



HAL
open science

Analyse des données de l'expérience SoLiD : mesure du spectre antineutrino à BR2 et recherche d'oscillations vers un neutrino stérile

Savitri Gallego

► **To cite this version:**

Savitri Gallego. Analyse des données de l'expérience SoLiD : mesure du spectre antineutrino à BR2 et recherche d'oscillations vers un neutrino stérile. Physique [physics]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC245 . tel-03946790

HAL Id: tel-03946790

<https://theses.hal.science/tel-03946790v1>

Submitted on 19 Jan 2023

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Analyse des données de l'expérience SoLiD : mesure du spectre antineutrino à BR2 et recherche d'oscillations vers un neutrino stérile

**Présentée et soutenue par
SAVITRI GALLEGO**

**Thèse soutenue le 14/11/2022
devant le jury composé de**

M. THIERRY PRADIER	Maître de conférences HDR, Institut Hubert Curien	Rapporteur du jury
M. PABLO DEL AMO SANCHEZ	Maître de conférences, Université Savoie Mont Blanc	Membre du jury
M. GREGORY LEHAUT	Chargé de recherche, ENSICAEN	Membre du jury
M. STÉPHANE MONTEIL	Professeur des universités, UNIVERSITE CLERMONT FERRAND 1 AUVERGNE	Membre du jury
MME NADINE REDON	Directeur de recherche au CNRS, Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon	Président du jury
M. DOMINIQUE DURAND	Directeur de recherche au CNRS, Laboratoire de Physique corpusculaire de Caen	Directeur de thèse

Thèse dirigée par DOMINIQUE DURAND (Laboratoire de physique corpusculaire (Caen))



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Laboratoire de physique corpusculaire

Remerciements

Faire une thèse de physique était un but que je m'étais fixé depuis la terminale. C'est maintenant chose faite! C'était une sacrée aventure personnelle pendant ces 3 années, entrecoupées de moments fort comme de moments de galère, avec une petite pandémie en prime et la fin de l'abondance. Il y a beaucoup de personnes qui méritent d'être remerciées, mes excuses par avance si j'en oublie quelques unes.

Tout d'abord, je remercie le jury pour les remarques, questions et corrections sur le travail que j'ai effectué et plus particulièrement Nadine Redon et Thierry Pradier pour avoir accepté d'être mes rapporteurs.

Je remercie les membres de la collaboration SoLid avec qui j'ai pu travailler et échanger, notamment Danny, Giel, Noe et Mike, les thésards qui faisaient tourner la baraque!

Je voulais remercier Aurélien Barreau qui m'a définitivement convaincu de partir dans cette voie grâce à une conférence pour les olympiades de physique de 2013 et ses conseils sur le cursus universitaire. Merci à Grégory Lehaut pour sa confiance en mes capacités et son encadrement, toujours là pour répondre à mes questions et qui n'a jamais hésité à se salir les mains en tripatouillant du code obscur. Merci à Benoit Guillon pour sa disponibilité pour répondre à mes questions et me donner des conseils malgré son emploi du temps souvent très chargé. Mon directeur de thèse aussi, Dominique Durand. Merci à toi pour toutes les corrections importantes du manuscrit qui a permis de le rendre lisible et clair!

Merci à l'ensemble du personnel du laboratoire. L'ambiance conviviale et les évènements organisés en fait probablement le meilleur laboratoire de France pour y faire sa thèse. Il me doit de parler de la team des doctorants, best team ever! J'ai passé des très bons moments en votre compagnie et plus particulièrement mes gars sûrs : Leo, Alexandre, Jojo, Cyril et William. Merci à mes bros de toujours pour toute les aventures qu'on a vécu : Charle, Florian et Kévin. J'espère que cela continuera jusqu'à ce qu'on soit sénile au point de ne plus se reconnaître.

Je me dois de remercier le Mazel combo et le hasard qui m'a fait entrer dans ce groupe de jazz manouche/klezmer. J'ai pu découvrir des nouveaux style de musique et j'ai pris beaucoup de plaisir à jouer avec vous en concert dans la rue, les marchés, les bars et surtout le Camino!

Enfin je voulais remercier mes parents et ma famille, qui m'ont toujours soutenu dans mes études et mes choix de vie. Je ne pouvais pas avoir meilleur entourage et je les remercie du fond du coeur.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	5
1 Le neutrino dans le Modèle standard et son contexte physique	7
1.1 Histoire du neutrino	7
1.1.1 Hypothèse et découverte du neutrino	7
1.2 Le modèle standard	8
1.2.1 Les fermions	9
1.2.2 Les bosons	10
1.2.3 La masse des neutrinos dans le modèle standard	10
1.2.4 Interaction des Neutrinos et réactions d'intérêt	11
1.3 Les oscillations des neutrinos	15
1.3.1 Premiers indices	15
1.3.2 Une accumulation de preuves	17
1.3.3 Confirmation des oscillations	17
1.3.4 Le formalisme des oscillations de neutrinos	18
1.4 Motivations pour la recherche d'un neutrino stérile : Anomalies à courte distance	26
1.4.1 LSND et MiniBoone : anomalies accélérateur	26
1.4.2 GALLEX et SAGE : anomalie Gallium	27
1.4.3 Anomalie Réacteur (RAA)	28
1.4.4 Le "bump" à 5 MeV	28
1.4.5 Plusieurs anomalies, une seule explication ?	29
1.5 Méthodologie pour l'évaluation des spectres anti-neutrinos de réacteur	29
1.6 Expériences neutrino réacteur à très courte distance	34
2 Dispositif expérimental SoLid	39
2.1 Détecteur SoLid	39
2.1.1 Principe de fonctionnement des SiPMs	42
2.1.2 Calibration en énergie	44
2.2 Intégration du détecteur SoLid auprès du réacteur BR2	46
2.3 Contrôle Qualité des données de la Phase 1	48
2.3.1 Critères de qualité basique	48
2.3.2 <i>Bursts</i> de muons	49
2.3.3 Transitions Ron-Roff du réacteur	50
2.4 Remplacement des SiPM et Phase 2 de SoLid	51
2.4.1 Contrôle qualité des données de la Phase 2	52

