie la cellule initiale. Les évolutions de la phase I sont présentées sur la figure (a), tandis que la stabilité atteinte en phase II est illustrée par la figure (b).

Chapitre 3

Études de la réponse du détecteur

L'observable d'intérêt pour STEREO est la distribution énergétique des candidats $\bar{\nu}_e$ détectés. Grâce à un bon rendement lumineux, les liquides scintillants permettent d'atteindre des résolutions en énergie de l'ordre de 6% à 1 MeV, il est alors important que des effets de volume ne dégradent pas excessivement cette résolution optimale. Dans cette optique, un premier travail de cette thèse a consisté à tester la réponse lumineuse sur une cellule prototype. Les principaux résultats de cette étude seront présentés en première section.

Si la conception de STÉRÉO permet bien de s'affranchir des prédictions théoriques, l'analyse des résultats et leur interprétation physique ne peut se faire sans une simulation du détecteur. Celle-ci permet en effet de prendre en compte les éventuelles dépendances en vertex, les effets de bord et d'angles solides et les efficacités des sélections choisies. Il est donc primordial de développer une solide modélisation du détecteur afin de tester *in fine* l'hypothèse d'une oscillation par la confrontation des données à la simulation. Les contributions apportées durant cette thèse à cet effort de simulation seront exposées en deuxième section.

L'utilisation de sources radioactives ou de dispositifs lumineux permet à la fois de valider cette simulation et de réaliser l'étalonnage du détecteur, de l'échelle énergétique absolue à la mesure précise des non linéarités en passant par la réponse du détecteur aux neutrons. Ces travaux essentiels, réalisés au sein de la collaboration, seront résumés en troisième section.

Observable clé permettant de s'affranchir d'une majeure partie du bruit de fond de la désintégration β -inverse, la discrimination en forme des signaux dans STEREO sera largement employée dans ce manuscrit. La dernière section s'attache à caractériser la qualité de cette discrimination dans STEREO, et en propose un suivi dans le temps.

3.1 Études sur prototype

En parallèle de la conception du détecteur STEREO, un prototype à échelle réduite a été réalisé. Il a permis la validation des choix technologiques et les premières confrontations de données avec la simulation. Nous avons effectué une campagne de mesures à l'aide de diodes, de sources radioactives, à l'extérieur et à l'intérieur du détecteur, accompagnées

des simulations associées. Les principaux enseignements de ces études sont résumés dans cette section et serviront d'introduction aux problématiques rencontrées dans le détecteur STEREO.

3.1.1 Détecteur et système d'acquisition

Le prototype est constitué d'une seule cellule de liquide scintillant non dopé au gadolinium, légèrement plus petite que celles du détecteur final (de dimensions $68 \times 46 \times 90$ cm) et ne comporte pas de couronne externe ni de blindage particulier. A l'instar du détecteur final, les parois de la cuve sont constituées de feuilles réfléchissantes maintenues au contact de l'air entre deux plaques d'acrylique à l'aide d'un réseau de nylon (cf. 2.4.1). Au dessus du liquide se trouve un tampon en acrylique rempli d'huile minérale, dans laquelle sont immergés deux photomultiplicateurs.

Les embases et l'électroniques d'acquisition sont également des versions prototypes de celles de STEREO. Un module de diode permet l'injection de lumière dans le liquide. A l'image du détecteur final, les gains des PMTs sont mesurés à partir d'acquisitions dédiées avec des diodes de faible intensité. Cependant, une correction spécifique s'est

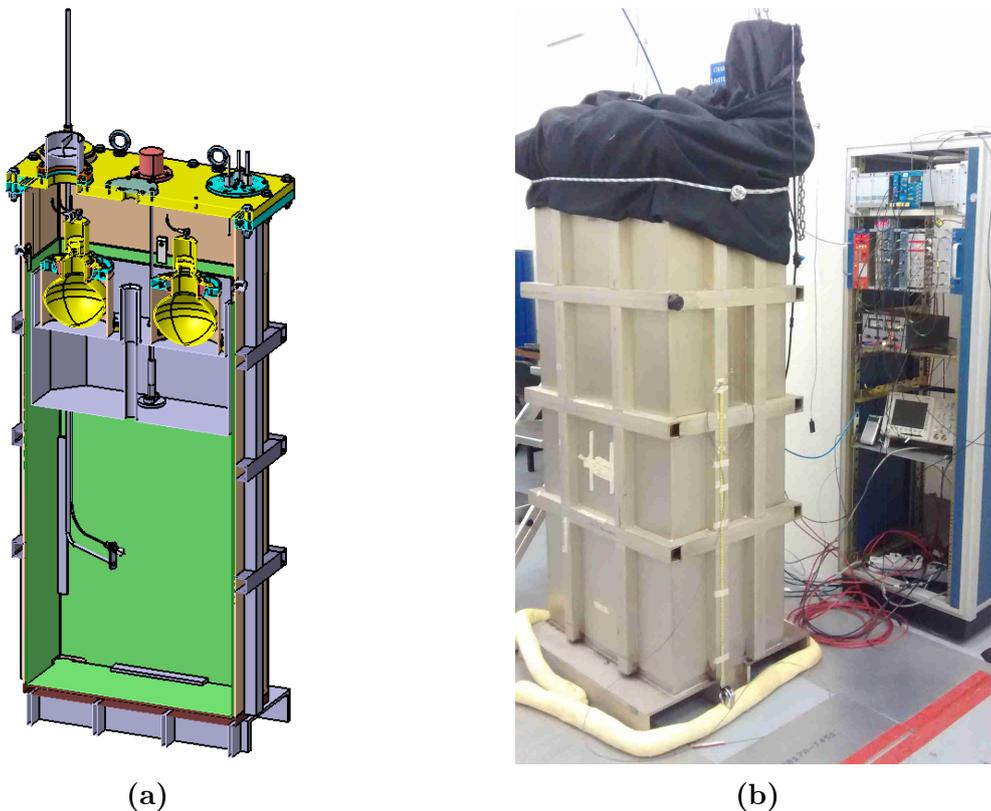


FIGURE 3.1 – Figure (a) : coupe du prototype de Stéréo. En vert le volume cible rempli de liquide scintillant, en violet le tampon et en jaune les photomultiplicateurs. Figure (b) : Vue générale du prototype de Stéréo et de l'armoire contenant l'électronique d'acquisition, installés au laboratoire D. Motta.

avérée nécessaire pour s'affranchir de fortes variations observées de la ligne de base. Ces variations lentes, se développant sur quelques dizaines de μs sont associées au passage de muons, entraînant la saturation des signaux sur les PMTs. La ligne de base a alors été estimée événement par événement par un ajustement linéaire des points autour du signal photoélectron. L'utilisation de filtres passe-haut dans l'électronique de STEREO réduisent l'impact de ces perturbations, et ce traitement n'a pas été introduit.

Le prototype a été placé dans un laboratoire au deuxième sous-sol – à environ 8 mètres sous terre – d'un bâtiment sur le site principal du CEA Saclay. L'environnement du détecteur se compose donc principalement de béton. Une photographie du prototype et de son électronique ainsi qu'un schéma sont présentés sur la figure 3.1.

3.1.2 Homogénéité de la réponse lumineuse

Du fait de contraintes spatiales, la lumière n'est collectée qu'en haut des cellules de STEREO. Cette spécificité peut induire des inhomogénéités dépendant du vertex d'interaction dans la réponse lumineuse. Les parois réfléchissantes ont été conçues pour limiter l'impact de telles inhomogénéités, pouvant contribuer à dégrader la bonne résolution énergétique des liquides scintillants. La réflexion spéculaire a été préférée à la réflexion diffuse suite aux observations d'effets de volumes importants dans l'expérience NUCIFER, où l'absorption non négligeable sur de matériaux diffusant comme le Teflon dégradent la résolution énergétique de 10 % (stochastique pure) à 20 % (inhomogénéités incluses) [94].

Le prototype a été conçu avec un tube permettant le passage et le déplacement d'une diode électroluminescente au bout d'une fibre optique, comme présenté sur la figure 3.2. Nous avons donc étudié les variations relatives de la réponse lumineuse en fonction de la position de l'émission de lumière dans la cellule. Ces mesures, effectuées sur l'axe vertical pour différentes positions de la diode dans l'axe transverse, sont présentées sur la figure 3.3. Les déviations observées pour une émission au centre du volume – correspondant à la position à 45° dans le plan transverse – n'excèdent pas 5 % et attestent de la bonne homogénéité permise par l'utilisation des surfaces réfléchissantes. La tendance est une réponse constante au cœur du volume, avec une augmentation de la lumière collectée pour des hauteurs supérieures à 60 cm. Les deux autres mesures – correspondant aux angles à 0° et 90° dans le plan transverse – explorent des effets plus locaux, la diode étant directement au contact des parois. La mesure est alors plus sensible aux réflexions entre les parois et l'atténuateur, aux effets d'ombrage et d'atténuation possibles des différents dispositifs installés dans la cuve. Pour les positions hautes de l'angle à 90° , le déséquilibre de collecte de lumière entre les deux photomultiplicateurs est fort en raison de l'ombrage de l'un par l'autre. Les résultats sont compatibles avec des mesures similaires réalisées en Novembre 2014, avant le remplissage en liquide du prototype.

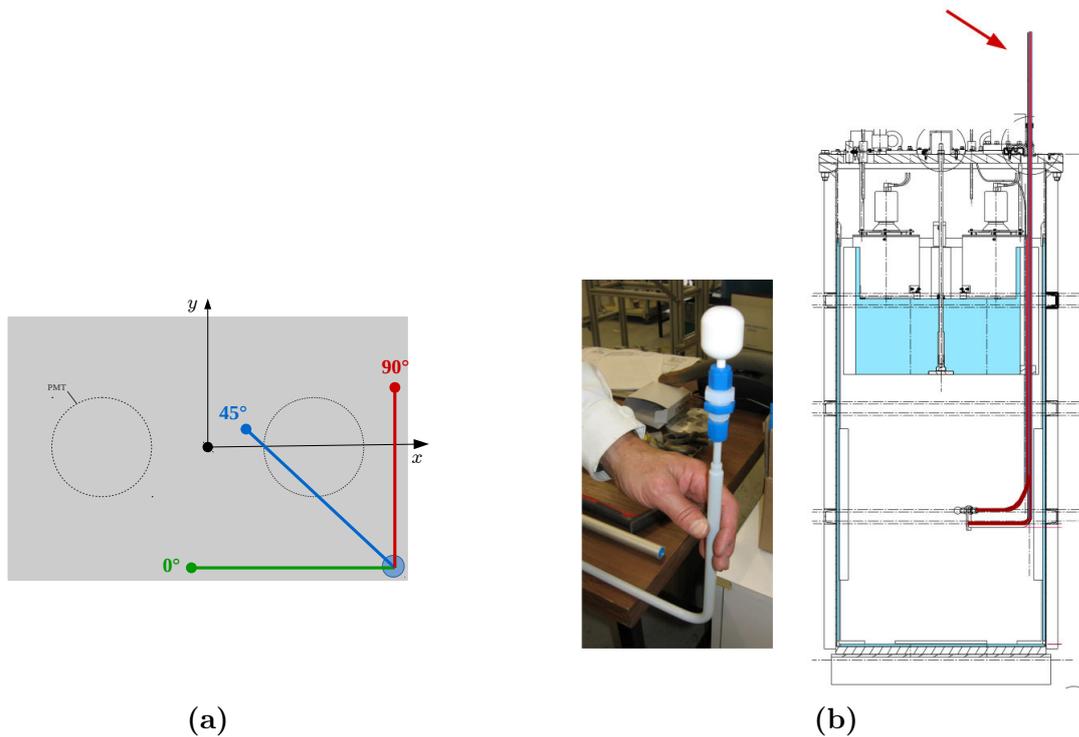
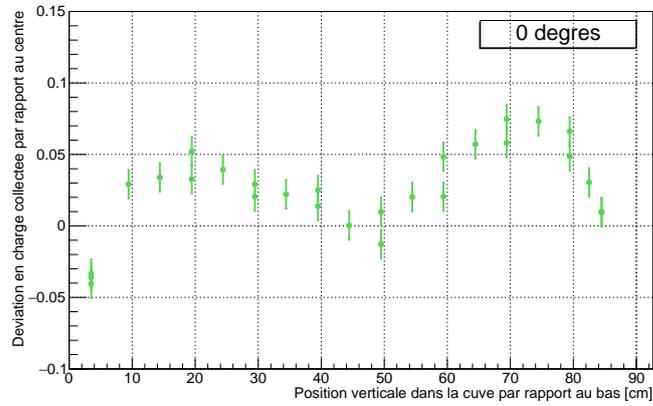


FIGURE 3.2 – Configuration expérimentale du dispositif d'insertion de DEL. Figure (a) : Vue du prototype par le haut : le contour des photomultiplicateurs est représenté en pointillés, la canne support de la fibre optique s'insère dans l'angle en bas à droite. Le scan expérimental du détecteur selon z a été réalisé pour trois positions en (x, y) , repérées par des angles, en couleur sur ce schéma. Figure (b) : A gauche : photo de la canne entourant la fibre optique et de l'atténuateur en téflon contenant la diode. A droite : extrait du plan du prototype. La canne est repérée en rouge.

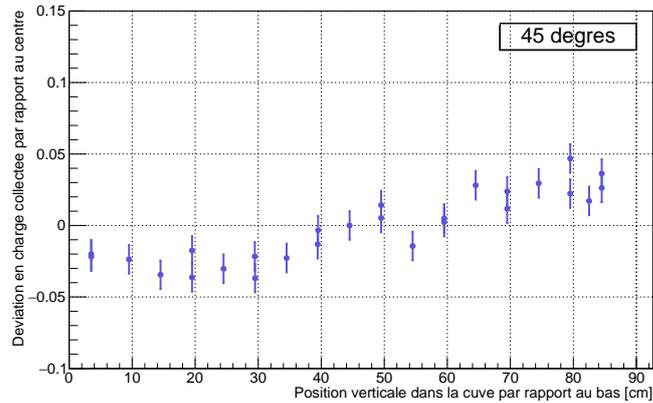
3.1.3 Sources et simulation

Si l'usage de diodes sonde précisément le détecteur en examinant uniquement le transport optique des photons, des mesures avec des sources de rayonnements γ permettent de tester l'ensemble du processus, de la scintillation au transport des photons dans la cuve. La longueur d'atténuation d'un rayonnement γ de 1 MeV dans du liquide scintillant est de l'ordre de la dizaine de centimètres. La réponse en lumière sera alors moyennée, et la sensibilité à des effets locaux observable dans la section précédente doit disparaître.

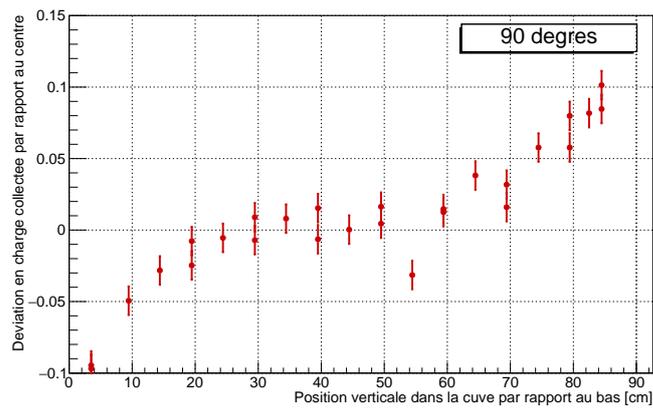
La simulation Monte-Carlo du prototype s'appuie sur celle développée pour le détecteur STEREO, qui sera présentée au 3.2. Les mesures effectuées avec cette cellule prototype en constituent donc les premiers tests. Les comparaisons entre la simulation et les données sont présentées ici après ajustement du rendement lumineux des liquides.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.3 – Résultat des mesures en fonction de la hauteur effectués avec le dispositif de DEL pour trois angles.

Un tube placé au centre du volume cible permet de faire circuler des sources selon l'axe vertical. Les données recueillies sont converties en unités de photoélectrons et chaque mesure est assortie d'une simulation. Les distributions obtenues avec une source de ^{60}Co déployée à trois hauteurs différentes sont présentées sur la figure 3.4. Le ^{60}Co est une source émettrice de deux rayonnements γ de 1.17 MeV et de 1.33 MeV. La résolution énergétique ne permet pas de résoudre les pics correspondant indépendamment. Lorsque la source est à l'intérieur du volume cible, nous distinguons donc deux contributions sur le spectre : celle autour de 700 p.e. liée à l'empilement des deux rayonnements et celle à ~ 350 p.e., associée à la mesure de l'un de ces deux rayonnements, l'autre s'étant échappé du volume de détection avant interaction. La pondération de ces composantes diffère en fonction de la position de la source, la probabilité de fuite étant plus élevée lorsque la source est à une extrémité du volume. Les effets d'inhomogénéités restent visibles, conformes aux tendances observées avec les diodes. Les simulations associées mettent en valeur deux observations, qui seront utiles pour la suite.

Premièrement, la simulation reproduit correctement ces dépendances, signe d'une bonne description de l'ensemble du processus. Néanmoins, les charges collectées sont légèrement surestimées dans la simulation pour les positions supérieures, proches des photocathodes, signe d'un défaut de modélisation des phénomènes optiques dans la partie supérieure de la cellule.

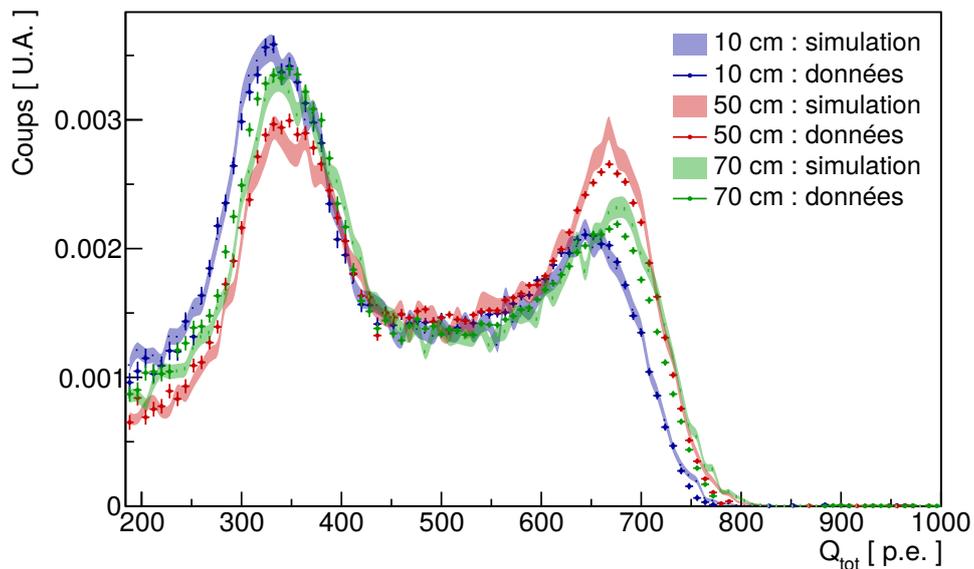


FIGURE 3.4 – Distributions en charge obtenues pour le déploiement d'une source de ^{60}Co dans la cellule prototype à différentes hauteurs : dans la partie inférieure (mesure à 10 cm, en bleu), centrale (50 cm, en rouge), et supérieure proche des PMTs (70 cm, en vert). Les simulations sont représentées en zones colorées.

Deuxièmement, il est utile de remarquer que les dimensions de la cellule sont du même ordre de grandeur que le parcours moyen d'interaction des rayonnements, c'est ce qui explique la forte probabilité de fuite observée pour la source de ^{60}Co . A partir de la figure 3.5, nous souhaitons souligner ici l'importance de la simulation pour l'interprétation des résultats. Celle-ci représente la distribution simulée pour une mesure à l'aide d'une source de ^{137}Cs , émettant un γ unique de 662 keV. A l'aide des informations de la simulation, cette distribution est décomposée en sa composante correspondant aux événements pour lesquels la totalité de l'énergie du rayonnement a été absorbée et celle pour laquelle seulement une partie de l'énergie a été déposée dans le volume de détection. Cette décomposition permet de réaliser que la valeur la plus probable de la distribution mesurée ne donne pas directement accès la charge correspondant à l'énergie du rayonnement, l'énergie déposée la plus probable étant légèrement inférieure. La valeur la plus probable dépend de la géométrie, de la position de la source, des probabilités d'interaction et seule la simulation peut en donner une estimation fiable.

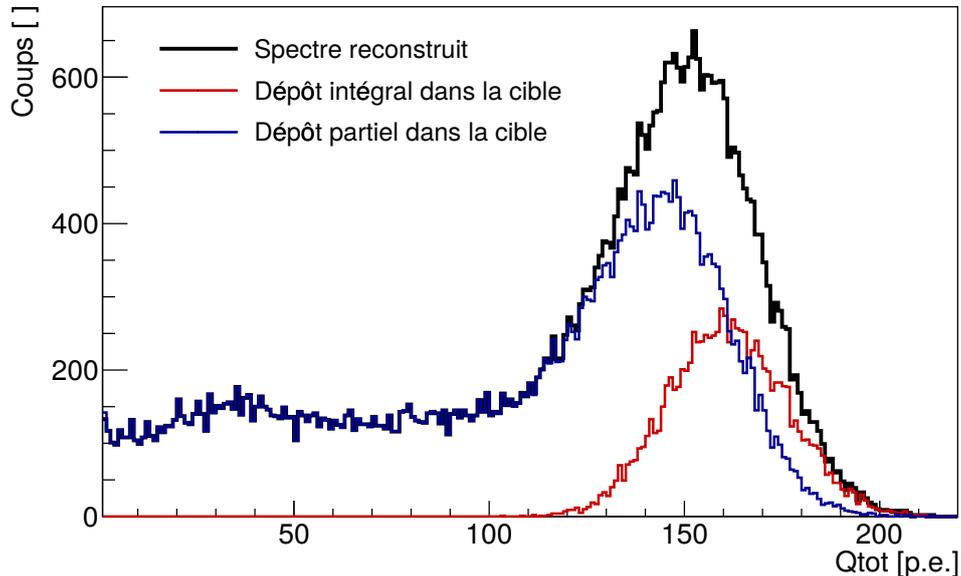


FIGURE 3.5 – Simulation de la distribution en charge obtenue pour une source de ^{137}Cs déployée au centre de la cellule prototype. La mesure intégrée, en noir, représente la seule observable accessible expérimentalement. A partir des *vrais* dépôts d'énergie de chaque événement, la contribution à cette distribution est indiquée pour les dépôts complets, en rouge, et partiels, en bleu. La valeur la plus probable de la distribution reconstruite est légèrement inférieure à la charge correspondant au dépôt de toute l'énergie du rayonnement.

3.2 Simulation

Les études réalisées à partir de la cellule prototype ont démontré l'importance de disposer d'une modélisation précise de l'ensemble des mesures. Les volumes de détection ne jouant pas le rôle de calorimètres parfaits, les zones mortes et la géométrie doivent être modélisées de façon réaliste pour reproduire les probabilités de fuite et donc les formes correctes des distributions. La modélisation de celles-ci impacte directement l'établissement de l'échelle énergétique absolue et les efficacités de coupures réalisées sur ces observables.

La simulation Monte Carlo du détecteur STEREO a été développée à partir de celle de Double Chooz [52], elle-même basée sur une extension de GEANT4 [95] adaptée aux techniques de détections d'antineutrinos dans du liquide scintillant, GenericLANDG4sim (pour Generic Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector Geant4 simulation) [96]. L'ensemble du processus de détection y est simulé, des différentes interactions électromagnétiques et hadroniques à la description détaillée des photomultiplicateurs en passant par les processus de génération de photons optiques de scintillation et le traitement des neutrons de basse énergie. Les propriétés des liquides scintillants (longueur d'atténuation, rendements lumineux...) ont été ajustées spécifiquement à partir de mesures de caractérisation des liquides de STEREO. Cette simulation a été enrichie dans le cadre de cette thèse sur deux aspects : la description précise de la géométrie du détecteur interne et la mise en place d'un modèle effectif décrivant les parois réfléchissantes.

3.2.1 Géométrie du détecteur interne

Acryliques Les études réalisées sur le prototype ont démontré l'importance de la description précise de la géométrie du détecteur. Nous avons donc implémenté, à partir des dessins techniques du détecteur, l'ensemble des acryliques constituant la cible et la couronne externe, visibles sur la figure 3.6. Une attention particulière a été portée aux détails aux niveau des bordures, où des cales et des languettes contenant des feuilles réfléchissantes permettent les jonctions optiques aux niveau des joints de colle des parois.

Sources de calibration Les géométries précises des capsules scellées contenant les sources de calibration et des tubes placés aux centres des volumes ont également été définies. Pour faciliter aux utilisateurs la simulation des mesures de calibration, nous avons implémenté un générateur permettant le déploiement des sources d'étalonnage à différentes hauteurs dans les tubes de calibration, reproduisant fidèlement les conditions expérimentales.

3.2.2 Modèle optique des parois

Le modèle optique des parois a été implémenté sous la forme d'une surface unique, encodant les propriétés des parois réfléchissantes présentées au 2.4.1 du chapitre précédent et simplifiant ainsi la définition de la géométrie. L'idée étant de disposer d'une flexibilité suffisante pour pouvoir définir l'ensemble des processus optiques sur la surface, nous

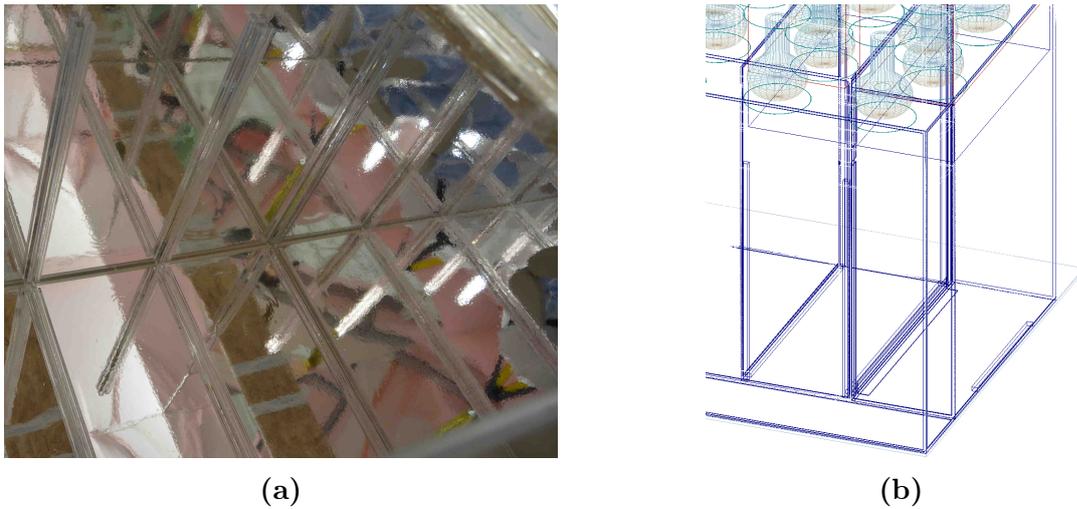


FIGURE 3.6 – Figure (a) : photographie de l’intérieur de l’aquarium en acrylique, destiné à contenir le liquide cible, pendant le montage du détecteur. Figure (b) : aperçu d’un détail de la géométrie implémentée dans la simulation de STEREO

avons choisi une implémentation définissant le coefficient de réflexion R en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence. Ainsi, celle-ci peut être spécialisée afin de reproduire le comportement de la paroi réfléchissante selon

$$R_{\text{nominal}}(\theta, \lambda) = \begin{cases} 1, & \text{pour } \theta > \theta_c \\ R_{\text{meas}}^{\text{air}}(\lambda), & \text{pour } \theta < \theta_c \end{cases} \quad (3.1)$$

où $\theta_c = \arcsin(n_{\text{air}}/n_{\text{acry}}) \simeq 42^\circ$ est l’angle critique pour la réflexion totale à l’interface acrylique-air. La première condition décrit donc cette réflexion totale, tandis que la deuxième représente la réflexion sur le film ESR dans l’air, dont l’évolution en fonction de la longueur d’onde incidente $R_{\text{meas}}^{\text{air}}(\lambda)$ a été mesurée au CEA Saclay. Sur la gamme de longueur d’onde d’émission des liquides de STEREO (voir Fig. 2.12b), $R_{\text{meas}}^{\text{air}}(\lambda)$ est principalement caractérisé par deux régimes distincts :

$$R_{\text{meas}}^{\text{air}}(\lambda) \simeq \begin{cases} 0.10, & \text{pour } \lambda \lesssim 400 \text{ nm} \\ 0.97, & \text{pour } \lambda \gtrsim 400 \text{ nm} \end{cases} \quad (3.2)$$

Une deuxième interface a été définie pour modéliser les languettes de feuillets réfléchissants ayant été ajoutées sur les bordures parois en acrylique au niveau des joints de colle. Au niveau de ces surfaces, les feuilles sont directement immergées dans le liquide et perdent leur qualité hautement réfléchissantes. Au vu des surfaces concernées, une description fine du modèle a, à priori, peu d’impact et un modèle simplifié $R_{\text{immergé}}(\theta, \lambda)$ a donc été adopté en introduisant un angle de coupure $\theta_{\text{max}} \sim 60^\circ$ au delà duquel, dans un liquide, les feuilles deviennent transparentes à la lumière. En deçà de cet angle, les propriétés sont supposées ne pas être affectées.

Dans les deux cas, le complémentaire de R peut être soit absorbé, soit transmis.

3.2.3 Premières validations

Mesures détecteur vide Avant le remplissage du détecteur, des acquisitions avec des diodes ont été réalisées. Elles ont permis de tester le bon fonctionnement de l'électronique et des photomultiplicateurs et ont été exploitées pour établir les premières confrontations avec la simulation. Les 36 diodes fixées aux parois en acrylique permettent de sonder tout le détecteur, de la cible à la couronne externe. La lumière bleue (450nm) est émise de façon isotrope grâce à un diffuseur.

Ces mesures dans l'air permettent de tester le modèle effectif des parois et le transport optique uniquement. Nous nous sommes concentrée sur l'étude des fuites de lumières d'une cellule à l'autre. Celles-ci sont le reflet de la géométrie d'une part, par le biais des interstices en bordure des parois réfléchissantes qui ont été reproduites dans la simulation, et des transmissions et réflexions des parois, d'autre part.

Environ 80 % de la lumière totale est collectée dans la cellule éclairée, tandis que $\sim 5\%$ de la charge est collectée par les PMTs de chaque cellule voisine. Le modèle (3.1) reproduit correctement les données lorsque la totalité de la composante non réfléchie est transmise :

$$T = (1 - R) \Leftrightarrow A = 0 \quad (3.3)$$

Cependant, dans ce cas, les fuites vers la couronne externe, de l'ordre de 1.5 % dans les données, sont surestimées par la simulation. L'ajout d'une composante d'absorption par la surface permet de pallier à ce problème, le meilleur ajustement conduisant à

$$T(\theta, \lambda) = \frac{1}{3} (1 - R) \Leftrightarrow A = \frac{2}{3} (1 - R) \quad (3.4)$$

Inévitablement, cela dégrade le bon accord obtenu pour les fuites entre cellules, et une solution *ad hoc* consistant à réduire légèrement les dimensions des parois réfléchissantes s'est avéré être un bon compromis décrivant l'ensemble des données simultanément.

L'inhomogénéité de collection de charge entre les positions hautes et basses de l'émission de lumière est de l'ordre de $\pm 2\%$ seulement ; les multiples réflexions aux interfaces air-acrylique peuvent expliquer que cet effet soit atténué par rapport à ce qui a été observé sur la cellule prototype, dans le liquide. A l'instar des études sur prototype, la simulation surestime cette inhomogénéité de réponse à $\pm 4\%$.

Mesures en conditions nominales Dès le détecteur rempli, des acquisitions similaires avec les diodes ont été réalisées. Ces mesures incluent désormais les effets d'atténuation liés aux liquides. Les fuites entre cellules restent de l'ordre de $\sim 5\%$. Les inhomogénéités de collection de lumière augmentent légèrement, et l'ordre de grandeur de $\pm 4\%$ déjà observé sur la cellule prototype est retrouvé.

La figure 3.7 présente le profil de collection de lumière, PMT par PMT pour une de ces acquisitions réalisée le jour de la mise en fonctionnement du détecteur. Ce profil est confronté à celui obtenu par la simulation optimisée avec les mesures dans le détecteur vide. La forme du profil simulé est remarquablement fidèle à celle des données, et les fuites

vers les premiers voisins sont reproduites à $\sim 30\%$ près en relatif. Les fuites vers la couronne externe sont cette fois-ci sous-estimées par la simulation, et invitent à reconsidérer l'utilisation de la simplification 3.3 pour les conditions nominales.

Ces premiers résultats montrent que la géométrie et les modèles optiques mis en place dans la simulation permettent de modéliser de façon satisfaisante les profils de collection de lumière dans le détecteur au premier ordre. Les déviations résiduelles relèvent d'effets locaux (inhomogénéité spatiales) ou de description à l'échelle du pourcent des composantes transmises et absorbées pour les parois. Nous avons vu que leur ajustement précis peut conduire à l'établissement de modèles effectifs, qui ne reflètent pas forcément exactement la réalité physique connue. Cependant, leur introduction est cruciale pour décrire au mieux les données, et vont s'avérer indispensables dans les conditions expérimentales difficiles rencontrées en phase I.

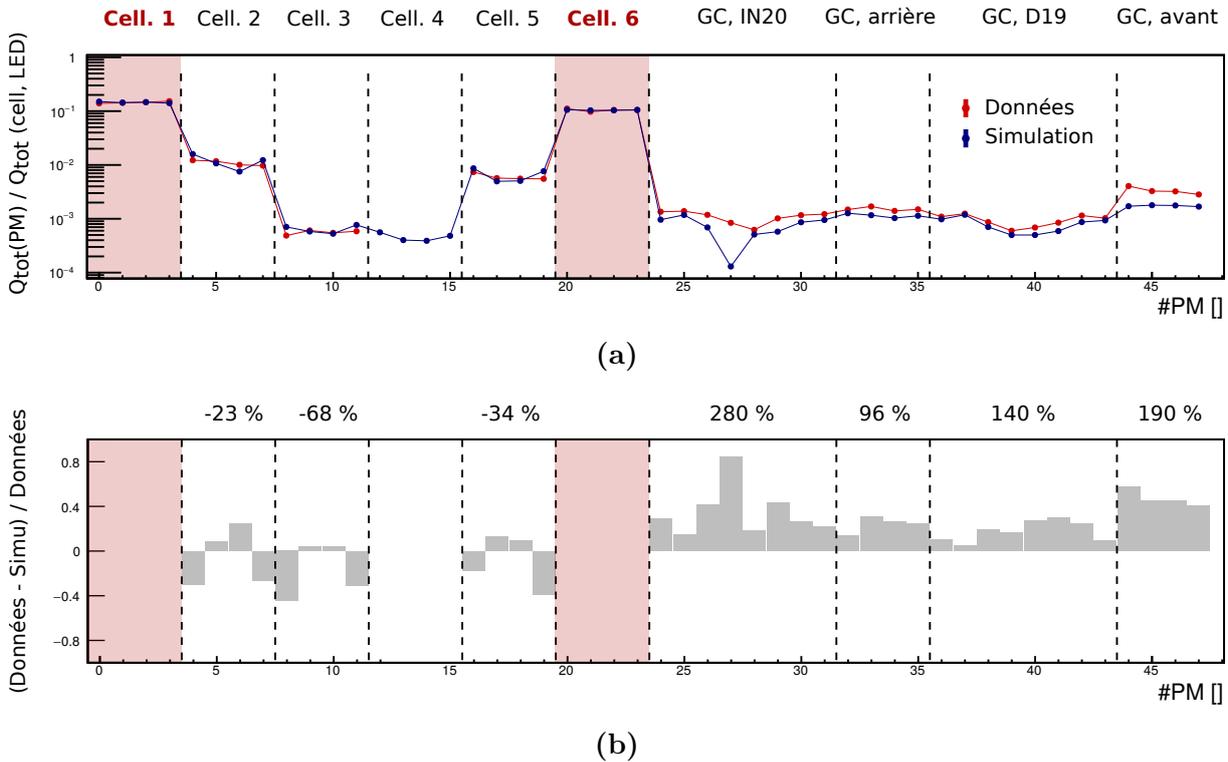


FIGURE 3.7 – Figure (a) : profil de collection de lumière d’une acquisition avec diodes réalisée le jour de la mise en fonctionnement du détecteur. Les diodes émettent de la lumière dans les cellules 1 et 6 simultanément. Sur la figure supérieure sont tracées, PMT par PMT, les charges collectées normalisées à la charge collectée dans les cellules illuminées, en rouge pour les données et en bleu pour la simulation. Les PMTs de la cible sont numérotés de 0 à 23, ceux de la couronne externe de 24 à 47. La différence relative entre données et simulation figure dans le bloc (b), en gris. Les nombres indiqués correspondent à la déviation observée pour un bloc.

3.2.4 Évolutions et modèle effectif

L'infiltration de liquide scintillant à l'intérieur des parois réfléchissantes observée en phase I (voir Fig. 2.17) a naturellement contraint à une adaptation des modèles implémentés, qui doivent désormais permettre de simuler des fuites de 10 % à 30 %. Afin de reproduire à la fois l'amplitude de ces fuites et les disparités observées entre cellules, un modèle effectif défini comme une combinaison des surfaces définies au 3.2.2 est introduit pour chaque paroi réfléchissante

$$R_{\text{effectif}}(\theta, \lambda) = (1 - p) \times R_{\text{nominal}}(\theta, \lambda) + p \times R_{\text{immergé}}(\theta, \lambda) \quad (3.5)$$

où le paramètre libre p pondère l'importance de chaque modèle. Il peut être interprété comme un pourcentage de dégradation de la paroi. Pour $p = 0$, la réflexion n'est pas affectée par les fuites et les conditions nominales sont utilisées. Pour $p = 1$, le liquide a totalement rempli la paroi.

Pour les conditions de la phase I, l'impact du modèle $R_{\text{immergé}}(\theta, \lambda)$ devient alors important. Néanmoins, l'absence de mesures fiables des propriétés des parois immergées oblige à utiliser une approximation, sur la base de la première version mais avec deux angles de coupures, $\theta_{\text{max}}^1 \sim 65^\circ$ et $\theta_{\text{max}}^2 \sim 80^\circ$, rendant la coupure moins nette. La version simplifiée (3.3) pour laquelle la composante complémentaire de la réflexion est totalement transmise a été adoptée. Pour chaque paroi, la valeur de p a été ajustée de façon à reproduire les valeurs de fuites observées dans les données une fois stabilisées à 1 % près [97]. Ces valeurs couvrent tout l'intervalle [0,1] en phase I, et ont été estimées à nouveau pour la phase II.

Les effets d'inhomogénéité dans le volume n'étant toujours pas reproduits correctement dans la simulation, la longueur d'atténuation a alors été artificiellement augmentée en phase I afin de reproduire les déviations de $\pm 4\%$ [98]. L'accord ainsi obtenu est présenté sur la figure 3.8a. Enfin, le rendement lumineux peut être ajusté, permettant de reproduire les distributions de charges, comme présenté sur l'exemple de la figure 3.8b.

Basée au départ sur des considérations physiques, l'implémentation des propriétés optiques a donc évolué vers un modèle effectif, incluant l'effet des dégradations observées, et un bon accord global a été obtenu.

Néanmoins, c'est un ajustement au premier ordre uniquement ne prenant pas en compte les évolutions observées. La section qui suit présente brièvement la stratégie choisie par la collaboration pour s'en accommoder et pour atteindre une précision de l'ordre de 1 % sur l'échelle en énergie malgré ces conditions difficiles.

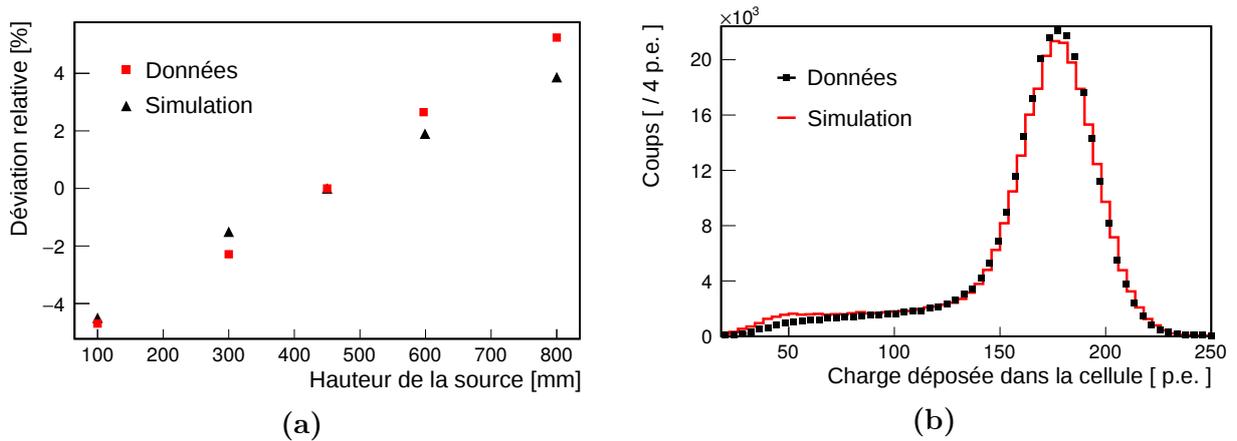


FIGURE 3.8 – Déviation de la charge collectée mesurée avec une source de ^{54}Mn en fonction de la hauteur de déploiement de la source par rapport à la position centrale dans la cellule 6, pour les données, en rouge, et pour la simulation, en noir.

3.3 Réponse du détecteur

3.3.1 Échelle en énergie

L'étalonnage détermine la loi de conversion de la charge mesurée en nombre de photoélectrons en énergie. Elle nécessite la connaissance des coefficients de calibration C_i , reflétant le rendement lumineux et l'efficacité de collection de chaque bloc de détection i . Les fuites de lumière doivent également être connues précisément afin de pouvoir distinguer le partage réel d'énergie entre cellules du partage de lumière uniquement.

Estimation des fuites de lumière

La fuite de lumière d'un bloc i à un bloc j , L_{ij} , est définie comme le rapport de la charge collectée dans le bloc j par rapport à celle collectée dans le bloc i dans le cas où le dépôt énergétique est contenu dans le bloc i :

$$L_{ij} = \frac{Q_j}{Q_i} \quad (3.6)$$

Deux méthodes pour évaluer ces coefficients ont été développées au sein de la collaboration et donnent des résultats compatibles [99, 100]. La première exploite les données de calibration ^{54}Mn et évalue le ratio L_{ij} à partir des événements de plus haute charge déposée, correspondant à ceux ayant déposé leur énergie dans le bloc i . La source peut être déployée à différentes hauteurs et donne ainsi accès à l'évolution de L_{ij} . Leur combinaison permet l'évaluation du coefficient moyen. La deuxième méthode identifie des événements correspondant au passage de muons verticaux – supposés contenus dans un bloc – permettant ainsi un suivi continu. La valeur mesurée intègre directement les effets de volume.

Les fuites ainsi estimées sont de l'ordre de 5 % pour les parois non défectueuses, et peuvent atteindre 30-40 % pour certaines parois en phase I.

Estimation des coefficients de calibration

Le coefficient de calibration C_i associé à un bloc i permet la conversion du nombre de photoélectrons en MeV selon

$$C_i = \frac{Q_i^{\text{données}}}{E_i^{\text{simu}}} \quad (3.7)$$

Ils sont estimés à partir de données de calibration ^{54}Mn , référence pour l'échelle énergétique. $Q_i^{\text{données}}$ est la valeur moyenne de la distribution de charge collectée pour des événements ayant déposé leur énergie exclusivement dans la cellule i , et E_i^{simu} est la valeur moyenne de l'énergie correspondante déposée dans la cellule i . Comme mentionné lors de la présentation des résultats du prototype, cette énergie est accessible uniquement par la simulation, et est légèrement inférieure à celle de l'énergie nominale du rayonnement γ à cause des zones mortes et des probabilités de fuites.

La sélection d'événements ayant déposé leur énergie uniquement dans le bloc i est rendue difficile par les fuites lumières, et nécessite l'introduction de coupures à partir des coefficients L_{ij} (3.6). Les coefficients obtenus sont de l'ordre de 250 p.e./MeV pour les cellules de la cible. L'effet de non-uniformité de $\pm 4\%$ de la réponse en fonction de la hauteur mis en valeur sur la figure 3.8a se ressent logiquement sur les valeurs de ces coefficients.

Reconstruction en énergie

Les évolutions temporelles causées par la dégradation progressive des parois impliquent des changements de profils de collection de charges, et nécessiteraient alors d'avoir une simulation évolutive, ajustée à chaque instant de façon précise sur les données. Afin de s'affranchir de cette problématique, une procédure de reconstruction en énergie a été développée [101]. Elle construit une observable – *l'énergie reconstruite* – qui corrige au premier ordre les fuites de lumière et qui permet la comparaison des données à tout instant avec une unique simulation de référence.

Pour un dépôt énergétique quelconque réparti dans les différents blocs de détection, la charge Q_j collectée dans le bloc j est la somme de la contribution du dépôt local j et de toutes les fuites provenant des dépôts dans les blocs voisins :

$$Q_j = E_j C_j + \sum_{i \neq j} E_i C_i L_{ij} = \sum_i E_i C_i L_{ij} \quad (3.8)$$

où les coefficients de calibration C_i (3.7) et de fuites L_{ij} (3.6) ont été introduits dans les paragraphes précédents, et avec, par définition $L_{ii} = 1$, permettant l'écriture condensée sous forme matricielle :

$$\vec{Q} = M \vec{E}_{\text{rec}} \quad (3.9)$$

avec $(M)_{ij} = C_i L_{ij}$. L'inversion de M permet alors de reconstruire les dépôts dans chaque bloc à partir des charges collectées mesurées :

$$\vec{E}_{\text{rec}} = M^{-1} \vec{Q} \quad (3.10)$$

Cette procédure est appliquée à la simulation, d'une part, et sur les données, d'autre part. Lorsque les coefficients bruts C_i (3.7) et L_{ij} (3.6) sont utilisées directement, les énergies reconstruites $E_{\text{rec}}^{\text{données}}$ et $E_{\text{rec}}^{\text{simu}}$ diffèrent. Ceci est dû à un effet subtil lors de l'application des coupures qui permettent de sélectionner les populations de dépôts énergétiques totaux et provient directement du fait que les fuites de lumière n'ont pu être ajustées qu'au premier ordre dans la simulation. Une procédure itérative corrigeant ces biais a alors été introduite [102], et permet de converger vers des coefficients C_i et L_{ij} tels que $E_{\text{rec}}^{\text{données}} = E_{\text{rec}}^{\text{simu}} = E_{\text{rec}}^{\text{ref}}$ à 0.2 % près. Cette référence commune est déterminée comme étant la valeur la plus probable de l'énergie déposée, et repose donc sur la description précise des interactions et de la géométrie uniquement.

L'accord obtenu après cette procédure est excellent. Il est illustré sur la figure 3.9a pour les données de calibration de la source de manganèse, où la distribution a été moyennée sur les différentes hauteurs de déploiement de la source.

Validations et incertitudes systématiques

Les rayonnements γ de captures de neutrons d'origine cosmique offrent alors un moyen de valider la procédure de reconstruction en énergie à partir d'événements différents de ceux utilisés pour la calibration. Ils sont répartis de façon plus homogène dans les volumes que pour les sources ponctuelles et – en ce qui concerne la cascade γ associée à la capture sur le gadolinium – peuvent déposer leur énergie dans plusieurs blocs simultanément. L'évolution dans le temps de leurs valeurs moyennes (dont une extraction est présentée

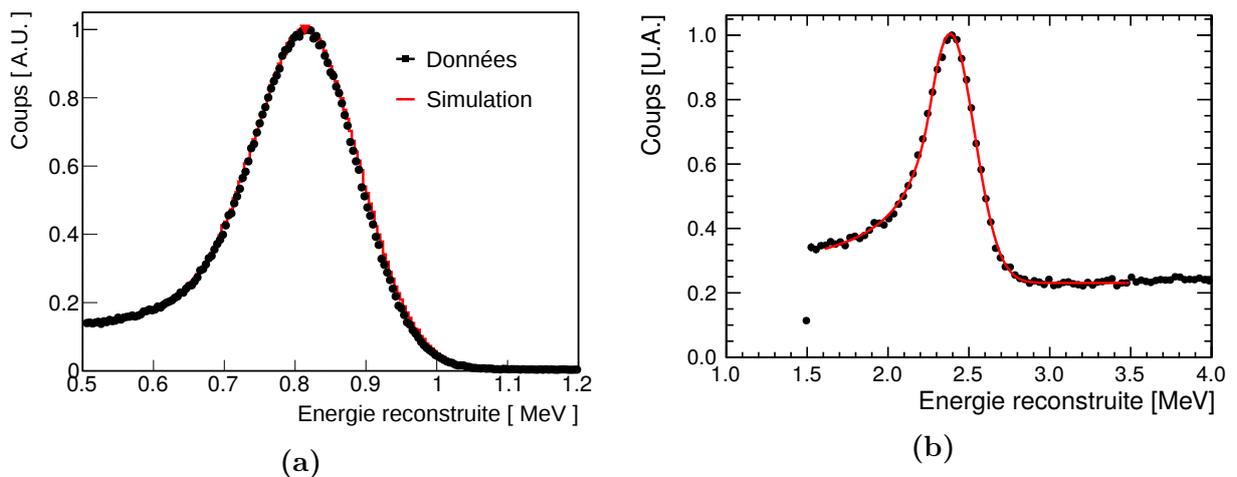


FIGURE 3.9 – Figure (a) : distribution de l'énergie reconstruite pour données et simulation d'une source Mn. Figure (b) : ajustement de la distribution de l'énergie reconstruite associée à la capture d'un neutron sur l'hydrogène

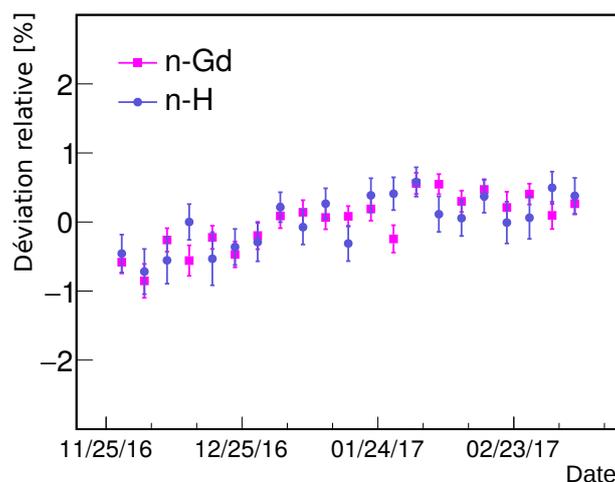


FIGURE 3.10 – Évolution dans le temps de l'énergie reconstruite la plus probable associée aux événements de capture des neutrons d'origine cosmique sur l'hydrogène (en bleu) et sur le gadolinium (en rose).

sur la figure 3.9b) est reportée figure 3.10. Elle atteste de la stabilité au pourcent près de la procédure, malgré les conditions mouvementées de la phase I. Les variations résiduelles définissent l'incertitude systématique corrélée sur l'échelle en énergie à 0.35 %.

Il convient de noter que ces études de stabilité et d'adéquation avec la simulation sont effectuées sur l'observable

$$E_{\text{rec}}^{\text{détecteur}} = \sum_{i=0}^9 E_{\text{rec}}^i \quad (3.11)$$

somme de l'énergie sur tous les volumes de détection, et non sur chaque bloc individuellement. C'est en effet l'observable d'intérêt pour la reconstruction du spectre énergétique des candidats $\bar{\nu}_e$, et ce sera celle qui sera majoritairement employée.

3.3.2 Non-linéarités des liquides

Toute la procédure d'extraction des coefficients C_i (3.7) et L_{ij} (3.6) est basée sur l'étude des données de calibration ^{54}Mn , source émettrice d'un rayon γ de 835 keV. Or, comme exposé au 2.2.2, les liquides scintillants souffrent de non-linéarités pour les basses énergies. Cet effet, dans le cas de STEREO, est illustré par la figure 3.11. Elle représente la déviation des coefficients de calibration C_i lorsqu'ils sont déterminés à partir de sources mono-énergétiques normalisés à la valeur obtenue pour l'énergie du ^{54}Mn . Le coefficient k_B (cf. 2.2.2) est ajusté de sorte à ce que la simulation reproduise ces non-linéarités [103]. L'incertitude systématique sur l'échelle en énergie du spectre positron qui en résulte a été estimée à 1 %.

Enfin, nous finissons sur une dernière remarque qui sera utile dans toute la suite de cette thèse. Les valeurs expérimentales d'énergies reconstruites ne sont pas corrigées de ces effets de non-linéarités. Ancrées sur l'énergie du ^{54}Mn , les événements d'énergie $E > E_{\text{ref}}^{Mn}$ seront donc systématiquement reconstruits artificiellement avec une énergie

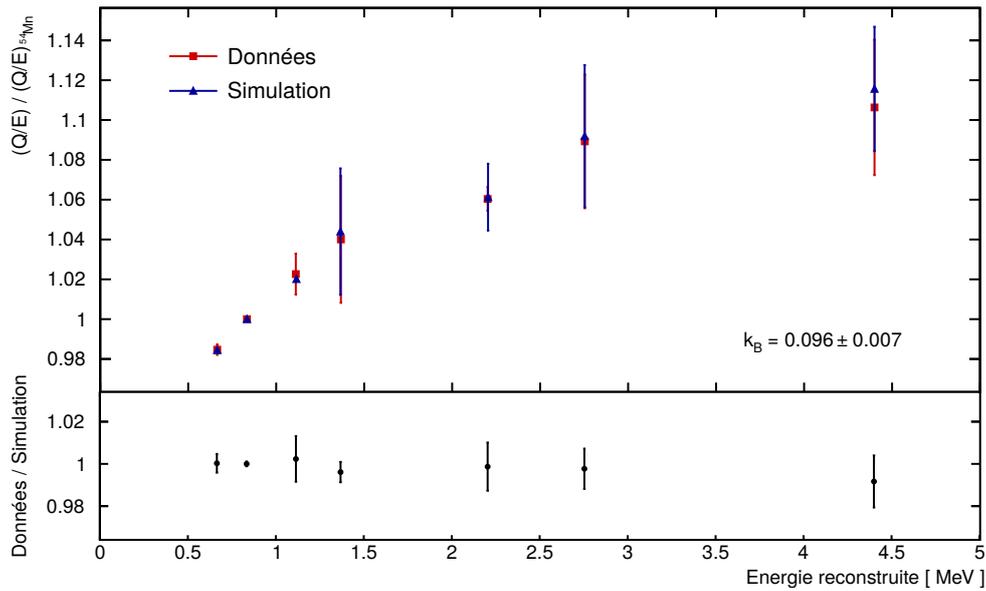


FIGURE 3.11 – Bloc supérieur : coefficients de calibration C_i (3.7) en fonction de l'énergie normalisé au coefficient obtenu à partir des données du ^{54}Mn , à 835 keV. Les non-linéarités sont observées à basse énergie. Les barres d'erreur reportées incluent les systématiques, déterminées à partir des études indépendantes réalisées. Le bloc inférieur montre à titre indicatif le rapport des points expérimentaux sur ceux simulés.

supérieure à leur valeur attendue. A titre d'exemple, les pics de capture sur l'hydrogène et le gadolinium (visibles sur la figure 3.12 discutée ci-dessous) sont reconstruits à 2.38 et 8.6 MeV respectivement.