3	Étude des bruits de fond	57
3.1	Bruit de fond muon	57
3.1.1	Spectre bêta du Bore 12	57
3.1.2	Électrons de Michel	64
3.2	Bruit de fond BiPo	70
3.2.1	Discrimination par forme d'impulsion	71
3.2.2	Discrimination par réseaux de neurones à convolutions (CNN)	71
4	Méthodes d'analyse et interprétation statistique pour la recherche du neutrino stérile	83
4.1	Test statistique $\Delta\chi^2$	83
4.1.1	" <i>Confidence Interval</i> " (CI) basés sur le test $\Delta\chi^2$	84
4.1.2	Limite du théorème de Wilks pour contraindre les paramètres d'oscillation	84
4.1.3	Méthode " <i>raster-scans</i> "	86
4.1.4	" <i>Confidence Levels</i> " (CLs) basés sur le test $\Delta\chi^2$	86
4.2	Méthode "CLs gaussian"	87
4.3	Inférence Bayésienne	88
4.3.1	Théorème de Bayes	88
4.3.2	Monte Carlo par Chaînes de Markov (MCMC)	89
4.4	Matrice de Réponse centrée	93
4.4.1	Calcul de $L(\vec{d} \vec{\theta})$	93
4.5	Méthodes utilisées par la collaboration	95
5	Recherche d'oscillation vers un neutrino stérile par inférence Bayésienne	97
5.1	Analyse anti-neutrino	97
5.1.1	Sélection 2 gammas	97
5.1.2	Sélection uBDT	98
5.2	Méthodologie de l'inférence Bayésienne	99
5.2.1	Modélisation du flux d'anti-neutrinos	99
5.2.2	Construction de la Matrice de réponse (MR)	101
5.2.3	Metropolis-Hasting et région de Crédibilité	106
5.2.4	Sensibilité des paramètres d'oscillation	111
5.2.5	Implémentation des incertitudes systématiques dans la MR	114
5.3	Test de l'inférence avec la sélection Bore 12	118
5.4	Inférence Bayésienne Préliminaire de la Phase 1	119
5.5	Perspective de la Phase 2	121
5.6	Reproductibilité des résultats et tests d'autres modèles	122
	Conclusion	127
	References	128
A		139
A.1	Reconstruction des événements via l'algorithme Saffron2	139
B		141
B.1	Exemple d'une utilisation de ReMU dans le cadre d'un modèle 3+2	141

Introduction

La physique, de par son étymologie, signifie "science de la nature". Elle consiste à tenter de comprendre, de modéliser et ainsi d'expliquer les phénomènes naturels dans notre Univers. La physique des particules cherche à décrire ces phénomènes en étudiant les composants élémentaires de la matière et leurs interactions complexes.

C'est dans ce but que fut bâti pendant la seconde moitié du 20ème siècle, le modèle standard de la physique des particules. Les succès de ce modèle furent nombreux jusqu'à l'ultime preuve expérimentale manquante, découverte récemment en 2012 : le Boson de Higgs. Cependant, malgré les succès expérimentaux, le Modèle Standard ne permet pas d'expliquer la nature de la matière noire et de l'énergie sombre, ni la masse du neutrino ou le rayon du proton ainsi que de nombreuses autres anomalies. De plus, la gravité résiste toujours à la tentative de la décrire comme une interaction quantique. Il est donc clair que le Modèle Standard n'est pas complet et nécessitera un modèle plus fondamental.

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans l'étude d'une famille des composants élémentaires de la matière décrite par le Modèle Standard : les neutrinos. Cette famille de particules est une des plus difficiles à étudier expérimentalement. Les neutrinos ne sont sensibles qu'à la force faible et ont donc une section efficace d'interaction très faible avec la matière (10^{-42}cm^2). Cela a conduit à mettre en oeuvre des expériences d'une grande envergure et d'une très grande complexité afin de parvenir à la découverte étonnante du phénomène d'oscillation des neutrinos.

Récemment, plusieurs expériences indépendantes qui étudiaient ce phénomène d'oscillation ont découvert des déviations par rapport au modèle utilisé pour le décrire. Ces déviations communément appelées "anomalie Gallium", "anomalie réacteur" et "anomalie accélérateur" (que nous détaillerons par la suite) pourraient être expliquées par l'ajout d'un neutrino dit "stérile" (c'est à dire n'interagissant pas avec la matière ordinaire) dans le Modèle Standard de la physique des particules. Une oscillation à courte distance des neutrinos connus vers cette nouvelle saveur pourrait donc exister et serait une trace forte de nouvelle physique car non prévue par les modèles actuels. Par la suite, plusieurs expériences ont été construites afin de contraindre (ou d'exclure) les paramètres d'oscillations à courte distance mettant en jeu ce neutrino stérile.

C'est dans ce cadre de recherche que fut conçue l'expérience SoLid (**S**hort **o**scillation **s**earch using a **L**ithium-6 **d**etector), un détecteur placé près d'un réacteur expérimental situé en Belgique (BR2). Sa particularité est d'utiliser deux scintillateurs segmentés en cube de 5 centimètres de côté, offrant une grande segmentation. Son but est de mesurer le spectre en énergie des anti-neutrinos de l'isotope ^{235}U à courte distance du réacteur ($\leq 10\text{m}$).

Pour commencer, ce manuscrit présentera brièvement l'histoire des neutrinos et le formalisme des oscillations. Par la suite, nous détaillerons les anomalies qui ont motivé la recherche de neutrinos stériles, les expériences à courte distance ainsi que leurs récents résultats. Le chapitre deux décrit l'expérience SoLid, son installation auprès du réacteur BR2 en Belgique ainsi que le contrôle qualité des données de la Phase 1 et 2. Le chapitre trois présentera l'analyse et la caractérisation de différents bruits de fond afin de valider la reconstruction des événements de l'expérience et de renforcer la sélection du signal anti-neutrino. Le chapitre quatre détaillera les différentes méthodes statistiques utilisées pour contraindre l'espace des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile. Enfin, dans le dernier chapitre, nous présenterons l'utilisation d'une méthode bayésienne afin d'obtenir un premier contour d'exclusion préliminaire à partir des données de la Phase 1 de SoLid puis nous donnerons les perspectives de la Phase 2.

Chapitre 1

Le neutrino dans le Modèle standard et son contexte physique

1.1 Histoire du neutrino

1.1.1 Hypothèse et découverte du neutrino

Après la découverte expérimentale du noyau atomique par Ernest Rutherford en 1909 en étudiant la diffusion de noyau d'hélium sur une feuille d'or, un pan entier de la physique s'est ouvert : la physique nucléaire. Dès le début du 20^{ème} siècle, l'étude du spectre bêta par James Chadwick surprend et étonne les physiciens de par sa nature continue. En effet, le modèle de l'époque prévoyait une désintégration à deux corps car seul le bêta émis était détecté :

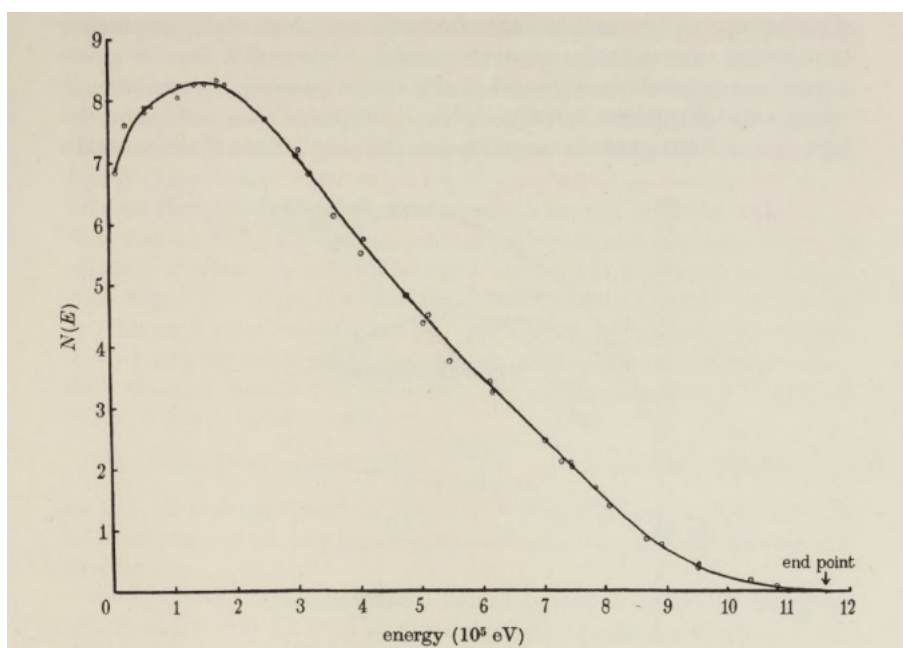


FIGURE 1.1 – Spectre en énergie de la désintégration bêta [1]

Devant la nature continue du spectre bêta (voir la figure 1.1), certains physiciens comme Niels Bohr suggérèrent une remise en cause de la loi de la conservation de

l'énergie. En effet, dans une désintégration à deux corps, ce spectre aurait du être un pic centré sur l'énergie de réaction. En 1930, Wolfgang Pauli proposa à ses confrères l'existence d'une troisième particule qui serait émise en même temps que le bêta et qui emporterait une partie de l'énergie de réaction, expliquant ainsi la nature du spectre. Il postula que cette particule devait être électriquement neutre, d'un spin $1/2$ et d'une masse très faible, de l'ordre de celle de l'électron. Il proposa d'appeler cette particule le "neutron" du fait de sa charge électrique neutre. Cependant le "vrai" neutron fut finalement découvert en 1932 par James Chadwick et Enrico Fermi proposa d'appeler le "neutron" de Pauli "neutrino" (petit neutron en italien). Il développa une théorie de la désintégration bêta à trois corps en prenant en compte le neutrino :

$$X \rightarrow Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

La première preuve expérimentale de l'existence du neutrino survient le 14 juin 1956 dans l'expérience de Clyde L. Cowan et Frederick Reines [2]. La réaction utilisée pour le détecter (prédite par la théorie de Fermi) est la réaction bêta inverse, encore utilisée de nos jours par la plupart des expériences de détection de neutrinos :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.3)$$

Le détecteur était composé de volumes de scintillateurs liquides entourés par des Tubes Photo-Multiplicateurs (PMT), disposés en plusieurs couches et séparés par des volumes d'eau. Il fut placé proche d'un réacteur nucléaire à Savannah River aux USA qui était utilisé comme source de neutrinos. Ils réussirent à détecter environ 3 anti-neutrinos par jour, pendant plusieurs mois de prises de données. La confirmation du signal fut obtenue par une alternance de prises de données lorsque le réacteur était allumé ou éteint.

1.2 Le modèle standard

L'idée selon laquelle la matière serait constituée de particules élémentaires remonte à l'antiquité. Le philosophe grec Démocrite fut le premier à proposer la notion d'atome (insécable en grec).

Cependant, cette théorie n'eut des preuves expérimentales que des siècles plus tard avec comme premières découvertes celle de l'électron par Thomson en 1899, du noyau atomique et du proton par Rutherford en 1909 et 1919 et du neutron par Chadwick en 1932. Si l'on ajoute le photon, introduit par Einstein en 1905 pour expliquer l'effet photo-électrique et découvert par Compton en 1923, on connaissait dans les années 30 les composants de la matière ordinaire et stable. Par la suite de nombreuses autres particules furent découvertes mais il manquait un modèle global pour comprendre l'existence de celles-ci. Il a fallu attendre les années 60/70 pour qu'un modèle soit bâti, permettant de classer et décrire les interactions à partir de principes fondamentaux de symétrie et d'un faible nombre de particules élémentaires (voir la figure 1.2).

Le modèle standard permet de décrire 3 des 4 interactions fondamentales de l'univers : l'interaction électromagnétique, nucléaire forte et faible. Ces particules sont divisées en deux grandes catégories selon leur spin (ou moment cinétique intrinsèque) : les fermions et les bosons.