3.3.3 Efficacité de capture du neutron

L'étalonnage de l'échelle en énergie et ses incertitudes systématiques sont essentielles pour le signal prompt, porteur de l'information de l'énergie des $\bar{\nu}_e$, et pour déterminer les efficacités de coupures de sélections. L'efficacité de sélection du positron repose sur la simulation. En ce qui concerne l'efficacité de détection du neutron, sa modélisation – thermalisation, diffusion et capture dans le liquide – doit être validée. Des études dédiées ont été menées [104] et introduisent des facteurs de correction c à appliquer à la simulation pour reproduire les données à partir de l'étude de la capture des neutrons avec la source AmBe tel que :

$$\varepsilon_{\text{neutron}} = \varepsilon_{\text{retardé}}^{\text{simu}} \cdot (c_{\text{n-capture}} \cdot c_{\text{coupures}}) \quad (3.12)$$

où $c_{\text{n-capture}}$ est estimé à partir de la distribution énergétique présentée sur la figure 3.12 et provient de la légère différence de la fraction de captures sur le gadolinium par rapport au nombre total de captures. Il est estimé à

$$c_{\text{n-capture}} = 0.961 \pm 0.010 \quad (3.13)$$

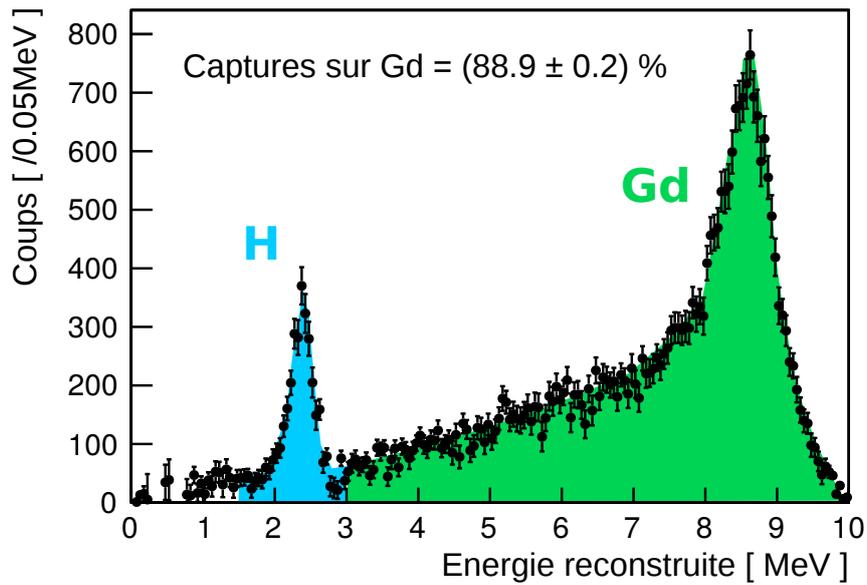


FIGURE 3.12 – Spectre énergétique associé aux captures neutron sur les atomes d’hydrogène et de gadolinium dans le liquide cible de STEREO, obtenu à partir de données de calibrations avec la source de AmBe déployée au centre de la cellule 6. La fraction de capture sur le gadolinium est déterminée arbitrairement à partir des événements d’énergie reconstruite supérieure à 3 MeV (en bleu), et est comparée à la simulation, permettant l’évaluation du coefficient $c_{n\text{-capture}}$. [105]

Il pourrait être ramené à l’unité ajustant la fraction de gadolinium dans la simulation. Cependant, cet ajustement pouvant avoir des conséquences sur les propriétés optiques des liquides et sur le temps de capture, il a été choisi de laisser la simulation tel quel et d’appliquer un facteur de correction. Le deuxième terme c_{coupures} corrige des différences observées dans l’efficacité des coupures – en temps de capture et en énergie du signal retardé et est également inférieur à 1 :

$$c_{\text{coupures}} = 0.982 \pm 0.013 \quad (3.14)$$

Le désaccord de $\sim 2\%$ observé peut s’expliquer par une modélisation inadéquate de la cascade γ accompagnant la capture du neutron sur le gadolinium. Les incertitudes reportées incluent les systématiques qui proviennent des disparités observées entre les différentes cellules et dans le temps.

3.4 Discrimination en forme des signaux

L'implication de constantes de désexcitations différentes dans les processus de scintillation d'un liquide en fonction du type de particule incidente a été détaillée au 2.2.2. Cela se traduit directement en terme de formes différentes des signaux électroniques recueillis. Une façon simple et largement utilisée de quantifier cette différence est d'utiliser le rapport entre la charge partielle à la fin du signal et la charge totale $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, ces deux observables étant calculées et sauvegardées directement lors de l'acquisition (cf. 2.4.2). Les interactions excitant les niveaux à longs temps caractéristiques – les reculs de protons dans notre cas – verront donc leur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ supérieur à celles à temps courts – les reculs électroniques. Ce principe est illustré sur la figure 3.13.

Dans toute la suite, nous désignons par $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ l'observable construite à partir des charges Q_{tail} et Q_{tot} recueillies dans la cellule vertex :

$$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} \doteq \frac{Q_{\text{tail}}^{\text{cell}}}{Q_{\text{tot}}^{\text{cell}}} = \frac{\sum_{i=0}^{n_{PM}} Q_{\text{tail}}^i}{\sum_{i=0}^{n_{PM}} Q_{\text{tot}}^i} \quad (3.15)$$

3.4.1 Facteur de mérite et paramètres d'acquisition

Le choix des fenêtres d'intégration pour le calcul de Q_{tot} et de Q_{tail} résulte d'une optimisation du facteur de mérite de la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, défini comme :

$$\text{FoM} = \frac{\mu_p - \mu_e}{2.35 \times (\sigma_p + \sigma_e)} \quad (3.16)$$

Ce facteur est une mesure de la distance entre les deux populations ; plus il est élevé, meilleure sera la discrimination. L'optimum est cherché dans le plan $(N_{\text{tot}}, N_{\text{tail}})$, où, pour chaque couple de paramètres, les valeurs de FoM sont calculées à partir d'une acquisition réalisée avec une source AmBe déployée dans une cellule de référence avec des conditions

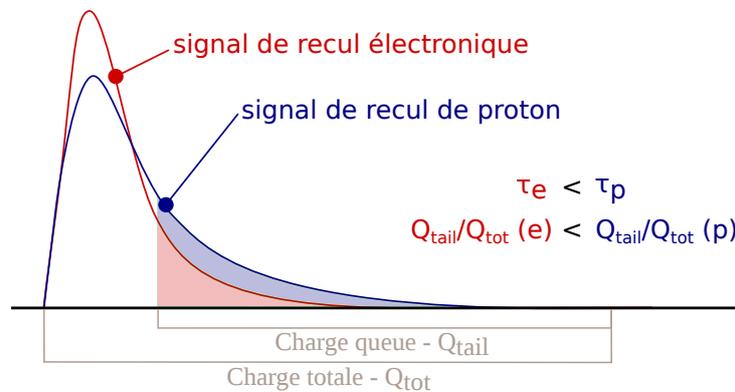


FIGURE 3.13 – Illustration de la discrimination en forme des signaux. Les charges Q_{tail} et Q_{tot} sont intégrées sur N_{tail} et N_{tot} points respectivement.

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

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres utilisés pour les fenêtres d’intégration des signaux. Le facteur de mérite est donné pour la situation où la source AmBe est déployée sous la cellule 6 et où seuls les événements autour du pic à ~ 2.2 MeV sont considérés.

de déclenchement adaptées afin de sélectionner un échantillon contenant un mélange équilibré entre les deux populations. Si la valeur absolue du facteur de mérite peut changer en fonction de l’énergie ou de la cellule considérée, ce sont ses variations relatives pour une configuration de référence donnée qui sont étudiées. Les valeurs des paramètres d’intégration optimisés pour les phases I [106] et II [107] de STEREO sont indiquées dans le tableau 3.1.

Le facteur de mérite du liquide de la cible varie autour de 0.6-0.7 selon les configurations de référence choisies. La dégradation de ce facteur par rapport aux mesures effectuées sur de petits échantillons qui donnaient un facteur de mérite de 0.9 peut alors s’expliquer par les effets de volume et de réflexions sur les parois.

Remarquons que le rapport $N_{\text{tail}}/N_{\text{tot}}$ est plus élevé pour le premier jeu de paramètres. Les ratios $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ moyens sont donc plus élevés en phase I qu’en phase II. En phase I, ils sont de l’ordre de ~ 0.22 et ~ 0.3 pour les reculs d’électrons et de protons respectivement, tandis qu’en phase II, ces populations sont décalées à ~ 0.07 et ~ 0.14 .

3.4.2 Effets de volume

La discrimination en forme des signaux impliquant les charges collectées Q_{tot} et Q_{tail} , il n’y a pas de raisons pour que les inhomogénéités et effets de volumes observés dans les sections précédentes ne se ressentent pas sur le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Nous avons utilisé les données de source d’étalonnage γ pour confirmer cette dépendance suivant l’axe vertical de déploiement des sources, un exemple pour la source de ^{60}Co est présenté sur la figure 3.14. Les variations observées sur les moyennes des distributions sont de l’ordre de leur déviation standard.

3.4.3 Caractérisation des distributions des reculs d’électrons

Puisque l’interaction des antineutrinos est de type électronique, la connaissance précise des distributions attendues est utile. Nous venons de voir à l’aide des sources d’étalonnage que ces distributions dépendent du vertex d’interaction. Or, les événements $\bar{\nu}_e$ sont répartis uniformément dans tout le volume. Il serait donc plus intéressant d’avoir accès aux distributions moyennes correspondant à une émission de vertex homogène dans les volumes de détection. Partant de ce besoin, nous avons choisi de réaliser une caractérisation des composantes de reculs d’électrons à partir de signaux isolés, en formulant l’hypothèse

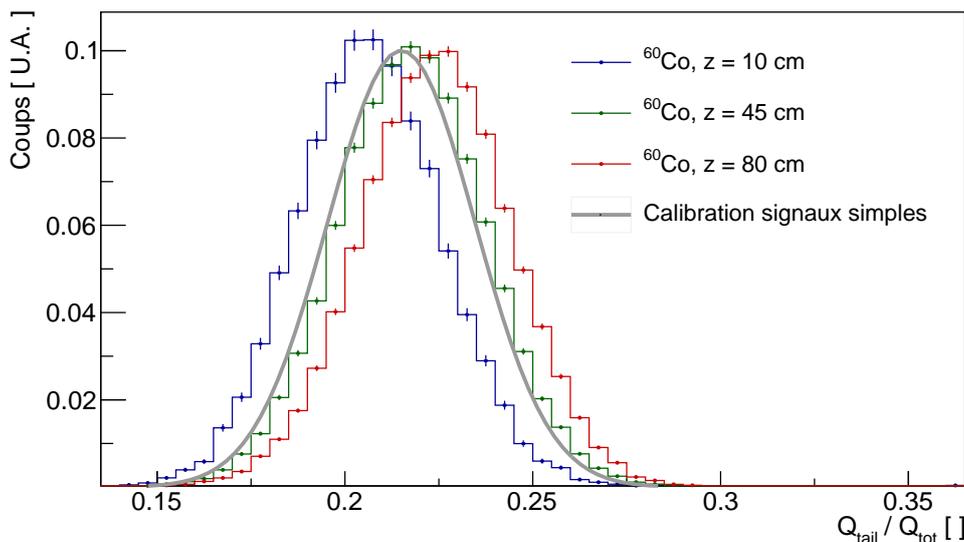


FIGURE 3.14 – Dépendance de l’observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en fonction de la hauteur du vertex d’interaction. Les distributions sont obtenues à partir de données de calibration de la source de ^{60}Co déployée en bas (en bleu), au centre (en vert) et en haut (en rouge) de la cellule 6 en phase I. Les distributions correspondent aux événements pour lesquels les deux γ ont déposé leur énergie dans la cellule. Le modèle obtenu par la caractérisation à partir des événements simples (discutée dans 3.4.3) est superposé en gris.

que cet échantillon sera dominé par ce type d’événements. Cette méthode présente l’avantage d’offrir un suivi des variations éventuelles en fonction du temps – ou de facteurs environnementaux – et ne requiert pas de données de calibration supplémentaires.

Événements considérés

Les signaux choisis s pour constituer notre échantillon de caractérisation vérifient les conditions suivantes

$$s \text{ n'est pas étiqueté comme } \mu \quad (3.17)$$

$$t_s - t_{\text{dernier } \mu} > 100 \mu\text{s} \quad (3.18)$$

$$\forall i \neq i_s, E_i^{\text{rec}}(s) < 0.7 \text{ MeV} \quad (3.19)$$

Seuls les événements n’ayant pas été identifiés comme muons (3.17), étant éloignés en temps du dernier passage de muon afin de permettre le rétablissement de la ligne de base (3.18) et contenus dans une seule cellule (3.19) sont donc considérés.

L’observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour cet échantillon est représenté en fonction de l’énergie reconstruite sur la figure 3.15, validant la prédominance de la population de reculs électroniques. Les propriétés des distributions – les moyennes μ_γ et déviations standards σ_γ sous l’hypothèse d’une distribution Gaussienne – sont extraites par intervalle d’énergie pour chaque cellule. Si la valeur centrale caractérisant cette population ne varie que de quelques pourcents en fonction de l’énergie, la largeur des distributions diminue de $\sim 30\%$

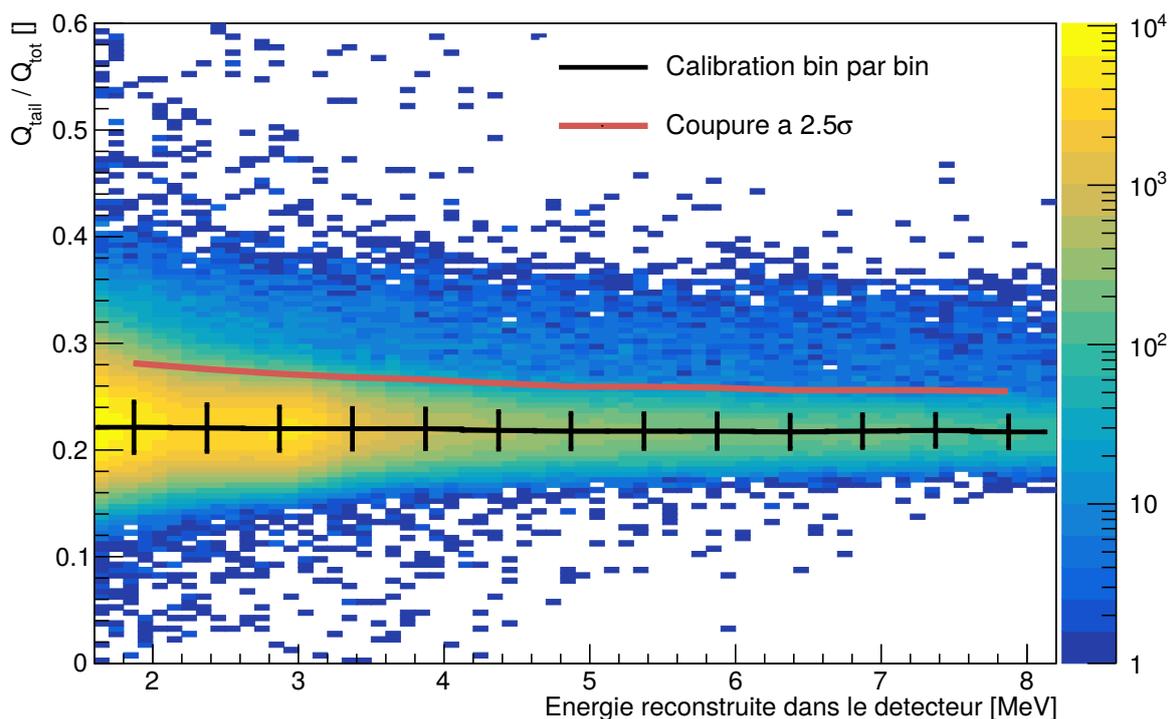


FIGURE 3.15 – $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en fonction de l'énergie reconstruite dans le détecteur pour un échantillon événements simples sélectionnés pendant une semaine en période de réacteur-ON dans la cellule 1. Les valeurs centrales des points noirs correspondent aux moyennes μ_γ extraites pour chaque intervalle d'énergie, tandis que leur barres d'erreurs indiquent la déviation standard σ_γ de la population. La ligne rouge indique, à titre indicatif, une coupure possible conservant 97% de la population de recul électroniques.

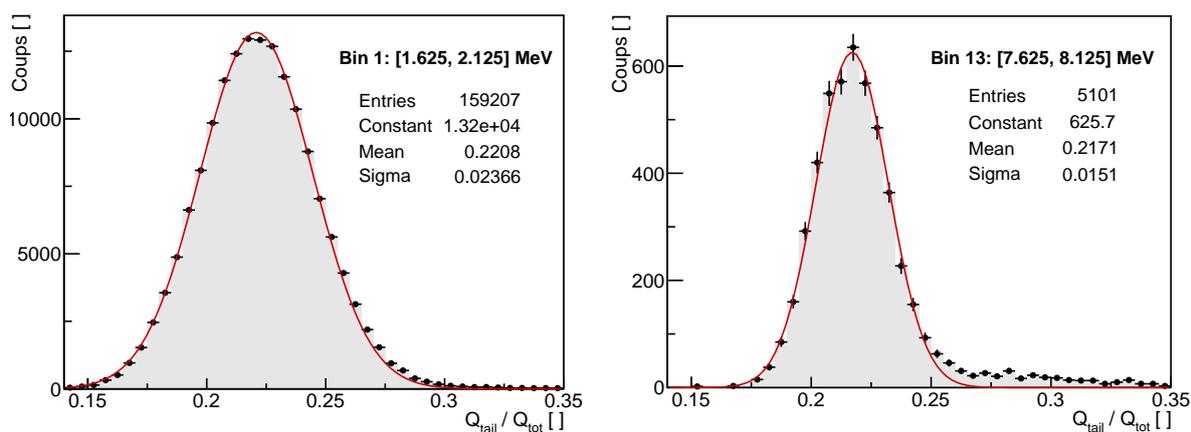


FIGURE 3.16 – Exemple d'extraction des paramètres μ_γ et σ_γ par ajustement des populations de recul électronique pour un intervalle à basse énergie (figure de gauche) et à haute énergie (figure de droite); la largeur de la distribution diminue ici d'environ 30%. La statistique correspond à une semaine cumulée en période de réacteur allumé.

entre 2 et 8 MeV. Cette variation provient directement de la statistique des photoélectrons collectés. Un exemple d'extraction de ces paramètres par ajustement sur les distributions est présenté figure 3.16. A titre illustratif, les valeurs extraites pour chaque intervalle en énergie sont reportées en noir sur le graphique à deux dimensions figure 3.15. L'hypothèse d'un modèle Gaussien malgré les effets de volume observés (3.14) est motivée par la qualité des ajustements obtenus avec ce modèle pour l'extraction des valeurs moyennes et des déviations. Nous avons également vérifié que les valeurs extraites ne sont pas affectées par la présence d'une traîne à fort $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ (visible sur la figure 3.16 pour l'intervalle de haute énergie). Il est cependant clair qu'une bonne modélisation doit prendre en compte les effets de volume qui peuvent expliquer la forme non Gaussienne du haut des distributions (cf. 3.16).

Les taux d'événements simples constituant l'échantillon de caractérisation sont supérieurs en périodes de fonctionnement qu'en périodes d'arrêt, une dizaine de Hz entre 1.5 MeV et 10 MeV pour les premières, et de l'ordre du Hz pour les secondes. La répartition énergétique de ces événements est naturellement piquée vers les basses énergies, les taux sont limités à la dizaine de mHz/MeV pour les plus hautes énergie. Une caractérisation par intervalles de plusieurs jours sera alors nécessaire afin d'atteindre une précision au pourcent sur les paramètres extraits sur toute la gamme en énergie.

Utilisation d'une coupure

Nous stockons les couples de valeurs $(\mu_\gamma, \sigma_\gamma)$ extraits pour chaque cellule, en fonction de l'énergie reconstruite et du temps dans la base de données de STEREO. Tout au long de cette thèse, nous aurons besoin de pouvoir discriminer les populations de reculs d'électrons de celles de reculs de protons. A cette fin, ces valeurs peuvent être employées par exemple pour sélectionner une population électronique avec une certaine efficacité ϵ_x^γ , en ne gardant que les événements satisfaisant

$$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} < c_x^{\text{max}}(i, E, t) \quad (3.20)$$

$$\text{avec } c_x^{\text{max}}(i, E, t) = \mu_\gamma + x \cdot \sigma_\gamma \quad (3.21)$$

l'efficacité de sélection ϵ_x^γ est constante dans le temps et se définit simplement comme :

$$\epsilon_x^\gamma = \int_{-\infty}^x \mathcal{G}(0, 1)(u) du \quad (3.22)$$

où $\mathcal{G}(0, 1)$ désigne une gaussienne normée centrée réduite.

Le terme "*coupure à $x \cdot \sigma_\gamma$* " sera employé dans le reste de ce document pour désigner l'application d'une sélection vérifiant (3.20).

3.4.4 Évolutions temporelles

A partir d'intervalles temporels d'une semaine, nous pouvons suivre l'évolution des paramètres $(\mu_\gamma, \sigma_\gamma)$ en fonction du temps. Comme l'illustre la figure 3.17, les moyennes μ_γ des distributions sont sujettes à de fortes évolutions durant la période de développement des fuites de lumières de la phase I. Cette figure met également en avant les légères différences entre cellules, justifiant le choix d'une caractérisation propre à chaque bloc de détection.

Lorsque des conditions expérimentales stables sont atteintes, aux alentours du milieu de la première phase, et sur toute la phase II, les évolutions résiduelles observées sont causées par les variations de température des liquides. La figure 3.18 illustre l'anti-corrélation entre la moyenne des distributions μ_γ et la température. Nous avons choisi de représenter cette dépendance en gardant l'information de l'évolution temporelle afin de souligner que les évolutions en température sont liées à l'activité du réacteur. Cette corrélation avec la température est connue pour les liquides scintillants [87], et s'explique probablement par des changements de densité des molécules excités.

Pour résumer, nous avons donc mis en place une caractérisation précise et dépendante du temps de la composante de reculs électroniques, à partir d'événements simples ayant a priori une distribution homogène, semblable à celle des interactions des antineutrinos. Cette référence étant auto-suffisante, nous n'avons pas essayé de reproduire les distributions par la simulation Monte-Carlo.

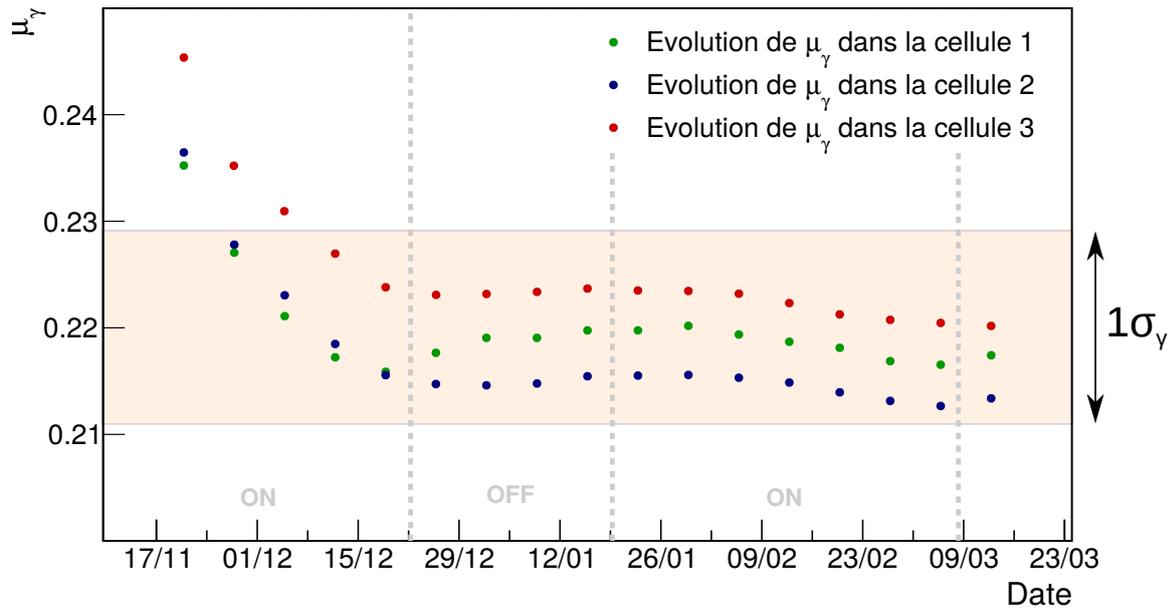


FIGURE 3.17 – Évolution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ électronique moyen dans les cellules 1, 2 et 3 en fonction du temps, pour un intervalle d'énergie de largeur 500 keV centré sur 3.875 MeV, en phase I. Les variations rapides de la première période coïncident avec les périodes instables de développement des fuites de lumières. A titre informatif, la bande jaune donne la largeur des distributions σ_γ .

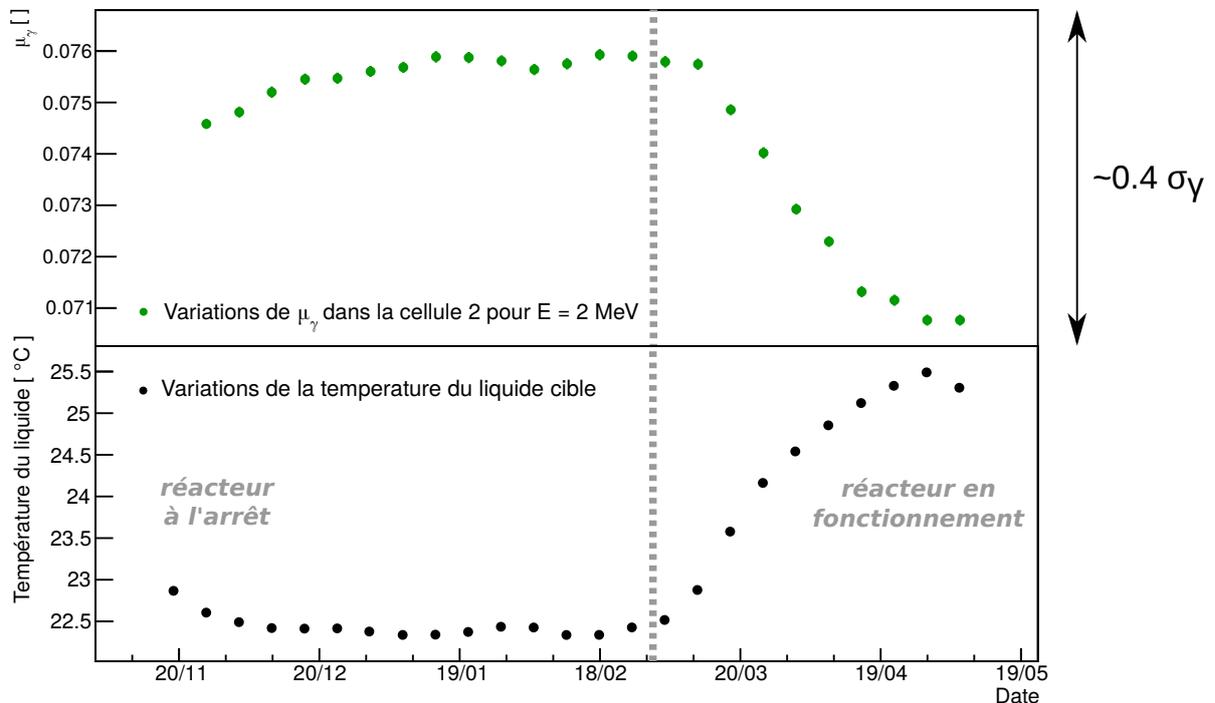


FIGURE 3.18 – Évolution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ électronique moyen dans la cellule 2 en fonction du temps, pour un intervalle d'énergie de largeur 500 keV centré sur 1.875 MeV, en phase II. Les évolutions – de l'ordre de 30% en unités de σ_γ – sont anti-corrélées avec les variations de température du liquide.

3.5 Conclusion

Des premières études sur cellule prototype à l'échelle énergétique absolue sur le détecteur final, ce chapitre a présenté les caractéristiques de la réponse du détecteur STEREO. Les cellules montrent une bonne homogénéité de la réponse lumineuse, la résolution finalement atteinte est de 9% à 1 MeV. Les effets fins de dépôt d'énergie dans les volumes sensibles sont appuyés par une simulation précise de la géométrie du détecteur, indispensable à l'établissement de l'échelle énergétique absolue. Le transport optique est reproduit au premier ordre par un modèle effectif de réflexion des parois, mais le développement progressif de fuites de lumière entre cellules complexifient sa modélisation. Pour pallier à l'évolution des fuites lumières, une procédure de reconstruction en énergie a été mise en place au sein de la collaboration. Elle permet d'atteindre une stabilité au niveau du pourcent sur toutes les périodes de prise de données. Finalement, les propriétés de discrimination en forme des signaux ne sont pas exemptes des effets de volumes et de variations temporelles – ce qui nous amènera à développer une nouvelle méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ au chapitre 6. Nous avons donc mis en place une référence dépendante du temps de l'observable d'intérêt pour les reculs électroniques.

Ce sont sur ces bases que nous allons pouvoir progressivement construire les outils permettant d'extraire le signal neutrino, développés dans les chapitres suivants.

Chapitre 4

Recherche de paires corrélées

La corrélation des deux produits de la désintégration β -inverse est la signature caractéristique des candidats $\bar{\nu}_e$ recherchés. Les observables d'intérêt pour l'analyse – telles que le spectre en énergie, le taux d'occurrence – sont donc celles de signaux corrélés temporellement et spatialement, obtenus à l'issue d'une sélection sur les données. Ce chapitre présente l'algorithme de recherche de paires développé lors de cette thèse. Après une description approfondie des sélections en première partie, le principe et les spécificités de cet algorithme seront présentés en deuxième partie. Au vu de l'importance de la maîtrise des sélections pour le reste de l'analyse, une validation rigoureuse de cet algorithme est nécessaire. Afin de tester sa robustesse dans différents régimes de fonctionnement, une étude basée sur des tirages Monte-Carlo a été réalisée en complément des vérifications sur les données ; ces validations font l'objet de la troisième partie de ce chapitre.

4.1 Définitions des sélections

L'ensemble des sélections appliquées pour la recherche de paires sont regroupées dans le tableau 4.1. Nous noterons ce jeu de coupures initial (\mathcal{S}_0) par la suite, et détaillons chaque sélection dans cette section.

4.1.1 Sélections en énergie et classification des événements

Nous distinguons ici quatre catégories générales d'événements, qui seront considérés dans les sélections et les corrélations. Les deux premières – muons et événements simples – permettent de définir des critères de réjection de bruit de fond, tandis que les deux dernières – prompt et retardé – définissent simplement les sélections à appliquer aux deux signaux de la paire corrélée. Les sélections sont exprimées en énergie reconstruite (cf. 3.3.1) et utilisent, sauf mention contraire, l'énergie totale reconstruite dans tout le détecteur.

Muons

Muons dans le veto Le veto muon surplombant le détecteur STEREO (cf. 2.3.3) permet l'étiquetage des muons d'incidence verticale avec une efficacité supérieure à 99% [108].

	Sélection appliquée	
Événement prompt, t_p	(p ₁)	$1.5 < E_{\text{prompt}} < 8. \text{ MeV}$
	(p ₂)	$E_{\text{GC, prompt}} < 1.1 \text{ MeV}$
Événement retardé, t_r	(r ₁)	$4.5 < E_{\text{retardé}} < 10 \text{ MeV}$
	(r ₂)	$E_{\text{cible, retardé}} > 1 \text{ MeV}$
Corrélation spatiale	(s ₁)	$ B_x^r - B_x^p < 600 \text{ mm}$
Corrélation temporelle	(t ₁)	$0.24 < t_r - t_p < 70 \mu\text{s}$
Véto muon	(t ₂)	$\begin{cases} t_p - t_{\text{dernier } \mu}(t_p) > \Delta T_{\mu} = 100 \mu\text{s} \\ t_r - t_{\text{dernier } \mu}(t_r) > \Delta T_{\mu} = 100 \mu\text{s} \end{cases}$
Isolation temporelle	(t ₃)	$\begin{cases} \forall \text{ signal } s(t_s) \text{ tel que } E_s > 1.5 \text{ MeV} \\ t_p - t_s > \Delta T_{\text{isolation}} = 100 \mu\text{s} \end{cases}$

TABLE 4.1 – Jeu de coupures (\mathcal{S}_0) initial défini pour la recherche de candidats désintégration β -inverse. Les sélections (p_x) et (r_x) concernent les candidats *prompt* et *retardé*; (s_x) sont des sélections *spatiales* tandis que les (t_x) réfèrent les conditions temporelles.

L'identification se base sur des critères à la fois en charge déposée et en topologie, permettant une bonne discrimination entre muons et bruits de fond γ environnants [109]. Le taux de muons ainsi étiquetés est de l'ordre de 650 Hz.

Muons dans le détecteur Un muon à son minimum d'ionisation dépose dans le liquide scintillant $\sim 2 \text{ MeV.cm}^{-1}$. Il lui suffit alors de quelques centimètres de parcours dans la cible pour déposer plus d'une dizaine de MeV, entraînant rapidement des non-linéarités, l'acquisition n'étant pas conçue pour être linéaire dans les régions de plus haute énergie. La définition arbitraire pour définir un muon dans le détecteur suivante a été adoptée :

$$E_{\text{rec}}(m) > 20 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

Le taux de muons vérifiant cette condition est d'environ 400 Hz. L'identification de muons dans le détecteur permet de compléter la couverture en angle solide du veto muon vers les angles les plus rasants pour lesquels les muons ne déclenchent pas le veto. De plus, la saturation peut entraîner une perturbation de la ligne de base pendant quelques dizaines de μs , l'application d'un veto temporel après chaque événement identifié comme muon dans le détecteur est donc indispensable.

Dans toute la suite, un muon désigne donc un événement identifié comme muon dans le veto et/ou dans le détecteur. Parmi eux, 54 % ne sont détectés que dans le veto, 24 % que dans le détecteur tandis que les 22 % restants sont vus à la fois dans le détecteur et dans le veto. Le temps associé au passage du dernier muon à l'instant t sera noté $t_{\text{dernier } \mu}(t)$

$$t_{\text{dernier } \mu}(t) = \max(\{t_{\mu}, t_{\mu} \leq t\}) \quad (4.2)$$

où $\{t_\mu\}$ désigne l'ensemble des temps associés au passage de muons.

Événements simples

Les signaux *simples* s – par opposition à corrélés – sont tous ceux qui se situent dans la gamme d'énergie considérée comme utilisable pour l'analyse physique des données et qui ne sont pas identifiés comme muons

$$1.5 \text{ MeV} < E_{\text{rec}}(s) < 20 \text{ MeV} \quad (4.3)$$

Il a été choisi de ne pas considérer dans la chaîne d'analyse les signaux en deçà de 1.5 MeV, leur taux d'acquisition augmentant fortement. La limite haute à 20 MeV permet de réaliser des études du bruit de fond au delà du spectre $\bar{\nu}_e$ attendu. Cette catégorie englobe les signaux prompts et retardés définis ci-dessous.

Prompt

Pour une signature de désintégration β -inverse, l'énergie prompt reconstruite porte l'information sur celle du neutrino incident. Les distributions en énergie prompt obtenues après sélection des candidats neutrinos seront donc celles utilisées directement lors de l'analyse des spectres pour les tests d'hypothèses. Les bornes de cette fenêtre dépendent de la stratégie choisie et des bruits de fond. Dans les analyses présentées ici, la fenêtre suivante est considérée :

$$1.5 \text{ MeV} < E_{\text{rec}}(p) < 8 \text{ MeV} \quad (4.4)$$

Le signal prompt attendu étant constitué d'un dépôt de charge par ionisation du positron et par deux rayonnements γ d'annihilation, une condition supplémentaire est appliquée sur l'énergie déposée dans la couronne entourant le volume cible (cf. Fig. 2.10) :

$$E_{\text{rec}}^{\text{couronne}}(p) < 1.1 \text{ MeV} \quad (4.5)$$

Elle permet de limiter la contamination par des bruits de fond d'origine extérieure dont l'interaction aurait lieu en bordure du détecteur.

Retardé

Le signal retardé est constitué d'une cascade de rayonnements γ associée à la capture du neutron sur le gadolinium, totalisant une énergie moyenne de 8 MeV répartie en plusieurs rayonnements d'environ 2 MeV. Par conséquent, le dépôt d'énergie associé est plus dispersé que celui du prompt, et la probabilité que l'énergie totale ne soit pas collectée en intégralité explique la présence d'une large queue à basse énergie dans sa distribution d'énergie reconstruite. Les études de la capture du neutron dans le liquide de la cible (cf. 3.3.3) montrent que les incertitudes systématiques sur l'efficacité de sélection liées au seuil bas de la coupure en énergie sont sensibles à la modélisation correcte de cette distribution.

Elles sont minimisées pour la fenêtre suivante :

$$4.5 \text{ MeV} < E_{\text{rec}}(r) < 10 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

A nouveau, il est possible de limiter la contribution de bruits de fond extérieurs en requérant que le signal soit contenu dans le volume de la cible tel que

$$E_{\text{rec}}^{\text{cible}}(r) > 1 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

où $E_{\text{rec}}^{\text{cible}}$ désigne l'énergie reconstruite dans la cible interne uniquement.

4.1.2 Corrélations

Tandis que les sélections en énergie peuvent concerner tout événement pris individuellement, les coupures présentées ci-dessous regroupent les conditions de corrélations entre plusieurs événements.

La corrélation entre les deux signaux engendrés par la désintégration β -inverse relève de la physique du neutron dans le détecteur. Brièvement évoqué dans la sous-section 2.2.1, le parcours du neutron dans le liquide peut se décomposer de façon simplifiée en une phase de thermalisation, où il perdra son énergie par collisions élastiques sur les atomes d'hydrogène, et une phase de diffusion suivie d'une capture par le gadolinium présent dans le liquide ou par un atome d'hydrogène. Les observables de corrélation accessibles à la mesure – telles que la distance et le temps entre la première diffusion et l'absorption – sont une résultante de toutes ces étapes de vie du neutron.

Corrélation temporelle

La corrélation en temps entre événements prompt et retardé est définie comme

$$\Delta t_{\text{corr}} = t_r - t_p \quad (4.8)$$

où $t(p)$ et $t(r)$ sont les temps de déclenchement associés au premier et au deuxième signal respectivement. Pour un neutron rapide incident dans le liquide, la distribution de Δt_{corr} résulte d'une compétition entre thermalisation et capture. En considérant qu'elle dépend peu de l'énergie du neutron incident¹, nous pouvons l'étudier à partir de données de calibration AmBe, présentées sur la figure 4.1 et comparées à la simulation.

Initialement, le neutron possède une énergie cinétique $E_i > E_{\text{thermique}}$. A cette énergie, la probabilité d'être capturé est négligeable devant celle de subir une diffusion élastique ou inélastique, expliquant ainsi le faible nombre d'événements à bas Δt_{corr} . Au fur et à mesure de la thermalisation du neutron, le processus de capture devient de plus en plus compétitif

1. En supposant que le neutron perd la moitié de son énergie à chaque collision, le nombre moyen de collisions nécessaires pour thermaliser un neutron dans l'hydrogène passe de ~ 13 à ~ 20 lorsque l'énergie initiale passe de 10 keV à 10 MeV. Pour un neutron rapide, le temps caractéristique associé à une collision est de l'ordre de la ns, le temps de thermalisation total est donc largement dominé par les dernières collisions et peut donc être considéré identique pour les énergies initiales mises en jeu ici.

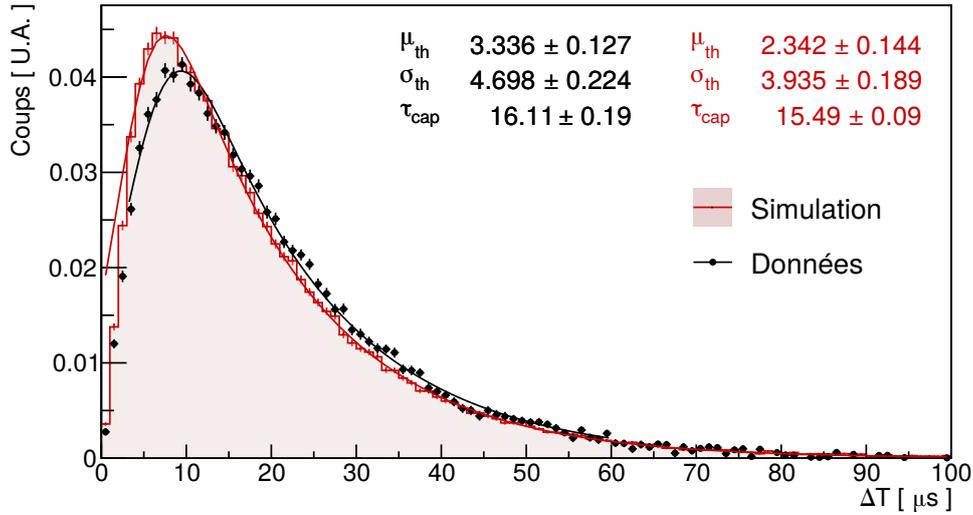


FIGURE 4.1 – Distribution des écarts en temps entre émission et capture d’un neutron dans le liquide cible de STEREO obtenue à l’aide d’une source de calibration AmBe (en noir) et comparée à celle donnée par la simulation GEANT4 (en rouge).

(suivant l’évolution de la section efficace associée, présentée au chapitre 2, figure 2.3) et la densité de probabilité du temps de vie du neutron croît rapidement jusqu’à atteindre son maximum pour $\Delta t_{corr} \sim 6\mu s$. La décroissance qui vient ensuite suit une loi exponentielle qui caractérise le processus de diffusion des neutrons après thermalisation complète dont la constante de temps ne dépend plus que des sections efficaces des isotopes absorbants pour $E = E_{thermique}$.

En suivant cette vision simplifiée du processus en deux étapes, le temps de vie du neutron Δt_{corr} peut se modéliser comme étant la somme du temps de thermalisation du neutron et de son temps de capture, dont la densité de probabilité s’écrit

$$C \times \exp\left(-0.5 \frac{(t - \bar{t}_{th})^2}{\sigma_{th}^2}\right) * \exp(-t/\tau_{cap}(E_{th})) \quad (4.9)$$

où C est une constante de normalisation quelconque et où le temps de thermalisation est supposé suivre une loi normale centrée au temps moyen \bar{t}_{th} et de largeur σ_{th} .

Nous avons ajusté les deux distributions présentées sur la figure 4.1 à l’aide de cette expression. Le temps de capture $\tau_{cap}(E_{th})$ est la variable d’intérêt caractérisant le milieu absorbant et est de l’ordre de $16\mu s$ dans le liquide cible. Celui donné par la simulation est légèrement inférieur à celui observé dans les données. Les désaccords se révèlent plus prononcés à bas ΔT , particulièrement sensible à la modélisation de la thermalisation. Afin d’éviter d’introduire une incertitude systématique sur l’efficacité d’une coupure en ΔT , il est donc préférable de ne pas appliquer de seuil bas à la corrélation entre prompt et retardé lors de la recherche de candidats $\bar{\nu}_e$. L’électronique permet de ne pas avoir de temps mort du à l’enregistrement de chaque signal. Le seuil bas correspond donc simplement à la largeur de la fenêtre d’acquisition pour un signal, soit 240 ns . Le seuil haut a été fixé à $70\mu s$ garantissant une efficacité neutrino de l’ordre de 98% avec une systématique associée

négligeable.

$$0.24 \mu s < \Delta t_{\text{corr}} < 70 \mu s \quad (4.10)$$

Corrélation spatiale

La thermalisation et la diffusion que subit le neutron sont constituées d'une suite de collisions au bout desquelles toute information sur l'impulsion initiale est quasiment perdue. En conséquence de cette marche aléatoire, la capture est contenue dans une sphère de diffusion dont les dimensions sont de l'ordre de quelques cm, caractérisant la distance entre prompt et retardé issus d'une même origine physique. Il est alors possible de réduire la contribution des coïncidences fortuites imitant un signal $\bar{\nu}_e$ en imposant une corrélation spatiale supplémentaire. Cependant, la reconstruction en vertex n'est pas précise, puisque les parois réfléchissantes du détecteur sont justement conçues pour homogénéiser la réponse lumineuse au sein d'une cellule. Un barycentre B_u selon l'axe \vec{u} , avec $\vec{u} = \vec{x}$ ou \vec{y} peut néanmoins être défini à l'aide des énergies reconstruites E_{rec}^i des dix blocs de détection :

$$B_u = \frac{\sum_{i=0}^{10} E_{\text{rec}}^i \times b_i^q}{\sum_{i=0}^{10} b_i^q} \quad (4.11)$$

où b_i^q est le barycentre des charges collectées dans le bloc i :

$$b_i^q = \left(\sum_{j=0}^{n_i^{\text{PMs}}} q_j \times u_j^{\text{PM}} \right) / \sum_{j=0}^{n_i^{\text{PMs}}} q_j \quad (4.12)$$

où u_j^{PM} est la coordonnée du PM j dans le bloc i . Nous choisissons de nous restreindre à l'utilisation du barycentre selon l'axe longitudinal \vec{x} du détecteur (pour un rappel des conventions géométriques employées, se référer à la figure 2.10 présentée dans le chapitre 2) et définissons la condition :

$$|B_x(r) - B_x(p)| < 600 \text{ mm} \quad (4.13)$$

soit une distance maximale autorisée pour la corrélation spatiale d'une cellule et demie environ, la résolution d'une cellule ne permettant pas de réduire cette condition sans risquer de couper une partie des événements $\bar{\nu}_e$. La distribution des accidentelles étant attendue uniforme, cette condition doit donc permettre de s'affranchir de la moitié de leur contribution pour les cellules centrales, et de deux tiers environ pour les cellules 1 et 6. Un exemple de la distribution expérimentale de ces barycentres est présenté sur la figure 4.2.

Réjection de bruit de fond par corrélations temporelles

L'interaction de rayonnements cosmiques dans l'environnement immédiat du détecteur peut engendrer de multiples produits de réactions susceptibles de générer des bruits de fond corrélés.

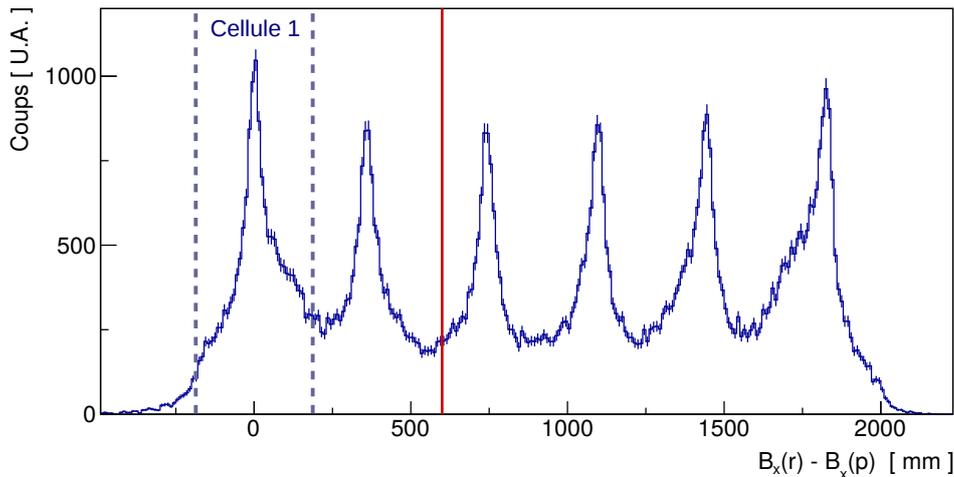


FIGURE 4.2 – Distribution des écarts $(B_x(r) - B_x(p))$ pour des candidats accidentels pour lesquels $B_x(p)$ est dans la cellule 1. Les lignes pointillées bleues indiquent les limites de la cellule 1, tandis que la ligne rouge est située à la position de la coupure définie par (4.13).

Veto muon La majorité des bruits de fond corrélés attendus provenant des interactions directes ou indirectes des muons cosmiques, tout événement simple se situant *derrière* un signal étiqueté comme muon ne sera pas considéré dans la chaîne d'analyse. Pour tout signal déclenchant l'acquisition au temps t_s , la condition suivante s'applique :

$$(t_s - t_{\text{dernier } \mu}(t_s)) > \Delta T_\mu = 100 \mu s \quad (4.14)$$

avec ΔT_μ la durée de la réjection des événements s'appliquant après un muon. L'application d'un tel veto implique un temps mort dont l'estimation à l'ordre zéro est donnée par $t_{\text{mort}}^{\mu\text{-veto}} \sim R_\mu \Delta T_\mu$, où R_μ est la fréquence d'occurrence d'identification de muons.

Coupures d'isolations Des événements issus des interactions de muons, dont le muon n'aurait pas été identifié, peuvent arriver "par paquets" dans le détecteur, occasionnant l'identification de plusieurs candidats compatibles avec une signature de désintégration β -inverse dans un laps de temps très réduit. Le taux d'interaction de $\bar{\nu}_e$ dans la cible étant de l'ordre de plusieurs centaines par jour, obtenir deux de leurs interactions proches de quelques centaines de μs est très peu probable. La condition d'isolation

$$\forall t_s, |t_p - t_s| > \Delta T_{\text{isol}} = 100 \mu s \quad (4.15)$$

appliquée à tout candidat prompt déclenchant l'acquisition au temps t_p paraît donc justifiée pour s'affranchir de bruits de fond multiples d'origine cosmique. A l'instar des conditions de réjection des événements suivant un muon, ces coupures d'isolations génèrent un temps mort de l'ordre de $t_{\text{mort}}^{\text{isol}} \sim 2R_s \Delta T_{\text{isol}}$, où R_s est la fréquence d'occurrence d'événements simples.

L'optimisation des paramètres des conditions temporelles a été réalisée [92] en minimisant l'erreur relative sur le signal neutrino. L'étude confirme leur importance et indique cependant qu'au delà de $100 \mu s$, la sensibilité ne dépend plus de la taille de la fenêtre d'isolation : la réduction du bruit de fond résiduel étant compensée par l'augmentation du temps mort associé.

4.2 Algorithme de recherche de paires

4.2.1 Principe

Le principe de l'algorithme de recherche de paires, schématisé sur la figure 4.5, consiste à appliquer les sélections détaillées dans la section précédente sur les événements simples afin de les classifier, puis sur les corrélations.

Les sélections en énergie s'appliquent événement par événement lors d'une lecture séquentielle des données. Pour optimiser l'application des conditions de corrélations, il suffit alors de considérer une mémoire glissante contenant une suite d'événements ordonnés en temps. La taille de celle-ci est alors simplement fixée par l'étendue des corrélations souhaitée. Cette étendue peut-être exprimée en temps ou en nombre d'événements. En ce qui concerne l'algorithme développé dans cette thèse, les sélections que nous souhaitons appliquer se résument à demander une corrélation en temps entre un candidat prompt et retardé (Eq. 4.10) tout en s'assurant que cette paire soit isolée en temps (Eq. (4.15)). Une sélection de ce type peut donc s'effectuer sur une séquence ordonnée de quatre signaux consécutifs où – en labellisant les événements de (1) à (4) – la séquence est acceptée comme candidat valide si

$$\begin{aligned}
 & (1) - (4) \text{ ne suivent pas un muon selon (4.14)} \\
 & (2) \text{ est prompt selon (4.4) et (4.5)} \\
 & (3) \text{ est retardé selon (4.6) et (4.7)} \\
 & (2) \text{ et (3) sont corrélés selon (4.10) et (4.13)} \\
 & (2) \text{ est isolé de (1) et (4) selon (4.15)}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Le cœur de l'algorithme choisi s'inspire largement de celui utilisé dans l'expérience NUCIFER [89,110] et se base donc sur l'utilisation d'une mémoire glissante de quatre événements consécutifs. Il est utile de souligner que par construction dans ce cas, seules les corrélations en temps entre plus proches voisins peuvent être comptabilisées, ce qui peut constituer une limitation dans le cas de forts taux de comptage ou de conditions plus élaborées. D'autres constructions sont envisageables pour contourner ces limitations comme par exemple de disposer d'une mémoire tampon plus grande, comme cela a été implémenté pour l'analyse indépendante des données de STÉRÉO [92].

De nature purement statistique, le bruit de fond accidentel peut être estimé en ouvrant des portes de coïncidence temporelles aléatoirement afin de dénombrer les paires formées par arrangements entre des candidats simples prompts et retardés au cours de l'acqui-

tion. Une approche équivalente en deux temps consiste à prélever des signaux prompts pré-existants dans les données pour les ré-insérer ensuite aléatoirement dans la séquence d'éléments. Ces signaux ainsi extraits permettent de définir l'ouverture de fenêtres temporelles arbitraires afin d'y chercher un candidat retardé, ceci conduit à l'estimation de la probabilité $P_{\text{pair acc.}} \equiv P_{\text{prompt}} \times P_{\text{retardé|prompt}}$. C'est cette méthode – dite des portes décalées [111] – qui nous avons implémentée en pratique.

Le fonctionnement de l'algorithme est détaillé dans la sous-section qui suit.

4.2.2 Dénombrement des candidats corrélés et accidentels

Les dénombrements des candidats corrélés et accidentels sont opérés en parallèle de sorte à n'effectuer qu'un passage séquentiel sur l'ensemble des données. Deux mémoires tampons sont employées : une mémoire glissante principale qui contient quatre événements ordonnés en temps sur laquelle les conditions sont appliquées, et une mémoire secondaire qui sera utilisée pour la recherche de candidats accidentels.

Traitement des muons

A chaque nouvel événement lu dans les données, deux conditions préliminaires sont testées et permettent la réjection des événements étiquetés comme muons d'une part, et l'application de la condition associée d'autre part : si l'événement est étiqueté comme candidat muon, le temps associé au dernier passage d'un muon est actualisé, et cet événement ne sera pas considéré par la suite. Si l'événement est un candidat simple (condition (4.3)) et ne se trouve pas dans la fenêtre d'un veto muon (condition (4.14)), il est alors accepté dans la mémoire principale. Les étapes suivantes sont alors réalisées sur cette sous-sélection d'événements.

Candidats corrélés

L'événement est ajouté à la mémoire principale, le plus ancien étant retiré. Le compteur de candidats corrélés – schématisé sur la figure 4.3 – est incrémenté si la séquence de quatre événements consécutifs nouvellement formée satisfait l'ensemble des critères (4.16). Dans le cas où le deuxième événement est prompt et satisfait l'isolation temporelle, celui-ci est stocké dans la mémoire secondaire et servira pour la recherche d'accidentelles détaillée ci-après. On notera $N_{\text{corr+acc}}$ le nombre de candidats dénombré par ce premier compteur.

Candidats accidentels

Les événements sauvegardés dans la mémoire secondaire correspondent à des candidats prompts précédemment rencontrés dans les données qui ont été décalés d'un délai constant et qui sont donc insérés *virtuellement* dans le *futur*. Ce délai est fixé à 1 ms ; durée considérée comme grande devant tous les processus physiques de corrélations mis en jeu dans les liquides permettant ainsi de rompre toute corrélation résiduelle. Si une séquence de quatre événements contenant un de ces prompts décalés satisfait les sélections

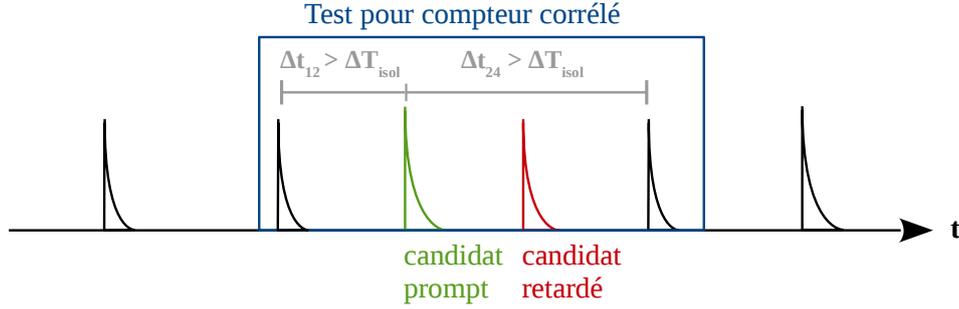


FIGURE 4.3 – Compteur corrélé contenant quatre événements consécutifs sur lesquels les conditions sont appliquées. La corrélation principale est recherchée entre les signaux (2) et (3) tandis que l’isolation entre (1) et (2) d’une part, et (2) et (4) d’autre part sont vérifiées.

(4.16), le compteur d’accidentelles – alors représenté figure 4.4 – est incrémenté. Cette procédure peut-être répétée un grand nombre de fois afin de gagner en statistique et d’obtenir une estimation plus précise du taux de paires accidentelles. C’est ce qui est fait dans l’analyse où chaque candidat prompt est réinséré 100 fois à 1ms d’intervalle. Le nombre de candidats accidentels obtenu à l’issue de l’analyse sera noté N_{acc} .

Facteurs de correction Bien que les coupures (4.16) soient appliquées exactement de la même façon pour la recherche de paires corrélées que pour celles des paires accidentelles, des facteurs de correction – dûs à la construction de l’algorithme – sont à prendre en compte. La probabilité de former une paire accidentelle est en effet légèrement plus faible que celle pour sélectionner une paire corrélée à cause de l’application du veto muon et des coupures d’isolation.

Effet de l’application du veto muon Alors que pour un candidat prompt corrélé, la seule condition pour ne pas perdre l’événement retardé associé est de ne pas avoir eu de muon entre temps – soit dans l’intervalle $[0, \Delta t]$ – cette condition est plus stricte dans le cas des accidentelles puisque l’événement prompt décalé étant virtuel, la condition de ne pas avoir eu de muon s’applique en fait dans l’intervalle constant $[0, \Delta T_\mu]$ devant le retardé. Cet effet est illustré figure 4.6. En considérant la loi d’occurrence d’un muon purement poissonnienne, la probabilité de ne pas avoir de muon dans un intervalle $[0, t]$ s’écrit :

$$P_\mu(t) = e^{-R_\mu \cdot t} \quad (4.17)$$

où R_μ correspond au taux de muons observés. Le facteur de renormalisation des accidentelles lié à l’application du veto muon s’écrit donc :

$$f_{acc}^\mu = \frac{P_\mu(\Delta t)}{P_\mu(\Delta T_\mu)} = \begin{cases} e^{R_\mu(\Delta T_\mu - \Delta t)}, & \text{if } \Delta t < \Delta T_\mu \\ 1, & \text{if } \Delta t > \Delta T_\mu \end{cases} \quad (4.18)$$

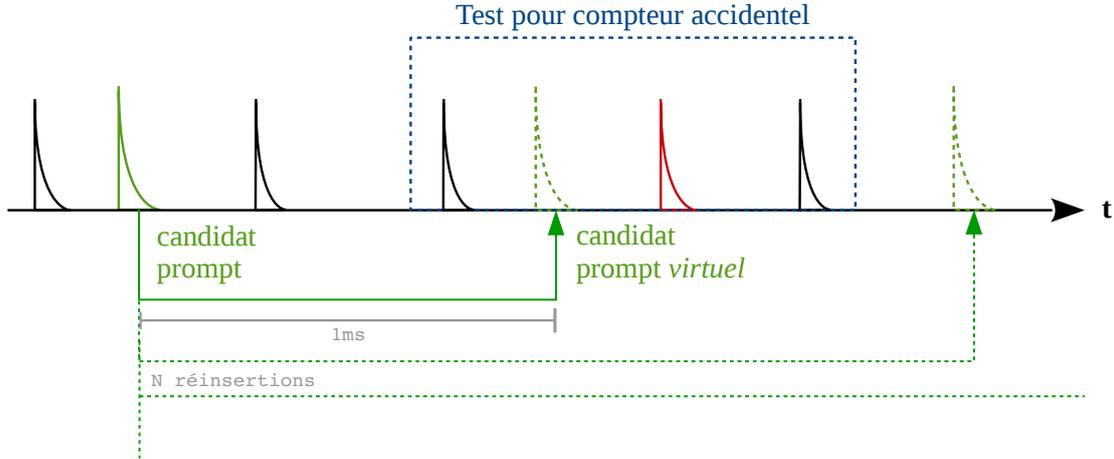


FIGURE 4.4 – Compteur accidentel contenant quatre événements *faussement* consécutifs, puisque le deuxième élément de la suite ordonnée en temps est en fait un candidat prompt obtenu précédemment étant ré-inséré entre deux événements. Les conditions sont ensuite appliquées de la même façon que pour le compteur corrélé sur cette suite de quatre événements.

Effet de l'application des conditions d'isolation De la même façon, l'application de l'isolation temporelle opère différemment sur la probabilité d'accepter une paire accidentelle. En effet, cette condition a déjà été vérifiée pour le prompt initial, et sera demandée une seconde fois lorsque l'événement est ré-inséré ultérieurement dans le cadre de la recherche d'accidentelles, se traduisant par le facteur de normalisation associé à la condition d'isolation suivant :

$$f_{acc}^{isol} = \frac{P_{isol}(\Delta T_{isol})}{P_{isol}(\Delta T_{isol})^2} = \frac{e^{-R_s \cdot 2\Delta T_{isol}}}{(e^{-R_s \cdot 2\Delta T_{isol}})^2} = e^{+R_s \cdot 2\Delta T_{isol}} \quad (4.19)$$

où R_s est le taux d'événements simples au dessus du seuil considéré pour l'isolation temporelle.

Finalement, le facteur global f_{acc} permettant d'estimer la contamination de paires accidentelles parmi les candidats corrélés tel que $N_{corr} = N_{corr+acc} - f_{acc} \cdot N_{acc}$ s'écrit :

$$f_{acc}(\Delta T_{isol}, \Delta T_{\mu}, R_s, R_{\mu}, \Delta t) = \frac{f_{acc}^{\mu} \cdot f_{acc}^{isol}}{N_{ré-insert.}} \quad (4.20)$$

où $N_{ré-insert.}$ est le nombre de ré-insertions du prompt utilisé (100 ici). En plus de la dépendance évidente de ce facteur des paramètres de l'analyse (ΔT_{isol} et ΔT_{μ}) ainsi que des conditions d'acquisition (par R_s et R_{μ}), il est utile de remarquer la dépendance en Δt découlant de 4.18, impliquant une estimation des accidentelles par intervalle pour les distributions l'écart en temps entre prompt et retardé. Pour les autres distributions – en

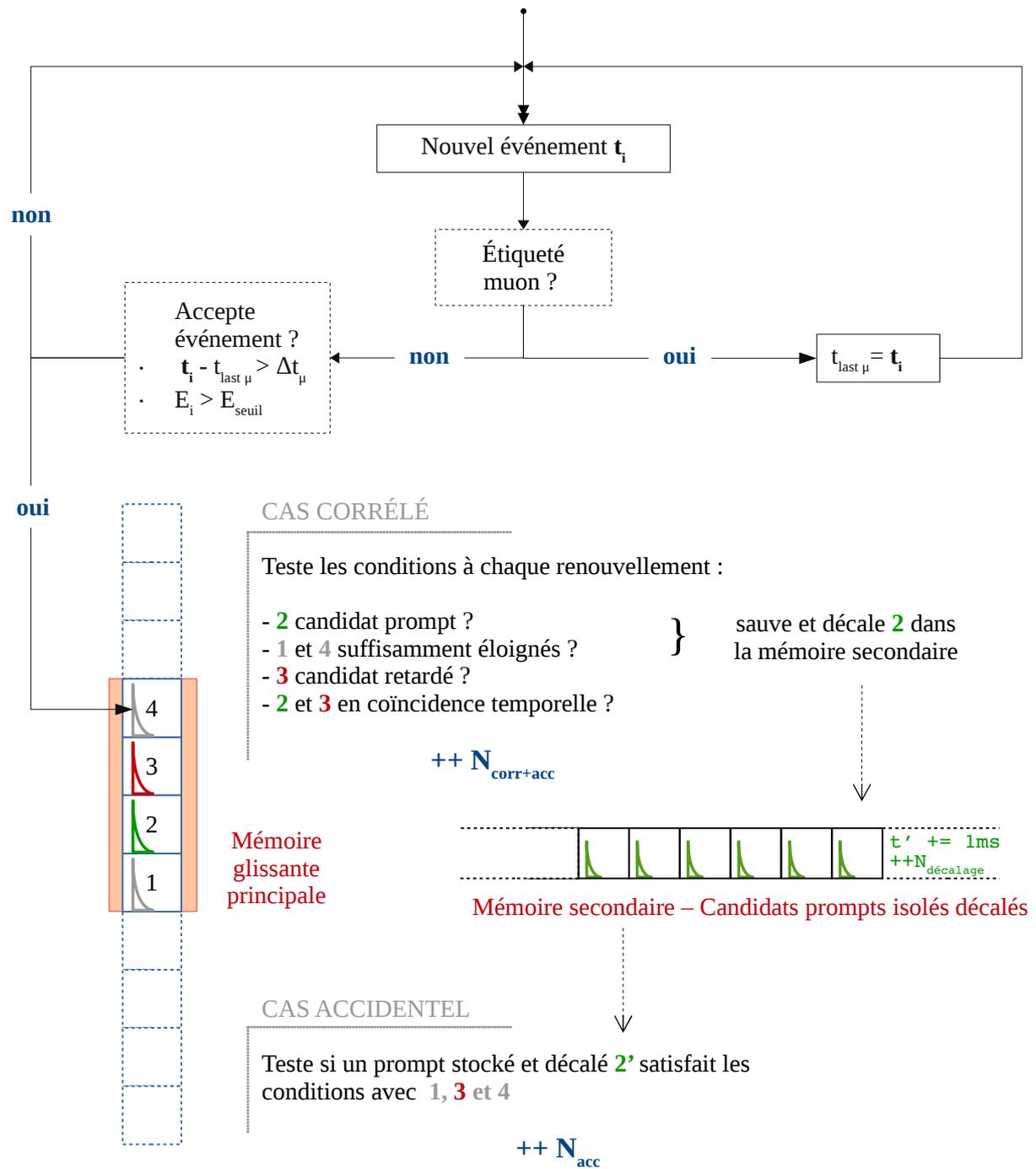
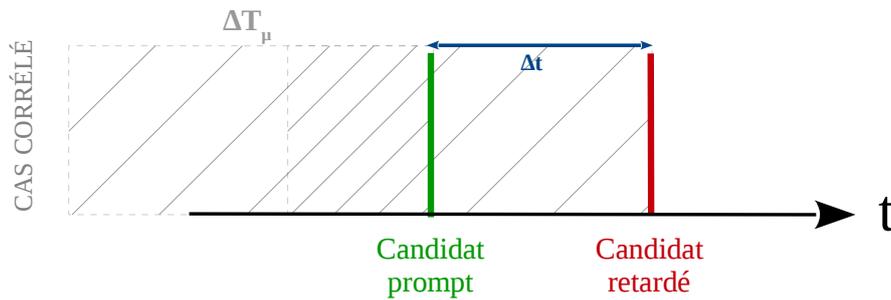
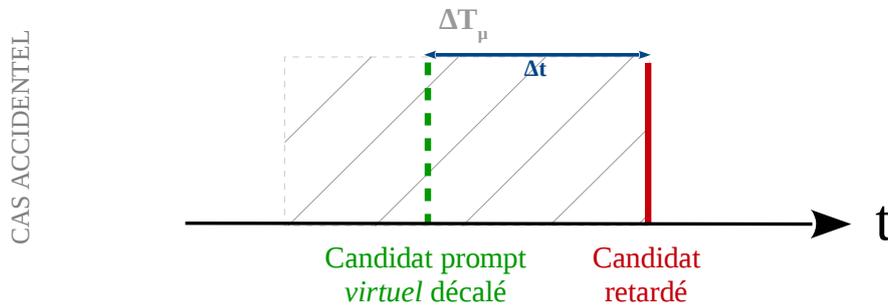


FIGURE 4.5 – Principe du cœur de l’algorithme de recherche de paires



(a) Cas d'une paire corrélée, où la probabilité d'acceptation de la paire sachant que le prompt est au moins isolé de ΔT_μ du dernier muon est fonction de celle de ne pas avoir de muon dans l'intervalle de longueur Δt



(b) Cas d'une paire accidentelle, où la probabilité d'acceptation est fonction uniquement de celle de ne pas avoir de muon dans l'intervalle de longueur ΔT_μ

FIGURE 4.6 – Illustration du facteur de normalisation $f_{acc}^\mu = \frac{P_\mu(\Delta t)}{P_\mu(\Delta T_\mu)}$ dû à l'application du véto muon à appliquer aux paires accidentelles.

principe indépendantes de Δt – la correction sur la contribution accidentelle est calculée comme un facteur de normalisation moyen

$$\bar{f}_{acc} = \frac{\sum_{i=1}^{i_{max}} N_i f_{acc}(\Delta t_i)}{\sum_{i=0}^{i_{max}} N_i} \quad (4.21)$$

où i court sur les intervalles de l’histogramme Δt , Δt_i étant leurs valeurs centrales et N_i leurs contenus.

4.2.3 Correction du temps mort

Expression

Afin de passer d’un nombre de candidats corrélés N_{corr} à un taux de comptage, le temps effectif d’acquisition doit être estimé. Les conditions d’isolation temporelles (4.14) et (4.15) induisent des temps morts qui sont – dans le cadre de STEREO – bien plus importants que ceux dûs au système d’acquisition. Leurs approximations données au 4.1.2 ne prennent pas en compte les probabilités de recouvrement entre les fenêtres de temps morts. Nous avons choisi de développer une approche analytique permettant de dériver l’expression générale du temps mort normalisé à un signal dans le cas général de n types de vetos (cf. annexe A.2) :

$$\bar{u}_n = \frac{1}{R_\Sigma^2} \sum_{i=1}^n R_i (1 - e^{-R_\Sigma \Delta T_i}) \quad (4.22)$$

Dans le cas de l’algorithme de recherche de paires développé ici, seuls deux types de vetos sont utilisés :

- Un veto après les événements identifiés muons, de longueur ΔT_μ (Eq. 4.14),
- Une condition d’isolation autour du candidat prompt exigeant que celui-ci se situe à plus de ΔT_{isol} après un événement quelconque et qu’aucun événement – autre que le candidat retardé – n’arrive dans une fenêtre de longueur ΔT_{isol} après (Eq. 4.15). Reformulée différemment, cette condition est équivalente à la proposition suivante : pour tout événement identifié comme *simple*, un veto de ΔT_{isol} avant et de ΔT_{isol} après cet événement sont appliqués.

L’équation 4.22 s’applique donc dans ce cas avec $n=2$, avec $R_1 = R_\mu$, $\Delta T_1 = \Delta T_\mu$ pour le veto muon et $R_2 = R_s$, $\Delta T_2 = 2 \times \Delta T_{isol}$ pour la condition d’isolation. La fréquence R_Σ à prendre en compte pour le calcul des probabilités de recouvrement est $R_\Sigma = R_\mu + R_s$, conduisant à l’expression de la fraction de temps mort suivante :

$$f_{mort} = R_\Sigma \times \bar{u}_2 \quad (4.23)$$

$$= R_\Sigma \times \frac{1}{R_\Sigma^2} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 R_i (1 - e^{-R_\Sigma \Delta T_i}) \quad (4.24)$$

$$= \frac{1}{R_\Sigma} [R_\mu (1 - e^{-R_\Sigma \Delta T_\mu}) + R_s (1 - e^{-R_\Sigma \times 2 \times \Delta T_{isol}})] \quad (4.25)$$

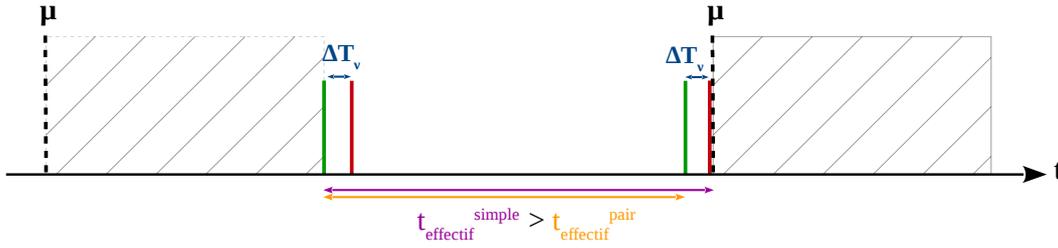


FIGURE 4.7 – Illustration de l’impact de l’étalement temporel d’une paire corrélée de largeur ΔT_ν , dans le calcul du temps mort induit par l’application du veto muon. Le temps effectif qui doit être pris en compte (représenté en orange) est légèrement inférieur à celui calculé pour des événements simple (représenté en violet).

Cette fraction de temps mort est pour l’instant valable pour des événements simples. Dans le cas d’une recherche de candidats corrélés, l’étalement temporel de la paire doit être pris en compte dans le calcul. L’illustration présentée figure 4.7 permet de visualiser que le temps de vie effectif est alors réduit par un terme additionnel.

En conséquence, la fraction totale de temps mort devient :

$$f_{\text{mort}}^{\text{pair}} = f_{\text{mort}}^{\text{single}} + \Delta \bar{T}_\nu R_\mu e^{-R_\Sigma \Delta T_\nu} \quad (4.26)$$

où $\Delta \bar{T}_\nu$ est l’étalement moyen d’une paire corrélée et $R_\mu e^{-R_\Sigma \Delta T_\nu}$ est la fréquence de portes de vetos muons qui ne se recouvrent pas. Comme déjà évoqué, une paire peut être rejetée si un événement se trouve entre le prompt et le retardé. Ceci est pris en compte par le facteur f_{mort} lorsque les conditions d’isolations sont demandées. Si seul le veto muon s’applique, la correction additionnelle $e^{R_s \Delta T_\nu}$ doit être ajoutée.

Finalement, le taux R_{corr} de candidats corrélés est obtenu par :

$$R_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{corr}}}{(1 - f_{\text{mort}}^{\text{pair}}) T_{\text{run}}} \quad (4.27)$$

où T_{run} est le temps réel d’acquisition.

Validité

L’hypothèse sous-jacente à la dérivation du temps mort précédent est que les événements de type simple et muon suivent un processus de comptage poissonien, c’est-à-dire que leurs écarts en temps suivent une densité de probabilité exponentielle². D’éventuelles corrélations physiques entre les populations peuvent *dégrader* cette densité de probabilité ; il s’agit donc ici de vérifier que celles-ci – si elles existent – restent négligeables. Pour cela, les distributions de toutes les combinaisons possibles d’écarts en temps sont construites à partir des données, un exemple est donné sur la figure 4.8.

L’amplitude de la déviation par rapport à une pure loi de Poisson est simplement estimée comme la proportion d’événements excédentaires présents aux faibles écarts en temps

2. Ce résultat, qui sera justifié dans le paragraphe 4.3.1, est anticipé ici.

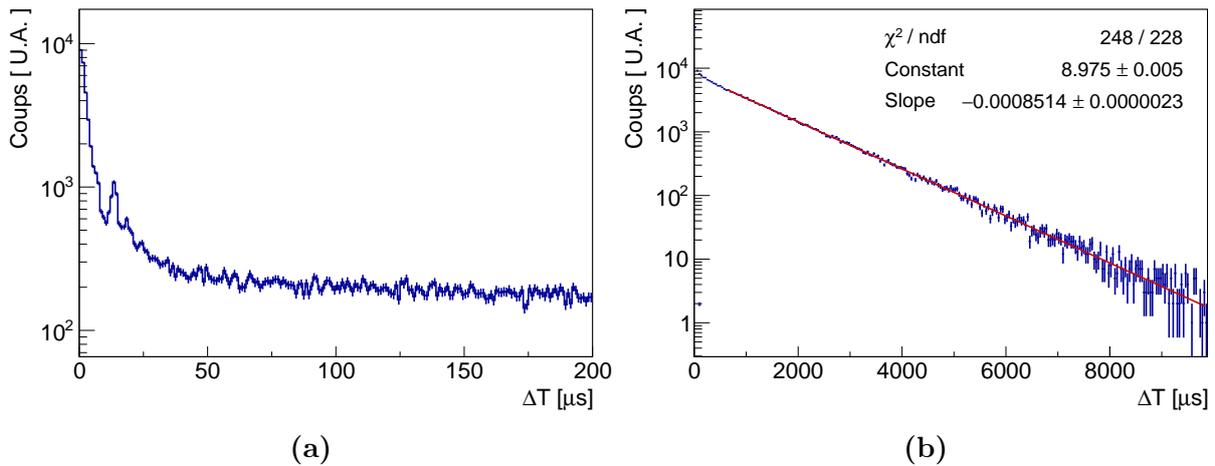


FIGURE 4.8 – Distribution des écarts en temps entre muons et événements simples. La région à faibles écarts en temps présentée figure (a) possède une composante corrélée, déviant d’une pure loi exponentielle que l’on retrouve pour de grands écarts en temps et dont la pente correspond à la fréquence de muons (figure (b)). Pour ce cas précis, environ 10 % des événements appartiennent à la composante corrélée supplémentaire.

par rapport à une pure loi exponentielle dictée uniquement par la fréquence moyenne d’occurrence des signaux. Ces déviations sont présentées dans le tableau 4.2. La seule déviation significative observée correspond à la corrélation entre muons et événements simples et ne biaise pas les estimations de temps mort car les événements situés après les signaux identifiés comme muons sont systématiquement rejetés lors de la première étape dans la chaîne d’analyse. Les autres biais sont considérés négligeables.

Écart considéré	Déviaton loi de Poisson	Biais Δf_{mort}
$\mu - s$	10 %	0
$\mu - \mu$	1 %	< 0.1 %
$s - s$	1 %	< 0.1 %
$s - \mu$	0 %	0

TABLE 4.2 – Déviations de la loi de poisson pour toutes les corrélations traitées deux-à-deux entre les muons (μ) et les événements simples (s) et biais induit sur la fraction de temps mort.

4.2.4 Autres utilisations de l’algorithme

Le programme de recherche de paires corrélées a été écrit en C++ et utilise la notion de polymorphisme permettant une grande flexibilité et l’implémentation d’outils variés. Le cœur de l’algorithme décrit précédemment sert de base et peut se décliner en divers sous-algorithmes qui doivent simplement définir leurs sélections spécifiques sans se soucier de la recherche de paires assortie de l’estimation des accidentelles associées. Utilisé dans

le cadre de cette thèse pour la recherche de candidats neutrinos, il est également mis à profit au sein de la collaboration pour le suivi en temps de la reconstruction en énergie à partir des signaux de capture sur l'hydrogène et le gadolinium (cf. 3.3.1) ainsi que pour les études de l'efficacité de capture du neutron dans le détecteur à partir des données de calibration AmBe (cf. 3.3.3).

4.3 Validations

Tester le programme de recherche de paires sur des séquences d'événements générées aléatoirement – où le nombre exact de candidats injectés est connu – est un moyen robuste pour valider rigoureusement chaque étape de procédure d'estimation des taux, et présente l'avantage de pouvoir explorer divers régimes de comptage.

4.3.1 Générateur aléatoire de suites d'événements

Avant même de pouvoir valider le programme de recherche de paires en lui-même, le processus de génération de suites d'événements aléatoires doit être maîtrisé et non biaisé, et doit réunir les caractéristiques attendues d'une séquence d'événements *réelle*. Pour cela, il convient de définir les différentes populations à simuler et de connaître les lois de probabilités de leurs taux d'occurrence.

Lois de probabilité utilisées

Un événement physique obéit à un processus poissonien, décrivant des événements se produisant à des instants aléatoires avec une fréquence moyenne f donnée. Un certain nombre d'hypothèses – détaillées dans l'annexe A.1 – permettent d'exprimer la probabilité d'avoir k occurrences dans l'intervalle de temps $[0,t]$:

$$P(k|f)(t) = \frac{(ft)^k}{k!} e^{-ft} \quad (4.28)$$

De cette expression se dérive la densité de probabilité $g(t)$ décrivant l'intervalle de temps séparant deux événements (cf. annexe A.1) :

$$g(t) = fe^{-ft} \quad (4.29)$$

C'est cette loi de probabilité qui sera utilisée pour générer les séquences. Celles-ci seront donc composées de signaux *isolés* – avec pour unique paramètre leur fréquence moyenne – et de paires corrélées. Pour ces dernières, en plus du taux d'occurrence moyen, une corrélation entre le signal prompt et le signal retardé doit être modélisée. Pour le générateur implémenté ici, une approximation de la densité de probabilité obtenue via la simulation par une distribution lognormale est utilisée. Cette approximation n'a pas d'impact dans le travail présenté ici.

Validation du générateur

L'absence de biais du générateur a été vérifiée en retrouvant l'accord entre la distribution du nombre total d'événements générés dans des intervalles de temps divers avec la loi de Poisson décrite par l'équation (4.28), et ce, pour différentes fréquences combinées et différents ordres de grandeurs. Nous disposons donc d'un générateur de séquence aléatoires fiable permettant de composer de façon flexible des suites d'événements, fusion d'un ensemble de composantes isolées et corrélées.

4.3.2 Validation de l'algorithme de recherche de paires

Séquences générées

Des séquences au même format que les données – acquisitions d'une heure – sont donc générées et sont le fruit de la fusion entre

- des signaux isolés étiquetés comme "muons" ayant un taux d'occurrence R_μ ,
- des signaux isolés étiquetés comme "prompt" ayant un taux d'occurrence R_p ,
- des signaux isolés étiquetés comme "retardé" ayant un taux d'occurrence R_r ,
- des signaux isolés étiquetés comme "simples" ayant un taux d'occurrence R_s ,
- et des paires corrélées de deux signaux, dont le premier est étiqueté comme "prompt", et le deuxième comme "retardé", générés avec un taux R_c .

La variation des différents taux dans le temps est simulée au moyen d'une modulation arbitraire des différents taux d'événements simples, indépendamment les uns des autres.

Test de soustraction des accidentelles Afin de valider les facteurs de corrections accidentels (4.18) et (4.19), des séquences contenant uniquement des événements simples pour de forts taux de comptage ont été générées. Dans ce cas particulier, les compteurs corrélés et accidentels doivent estimer la même quantité puisque $R_{corr+acc} \equiv R_{acc}$. Les distributions des écarts en temps entre candidats prompt et retardé sont présentées figures 4.9, découlant de l'utilisation de deux recherches de paires où le veto muon et les conditions d'isolations sont appliqués l'un après l'autre.

Les ruptures de pentes observées proviennent de la façon d'appliquer les coupures temporelles. Afin de mieux appréhender ces comportements, les densités de probabilité de former une paire accidentelle que représentent ces distributions sont explicitées dans l'annexe A.3.

Ces tests valident la bonne estimation des paires accidentelles au pourcent.

Test de correction des temps morts Le but ici étant de valider les corrections de temps morts, les séquences générées sont constituées uniquement d'événements déclenchant des véto à des taux de l'ordre de grandeur des plus élevés rencontrés expérimentalement, et de candidats corrélés à une fréquence arbitraire. Leurs valeurs sont reportées dans le tableau 4.3. Les différentes composantes des temps morts sont testées indépendamment, puis de façon combinée, les résultats sont résumés dans le tableau 4.4 et valident

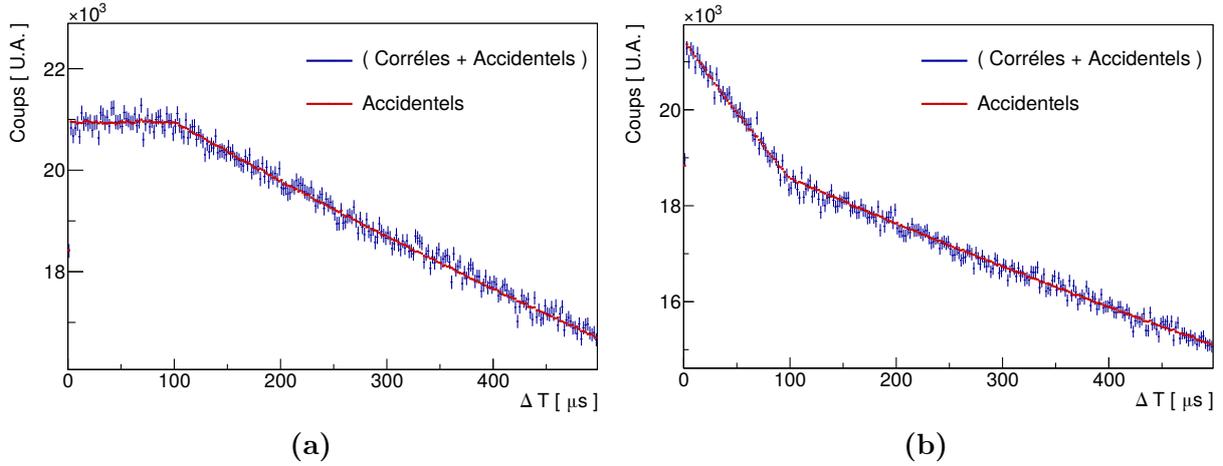


FIGURE 4.9 – Distributions des écarts en temps obtenues par le compteur corrélé (en bleu) et accidentel (en rouge), pour une recherche de paire effectuée avec une fenêtre de coïncidence de $500 \mu\text{s}$ avec des taux de candidats prompt et retardés ~ 10 fois plus élevés que ceux rencontrés dans STÉRÉO. Pour (a), seule la condition d’isolation est requise ($\Delta T_{isol} = 100 \mu\text{s}$) tandis que seul le veto muon ($\Delta T_{\mu} = 100 \mu\text{s}$) est appliqué pour (b).

Durée simulée	Prompts	Retardés	Muons	Simple	Corrélés
30 jours	/	/	1000 Hz	200 Hz	5000/jour

TABLE 4.3 – Jeu de données simulé

Sélections	Fraction de temps mort f_{mort}^{pair}	Taux corrélé reconstruit
μ -veto	$(1 - e^{-R_{\mu}\Delta T_{\mu}}) + \Delta \bar{T}_{\nu} R_{\mu} e^{-R_{\mu}\Delta T_{\mu}} = 11.33 \%$	4999.7 ± 13.7 /jour
isolation	$(1 - e^{-R_s\Delta T_{isol}^{12}}) + (1 - e^{-R_{\Sigma}\Delta T_{isol}^{24}}) = 3.96 \%$	4991.6 ± 13.2 /jour
μ -veto + isol	f_{mort}^{pair} total eq. (4.23) = 14.75 %	5003.4 ± 14.0 /jour

TABLE 4.4 – Résultats après analyse

les expressions des temps morts implémentées. La précision statistique obtenue permet de valider l’estimation du temps mort avec une incertitude de 1 %.

Test complet Un test reproduisant 30 jours d’acquisition incluant tous les types de signaux détaillés au 4.3.2, modulés avec de fortes amplitudes est finalement effectué. Les résultats, présentés sous la forme de l’évolution des taux de candidats corrélés pour lesquels toutes les corrections testées jusqu’à lors ont été appliquées, sont reportés sur la figure 4.10. Malgré les fortes variations des taux d’accidentelles – représentées en rouge – et des temps morts induits par les muons et les événements simples, le taux de candidats corrélés – en vert – obtenu après soustraction des accidentelles et correction du temps effectif est en accord avec le nombre de *vrais* signaux injectés.

Durée simulée	Prompts	Retardés	Muons	Simple	Corrélés
30 jours	15 Hz (± 2)	5 Hz (± 2)	900 Hz (± 100)	220 Hz (± 40)	5000 jour ⁻¹

TABLE 4.5 – Jeu de données complet simulé. Les taux moyens de génération sont indiqués, avec leurs éventuelles amplitude de modulation entre parenthèses.

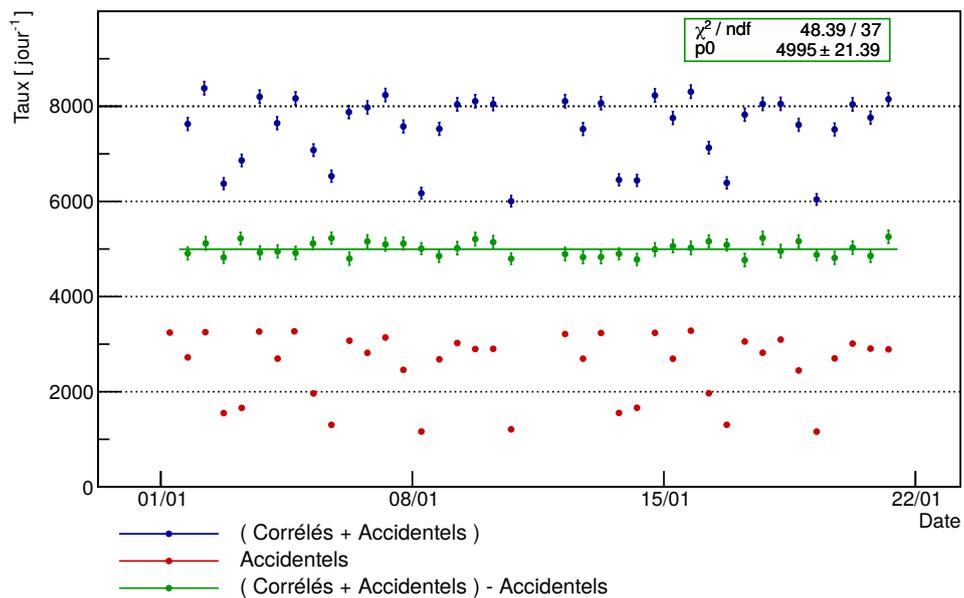


FIGURE 4.10 – Résultats du test complet à partir des données générées selon les paramètres reportés dans le tableau 4.5.

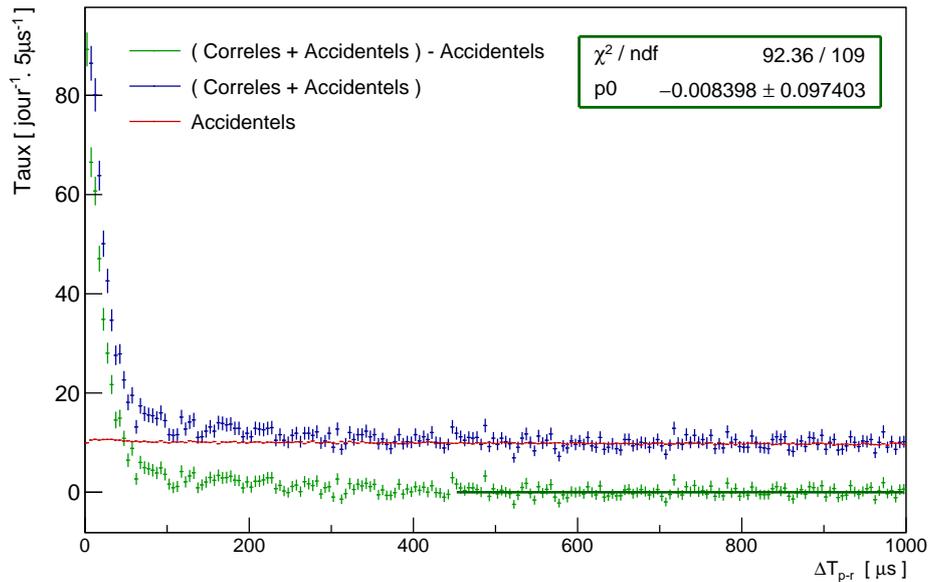


FIGURE 4.11 – Distributions des écarts en temps obtenues par le compteur corrélé (en bleu) et accidentel après application des corrections (en rouge), pour une recherche de paire effectuée avec une fenêtre de coïncidence de $1000 \mu\text{s}$, sur une semaine d’acquisition en période d’arrêt, en phase II. L’ajustement sur l’intervalle $[450, 1000] \mu\text{s}$, au-delà de toute corrélation physique, de la soustraction – en vert – par un polynôme d’ordre 0 est compatible avec une constante nulle et valide ainsi la bonne soustraction des accidentelles.

4.3.3 Validations sur les données

En complément des tests de soustraction d’accidentelles du paragraphe 4.3.2, la validation des corrections peut être effectuée directement sur les données. Dans les conditions réelles d’acquisition, il n’est bien-sûr pas possible de s’affranchir des corrélations physiques. Cependant, sous l’hypothèse que ces dernières n’existent qu’à faibles délais caractéristiques τ_{corr} , leurs densités de probabilité finissent par épouser celles des accidentelles pures pour $\Delta t \gg \tau_{corr}$. Une recherche de paires avec une fenêtre de coïncidence étendue à 1 ms sur des données acquises pendant une semaine conduit aux distributions de corrélations temporelles présentées sur la figure 4.11.

La superposition des distributions obtenues par les compteurs corrélé (en bleu) et accidentel (en rouge) confirme que la majorité des processus de corrélations au sein du liquide cible ont un temps caractéristique τ_{corr} de l’ordre de la dizaine de μs . Une faible composante à temps caractéristique plus élevé – une centaine de μs – existe également et peut correspondre à des événements ayant eu lieu en bord de cible et pour lesquels le temps de vie du neutron aurait été allongé par une phase de diffusion dans un milieu hydrogéné. Au delà de toute corrélation physique, la différence entre les distributions des compteurs corrélé et accidentel est compatible avec zéro et valide, une fois encore, la correction précise des accidentelles.

4.4 Conclusion

La signature de l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$ dans la cible est un signal corrélé en deux temps. Un algorithme pour l'extraction de ce type de candidats a été implémenté. La recherche de paires corrélées s'effectue simultanément à celle des candidats accidentels, permettant d'estimer leur contamination en temps réel. Le cœur du programme est optimisé pour l'application de sélections d'isolations visant à s'affranchir d'une partie du bruit de fond d'origine cosmique attendu dans STEREO. Des corrections liées à l'application de ces sélections doivent être appliquées aux candidats accidentels. En outre, ces veto – muon et isolation – génèrent du temps mort qui doit lui aussi être corrigé afin de reconstruire des taux physiques à partir des comptages obtenus. Ces facteurs de correction ont été validés au pourcent à partir de séquences d'événements générées aléatoirement, reproduisant les conditions d'acquisitions rencontrées.

Les outils sont donc réunis pour entreprendre l'étude des candidats corrélés et accidentels en période d'arrêt dès le chapitre 5 qui suit – donnant ainsi accès au bruit de fond – et en période de fonctionnement, pour la mesure du signal $\bar{\nu}_e$, sujet des chapitres 6 et 7.

Chapitre 5

Étude des bruits de fond corrélés

Ce chapitre décrit le travail réalisé lors de cette thèse à partir des candidats de désintégration β -inverse obtenus lors des périodes d'arrêt du réacteur¹. Ces études ont pour objectif de caractériser le bruit de fond corrélé, d'étudier sa structure en énergie, sa dépendance en temps ou avec les conditions environnementales, et d'identifier son origine. Ces connaissances seront utiles pour la suite, elles permettront de définir et de raffiner la procédure d'extraction du signal $\bar{\nu}_e$ que nous présenterons au chapitre 6. Il est utile de rappeler ici que le taux d'antineutrinos attendu dans STEREO est de l'ordre de 400 $\bar{\nu}_e$ / jour, et que les spécifications de l'expérience donnent un rapport signal sur bruit de l'ordre de l'unité. Les analyses qui suivent prennent alors tout leur sens une fois ces ordres de grandeurs en tête.

Après avoir présenté brièvement la physique des rayonnements cosmiques et la génération de bruit de fond corrélé au niveau de STEREO dans la première section de ce chapitre, nous nous attacherons en deuxième partie à identifier et à caractériser les composantes résiduelles au sein des candidats corrélés obtenus en périodes d'arrêt. Les corrélations de ce bruit de fond avec les conditions de l'environnement proche (variations des niveaux de la piscine) et avec les conditions atmosphériques, seront abordées dans la troisième partie de ce chapitre.

5.1 Exposition au rayonnement cosmique

Les processus physiques capables d'imiter la signature de la désintégration β -inverse ont été identifiés dès la première détection d' $\bar{\nu}_e$ par COWAN et REINES (voir 1.1.2) comme étant ceux générés par les rayonnements cosmiques. La majorité des expériences de détection d' $\bar{\nu}_e$ sont enterrées en profondeur afin d'atténuer ce flux parasite. La physique de ces générateurs de bruit de fond est brièvement exposée dans cette section et est mise en lien avec la situation en surface particulière de STEREO, seulement protégée par l'enceinte du réacteur et le canal de transfert de 6 m de profondeur, représentée sur la figure 5.1.

1. Nous ne traitons donc pas ici d'éventuels bruits de fond corrélés en provenance du réacteur. La contamination de $\bar{\nu}_e$ résiduels provenant de combustibles usés a été estimée inférieure au pourcent.

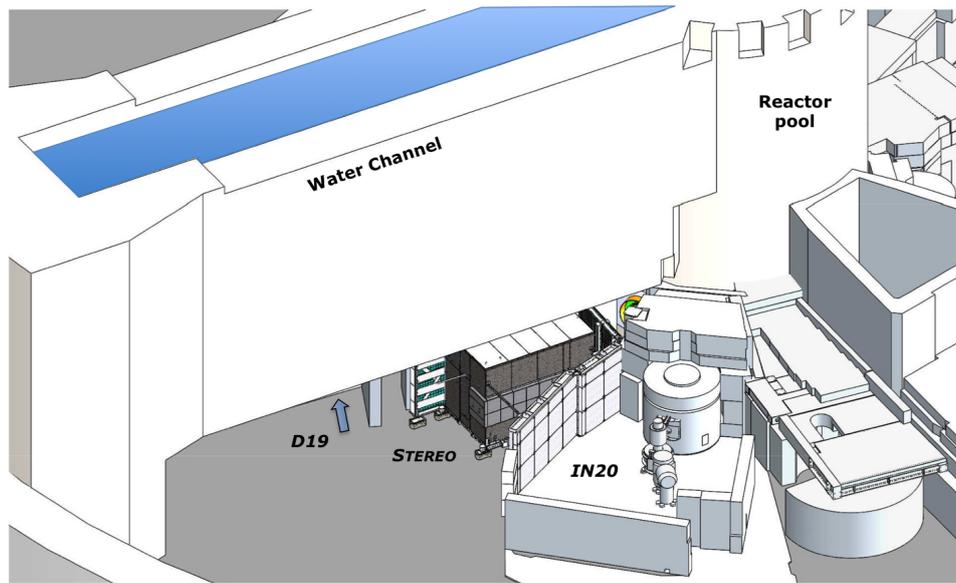


FIGURE 5.1 – Vue schématique de la protection de STEREO offerte par le canal de transfert – d’une profondeur de 6 m – situé au dessus du détecteur.

5.1.1 Bruits de fond attendus

Les neutrons rapides sont les plus susceptibles d’imiter un candidat valide de désintégration β -inverse. Deux cas de figures existent. Dans le cas où seul un neutron rapide pénètre le liquide cible, le signal prompt est donné par la thermalisation de ce dernier et le signal retardé provient de la capture de ce même neutron après diffusion. Dans le cas où plusieurs neutrons parviennent à atteindre le milieu de détection, toutes les combinaisons de corrélations sont envisageables entre les différents signaux de thermalisation et de capture.

Ces neutrons rapides peuvent être créés directement dans les gerbes atmosphériques, ou plus localement par l’interaction de muons cosmiques sur un noyaux lourd à proximité du détecteur. La section efficace de ce processus de spallation est d’autant plus grande que le nombre de masse du noyau cible est élevé [112]. Une quantité non négligeable de neutrons rapides peut alors être créée par ce biais dans les blindages lourds de STEREO (plomb, fer doux, carbone dans une moindre mesure...).

5.1.2 Production dans la haute atmosphère

Dans la haute atmosphère, à une quinzaine de kilomètres d’altitude, l’interaction des rayonnements cosmiques avec les noyaux atmosphériques par des processus de cascades intra-nucléaires donne lieu à l’émission – entre autres – de pions, kaons, et de neutrons, d’énergie du MeV au GeV, préférentiellement émis vers la terre. Les muons sont des sous-produits de ces réactions, ils proviennent des désintégrations des pions. Ces interactions primaires laissent les noyaux d’oxygène et d’azote cibles dans des états excités. L’un des canaux possibles de désexcitation est alors l’évaporation de neutrons, dont l’énergie

typique est de l'ordre du MeV. La distribution de ces neutrons est, quant à elle, plus isotrope. Par processus de thermalisation dans l'atmosphère (et, plus tard, dans l'eau du canal), les deux composantes qui viennent d'être évoquées vont contribuer à "nourrir" la partie du spectre à plus basse énergie [113, 114]. Une part des neutrons thermiques est absorbée dans l'atmosphère, contribuant notamment à la formation de ^{14}C via la réaction $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$.

5.1.3 Flux au niveau de STEREO

Muons

De par leur fort pouvoir pénétrant, les muons sont les particules chargées les plus abondantes à la surface de la terre. Le flux résiduel au niveau du sol est de $\sim 100 \mu\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ pour une énergie moyenne d'environ 4 GeV et une distribution angulaire totale suivant loi connue en $\cos^2(\theta)$, où θ désigne l'angle d'incidence² [115]. La présence du canal déforme et atténue le flux de muons cosmiques initial à la surface de la terre. La figure 5.2 présente les résultats de mesures de ce flux pour différents angles d'incidence et pour différentes positions – à l'extérieur et à l'intérieur de l'enceinte du réacteur – réalisées dans la casemate à l'emplacement détecteur, avant la conception de STEREO. Ces mesures ont permis d'une part de quantifier l'atténuation du flux – entre 2 et 4 pour des muons verticaux – et, d'autre part, de constater que l'effet d'ombrage apporté par le canal diffère d'un point à l'autre du détecteur.

Neutrons

Bien que moins intense, un flux résiduel de neutrons d'origine cosmique peut potentiellement être responsable d'une partie du bruit de fond corrélé. Si la situation enterrée de la majeure partie des détecteurs de neutrinos leur permet de négliger cette contribution, l'emplacement de STEREO à la surface de la terre justifie de se pencher sur cette hypothèse. Les mesures du flux résiduel de neutrons à la surface de la terre pour plusieurs altitudes sont présentées figure 5.3. L'amplitude du groupe des neutrons thermiques est d'autant plus grande que l'altitude est basse. Les composantes des évaporations de neutrons à énergie moyenne et des cascades intra-nucléaires à plus haute énergie sont clairement identifiables autour de 1 MeV et 100 MeV respectivement. A titre indicatif, le flux de neutrons intégré pour des énergies supérieures à 10 MeV est de l'ordre de $40 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour une altitude proche du niveau de la mer.

Afin d'évaluer une éventuelle contribution des neutrons cosmiques au bruit de fond corrélé dans STEREO, il est raisonnable de ne considérer que la partie à plus haute énergie de ce spectre, en supposant que les 6 m d'eau et 2 m de béton au dessus du détecteur modèrent complètement la composante à énergie intermédiaire. L'atténuation de neutrons de 100 MeV est de l'ordre de 10^{-7} , conduisant à un flux résiduel de neutrons cosmiques au niveau de STEREO à moins d'un neutron par jour et par cellule.

2. Cette loi n'est plus correcte dès lors qu'on décompose le spectre en différentes composantes énergétiques

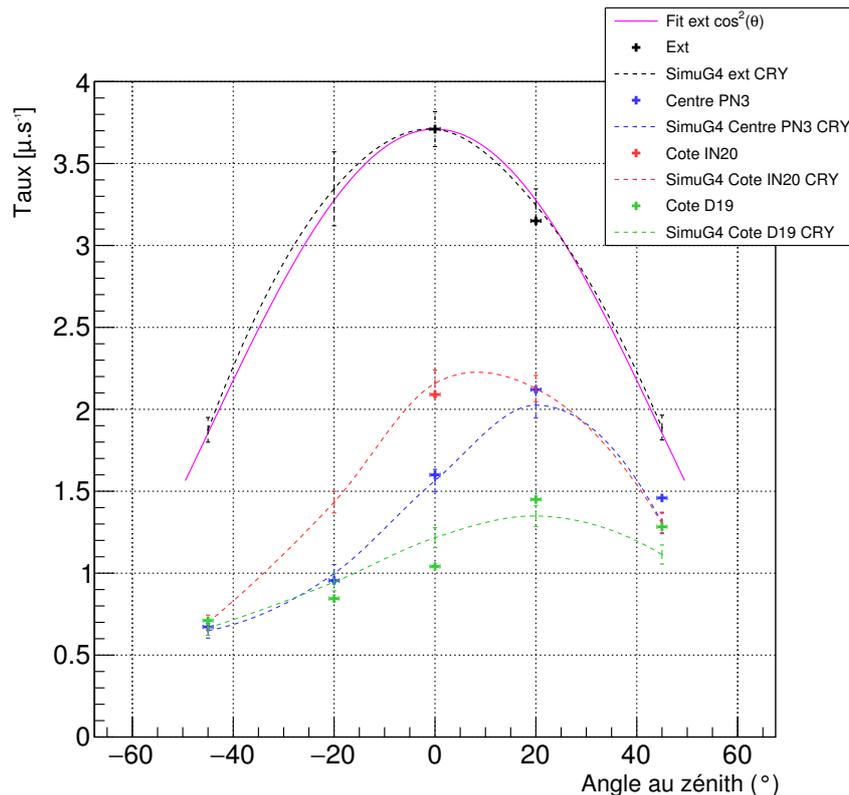


FIGURE 5.2 – Taux absolu de muons cosmiques mesurés à l’aide de deux scintillateurs plastiques en coïncidence (de dimensions $52 \times 12 \times 0.8$ cm) en fonction de l’angle par rapport au zénith, pour différentes situations : en noir à l’extérieur, en rouge, bleu et vert pour une position côté IN20, au centre de la casemate et côté D19 respectivement. Les traits pointillés correspondent à la simulation effectuée à partir des bibliothèques CRY associées à la modélisation de la géométrie complète de l’ILL avec Geant4. Une seule normalisation de la simulation est utilisée pour les quatre mesures à partir du taux extérieur à 0 degrés. Figure issue de [116].

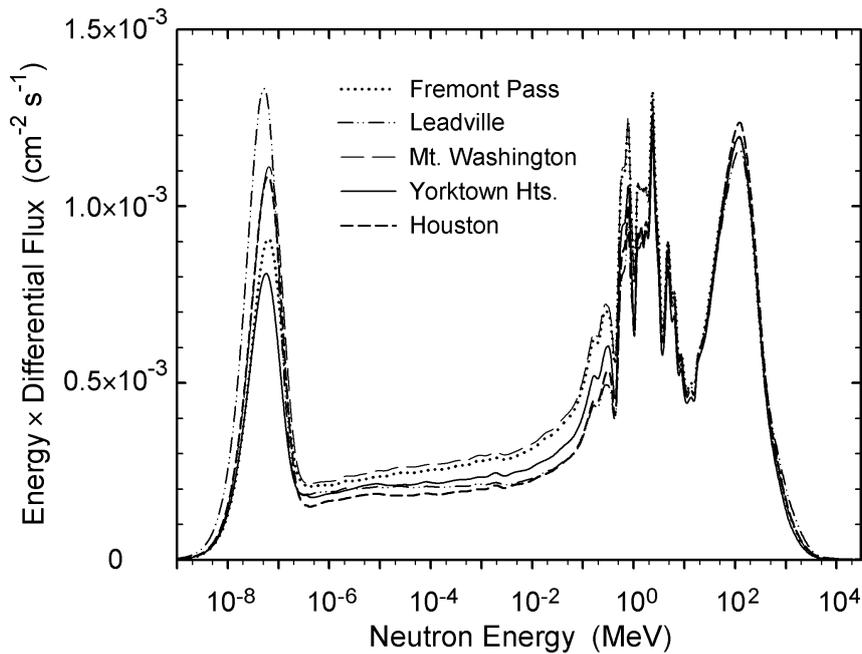


FIGURE 5.3 – Flux résiduel de neutrons cosmiques produits dans la haute atmosphère mesuré à la surface de la terre, pour différentes altitudes. Les distributions sont normalisées par rapport au flux au niveau de la mer. Figure issue de [114].

5.2 Bruits de fond résiduels

Les jeux de candidats corrélés présentés dans cette section sont ceux obtenus à l’issue d’une recherche de paires effectuée sur des données acquises en périodes où le réacteur est à l’arrêt, principalement en phase II, avec l’algorithme détaillé dans le chapitre précédent. Les distributions présentées seront soustraites de leur contamination accidentelle de façon à n’étudier que les composantes corrélées. Le jeu initial de coupure (\mathcal{S}_0) correspond à celui présenté en détails dans 4.1 et résumé dans le tableau 4.1, et sera utilisé – sauf mention particulière – dans cette section. L’identification du bruit de fond corrélé associé va permettre de raffiner et éventuellement de compléter ces sélections initiales afin de réduire potentiellement sa contribution et ainsi d’augmenter le rapport signal sur bruit.

5.2.1 Muons en fin de parcours

Identification

La distribution de la corrélation temporelle entre candidats prompt et retardé – représentée en rouge sur la figure 5.4 – présente une composante non négligeable à faible écarts en temps non attendue dans le cas de processus de captures de neutrons. L’ordre de grandeur de $2\mu\text{s}$ de la constante de temps associée semble plutôt indiquer que des

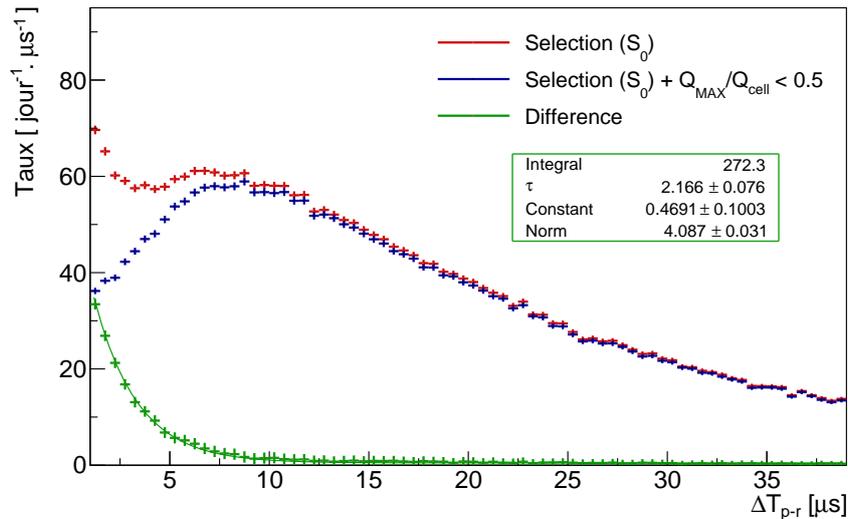


FIGURE 5.4 – Distribution des écarts en temps entre candidats prompts et retardés pour le jeu de coupures initial (\mathcal{S}_0) – en rouge – et impact de l’application de la condition dite d’*asymétrie* de collection des charges (5.5) – en bleu. La soustraction entre les deux distributions est présentée en vert, et est ajustée par la somme d’une constante et d’une exponentielle décroissante.

désintégrations de muons soient identifiés comme candidats (IBD), via l’un des canaux

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (5.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (5.2)$$

Pour ces événements, le signal prompt correspond à l’énergie déposée par le muon en fin de parcours. Le signal retardé provient quant à lui du dépôt d’énergie de l’électron ou du positron résultant de la désintégration du muon dont la durée de vie est de $\tau_\mu = 2.197 \mu\text{s}$ [115].

Le spectre de l’électron Michel – du nom du physicien ayant dérivé son expression analytique [117] – s’étend en forme de demie-cloche jusqu’à son point maximal où il s’éteint de façon nette autour de $E_e^{max} = \frac{m_\mu}{2}$, dans le cas d’un muon libre. Dans le cas d’un ralentissement dans la matière, les μ^- en fin de parcours vont former un état lié avec les noyau du milieu – un atome muonique – pour ensuite se désintégrer sur orbite (processus fréquemment abrégé DIO, pour *Decay In Orbit*). Si la variation du temps de vie effectif est inférieure au pourcent par rapport à sa valeur dans le vide, le spectre de l’électron sera quant à lui significativement modifié [118]. Les effets de champs Coulombien et de taille finie, rendent la forme du spectre plus symétrique et une queue apparaît pour des énergies supérieures à E_e^{max} [119].

Afin de valider l’hypothèse que ce sont bien des désintégrations de muons qui sont identifiées dans le bruit de fond corrélé pour de faibles écarts en temps, nous avons modifié le jeu de coupures (\mathcal{S}_0) dans le but de retrouver les caractéristiques qui viennent d’être évoquées. Ainsi, ($\mathcal{S}_{\mu\text{-stop}}$) permet de sélectionner un plus grand échantillon de candidats

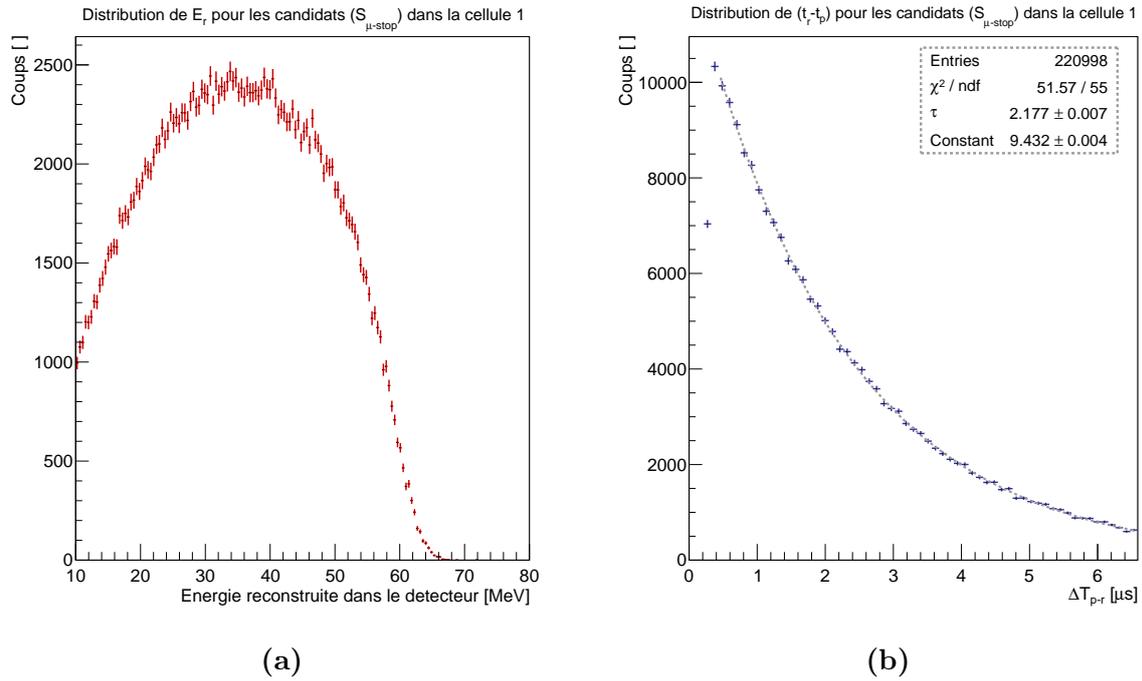


FIGURE 5.5 – Spectre en énergie retardée (a) et écart en temps (b) pour les candidats corrélés obtenus via la sélection de désintégrations de muons dans le détecteur ($S_{\mu\text{-stop}}$), ici pour la cellule 1.

et d'accéder à l'intégralité des électrons Michel retardés par l'élargissement des fenêtres en énergie jusqu'à 100 MeV, tout en réduisant la contribution des captures de neutrons avec un seuil minimal de l'énergie retardée à 10 MeV et une constante de temps limitée à quelques microsecondes. En outre, le libre parcours moyen d'un électron de plusieurs dizaine de MeV devient non négligeable devant la taille des cellules. Une sélection d'événements entièrement contenus dans le volume cible en sélectionnant les événements pour lesquels le muon s'est arrêté après avoir traversé au moins 20 cm de liquide – soit après un dépôt d'environ 50 MeV – permet de s'affranchir partiellement de ces effets de bord.