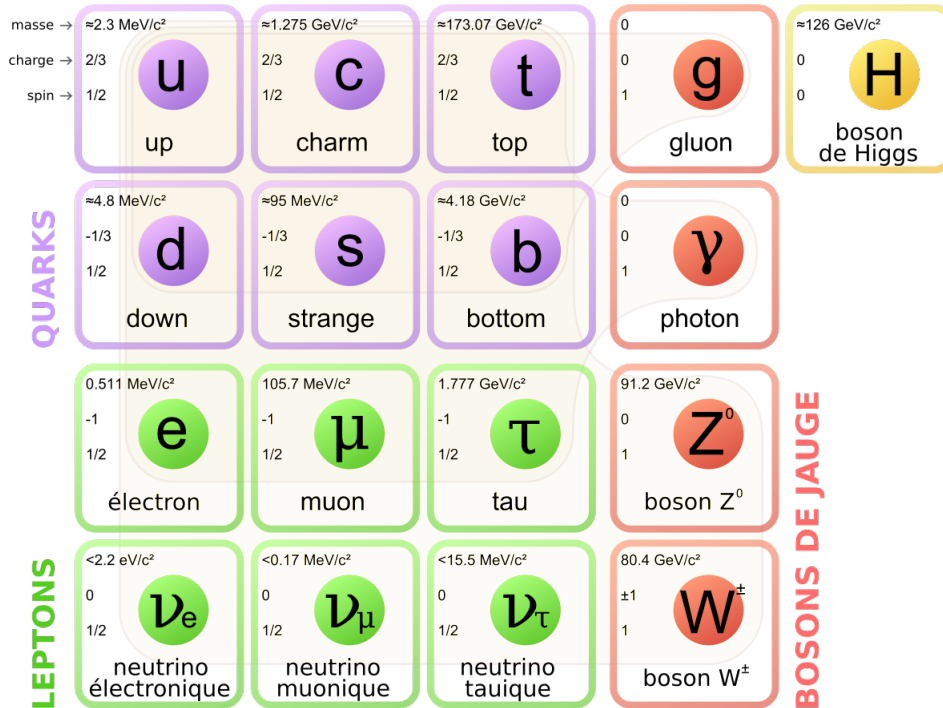


FIGURE 1.2 – Classification des particules élémentaires d'après le Modèle Standard

1.2.1 Les fermions

Les fermions sont des particules de spin $1/2$ et sont considérés comme les "briques" fondamentales de la matière. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, c'est à dire que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. Les fermions sont divisés en deux sous-familles : les leptons et les quarks. On compte trois générations de fermions au sein de ces sous-familles, chaque génération correspondant à une paire de leptons et de quarks. La masse des particules augmente avec la génération. Les particules des deux dernières générations sont produites dans le cosmos dans des conditions extrêmes ou artificiellement dans des expériences de collisions de particules de la première génération.

Les leptons sont des fermions qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Le premier lepton découvert a été l'électron e^- , qui a une masse de 511 keV . L'électron possède une charge électrique négative $q_e = -1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$. On lui associe une particule neutre de masse nulle dans le cadre du Modèle Standard dit "minimal", le neutrino électronique ν_e . Le neutrino a comme pour tous les fermions trois saveurs (appelées saveurs leptoniques). Ce nombre fut confirmé par l'étude de la désintégration du boson Z^0 au Large Electron Positron (LEP)¹ au CERN (voir figure 1.3) où la valeur du nombre de saveur de neutrinos trouvée fut : $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ [3]. Il existe également des contraintes sur le nombre de neutrino venant des mesures cosmologiques [4].

1. Plus précisément, si un quatrième neutrino non-stérile existe, il devra avoir une masse $\geq m_Z/2$

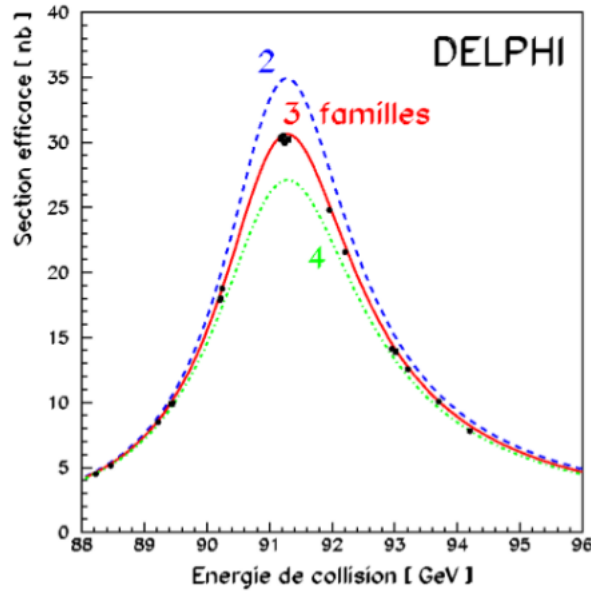


FIGURE 1.3 – Section efficace de production du boson Z^0 ajustée avec N_ν , le nombre de neutrinos. Les données viennent de l'expérience DELPHI au LEP.

1.2.2 Les bosons

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein ce qui signifie entre autre que plusieurs bosons peuvent être dans le même état quantique. On distingue les bosons de spin 1, qu'on appelle les bosons vecteurs, et les bosons de spin 0, qu'on appelle les bosons scalaires. Les bosons vecteurs sont les bosons médiateurs des 3 forces fondamentales : le photon (γ) pour l'interaction électromagnétique, le gluon (g) pour l'interaction forte et les bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible. Il est à noter que l'interaction faible ne concerne que les particules de chiralité² gauche (chiralité droite pour les anti-particules)

1.2.3 La masse des neutrinos dans le modèle standard

L'origine de la masse des bosons dans le modèle standard vient du mécanisme de Brout-Higgs-Englert [5]. La masse des fermions provient de l'interaction entre les champs fermioniques et le champ de Higgs et est décrite par le lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -y(\overline{\psi}_R H^\dagger \psi_L + \overline{\psi}_L H \psi_R) \quad (1.4)$$

Où y est le couplage de Yukawa entre le champ ψ et le champ de Higgs (H). Cependant les neutrinos droits (et anti-neutrinos gauches) n'existant pas ou n'ayant pas été encore observés, il ne peut y avoir de couplage de Yukawa. Les neutrinos sont donc considérés comme ayant une masse nulle dans le modèle standard. Cependant, cette considération est vraie lorsque le neutrino a une nature de type "Dirac". A

2. Dans le formalisme mathématique du modèle standard, les particules sont décrites par des champs ϕ qui peuvent

être décomposés en une chiralité gauche ϕ_L et droite ϕ_R . La chiralité est l'équivalent de l'hélicité, qui est la projection du spin d'une particule sur son vecteur impulsion, dans le cas d'une particule ultra-relativiste. Plus généralement, elle se définit selon : $\phi_{R/L} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}$

contrario, si le neutrino est sa propre anti-particule (nature de type Majorana) alors il est possible d'obtenir un couplage de Yukawa mais cela demande d'ajouter tout de même un nouveau neutrino de Majorana droit lourd qui pourrait de manière complémentaire expliquer la masse très faible des neutrinos observés actuellement, grâce au processus de *seesaw* [6] (ou mécanisme de la balançoire). La nature du neutrino (Dirac ou Majorana) est recherchée dans les expériences dites de désintégration double bêta ($\beta\beta$) [7].