Le spectre retardé reconstruit associé à cette sélection ($S_{\mu\text{-stop}}$) est présenté sur la figure 5.5a. Les effets de non-linéarités, à la fois en charge pour l'électronique et en échelle d'énergie en ce qui concerne la réponse du liquide ne permettent pas de faire une analyse fine de ce spectre. Néanmoins, l'allure légèrement asymétrique et surtout la présence d'une énergie maximale à ce spectre aux alentours de 60 MeV laisse peu de doutes quant à l'identification correcte de ces événements. L'existence de ces désintégrations de muons au sein du bruit de fond corrélé de STEREO est corroborée par l'ajustement des écarts en temps avec une exponentielle décroissante – exposée figure 5.5b – dont le temps caractéristique est très proche de τ_μ .

Topologie des événements sélectionnés

La condition d'un seuil maximum en énergie autour de 8 MeV pour l'événement prompt interdit la sélection de muons pénétrant trop profondément dans le liquide avant de s'arrêter. Les désintégrations de muons sélectionnées comme candidats valides ont alors nécessairement lieu en bordure des cellules. Un fort dépôt d'énergie dans la couronne externe d'un muon en incidence latérale entraînant un veto, la seule configuration possible est obtenue pour des muons verticaux – non détectés par le veto muon au préalable – et est illustrée sur la figure 5.8. Pour ces événements à l'extrémité supérieure de la cible, la charge collectée par la photocathode la plus proche du vertex d'émission de lumière va être nettement supérieure à celle vue par les autres, contrairement aux émissions de lumière plus centrales où les réflexions rendent la collection de charge plus homogène. Nous choisissons alors de définir l'observable

$$\zeta_{\text{cell}} = Q_{\text{max}} / Q_{\text{cell}} \quad (5.3)$$

$$\text{avec } \begin{cases} Q_{\text{cell}} = \sum_{i=1}^4 Q_i \\ Q_{\text{max}} = \max \{ Q_i, i \in [1, 4] \} \end{cases} \quad (5.4)$$

La figure 5.9 illustre la nette corrélation entre temps de coïncidence et ζ_{cell} .

L'identification de ces désintégrations de muons diffère entre les phases I et II de prise de données, comme en témoigne la figure 5.6, comparant les distributions de ζ_{cell} pour les candidats tels que $\Delta T_{p-r} < 2\mu\text{s}$. Estimés à plus de 700 jour⁻¹ en phase I, ces événements ne sont plus que de l'ordre de 400 jour⁻¹ en phase II. En phase I, du fait de la fuite de l'huile minérale assurant le couplage optique avec les PMTs de la cellule 4 dans la cible principale, une légère augmentation des niveaux peut expliquer que plus de muons s'arrêtant à l'extrémité des cellules puissent être détectés.

Après avoir vérifié que les distributions de ζ_{cell} étaient correctement reproduites par la simulation à partir de données de calibrations, nous avons étudié l'effet d'une coupure sur l'efficacité de sélection des $\bar{\nu}_e$. La coupure optimale conservant 99 % du signal est

$$\zeta_{\text{cell}} < 0.5 \quad (5.5)$$

Elle permet de rejeter plus de 60 % de ce bruit de fond en phase I, contre seulement 45 % en phase II, rendant la contamination comparable pour les deux phases. La distribution des écarts en temps résultant de l'application de cette condition supplémentaire est superposée en rouge sur la figure 5.4. La soustraction entre les deux distributions – avant et après application de la coupure – figure en vert.

Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ (cf. 3.4) de ces candidats sont représentées sur les figures 5.7a et 5.7a. Tandis qu'en phase I, le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ moyen de ces événements est élevé, avec notamment un épaulement autour de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} \sim 0.5$, il est de l'ordre de celui des reculs d'électrons en phase II, donc dans la région d'intérêt du signal $\bar{\nu}_e$. Ce constat nous a contraint à appliquer une sélection supplémentaire en phase II sur le temps de coïncidence, dont le seuil minimal a été fixé à 2 μs .

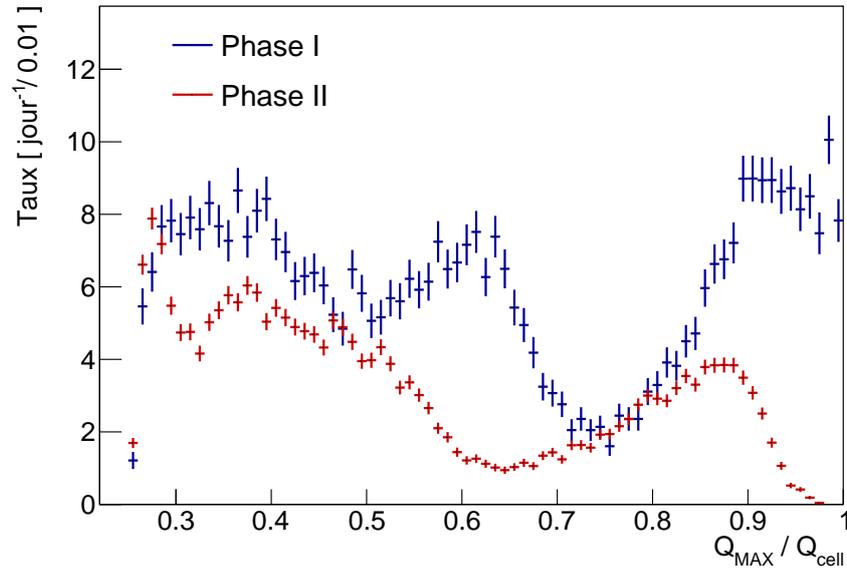


FIGURE 5.6 – Distributions de ζ_{cell} pour la sélection (\mathcal{S}_0) avec $\Delta T_{p-r} < 2\mu\text{s}$ pour les phases I (en bleu) et II (en rouge) de prise de données, en périodes d’arrêt.

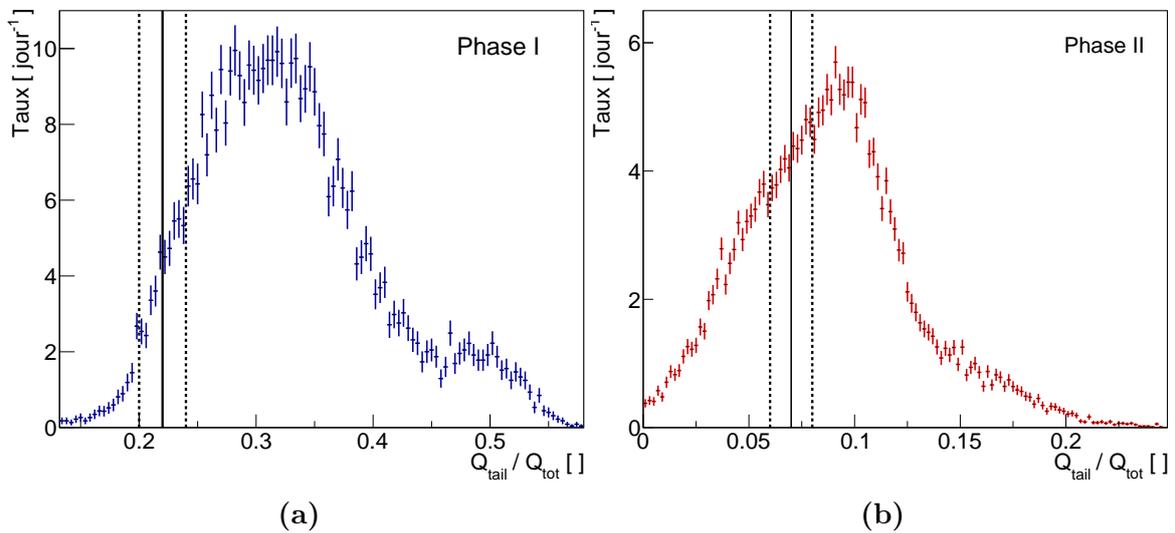


FIGURE 5.7 – Distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour la sélection (\mathcal{S}_0) avec $\Delta T_{p-r} < 2\mu\text{s}$ pour les phases I (en bleu, Fig (a)) et II (en bleu, Fig (b)) de prise de données, en périodes d’arrêt. A titre indicatif, les lignes pleines indiquent la position moyenne des reculs électroniques μ_γ , tandis que les lignes pointillées délimitent les régions $\mu_\gamma \pm \sigma_\gamma$. Les paramètres d’intégration des charges Q_{tot} et Q_{tail} ont été modifiés entre les deux phases (cf. 3.4.1)

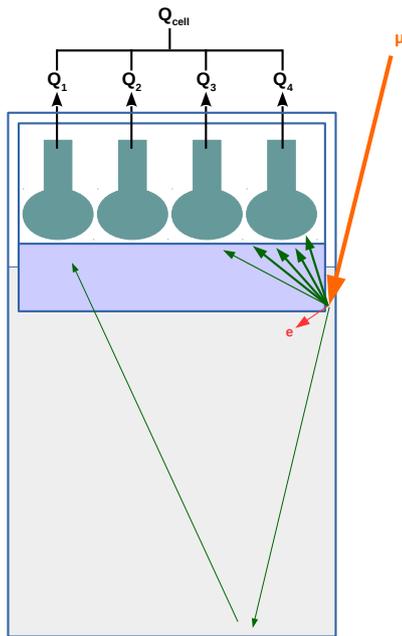


FIGURE 5.8 – Illustration d’une désintégration de muon s’arrêtant à l’extrémité supérieure d’une cellule. Le muon en fin de parcours, représenté en orange, s’arrête et se désintègre juste sous les photomultiplificateurs, engendrant une asymétrie dans la collection des charges déposées entre les quatre photocathodes.

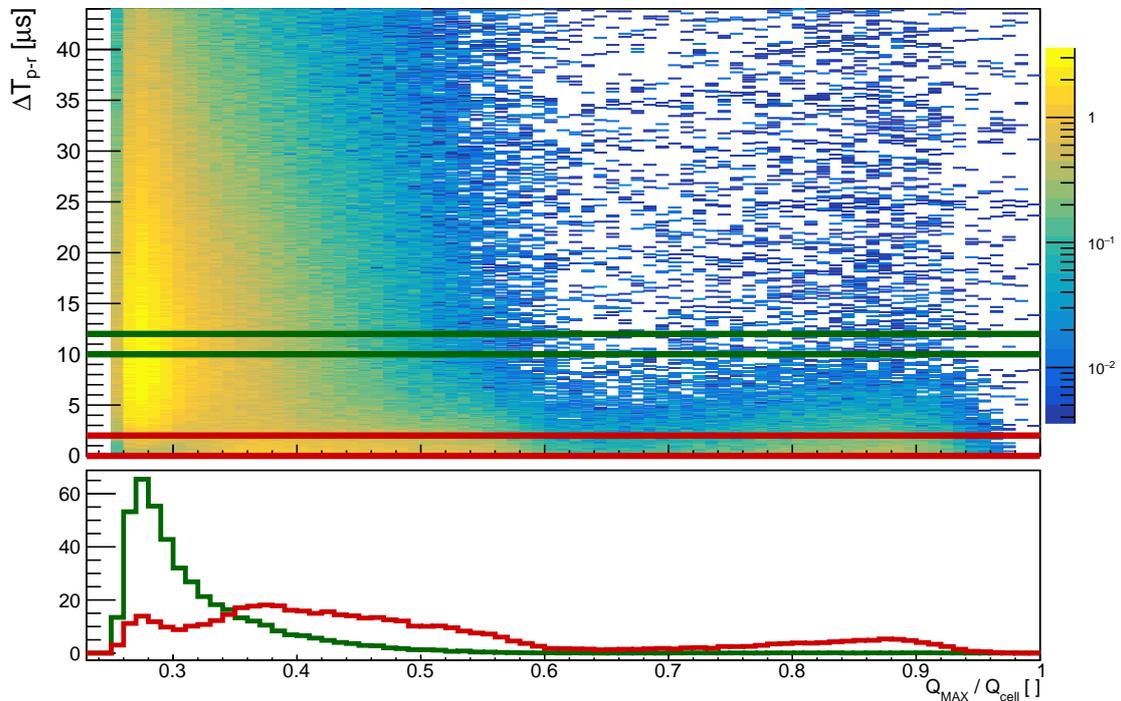


FIGURE 5.9 – Corrélation en temps entre prompt et retardé des candidats en fonction de l’asymétrie de collection de charge $\zeta_{\text{cell}} < 0.5$ (figure du haut). En bas figurent les distributions d’asymétrie pour deux fenêtres de projection : en rouge pour $0 \mu\text{s} < \Delta T < 2 \mu\text{s}$ et en vert pour $10 \mu\text{s} < \Delta T < 12 \mu\text{s}$, où la valeur la plus probable est de 0.275.

5.2.2 Bruits de fond induits par les neutrons

Une fois cette première composante de bruit de fond identifiée, la population restante est constituée d'événements dont la corrélation entre prompt et retardé est liée à la physique du neutron – thermalisation et diffusion – dans le détecteur. Cette catégorisation générale est justifiée par la distribution temporelle des écarts en temps des candidats corrélés restants après application d'une sélection sur l'asymétrie, représentée en bleu sur la figure 5.4, qui présente l'allure caractéristique de la densité de probabilité du temps de vie d'un neutron, discutée au 4.1.2 du chapitre précédent.

La figure 5.10 offre une visualisation des différentes populations de ce bruit de fond. Elle présente l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ du signal prompt, en fonction de l'énergie reconstruite de ce même signal. A fortes valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, le bruit de fond est constitué de reculs de protons, induits par neutrons rapides. Les valeurs de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ plus faibles définissent la composante électromagnétique, ou de reculs d'électrons. A basse énergie ($E_{\text{rec}} \lesssim 2 \text{ MeV}$), cette dernière est dominée par les désintégrations de muons que nous venons de détailler. Deux composantes sont ensuite visibles, aux alentours de 2.2 MeV et 5 MeV, et sont suivies d'un fond continu jusqu'aux alentours de 8-9 MeV.

Sur la figure 5.11 sont représentées les projections de ces différentes populations sur l'axe en énergie. La projection totale est représentée en noir, avec une extension du seuil haut à 20 MeV. L'application d'une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ (définie au 3.20) permet la projection de la composante de recul d'électrons, en bleue, et de sa complémentaire, en rouge. Nous choisissons ici de discuter ce bruit de fond selon leur décomposition en ces deux types de populations.

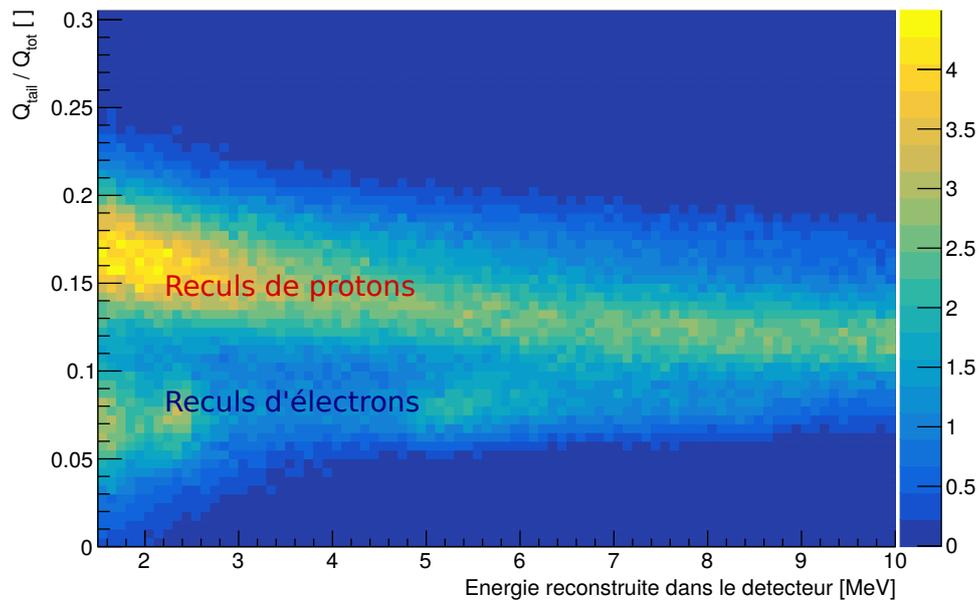


FIGURE 5.10 – $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en fonction de l'énergie dans le détecteur pour les candidats corrélés obtenus lors de la période d'arrêt en phase II suivant les sélections (\mathcal{S}_0).

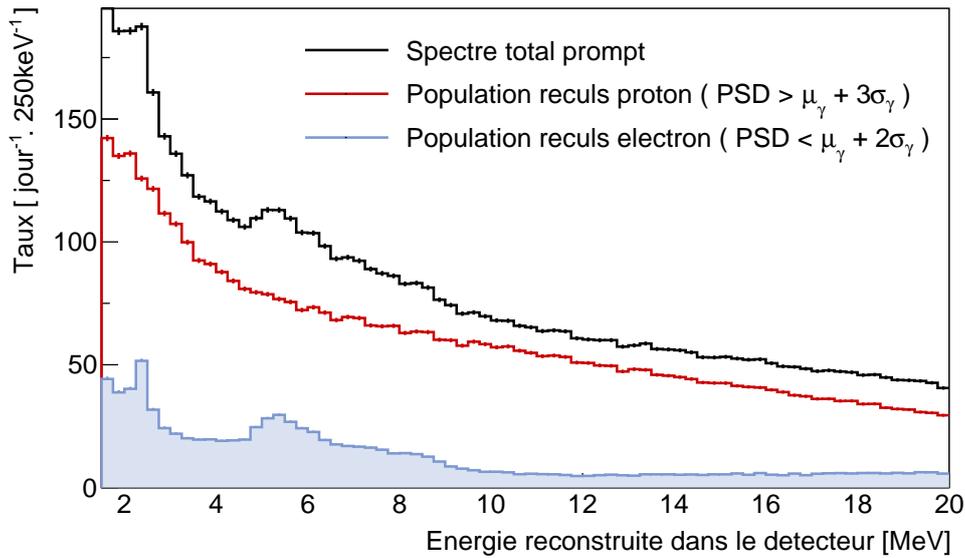
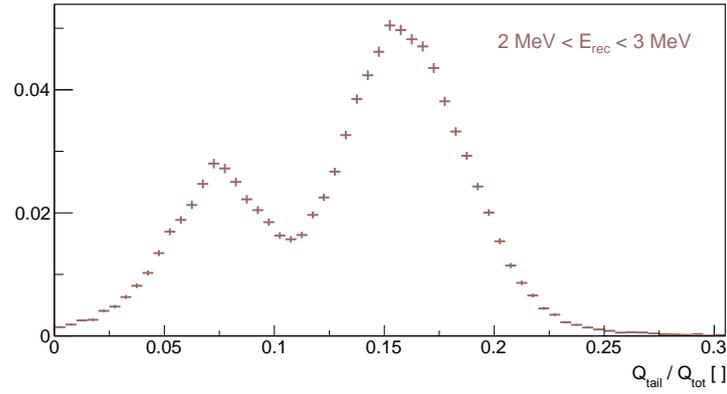


FIGURE 5.11 – Distribution de l'énergie reconstruite dans le détecteur pour les candidats prompts corrélés sélectionnés avec (\mathcal{S}_0) , en noir. La discrimination en forme des signaux permet de scinder ce spectre en sa composante de reculs électroniques, en bleu, et de reculs nucléaires, en rouge.

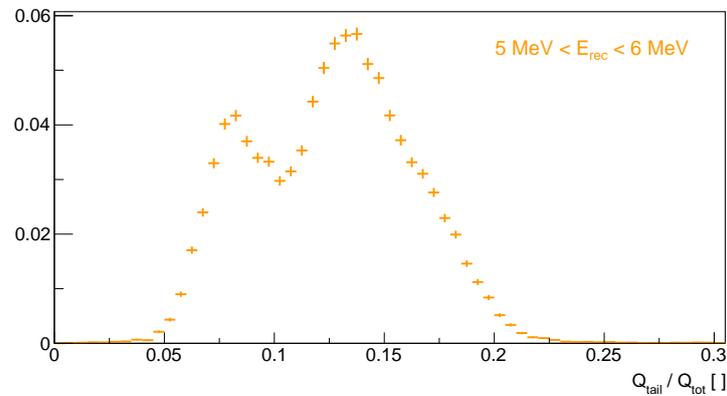
Neutrons rapides

Les neutrons rapides – à fort $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ – sont responsables de la majeure partie du bruit de fond corrélé. La distribution énergétique de cette population (en rouge sur la figure 5.11) révèle un spectre de neutrons rapides monotone sur toute la gamme d'énergie. En guise d'introduction aux problématiques qui seront discutées dans le prochain chapitre (section 6.1.3), il est utile de noter dès maintenant que, si l'application d'une coupure en discrimination en forme des signaux isole bien cette distribution énergétique, elle ne permet pas de quantifier rigoureusement sa contribution au bruit de fond, car une simple coupure ne prend bien évidemment pas en compte les éventuelles contaminations entre les populations.

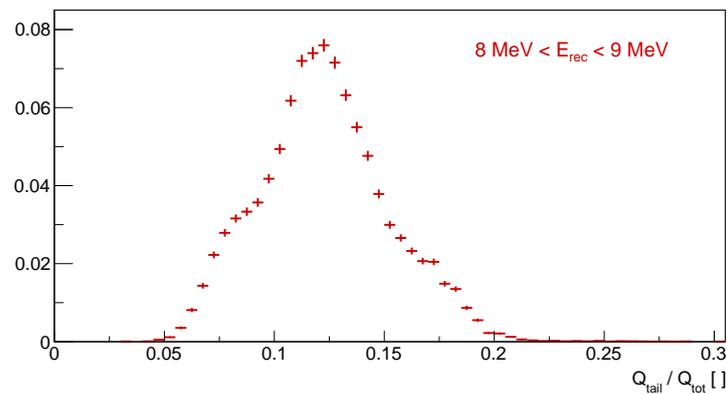
La projection des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour différents intervalles énergétiques à partir de toute la statistique disponible en phase II présentée sur la figure 5.12 a permis de mettre en évidence une sous-composante de cette population, apparaissant plus clairement à haute énergie. Tandis que le ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ moyen de la composante principale diminue de $\sim 30\%$ de 2 à 8 MeV, l'évolution de celui de l'épaulement avec l'énergie est beaucoup moins prononcée – c'est ce qui permet de le voir se dégager à haute énergie. L'origine de cette composante n'est pas établie. Il pourrait s'agir de multiples interactions de neutrons de basse énergie dans un même événement. Cela expliquerait alors la valeur relativement élevée du ratio, qui s'apparente à celle obtenue à basse énergie pour la composante principale.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.12 – Distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ obtenues par projections pour différents intervalles énergétiques, à partir de la sélection (S_0) des candidats corrélés obtenus en période d’arrêt, en phase II. Alors qu’à basse énergie (Figure (a), entre 2 et 3 MeV), une unique composante de reculs de protons semble se dessiner, un épaulement pour $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} \gtrsim 0.15$ apparaît nettement pour les énergies supérieures (Figure (b), entre 5 et 6 MeV et figure (c), entre 8 et 9 MeV). Les axes en ordonnées sont en unités arbitraires.

Composantes électromagnétiques

La distribution énergétique des candidats corrélés dont le prompt est causé par un recul électronique – distribution bleue sur la figure 5.11 – se révèle plus structurée que la précédente, et s’éteint autour de 8-10 MeV. Deux composantes s’en distinguent.

Captures multiples Le premier pic s’apparente à celui du rayonnement γ associé à la capture d’un neutron sur l’hydrogène, à 2.2 MeV. La fenêtre en énergie de l’événement retardé associé impose que ce dernier soit une capture sur le gadolinium ; ces paires corrélées semblent donc correspondre en réalité à deux captures successives de deux neutrons différents. Ce type de configuration constitue l’un des bruit de fond attendu provoqué par la création de multiples neutrons rapides par les rayonnements cosmiques. Il est supposé être fortement atténué par les coupures dites d’isolations, introduites au 4.1.2. La figure 5.13 illustre l’impact de ces sélections temporelles et confirme que leur application permet la réduction d’un facteur 3 des composantes identifiées comme les captures sur l’hydrogène et le gadolinium.

La présence résiduelle des ces captures multiples doit alors correspondre à des situations pour lesquelles les neutrons voient leur temps de vie effectif augmenté pour pouvoir survivre au delà des conditions temporelles demandées. La comparaison des sections efficaces macroscopiques de capture dans les liquides de STEREO au 2.2.1 a permis de mettre en évidence que les temps caractéristiques de capture sur l’hydrogène sont d’un ordre de grandeur plus élevés que ceux sur le gadolinium. Les milieux hydrogénés proches de la

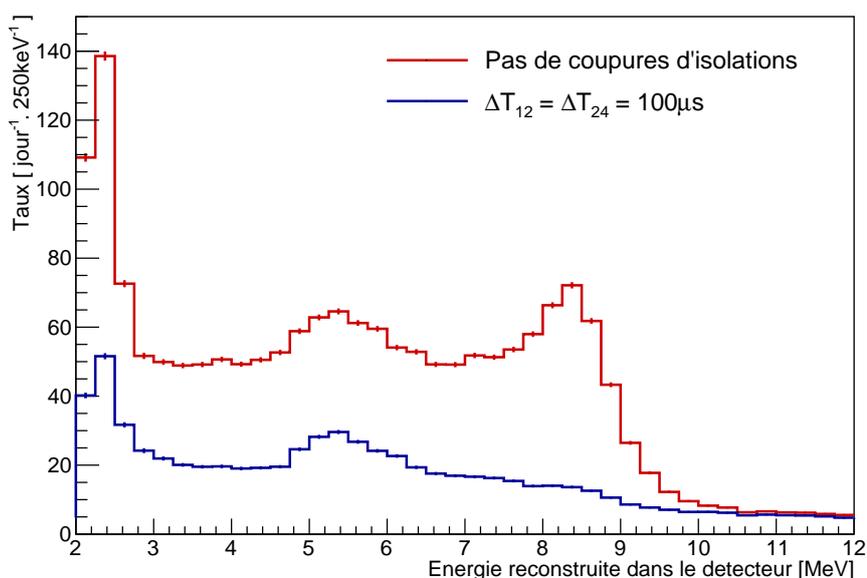


FIGURE 5.13 – Distribution de l’énergie reconstruite dans le détecteur pour les candidats prompts corrélés sélectionnés avec (\mathcal{S}_0) , et une coupure PSD à 2.5σ , avec et sans coupure d’isolation, en bleu et rouge respectivement.

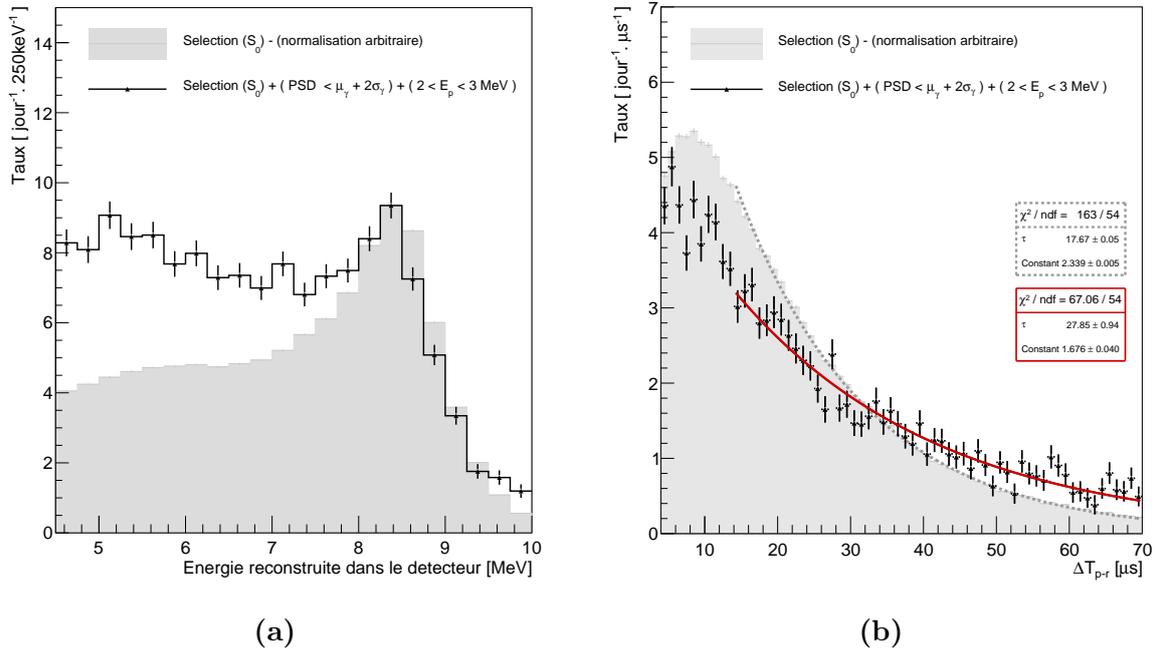
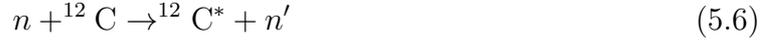


FIGURE 5.14 – Spectre en énergie retardée (a) et écart en temps (b) pour la sélection (\mathcal{S}_0), en gris et pour sa sous-population restreinte aux candidats pour lesquels le prompt est une capture sur l’hydrogène, en noir.

cible sont la couronne externe remplie de liquide scintillant non dopé au gadolinium, et les blocs en acrylique assurant l’isolation entre les liquides et les photomultiplicateurs. Un neutron émis en bordure de cible a une probabilité non nulle d’effectuer une partie de son parcours dans l’un de ces milieux et donc de voir son temps de vie légèrement allongé. Ces événements corrélés résiduels dans le bruit de fond proviennent donc vraisemblablement de processus physiques ayant lieu en bordure de cible.

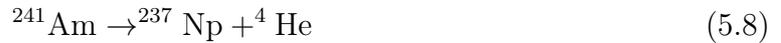
Une indication cohérente avec cette hypothèse est apportée par la comparaison entre une sous-sélection de candidats dont le prompt est entre 2 et 3 MeV et fait partie de la population d’interactions électromagnétiques et la sélection (\mathcal{S}_0) pour laquelle les captures sont attendues majoritairement au sein du volume cible. Leurs distributions d’énergies retardées et de temps de corrélation sont confrontées figure 5.14. La queue de distribution – associée à la fuite de γ en dehors du volume – est plus importante en proportion pour les événements étudiés que pour ceux de référence. L’écart en temps entre candidat prompt et retardé présente bien un temps caractéristique significativement supérieur à celui de la capture radiative sur le gadolinium dans le liquide cible. Les volumes d’acryliques comme la couronne extérieure constituent alors une sorte de *réservoir* de neutrons thermalisés dont la durée de vie est supérieure à celle dans la cible. Ces indices indiquent qu’une optimisation des conditions d’isolations temporelles sera profitable à la réduction de ces composantes de captures.

Réaction induite par neutrons $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ La deuxième structure remarquable du spectre prompt présenté figure 5.11 se situe entre 5 et 6 MeV en énergie reconstruite. Cette composante semble être déjà présente sur le spectre de bruit de fond mesuré à l'ILL en 1981, bien que non identifiée [28]. Elle peut correspondre à la diffusion inélastique de neutrons rapides sur les atomes de carbone présents dans le liquide :



dans laquelle un neutron n' d'énergie cinétique moindre $E'_c < E_c$ est émis et laisse l'atome de ^{12}C dans un état excité, justifiant la caractérisation de diffusion inélastique. L'énergie d'excitation est alors libérée sous la forme d'un ou de plusieurs rayonnements gammas, selon le schéma de niveau du ^{12}C ; les deux premiers niveaux se situant à 4.439 MeV (2^+) et 7.654 MeV (0^+) respectivement. [22]

Un rapprochement peut être fait entre ce processus et celui qui est à l'origine d'une production de neutrons rapides au sein de la source d'Américium-Béryllium (AmBe). Au sein de cette source, la mixture d'Américium – qui décroît par rayonnement alpha – et de Béryllium, permet la formation de ^{13}C , dont la décroissance par émission d'un neutron ramène à l'état final précédemment évoqué (5.7) avec son rayonnement de désexcitation γ associé.



Dans le cas de la source AmBe, les photons de (5.11) sont majoritairement issus de la désexcitation du premier niveau du carbone, à 4.439 MeV. Les neutrons n' sont quant à eux en moyenne produits avec 4-5 MeV d'énergie cinétique, mais leur spectre peut s'étendre jusqu'à 11-12 MeV [120, 121].

L'hypothèse peut alors être testée par la confrontation entre la distribution du bruit de fond corrélé et celle obtenue lors de l'utilisation d'une source de calibration d'Américium-Béryllium. A l'aide d'une recherche de paires corrélées sur des acquisitions avec cette source déployée à l'intérieur d'une cellule et sous la cible, nous obtenons le spectre prompt des réactions (5.11) et (5.10), les événements retardés associés provenant de la capture du neutron généré via (5.10). La forte activité de la source à disposition – de l'ordre de 10 kHz en émission de neutrons – rend la probabilité d'empilements de paires comparable à celle de former une paire réellement corrélée et explique la présence de pics correspondant aux captures de neutrons sur l'hydrogène et le gadolinium, à 2.2 et ~ 8 MeV, respectivement. L'amplitude de ces composantes peut être modulée par les conditions d'isolations. Le spectre présenté figure 5.15 est réalisé avec une coupure d'isolation permettant d'obtenir un ratio similaire entre le pic à ~ 5 MeV et celui à ~ 8 MeV à celui des données de bruit de fond en période d'arrêt.

Le meilleur accord est obtenu lorsque la source est déployée en bas d'une cellule et est présenté sur la figure 5.15. Ceci reflète la présence d'un bruit de fond préférentiellement en provenance du fond du détecteur, ce point sera discuté au 5.2.4. La correspondance entre les positions les plus probables des différentes composantes du bruit de fond et de celles obtenues grâce à l'étude avec la source d'étalonnage valide leur identification en terme de processus $H(n,\gamma)$, $^{12}C(n,n'\gamma)^{12}C$ et $Gd(n,\gamma)$ pour les pics à ~ 2.2 , ~ 4.4 et ~ 8 MeV respectivement. Le léger excès présent dans le bruit de fond entre 6 et 8 MeV peut s'interpréter soit comme une dégradation de la reconstruction énergétique du pic $Gd(n,\gamma)$ similaire à celle présentée figure 5.14, soit comme la présence d'autres composantes électromagnétiques, plus ténues. Moyennant un neutron incident suffisamment énergétique, la diffusion inélastique $^{12}C(n,n'\gamma)^{12}C$ peut laisser l'atome de carbone dans son deuxième état excité à 7.654 MeV, peuplant ainsi la région lors de l'émission de deux rayonnements gamma de désexcitation successifs par (5.7).

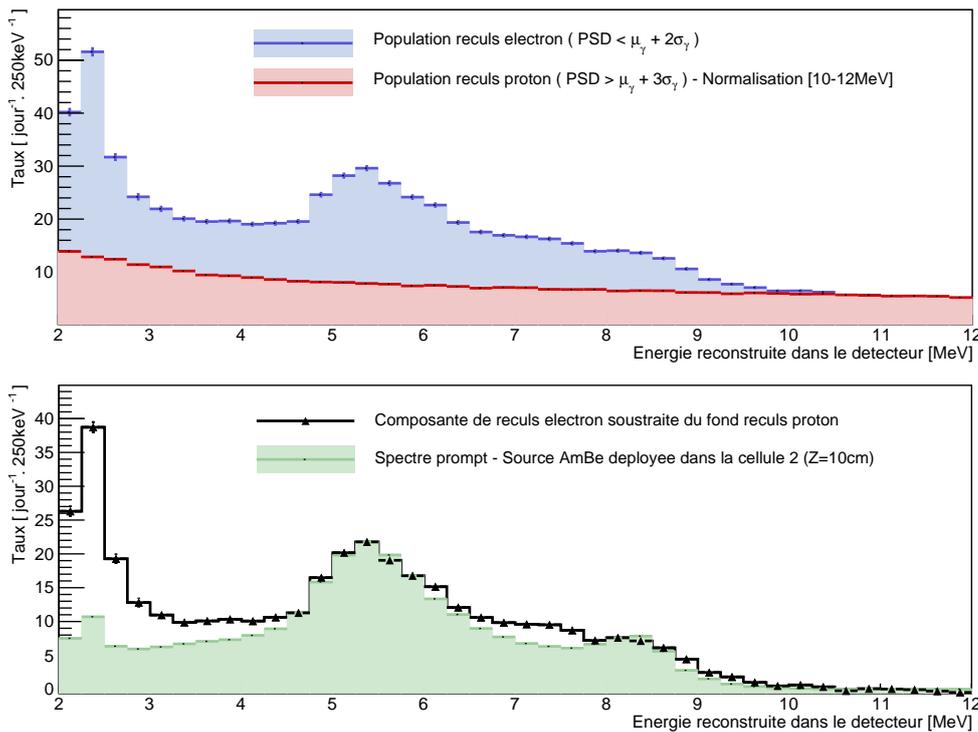


FIGURE 5.15 – Figure supérieure : distribution de l'énergie reconstruite dans le détecteur pour les candidats prompt sélectionnés avec (\mathcal{S}_0) et une coupure PSD électronique à $2\sigma_\gamma$, en bleu. La contamination restante de reculs de protons au sein de cette distribution – en rouge – est estimée en normalisant le spectre de reculs de proton déjà présenté figure 5.11 dans la région entre 10 et 12 MeV, où plus aucune composante électromagnétique significative n'est attendue. La soustraction de ces distributions figure en noir, dans le panneau inférieur. Le spectre prompt obtenu à partir d'une sélection similaire sur une acquisition où la source d'AmBe est déployée en bas de la cellule 2 est superposé en vert.

Si la diffusion inélastique de neutrons rapides sur le carbone s'avère être le processus correct pour décrire une partie du bruit de fond, la présence de deux particules dans le prompt peut alors être exploitée comme piste de discrimination. Le photon γ émis d'énergie 4.4 MeV a un libre parcours moyen dans le liquide scintillant de ~ 40 cm, soit une largeur de cellule. Ses fuites doivent alors caractériser un tiers des événements.

La procédure de reconstruction en énergie présentée au 3.3.1 et utilisée tout au long de cette thèse est particulièrement robuste et s'affranchit des effets de fuites de lumière entre les cellules lorsqu'il s'agit de reconstruire l'énergie totale déposée dans le détecteur. L'étude du partage d'énergie au sein de la cible implique le recours aux énergies reconstruites déposées dans les différentes cellules. Du fait de l'indistinction intrinsèque entre fuites lumière et dépôts d'énergie par diffusion Compton dans les cellules voisines de celle identifiée comme lieu du vertex, l'énergie reconstruite au sein d'une cellule doit être utilisée avec précaution, notamment en terme de résolution et de queues de distribution. Cependant, une comparaison relative entre deux populations est possible : la figure 5.16 montre la distribution de l'énergie déposée dans l'une des cellules voisines de celle identifiée comme lieu du vertex pour la sous-population étudiée ici de $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$, confrontée à une population *témoin* constituée de reculs de protons sur toute la gamme en énergie. Une queue correspondant à des fuites d'énergie est bien plus marquée dans le cas des doubles événements considérés ici.

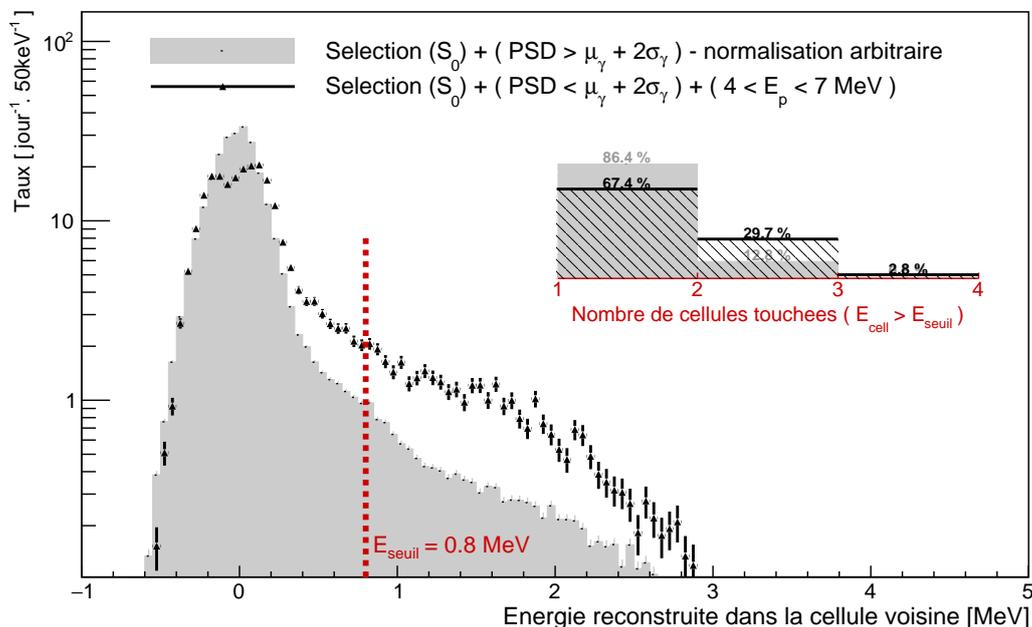


FIGURE 5.16 – Distribution de l'énergie reconstruite dans l'une des cellules voisine à celle identifiée comme lieu du vertex d'interaction pour l'événement prompt, pour l'échantillon *témoin* constitué de reculs de proton, en gris, et la sous-population étudiée, en noir. Le dénombrement des cellules touchées avec un seuil à 800 keV selon (5.12) est présenté dans l'encart supérieur.

La population *témoin* permet d'estimer que la largeur à mi-hauteur de la distribution d'énergie reconstruite dans la cellule voisine – centrée à zéro – est de l'ordre de 400 keV. Environ 5 % des événements sont reconstruits avec une énergie supérieure à 800 keV pour cette sélection. La distribution considérée ici correspond à celle d'un des plus proches voisins. Pour prendre en compte tous les voisins simultanément, nous définissons la multiplicité d'un événement $m(E_{\text{seuil}})$ comme étant le nombre de cellules ayant une énergie reconstruite supérieure à un seuil donné pour un événement :

$$m(E_{\text{seuil}}) = |\{E_i^{\text{cell}}, E_i^{\text{cell}} > E_{\text{seuil}}\}| \quad (5.12)$$

où E_i^{cell} désigne l'énergie reconstruite dans la cellule i et E_{seuil} le seuil de dépôt considéré. Moyennant un choix judicieux de ce seuil prenant en compte les largeurs de distributions évoquées ci-dessus, un candidat associé à un dépôt d'énergie contenu dans une seule cellule doit donc, par construction, avoir une multiplicité égale à 1. Ainsi, nous pouvons introduire une nouvelle sélection :

$$m(E_{\text{seuil}}) = 1 \Leftrightarrow \forall i \neq i_{\text{vertex}}, E_i^{\text{cell}} < E_{\text{seuil}} \quad (5.13)$$

La figure 5.17 montre que le bruit de fond peut être réduit d'environ 30 % par l'application de la condition (5.13), l'effet étant plus marqué dans la partie à plus haute énergie du spectre, comme attendu.

Néanmoins, nous mentionnons ici – en guise d'introduction aux problématiques discutées dans le chapitre 7 – que l'impact d'une telle sélection sur la reconstruction du spectre prompt devra être maîtrisé.

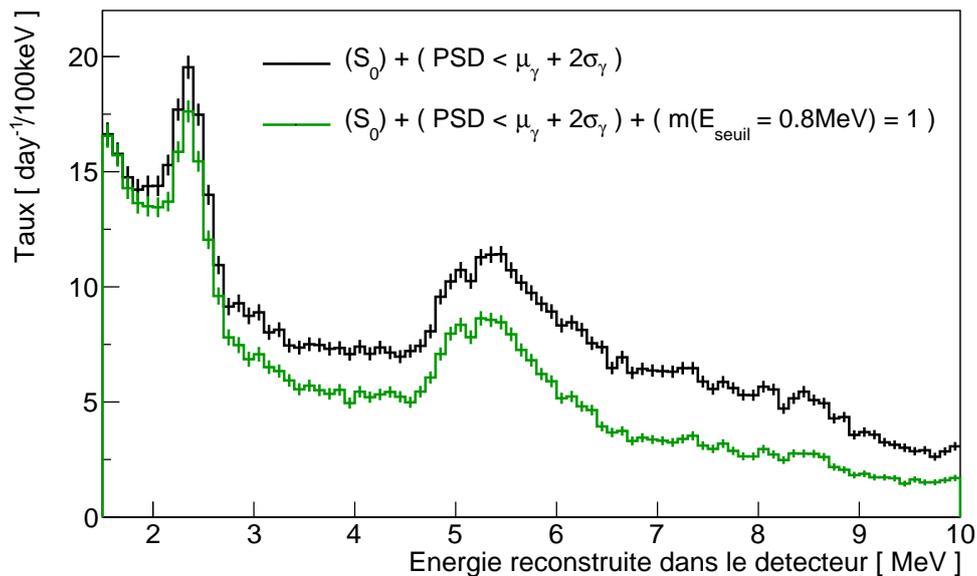


FIGURE 5.17 – Effet de l'application d'une sélection de type (5.13) avec $E_{\text{seuil}} = 0.8\text{MeV}$ sur le spectre prompt du bruit de fond (en vert) par rapport au jeu (S_0) assorti d'une coupure sur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ à 2σ seulement (en noir).

Finalement, nous attirons ici l'attention sur le fait qu'une caractéristique de ce bruit de fond est la présence simultanée d'un mélange entre événements de type reculs de protons et reculs d'électrons au sein d'un seul et même signal, le signal prompt. Ceci peut conduire à une déviation des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, dont le pouvoir discriminant risque de s'amoinrir localement par effet de *fusion* entre les populations de reculs. Nous reviendrons sur l'impact de ce comportement dans les chapitres 6 et 7.

5.2.3 Synthèse et distribution par cellule

Partant à plus de 3000 candidats $\bar{\nu}_e$ par jour avec la sélection (\mathcal{S}_0) – soit 500 par cellule en moyenne – l'étude détaillée des bruits de fond que nous venons d'effectuer offre des pistes de discrimination supplémentaires. La contamination de désintégrations de muons, représentant entre 400 et 700 événements par jour selon les phases, peut être réduite de moitié en considérant l'asymétrie de collection de charges dans les cellules. Une partie de la contamination par la réaction $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ peut être éliminée en requérant un dépôt énergétique contenu dans une cellule. Enfin, c'est la discrimination en forme des signaux – permettant de s'affranchir du bruit de fond de neutrons rapides – qui apporte un facteur 5 à 6 de réduction supplémentaire. L'ensemble de ces sélections conduit à un taux de bruit de fond corrélé de 450 à 500 événements par jour, ramenant le rapport signal sur bruit pour un taux de $\bar{\nu}_e$ attendu à $400 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ proche de l'unité.

Nous l'avons évoqué au 5.1.3, la couverture du détecteur par le canal de transfert et le veto muon peut induire de légères disparités de protection contre les rayonnements cosmiques. Ceci se ressent sur les taux de bruit de fond observés cellule par cellule. Le profil exposé sur la figure 5.18 montre une contamination environ 20 % plus importante à l'arrière du détecteur qu'à l'avant.

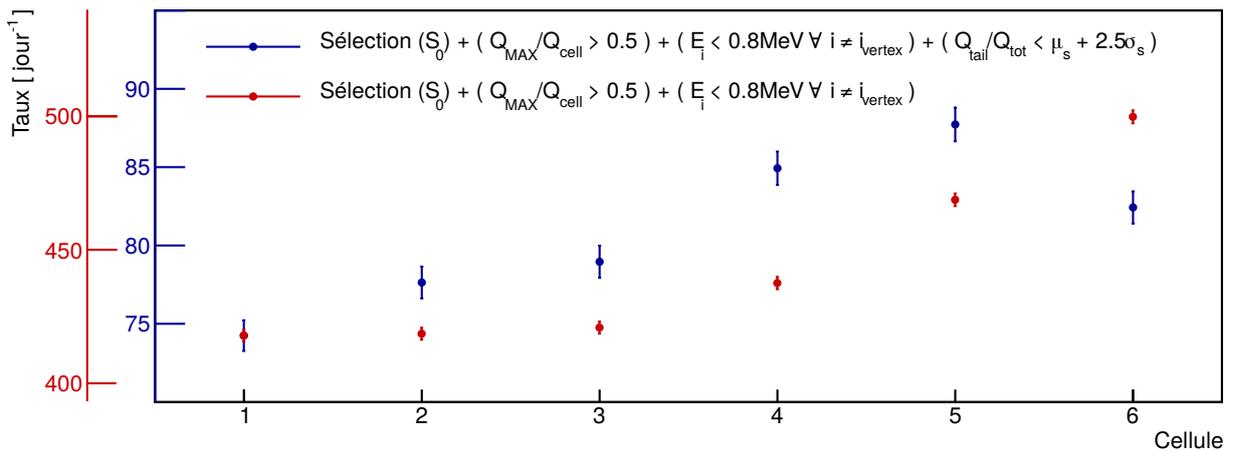


FIGURE 5.18 – Taux de bruit de fond par cellule observé pour la période d'arrêt en phase II. Ces taux sont présentés pour la sélection (\mathcal{S}_0) complétée par les conditions (5.5) et (5.13) discutées dans ce chapitre, en rouge. En bleu, une condition supplémentaire sur la région d'intérêt du $\bar{\nu}_e$ est demandée par l'utilisation d'une coupure sur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

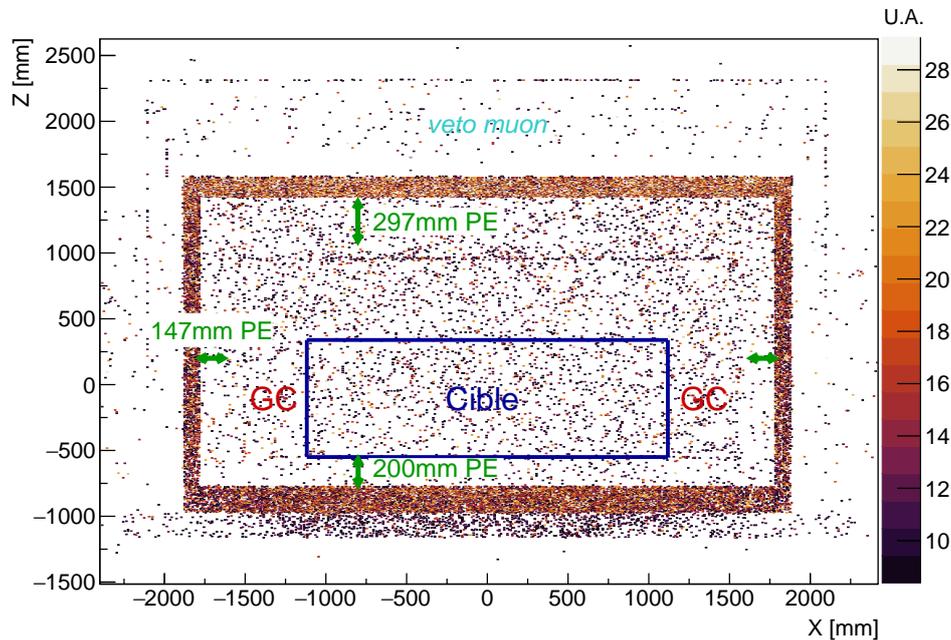
5.2.4 Discussion

Les bruits de fond résiduels qui viennent d'être discutés dans les deux dernières sous-sections présentent de façon commune les caractéristiques de processus ayant lieu au niveau des bordures de la cible. La présence de la couronne externe – capable de jouer le rôle de veto actif – sur les bordures latérales de la cible du détecteur réduit les effets de bords limitrophes à ce milieu de détection. L'hypothèse d'un bruit de fond localisé en haut des cellules, pour les muons s'arrêtant dans le liquide, et dans l'extrémité inférieure de la cible, pour les bruits de fonds liés aux neutrons, semble alors favorisée.

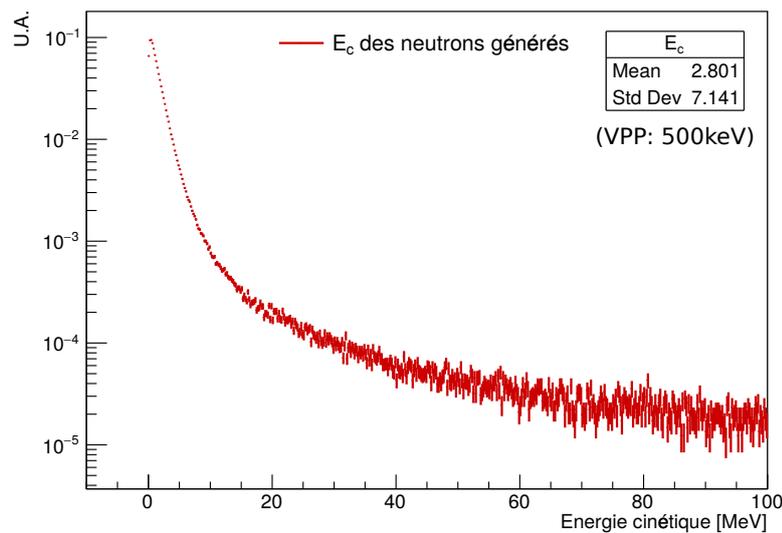
Lors de la conception de STEREO, la priorité a été donnée à la maximisation du volume cible. La présence des PMTs uniquement au dessus des liquides scintillants ne permet pas d'obtenir la localisation verticale de l'interaction. Une information sur la hauteur autoriserait manifestement le rejet de ces types de bruits de fond, mais au prix d'une diminution conséquente du volume cible.

Ces constats, établis à partir des données, ont été corroborés par une simulation du bruit de fond cosmique dans STEREO. L'intégralité de l'environnement du détecteur – blindages et enceinte du réacteur de l'ILL – est implémenté dans la simulation. A l'aide des bibliothèques CRY [122], les particules primaires produites dans les gerbes atmosphériques sont générées à 50 m au dessus de l'enceinte du réacteur sur une aire de $300 \times 300 \text{ m}^2$, et leur propagation à travers les différents milieux peut ensuite être simulée [123]. La distribution de l'énergie cinétique des neutrons rapides créés lors des réactions de spallation par les muons dans le plomb des blindages autour du détecteur est présentée sur la figure 5.19b. Elle est piquée à 0.5 MeV et s'étend au delà de 100 MeV. La figure 5.19a représente l'intensité de génération de neutrons rapides selon une coupe du détecteur dans le plan longitudinal. Ceux-ci sont en grande majorité produits dans le plomb de la structure interne. La visualisation des limites du liquide de la cible – indiquées en bleu – met en évidence la proximité entre les lieux de production et la cible. Tandis que les neutrons produits latéralement seront modérés et identifiés de façon active par la couronne externe, ceux produits dans la plaque de fond ne sont séparés que par 20 cm de polyéthylène du volume actif des cellules. En ne considérant que les effets d'angle solide, un neutron qui y est produit a une chance sur deux d'entrer dans le détecteur. Le blindage supérieur étant situé juste sous le veto muon, une grande partie des événements induits par ces vertex seront rejetés dans la chaîne d'analyse par les conditions temporelles après un muon.

Ainsi, un blindage de polyéthylène boré plus épais au fond du détecteur aurait probablement pu nous prémunir d'une part importante de ces bruits de fond.



(a) Intensité de production de neutrons rapides par réaction de spallation par les rayonnements cosmiques dans l'environnement immédiat du détecteur STEREO, présentée selon une coupe longitudinale. Les limites du volume cible actif sont représentées en bleu, les éléments actifs de couronne externe ("GC") indiqués en rouge. Les zones de forte intensité coïncident avec les blindages de plomb. On distingue légèrement la présence du veto muon et de la structure porteuse de l'ensemble. En vert sont indiquées les épaisseurs de polyéthylène placées en aval du plomb qui permettent la thermalisation des neutrons rapides ainsi générés.



(b) Distribution de l'énergie cinétique des neutrons rapides générés dans l'environnement immédiat de STEREO par les réactions induites par les particules cosmiques.

FIGURE 5.19

5.3 Corrélations avec les conditions environnementales

La dépendance des flux de rayonnements cosmiques aux conditions atmosphériques est bien connue et doit être observée dans STEREO. Nous présentons ici l'extraction des corrélations des taux en fonction de la pression atmosphérique, et proposons une méthode basée sur l'extraction de ces corrélations pour tester la compatibilité entre deux jeux de données indépendants, à l'aide de taux normalisés à une pression de référence.

5.3.1 Corrélacion des taux avec la pression atmosphérique

Le flux de muons à la surface terrestre est sensible à la densité de l'air pour deux raisons principales.

La première concerne le processus de génération des muons lui-même, par désintégration des mésons issus des gerbes atmosphériques. A densité d'air moindre, le libre parcours moyen des particules est supérieur, augmentant ainsi la fraction de mésons qui se désintègrent avant interaction, et donc le flux de muons. Cet effet est sensible à la densité des hautes couches de l'atmosphère, où la température varie selon la saison, engendrant des modulations annuelles de l'ordre du pourcent des taux de muons. Cet effet sera négligé ici, la prise de données s'étant majoritairement effectuée en hiver jusqu'à lors (cf. 2.5).

La deuxième raison est liée à la perte d'énergie des rayonnements cosmiques lors de leur traversée de l'atmosphère, qui dépend de la densité de celle-ci. En ce qui concerne ce phénomène d'atténuation, la pression atmosphérique locale au niveau de la surface terrestre peut être supposée le reflet de la densité effective de la colonne d'air traversée.

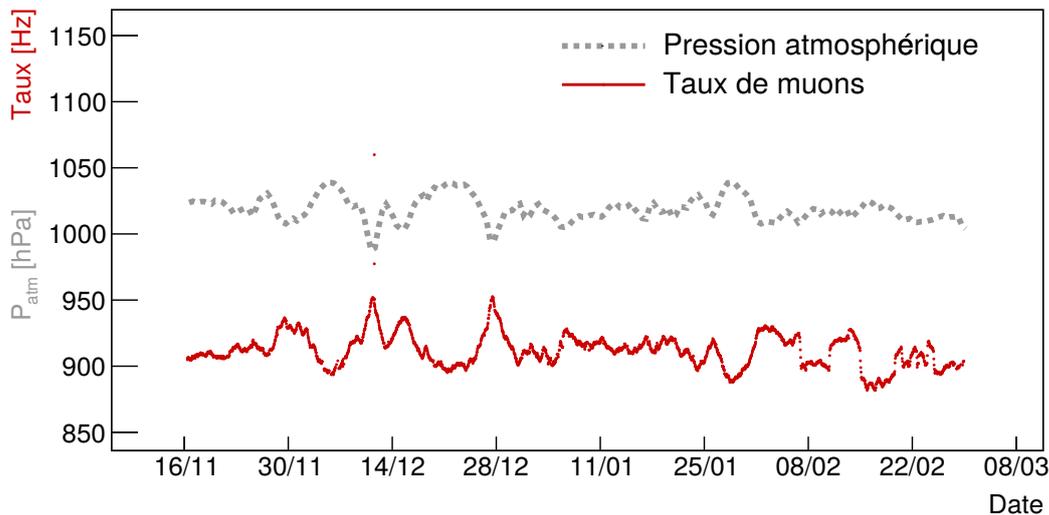


FIGURE 5.20 – Évolution de la pression atmosphérique (en gris), des taux d'événements identifiés comme muon dans le veto ou dans le détecteur (en rouge) L'anti-corrélation entre la pression atmosphérique et le taux de muon est clairement visible ici ; les variations résiduelles du taux de muons étant expliquées par des changements des niveaux d'eau du canal de transfert et de la piscine du réacteur.

Sont représentées sur la figure 5.20 les évolutions du taux d'événements identifiés comme muons et de la pression atmosphérique. Leur anti-corrélation est évidente. Les variations de pression étant considérées comme suffisamment faibles, le coefficient de corrélation entre taux et pression peut être extrait à l'aide de l'ajustement au premier ordre :

$$R(P) = R_{\text{ref}} + c_{\text{abs}} \cdot (P - P_{\text{ref}}) \quad (5.14)$$

où R_{ref} est l'ordonnée pour $P = P_{\text{ref}}$, P_{ref} étant une pression de référence qu'il est judicieux de choisir comme étant la pression moyenne sur le jeu de données considéré. Ce choix permet de réduire la corrélation entre les paramètres de pente et d'ordonnée à l'origine. Pour cette paramétrisation, le coefficient de corrélation c_{abs} s'exprime en $\text{jour}^{-1} \cdot \text{hPa}^{-1}$ et dépend du taux absolu, et donc du jeu de coupures utilisé. Pour extraire une corrélation indépendante des sélections, l'expression suivante est plus adaptée :

$$R(P) = R_{\text{ref}} \cdot [1 + c_{\text{rel}} \cdot (P - P_{\text{ref}})] \quad (5.15)$$

et le coefficient de corrélation c_{rel} ainsi extrait s'exprime simplement en hPa^{-1} .

A partir de l'équation générale (5.15), nous pouvons extraire les coefficients de corrélation pour les taux de muons identifiés par le veto ou dans le détecteur, et pour les taux de candidats corrélés :

$$c_{\text{rel}}^{\mu} \simeq 0.15 \% \text{ hPa}^{-1} \quad (5.16)$$

$$c_{\text{rel}}^{\text{corr}} \simeq 0.6 \% \text{ hPa}^{-1} \quad (5.17)$$

Le taux de muons ne se comporte pas de la même façon que celui du bruit de fond corrélé. En outre, nous avons observé que les conditions environnementales telles que les différents niveaux d'eau à l'ILL n'affectent pas de la même façon les muons vus par le veto et ceux vus par le détecteur, indiquant que des effets géométriques entrent en jeu. Nous avons donc choisi de travailler directement à partir des corrélations des taux de candidats corrélés avec la pression atmosphérique.

5.3.2 Application à l'inter-comparaisons de jeux de données

La corrélation observée pour les bruits de fond corrélés engendre des variations de taux mesurés de l'ordre de 10 %, pour l'amplitude de pression atmosphérique observée à Grenoble. Afin d'obtenir un taux absolu de candidats corrélés, il convient alors de se référer à une pression donnée qui permettra l'inter-comparaison entre plusieurs jeux de données dont les pressions moyennes ne sont pas nécessairement identiques. L'information du taux moyen par rapport à une pression de référence sur une période d'acquisition donnée s'obtient directement par le paramètre d'ordonnée à l'origine R_{ref} des paramétrisations (5.14) et (5.15). Ces informations peuvent être obtenues simultanément par un ajustement combiné des données. Nous démontrons ici l'intérêt de cette méthode sur deux cas particuliers, dont les résultats seront utiles pour la suite.

Vidanges de la piscine et des canaux

Lors des périodes d'arrêt, la piscine et les canaux peuvent être vidés, partiellement ou entièrement, modifiant l'atténuation des rayonnements cosmiques. Cet effet est manifeste sur le taux d'événements simples et de muons pour lesquels des variations de l'ordre de 1% sont observées. La faible statistique des paires corrélées rend la mise en évidence d'une variation du bruit de fond induite plus délicate et nécessite de sommer plusieurs jours d'acquisition, durant lesquels la pression atmosphérique peut varier. Nous disposons d'une semaine de données en phase I pour laquelle le canal de transfert et la piscine sont vidangés. Ces données doivent être comparées à celles acquises en conditions nominales. Pour cela, nous effectuons donc un ajustement combiné des deux jeux de données, en supposant que ceux-ci possèdent la même dépendance en pression selon

$$\begin{cases} R^{S_1}(P) = R_{\text{ref}}^{S_1} \cdot [1 + c_{\text{rel}} \cdot (P - P_{\text{ref}})] \\ R^{S_2}(P) = (R_{\text{ref}}^{S_1} + \Delta R) \cdot [1 + c_{\text{rel}} \cdot (P - P_{\text{ref}})] \end{cases} \quad (5.18)$$

où c_{rel} , $R_{\text{ref}}^{S_1}$ et ΔR sont les trois paramètres libres de l'ajustement combiné. c_{rel} est le coefficient de corrélation commun, $R_{\text{ref}}^{S_1}$ donne le taux de référence – arbitrairement associé à celui du premier jeu de données – et le paramètre ΔR quantifie directement la compatibilité entre les deux jeux de données.

Le résultat est présenté sur la figure 5.21. L'ajustement donne une indication à 2σ d'un impact non nul, d'environ 2% sur les paires corrélées.

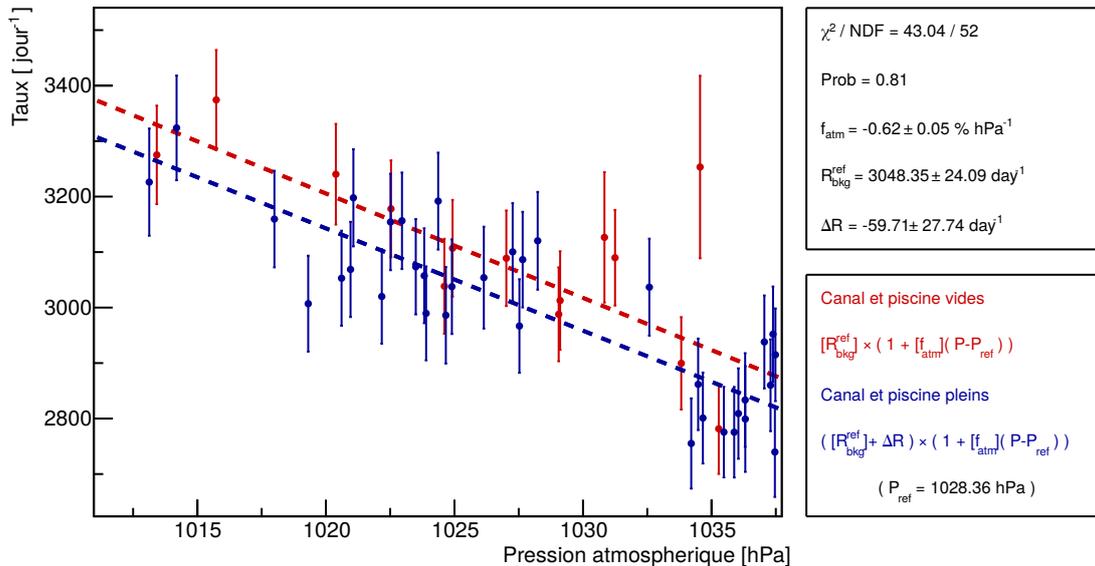


FIGURE 5.21 – Taux de candidats corrélés obtenus par intervalles de 12 heures en fonction de la pression atmosphérique, pour la sélection (\mathcal{S}_0) pour une période où les niveaux d'eaux étaient bas (en rouges) et une période où ils étaient à leur valeur nominale (en bleu). Les points sont ajustés simultanément par (5.18).

Corrélations des différentes populations

Nous nous sommes ensuite intéressée à la validité de l'hypothèse de considérer une corrélation commune c_{rel} à tous les jeux de données. En particulier, les populations de reculs d'électrons et de protons du bruit de fond sont peuplées par des processus physiques différents, leur corrélation avec la pression atmosphérique mérite d'être étudiée. Nous avons donc effectué l'ajustement combiné défini précédemment par (5.18) pour ces deux populations, séparées à l'aide d'une coupure sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Le résultat est présenté sur la figure 5.22, à partir de l'ensemble des données en période d'arrêt de la phase II, le meilleur ajustement est obtenu pour le coefficient de corrélation commun :

$$c_{\text{rel}} = (-6.13 \pm 0.23) \times 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \quad (5.19)$$

Alors que ceux obtenus par ajustement individuels sur les deux populations donnent, respectivement :

$$c_{\text{rel}}^p = (-6.25 \pm 0.25) \times 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \quad (5.20)$$

$$c_{\text{rel}}^e = (-5.26 \pm 0.61) \times 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \quad (5.21)$$

Les coefficients de corrélation sont compatibles à $\sim 1.5\sigma$. La qualité de l'ajustement simultané est bonne et nous indique que l'hypothèse d'un même comportement vis-à-vis de la pression est suffisante pour décrire les données. Ceci justifiera l'hypothèse d'une variation commune aux deux composantes pour l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$ au chapitre 6.

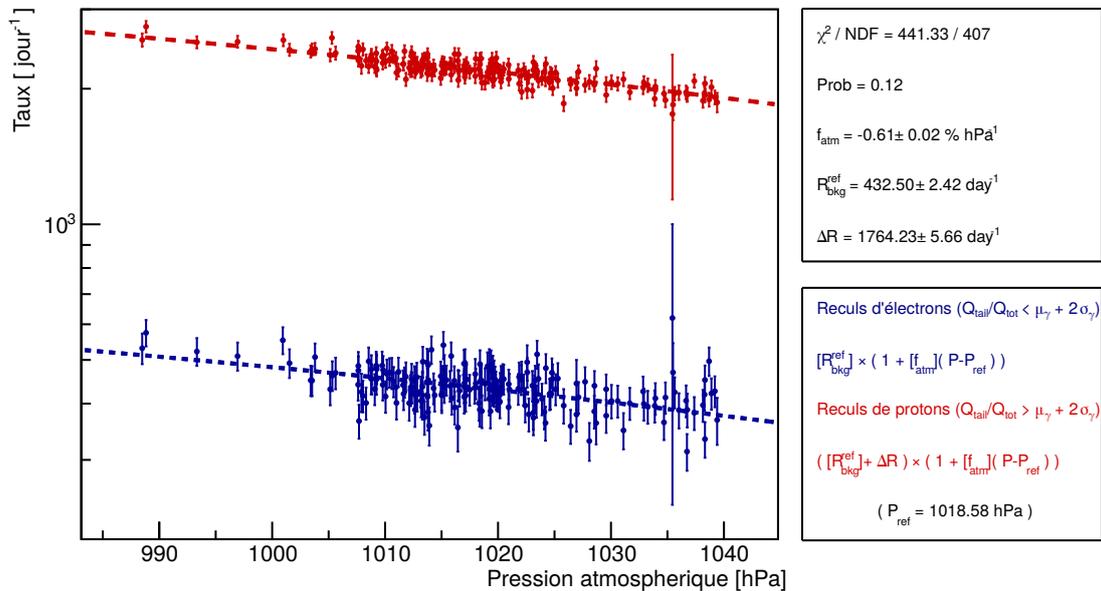


FIGURE 5.22 – Taux de candidats corrélés obtenus par intervalles de 12h en fonction de la pression atmosphérique, pour la sélection (\mathcal{S}_0) complétée de conditions d'asymétrie et de multiplicité et une condition sur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ permettant la sélection de reculs de protons (en rouge) et d'électrons (en bleu). Les points sont ajustés simultanément par (5.18)

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre dédié à l'analyse des données acquises en périodes d'arrêt, les candidats corrélés imitant la désintégration β -inverse ont été étudiés en détails.

Les processus qui contribuent à ce bruit de fond sont multiples. Selon les sélections initiales envisagées, environ 80 % des candidats sélectionnés – soit $\sim 3000 \text{ jour}^{-1}$ – proviennent de l'interaction de neutrons rapides dans la cible, laissant un signal prompt associé à un fort ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, à priori discriminant.

Parmi les processus peuplant la région d'intérêt pour le signal $\bar{\nu}_e$, une première contribution provient de désintégrations de muons en fin de parcours à l'extrémité supérieure des cellules. Cette contribution – différente entre les phases I et II – peuple le spectre prompt à basse énergie, et peut être réduite en exploitant une asymétrie de collection de lumière au sein des cellules, ramenant la contamination de ces événements à $50\text{-}100 \text{ jour}^{-1}$.

Toujours à basse énergie, et du même ordre de grandeur que le bruit de fond précédent, les doubles captures de neutrons thermalisés imitent la signature d'un $\bar{\nu}_e$ avec un signal à 2.2 MeV dans le prompt, accompagnant leur capture radiative sur l'hydrogène.

Enfin, une part importante de bruit de fond – 100 à 150 événements par jour – provient de la diffusion inélastique de neutrons rapides sur le ^{12}C , générant une paire corrélée pour laquelle le signal prompt est constitué d'un rayonnement γ accompagné d'un neutron rapide. Du fait de cette particularité, sa contribution peut à priori être réduite d'un tiers en demandant un dépôt d'énergie contenu dans un bloc unique de détection.

Après l'application de ces quelques sélections supplémentaires, nous quantifions le bruit de fond corrélé dans la région d'intérêt à $450\text{-}500$ événements par jour, avec une dépendance de 20 % entre les cellules. Avec un taux attendu de $400 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$, le rapport signal sur bruit est donc proche de l'unité.

Ces bruits de fond, tous d'origine cosmique, montrent une corrélation avec la pression atmosphérique de $0.6 \text{ \%} \cdot \text{hPa}^{-1}$, se traduisant en variations de $\sim 10 \text{ \%}$ sur la gamme des pressions atmosphériques observées à Grenoble. Nous avons exposé une méthode permettant d'extraire un taux moyen normalisé à une pression de référence, rendant possible la comparaison de jeux de données acquis pour des conditions atmosphériques différentes.

Pour résumer, le bruit de fond corrélé résiduel dans la zone d'intérêt est de l'ordre de grandeur du signal $\bar{\nu}_e$ attendu et résulte de processus multiples, responsables de son allure structurée en énergie. Son origine cosmique le rend sensible aux conditions atmosphériques. Nous allons voir dans le chapitre 6 qui suit que ces éléments sont essentiels à prendre en compte pour améliorer l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$.

Chapitre 6

Extraction des taux de $\bar{\nu}_e$

L'étude approfondie des candidats corrélés en période de réacteur à l'arrêt présentée au chapitre précédent a permis de mettre en évidence les caractéristiques principales du bruit de fond dans la région d'intérêt des $\bar{\nu}_e$. Celui-ci est dominé essentiellement par les réactions nucléaires induites par des neutrons d'origine cosmique de capture radiative sur l'hydrogène et le gadolinium et de diffusion inélastique sur le carbone. Du fait de ces multiples contributions, son spectre possède une structure énergétique marquée qui laisse présager – combinée à la forme attendue du spectre $\bar{\nu}_e$ – de forts changements du rapport signal-sur-bruit sur l'intervalle d'intérêt. Enfin, ses variations au-delà des fluctuations statistiques ont révélé une corrélation aux conditions atmosphériques. L'extraction du signal $\bar{\nu}_e$ doit donc prendre en compte ces éléments, en veillant à ce qu'aucun d'entre eux ne biaise l'estimation de la composante de bruit de fond sous le signal $\bar{\nu}_e$, qui s'effectue à partir de la connaissance seule des candidats corrélés issus des périodes de réacteur éteint.

La première partie de ce chapitre passera en revue les différences expérimentales entre les périodes de réacteur à l'arrêt et en fonctionnement et leur possible impact sur la soustraction du bruit de fond. Nous exposerons les problématiques engendrées par les variations des figures de discrimination en forme des signaux et mettrons en évidence que la méthode simple de coupure sur les événements en périodes d'arrêt et de fonctionnement est insuffisante et doit être améliorée. Dans la seconde partie, nous détaillons la nouvelle procédure d'analyse mise en place dans le cadre de ce travail de thèse pour s'affranchir de ces difficultés. La méthodologie, le traitement des incertitudes statistiques et systématiques seront exposés.

6.1 Compatibilité des périodes de données

Du fait de la proximité de STEREO du cœur de l'ILL et des expériences voisines, les conditions expérimentales dans la casemate évoluent d'un cycle à l'autre, selon que le réacteur est allumé ou éteint. D'autre part, nous avons vu au chapitre précédent que le bruit de fond corrélé était lié aux rayonnements cosmiques dont les taux varient avec les conditions atmosphériques. Les variations relatives devront alors être quantifiées et transcrites en incertitudes sur l'estimation du bruit de fond en période de réacteur allumé.

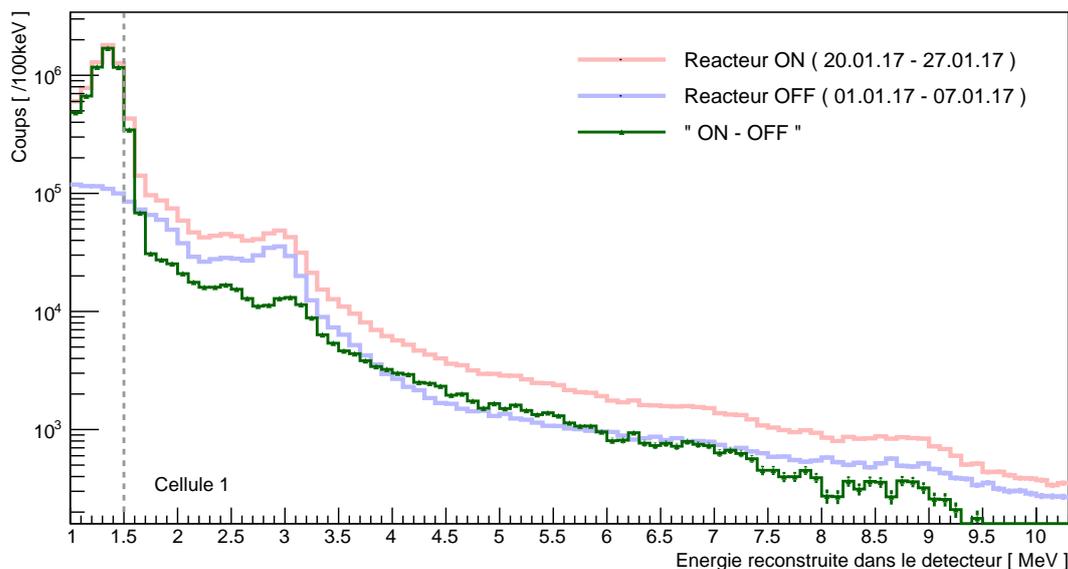


FIGURE 6.1 – Distribution énergétique des événements simples dans le détecteur en période d’arrêt (en bleu) et de fonctionnement (en rouge). La composante supplémentaire correspondant à la soustraction des deux spectres est représentée en vert.

6.1.1 Évolutions des conditions expérimentales

Événements simples

Le spectre des événements simples est présenté sur la figure 6.1, pour les périodes de fonctionnement et d’arrêt, et les différences entre elles sont mises en évidence avec la soustraction des deux distributions. La différence la plus marquée se situe en deçà de 1.5 MeV. Cette composante a été identifiée comme provenant de l’activation par les neutrons de ^{41}Ar – présent naturellement dans l’air – dont la désexcitation émet un γ de 1.3 MeV. Les taux de comptage associés fluctuent en périodes de fonctionnement jusqu’à un facteur ~ 5 [124], au gré des ouvertures de la porte de calibration qui permettent à l’air de circuler à l’intérieur des blindages du détecteur. Au delà du seuil de 1.5 MeV, nous identifions les contributions des rayonnements γ de 2.2 MeV et de ~ 8 MeV issus des captures neutrons dans le liquide, de ceux de 2.6 MeV du thallium provenant de la radioactivité naturelle. Après redémarrage du cœur, les captures sur l’hydrogène et le gadolinium doublent. Enfin, sous la contribution du Tl apparaît un pic dont un potentiel contributeur pourrait être la réaction d’activation du fer par $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$. Celle-ci est suivie de la désintégration β^- du manganèse après un temps caractéristique de 2 h environ, laissant le fer dans un état excité dont le retour au fondamental s’effectue par émission de deux γ successifs totalisant 2.6 ou 2.9 MeV selon le niveau d’excitation [125]. Les variations des taux de déclenchement associés impactent les temps morts et les candidats accidentels.

Temps mort Le temps mort lié à l’électronique reste négligeable devant celui induit par les coupures d’isolation. L’expression du temps mort a été introduite au 4.2.3, nous

avons vu qu'il dépendait linéairement au premier ordre du taux d'événements simples et de muons. Le taux de muons étant ~ 10 fois supérieur à celui des événements simples, le temps mort est dominé par le temps mort lié au veto muon, qui ne dépend pas de l'activité du réacteur. Les temps morts moyens observés pour les périodes de prise de données de STEREO sont référencés dans le tableau 6.1. Nous avons validé au pourcent les estimations des temps morts (cf. 4.3.2). Pour des temps morts autour de 10 %, cette incertitude systématique sur les taux absolus se situe à hauteur de 0.1 %. En traitant cette incertitude comme complètement corrélée entre périodes d'arrêt et de fonctionnement, la systématique associée à la norme absolue du taux de candidats issus d'une soustraction "ON-OFF" est évaluée à 0.3 %, ce que nous considérons négligeable.

	Phase-I	Phase-II
Périodes d'arrêt	12.2 %	11.6 %
Périodes de fonctionnement	11.2 %	11.5 %

TABLE 6.1 – Fraction de temps mort par rapport au temps d'acquisition *réel* pour les phase I et II de STEREO, en période d'arrêt et de fonctionnement.

Accidentelles Le taux de paires accidentelles dépend directement de celui des événements simples dans les fenêtres énergétiques définissant le prompt et le retardé selon l'expression au premier ordre :

$$R_{acc} \sim R_p \times R_r \times \Delta T \quad (6.1)$$

L'évolution du taux de paires accidentelles dans la cible est représentée sur la figure 6.2. Les taux sont stables, aux alentours de 70 paires par jour en périodes de réacteur à l'arrêt et peuvent atteindre de façon ponctuelle 300 paires par jour lorsque le réacteur est en activité. Contrairement au temps mort qui est commun à tout le détecteur, le taux de paires accidentelles est estimé par cellule, par intervalle d'énergie, et ce, pour chaque jeu de coupures étudié.

L'estimation des taux de paires accidentelles par la méthode des portes décalées a été validée au pourcent (cf. 4.3.2 et 4.3.3). La répercussion d'un éventuel biais $\delta a/a$ de cette quantité est d'autant plus grand que le taux de paires accidentelles est élevé et sera donc plus important pour les basses énergies. Pour un rapport signal sur bruit corrélé r^{corr} et les rapports taux corrélés sur bruit accidentel pour les périodes de fonctionnement et d'arrêt r_{ON}^{acc} et r_{OFF}^{acc} , l'incertitude $\delta a/a$ se propage sur l'estimation du taux de neutrino – supposé provenir d'une soustraction "ON-OFF" – selon :

$$\frac{\delta R_\nu}{R_\nu} = \frac{1 + r^{corr}}{r^{corr}} \left[\frac{\delta a/a}{r_{ON}^{acc}} - \frac{1}{1 + r^{corr}} \frac{\delta a/a}{r_{OFF}^{acc}} \right] \quad (6.2)$$

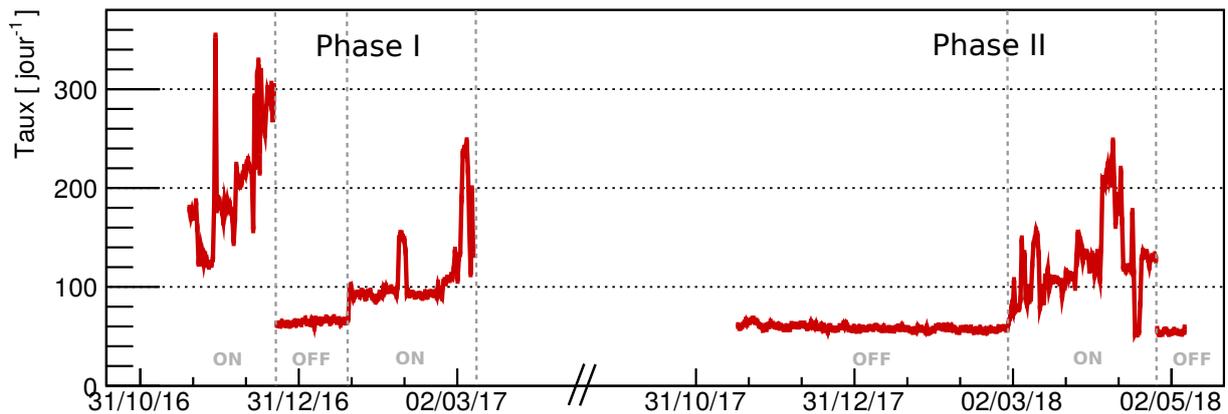


FIGURE 6.2 – Taux d'événements accidentels dans la cible pour la sélection (\mathcal{S}_0) complétée des sélections d'asymétrie et de multiplicité issues des études du chapitre 5.

Dans les conditions expérimentales les plus défavorables de STEREO, cette incertitude est de l'ordre du pourcent pour les basses énergies et décroît rapidement avec l'énergie ; elle est inférieure à 0.5 % à partir de 3 MeV.

Taux de muons

Le taux de déclenchement du veto muon ne dépend pas de l'activité du réacteur, grâce à la mise en place d'un système de déclenchement de niveau 2 allié à des sélections supplémentaires (cf. 4.1.1). L'efficacité d'étiquetage des muons verticaux par le veto est suivie au cours du temps. Sa variation entre les périodes d'arrêt et d'activité en Phase-I est inférieure à 0.1 %. La systématique résultante sur l'estimation du taux de neutrino est sous le pourcent, et est considérée négligeable [108].

Vidanges de la piscine et des canaux

La piscine et les canaux peuvent être vidés, partiellement ou entièrement, lors des périodes d'arrêt contrairement aux périodes de fonctionnement du cœur où ils sont à leur niveau nominal. Malgré la statistique limitée, l'analyse que nous avons mise en place au chapitre 5 nous a permis d'évaluer l'impact sur le taux de bruit de fond corrélé à $\sim 2\%$ (cf. 5.3.2). Nous verrons que la procédure d'extraction du signal $\bar{\nu}_e$ détaillée en seconde partie de ce chapitre permettra de s'affranchir des taux absolus.

6.1.2 Variations des taux de candidats corrélés

Dans le chapitre précédent, nous avons établi une corrélation entre le taux de candidats corrélés et la pression atmosphérique, à hauteur de $0.6\% \text{ hPa}^{-1}$. En phase II par exemple, la pression atmosphérique moyenne de la période d'arrêt était $\sim 10 \text{ hPa}$ plus élevée que celle de la période d'activité qui s'en est suivie, résultant à une variation du taux de bruit de fond attendu de l'ordre de $\sim 5\text{-}6\%$. De fait, une première méthode simple pour extraire le signal $\bar{\nu}_e$ consiste à adapter celle présentée au 5.3 afin d'extraire des taux moyens normalisés à une pression de référence, pour les données acquises en période de réacteur à l'arrêt et en fonctionnement. Ces données peuvent être combinées, permettant à la fois de déterminer le facteur de corrélation avec une meilleure précision et de tester l'hypothèse d'un même comportement du bruit de fond vis-à-vis de la pression pendant toute la période d'acquisition. En effet – le taux d'antineutrinos n'étant bien évidemment pas sensible aux conditions atmosphériques – les variations absolues dues aux changements de pression ne concernent que le bruit de fond et doivent donc rester de même amplitude. L'activité du cœur rajoute donc simplement un terme supplémentaire, constant pour une puissance thermique donnée Ω . L'hypothèse d'une dépendance linéaire entre flux de $\bar{\nu}_e$ émis et puissance thermique permet de modifier l'équation (5.14) dans le cas général donnant le taux de candidats corrélés en fonction de la puissance Ω et de la pression atmosphérique P :

$$R(P, \Omega) = R_{\text{ref}}^{bdf} + c_{\text{abs}} \cdot (P - P_{\text{ref}}) + f_{\nu} \times \Omega \quad (6.3)$$

où le terme additionnel $f_{\nu} \times \Omega$ correspond au taux de neutrinos détectés à puissance Ω . En périodes où le réacteur est à l'arrêt, $\Omega = 0$ et nous retrouvons la paramétrisation (5.14) introduite au 5.3. f_{ν} représente le taux de neutrinos par unité de puissance du cœur et s'exprime donc en $\text{jour}^{-1} \text{MW}_{th}^{-1}$.

L'ajustement de toutes les données de façon simultanée avec une expression de type (6.3) permet non seulement la détermination du paramètre $c_{\text{abs}}^{\text{global}} = c_{\text{abs}}^{\text{ON+OFF}}$ mais également le taux de neutrinos moyen f_{ν} . Les taux $\{R_i(P_i)\}$ peuvent alors être *corrigés* de leur corrélation à la pression atmosphérique. La paramétrisation absolue permet de ramener chaque taux $R_i(P_i)$ à un taux normalisé à la pression de référence $\bar{R}_i(P_{\text{ref}})$ par :

$$\bar{R}_i(P_{\text{ref}}) = R_i(P_i) + c_{\text{abs}} \cdot (P_{\text{ref}} - P_i) \quad (6.4)$$

Un exemple d'évolution des taux après une telle correction est présenté sur la figure 6.4. Seul le paramètre c_{abs} est utilisé pour cette correction. Il est utile de remarquer que dans ce cas, l'utilisation de la pente commune c_{abs} introduit une corrélation entre tous les taux corrigés ainsi obtenus. Celle-ci est toutefois considérée comme négligeable et n'est pas intégrée sur les taux de la figure 6.4, qui est à vocation illustrative seulement. La paramétrisation (6.3) isolant la composante neutrino, permet d'obtenir directement le taux de $\bar{\nu}_e$ associé à un jeu de coupures donné et son incertitude, en prenant en compte la corrélation avec les incertitudes des autres paramètres.

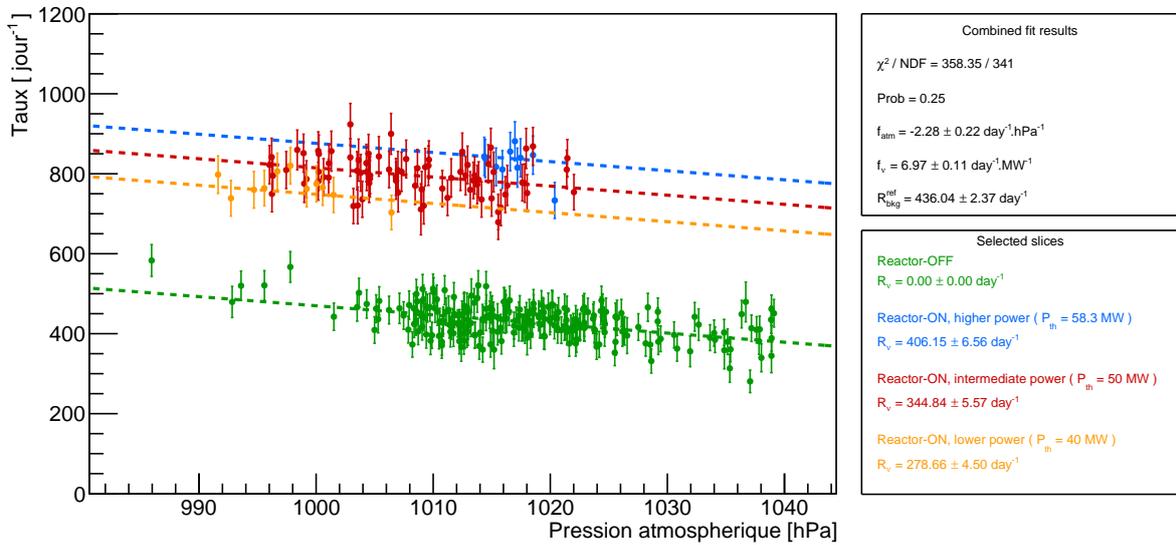


FIGURE 6.3 – Taux de paires corrélées obtenues en période d’arrêt (en vert) et en périodes de fonctionnement, pour différents régimes de puissance du cœur (en orange, rouge et bleu) pour la sélection (\mathcal{S}_0) complétée par les conditions (5.5) et (5.13) discutées au chapitre précédent et avec une coupure PSD à 2σ , en phase II. L’ajustement combiné par le modèle (6.3) permet l’extraction du taux moyen de bruit de fond sur la totalité des périodes d’acquisition $R_{\text{bkg}}^{\text{ref}}$ normalisé à la pression de référence moyenne $P_{\text{ref}} = 1015 \text{ hPa}$, du taux moyen de neutrino f_{ν} , et du coefficient de corrélation absolu commun aux jeux de données f_{atm} .

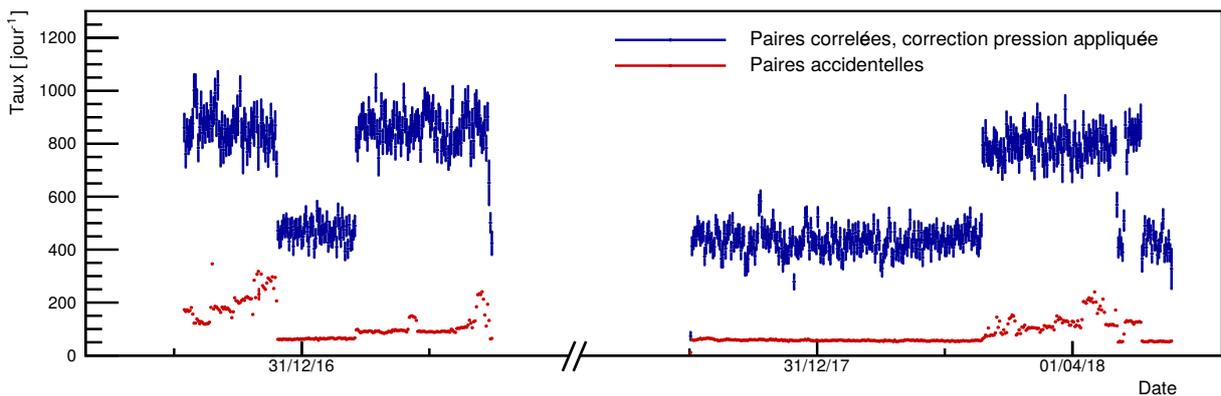


FIGURE 6.4 – Évolution du taux de candidats corrélés en fonction du temps (en bleu) obtenus pour la sélection (\mathcal{S}_0) complétée par les conditions (5.5) et (5.13) discutées au chapitre précédent et avec une coupure PSD à 2σ après la correction (6.4) des variations affectant le taux de bruit de fond corrélées à la pression atmosphérique.

6.1.3 Problématiques liées aux dérives de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$

Nous avons vu au chapitre 4 que l'emploi d'une coupure directement sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ était indispensable pour réduire la contribution du bruit de fond liée au neutrons rapides, qui représentent environ 80 % du taux de candidats corrélés. Cependant, son utilisation est rendue délicate par les variations temporelles de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ rencontrées (cf. 3.4.4). Nous exposons ici les problématiques que cela engendre sur l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$.

Dérives de l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$

L'observation d'une dépendance de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ à la température du liquide a été exposée au 3.4.3. Sur la plage de températures observées, les décalages des moyennes des distributions – exprimées en déviation relative par rapport à leur écart type σ – sont de l'ordre de 25 %. Ces dérives sont nettement visibles lorsque les distributions obtenues pour des périodes disjointes sont superposées, ceci est illustré sur la figure 6.5 pour les périodes d'arrêt et d'activité du réacteur.

Ce sont ces observations qui nous ont naturellement conduite à choisir une référence dépendante du temps construite à partir des événements simples, dominés par les reculs électroniques (cf. 3.4.3). Ainsi, connaissant la figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des reculs électroniques, une condition dépendante du temps permettant de conserver une efficacité constante de sélection $\bar{\nu}_e$ peut être envisagée selon le critère (3.20), à savoir en ne conservant que les événements satisfaisant

$$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} < \mu_\gamma(t) + c.\sigma_\gamma(t) \quad (6.5)$$

L'application de cette coupure dépendante du temps événement par événement doit alors permettre de s'affranchir des effets de dérives. Les taux de neutrinos détectés s'ob-

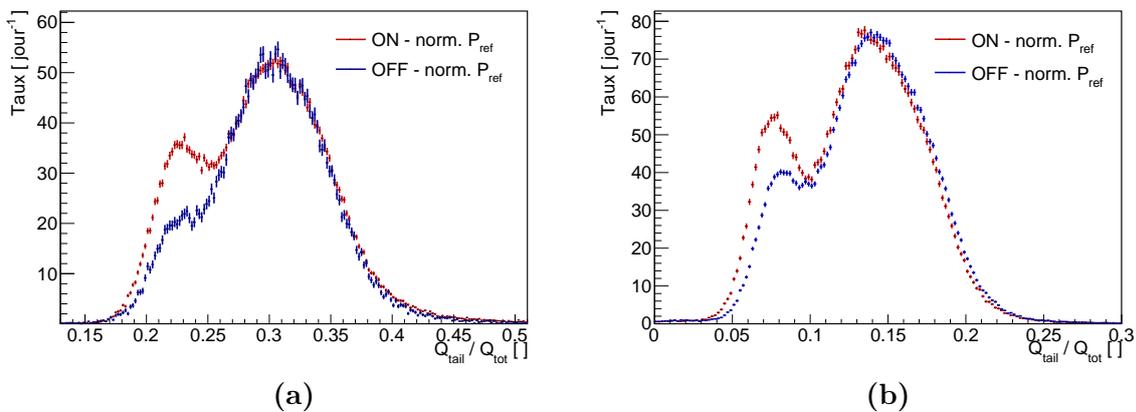


FIGURE 6.5 – Distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des candidats corrélés en période d'arrêt – en bleu – et d'activité – en rouge – pour les phases I (a) et II (b) de prise de données de STEREO, intégré sur $[1.625, 8.125]$ MeV sur l'ensemble des cellules avec la sélection (\mathcal{S}_0).

tiennent ensuite par la soustraction statistique des candidats en période d'arrêt vérifiant (6.5) à ceux obtenus lorsque le cœur est en fonctionnement, ou – plus rigoureusement – par l'extraction du paramètre f_ν à partir de l'ajustement combiné de la corrélation des taux avec la pression atmosphérique présenté précédemment ; cette procédure permettant d'effectuer la soustraction statistique et la correction de atmosphérique simultanément.

Effet sur l'extraction des $\bar{\nu}_e$

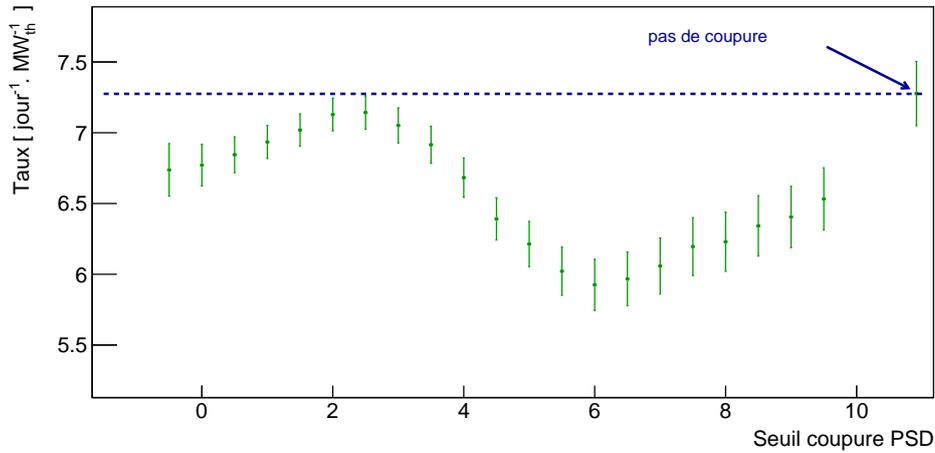
Nous présentons ici l'effet de la dérive des figures de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sur l'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$, illustré sur la figure 6.6a pour les données de la phase II. Celles de la phase I présentent les mêmes tendances. Elle représente l'évolution du taux de $\bar{\nu}_e$ $f_\nu(c)$ extrait comme exposé précédemment (cf. 6.1.2) en fonction du seuil de la coupure c appliqué sur l'observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Moyennement une correction de l'efficacité de sélection $\bar{\nu}_e$ lorsque $c \lesssim 2.5\sigma$, le taux de $\bar{\nu}_e$ extrait ne devrait pas dépendre de la coupure choisie.

Hors, les déviations observées de $f_\nu(c)$ vont bien au delà des simples fluctuations statistiques autorisées par l'ajout d'événements supplémentaires d'une coupure à l'autre et sont le signe d'une erreur systématique dominante dans l'extraction des taux de neutrinos.

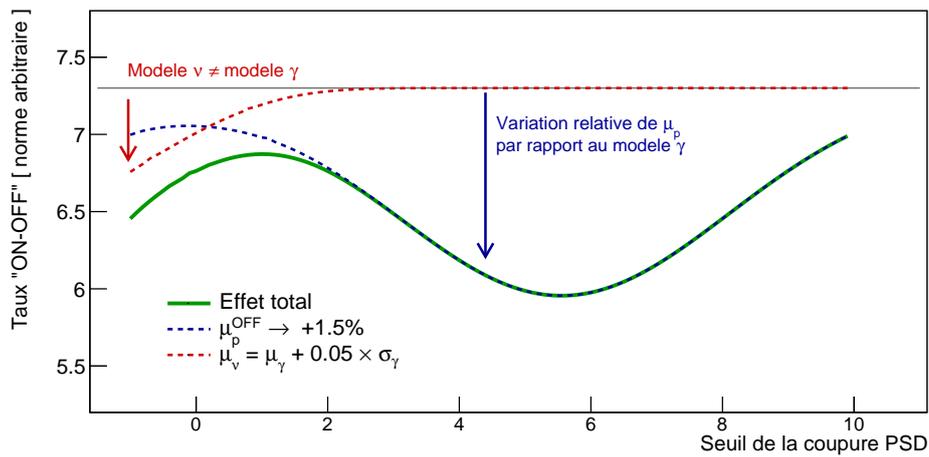
Lorsque le seuil c est bas ($c \lesssim 2.5\sigma$), c'est principalement la validité du modèle électronique pour les candidats $\bar{\nu}_e$ qui est testée, tandis que les valeurs de $c \gtrsim 2.5\sigma$ sondent les régions dominées par le bruit de fond de reculs de protons.

Afin de comprendre l'origine des anomalies observées pour ces deux régimes, nous avons mis en place un modèle analytique simple permettant de reproduire ce comportement. La figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ est modélisée de façon approximée par deux distributions gaussiennes – la première pour la composante de reculs électroniques, la seconde pour celle des reculs de protons – dont les paramètres peuvent varier. La coupure dépendante du temps est modélisée par une composante électronique fixe, tandis que celle représentant les reculs de protons peut varier relativement à la première.

Des variations de l'ordre du pourcent de la deuxième composante suffisent à reproduire les tendances et amplitudes des effets observés dans les données pour le régime $c \gtrsim 2.5\sigma$. Les données assorties de ces simulations simplifiées nous enseignent alors que le suivi de la composante de recul électronique seule ne suffit pas à s'affranchir des effets de dérives de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, la composante de recul de protons n'obéissant pas nécessairement aux mêmes lois d'échelle et engendrant une contamination non maîtrisée sous le seuil choisi c pour la coupure. Ainsi, les variations relatives de la composante de protons par rapport à celle des électrons conduisent à une acceptation de bruit de fond non constante en fonction du temps, au gré des dérives de la figure globale – ou, formulé autrement, du changement de facteur de mérite de la discrimination. Cet effet est illustré sur la figure 6.7. En ce qui concerne le régime $c \lesssim 2.5\sigma$, un léger décalage entre la figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ électronique et celle modélisant le signal peuvent expliquer les pentes observées. Une réponse différente entre les événements simples – dominés par des γ – et le signal $\bar{\nu}_e$ – un positron et deux γ d'annihilation – peut trouver son origine dans les effets de collection de lumière, le dépôt d'énergie du signal étant plus localisé.



(a)



(b)

FIGURE 6.6 – Figure (a) : Taux de neutrinos $f_{\nu(c)}$ obtenus par la méthode de soustraction "ON-OFF" en fonction du seuil de coupeure c sur la figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, sur les données en Phase-II. Le dernier point à droite correspond au taux obtenu lorsqu'aucune coupeure n'est appliquée. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques et reflètent les variations du rapport signal sur bruit en fonction de la coupeure PSD appliquée.

Figure (b) : Modélisation de l'impact de variations relatives de la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ entre le ON et le OFF sur la procédure d'extraction des taux par la méthode "ON-OFF". La composante de reculs de protons – paramétrée par μ_p – varie relativement à celle de reculs d'électrons entre la période ON et la période OFF ; l'impact de 1.5 % de variation est représenté en pointillés bleus. L'impact d'une déviation de 5 % [σ_γ] de la moyenne de la Gaussienne des neutrinos par rapport à celle des γ est représenté en rouge. L'effet total est représenté en vert.

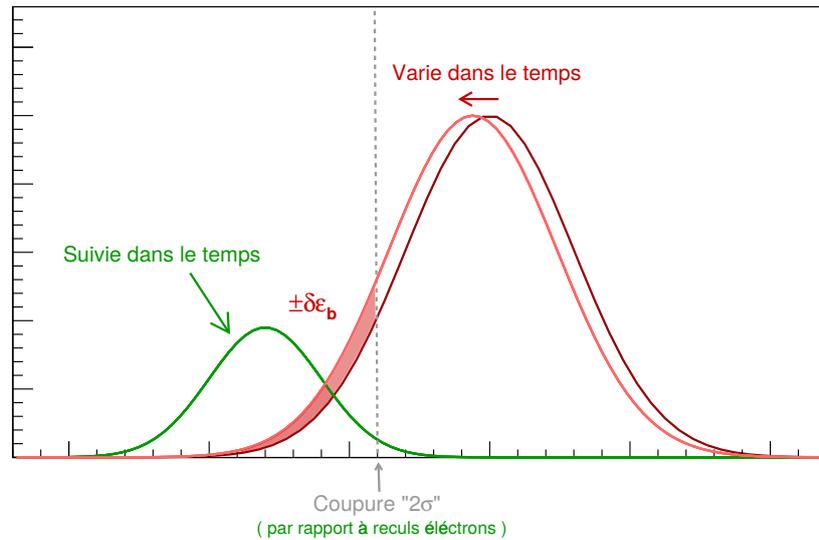


FIGURE 6.7 – Illustration du changement du facteur de mérite de la distribution de PSD induisant des changements d’acceptation de bruit de fond pour une coupure donnée.

Ces études permettent d’appréhender les problématiques autour de la discrimination en forme des signaux, et rendent évidente la nécessité de mettre en place une méthodologie d’extraction plus performante et intégrant ces effets afin de maîtriser la contamination changeante du bruit de fond. C’est l’objet de la section suivante.

6.2 Nouvelle méthodologie d’extraction

Les problématiques exposées dans la section précédente rendent ardue la soustraction statistique des spectres obtenus lors des arrêts du réacteur à ceux mesurés en périodes de fonctionnement, les systématiques associées étant difficilement maîtrisables. Une approche permettant de s’en affranchir a été développée lors de cette thèse. Au delà d’une simple coupure sur l’observable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, elle exploite la totalité de sa distribution et permet d’établir un modèle de bruit de fond utilisable quelles que soient les variations de conditions de mesures.

6.2.1 Principe général de la méthode

Illustrée sur la figure 6.8, cette méthode met à profit les périodes d’arrêt du réacteur pour en extraire une modélisation de la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ du bruit de fond qui puisse ensuite être utilisée en période de fonctionnement avec une composante supplémentaire modélisant le signal neutrino. Plus le modèle sera contraint, meilleure sera la précision sur l’extraction du signal. Il convient cependant de garder à l’esprit que l’utilisation d’un modèle inadapté ou sur-contraint peut biaiser les résultats, les éventuelles systématiques associées au choix d’un modèle devront donc être quantifiées.

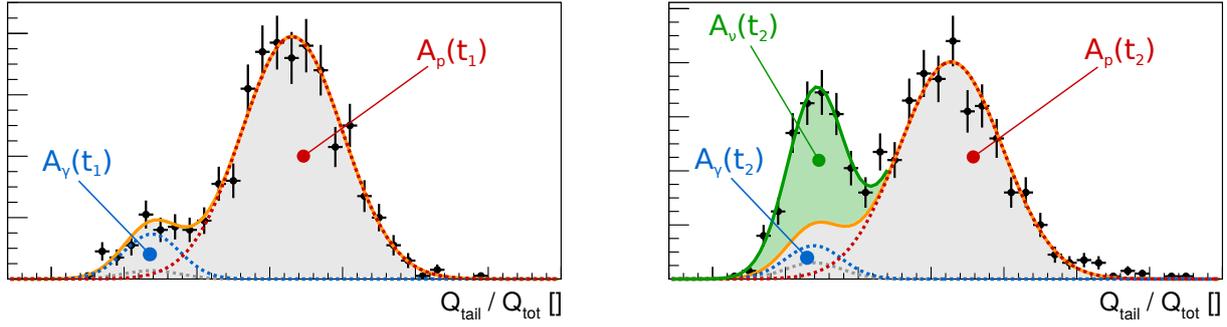


FIGURE 6.8 – Illustration de la méthode d’extraction des taux à partir des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Sur la figure de gauche, les données recueillies en période d’arrêt permettent la modélisation de la distribution de bruit de fond (en gris) qui seront ensuite utilisées lorsque le réacteur est en fonctionnement – sur la figure de droite – à partir d’une renormalisation à la composante $\mathcal{A}_p(t_2)$ locale et avec une composante supplémentaire représentant la contribution du signal neutrino, en vert.

Plus précisément, les données acquises en périodes d’arrêt donnent directement accès à la densité de probabilité $\mathcal{M}_{\text{bdf}}^{\text{corr}}(t, q)$ de l’observable $q \equiv Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ du bruit de fond, de forme générale :

$$\mathcal{M}_{\text{bdf}}^{\text{corr}}(t, q) \equiv \mathcal{A}_p(t, q) \times \left[\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p}(t, q) \cdot \mathcal{M}_\gamma(t, q) + \mathcal{M}_p(t, q) \right] \quad (6.6)$$

où la dépendance temporelle est justifiée par les évolutions diverses – température, pression – observées dans les sections précédentes. \mathcal{M}_γ est la densité de probabilité normalisée décrivant la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des reculs électroniques du bruit de fond corrélé, \mathcal{M}_p celle des reculs de protons du bruit de fond corrélé et $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ est le ratio définissant la pondération entre ces deux composantes. Les détails des fonctions choisies pour décrire \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_p et leur paramétrisation seront explicitées au 6.2.3. De la densité de probabilité $\mathcal{M}_{\text{bdf}}^{\text{corr}}(t, q)$ de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ des candidats de bruit de fond corrélés se déduit alors celle attendue pour les périodes de fonctionnement du réacteur :

$$\mathcal{M}_{\text{ON}}^{\text{corr}}(t, q) \equiv \mathcal{M}_{\text{bdf}}^{\text{corr}}(t, q) + \mathcal{M}_\nu(t) \quad (6.7)$$

$$= \mathcal{A}_p(t) \times \left[\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p}(t) \cdot \mathcal{M}_\gamma(t) + \mathcal{M}_p(t) \right] + \mathcal{A}_\nu(t) \cdot \mathcal{M}_\nu(t) \quad (6.8)$$

où $\mathcal{M}_\nu(t)$ est la densité de probabilité normalisée de q décrivant les candidats neutrinos qui doit donc être pondérée par le taux de neutrinos $\mathcal{A}_\nu(t)$.

L’intérêt de cette factorisation repose sur le fait que la population de recul de proton n’inclut pas de composante supplémentaire lorsque le réacteur est en fonctionnement¹, offrant ainsi un ancrage aux conditions locales à partir de $\mathcal{A}_p(t)$. La connaissance de $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ permet alors d’estimer la contamination de bruit de fond électronique sous la composante neutrino, inaccessible en présence du signal.

1. Cette hypothèse – essentielle à l’expérience – est vérifiée par les figures 6.5

6.2.2 Procédure d'ajustement

Conditionnement des données

La distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ étant dépendante de l'énergie et de la cellule touchée, et le bruit de fond pouvant varier d'une cellule à l'autre, il existe autant de densités de probabilités $\mathcal{M}_{\text{bdf}}^{\text{corr}}(t, q)$ (6.6) que de couples (cellule, énergie). Ceci implique une fragmentation des données en sous-ensembles pour chacun de ces couples, où des intervalles d'énergies seront employés. En outre, l'évolution des paramètres dans le temps astreint à un conditionnement supplémentaire en intervalles temporels réduits². La procédure d'ajustement sera alors appliquée à chaque distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ correspondant à une cellule l_{cell} , un intervalle temporel $[T, T+\Delta T]$ et un intervalle énergétique $[E, E+\Delta E]$ donnés. Le découpage énergétique doit correspondre à celui souhaité pour la reconstruction des spectres, 500 keV pour le travail réalisé lors de cette thèse.

Avec quelques centaines de candidats corrélés par jour et par cellule seulement, il devient évident que les distributions ainsi construites auront une faible statistique, requérant alors un traitement rigoureux de la procédure d'ajustement. Les taux de comptage réduits qui doivent être traités ici ne permettent en effet à priori pas d'utiliser un ajustement classique par minimisation de χ^2 , qui utilise implicitement des lois normales pour les incertitudes. Une approche utilisant la méthode du maximum de vraisemblance sera préférée ici, permettant la prise en compte de la statistique de Poisson à laquelle obéissent les taux de comptage.

Traitement des accidentelles

Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ construites pour les candidats issus de la recherche de paires corrélées contiennent intrinsèquement une contamination accidentelle, dont l'estimation est effectuée précisément grâce à l'ouverture de multiples portes décalées (cf. 4.2.2). Les modèles (6.6) et (6.7) ne concernent quant à eux que les paires corrélées. Deux approches peuvent alors être envisagées :

Soustraction statistique pour chaque intervalle de la distribution accidentelle à celle de la distribution de corrélées. Cette méthode ne suppose aucune forme pour les distributions accidentelles et permet ensuite l'ajustement de la distribution résultante directement par les modèles (6.6) ou (6.7).

Traitement simultané des deux distributions, où la distribution issue de la recherche de paires corrélées sera ajustée par les modèles (6.6) ou (6.7) auxquels une composante accidentelle sera ajoutée, contrainte par la distribution issue de la recherche de candidats accidentels.

Ces deux approches sont équivalentes dans un régime asymptotique. Nous choisissons ici le deuxième traitement, plus rigoureux dans le cas des faibles statistiques³

2. Nous avons considéré des intervalles d'une semaine en phase I et de deux semaines en phase II.

3. La soustraction peut aboutir à un résultat négatif, ce qui n'est pas physique dans le cas de taux de comptages obéissant à une loi de Poisson.