1.2.4 Interaction des Neutrinos et réactions d'intérêt

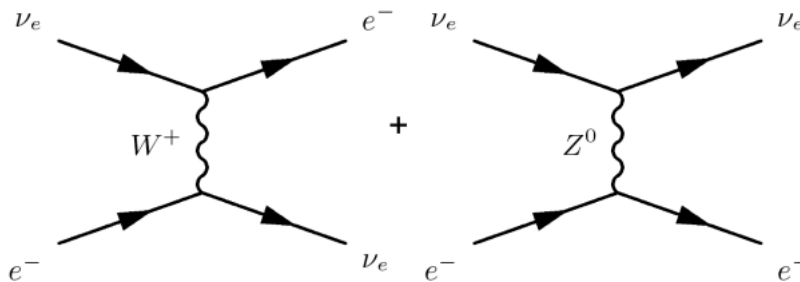


FIGURE 1.4 – Diagrammes de Feynman des composantes courants chargés et neutres de la diffusion $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$

La description complète des interactions des neutrinos est encodée dans le Lagrangien de l'interaction faible du Modèle Standard via le courant leptonique chargé et le courant neutre. Plus généralement, ces interactions sont inscrites dans le contexte de la théorie de jauge du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. On peut diviser les différents types d'interactions en 3 catégories différentes. La première s'effectue par échange d'un boson chargé W^\pm , appelée "courant chargé" (CC). La seconde est connue sous le nom de "courant neutre" (CN) et est similaire au courant chargé, l'interaction se faisant par l'échange d'un boson neutre Z^0 . La dernière catégorie est lorsque les deux types de courants interfèrent entre eux comme le montre l'exemple 1.4.

Nous pouvons représenter ces échanges en utilisant les diagrammes de Feynman (1.4). Ce formalisme permet de considérer toutes les interactions possibles des neutrinos et de calculer leurs sections efficaces associées. Une des plus simple est la diffusion d'un neutrino sur un lepton :

$$\nu_l + l' \rightarrow \nu_l + l' \quad (l, l' = e, \mu, \tau) \quad (1.5)$$

$$\nu_l + l' \rightarrow \nu_{l'} + l \quad (1.6)$$

Cette réaction est sensible aux trois saveurs de neutrinos via le courant neutre mais l'est aussi via le courant chargé avec le neutrino électronique. Ce processus peut se faire théoriquement avec n'importe quel lepton chargé mais une propriété remarquable de la diffusion neutrino-electron est qu'elle est naturellement très directionnelle : l'électron sortant sera émis à un angle très petit par rapport à la direction

du neutrino incident ³ ce qui est fort utile pour les expériences de détection car cela permet de remonter à la directionnalité du neutrino.

Nous allons maintenant détailler les différentes réactions d'intérêt à différentes échelles d'énergie.

3. En effet un simple argument cinétique peut montrer que $E_e \theta_e^2 \leq 2m_e$

Réaction à bas seuil : $E_\nu \approx 0 - 1 \text{ MeV}$

Les réactions à bas seuil correspondent à un neutrino d'impulsion quasi-nulle. Cela inclus la diffusion cohérente et la capture du neutrino sur un noyau atomique.

La diffusion cohérente se fait via le courant neutre lorsque qu'un neutrino interagit de manière *cohérente* avec un noyau atomique :

$$\nu + A_N^Z \rightarrow \nu + A_N^{*Z} \quad (1.7)$$

La section efficace de cette interaction augmente de manière quadratique avec le nombre de protons (Z) et de neutrons (N) cependant plus le noyau sera lourd et plus l'énergie de recul à détecter sera faible. Bien que cette réaction fut prédite dès 1977 [9], elle fut confirmée expérimentalement pour la première fois en 2017 par l'expérience COHERENT [10]. De nouvelles expériences sont en cours de développement afin d'améliorer la précision de la mesure de l'énergie de recul du noyau comme l'expérience RICOCHET [11].

La capture du neutrino sur un noyau atomique aussi appelé désintégration bêta "stimulée" est un processus similaire à une désintégration bêta :

$$A_N^Z \rightarrow A_{N-1}^{Z+1} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.8)$$

Excepté que le neutrino interagit avec le noyau cible :

$$\nu_e + A_N^Z \rightarrow e^- + A_{N-1}^{Z+1} \quad (1.9)$$

Cependant, à la différence des autres interactions impliquant des neutrinos, celle-ci est un processus exothermique c'est à dire qu'il n'y a pas besoin d'énergie pour initier la réaction. L'amplitude de la section efficace de cette réaction est directement reliée à celle de la désintégration bêta.

Réaction nucléaire à bas seuil : $E_\nu \approx 1 - 100 \text{ MeV}$

Lorsque l'énergie du neutrino augmente, il lui est possible d'interagir directement avec un nucléon du noyau atomique. Ces réactions ont été massivement utilisées dans les expériences de neutrinos comme nous allons le voir par la suite. La plus simple, et aussi, une des plus utilisées pour la détection de neutrino, est la "réaction bêta inverse" (IBD pour *Inverse Beta Decay*) :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.10)$$

Cette réaction est typiquement utilisée pour détecter les neutrinos issus de fissions qui se produisent dans les réacteurs nucléaires, l'énergie allant du seuil de la réaction IBD (1,806 MeV) à 10 MeV. Une paramétrisation de la section efficace de la réaction 1.10 est présentée figure 1.5. Elle peut être calculée précisément selon la formule [12] :

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi^2/m_e^5}{f^R \tau_n} E_e p_e \quad (1.11)$$

où m_e est la masse de l'électron, E_e et p_e l'énergie et l'impulsion du positron. f^R est le facteur de phase spatial. τ_n est le temps de vie du neutron. Il est à noter que

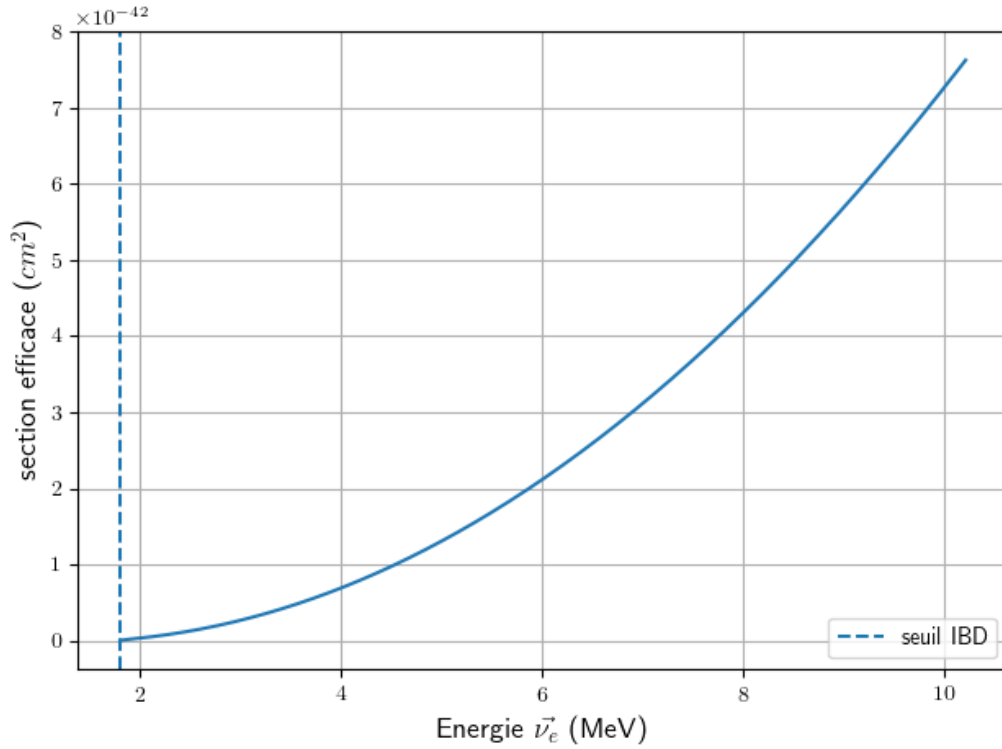
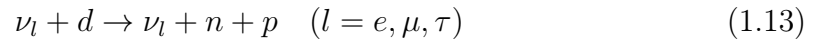


FIGURE 1.5 – Section efficace d’interaction IBD en fonction de l’énergie de l’anti-neutrino incident [12]

c’est de ce dernier paramètre que provient la principale incertitude sur la section efficace d’interaction pour l’IBD.

Après l’hydrogène, le noyau cible le plus utilisé est le deutérium :

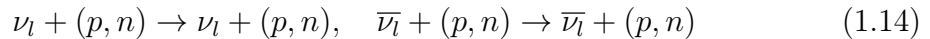


L’interaction peut se faire par courant chargé ou courant neutre. Cela permet de mesurer les composantes électroniques et non électroniques du spectre neutrino d’une source. D’autres expériences utilisent aussi le Gallium comme nous le verrons par la suite. Cependant le calcul de la section efficace d’interaction sera plus complexe, augmentant ainsi son incertitude.

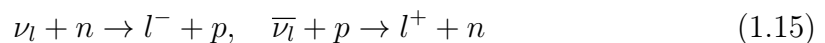
Énergie intermédiaire : $E_\nu \approx 0.1 - 20 \text{ GeV}$

A plus haute énergie, la description des interactions des neutrinos avec la matière devient complexe. A cette échelle d’énergie intermédiaire nous pouvons répartir ces mécanismes de diffusions en deux parties :

- La diffusion *élastique* et *quasi-élastique* : un neutrino peut "éjecter" un nucléon (ou plusieurs) d’un noyau atomique grâce à la diffusion par courant neutre :



Dans le cas d’une diffusion par courant chargé, la réaction est appelée *quasi-élastique* :



- La production par résonance : les neutrinos peuvent exciter un nucléon de la cible vers une résonance. La résonance baryonique résultante (Δ, N^*) se désintègre ensuite en mésons et nucléons. L'exemple le plus simple est lorsque l'interaction du neutrino produit une résonance baryonique (N^*) qui se désintègre ensuite le plus souvent en un nucléon et un pion :



Hautes énergies : $E_\nu > 20 \text{ GeV}$

Lorsque l'énergie du neutrino est suffisamment importante, il lui est possible d'interagir directement avec un quark du nucléon. Dans la plupart des cas d'interaction à haute énergie, le neutrino peut "dispenser" un quark individuel d'un nucléon. Ce processus est appelé *Deep inelastic scattering*, ou diffusion inélastique profonde. Les deux interactions par courant chargé (CC) et neutre (CN) sont possibles :

$$(\nu_l, \bar{\nu}_l) + N \rightarrow (l^-, l^+) + X \quad (\text{CC})\tag{1.17}$$

$$(\nu, \bar{\nu}) + N \rightarrow (\nu, \bar{\nu} + X)\tag{1.18}$$

1.3 Les oscillations des neutrinos

Nous avons vu dans la section 1.2.1 qu'il existait 3 saveurs de neutrino⁴. Le neutrino électronique ν_e fut découvert grâce à l'expérience de Cowan et Reines, le neutrino muonique ν_μ fut découvert dans les années 60 en étudiant la désintégration de pions produit sur un accélérateur [8]. Cette découverte introduisit aussi la notion de nombre leptonique et sa conservation lors des réactions. Il a fallu ensuite attendre l'année 2000 pour découvrir la dernière saveur (ν_τ) grâce à l'expérience DONUT [13] au FERMILAB. Le neutrino tauique était produit via la désintégration des mésons charmés issus des collisions de protons dans l'accélérateur Tevatron.

En parallèle de la recherche des différentes saveurs, une autre histoire se déroulait qui a mené à la découverte des oscillations des neutrinos.

1.3.1 Premiers indices

Au début des années 60, une première expérience est mise en oeuvre par Raymond Davis et ses collègues dans la mine d'or de Homestake [14] aux États-Unis dans le but de détecter les neutrinos issus du soleil. En effet, les nombreuses réactions nucléaires au sein du soleil sont une source importante de neutrinos (voir le tableau 1.1 ainsi que la figure 1.6).

Les neutrinos issus de la désintégration du ^8B seront ceux étudiés par l'expérience d'Homestake, avec un détecteur d'un volume de 380 m^3 de tetrachloroethylene, riche

4. L'expérience DELPHI au LEP en 1989 a montré qu'il existait seulement 3 saveurs de neutrino mais en supposant que toutes les saveurs interagissent avec l'interaction faible (donc pas de neutrino stérile).