Fonction d'ajustement

Nous nous plaçons ici dans un sous-intervalle (l_{cell} , $[T, T+\Delta T]$, $[E, E+\Delta E]$). Ces indices seront omis par la suite. La fonction d'ajustement $f_{corr+acc}(q)$ choisie pour décrire les distributions de candidats issus de la recherche de paires corrélées correspond donc simplement au modèle 6.6 ou 6.7 – selon si l'intervalle à traiter est une période de réacteur à l'arrêt ou en fonctionnement – auquel est ajoutée la composante accidentelle, contrainte par l'ajustement des distributions des portes décalées par $f_{acc}(q)$:

$$\begin{cases} f_{corr+acc}(q) = P \cdot \left[[\mathcal{A}_{acc}] \cdot \mathcal{M}_{acc}(q) + [\mathcal{A}_p] \cdot \left(\left[\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p} \right] \cdot \mathcal{M}_\gamma(q) + \mathcal{M}_p(q) \right) + [\mathcal{A}_\nu] \cdot \mathcal{M}_\nu(q) \right] \\ f_{acc}(q) = (P/F_{acc}) \cdot [\mathcal{A}_{acc}] \cdot \mathcal{M}_{acc}(q) \end{cases} \quad (6.9)$$

où $P = T_{eff} \cdot b$ est le pré-facteur permettant l'extraction des paramètres d'intérêt (entre crochets) directement en taux par jour, b étant la largeur d'un intervalle en Q_{tail}/Q_{tot} et F_{acc} le facteur de correction à appliquer pour normaliser les accidentelles (cf. 4.2.2).

Fonction de minimisation

L'estimation des paramètres d'intérêt est obtenue par la méthode du maximum de vraisemblance étendue, où la vraisemblance \mathcal{L} est définie à partir de lois de Poisson que suivent les taux de comptages de chaque intervalle des distributions de Q_{tail}/Q_{tot} . Son expression est détaillée en annexe B.1. Pour l'étude effectuée ici, l'ajustement des distributions par les modèles (6.9) doit être réalisée simultanément sur les distributions accidentelles et corrélées. Pour cela, il est commode de trouver le meilleur ajustement par la maximisation de la fonction de vraisemblance \mathcal{L}_0 définie comme :

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{L}_{acc} \times \mathcal{L}_{corr+acc} \quad (6.10)$$

$$= \mathcal{L}(\vec{p}, N_{acc} | \vec{n}_{acc}) \times \mathcal{L}(\vec{p}, N_{corr+acc} | \vec{n}_{corr+acc}) \quad (6.11)$$

avec \vec{p} le vecteur d'observables à estimer – paramètres des modèles f_{acc} et $f_{corr+acc}$, N_{acc} et $N_{corr+acc}$ le nombre d'événements dans les distributions accidentelles et corrélées.

Le meilleur ajustement est obtenu par maximisation de \mathcal{L}_0 . En pratique, c'est la minimisation de $-\ln(\mathcal{L}_0)$ qui sera réalisée.

6.2.3 Modèles utilisés

L'idée générale ayant été formulée et les outils statistiques d'ajustement des distributions mis en place, nous pouvons désormais définir les modèles et contraintes utilisées pour les différentes composantes des distributions de Q_{tail}/Q_{tot} . Notre choix s'est naturellement porté vers un modèle composé de plusieurs distributions gaussiennes. Dans toute cette sous-section, l'expression de la densité de probabilité de la loi normale – normalisée

à 1 – sera donc largement employée et sera notée $\mathcal{G}(\mu, \sigma)$ dans toute la suite :

$$\mathcal{G}(\mu, \sigma)(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(q - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.12)$$

Les différents modèles gaussiens pourront alors être définis à partir d’un ensemble de paramètres – sensibles ou non aux conditions expérimentales – gardés libres ou contraints par des jeux de données indépendants. L’avantage d’apporter des contraintes au modèle est de diminuer le nombre de paramètres libres, et donc de réduire l’incertitude sur le modèle de bruit de fond et, par extension, sur le taux de neutrinos.

Candidats accidentels

Les signaux prompts des paires accidentelles constituent à priori un sous-ensemble d’événements simples. En première approche, leur distribution peut donc être directement décrite par les paramètres de référence issue de la caractérisation des événements simples (cf. 3.4.3) et suit ainsi leur évolution en fonction du temps :

$$\mathcal{M}_{acc}(t) = \mathcal{G}(\mu_s(t), \sigma_s(t)) \quad (6.13)$$

Cette approximation a ses limitations, particulièrement à basse énergie, où les distributions de Q_{tail}/Q_{tot} des candidats accidentels diffèrent légèrement de celles obtenues à partir des événements simples, comme illustré sur la figure 6.9. Ces déviations peuvent s’expliquer par des effets de volumes plus importants dans le cas de la sous-sélection des paires accidentelles, dûs à l’origine du vertex d’interaction des événements (cf. 3.4.2).

Nous avons vérifié que, malgré ces déviations, les intégrales obtenues par ce modèle simple étaient en accord au pourcent avec les taux de comptage.

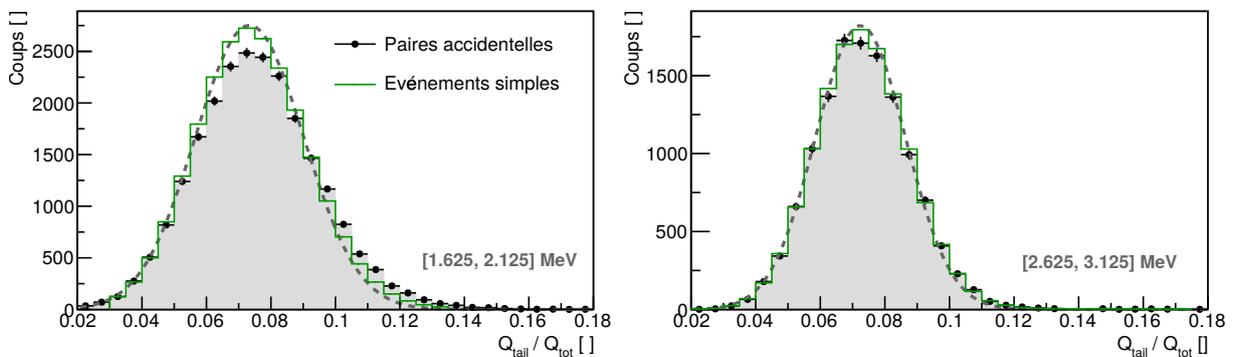


FIGURE 6.9 – Distribution de Q_{tail}/Q_{tot} pour les candidats accidentels (en noir) et les événements simples (en vert) pour deux intervalles à basse énergie.

Bruit de fond corrélé de nature "recul électronique"

Dans une première approche, cette composante a été simplement décrite par une gaussienne identique à celle de la référence des événements simple (cf. 3.4.3), nous noterons la version associée "version 1". C'est celle qui a permis l'analyse des données de la phase I.

Les études du chapitre précédent (cf. 5.2.2) ont montré que les signaux prompts associés au bruit de fond provenant de la réaction $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ sont constitués d'un empilement d'un γ et d'un neutron. Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ associées peuvent alors dévier de celles qui caractérisant les reculs électroniques purs. Nous avons donc choisi d'extraire les paramètres des distributions par leurs déviations relatives par rapport à ceux des événements simples :

$$\mathcal{M}_\gamma(t) = \mathcal{G}(\Delta\mu_{\gamma-s}^{\text{corr}} \cdot \mu_s(t), \Delta\sigma_{\gamma-s}^{\text{corr}} \sigma_s(t)) \quad (6.14)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Delta\mu_{\gamma-s}^{\text{corr}} = \mu_\gamma^{\text{corr}} / \mu_s \\ \Delta\sigma_{\gamma-s}^{\text{corr}} = \sigma_\gamma^{\text{corr}} / \sigma_s \end{cases} \quad (6.15)$$

Ces déviations – moyennées pour les six cellules – sont obtenues à partir des données en périodes d'arrêt et sont présentées sur la figure 6.10. Elles sont supposées constantes, les dépendances en temps étant intégrées par l'ancrage sur les événements simples. Comme attendu, une déviation significative – de l'ordre de 15 % – des moyennes et des déviations standard des distributions est observée dans la région en énergie dominée par cette réaction de diffusion inélastique. Ces déviations vont bien dans le sens d'une contamination par un proton de recul, avec $\mu_s < \mu_\gamma^{\text{corr}} < \mu_p$, et, de même, $\sigma_s < \sigma_\gamma^{\text{corr}} < \sigma_p$.

La version associée à ce modèle sera notée "version 2".

La "version 1" initiale est retrouvée pour $\Delta\mu_{\gamma-s}^{\text{corr}} = \Delta\sigma_{\gamma-s}^{\text{corr}} = 1$.

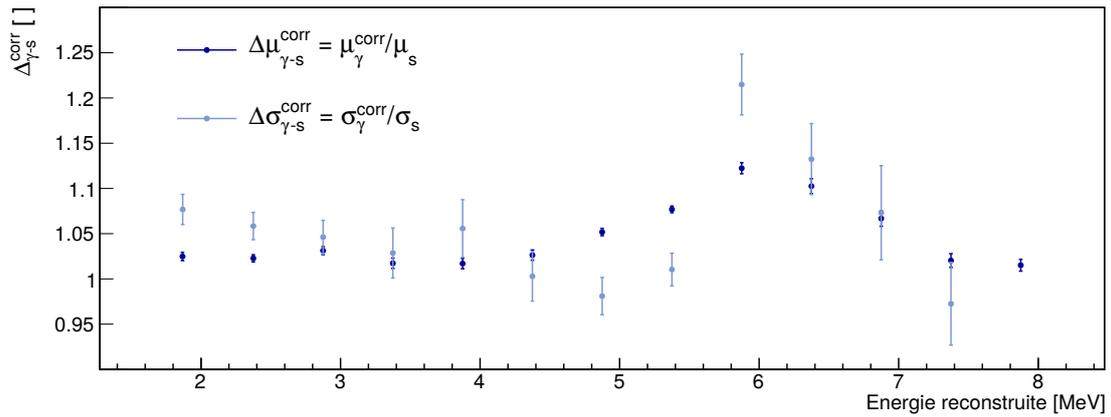


FIGURE 6.10 – Déviations par rapport aux événements purement électroniques des moyennes ($\Delta\mu_{\gamma-s}^{\text{corr}} = \mu_\gamma^{\text{corr}}/\mu_s$ en bleu clair) et écarts-types ($\Delta\sigma_{\gamma-s}^{\text{corr}} = \sigma_\gamma^{\text{corr}}/\sigma_s$ en bleu foncé) de la population de reculs électroniques des candidats corrélés en période d'arrêt, phase-II. Pour chaque énergie, les valeurs sont moyennées sur les différentes cellules, les barres d'erreurs quantifient l'écart-type observé. Données issues de [126].

Bruit de fond corrélé de nature "recul de proton"

A nouveau, la première approche simple a été de considérer une unique distribution gaussienne pour la composante de reculs de protons. C'est le modèle que nous avons adopté pour l'analyse des données de la phase I, qui fait donc partie de la "version 1" évoquée précédemment :

$$\mathcal{M}_p^I(t) = \mathcal{G}(\mu_p(t), \sigma_p(t)) \quad (6.16)$$

Il est difficile d'apporter des contraintes extérieures sur les paramètres $\mu_p(t)$ et $\sigma_p(t)$, la statistique de reculs de protons disponible dans les données étant du même ordre de grandeur que celle obtenue dans les échantillons de paires corrélées⁴. Ces paramètres sont donc laissés complètement libres lors de l'ajustement des distributions. Ainsi, leur incertitude est uniquement le reflet de la statistique locale.

Les données acquises en période d'arrêt lors de la phase II ont mis en évidence que la composante de reculs de protons était constituée de deux populations [126], une principale, et une sous composante plus discrète, à plus fort $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ (cf. 5.2.2, Fig 5.12). Sa prise en compte dans le modèle fait donc partie de la "version 2". Afin d'éviter d'ajouter de nouveaux paramètres libres, la sous-composante supplémentaire est contrainte par des déviations relatives par rapport à la composante principale. Ces paramètres – à nouveau supposés constants – sont présentées sur la figure 6.11 et permettent d'établir le modèle suivant :

$$\mathcal{M}_p^{II}(t) = \frac{\mathcal{A}_p^1(t)}{\mathcal{A}_p^1(t) + \mathcal{A}_p^2(t)} \mathcal{G}(\mu_p^1(t), \sigma_p^1(t)) + \frac{\mathcal{A}_p^2(t)}{\mathcal{A}_p^1(t) + \mathcal{A}_p^2(t)} \mathcal{G}(\mu_p^2(t), \sigma_p^2(t)) \quad (6.17)$$

$$= \frac{1}{(1 + a_p)} \mathcal{G}(\mu_p^1(t), \sigma_p^1(t)) + \frac{a_p}{(1 + a_p)} \mathcal{G}(m_p \cdot \mu_p^1(t), s_p \cdot \sigma_p^1(t)) \quad (6.18)$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_p = \mathcal{A}_p^2 / \mathcal{A}_p^1 \\ m_p = \mu_p^2 / \mu_p^1 \\ s_p = \sigma_p^2 / \sigma_p^1 \end{cases} \quad (6.19)$$

Au lieu de traiter les deux composantes comme indépendantes, les factorisations effectuées permettent de conserver l'expression générale du bruit de fond définie par 6.6.

L'expression précédente se ramène à celle utilisée pour la Phase-I pour $a_p = 0$.

4. Le retrait des conditions d'isolation permet d'augmenter principalement la statistique de reculs électroniques. La valeur minimale du veto muon envisageable est de $\sim 30\mu\text{s}$ si le muon est également vu dans le détecteur – justifiée par les perturbations de la ligne de base après la saturation engendrée par les muons – et empêche ainsi l'étude directe des interactions de neutrons rapides directement après le passage d'un muon.

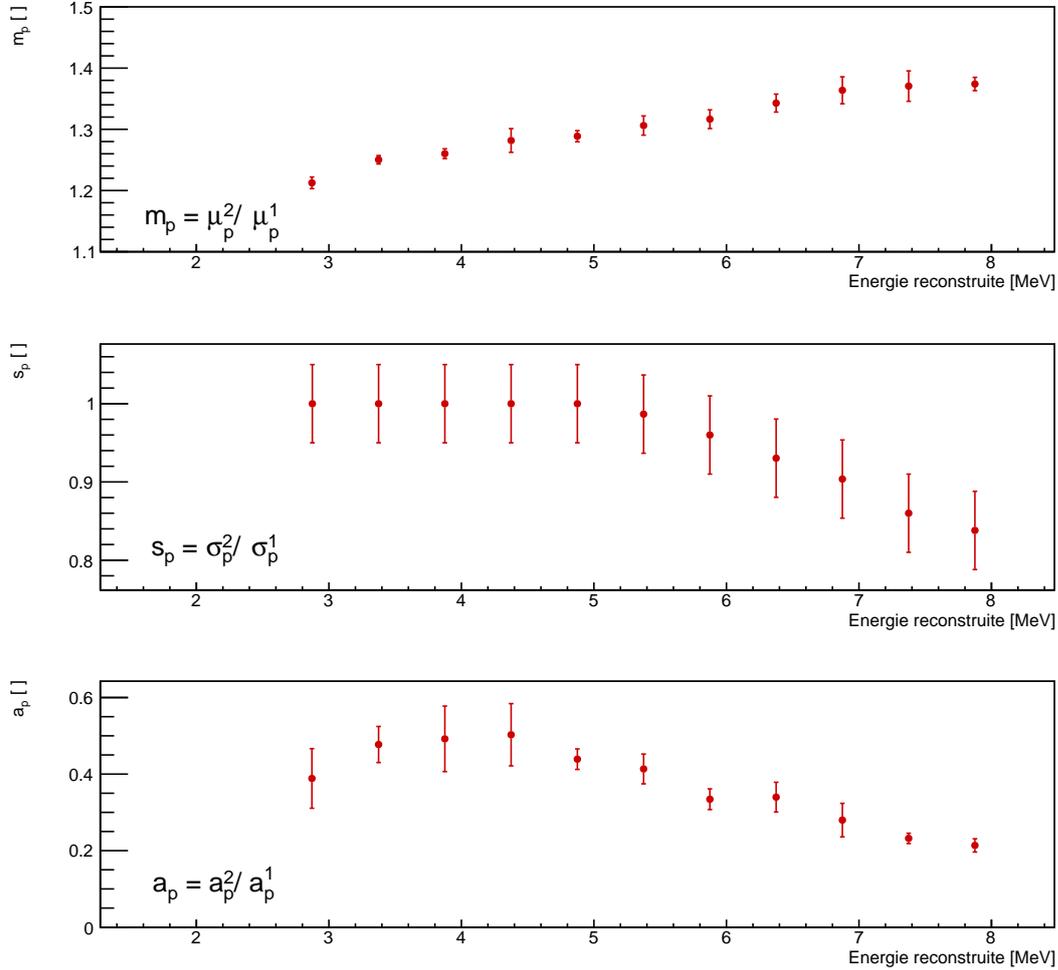


FIGURE 6.11 – Déviations par rapport à la composante de reculs de protons *principale* des moyennes ($m_p = \mu_p^2 / \mu_p^1$ sur la figure supérieure), écarts-types ($s_p = \sigma_p^2 / \sigma_p^1$ sur la figure centrale) et intégrales ($a_p = \mathcal{A}_p^2 / \mathcal{A}_p^1$ sur la figure supérieure) de la sous-composante de reculs de protons au sein des candidats corrélés en période d’arrêt, phase-II. Pour chaque énergie, les valeurs sont moyennées sur les différentes cellules, les barres d’erreurs quantifient l’écart-type observé.

A basse énergie, les deux composantes sont quasiment confondues ($m_p \sim s_p \sim 1$); le modèle dégénéré (6.16) est alors suffisant pour décrire les données et sera utilisé pour les deux premiers points (1.675 MeV et 2.375 MeV).

La tendance croissante de m_p s’explique par le fait que μ_p^1 décroît plus fortement que μ_p^2 sur toute la gamme énergétique, se traduisant par un éloignement des deux composantes. Données issues de [126].

Pondération des composantes

Dans l'expression (6.6) du modèle de bruit de fond, nous avons choisi la factorisation faisant apparaître le terme $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p(t)$ comme le ratio définissant la pondération entre les composantes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_p . Une fois déterminé, ce rapport permet alors l'estimation de l'amplitude du bruit de fond électronique – confondu avec le signal en période de réacteur allumé – à partir du bruit de fond de nature recul de protons.

Nous avons formulé l'hypothèse d'un rapport constant pour chaque cellule et chaque intervalle énergétique :

$$\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p|_{l,E}}(t) = \text{constante}_{l,E} \quad (6.20)$$

justifiée par l'étude présentée au 5.3.2 montrant que les deux composantes varient de la même façon avec la pression atmosphérique. Notons que les déviations des paramètres caractérisant la figure de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ sont quant à elles bien indépendantes de la physique du bruit de fond, et ne sont fonctions que des conditions locales de température dans les liquides et l'électronique d'acquisition et ne doivent donc pas invalider cette hypothèse.

Le modèle constant est compatible dans les incertitudes de mesures pour l'ensemble des périodes d'arrêt. Un exemple est présenté sur la figure 6.12. Cette procédure nous a également permis de vérifier qu'aucun biais n'était introduit par le découpage en temps et la faible statistique associée. C'est ce qui est illustré sur la même figure, où la valeur moyenne obtenue par l'ajustement de l'ensemble des points est compatible avec la valeur des données intégrées sur le temps.

Nous disposons donc – pour chaque cellule et chaque intervalle énergétique – de la valeur moyenne de $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ et de son incertitude, extraites à partir de l'ensemble des données recueillies en période d'arrêt. Les valeurs ainsi obtenues sont regroupées pour toutes les cellules sur la figure 6.13, présentées en fonction de l'énergie. L'allure générale est le miroir du spectre de bruit de fond, mettant en valeur les contributions des reculs électroniques plus marquées au niveau du pic de capture sur l'hydrogène et de la diffusion inélastique sur le carbone. Les disparités observées entre cellules révèlent des effets de bord – les deux des extrémités montrant systématiquement un rapport environ 20 % plus faible que celles centrales. Ces disparités nous confortent dans le choix de bien considérer une valeur différente pour chaque cellule, reflétant un bruit de fond légèrement différent en fonction de la position dans le détecteur.

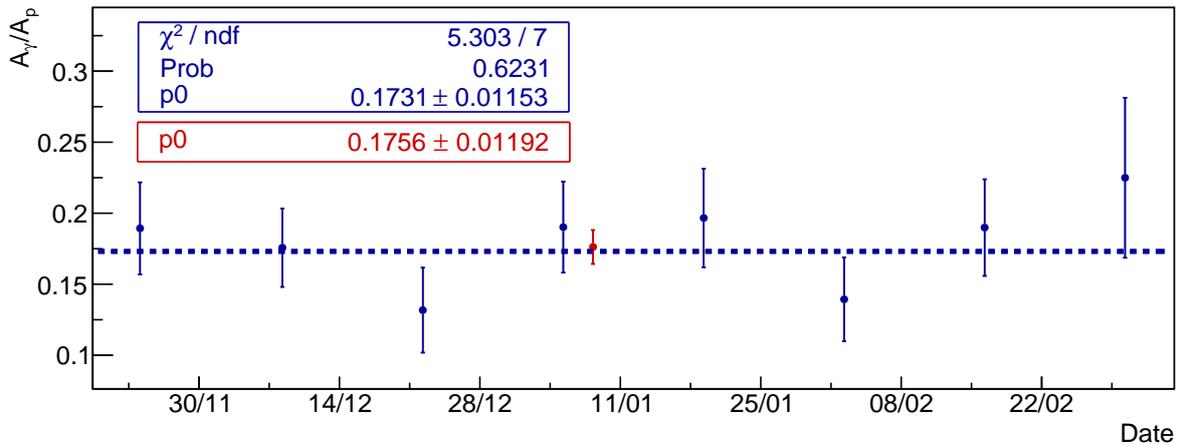


FIGURE 6.12 – Extraction de la contrainte $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ dans la cellule 4 dans l’intervalle [2.675 MeV, 3.125 MeV] pour les données regroupées au sein d’une seule distribution – en rouge – ou segmentées par intervalles de 14 jours – en bleu. Les estimations issues des ajustements des données segmentées sont compatibles avec un modèle constant, dont la valeur moyenne et l’erreur coïncident avec celle obtenue par l’ajustement unique.

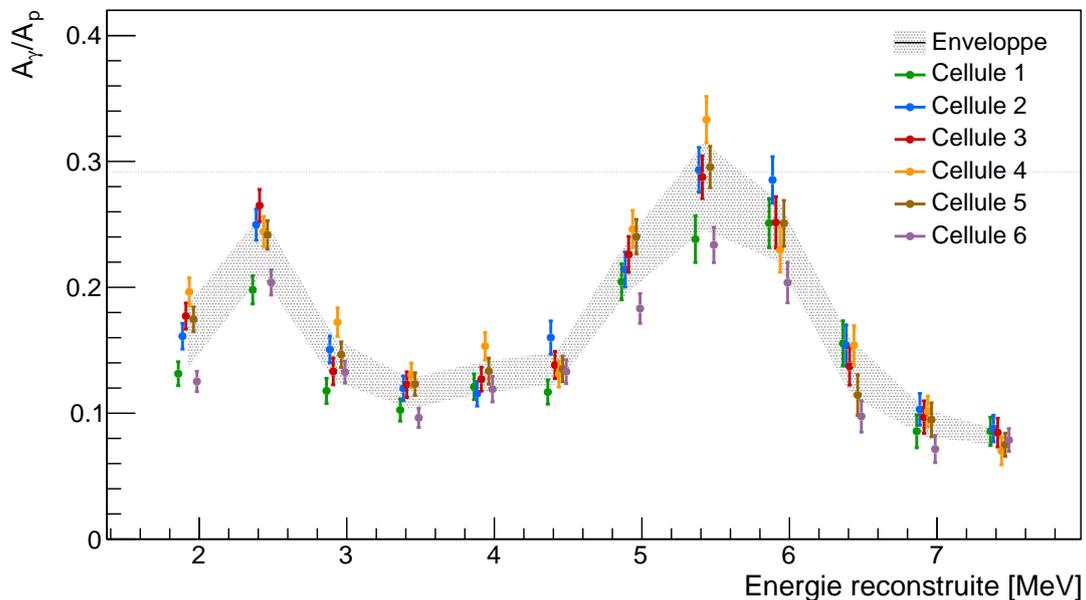


FIGURE 6.13 – Valeurs de $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ obtenues à partir des données acquises en périodes d’arrêt en phase II, pour chaque cellule – indiquées en couleurs – en fonction de l’énergie. L’enveloppe des variations – déterminée comme la déviation standard des points – est superposée en gris à titre illustratif uniquement. Les valeurs en énergie sont décalées d’une cellule à l’autre pour des raisons de clarté.

Neutrinos

Les études de la variation du taux de neutrinos en fonction du seuil choisi pour une coupure sur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ présentées au 6.1.3 ont mis en lumière une légère différence entre la distribution des événements simples et celle du signal. L'incertitude sur le modèle \mathcal{M}_ν empêche alors de le fixer sur la référence des événements simples, et contraint à introduire des paramètres lui permettant de dévier de ce dernier. Une fois ici encore, ces déviations sont considérées constantes et exprimées relativement par rapport aux événements simples :

$$\mathcal{M}_\nu(t) = \mathcal{G}(\mu_s(t) + \Delta\mu_\nu \cdot \sigma_s(t), \Delta\sigma_\nu \cdot \sigma_s(t)) \quad (6.21)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Delta\mu_\nu = \frac{\mu_\nu - \mu_s}{\sigma_s} \\ \Delta\sigma_\nu = \sigma_\nu / \sigma_s \end{cases} \quad (6.22)$$

Ces paramètres ont été déterminés à partir de données de la phase I en ne considérant que la composante électronique issue de la soustraction statistique des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ de la période d'arrêt à celle de fonctionnement, ces deux périodes ayant des températures moyennes similaires. Une moyenne commune à toutes les énergies et toutes les cellules a été extraite, et nous avons estimé l'incertitude sur ces paramètres de déviation de façon conservatrice comme l'enveloppe globale de toutes les valeurs observées.

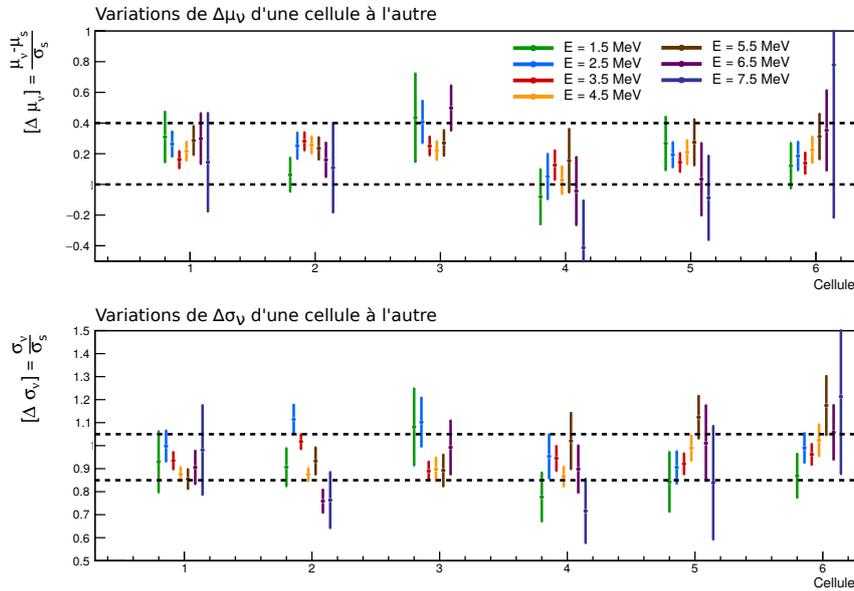


FIGURE 6.14 – Déviations par rapport aux événements purement électroniques des moyennes – $\Delta\mu_\nu = \frac{\mu_\nu - \mu_s}{\sigma_s}$, figure supérieure – et écarts-types – $\Delta\sigma_\nu = \sigma_\nu / \sigma_s$, figure inférieure – des distributions obtenues par soustraction "ON-OFF" sur les données de la phase I. Pour ces deux paramètres, une enveloppe globale (représentée par les pointillés noirs) est déterminée de sorte à englober toutes les valeurs entre cellule et en énergie.

Exemples d'ajustements

La procédure d'ajustement combiné des distributions de candidats corrélés et accidentels est illustrée sur la figure 6.15, pour un intervalle temporel et en énergie donné. La figure 6.16 propose un autre exemple, où sont exposés les ajustements successifs en périodes d'arrêt, permettant l'extraction des paramètres du modèle de bruit de fond, puis en période de fonctionnement, pour lesquels le signal $\bar{\nu}_e$ est extrait.

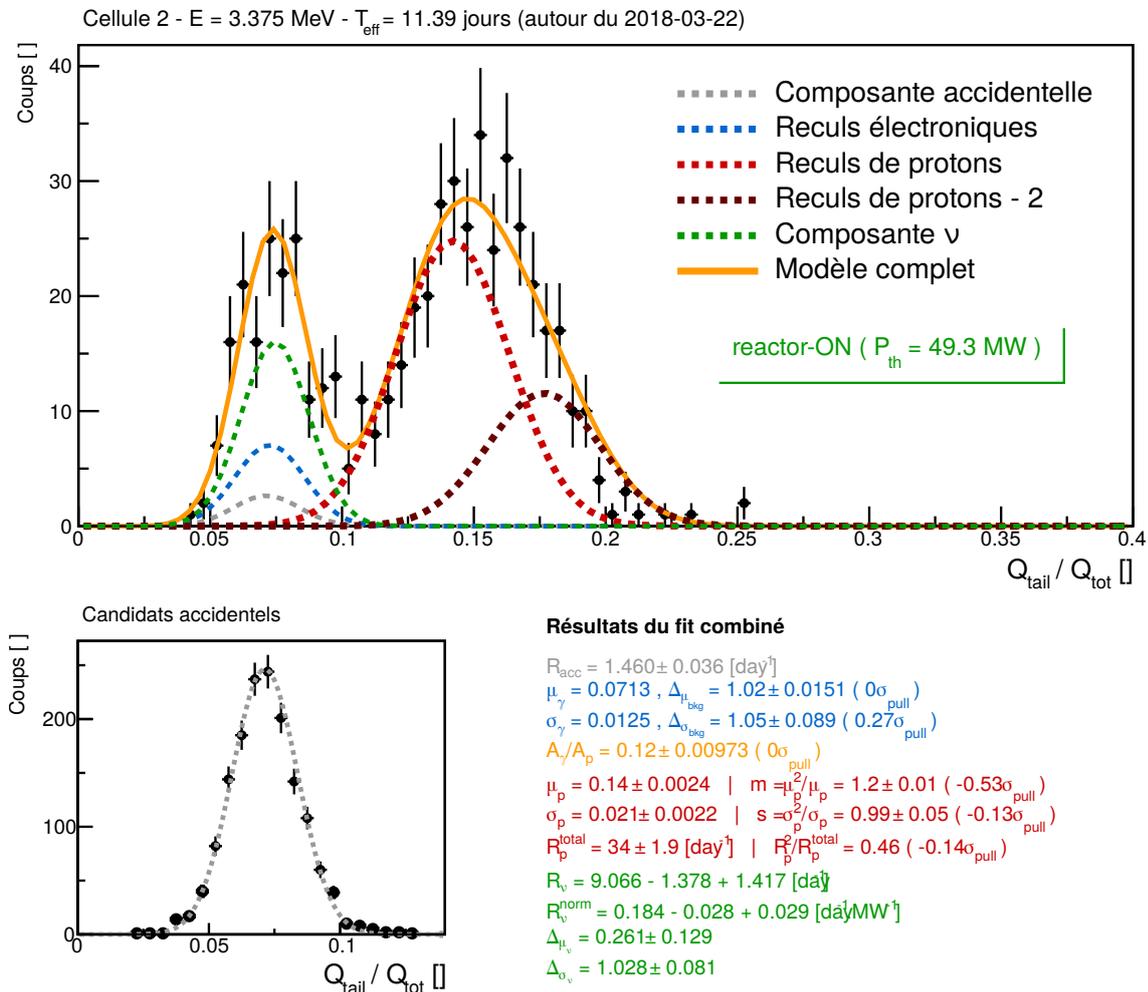


FIGURE 6.15 – Exemple de l'ajustement combiné des distributions de candidats corrélés (bloc supérieur) et accidentels (bloc inférieur) avec le modèle de la "version 2".

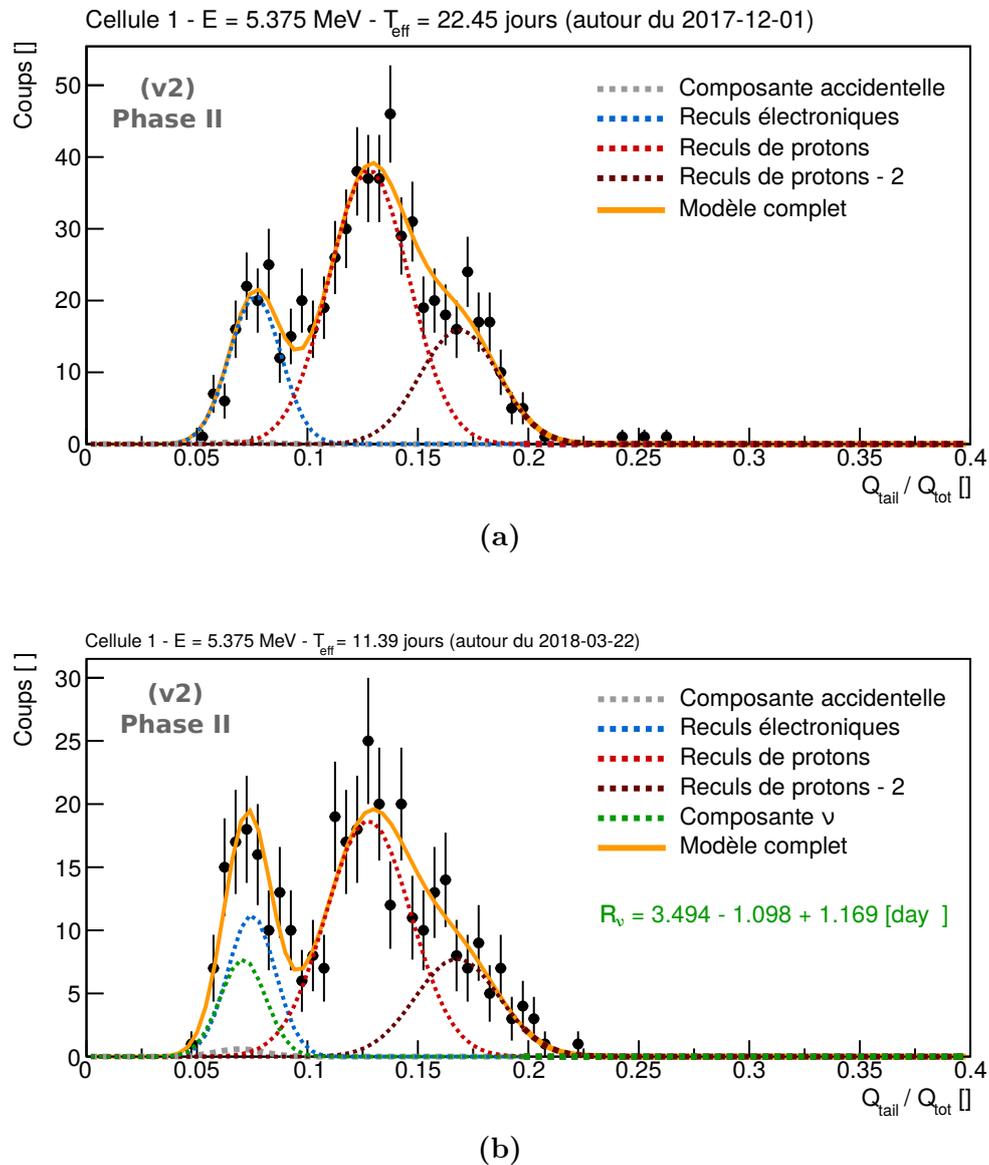


FIGURE 6.16 – Exemple d'extraction du taux de neutrinos pour un intervalle énergétique, dans la cellule 1. Sur la figure (a), le modèle de la "version 2" est utilisé pour décrire le bruit de fond. Ce modèle permet ensuite de contraindre la contamination du bruit de fond sous le signal, sur la figure (b).

6.2.4 Propagation des incertitudes statistiques

Le conditionnement en intervalles temporels conduit à effectuer plusieurs ajustements des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour une même cellule et un même intervalle énergétique. Les taux de $\bar{\nu}_e$ ainsi extraits sont supposés être stables en fonction du temps. L'extraction du taux moyen peut donc s'effectuer par l'ajustement de leurs valeurs par un modèle constant. Cette sous-section détaille le traitement des incertitudes sur les taux.

Traitement des contraintes

Les paramètres des modèles qui viennent d'être exposés ont des incertitudes associées, qui sont le simple reflet de la quantité de données limitées à disposition pour les déterminer. Ces incertitudes doivent donc être propagées lorsque ce modèle de bruit de fond est utilisé pour estimer le bruit de fond sous le signal $\bar{\nu}_e$. En pratique, nous propageons l'information de leurs valeurs centrales p_i^0 et de leurs incertitudes σ_i par la minimisation de la vraisemblance globale (cf. annexe B.2) :

$$-\ln(\mathcal{L}_{\text{glob}}) = -\ln(\mathcal{L}_0) + \prod_{i=c_1, \dots, c_j} \frac{(p_i - p_i^0)^2}{2\sigma_i^2} \quad (6.23)$$

correspondant à la vraisemblance \mathcal{L}_0 définie initialement (6.10) complétée par des termes de contraintes, un pour chacun des paramètres $\{c_1, \dots, c_j\}$. Dans cette formulation, nous négligeons les corrélations éventuelles entre les paramètres contraints, celles-ci doivent être à terme intégrées par l'implémentation d'une matrice de covariance provenant directement de l'extraction simultanée des contraintes.

Budget d'incertitudes pour un ajustement

Chaque intervalle possède son propre rapport signal sur bruit, dépendant bien-sûr des taux absolus d'antineutrinos et de bruit de fond mais aussi du facteur de mérite local de la distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Bien que moins facilement interprétables qu'avec une coupure, les incertitudes reportées sur les taux de $\bar{\nu}_e$ extraits des ajustements sont pourtant équivalentes. L'annexe B.3 en propose une expression naïve.

Nous avons vérifié la cohérence du traitement de ces incertitudes dans la procédure d'ajustement en étudiant quelques cas particuliers. Lorsque le bruit de fond est complètement fixé, l'incertitude sur le taux de neutrino extrait est purement statistique et correspond à celle que l'on obtiendrait en appliquant une coupure sur $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ de type (6.5) avec $c \sim 2\sigma$.

Lorsque l'incertitude sur la contamination liée à la composante de recul de proton est incluse, en laissant libres les paramètres de la composante \mathcal{M}_p , l'incertitude reportée sur le taux de $\bar{\nu}_e$ augmente de $\sim 5-10\%$ en fonction des rapport signal sur bruit locaux.

Finalement, lorsque les contraintes sont incluses dans l'ajustement grâce à la minimisation de la vraisemblance globale (6.23), cela revient à propager les incertitudes liées à une soustraction de bruit de fond, lui même à statistique limitée.

Extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ moyens

Une subtilité concernant le traitement de l'incertitude des modèles est toutefois à prendre en compte. Pour tous les intervalles temporels d'une même cellule et d'un même intervalle énergétique, nous utilisons en effet le même modèle de bruit de fond, contraint à partir des données des périodes d'arrêt. L'incertitude liée à la soustraction de ce bruit de fond est donc corrélée entre tous les intervalles temporels. Sa contribution à l'incertitude finale doit rester la même quel que soit le nombre d'intervalles temporels utilisés pour l'extraction du signal : seule la contribution statistique doit décroître avec le nombre de mesures effectuées. Pour chaque intervalle, ces deux composantes sont donc estimées en fixant le modèle de bruit de fond puis en propageant son incertitude à l'aide des termes de contraintes définies par (6.23)

$$\delta\mathcal{A}_\nu^{\text{"contraint"}} \equiv \sqrt{\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}^2 + \delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}}^2} \quad \text{et} \quad \delta\mathcal{A}_\nu^{\text{"fixe"}} \equiv \delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}} \quad (6.24)$$

$$\Rightarrow \delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}} \equiv \sqrt{\delta\mathcal{A}_\nu^{\text{"contraint"}^2 - \delta\mathcal{A}_\nu^{\text{"fixe"}^2}} \quad (6.25)$$

où $\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}$ est la contribution locale de l'incertitude et $\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}}$ est la contribution provenant de la propagation de l'incertitude du modèle à l'incertitude totale, et désigne l'incertitude *commune* pour tous les segments temporels résultant de l'utilisation d'un même modèle de bruit de fond. Seules les incertitudes $\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}(t)$ sont prises en considération dans l'ajustement des taux par une constante. Finalement, nous obtenons l'incertitude finale à partir de :

$$\delta\mathcal{A}_\nu^2 = \delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}^{\text{"p0"}^2} + \overline{\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}}^2} \quad (6.26)$$

avec $\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}^{\text{"p0"}}$ l'incertitude sur la valeur constante issue de l'ajustement et $\overline{\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}}}$ l'incertitude des modèles moyenne sur la période considérée. La figure 6.17 est une illustration de ce traitement. Cette méthode a été la plus pragmatique à mettre en place. À terme, il sera plus rigoureux d'implémenter une procédure d'ajustement qui combine directement tous les intervalles temporels associés à un même modèle de bruit de fond.

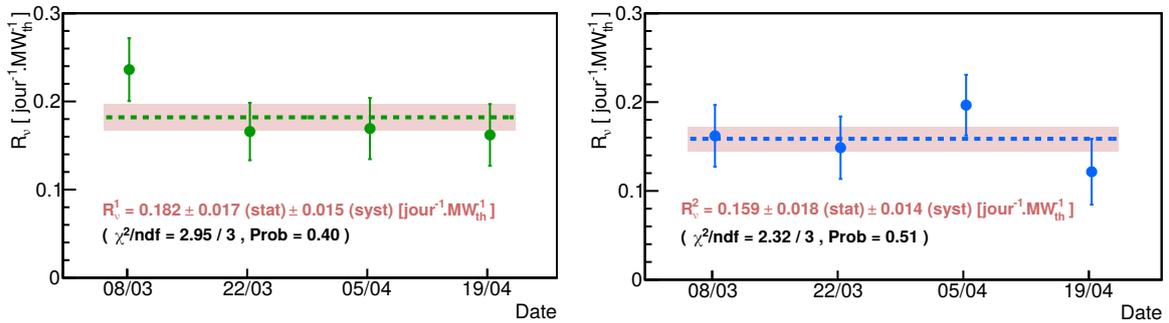


FIGURE 6.17 – Extraction des taux moyens de $\bar{\nu}_e$ pour un cycle pour les cellules 1 (figure de gauche) et 2 (figure de droite) dans un intervalle en énergie. Les barres d'incertitudes figurant sur le graphique reflètent la contribution statistique $\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'stat'}}$ seulement. L'incertitude liée aux modèles $\overline{\delta\mathcal{A}_{\nu, \text{'bdf'}}$ est représentée par la bande rouge, et est notée ici *systématique* par abus de langage.

6.2.5 Biais et incertitudes systématiques

Le défi de cette méthode est la maîtrise à la fois en norme et en forme du bruit de fond dans la région d'intérêt des $\bar{\nu}_e$, tout potentiel biais se répercutant directement sur le taux du signal extrait.

Recherche de biais dans la procédure d'ajustement

Avant l'estimation des incertitudes systématiques à partir des données, nous nous sommes intéressée à la validation de la procédure d'ajustement dans le cas de basses statistiques, l'objectif étant de vérifier que les estimateurs de nos paramètres d'intérêt ne sont pas biaisés et que les incertitudes sont correctement traitées. Pour cela, nous avons généré un grand nombre de pseudo-expériences par Monte-Carlo et construit la distribution des résidus de ces paramètres selon :

$$\sigma_p = \frac{p^e - p^v}{\delta p^e} \quad (6.27)$$

où les p_c^e sont les estimateurs de p_c issus des ajustement et p_c^v est la valeur *vraie* du paramètre en question. La procédure est validée si la distribution des résidus obéit à une statistique de loi normale centrée réduite.

Lorsque des contraintes sont utilisées, elles doivent également faire l'objet de pseudo-expériences sous peine de biaiser les résultats [127]. Pour chaque pseudo-expérience, nous simulons donc un jeu de données représentant les périodes d'arrêt, duquel nous extrayons un ensemble de contraintes qui seront utilisées sur le jeu de données simulées pour les périodes d'activité. Nous appliquons exactement la même procédure pour extraire les taux d'antineutrinos que celle utilisée pour les données – à savoir l'utilisation d'une segmentation en sous-intervalles temporels et le traitement des incertitudes détaillé dans la section précédente. Ces analyses sont effectuées pour divers intervalles énergétiques, avec des rapports signal-sur-bruit et des statistiques variés. Les figures 6.18a et 6.18b illustrent des distributions de résidus typiques pour les paramètres $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ et \mathcal{A}_ν obtenues à l'issue d'un millier de pseudo-expériences reproduisant les données de la phase-II. Lorsqu'elle n'est pas compatible avec une loi normale centrée réduite, la distribution des résidus des taux de neutrinos montre de légères déviations. Les plus larges d'entre elles sont observées pour $|\mu_{\text{res}}| \sim 0.2$ et $\sigma_{\text{res}} \sim 0.9 - 1.1$. Une incertitude systématique peut alors être ajoutée en quadrature aux taux finaux de neutrinos.

Biais de la "version 1"

La "version 1" du modèle suppose une distribution gaussienne décrivant la composante de reculs d'électrons centrée sur la référence des événements simples (cf. 6.2.3) et une unique distribution gaussienne pour les reculs de protons (cf. 6.2.3). Cette version a été utilisée pour l'analyse des données de la phase I, dont les résultats ont été présentés à la conférence de Moriond en mars 2018 [128], et ultérieurement publiés [129].

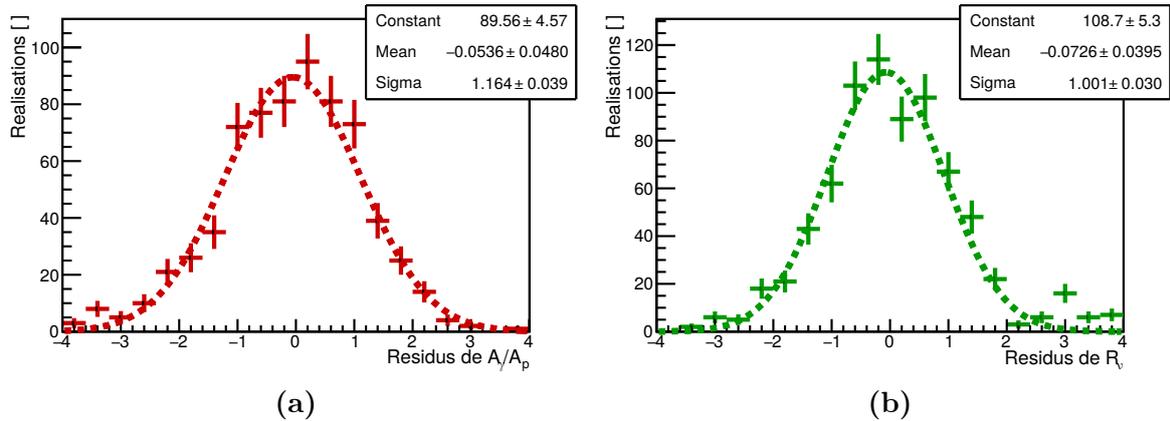


FIGURE 6.18 – Distribution des résidus pour les paramètres $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$ - figure (a) – et \mathcal{A}_ν - figure (b) – correspondant à la simulation de 1000 pseudo-expériences reproduisant les données de la phase-II.

La longue période d'arrêt du réacteur lors de la phase II de prise de données a été profitable pour augmenter significativement la statistique du bruit de fond, et la bonne stabilité expérimentale de cette période a permis le raffinement du modèle décrivant les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, dont l'aboutissement est la "version 2". La confrontation entre les versions successives a alors révélé un biais lié à l'utilisation du modèle initial.

Les déviations entre les taux de $\bar{\nu}_e$ extraits avec les deux versions à partir des données de la phase II sont quantifiées sur la figure 6.19. Exprimées en unités de barre d'erreurs, elles sont significatives dans la région autour de $\sim 5-7$ MeV. Ceci correspond à la région du bruit de fond dominée par les diffusions inélastiques de neutrons sur le carbone, où les signaux prompts résultent d'un empilement entre un γ et un neutron (cf. 5.2.2 et 6.2.3) et où le rapport signal-sur-bruit devient défavorable.

Le biais observé provient d'une combinaison de plusieurs effets, et va dans le sens d'une sous-estimation du taux de bruit de fond, donc d'une sur-estimation du signal dans la zone concernée. La figure 6.21 montre l'exemple de l'utilisation de la "version 1" dans un des intervalles en énergie concernés, et résume la problématique. Elle est à comparer avec l'utilisation de la "version 2" sur ces mêmes données, déjà présentée sur la figure 6.16. Dans la version initiale et pour la modélisation du bruit de fond (Fig. 6.21a), l'ancrage de la composante de reculs électroniques sur celle des événements simples empêche l'ajustement correct de la composante et mène à une sous-estimation de son amplitude. D'autre part, l'emploi d'une unique composante pour les reculs de protons conduit à une sur-estimation de sa déviation standard. L'application de ce modèle pour l'extraction du signal (Fig. 6.21) propage donc ce biais dans la composante de bruit de fond directement sur l'estimateur du signal.

A titre illustratif, le modèle de la "version 1" appliqué aux données de la phase I pour ce même intervalle en énergie est présenté sur la figure 6.20.

L'impact de ce biais sur l'analyse d'oscillation sera discuté au 7.2.3.

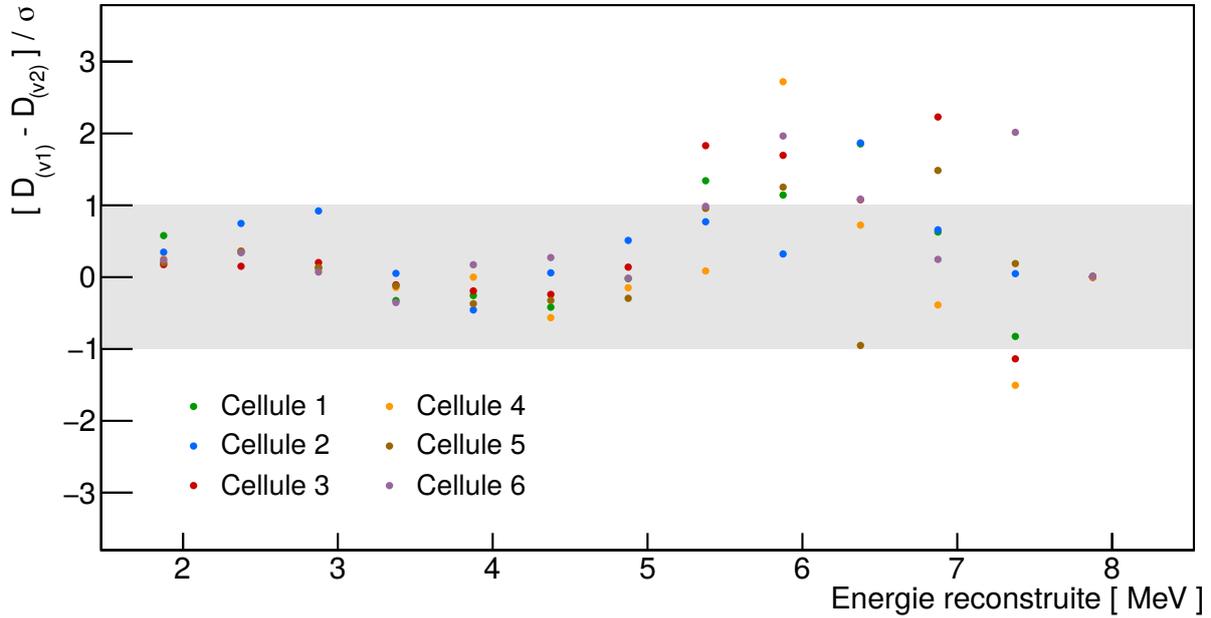


FIGURE 6.19 – Écart entre les taux de neutrinos extraits avec la "version 1" et la "version 2", pour les différentes cellules – en couleurs – en fonction de l'énergie, pour les données de la phase II. L'écart est normalisé à la valeur de l'incertitude ; la bande grisée représente la zone $[-1 \sigma, 1 \sigma]$

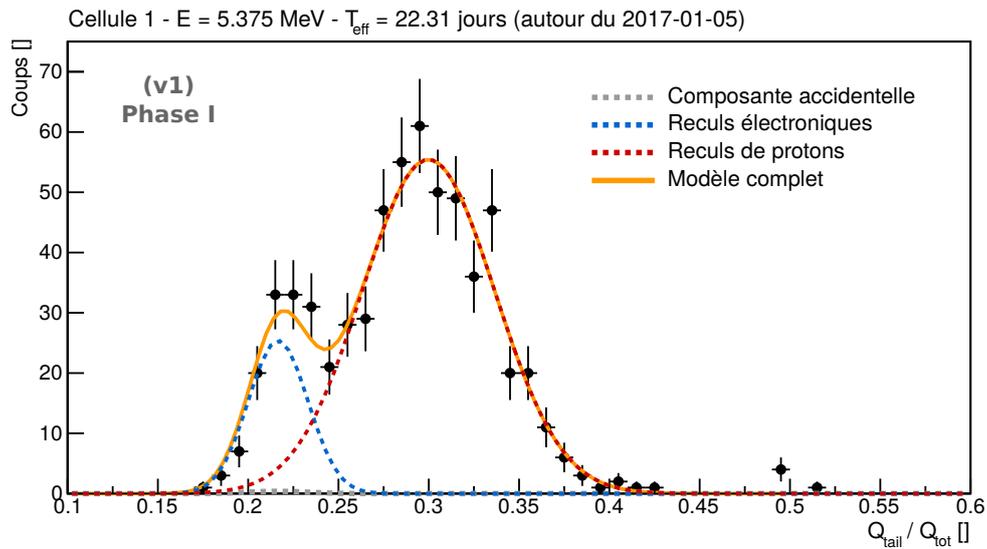


FIGURE 6.20 – Ajustement des données de la phase I pour un intervalle énergétique avec le modèle de la "version 1".

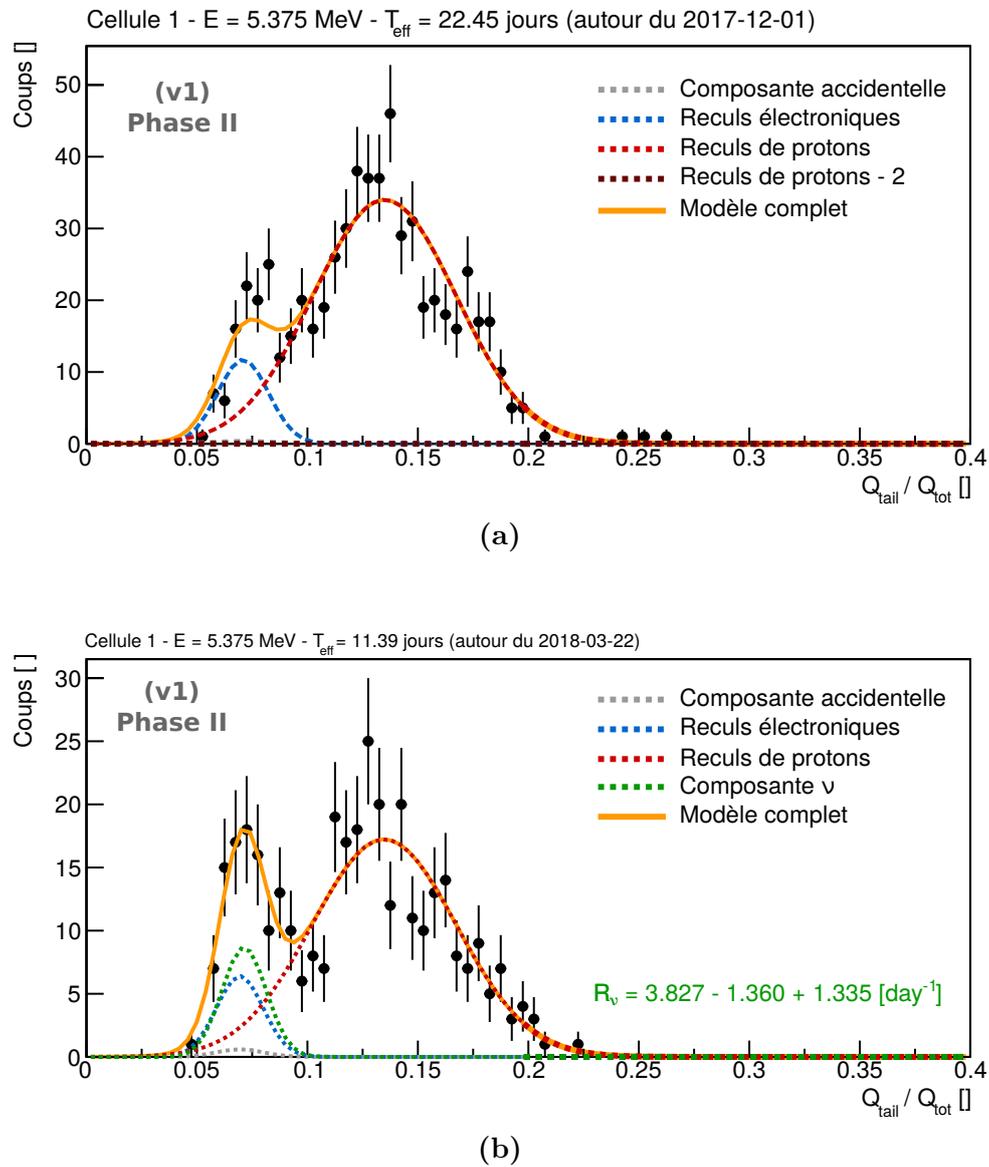


FIGURE 6.21 – Exemple d'extraction du taux de neutrinos pour un intervalle énergétique, dans la cellule 1. Sur la figure (a), le modèle de la "version 1" est utilisé pour décrire le bruit de fond. Ce modèle permet ensuite de contraindre la contamination du bruit de fond sous le signal, sur la figure (b).

Qualité des ajustements

De loin le plus répandu des tests statistiques employés pour estimer la qualité d'un ajustement, le "test du χ^2 " permet de tester la compatibilité statistique d'une distribution avec le modèle d'ajustement, sous l'hypothèse que les variables aléatoires que sont les observations obéissent à des lois normales. Dans un régime asymptotique, les lois de Poisson que nous employons pour définir le maximum de vraisemblance \mathcal{L} tendent vers des lois normales. La valeur du maximum de vraisemblance \mathcal{L}_{\max} obtenue à l'issue de l'ajustement ne porte pas d'information en elle-même. En revanche, le test statistique suivant peut être construit :

$$\chi_\lambda^2 = -2 \ln \lambda \quad (6.28)$$

où λ est défini comme le ratio entre \mathcal{L}_{\max} et \mathcal{L}_{sat} , la vraisemblance *saturée* permettant une sorte de renormalisation à la valeur maximale obtenue lorsque le modèle et les données sont parfaitement confondus.

Nous avons vérifié par Monte-Carlo que le test ainsi défini obéit bien à une statistique de χ^2 , une de ces distributions est présentée sur la figure 6.22 à titre d'exemple.

Nous pouvons donc interpréter les valeurs de χ_λ^2 en termes de probabilités pour les ajustements effectués sur les longues périodes de données de la phase II, donnant une indication sur la qualité des modèles mis en place pour décrire les données, dans la statistique disponible. Deux exemples sont présentés sur les figures 6.23a et 6.23b, pour lesquels les distributions des résidus sont également représentées. Aucune déviation significative n'est observée sur chaque ajustement considéré individuellement avec le modèle de la "version 2", exceptées pour les intervalles à basse énergie, contaminés dans les régions de faible ratio $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ en phase II par les désintégrations de muons (cf. 5.2.1). Cette déviation ne perturbe pas l'ajustement, celui-ci étant effectué sur des bornes restreintes.

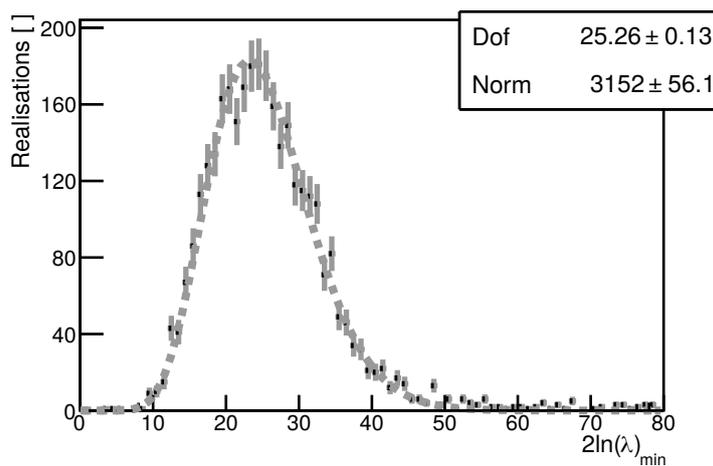
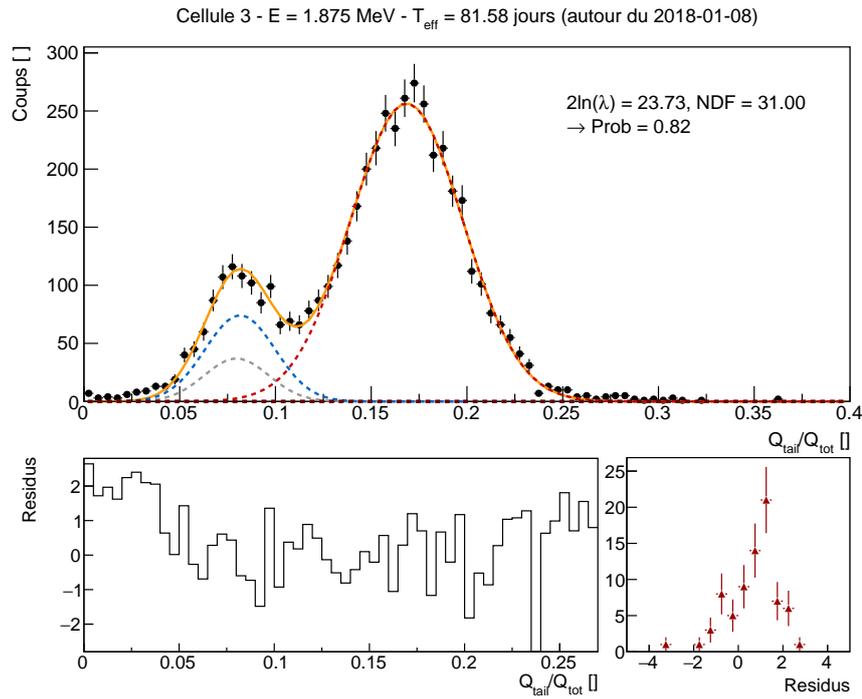
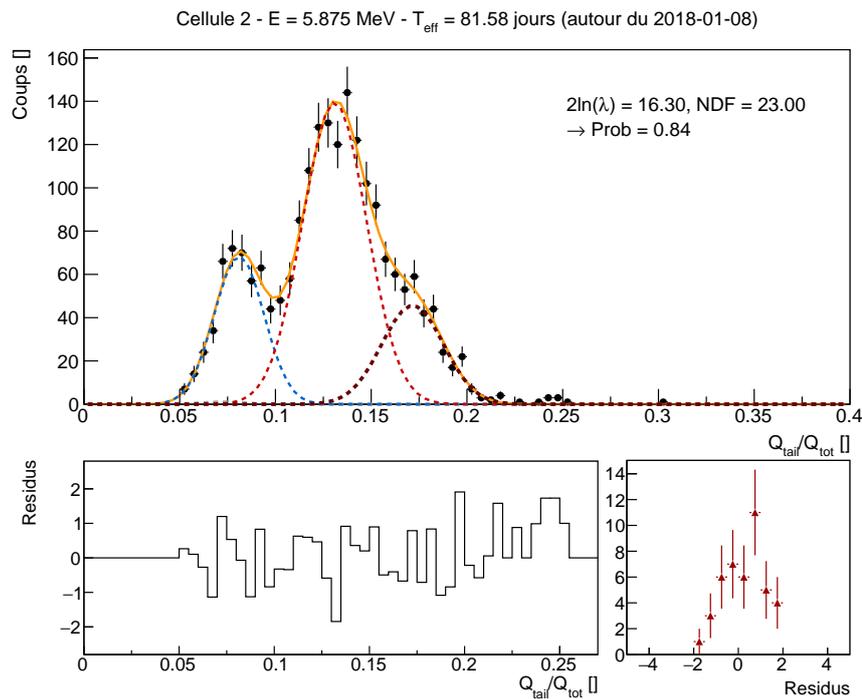


FIGURE 6.22 – Distribution de χ_λ^2 dans le cas où les données obéissent au modèle utilisé pour l'ajustement, obtenu par génération de pseudo-expériences avec une statistique comparable à celle observée dans les données pour des intervalles temporels de deux semaines. χ_λ^2 obéit bien à une loi de χ^2 , représentée en pointillés.



(a)



(b)

FIGURE 6.23 – Ajustement des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ avec le modèle de la "version 2", à partir de l'ensemble des données collectées en phase II en période d'arrêt, pour un intervalle à basse énergie (Fig. (a)) et à plus haute énergie (Fig. (b)). Dans les blocs inférieurs figurent les résidus entre le modèle et les données (en noir, à gauche), et la distribution de ces résidus (en rouge, à droite).

Le test du χ^2 n'est qu'un indicateur parmi d'autres de la qualité d'un ajustement. L'étude des résidus par région d'intérêt ou encore un test de Kolmogorov sont en cours d'étude afin d'obtenir des informations complémentaires en forme et en norme.

6.3 Conclusion

Ce chapitre a développé la méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$. Les variations des conditions expérimentales entre périodes d'arrêt et de fonctionnement ont été quantifiées en incertitudes systématiques, relatives d'une période à l'autre. Celles liées aux variations des taux de signaux simples et de muons sont négligeables, et nous avons montré comment les variations liées aux conditions atmosphériques peuvent être corrigées en ramenant les taux à une pression de référence. En revanche, les déviations relatives des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ empêchent l'utilisation d'une simple coupure sur cette observable, et ce, même en suivant au pourcent les déviations temporelles de la référence des reculs d'électrons qui définissent la région d'intérêt du signal. Les larges incertitudes systématiques qui en découlent sont liées à la contamination non maîtrisée des reculs de protons, changeante avec la température. Cette capacité de discrimination en forme des signaux est pourtant essentielle puisqu'elle rejette près de 80 % du bruit de fond corrélé.

Nous avons alors développé une méthode permettant de s'affranchir de ces problématiques. Les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ du bruit de fond corrélé sont désormais modélisées à partir des données acquises en périodes d'arrêt, et ce modèle permet ensuite de contraindre l'ensemble des composantes contaminant le signal $\bar{\nu}_e$, tout en s'adaptant aux déviations locales des paramètres des distributions. Un soin particulier a été apporté à la procédure d'ajustement par méthode de maximisation de vraisemblance – valable pour les faibles statistiques rencontrées – ainsi qu'au traitement et à la propagation des incertitudes statistiques. Cette procédure a également fait l'objet de validations par méthodes Monte-Carlo. Le modèle choisi est un modèle multi-gaussien, les paramétrisations des différentes composantes mettent largement à profit la compréhension des processus physiques responsables du bruit de fond. La statistique croissante des données en périodes d'arrêt a permis le raffinement d'un premier modèle simple vers une description plus fine, montrant des ajustements de bonne qualité.

Extraits par cellules pour chaque intervalle en énergie, nous disposons donc des spectres de $\bar{\nu}_e$ requis pour l'analyse d'oscillation, faisant l'objet du chapitre 7 ci-après.

Chapitre 7

Analyse du signal $\bar{\nu}_e$

La motivation physique principale de STEREO est de tester l'hypothèse d'une oscillation liée à un hypothétique neutrino stérile de l'ordre de l'eV, permettant d'expliquer l'anomalie des antineutrinos de réacteurs (RAA). Les données acquises depuis fin 2016 ont permis d'obtenir les premiers résultats.

En guise de bilan des études du bruit de fond et de la méthode d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ qui ont fait l'objet des chapitres 5 et 6 précédents, nous discutons en première partie de ce chapitre du rapport signal sur bruit qui a été atteint, figure de mérite de la sensibilité de l'expérience. Les premiers résultats de l'analyse d'oscillation qui a été réalisée au sein de la collaboration – basée sur les spectres de $\bar{\nu}_e$ obtenus par la méthode détaillée au chapitre 6 – seront présentés et discutés en seconde partie de ce chapitre. Nous finirons sur les perspectives de l'expérience, en lien avec le contexte scientifique exposé en début de ce manuscrit.

7.1 Taux de $\bar{\nu}_e$ et rapport signal sur bruit

7.1.1 Évolution des taux et avancement des coupures

Le rapport signal sur bruit est un paramètre déterminant pour la sensibilité de l'expérience, justifiant les études de caractérisation et de réjection de bruit de fond qui ont fait l'objet du chapitre 5. La figure 7.1 résume l'évolution des coupures pour réduire le bruit de fond corrélé issues de ces études, et donne le statut actuel de l'expérience. Les taux de candidats corrélés sont représentés en fonction du temps, pour les deux phases de prise de données, pour les sélections successivement mises en place afin de rejeter une part croissante de bruit de fond. Le caractère essentiel de la discrimination en forme des signaux est mis visuellement en valeur. On y distingue clairement les périodes d'arrêt et de fonctionnement du réacteur. La stabilité remarquable atteinte témoigne des efforts mis en place pour suivre et corriger les effets de dégradation progressive des propriétés optiques du détecteur rencontrés en phase I.

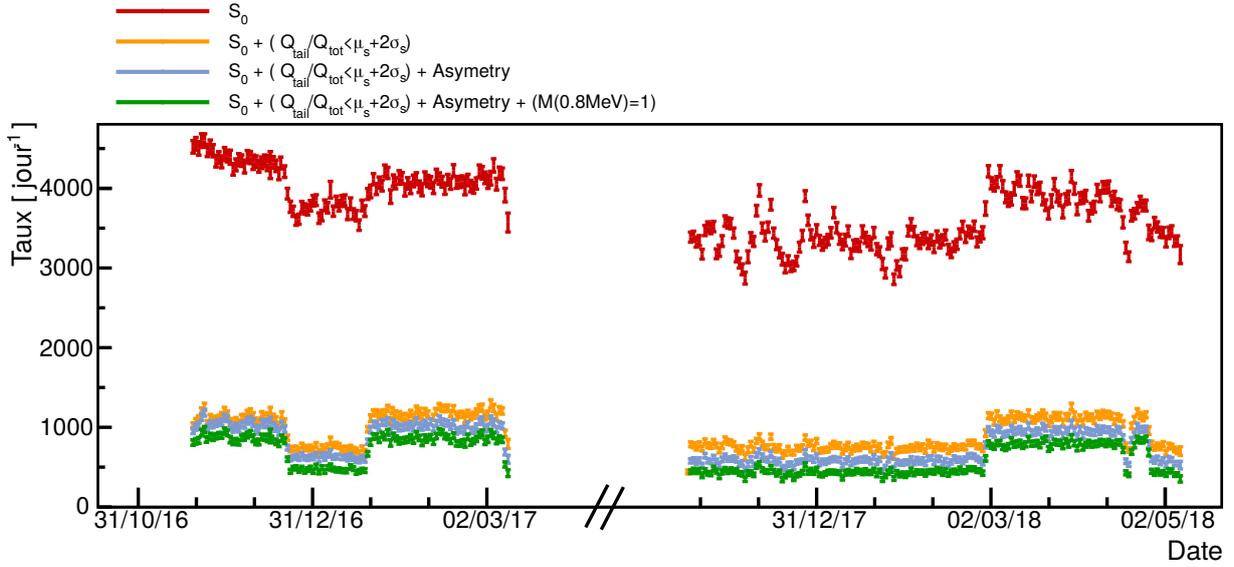


FIGURE 7.1 – Évolution des taux de candidats corrélés dans la cible en fonction du temps, sélectionnés avec différents jeux de coupures. Les données sont regroupées en périodes de 24 h, et sont ramenées à une pression de référence selon (6.4). En rouge figurent les taux obtenus avec le jeu de coupure initial (S_0), défini au chapitre 4. Une sélection sur les reculs électroniques est ajoutée pour les taux représentés en orange, et est complétée par une condition sur l’asymétrie de collection de charge (cf. 5.2.1), en bleu, puis par une condition sur la multiplicité des cellules touchées, en vert (cf. équation 5.13).

7.1.2 Bruit de fond et rapport signal-sur-bruit

L’ordre de grandeur des taux de $\bar{\nu}_e$ et de bruit de fond sont également directement visibles sur la figure 7.1. Les taux de candidats corrélés sont supérieurs de $\sim 400 \text{ jour}^{-1}$ par rapport aux $\sim 500 \text{ jour}^{-1}$ mesurés en période d’arrêt, quantifiant le rapport signal sur bruit à ~ 0.8 .

Les spectres de $\bar{\nu}_e$ sont construits à partir des taux extraits par cellule et par intervalle en énergie par ajustements sur les distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ (cf. 6.2). Nous avons validé au chapitre précédent que l’incertitude sur ces taux était bien cohérente avec la statistique de la région d’intérêt. A partir de chaque ajustement, nous pouvons donc inférer la contamination locale du bruit de fond dans la région du signal. Sur la figure 7.2, nous présentons l’amplitude des différentes composantes du bruit de fond qui contribuent aux taux de comptage pour $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} < \mu_\nu + 2\sigma_\nu$. La contamination accidentelle, presque aussi importante que celle des reculs électroniques à basse énergie, décroît rapidement avec l’énergie. La contamination de la composante de reculs de protons est relativement plate, et nous reconnaissons les structures du bruit de fond de nature électronique identifiées dans le chapitre 5, correspondant aux réactions de captures sur l’hydrogène et à la diffusion inélastique des neutrons sur le carbone. Le rapport signal sur bruit moyen sur tout le spectre est de 0.6 en prenant en compte les accidentelles, et s’élève à 0.8 en ne considérant que le signal corrélé, ce qui est cohérent avec la représentation de la figure 7.1. Il est important de faire la distinction entre ces deux rapports. En effet, bien que les

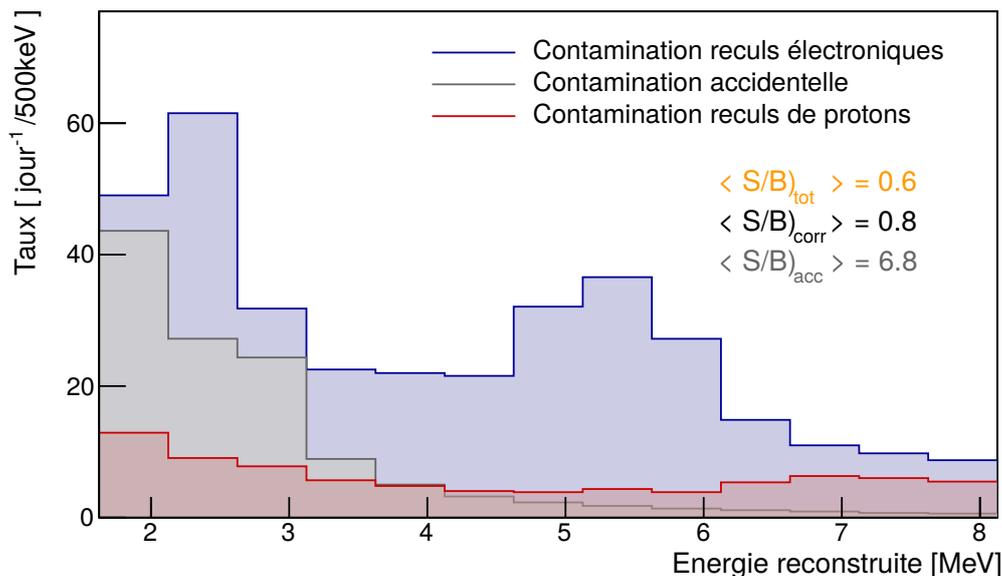


FIGURE 7.2 – Décomposition du bruit de fond corrélé et accidentel – en périodes de fonctionnement – selon ses différentes composantes. Les taux sont obtenus à partir des estimations, pour chaque ajustement, de la contribution des différentes composantes dans l'intervalle $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}} < \mu_\nu + 2\sigma_\nu$.

accidentelles soient estimées avec une excellente précision statistique grâce à la méthode des portes décalées que nous avons mise en place au 4.2.2, leur présence intrinsèque au sein des paires corrélées contribue à l'incertitude statistique de la somme du signal et du bruit, et ce, quelle que soit la précision atteinte pour les soustraire. Les valeurs de ces rapports, déclinées pour les différentes cellules, sont reportées dans le tableau 7.1. La dégradation du rapport signal-sur-bruit le long de l'axe du détecteur est le résultat de l'effet d'angle solide pour le signal, d'une part, et du profil de bruit de fond, d'autre part.

Ces rapports, moyennés sur tout le spectre, varient de 0.2 à 1.7 selon les intervalles en énergie. Ces variations sont la conséquence directe de l'allure structurée du spectre de bruit de fond, combinée à la statistique décroissante du taux de $\bar{\nu}_e$ avec l'énergie. Ainsi, le maximum de sensibilité se situe dans la région de 3-4 MeV, tandis que les régions les plus peuplées du spectre de bruit de fond – autour de 2 MeV et 5-6 MeV – affichent plutôt des ratios de 0.5.

	Total	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3	Cellule 4	Cellule 5	Cellule 6
$\langle S/B \rangle_{\text{tot}}$	0.6	0.7	0.8	0.7	0.6	0.6	0.5
$\langle S/B \rangle_{\text{corr}}$	0.8	0.9	1	0.9	0.7	0.7	0.6
$\langle S/B \rangle_{\text{acc}}$	7	6	8	8	7	8	5

TABLE 7.1 – Rapports "signal-sur-bruit" moyens dans les six cellules, pour le bruit de fond total (première ligne), le bruit de fond corrélé seul (deuxième ligne) et accidentel seul (troisième ligne), dans l'intervalle énergétique [1.625, 8.125] MeV

7.2 Des spectres à l'analyse d'oscillation

Nous commençons ici par introduire le principe des tests d'hypothèses qui sont utilisés pour l'analyse d'oscillation, ainsi que la méthode choisie pour la prise en compte des incertitudes systématiques. Les résultats obtenus à partir des données seront ensuite discutés.

7.2.1 Test d'hypothèses

Nous définissons l'hypothèse (H_0) – ou hypothèse nulle – pour laquelle les données sont compatibles avec le modèle standard, et l'hypothèse alternative (H_1) traduisant une nouvelle physique. Dans le cas de STEREO, le modèle standard est le modèle à trois neutrinos et la nouvelle physique consiste en l'existence d'une oscillation à courte distance.

Il est important de comprendre que ces deux hypothèses doivent être testées de façon complémentaire; on ne saurait affirmer une découverte en fournissant uniquement une probabilité correcte pour (H_1) sans avoir rejeté (H_0) au préalable. Si un jeu de données montre une compatibilité supérieure avec (H_1) qu'avec (H_0), il reste à quantifier la signification donnée à cet écart, ou, autrement dit, si cette observation permet de rejeter (H_0) au profit de (H_1). La méthode du ratio de vraisemblance permet cette quantification et se ramène, dans le régime asymptotique, à l'utilisation de tests statistiques basés sur des " $\Delta\chi^2 \equiv \chi_0^2 - \chi_1^2$ ".

Cas de l'analyse d'oscillation

Appliquée à l'analyse d'oscillation, (H_1) devient une *classe* d'hypothèses, il existe en effet autant de " (H_1) " que de couples $(\sin^2(2\theta_{\text{new}}), \Delta m_{\text{new}}^2)$. Pour plus de clarté, on notera (H_μ) l'hypothèse spécifique à un couple donné μ de paramètres d'oscillation qui sera testé, et (H_0) reste l'hypothèse nulle (associée à μ_{NO}). Le test spécifique d'une hypothèse (H_x) se base alors sur la statistique suivante :

$$\Delta\chi_x^2 = \chi^2(x) - \chi^2(\hat{\mu}) > 0 \quad (7.1)$$

où le premier terme est le χ^2 associé à l'hypothèse (H_x), et $\hat{\mu}$ le couple de paramètres minimisant le χ^2 .

Dans le cas où les données obéissent à (H_x) et du fait des fluctuations statistiques, chaque réalisation peut montrer une meilleure compatibilité avec un autre couple de valeurs que celui définissant (H_x), se traduisant par une valeur de χ^2 plus faible. $\Delta\chi^2$ est donc une variable aléatoire dont chaque résultat expérimental est une simple réalisation. Moyennant la connaissance de sa densité de probabilité $f(\Delta\chi^2|H_x)$, l'hypothèse (H_x) est alors rejetée avec un niveau de confiance N_{conf} si

$$\Delta\chi_x^2 > \Delta\chi_{\text{conf}}^2 \quad (7.2)$$

où $\Delta\chi_{\text{conf}}^2$ est le seuil défini par

$$\int_0^{\Delta\chi_{\text{conf}}^2} f(u|\mathbf{H}_x) du = N_{\text{conf}} \quad (7.3)$$

Les analyses de sensibilité, de réjection de l'hypothèse nulle et d'exclusion se basent sur ce test statistique décliné avec (\mathbf{H}_0) ou (\mathbf{H}_μ) .

Analyse d'oscillation à partir des données

Les données d'une expérience ne sont qu'une réalisation statistique dont on souhaite inférer des informations sur (\mathbf{H}_0) et (\mathbf{H}_1) . La première étape est le test de l'hypothèse nulle à partir des données, pour cela, le test (7.1) est utilisé pour $(\mathbf{H}_x) \equiv (\mathbf{H}_0)$. L'hypothèse nulle est rejetée si $\Delta\chi_0^2 > \Delta\chi_{\text{conf}}^2$. Dans le cas où l'hypothèse nulle n'est pas rejetée, un contour d'exclusion peut être réalisé. En chaque point du plan, on cherche donc simplement ici à estimer si l'hypothèse associée (\mathbf{H}_μ) peut être rejetée à partir du même test (7.1) appliqué cette fois-ci à (\mathbf{H}_μ) . Dans le cas où l'hypothèse nulle est rejetée, un contour d'acceptation peut alors être réalisé, mettant en évidence les zones de paramètres $(\sin^2(2\theta_{\text{new}}), \Delta m_{\text{new}}^2)$ pour lesquels les données sont compatibles.

7.2.2 Traitement des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques dans STEREO font l'objet d'études dédiées et peuvent être séparées en différentes catégories. Elles sont regroupées dans le tableau 7.2. Certaines n'ayant pas été évaluées dans le cadre de ce travail de thèse, le détail de leur obtention n'a pas été présenté. Pour l'intérêt du lecteur, nous indiquons brièvement ci-dessous comment elles ont été déterminées.

Évaluation dans STEREO

L'incertitude concernant la normalisation relative entre cellules est dominée par celle sur l'efficacité de détection. Celle sur l'efficacité de capture neutron provient des disparités observées entre cellules du facteur de correction c_n , introduit au 3.3.3. Les incertitudes associées au signal prompt sont estimées à 1 %, et se basent sur des études à partir de la simulation. Celles-ci doivent encore être étudiées plus en détails. A titre d'illustration, il a été montré que les conditions de multiplicités appliquées au signal prompt induisent des distorsions dans le spectre $\bar{\nu}_e$, à hauteur de $\sim 10\%$ sur la gamme en énergie d'intérêt. Ces distorsions sont en principe reproduites par la simulation. Néanmoins, nous avons vu au chapitre 3 que celle-ci n'est pas parfaite, toute disparité associée à une coupure de sélection doit alors se traduire en incertitude systématique. Des travaux sont en cours pour réduire l'impact de ces distorsions à réjection de bruit de fond équivalente [130]. Enfin, l'incertitude sur les volumes de détection contribue également à hauteur de 0.85 % à l'incertitude totale de l'efficacité de détection.

En ce qui concerne l'échelle énergétique, les disparités résiduelles entre cellules permettent de chiffrer des incertitudes systématiques décorréelées, tandis que la stabilité dans le temps de l'énergie reconstruite ayant été atteinte (cf. 3.3.1) induit une incertitude sur la norme corrélée pour tout le détecteur.

Enfin, les incertitudes sur la norme absolue du flux et sur la forme du spectre demandent la maîtrise des incertitudes du flux de $\bar{\nu}_e$ provenant du réacteur (spectres, puissance, corrections hors-équilibres...), du nombre total de protons cible et de l'ensemble des efficacités absolues de sélections. Ces incertitudes systématiques sont en cours d'études au sein de la collaboration. En particulier, les études des incertitudes systématiques liées à la procédure d'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$ qui ont été introduites au 6.2.5 deviennent essentielles.

Prise en compte dans l'écriture du χ^2

Toutes les erreurs systématiques sont incluses dans l'analyse d'oscillation par le biais de paramètres dits *de nuisance* α_i associés à des termes de contraintes ajoutés à l'expression du χ^2 :

$$\chi_{\text{global}}^2 = \chi^2(\mu, \alpha_1, \dots, \alpha_n) + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\alpha_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (7.4)$$

En plus des paramètres d'intérêt μ , le χ^2 dépend désormais des paramètres de nuisance – dont la paramétrisation dépend de la méthode employée – laissant ainsi une marge supplémentaire pour l'ajustement du modèle aux données. L'ajout de ces paramètres a donc pour effet de réduire la signification associée à un résultat, c'est bien ce qui est attendu de la prise en compte de systématiques. Cependant, l'excursion de ces paramètres est limitée par la présence des termes de contraintes dont les σ_i proviennent des études des systématiques. A l'issue d'un ajustement, une excursion trop importante d'un des paramètres de nuisance peut signer une sous-estimation de la systématique associée.

Les méthodes de tests d'hypothèse présentées dans la première sous-section restent valables, avec la subtilité supplémentaire que le χ^2 associé à une hypothèse (H_x) peut aussi être minimisé vis-à-vis des paramètres de nuisance, on notera donc :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(x, \hat{\alpha}) - \chi^2(\hat{\mu}, \hat{\alpha}) \quad (7.5)$$

où les paramètres de nuisance $\hat{\alpha}$ et $\hat{\alpha}$ sont ceux minimisant les χ^2

Source	σ_i	Indép. préd.	Forme	Norme + forme
$\alpha_l^{\text{NormUncorr}}$ – Systématiques sur la normalisation relative entre cellules				
Volume des cellules	0.85 %	×	×	×
Efficacité de capture neutron	1.20 %	×	×	×
Efficacité signal prompt	1 %	×	×	×
$\alpha_l^{\text{NormUncorr}}$ – Systématiques sur la norme globale				
Puissance du réacteur	1.40 %			×
Stockage combustibles usés	<1 %		×	×
Captures neutrons sur Al	⊕		×	×
Effets hors-équilibre	<1 %		×	×
Section efficace (IBD)	0.35 %			×
Nombre de protons	0.35 %			×
Temps mort	0.35 %			×
Efficacité neutron	1.6 %			×
α_l^{Escale} – Systématiques sur l'échelle énergétique				
Comparaison entre cellules	1.50 %	×	×	×
α^{Escale} – Systématiques sur l'échelle énergétique				
Échelle globale	0.35 %	×	×	×

TABLE 7.2 – Ensemble des systématiques de STEREO. Pour les différentes stratégies d'analyse, les croix (×) indiquent celles à prendre en compte. Chaque valeur de σ_i provient d'une étude dédiée. Les systématiques encore en cours d'étude sont indiquées par le symbole "⊕".

7.2.3 Premiers résultats : méthode des ratios

Initialement conçu pour s'affranchir de la prédiction des flux et des spectres de $\bar{\nu}_e$, le détecteur STEREO permet de réaliser une analyse relative d'une cellule à l'autre, sensible au développement d'une oscillation. La méthode des ratios consiste simplement à effectuer le rapport des distributions énergétiques des antineutrinos mesurés dans chaque cellule, par rapport à une référence donnée. C'est l'approche qui a été adoptée pour l'analyse des premières données – Phases I et II – en choisissant la première cellule comme référence. Cinq ratios de spectres sont donc construits, conduisant à la définition du χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Ebins}}} \left(\vec{R}_i^{\text{D}} - \vec{R}_i^{\text{MC}}(\mu, \alpha) \right)^t V_i^{-1} \left(\vec{R}_i^{\text{D}} - \vec{R}_i^{\text{MC}}(\mu, \alpha) \right) + \sum_{l=1}^{N_{\text{Cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{Norm}}}{\sigma_l^{\text{Norm}}} \right)^2 + \sum_{l=0}^{N_{\text{Cells}}} \left(\frac{\alpha_l^{\text{Escale}}}{\sigma_l^{\text{Escale}}} \right)^2 \quad (7.6)$$

avec $R_{l,i}^{\text{D}}$ les rapports mesurés, comparés à ceux prédits par la simulation $R_{l,i}^{\text{MC}}$:

$$\begin{cases} R_{l,i}^{\text{D}} = \frac{D_{l,i}}{D_{1,i}} \\ R_{l,i}^{\text{MC}}(\mu, \alpha) = \frac{T_{l,i}(\mu)}{T_{1,i}(\mu)} \left(1 + \alpha_l^{\text{Norm}} - \alpha_1^{\text{Norm}} + \frac{\Delta T_{l,i}(\alpha_0^{\text{Escale}}, \alpha_l^{\text{Escale}})}{T_{l,i}} - \frac{\Delta T_{1,i}(\alpha_0^{\text{Escale}}, \alpha_1^{\text{Escale}})}{T_{1,i}} \right) \end{cases}$$

où les spectres mesurés et simulés sont notés $D_{l,i}$ et $T_{l,i}$ respectivement. La dépendance aux paramètres d'oscillation et la réponse du détecteur sont directement incluses dans les spectres simulés $T_{l,i}$. Les incertitudes systématiques sont prises en compte par le facteur multiplicatif, entre parenthèses. Seules celles concernant les normes relatives – non corrélées – sont incluses avec les $\{\alpha_l^{\text{Norm}}, l = 1, \dots, 6\}$. Les systématiques induites par l'incertitude sur l'échelle énergétique sont implémentées selon un modèle simple de transfert du contenu d'un intervalle en énergie à un autre lorsque l'échelle en énergie varie dans son incertitude.

Cette méthode présente donc l'avantage de s'affranchir des incertitudes systématiques communes entre cellules, en particulier celles liées à la norme du flux de $\bar{\nu}_e$ qui sont référencées dans le tableau 7.2.

De dimension 5×5 , V_i est la matrice de covariance associée à l'intervalle énergétique i qui traduit les corrélations entre les cinq ratios provenant de l'utilisation d'une référence commune. L'élément $(V_i)_{jk}$ encode la corrélation entre les ratios j et k pour l'intervalle i :

$$(V_i)_{jk} = \text{Corr}(R_{j,i}, R_{k,i}) \sigma(R_{j,i}) \sigma(R_{k,i}) \quad (7.7)$$

Pour chacun des intervalles énergétiques, les éléments de matrice $(V_i)_{jk}$ sont calculés par méthode Monte-Carlo à partir des spectres de $\bar{\nu}_e$ obtenus. $\text{Corr}(R_{l,i}, R_{k,i})$ est de l'ordre de $\sim 0.4 - 0.7$ selon la statistique de l'intervalle considéré. Le désavantage de cette méthode réside dans la construction de rapports entre des données expérimentales. En effet, le ratio de deux distributions gaussiennes – distribution de Cauchy – n'admet ni moyenne, ni écart type. Pour pallier à ce problème, les écarts-types sont déterminés à partir d'une restriction sur un intervalle donné des distributions obtenues par tirages Monte-Carlo, et la partie à haute énergie des spectres – à basse statistique – n'est pas considérée.

Jeux de données considérés

Les résultats de l'analyse des 65.8 jours effectifs de données en période de réacteur allumé de la phase I ont été présentés à la conférence de Moriond en mars 2018 [128], et ultérieurement publiés [129]. Les données prises en compte pour l'analyse d'oscillation rassemblent $396.0 \pm 4.5 \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ jusqu'à 7.125 MeV^1 , avec une puissance moyenne du réacteur de $56 \text{ MW}_{\text{th}}$.

Ces premiers résultats ont été combinés avec les 45.8 jours effectifs de données acquis en phase II, ils ont été présentés lors de la conférence Neutrino 2018 en juin 2018 [131]. Avec une puissance du réacteur moindre ($47 \text{ MW}_{\text{th}}$), seuls $296.4 \pm 5.9 \bar{\nu}_e \text{ jour}^{-1}$ jusqu'à 5.625 MeV ont été pris en compte pour l'analyse d'oscillation.

Les ratios mesurés pour ces deux phases sont regroupés sur la figure 7.3.

Conséquences du biais de la "version 1"

Nous avons vu au chapitre précédent que l'utilisation du premier modèle simple de la "version 1" décrivant le bruit de fond, utilisé pour l'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$, mène à des taux biaisés. Ces biais proviennent d'une sous-estimation du bruit de fond dans la zone du signal se reportant en une surestimation des taux de $\bar{\nu}_e$, à cause de l'utilisation d'un modèle ne prenant pas en compte les déviations de la composante de reculs électronique du bruit de fond corrélé, d'une part, et à l'ajustement de la composante de reculs de protons par une seule gaussienne, d'autre part (cf. 6.2.5). Or, la première analyse des données de la phase I a été effectuée à partir de ce modèle initial. Le biais lié à la méthode d'extraction des taux étant commun à toutes les cellules, il est attendu que les ratios n'en dépendent pas au premier ordre : en notant $D_{i,j}^{\text{biais}}$ et $D_{i,j}^{\text{vrai}}$ les données biaisées et non-biaisées d'une cellule j dans un intervalle en énergie i , les rapports utilisés pour l'analyse d'oscillation s'écrivent

$$\frac{D_{i,j}^{\text{biais}}}{D_{i,1}^{\text{biais}}} = \frac{D_{i,j}^{\text{vrai}} + \Delta b_{i,j}}{D_{i,1}^{\text{vrai}} + \Delta b_{i,1}} \quad (7.8)$$

$$\simeq \frac{D_{i,j}^{\text{vrai}}}{D_{i,1}^{\text{vrai}}} \cdot \left(1 - \frac{\Delta b_{i,1}}{D_{i,1}} + \frac{\Delta b_{i,j}}{D_{i,j}} + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta b_{i,j}^2}{D_{i,j}^2}\right) \right) \quad (7.9)$$

avec $\Delta b_{i,j}$ le biais sur le signal $\bar{\nu}_e$ dans la cellule j dans l'intervalle en énergie i , provenant de la sous-estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt du signal causé par l'utilisation de la "version 1". En considérant que la "version 2" fournisse des estimateurs non biaisés des taux, $\Delta b_{i,j}$ peut être estimé en confrontant les données analysées avec la "version 1" et la "version 2".

Les rapports $\Delta b_{i,j}/D_{i,j}$ sont compris entre 0 et ~ 0.3 , justifiant moyennement l'approximation précédente. Le biais étant dû à la méthode, les rapports de l'équation (7.9) se compensent, et

$$\frac{D_{i,j}^{\text{biais}}}{D_{i,1}^{\text{biais}}} \simeq \frac{D_{i,j}^{\text{vrai}}}{D_{i,1}^{\text{vrai}}} \quad (7.10)$$

1. Les taux de $\bar{\nu}_e$ indiqués ici sont corrigés des temps morts.

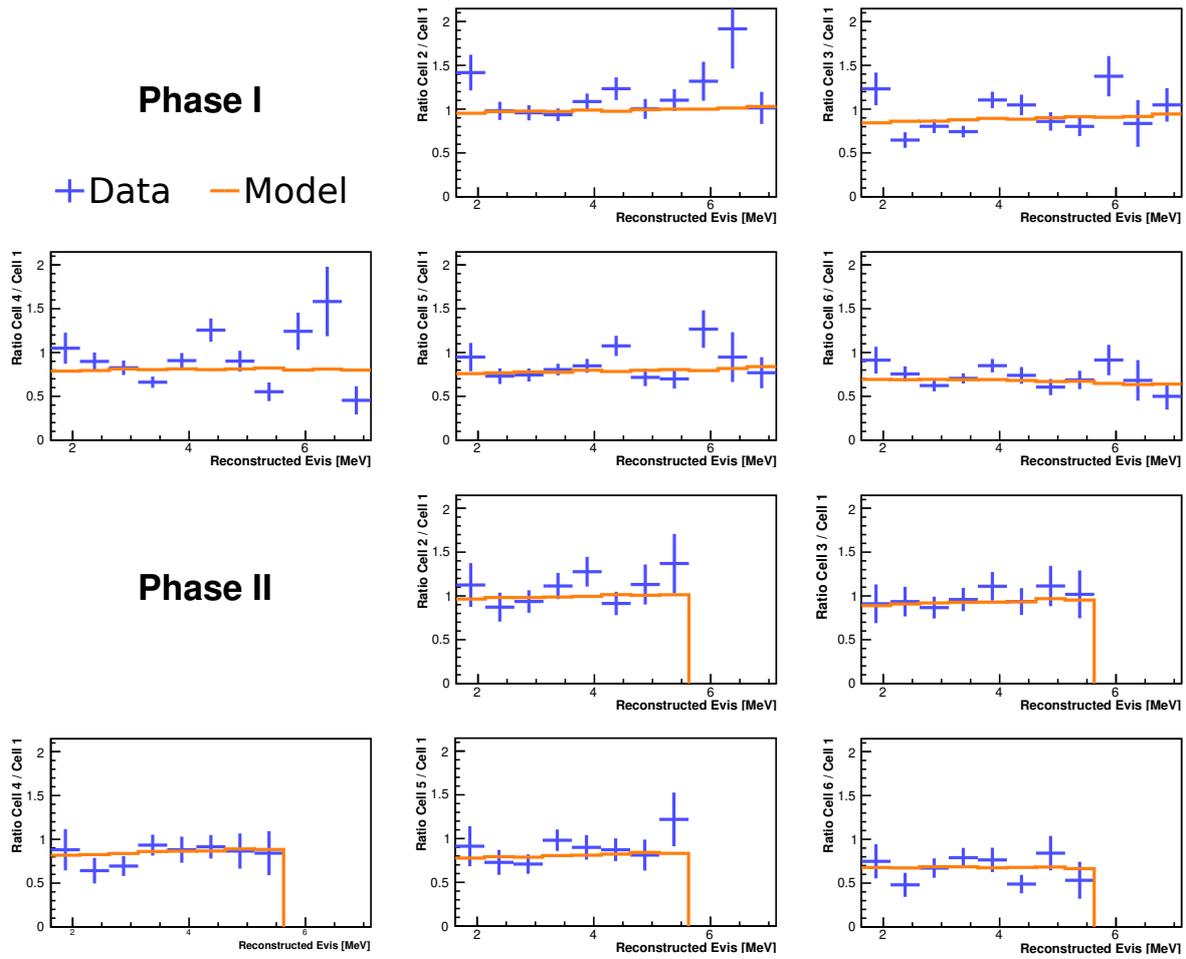


FIGURE 7.3 – Ratios des spectres de $\bar{\nu}_e$ par rapport à la cellule 1 prise comme référence, pour les données de la phase I (partie supérieure) et de la phase II (partie inférieure). Les ratios mesurés figurent en bleu, tandis que ceux simulés sous l’hypothèse nulle sont représentés en orange.

Nous avons voulu nous en assurer, cette approche trop simplifiée ne prenant pas en compte d'éventuels effets de disparités entre cellules. Nous avons donc construit directement les ratios analysés à partir des deux versions. Aucun écart significatif n'est observé, confirmant que l'utilisation de ratios permet bien de s'affranchir de ce biais, au premier ordre commun à toutes les cellules. Un exemple est présenté sur la figure 7.4.

Test de l'hypothèse nulle

La minimisation du $\chi^2(\mu, \alpha)$ conduit à un meilleur ajustement global obtenu pour les paramètres $(\hat{\mu}, \hat{\alpha})$ ainsi qu'un meilleur ajustement pour l'hypothèse nulle en minimisant $\chi^2(\mu_{\text{NO}}, \alpha)$ vis-à-vis des paramètres α seulement. C'est ce meilleur ajustement pour (H_0) qui est représenté sur la figure 7.3 en orange superposé aux données. Les valeurs des paramètres $\hat{\mu}$ sont indiquées dans le tableau 7.4. Le test de l'hypothèse nulle s'effectue alors en estimant la probabilité d'obtenir

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\mu_{\text{NO}}, \hat{\alpha}) - \chi^2(\hat{\mu}, \hat{\alpha}) \quad (7.11)$$

si les données obéissent à (H_0) à partir de la densité de probabilité $f(\Delta\chi^2|H_0)$. Il a été montré que celle-ci ne suit pas une loi de χ^2 et doit donc être déterminée par Monte-Carlo [132]. Les résultats de ce test – présentés dans le tableau 7.3 – ne permettent pas de rejeter l'hypothèse nulle.

Aucune valeur de paramètre de nuisance α n'indique une sous-estimation d'incertitude systématique.

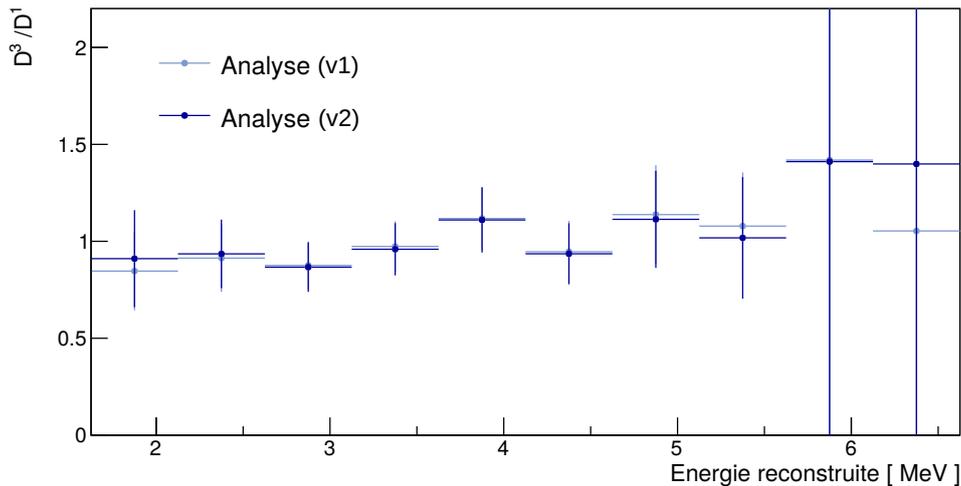


FIGURE 7.4 – Rapport de la distribution énergétique des candidats $\bar{\nu}_e$ obtenus dans la cellule 3 par rapport à celle de la cellule 1, pour les deux versions d'analyse disponibles ("version 1" et "version 2") à partir des données de la phase II. Les écarts observés restent faibles devant l'incertitude expérimentale.

Contours d'exclusion

Les meilleurs ajustements trouvés lors de la minimisation globale du χ^2 n'étant pas significatifs et l'hypothèse nulle ne pouvant être rejetée, des contours d'exclusion sont tracés à partir des données. La méthode du *scan de Raster* est utilisée; le plan est séparé en *tranches* de Δm^2 , dans lesquelles le test de réjection de (H_μ) est effectué. Un point $\mu_{i,0} \equiv (\sin^2(2\theta_i), \Delta m_0^2)$ de l'intervalle $[\Delta m_0^2 - \delta m, \Delta m_0^2 + \delta m]$ est donc rejeté si

$$\Delta\chi_i^2 = \chi^2(\mu_{i,0}, \hat{\alpha}) - \chi^2(\hat{\mu}_{j,0}, \hat{\alpha}) > \Delta\chi_{i, conf}^2 \quad (7.12)$$

où les $\Delta\chi_{i, conf}^2$ sont déterminés par Monte-Carlo. Les contours d'exclusion pour les analyses de la phase I et des phases I et II combinées sont présentés sur les figures 7.5 et 7.6 pour $N_{conf} = 90\%$ C.L.

La valeur du $\Delta\chi^2$ au point correspondant au meilleur ajustement pour la RAA permet d'établir que les données de STEREO rejettent l'hypothèse d'une oscillation ayant ces paramètres d'oscillation à 98% de niveau de confiance.

	$\chi^2(\mu_{NO}, \hat{\alpha})$	$\chi^2(\hat{\mu}, \hat{\alpha})$	$\Delta\chi^2$	Probabilité
Phase-I	87.8	78.7	9.1	0.34
Phases I+II	121.1	112.5	8.6	0.55

TABLE 7.3 – Valeurs de $\chi^2(\hat{\mu}, \hat{\alpha})$ obtenue après minimisation globale, de $\chi^2(\mu_{NO}, \hat{\alpha})$ après minimisation pour l'hypothèse nulle, et probabilité d'obtenir ces valeurs de $\Delta\chi^2$ en supposant que les données obéissent à l'hypothèse nulle, pour l'analyse de la phase I uniquement (première colonne) et des phases I et II combinées (deuxième colonne). Les paramètres d'intérêt qui minimisent le χ^2 global figurent dans le tableau ci-dessous.

	$\sin^2(2\theta)$	Δm_{new}^2
Phase-I	0.5	7.09
Phases I+II	0.45	7.11

TABLE 7.4 – Couples de paramètres d'intérêts $\hat{\mu}$ obtenus par minimisation globale du χ^2 pour l'analyse de la phase I uniquement (première colonne) et des phases I et II combinées (deuxième colonne).

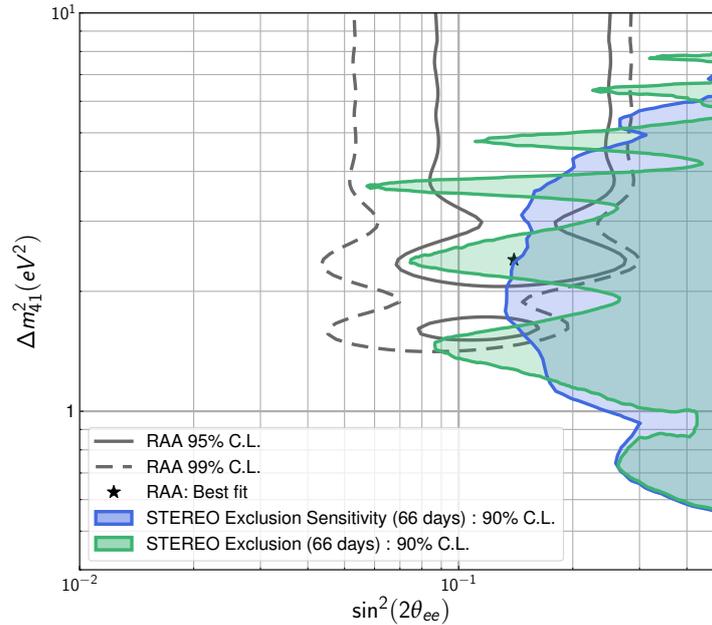


FIGURE 7.5 – Contours d’exclusion obtenus à partir des données de la phase I de STEREO, en vert, tracés pour un niveau de confiance à 90 %. Donnés à titre indicatif, les contours bleus représentent la sensibilité attendue pour cette phase compte-tenu de la statistique.

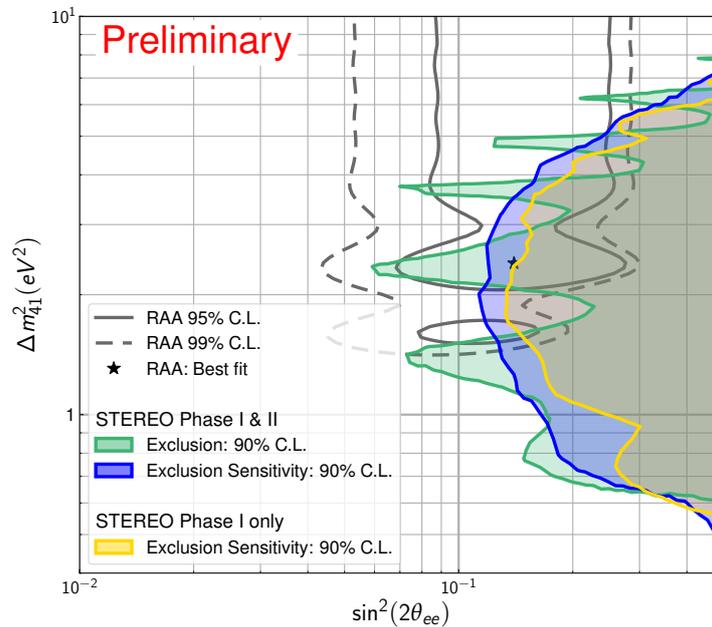


FIGURE 7.6 – Contours d’exclusion obtenus à partir de l’analyse combinée des phases I et II de STEREO, en vert, tracés pour un niveau de confiance à 90 %. Donnés à titre indicatif, les contours bleus représentent la sensibilité attendue correspondante. La sensibilité attendue pour les données de la phase-I seulement est reprise de la figure 7.5 et figure en jaune ici.

7.3 Conclusion et perspectives

Après une centaine de jours de fonctionnement en période de réacteur allumé, l'expérience STEREO n'est qu'au début de sa prise de données. Pour les deux phases, la mesure des spectres de $\bar{\nu}_e$ s'effectue avec un rapport signal sur bruit corrélé de 0.8 sur l'intervalle d'intérêt jusqu'à 8 MeV en énergie reconstruite.

L'analyse d'oscillation mise en place sur ces premières données repose sur la comparaison de ratios des spectres de $\bar{\nu}_e$ par rapport à une cellule de référence. Cette méthode a déjà permis de montrer que les données sont compatibles avec l'hypothèse nulle, et a conduit au tracé de contours d'exclusions dans la région de paramètres d'oscillations favorisés par la RAA. En particulier, STEREO a déjà la sensibilité suffisante pour être capable de rejeter le meilleur ajustement de la RAA à 98 % d'intervalle de confiance. Ces résultats constituent la première contrainte provenant d'une mesure du flux de $\bar{\nu}_e$ provenant d'un réacteur de recherche, et ont été intégrées sur la figure 7.8, reflétant l'état de l'art de juin 2018. Ils ont été confirmés peu après par ceux de l'expérience PROSPECT [133].

Les 300 jours attendus d'ici fin 2019 doivent permettre à STEREO – sans réjection supplémentaire de bruit de fond – d'explorer des amplitudes d'oscillation de l'ordre de $\sin^2(2\theta) \sim 6\text{-}7\%$, couvrant ainsi la totalité de la région favorisée par l'anomalie des neutrinos de réacteurs. Ceci est représenté par les contours de sensibilité, présentés sur la figure 7.7.

La méthode des ratios utilisée jusqu'à lors permet de s'affranchir des systématiques communes entre cellules. Le désavantage de construire un rapport à partir de données – qui a forcé à abandonner les intervalles en énergie à basse statistique – sera contourné à l'avenir en construisant un test d'hypothèse ne faisant pas intervenir de rapports entre taux mesurés, et en traitant les normes comme des paramètres de nuisance.

Au vu du contexte actuel et des controverses autour des prédictions des spectres d'antineutrinos de réacteurs (cf. 1.3.4) des informations complémentaires en norme absolue et sur la forme du spectre sont également attendues par la communauté.

L'information de la forme du spectre est précieuse, et peut apporter un éclairage complémentaire sur l'origine de l'épaule à 5 MeV, selon si il est observé ou non dans STEREO.

Enfin, STEREO mesure le spectre de $\bar{\nu}_e$ issu majoritairement de la fission de ^{235}U ². La section efficace de la désintégration β -inverse moyennée sur le flux de $\bar{\nu}_e$ par fission pour ^{235}U pourra donc être mesurée avec une précision de l'ordre de 3-4%, permettant de tester la compatibilité avec les résultats de Daya Bay et de RENO (cf. 1.3.4).

Ces dernières analyses demandent la maîtrise de la majeure partie des incertitudes systématiques liées à l'efficacité absolue de détection, qui sont en cours d'étude au sein de la collaboration.

2. La contribution aux taux de $\bar{\nu}_e$ provenant de la fission du ^{239}Pu n'excède pas 2%.

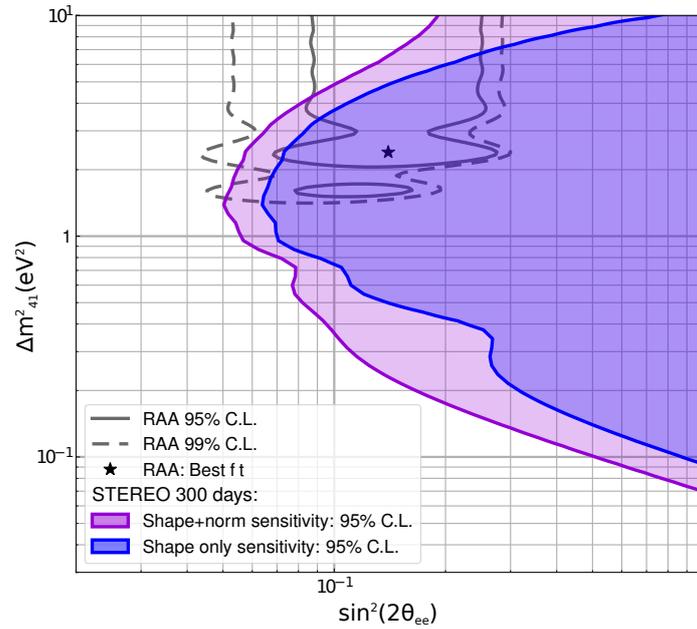


FIGURE 7.7 – Contours de sensibilité de STEREO attendus pour 300 jours de données dans des conditions de rapport signal sur bruit de 1, en considérant le spectre prompt entre 1.625 MeV et 7.125 MeV en énergie reconstruite. Le contour bleu suppose une analyse en forme uniquement, tandis que le contour violet exploite une analyse combinant les informations en forme et en norme.