Source r	Réaction	$\langle E \rangle_r$ (MeV)	E_r^{max}	Flux F_r ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
pp	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	0.2668	0.42	5.95e10
pep	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	1.445	1.445	1.40e8
hep	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	9.628	18.778	9.30e3
${}^7\text{Be}$	$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.3855,0.8631	0.3855,0.8631	4.77e9
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	6.74	-15	5.05e6
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	0.7063	1.19	5.84e6
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	0.9964	1.7317	4.80e8
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	0.9977	1.7364	5.63e6

TABLE 1.1 – Tableau représentant les différentes réactions nucléaires productrices de neutrinos dans le soleil ainsi que leur énergie moyenne/maximale et le flux induit à la surface de la Terre (en $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

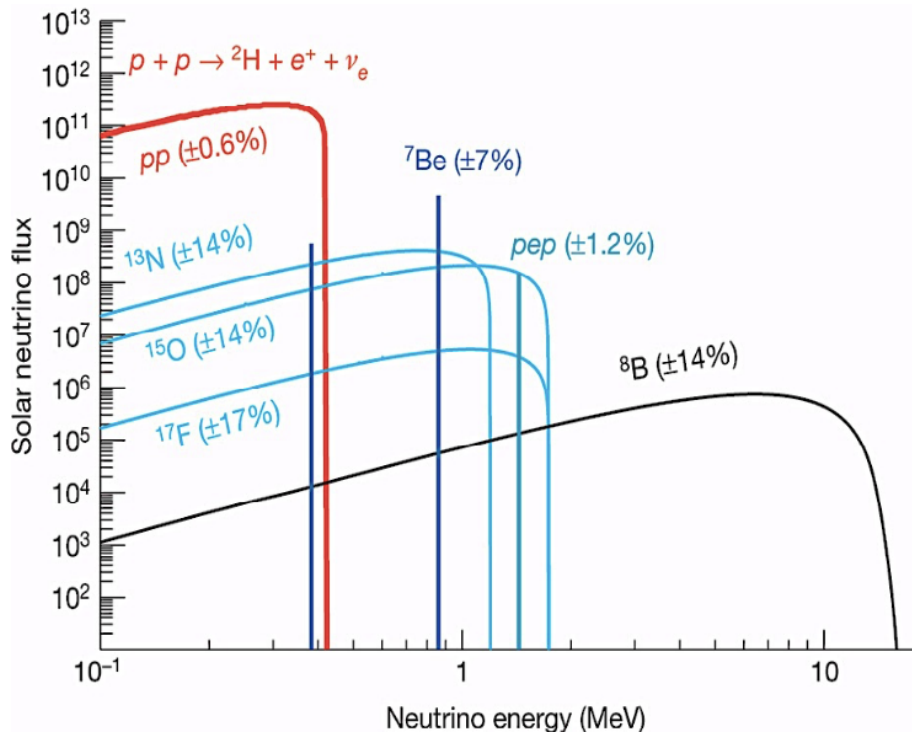


FIGURE 1.6 – Spectre en énergie des différentes réactions.

en chlore. La détection est assurée par la mesure de la quantité de ${}^{37}\text{Ar}$ produit par la réaction 1.19.



L'argon ainsi produit est ensuite extrait du liquide et détecté grâce à la capture électronique :



Après plusieurs années de prises de données, cette expérience observa un déficit de deux tiers dans le flux de neutrinos solaires comparé aux prédictions théoriques. Le Modèle standard Solaire (SSM) qui prédisait avec précision ce flux fut tout de suite remis en cause. De plus, le seuil de la réaction bêta inverse Chlore-Argon étant

élevé (0,8 MeV), la méthode de détection n'était sensible qu'aux neutrinos issus du ${}^7\text{Be}$.

1.3.2 Une accumulation de preuves

Par la suite, deux nouvelles expériences furent construites dans les années 90 avec comme avantage de pouvoir détecter les neutrinos issus de la chaîne pp (1.1) : Soviet-American Gallium Experiment (SAGE [16]) et Gallium Experiment (GALLEX [15]). La réaction radiochimique (1.21) étant plus adaptée pour la capture de ces neutrinos.



Le rapport entre le flux mesuré de neutrinos et celui prédit par le SM est d'environ 1/2 pour les deux expériences. Cependant les réactions radio-chimiques utilisées ne permettaient pas d'avoir suffisamment d'informations sur les neutrinos détectés comme leur énergie ou temps de capture, rendant difficile la conclusion sur l'existence d'oscillations de neutrinos. Afin de vérifier leurs résultats, les deux expériences décidèrent d'utiliser une source de neutrinos mono-énergétique issu du ${}^{51}\text{Cr}$ afin de calibrer leurs détecteurs. Étonnamment, un déficit de neutrinos détecté par rapport au nombre attendu fut mesuré. Ce déficit sera nommé plus tard "anomalie Gallium" et sera décrit plus en détail dans la section 1.4.2.

1.3.3 Confirmation des oscillations

Les oscillations furent postulées assez tôt dès les années 60 par Pontecorvo puis formalisées un peu plus tard par Maki, Nagawa et Sakata comme nous le verrons plus loin. Une accumulation d'indices indiquait une preuve de l'existence de ces oscillations comme nous l'avons vu dans les sections 1.3.1 et 1.3.2 mais la preuve définitive fut obtenue grâce à deux nouvelles expériences :

Super-KamioKande

L'expérience Super-Kamiokande se situe au Japon dans la mine de Kamioka. Elle est composée d'une gigantesque cuve de 39,3 m de diamètre sur 41,4 m de hauteur remplie avec 50 000 tonnes d'eau ultra pure et tapissée de tubes photomultiplicateurs. Cette expérience a la particularité de pouvoir détecter les neutrinos solaires (ν_e) par diffusion élastique sur un électron et atmosphérique (ν_μ, ν_e) par création de lepton (muons, électrons). En effet, en utilisant les propriétés des cônes de lumière produits par l'effet Tcherenkov de l'électron ou du muon dans l'eau, il est possible de discriminer les deux types d'événements (voir les figures 1.7 et 1.8).

L'expérience mesura un flux de neutrinos électronique solaires venant du ${}^8\text{B}$ nettement inférieur à la valeur qui était attendue. De plus, pouvant déterminer la directionnalité des neutrinos détectés, elle observa une différence du rapport ν_e/ν_μ entre ceux venant directement sur le détecteur et ceux traversant la Terre [18].