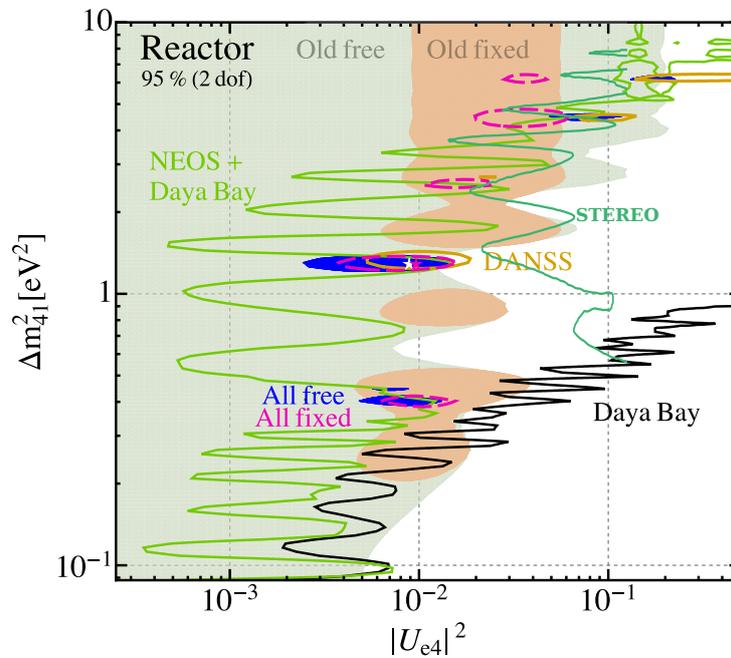


FIGURE 7.8 – Contraintes apportées par les différentes expériences sur la région favorisée par l'anomalie des antineutrinos de réacteur. Figure issue de [134].

Conclusion

Les anomalies observées dans les mesures de neutrinos à courte distances de propagation dérangent et défient. Elles viennent perturber l'ordre pourtant bien établi du cadre standard à trois neutrinos, et mettent au défi les expérimentateurs de réaliser des mesures ayant la sensibilité suffisante pour avancer dans leur résolution. Sept ans après la révélation de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs (RAA), la question de son origine est toujours ouverte. L'hypothèse d'un neutrino stérile léger à l'eV en est une explication possible. Entre le début de cette thèse et l'écriture de ces lignes, cette hypothèse a pourtant été malmenée : contraintes cosmologiques de plus en plus fortes, remise en cause de l'existence de l'anomalie elle-même au profit d'une erreur de normalisation de l' ^{235}U dans les prédictions des flux de $\bar{\nu}_e$, et premiers résultats d'exclusions des paramètres favorisés provenant de mesures auprès de réacteurs commerciaux. Ces derniers résultats sont aujourd'hui corroborés par l'arrivée de ceux des expériences proches de réacteurs de recherche – essentiels pour apporter une réponse définitive – avec notamment ceux de STEREO, dès mars 2018.

Cette thèse, réalisée au sein de la collaboration STEREO, s'insère naturellement dans le cheminement ayant mené à ces résultats. Pour parvenir à la sensibilité sur l'oscillation recherchée, le défi à relever consiste en la mesure à quelques pourcents près des spectres de $\bar{\nu}_e$ du réacteur de l'ILL, avec toutes les contraintes expérimentales que cette situation implique : bruits de fond induits par le cœur lui-même et les expériences environnantes, encombrement, contraintes de sûreté. Le détecteur est de surcroît exposé au rayonnement cosmique, seulement atténué par 6 m d'eau.

L'expérience mise sur la technologie de détection bien éprouvée des liquides scintillants, dont les forts rendements lumineux permettent d'atteindre une collecte de 250 p.e./MeV environ. Les mesures réalisées lors de cette thèse sur prototype ont validé que les parois hautement réfléchissantes des cellules spécialement mises au point pour STEREO garantissent une réponse lumineuse homogène à 5 % sur toute leur hauteur. Ces études ont également démontré l'importance de disposer d'une modélisation précise de la géométrie du détecteur, capable de reproduire fidèlement les formes correctes des distributions de dépôts d'énergie. La simulation du détecteur a donc été enrichie en ce sens, avec l'inclusion des détails des acryliques et des portes sources utilisés pour l'étalonnage. La mise en place d'un modèle optique effectif et flexible décrivant les parois réfléchissantes a permis la reproduction des effets de fuites de lumière d'une cellule à l'autre avec 1 % de précision.

La suite du travail présenté dans cette thèse est orientée vers l'extraction du signal $\bar{\nu}_e$. La première étape a été de développer un algorithme de recherche de paires corrélées

temporellement et spatialement, permettant de réaliser les coïncidences entre événements, d'estimer le bruit de fond accidentel, et de corriger des temps morts. Toutes ces corrections ont fait l'objet de validations par tirages Monte-Carlo, qui ont démontré la robustesse de l'algorithme. Cet algorithme a été retenu par la collaboration pour l'extraction des spectres de $\bar{\nu}_e$ qui ont permis d'aboutir à la première publication sur les tests d'oscillations.

Grâce aux 65 tonnes de blindages autour du détecteur, le taux de bruit de fond accidentel est limité à 120 jour^{-1} en moyenne pendant les périodes de fonctionnement du réacteur. En revanche, le bruit de fond corrélé est le point critique de la mesure. Son étude détaillée à partir des données acquises en période d'arrêt grâce à l'algorithme de recherche de paires a révélé un spectre en énergie structuré. Une contribution de la désintégration des muons peuple la partie à basse énergie. Le reste de la région d'intérêt du signal $\bar{\nu}_e$ est essentiellement dominé par les réactions nucléaires induites par les neutrons d'origine cosmique de capture radiative sur l'hydrogène et le gadolinium et de diffusion inélastique sur le carbone. Ces dernières ont été identifiées comme provenant probablement du bas du détecteur, proche des blindages en plomb, lieu privilégié de production de neutrons rapides par spallation. Les milieux hydrogénés – non dopés au gadolinium – autour du volume cible constituent un réservoir de neutrons thermalisés ayant une durée de vie de quelques centaines de μs . Une amélioration possible du détecteur serait d'augmenter l'épaisseur du blindage en polyéthylène boré situé au fond du détecteur.

L'observable clé pour la discrimination des reculs d'électrons – attendus pour le signal $\bar{\nu}_e$ – des quelques 3000 interactions par jour de neutrons rapides par reculs de protons est le ratio des charges collectées $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Les déviations dans le temps de cette observable ont empêché l'utilisation d'une coupure simple, et ont nécessité le développement d'une nouvelle méthodologie permettant de maîtriser la contamination changeante du bruit de fond pour l'extraction des taux de $\bar{\nu}_e$.

C'est donc avec les spectres de $\bar{\nu}_e$ ainsi extraits que STEREO a pu rejeter l'hypothèse d'une oscillation aux paramètres favorisés par la RAA à 98 % d'intervalle de confiance. Ils sont mesurés avec un rapport signal sur bruit de 0.8, et les jeux de données considérés incluent $(396.0 \pm 4.5) \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ en phase I et $(296.4 \pm 5.9) \bar{\nu}_e \cdot \text{jour}^{-1}$ en phase II. Les 300 jours attendus d'ici fin 2019 doivent permettre d'explorer des amplitudes d'oscillations de l'ordre de 6-7 %, couvrant ainsi la totalité de la région favorisée par la RAA.

En parallèle de l'analyse d'oscillation, STEREO entend fournir rapidement une mesure du spectre associé à la fission de l' ^{235}U . Ce résultat participera à l'effort de compréhension des spectres d'antineutrinos de réacteurs pour finalement aboutir – s'il y a lieu – à une correction des prédictions. La méthode de conversion des spectres β pourra notamment être révisée, faisant éventuellement appel à de nouvelles mesures des spectres électron de référence pour contraindre leur normalisation et leur modélisation. Selon les corrections apportées, le déficit associé à la RAA est susceptible d'être réévalué, clôturant définitivement la question d'un stérile à l'eV ou repoussant l'amplitude des oscillations recherchées aux limites de sensibilité de STEREO. Si les indications des analyses combinées récentes en faveur d'un neutrino stérile à l'eV avec une amplitude de mélange de $\sim 5\%$ restent significatives, STEREO ne pourra répondre seul et un effort commun pour combiner les résultats des différentes expériences de mesures à courte distance sera nécessaire.

Bibliographie

- [1] J. CHADWICK. Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum von β -Strahlen von Radium B+C. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges*, 15(383), 1914. (Cited on page 3.)
- [2] W. PAULI. Liebe Radioaktive Damen und Herren. page 1. 1930. (Cited on page 3.)
- [3] E. FERMI. Versuch einer Theorie der Beta-Strahlen. *Zeitschrift für Physik*, 88(3-4) :161–177, 1934. doi :10.1007/BF01351864. (Cited on page 4.)
- [4] C. L. COWAN, F. REINES, F. B. HARRISON, H. W. KRUSE and A. D. MCGUIRE. Detection of the Free Neutrino : a Confirmation. *Science*, 124(3212), 1956. (Cited on page 5.)
- [5] T. D. LEE and C. N. YANG. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Physical Review*, 104(1), 1956. (Cited on page 5.)
- [6] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES and P. HUDSON. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. *Phys. Rev. Phys. Rev. J. Am. Chem. Soc. J. Inorg. and Nuclear Chem. Phys. Rev*, 93(102) :6229–66, 1954. (Cited on page 5.)
- [7] M. GOLDHABER, L. GRODZINS and A. W. SUNYAR. Helicity of Neutrinos. *Physical Review*, 109(3) :1015–1017, 1958. ISSN 0031-899X. doi :10.1103/PhysRev.109.1015. (Cited on page 6.)
- [8] R. P. FEYNMAN and M. GELL-MANN. Theory of the Fermi Interaction. *Physical Review*, 109(1), 1958. doi :<https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.193>. (Cited on page 6.)
- [9] G. DANBY et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Physical Review Letters*, 9(1) :36–44, 1962. ISSN 0031-9007. doi :10.1103/PhysRevLett.9.36. (Cited on page 6.)
- [10] B. PONTECORVO. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Soviet Physics JETP*, 26(5) :1717–1725, 1968. (Cited on page 7.)
- [11] K. KODAMA et al. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 504(3) :218–224, 2001. ISSN 03702693. doi :10.1016/S0370-2693(01)00307-0. (Cited on page 7.)
- [12] Y. FUKUDA et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81(8) :1562–1567, 1998. ISSN 10797114. doi :10.1103/PhysRevLett.81.1562. (Cited on pages 8 and 9.)

- [13] V. SIBILLE. Mesure de l'angle de mélange θ_{13} avec les deux détecteurs de Double Chooz. Ph.D. thesis, Université Paris-Saclay, 2016. (Cited on page 8.)
- [14] Q. R. AHMAD et al. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 89(1) :011301, 2002. ISSN 0031-9007. doi :10.1103/PhysRevLett.89.011301. (Cited on page 8.)
- [15] Q. R. AHMAD et al. Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters. *Physical Review Letters*, 89(1) :011302, 2002. ISSN 0031-9007. doi :10.1103/PhysRevLett.89.011302. (Cited on page 8.)
- [16] A. Y. SMIRNOV. Solar neutrinos : Oscillations or No-oscillations? 2016. (Cited on page 8.)
- [17] K. EGUCHI et al. First Results from KamLAND : Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. *Physical Review Letters*, 90(2) :021802, 2003. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.021802. (Cited on pages 8 and 9.)
- [18] C. GIGANTI, S. LAVIGNAC and M. ZITO. Neutrino oscillations : The rise of the PMNS paradigm. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 98(Umr 3681) :1–54, 2018. ISSN 01466410. doi :10.1016/j.pnpnp.2017.10.001. (Cited on pages 12 and 14.)
- [19] C. GIUNTI. Theory of Neutrino Oscillations. pages 1–12, 2004. (Cited on page 12.)
- [20] I. ESTEBAN, M. C. GONZALEZ-GARCIA, M. MALTONI, I. MARTINEZ-SOLER and T. SCHWETZ. NuFIT 3.2 (2018) Updated fit to three neutrino mixing : exploring the accelerator-reactor complementarity. *Journal of High Energy Physics*, 2017(1) :87, 2017. ISSN 1029-8479. doi :10.1007/JHEP01(2017)087. (Cited on page 12.)
- [21] C. GIUNTI and C. KIM. Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. 2007. ISBN 0198508719. (Cited on page 14.)
- [22] National Nuclear Data Center. (Cited on pages 17 and 134.)
- [23] V. I. KOPEIKIN, L. A. MIKAELIAN and V. V. SINEV. Components of antineutrino emission in nuclear reactor. *Physics of Atomic Nuclei*, 67(11) :1963–1968, 2004. ISSN 1063-7788. doi :10.1134/1.1825513. (Cited on page 18.)
- [24] P. HUBER and T. SCHWETZ. Precision spectroscopy with reactor antineutrinos. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 70(5) :12, 2004. ISSN 15502368. doi :10.1103/PhysRevD.70.053011. (Cited on page 18.)
- [25] X. B. MA, W. L. ZHONG, L. Z. WANG, Y. X. CHEN and J. CAO. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission. *Physical Review C*, 88(1) :014605, 2013. ISSN 0556-2813. doi :10.1103/PhysRevC.88.014605. (Cited on page 19.)
- [26] B. ACHKAR et al. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey. *Nuclear Physics B*, 434(434) :503–532, 1995. (Cited on page 20.)

-
- [27] G. ZACEK et al. Neutrino-oscillation experiments at the Gösgen nuclear power reactor. *Physical Review D*, 34(9) :2621–2636, 1986. ISSN 0556-2821. doi :10.1103/PhysRevD.34.2621. (Cited on page 20.)
- [28] H. KWON et al. Search for neutrino oscillations at a fission reactor. *Physical Review D*, 24(5) :1097–1111, 1981. ISSN 0556-2821. doi :10.1103/PhysRevD.24.1097. (Cited on pages 20 and 134.)
- [29] A. KUVSHINNIKOV, M. SKOROKHVATOV, S. NIKOLAEV, A. ETENKO and L. MIKAELYAN. Measuring the anti-electron-neutrino + $p = n + e +$ cross-section and beta decay axial constant in a new experiment at Rovno NPP reactor. *JETP Lett.*, 54 :300–304, 1990. (Cited on page 20.)
- [30] K. SCHRECKENBACH et al. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Physics Letters*, 99B(3) :6, 1981. (Cited on page 20.)
- [31] K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, W. GELLETLY and F. VON FEILITZSCH. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5MeV. *Physics Letters*, 160B, 1985. (Cited on page 20.)
- [32] F. V. FEILITZSCH, A. A. HAHN and K. SCHRECKENBACH. Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. *Physics Letters*, 118B, 1982. (Cited on page 20.)
- [33] A. A. HAHN et al. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products. *Physics Letters B*, 218(3), 1989. (Cited on page 20.)
- [34] T. A. MUELLER et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 83(5) :1–17, 2011. ISSN 1089490X. doi : 10.1103/PhysRevC.83.054615. (Cited on pages 20, 21, and 54.)
- [35] D. LHUILLIER. Reactor flux calculations. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 235-236 :11–16, 2013. ISSN 09205632. doi :10.1016/j.nuclphysbps.2013.03.004. (Cited on pages 20 and 21.)
- [36] P. VOGEL. Conversion of electron spectrum associated with fission into the anti-neutrino spectrum. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 76(2) :1–5, 2007. ISSN 05562813. doi :10.1103/PhysRevC.76.025504. (Cited on page 20.)
- [37] P. HUBER. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 84(2) :1–16, 2011. ISSN 1089490X. doi :10.1103/PhysRevC.84.024617. (Cited on page 21.)
- [38] M. TANABASHI et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 98(030001), 2018. (Cited on page 22.)
- [39] G. MENTION et al. Reactor antineutrino anomaly. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 83(7) :1–20, 2011. ISSN 15507998. doi :10.1103/PhysRevD.83.073006. (Cited on pages 22, 27, and 35.)
- [40] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER and Y. F. LI. Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations. 2017. (Cited on pages 22 and 39.)

- [41] J. N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of a gallium metal solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{51}Cr source. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 59(4) :2246–2263, 1999. ISSN 1089490X. doi :10.1103/PhysRevC.59.2246. (Cited on page 22.)
- [42] J. N. ABDURASHITOV et al. Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source. *Physical Review C*, 73(4) :045805, 2006. ISSN 0556-2813. doi :10.1103/PhysRevC.73.045805. (Cited on page 22.)
- [43] F. KAETHER, W. HAMPEL, G. HEUSSER, J. KIKO and T. KIRSTEN. Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments. *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 685(1) :47–54, 2010. ISSN 03702693. doi :10.1016/j.physletb.2010.01.030. (Cited on page 22.)
- [44] S. GARIAZZO et al. Light sterile neutrinos. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys*, 43, 2016. (Cited on page 23.)
- [45] M. DENTLER, Á. HERNÁNDEZ-CABEZUDO, J. KOPP, M. MALTONI and T. SCHWETZ. Sterile neutrinos or flux uncertainties ? — Status of the reactor anti-neutrino anomaly. *Journal of High Energy Physics*, 2017(11), 2017. ISSN 10298479. doi :10.1007/JHEP11(2017)099. (Cited on pages 23 and 39.)
- [46] A. AGUILAR et al. Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam. *Physical Review D*, 64 :112007, 2001. ISSN 0556-2821. doi :10.1103/PhysRevD.64.112007. (Cited on page 23.)
- [47] B. ARMBRUSTER et al. Upper limits for neutrino oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ from muon decay at rest. *Physical Review D*, 65(11) :1–16, 2002. ISSN 05562821. doi :10.1103/PhysRevD.65.112001. (Cited on page 23.)
- [48] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. Search for Electron Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ Scale. *Physical Review Letters*, 98(23) :231801, 2007. ISSN 0031-9007. doi :10.1103/PhysRevLett.98.231801. (Cited on page 23.)
- [49] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. Observation of a Significant Excess of Electron-Like Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment. pages 1–12, 2018. (Cited on pages 23 and 24.)
- [50] R. ACCIARRI et al. A Proposal for a Three Detector Short-Baseline Neutrino Oscillation Program in the Fermilab Booster Neutrino Beam. 2015. (Cited on page 24.)
- [51] A. C. HAYES, J. L. FRIAR, G. T. GARVEY, G. JUNGMAN and G. JONKMANS. Systematic uncertainties in the analysis of the reactor neutrino anomaly. *Physical Review Letters*, 112(20) :1–5, 2014. ISSN 10797114. doi :10.1103/PhysRevLett.112.202501. (Cited on page 27.)
- [52] Y. ABE et al. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector. *Journal of High Energy Physics*, 2014(10), 2014. ISSN 10298479. doi :10.1007/JHEP10(2014)086. (Cited on pages 27, 28, and 78.)

-
- [53] F. P. AN et al. New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay. *Physical Review Letters*, 115(11) :1–8, 2015. ISSN 10797114. doi :10.1103/PhysRevLett.115.111802. (Cited on pages 27 and 28.)
- [54] S. H. SEO et al. Spectral Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency using 500 Live Days of RENO Data. 2016. (Cited on pages 27 and 28.)
- [55] B. ACHKAR et al. Comparison of anti-neutrino reactor spectrum models with the Bugey 3 measurements. *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 374(1-3) :243–248, 1996. ISSN 03702693. doi :10.1016/0370-2693(96)00216-X. (Cited on page 28.)
- [56] G. MENTION et al. Reactor antineutrino shoulder explained by energy scale nonlinearities? *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 773 :307–312, 2017. ISSN 03702693. doi :10.1016/j.physletb.2017.08.035. (Cited on pages 28 and 29.)
- [57] A. C. HAYES et al. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 92(3) :1–7, 2015. ISSN 15502368. doi :10.1103/PhysRevD.92.033015. (Cited on page 28.)
- [58] A. A. SONZOGNI, T. D. JOHNSON and E. A. MCCUTCHAN. Nuclear structure insights into reactor antineutrino spectra. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 91(1) :1–5, 2015. ISSN 1089490X. doi :10.1103/PhysRevC.91.011301. (Cited on page 28.)
- [59] A. A. SONZOGNI, M. NINO and E. A. MCCUTCHAN. Revealing Fine Structure in the Antineutrino Spectra From a Nuclear Reactor. pages 2–6, 2017. (Cited on page 28.)
- [60] C. BUCK, A. P. COLLIN, J. HASER and M. LINDNER. Investigating the spectral anomaly with different reactor antineutrino experiments. *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 765 :159–162, 2017. ISSN 03702693. doi :10.1016/j.physletb.2016.11.062. (Cited on page 28.)
- [61] Y. J. KO et al. Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment. *Physical Review Letters*, 118(12) :121802, 2017. ISSN 0031-9007. doi :10.1103/PhysRevLett.118.121802. (Cited on pages 29, 33, and 35.)
- [62] F. P. AN et al. Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay. *Chinese Physics C*, 41(1) :013002, 2017. ISSN 1674-1137. doi : 10.1088/1674-1137/41/1/013002. (Cited on page 29.)
- [63] P. HUBER. NEOS Data and the Origin of the 5 MeV Bump in the Reactor Antineutrino Spectrum. *Physical Review Letters*, 118(4) :1–5, 2017. ISSN 10797114. doi :10.1103/PhysRevLett.118.042502. (Cited on page 29.)
- [64] F. P. AN et al. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Physical Review Letters*, 118(25) :251801, 2017. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.251801. (Cited on pages 29 and 31.)

- [65] THE RENO COLLABORATION. Fuel-composition dependent reactor antineutrino yield and spectrum at RENO. pages 8–13, 2018. (Cited on page 30.)
- [66] M. G. AARTSEN et al. Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector. *Physical Review Letters*, 117(7), 2016. ISSN 10797114. doi :10.1103/PhysRevLett.117.071801. (Cited on page 30.)
- [67] M. G. AARTSEN et al. Search for sterile neutrino mixing using three years of IceCube DeepCore data. *Physical Review D*, 95(11) :112002, 2017. ISSN 2470-0010. doi :10.1103/PhysRevD.95.112002. (Cited on page 30.)
- [68] P. ADAMSON et al. Search for Sterile Neutrinos Mixing with Muon Neutrinos in MINOS. *Physical Review Letters*, 117(15) :1–7, 2016. ISSN 10797114. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.151803. (Cited on page 30.)
- [69] P. ADAMSON et al. Search for sterile neutrinos in MINOS and MINOS+ using a two-detector fit. pages 1–7, 2017. (Cited on page 30.)
- [70] PLANCK COLLABORATION et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015. ISSN 0717-6163. doi :10.1051/0004-6361/201525830. (Cited on page 32.)
- [71] J. LESGOURGUES. Neutrino Properties from Cosmology. In XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2018). Heidelberg, Germany, 2018. doi :10.5281/ZENODO.1287029. (Cited on page 32.)
- [72] K. M. HEEGER, M. N. TOBIN, B. R. LITTLEJOHN and H. P. MUMM. Experimental parameters for a reactor antineutrino experiment at very short baselines. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 87(7), 2013. ISSN 15507998. doi :10.1103/PhysRevD.87.073008. (Cited on page 33.)
- [73] W. ZHONG. Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 273-275(February) :1847–1853, 2016. ISSN 24056014. doi :10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.298. (Cited on pages 33 and 35.)
- [74] I. ALEKSEEV et al. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment. 2018. (Cited on pages 34 and 36.)
- [75] A. P. SEREBROV et al. Experiment Neutrino-4 on search for sterile neutrino at SM-3 reactor. 2017. (Cited on pages 34 and 37.)
- [76] Y. ABREU et al. Performance of a full scale prototype detector at the BR2 reactor for the SoLid experiment. 2018. ISSN 1748-0221. doi :10.1088/1748-0221/13/05/P05005. (Cited on pages 37 and 38.)
- [77] N. VAN REMORTEL. SoLid : Search for Oscillations with a Lithium-6 Detector at the SCK CEN BR2 reactor. In Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany. 2018. doi : 10.5281/ZENODO.1287945. (Cited on page 38.)
- [78] J. ASHENFELTER et al. Performance of a segmented ^6Li -loaded liquid scintillator detector for the PROSPECT experiment. 2018. doi :10.1088/1748-0221/13/06/P06023. (Cited on page 38.)

- [79] T. J. LANGFORD. PROSPECT : The Precision Reactor Oscillation and Spectrum Experiment. In Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany. 2018. doi :10.5281/ZENODO.1287000. (Cited on page 38.)
- [80] M. DENTLER et al. Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos. pages 1–32, 2018. (Cited on pages 39, 41, and 42.)
- [81] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER and Y. F. LI. Model-Independent $\bar{\nu}_e$ Short-Baseline Oscillations from Reactor Spectral Ratios. pages 1–10, 2018. (Cited on pages 39, 40, and 43.)
- [82] N. ALLEMANDOU et al. The STEREO experiment. (Cited on page 45.)
- [83] C.-E. FILLION. Détermination de la puissance du réacteur de l'ILL pour la prédiction du flux de neutrinos. Technical report, 2017. (Cited on page 47.)
- [84] P. VOGEL and J. F. BEACOM. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Physical Review D*, 60(5) :10, 1999. ISSN 0556-2821. doi :10.1103/PhysRevD.60.053003. (Cited on pages 52 and 53.)
- [85] A. STRUMIA and F. VISSANI. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 564(1-2) :42–54, 2003. ISSN 03702693. doi :10.1016/S0370-2693(03)00616-6. (Cited on page 54.)
- [86] J. B. BIRKS. The Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon Press, 1964. ISBN B0007DX4FS (ASIN). doi :10.1016/B978-0-08-010472-0.50001-X. (Cited on pages 55 and 56.)
- [87] W. R. LEO. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994. ISBN 9783540572800. doi :10.1007/978-3-642-57920-2. (Cited on pages 55 and 94.)
- [88] M. F. WEBER, C. A. STOVER, L. R. GILBERT, T. J. NEVITT and A. J. OUDERKIRK. Giant birefringent optics in multilayer polymer mirrors. *Science*, 287(5462) :2451–2456, 2000. ISSN 00368075. doi :10.1126/science.287.5462.2451. (Cited on page 60.)
- [89] M. PEQUIGNOT. Les expériences Nucifer et Stéréo : étude des antineutrinos de réacteurs à courte distance. Ph.D. thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2015. (Cited on pages 64 and 104.)
- [90] HAMAMATSU. Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes - Specifications sheet. doi :10.0. (Cited on page 64.)
- [91] O. BOURRION et al. Trigger and readout electronics for the STEREO experiment. *Journal of Instrumentation*, 11(02) :C02078–C02078, 2016. ISSN 1748-0221. doi : 10.1088/1748-0221/11/02/C02078. (Cited on page 65.)
- [92] T. SALAGNAC. Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : développement de l'électronique et identification des neutrinos. Ph.D. thesis, 2017. (Cited on pages 65 and 104.)

- [93] J.-S. RÉAL. Implementation of the T2 trigger for the muon veto. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-182(Talk), 2017. (Cited on page 65.)
- [94] G. BOIREAU et al. Online monitoring of the Osiris reactor with the Nucifer neutrino detector. *Physical Review D*, 93(11) :1–17, 2016. ISSN 24700029. doi :10.1103/PhysRevD.93.112006. (Cited on page 73.)
- [95] S. AGOSTINELLI et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, 2003. ISSN 0168-9002. doi :10.1016/S0168-9002(03)01368-8. (Cited on page 78.)
- [96] G HORTON-SMITH. Introduction to GLG4sim GLG4sim : what is it? Technical report, 2006. (Cited on page 78.)
- [97] T. MATERNA. Simulation parameter tuning and data comparison. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-351(Talk), 2017. (Cited on page 82.)
- [98] C. ROCA. Monte Carlo tuning. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-669(Technical Note) :1–5, 2018. (Cited on page 82.)
- [99] A. MINOTTI. Light Leaks studies with ^{54}Mn . *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-169(Talk), 2016. (Cited on page 83.)
- [100] J. S. REAL. Ligth Leak measurement in the stereo Detector using neutrino runs. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-165(Technical Note) :2–7, 2017. (Cited on page 83.)
- [101] A. BLANCHET. Energy Reconstruction in Stereo Experiment. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-390(Technical Note) :1–14, 2017. (Cited on page 84.)
- [102] A. BLANCHET and D. LHUILLIER. Iterative Procedure to Correct Calibration Coefficients. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-326(Technical note), 2017. (Cited on page 85.)
- [103] C. ROCA and V. SERGEYEVA. Joint Quenching Analysis. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-574(Talk), 2018. (Cited on page 86.)
- [104] H. ALMAZAN. Neutron detection efficiency. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-641(Talk), 2018. (Cited on page 87.)
- [105] HELENA ALMAZAN. Neutron efficiency plots. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-548(Technical Note) :1–7, 2018. (Cited on page 88.)
- [106] V. HELAINE. PSD news. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-155, 2016. (Cited on page 90.)
- [107] A. STUTZ. PSD evolution - AmBe source underneath. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-409(Talk), 2017. (Cited on page 90.)
- [108] L. BERNARD. Muons veto efficiency - Systematics evaluation. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-445(Talk), 2017. (Cited on pages 97 and 150.)

- [109] J.-S. RÉAL. Background rejection in veto trigger. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-254(Talk), 2017. (Cited on page 98.)
- [110] J. GAFFIOT. Étude des neutrinos de réacteur : mise en place et caractérisation du détecteur Nucifer. Ph.D. thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2012. (Cited on page 104.)
- [111] Y. ABE et al. Reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the Double Chooz experiment. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 86(5) :1–21, 2012. ISSN 15507998. doi :10.1103/PhysRevD.86.052008. (Cited on page 105.)
- [112] A. V. BUTKEVICH and S. P. MIKHEYEV. Cross Section of the Muon-Nuclear Inelastic Interaction. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 95(1) :11–25, 2002. (Cited on page 120.)
- [113] W. N. HESS, H. W. PATTERSON and R. WALLACE. Cosmic-Ray Neutron Energy Spectrum. 116(2), 1959. (Cited on page 121.)
- [114] M. S. GORDON et al. Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6 II) :3427–3434, 2004. ISSN 00189499. doi :10.1109/TNS.2004.839134. (Cited on pages 121 and 123.)
- [115] C. PATRIGNANI. Cosmic Rays - Particle Data Group 2017 Review. *Chinese Physics C*, 40(100001) :1–23, 2017. (Cited on pages 121 and 124.)
- [116] S. ZSOLDOS. Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : Construction du veto à muons et estimation du bruit de fond corrélé. Ph.D. thesis, Université Grenoble Alpes, 2016. (Cited on page 122.)
- [117] L. MICHEL. Interaction between four half spin particles and the decay of the mu meson. *Proc.Phys.Soc.*, A63 :514–531, 1950. doi :10.1088/0370-1298/63/5/311. (Cited on page 124.)
- [118] A. CZARNECKI, M. DOWLING, X. GARCIA I TORMO, W. J. MARCIANO and R. SZAFRON. Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 90(9) :1–6, 2014. ISSN 15502368. doi :10.1103/PhysRevD.90.093002. (Cited on page 124.)
- [119] P. HÄNGGI, R. D. VIOLLIER, U. RAFF and K. ALDER. Muon decay in orbit. *Physics Letters B*, 51(2) :119–122, 1974. ISSN 03702693. doi :10.1016/0370-2693(74)90193-2. (Cited on page 124.)
- [120] H. R. VEGA-CARRILLO, E. MANZANARES-ACUA, A. M. BECERRA-FERREIRO and A. CARRILLO-NUEZ. Neutron and gamma-ray spectra of $^{239}\text{PuBe}$ and $^{241}\text{AmBe}$. *Applied Radiation and Isotopes*, 2002. ISSN 09698043. doi :10.1016/S0969-8043(02)00083-0. (Cited on page 134.)
- [121] J. MARXH, D. THOMAS and M. BURKE. High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1995. ISSN 01689002. doi :10.1016/0168-9002(95)00613-3. (Cited on page 134.)

- [122] C. HAGMANN, D. LANGE and D. WRIGHT. Cosmic-ray shower generator (CRY) for Monte Carlo transport codes. In 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pages 1143–1146. IEEE, 2007. ISBN 978-1-4244-0922-8. doi :10.1109/NSSMIC.2007.4437209. (Cited on page 139.)
- [123] J.-S. RÉAL. Cosmic simulation. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-354(Talk), 2017. (Cited on page 139.)
- [124] F. KANDZIA. Search for a sterile neutrino with the STEREO experiment : shielding optimisation and energy calibration. Ph.D. thesis, Université Grenoble Alpes, 2017. (Cited on page 148.)
- [125] F. KANDZIA. Detector spectra and single rates. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-235(Talk), 2017. (Cited on page 148.)
- [126] V. SAVU et al. Fit of PSD distributions : new prescriptions. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-589(Talk), 2018. (Cited on pages 161, 162, and 163.)
- [127] T. M. KARBACH and M. SCHLUPP. Constraints on Yield Parameters in Extended Maximum Likelihood Fits. (4), 2012. (Cited on pages 171 and 214.)
- [128] D. LHUILLIER. Short-Baseline Sterile Neutrino Searches - Latest results from the STEREO experiment. In Talk presented at the 53rd Rencontres de Moriond, Electroweak interactions and unified theories. 2018. (Cited on pages 171 and 187.)
- [129] H. ALMAZÁN et al. Sterile Neutrino Constraints from the STEREO Experiment with 66 Days of Reactor-On Data. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :161801, 2018. doi : 10.1103/PhysRevLett.121.161801. (Cited on pages 171 and 187.)
- [130] L. BERNARD. Energy and cell dependant topology cut. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-590(Talk), 2018. (Cited on page 183.)
- [131] J. LAMBLIN. Latest Results of the STEREO Experiment. In Talk presented at the Neutrino2018 conference - XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. 2018. (Cited on page 187.)
- [132] T. SALAGNAC. Oscillation analysis. *Communication interne à la collaboration STEREO*, DocDB-645(Talk), 2018. (Cited on page 189.)
- [133] J. ASHENFELTER et al. First search for short-baseline neutrino oscillations at HFIR with PROSPECT. 2018. (Cited on page 192.)
- [134] M. MALTONI. Sterile Neutrinos – the Global Picture. In XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2018). Heidelberg, 2018. doi :10.5281/ZENODO.1287015. (Cited on page 193.)

Annexe A

Recherche de paires corrélées

A.1 Lois de probabilité et comptage

Processus poissonien

Un processus de comptage Poissonien décrit des événements se produisant à des instants aléatoires avec une fréquence moyenne donnée. Le nombre d'occurrences dans l'intervalle $[0, t]$ sera noté $N(t)$. En divisant l'intervalle $[0, t]$ en n petits sous-intervalles vérifiant les hypothèses suivantes :

- (H1) La probabilité d'occurrence de plus d'un événement dans un sous-intervalle est négligeable par rapport à la probabilité d'avoir un ou zéro événements dans cet intervalle.
- (H2) Les nombre d'occurrences dans des intervalles de temps disjoints sont indépendants.
- (H3) La probabilité d'occurrence d'un événement dans un intervalle de temps est proportionnelle à la longueur de l'intervalle, on notera le coefficient de proportionnalité f

Par l'hypothèse (H1), le problème se ramène à n processus de Bernoulli indépendants, où, sur chaque intervalle ΔT , deux issues sont possibles : occurrence d'un événement (probabilité associée p) ou pas d'occurrence (probabilité associée $1 - p$). L'hypothèse (H3) permet d'exprimer p comme $p = f\Delta T$. Ainsi, la probabilité d'avoir k occurrences sur $[0, t]$, $P(k|f)(t)$, est simplement le produit suivant, par indépendance des intervalles (H2) :

$$\begin{aligned} P(k|f)(t) &= \binom{n}{k} p^k (1 - p)^{n-k} = \binom{n}{k} (f\Delta T)^k (1 - f\Delta T)^{n-k} \\ &= \frac{n!}{k!(n-k)!} \left(\frac{ft}{n}\right)^k \left(1 - \frac{ft}{n}\right)^{n-k} \end{aligned}$$

Pour des intervalles de temps infinitésimaux, on obtient les limites suivantes :

$$\frac{n!}{k!(n-k)!} \left(\frac{ft}{n}\right)^k \sim \frac{n^k}{k!} \left(\frac{ft}{n}\right)^k \rightarrow \frac{(ft)^k}{k!}$$

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \left(1 - \frac{ft}{n}\right)^{n-k} = e^{-ft}$$

D'où, finalement :

$$P(k|f)(t) = \frac{(ft)^k}{k!} e^{-ft} \quad (\text{A.1})$$

Temps inter-événements

Soit $\{X_1, X_2, \dots, X_n\}$ un ensemble de temps générés par un processus poissonien de fréquence moyenne f . On s'intéresse à la loi de probabilité de la variable aléatoire $T_n = X_{n+1} - X_n$, prenant pour valeurs le temps entre deux événements. La densité de probabilité $g(s)$ de T_n est telle que, pour tout t_0 :

$$P(T_n \geq s) = 1 - P(T_n \leq s) = 1 - \int_0^s g(u) du$$

$$= P(X_{n+1} > s + t_0 \mid X_n = t_0)$$

D'après (H2), les intervalles disjoints étant indépendants, cela équivaut à se ramener à $t_0=0$ et à s'affranchir de la condition sur X_n : $P(T_n \leq s) = P(\text{pas d'occurrence dans } [0, s])$, c'est-à-dire, puisque les $\{X_n\}_n$ obéissent à un processus poissonien, $P(0|f)(s)$ soit :

$$P(T_n \geq s) = 1 - P(T_n \leq s) = 1 - \int_0^s g(u) du$$

$$= \frac{(fs)^0}{0!} e^{-fs} = e^{-fs}$$

On en déduit la densité de probabilité $g(s)$ de la variable aléatoire décrivant l'intervalle de temps entre deux processus poissoniens :

$$g(s) = fe^{-fs}$$

A.2 Temps mort

Nous dérivons dans cette annexe l'expression du temps mort lié à l'application de n vetos. Le cas simple, avec $n = 1$ est traité en première partie.

A.2.1 Cas simple, n=1

On considère un type d'événement (0) auquel on associe systématiquement un temps mort ΔT_0 . Les événements de type T sont de type poissonien avec comme fréquence d'occurrence R_0 . On peut alors calculer le temps mort moyen engendré par ce véto, normalisé pour un événement de type T \bar{u}_0 :

$$\begin{aligned}\bar{u}_0 &= P_{\text{no overlap}} \times \Delta T_0 + \int_{\text{overlaps}} "P_{\text{overlap}} \times t_{\text{overlap}}" \\ \bar{u}_0 &= \int_{\Delta T_0}^{\infty} g(t) dt \times \Delta T_0 + \int_0^{\Delta T_0} g(t) \cdot t \cdot dt \\ \bar{u}_0 &= e^{-R_0 \Delta T_0} \times \Delta T_0 + (-e^{-R_0 \Delta T_0} \times \Delta T_0 + \frac{1}{R_0} [e^{-R_0 t}]_{\Delta T_0}^0) \\ \bar{u}_0 &= \frac{1}{R_0} (1 - e^{-R_0 \Delta T_0})\end{aligned}$$

Ou encore, en terme de fraction de temps mort : $\bar{u}_0 \times R_0 = 1 - e^{-R_0 \Delta T_0}$

A.2.2 Cas n

On considère cette fois-ci n types d'événements $1, \dots, n$ associés aux temps morts $\Delta T_1, \dots, \Delta T_n$. A nouveau, on fait l'hypothèse que les événements sont de type poissonien paramétrés par R_1, \dots, R_n et décorrélés entre eux. Le temps mort moyen engendré par ces n vetos, normalisé pour un événement quelconque s'écrit :

$$\bar{u}_n = \sum_{i=1}^n P_i (\Delta T_i \times P_{\text{no overlap}} + \int_{\text{overlaps}} "P_{\text{overlap}} \times t_{\text{overlap}}")$$

où P_i est la probabilité d'avoir un événement de type i : $P_i = \frac{R_i}{\sum_j R_j}$. On notera $R_\Sigma = \sum_j R_j$ et où les probabilités de recouvrement (respectivement de non-recouvrement) P_{overlap} (respectivement $P_{\text{no overlap}}$) doivent être considérées pour l'ensemble des événements, soit :

$$\begin{aligned}
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \times \Delta T_i \times P_{\text{no overlap}} + \sum_{i=1}^n P_i \times \sum_{j=1}^n \int_0^{\Delta T_i} P_{\text{overlap with } j} \times g_j(t) \cdot t \cdot dt \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \times \Delta T_i \int_{\Delta T_0}^{\infty} R_{\Sigma} e^{-R_{\Sigma} t} dt + \sum_{i=1}^n P_i \sum_{j=1}^n \int_0^{\Delta T_i} \left(\prod_{k=1, k \neq j}^n \int_t^{\infty} g_k(u) du \right) \times g_j(t) \cdot t \cdot dt \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \times \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} + \sum_{i=1}^n P_i \sum_{j=1}^n \int_0^{\Delta T_i} \left(\prod_{k=1, k \neq j}^n e^{-R_k \cdot t} \right) \times R_j e^{-R_j \cdot t} \cdot t \cdot dt \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} + \sum_{i=1}^n P_i \sum_{j=1}^n \int_0^{\Delta T_i} R_j e^{-R_{\Sigma} \cdot t} \cdot t \cdot dt \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} + \sum_{i=1}^n P_i \sum_{j=1}^n R_j \left(\left[-\frac{t \cdot e^{-R_{\Sigma} \cdot t}}{R_{\Sigma}} \right]_0^{\Delta T_i} + \int_0^{\Delta T_i} \frac{1}{R_{\Sigma}} e^{-R_{\Sigma} \cdot t} dt \right) \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} + \sum_{i=1}^n P_i \sum_{j=1}^n R_j \left(\frac{-\Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i}}{R_{\Sigma}} + \frac{1}{R_{\Sigma}^2} (1 - e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i}) \right) \\
 \bar{u}_n &= \sum_{i=1}^n P_i \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} - \sum_{i=1}^n P_i \Delta T_i e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i} + \sum_{i=1}^n P_i \frac{1}{R_{\Sigma}} (1 - e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i}) \\
 \bar{u}_n &= \frac{1}{R_{\Sigma}} \sum_{i=1}^n \frac{R_i}{R_{\Sigma}} (1 - e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i})
 \end{aligned}$$

$$\boxed{\bar{u}_n = \frac{1}{R_{\Sigma}^2} \sum_{i=1}^n R_i (1 - e^{-R_{\Sigma} \Delta T_i})} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas général, la fraction de temps mort est donc $f_{\text{dead}} = \bar{u}_n \times R_{\Sigma}$.

Dans la limite où les temps de coupure sont faibles devant les temps caractéristiques des différents types d'événements (pas de recouvrement), on obtient bien :

$$f_{\text{dead}} = \bar{u}_n \times R_{\Sigma} \sim \frac{1}{R_{\Sigma}} \sum_{i=1}^n R_i (1 - (1 - R_{\Sigma} \Delta T_i)) \sim \sum_{i=1}^n R_i \Delta T_i$$

A.3 Distributions accidentelles

Utile pour comprendre les ruptures de pentes des distributions présentées sur les figures 4.9a et 4.9a (cf. 4.3.2), nous dérivons ici la densité de probabilité de former une paire accidentelle $p(\Delta t)$ que représentent ces distributions en fonction de Δt .

A.3.1 Condition d'isolation appliquée

Dans le cas où seule la condition d'isolation est demandée, $p(\Delta t)$ s'écrit :

$$P_{\text{isol}}(\Delta t) = P_{(\text{Pair} | 2\text{-prompt})}(\Delta t) \quad (\text{A.3})$$

$$= P_{(\Delta t_{12} > \Delta T_{\text{isol}})} \times P_{(\Delta t_{24} > \Delta T_{\text{isol}})} \times P_{(3\text{-retardé})}(\Delta t) \times P_{(\emptyset \text{ entre 2 et 3} | (\Delta t_{24} > \Delta T_{\text{isol}}))} \quad (\text{A.4})$$

$$= e^{-\Delta T_{\text{isol}}} \times e^{-\Delta T_{\text{isol}}} \times d(\Delta t) \times P^* \quad (\text{A.5})$$

où $d(\Delta t) = R_r \cdot e^{-R_r \Delta t}$ est la densité de probabilité d'avoir un événement retardé en Δt et

$$P^* = P_{(\emptyset \text{ entre 2 et 3} | (\Delta t_{24} > \Delta T_{\text{isol}}))} = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta t < \Delta T_{\text{isol}} \\ e^{-R_s(\Delta t - \Delta T_{\text{isol}})} & \text{si } \Delta t > \Delta T_{\text{isol}} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

d'où, finalement :

$$P_{\text{isol}}(\Delta t) = \begin{cases} R_r \times e^{-2R_s \Delta T_{\text{isol}}} \times e^{-R_r \Delta t} & \text{si } \Delta t < \Delta T_{\text{isol}} \\ R_r \times e^{-R_s \Delta T_{\text{isol}}} \times e^{-(R_s + R_r) \Delta t} & \text{si } \Delta t > \Delta T_{\text{isol}} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

La continuité de la distribution est assurée en $\Delta t = \Delta T_{\text{isol}}$. Les termes en exponentielles paramétrées par ΔT_{isol} jouent le rôle de normalisation uniquement de la densité de probabilité. La forme de la distribution est donnée par la dépendance en Δt , expliquant ainsi le changement de pente observé sur la figure 4.9a. La première pente est compatible avec une exponentielle paramétrée par R_d tandis que la seconde est compatible avec $R_s = R_p + R_r + R_{\text{others}}$.

A.3.2 Veto muon appliqué

De la même façon, si l'on considère le cas où seul les vétos muons sont appliqués, $p(\Delta t)$ devient :

$$P_{\mu}(\Delta t) = P_{(\text{Pair} | 2\text{-prompt})}(\Delta t) \quad (\text{A.8})$$

$$= P_{(\Delta t_{\mu-2} > \Delta T_{\mu})} \times P_{(3\text{-retardé})}(\Delta t) \times P_{(\emptyset \text{ entre 2 et 3})} \times P_{(\Delta t_{\mu-3} > \Delta T_{\mu} | \Delta t_{\mu-2} > \Delta T_{\mu})} \quad (\text{A.9})$$

$$= e^{-\Delta T_{\mu}} \times d(\Delta t) \times P^{**} \times P^{***} \quad (\text{A.10})$$

où $P^{**} = P(\emptyset \text{ entre } 2 \text{ et } 3) = e^{-R_s^{\mu-life} \Delta t}$ avec $R_s^{\mu-life}$ le taux effectif d'événements simples et

$$P^{***} = P(\Delta t_{\mu-3} > \Delta T_{\mu} \mid \Delta t_{\mu-2} > \Delta T_{\mu}) = \begin{cases} e^{-R_{\mu} \Delta t} & \text{if } \Delta t < \Delta T_{\mu} \\ e^{-R_{\mu} \Delta T_{\mu}} & \text{if } \Delta t > \Delta T_{\mu} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

d'où l'expression :

$$P_{\mu}(\Delta t) = \begin{cases} R_r \times e^{-R_{\mu} \Delta T_{\mu}} \times e^{-(R_{\mu} + R_s^{\mu-life} + R_r) \Delta t} & \text{if } \Delta t < \Delta T_{\mu} \\ R_r \times e^{-2R_{\mu} \Delta T_{\mu}} \times e^{-(R_s^{\mu-life} + R_r) \Delta t} & \text{if } \Delta t > \Delta T_{\mu} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

où, de nouveau, les termes paramétrées par ΔT_{μ} modulent l'amplitude de la probabilité tandis que la paramétrisation en Δt est responsable de la structure de la distribution observée sur l'exemple figure 4.9.

Annexe B

Extraction du signal $\bar{\nu}_e$

B.1 Maximum de vraisemblance

Utilisé au 6.2.2.

L'estimation des paramètres d'intérêt est obtenue par la méthode du maximum de vraisemblance étendue (EML pour *Extended Maximum Likelihood*). Dans le cas de l'ajustement de données sous la forme d'histogramme par un modèle f , l'expression du maximum de vraisemblance est donnée par :

$$\mathcal{L}(\vec{p}, N | \vec{n}) = \mathcal{L}(N | N_0 = \sum n_i) \times \prod_{i=1}^{b_{max}} \mathcal{L}(\vec{p} | n_i) \quad (\text{B.1})$$

$$= \mathcal{P}(N_0, N) \times \prod_{i=1}^{b_{max}} \mathcal{P}(n_i, f_i(\vec{p})) \quad (\text{B.2})$$

où $\mathcal{P}(n, \lambda)$ est la densité de probabilité de Poisson d'espérance λ :

$$\mathcal{P}(n, \lambda) = \lambda^n \cdot \frac{e^{-\lambda}}{n!} \quad (\text{B.3})$$

(\vec{p}, N) sont les paramètres à estimer, n_i est le contenu de l'intervalle de données i et f_i est la valeur du modèle en ce point. Le terme *étendu* est justifié par la présence du pré-facteur $\mathcal{P}(N_0, N)$, considérant le nombre total d'événements N comme un paramètre libre.

En pratique, c'est la minimisation de $-\ln(\mathcal{L}_0)$ qui sera réalisée.

Les erreurs sont alors obtenues pour $-\ln(\mathcal{L}_{min}) \pm 0.5$.

B.2 Traitement des contraintes

Utilisé au 6.2.4

L'ajout de contraintes sur un sous-ensemble des paramètres \vec{p} peut être implémenté simplement en définissant la vraisemblance globale

$$\mathcal{L}_{global} = \left(\prod_{i=c_1, \dots, c_j} \mathcal{C}(p_i) \right) \times \mathcal{L}_0(\vec{p}) \quad (\text{B.4})$$

où $\{c_1, \dots, c_j; j \leq m\}$ identifie le sous-ensemble $\{p_{c_1}, \dots, p_{c_j}\}$ de paramètres à contraindre ; $\mathcal{C}(p_i)$ étant la densité de probabilité à imposer au paramètre p_i . Cette méthode est valable dans plusieurs cas de figure. [127]

Contrainte provenant de connaissances extérieures telle que la valeur d'une observable déjà mesurée à partir d'un autre jeu de données.

Propagation des incertitudes L'utilisation de termes de contraintes permet de propager les incertitudes associées. Pour une contrainte sous la forme $p_c^0 \pm \sigma_c^0$ à appliquer à un paramètre p_c , le terme de contrainte peut alors s'écrire :

$$\mathcal{C}(p_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_c^0} \exp \left(-0.5 \frac{(p_c - p_c^0)^2}{\sigma_c^2} \right) \quad (\text{B.5})$$

où une loi normale est supposée.

Aide à la convergence Une dernière utilité de ce type de termes est d'aider l'ajustement à converger. Les contraintes imposées peuvent contribuer à réduire l'erreur sur les paramètres concernés ; biaisant ainsi leur interprétation purement statistique.

Une fois un paramètre contraint, celui-ci n'est plus à prendre en compte dans le dénombrement des degrés de liberté de l'ajustement.

Finalement, la fonction de minimisation implémentée s'écrit :

$$-\ln(\mathcal{L}_{glob}) = -\ln(\mathcal{L}_0) + \prod_{i=c_1, \dots, c_j} \frac{(p_i - p_i^0)^2}{2\sigma_i^2} \quad (\text{B.6})$$

où $\{c_1, \dots, c_j\}$ désignent les indices des paramètres contraints.

B.3 Formule *naïve* de $\delta\mathcal{A}_\nu$

Utilisé au 6.2.4

Afin de mieux comprendre les différentes contributions de l'incertitude sur le taux d' $\bar{\nu}_e$ extrait, il peut être utile de raisonner à partir d'une formule *naïve* de l'incertitude associée au signal. En notant x la fraction de contamination due aux reculs de protons *sous* le signal neutrino, le taux de neutrinos résulte simplement de la soustraction du bruit de fond selon :

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_\nu(t_{\text{ON}}) &= \text{“}\mathcal{A}(t_{\text{ON}}) - \mathcal{A}_{\text{background}}\text{”} \\ &= (\mathcal{A}_\nu + \mathcal{A}_{\text{acc}} + \mathcal{A}_e + x \cdot \mathcal{A}_p)(t_{\text{ON}}) - (\mathcal{A}_{\text{acc}}^{\text{compteur acc.}}(t_{\text{ON}}) + \left(\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p} + x\right) \cdot \mathcal{A}_p(t_{\text{ON}}))\end{aligned}$$

où le premier terme représente simplement la statistique au niveau du signal $\bar{\nu}_e$ au temps t_{ON} ; et le deuxième terme l'estimation du bruit de fond, contraint par les accidentelles, la statistique locale des protons et la connaissance de $\mathcal{A}_\gamma/\mathcal{A}_p$. L'incertitude $\delta\mathcal{A}_\nu$ reportée sur le signal neutrino peut donc se décomposer selon

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{A}_\nu^2 &= \delta\mathcal{A}(t_{\text{ON}})^2 + \delta\mathcal{A}_{\text{background}}^2 \\ &= \underbrace{\delta\mathcal{A}_{\text{ON}}^2}_1 + \underbrace{\delta\mathcal{A}_{\text{acc}}^{\text{del-2}}}_2 + \underbrace{\left[\left(\frac{\mathcal{A}_e}{\mathcal{A}_p} + x\right) \cdot \delta\mathcal{A}_p + \delta\left(\frac{\mathcal{A}_\gamma}{\mathcal{A}_p} + x\right) \cdot \mathcal{A}_p \right]^2}_3\end{aligned}$$

où le premier terme est purement lié à la statistique locale de la somme "signal+bruit", le deuxième terme représente l'incertitude liée à la fluctuation locale du bruit de fond proton et le troisième terme est le reflet des connaissances limitées sur les paramètres du modèle. Nous avons négligé ici l'incertitude liée à la détermination du taux de candidats accidentels, celui-ci étant déterminé avec grande précision grâce à la méthode des portes décalées (cf. 4.2.2).

Titre : Anomalie des antineutrinos de réacteurs : recherche d'un état stérile avec l'expérience STEREO

Mots clés : Stereo, neutrinos de réacteurs, oscillations, stérile léger, liquide scintillant, bruit de fond cosmique

Résumé : L'anomalie des antineutrinos de réacteurs (RAA) a été révélée en 2011 suite à une réévaluation de la prédiction des spectres associés. Elle indique un déficit de 6 % dans les taux mesurés auprès de réacteurs. Une explication consiste en l'introduction d'un neutrino stérile à l'eV, ne se manifestant que par le mécanisme d'oscillations. L'expérience STEREO a été conçue pour explorer l'espace des paramètres d'oscillations indiqués par la RAA, en plaçant une cible segmentée à 10 m du cœur quasiment pur en ^{235}U de l'ILL, à Grenoble. Les antineutrinos sont détectés par désintégration β -inverse (IBD) dans du liquide scintillant dopé au gadolinium. Si elle existe, une oscillation se développerait alors le long des six cellules identiques de la cible. La comparaison relative de leurs spectres d' $\bar{\nu}_e$ en énergie permet de tester l'hypothèse d'une oscillation en s'affranchissant des prédictions et avec des incertitudes systématiques réduites. Les forts rendements lumineux des liquides permettent d'atteindre de bonnes résolutions en énergie, nécessaires pour la sensibilité de la mesure. Les cellules sont sépa-

rées optiquement par des plaques hautement réfléchissantes ; cette technologie a été validée sur cellule prototype dans un premier temps lors de cette thèse. Un modèle effectif pour ces parois optiques a été inclus à la simulation, et les détails de la géométrie ont été implémentés. La deuxième partie de ce travail est orientée vers l'analyse des données. La signature de l'IBD est un signal en deux temps, requérant un algorithme de recherche de paires pour extraire les candidats $\bar{\nu}_e$. Le programme dédié est optimisé pour l'application de sélections d'isolations temporelles, permettant de se débarrasser de la majeure partie du bruit de fond d'origine cosmique. Le bruit de fond corrélé résiduel dans la région d'intérêt provient de désintégrations de muons et de réactions induites par des neutrons. Une modélisation des figures de discrimination en forme des signaux (PSD) de ce bruit de fond est employée pour extraire le signal $\bar{\nu}_e$. Basée sur les spectres qui en résultent, les premières analyses d'oscillations de STEREO rejettent le meilleur ajustement de la RAA à 98 % de niveau de confiance.

Title : Reactor Antineutrino Anomaly : search for a sterile state with the STEREO experiment

Keywords : Stereo, reactor neutrinos, oscillations, light sterile state, liquid scintillator, cosmic background

Abstract : The Reactor Antineutrino Anomaly (RAA) was highlighted in 2011, when a reevaluated prediction of reactor antineutrinos spectra showed a 6% deficit in the rates observed by previous reactor experiments. A possible explanation for this anomaly consists in introducing a sterile neutrino state at the eV mass scale, participating to the neutrino oscillations mechanism only. The STEREO experiment has been designed to probe the phase-space region indicated by the RAA, by placing a segmented antineutrino target at 10 m from the virtually pure ^{235}U compact core of the ILL research reactor facility, in Grenoble. Antineutrinos are detected via inverse beta decay (IBD) in gadolinium-doped liquid scintillator. An oscillation pattern – if any – would develop along the six identical target cells. The relative comparison of their energy distributions allows to test the sterile neutrino hypothesis with reduced systematic uncertainties and without referring to an external prediction. High light yields of the liquids enable to reach

good energy resolutions, needed for the sensibility of the measurement. Cells are optically separated thanks to highly reflective plates ; this technology has been validated on a prototype cell in the first stage of this thesis. An effective model of these walls has been included in the simulation, and details of the geometry have been carefully implemented. The second part of this work focuses on data analysis. The IBD signature is a two-fold signal, requiring a proper pair search algorithm for extracting the $\bar{\nu}_e$ candidates. The dedicated software is optimized to apply specific temporal isolation selections, which allow to get rid of the majority of the background produced by cosmic events. The residual correlated background in the region of interest comes from muon decays and neutron induced reactions. A modelisation of the Pulse Shape Discrimination (PSD) distributions of this background is used to extract the $\bar{\nu}_e$ signal. Based on the resulting spectra, the first STEREO oscillation analysis rejects the RAA best fit point at 98 % of confidence level.