SNO

La confirmation finale de l'existence des oscillations fut apportée par l'expérience Sudbury Neutrino Observatory (SNO) au Canada. Cette expérience fonctionnait sur le même principe que Super-Kamiokande mais en utilisant de l'eau lourde (D_2O).

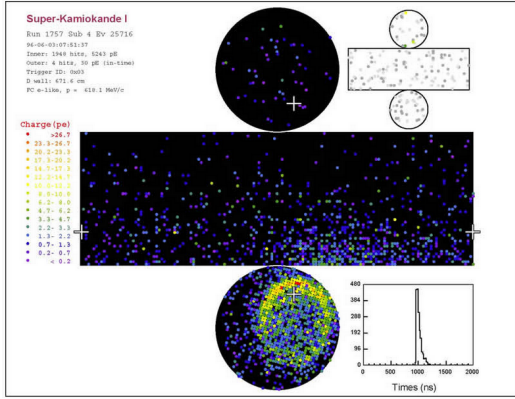


FIGURE 1.7 – Exemple d'un évènement (ν_e). Credit : SuperKamiokande collaboration

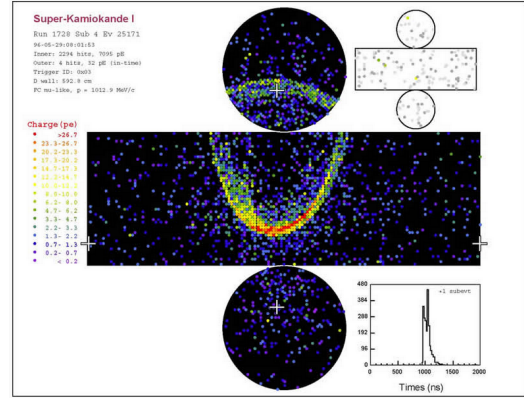


FIGURE 1.8 – Exemple d'un évènement (ν_μ). Credit : SuperKamiokande collaboration

De plus, elle était sensible aux flux des 3 différentes saveurs de neutrinos via l'interaction canal neutre 1.22 et celui du neutrino électronique avec le canal chargé via la réaction 1.23 :

$$\nu + d \rightarrow n + p + \nu \quad (1.22)$$

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.23)$$

Comme l'expérience japonaise, SNO était aussi sensible à la diffusion élastique sur électron pour détecter les neutrinos. Le flux de neutrinos solaires électroniques a pu ainsi être mesuré indépendamment du SSM et est en accord avec les autres expériences tandis que le flux total lui est en accord avec SSM. Ce fut donc une preuve irréfutable que les neutrinos électroniques manquants (2/3) ont oscillé en neutrinos muoniques et tauiques. Les résultats des flux peuvent être résumés ci-dessous :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{neutre}} &= \phi_{\nu_e} + \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau} \\ &= 5,09_{-0,43}^{+0,44}(\text{stat.})_{-0,43}^{+0,46}(\text{syst.})\text{SNU} \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\phi_{\text{chargé}} = \phi_{\nu_e} \quad (1.25)$$

$$= 1,76_{-0,05}^{+0,06}(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,09}(\text{syst.})\text{SNU} \quad (1.26)$$

$$\phi_{\text{élastique}} = \phi_{\nu_e} + 0,15(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau}) \quad (1.27)$$

$$= 2,39_{-0,23}^{+0,24}(\text{stat.})_{-0,12}^{+0,12}(\text{syst.})\text{SNU} \quad (1.28)$$

Les leaders des expériences Super-Kamiokande et SNO seront récompensés par le Prix Nobel de physique en 2015 pour la découverte des oscillations de neutrinos.

1.3.4 Le formalisme des oscillations de neutrinos

Les états propres de saveurs des neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) ne sont pas directement reliés aux états propres de l'Hamiltonien (appelés états propres de masse). Chaque saveur de neutrino est une superposition d'état propre de masse (ν_1, ν_2, ν_3). Le lien

entre état propre de saveur et de masse est décrit par la matrice PMNS formalisée par Maki, Nagawa et Sakata [20]⁵ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Cette matrice qui a 9 paramètres peut se décomposer en trois matrices comportant 3 angles de mélanges ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) et 3 phases de violation de CP : une phase de Dirac (δ) et deux phases de Majorana (α, β) :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Ainsi, la superposition des états de masse d'une saveur de neutrino s'exprime de cette façon :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_{n=1}^3 U_{\alpha n} |\nu_n\rangle \quad (1.31)$$

L'équation de Schrödinger permet de décrire l'évolution des états de masse dans le temps :

$$|\nu(t)\rangle = \sum_{n=1}^3 U_{\alpha n}^* e^{-iE_n t} |\nu_n\rangle = \sum_n U_{\alpha n}^* e^{-iE_n t} \sum_\beta U_{\beta n} |\nu_\beta\rangle \quad (1.32)$$

où E_n est la valeur propre de l'Hamiltonien pour l'état de masse n .

1.3.4.1 Approximation à deux saveurs

Afin de simplifier le formalisme, nous allons nous intéresser dans cette partie au cas où il n'existe que deux saveurs de neutrinos : ν_α et ν_β . Dans cette approximation l'équation 1.29 devient donc :

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

En utilisant les équations 1.31 et 1.32, l'évolution temporelle de la superposition des états de masse des saveurs ν_α et ν_β suit les équations :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.34)$$

$$|\nu_\beta(t)\rangle = -\sin \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \cos \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.35)$$

5. La lettre P est pour Pontecorvo car il fut le premier à postuler les oscillations des neutrinos [19]

La probabilité de trouver une saveur différente (aussi appelée probabilité d'apparition) après un temps t vaut :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left(\sin(2\theta) \sin\left(\frac{E_2 - E_1}{2}t\right) \right)^2 \quad (1.36)$$

Du fait de sa faible masse, le neutrino peut être considéré comme relativiste ce qui induit $t = L$ (dans le système d'unités naturelles) et que son énergie peut être simplifiée de telle sorte que :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \quad (1.37)$$

Ainsi, en posant $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ la différence des masses au carré et $p_i = E$, E étant l'énergie moyenne des états de masse. L'équation 1.36 peut se réécrire :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E}\right) \quad (1.38)$$

où E et L sont l'énergie en MeV et la distance source-détecteur en m.

La probabilité $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}$ qu'un neutrino soit émis et détecté dans la saveur α devient simplement :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \quad (1.39)$$

On remarque que pour qu'une oscillation soit possible, il faut que $\sin^2(2\theta)$ et Δm^2 soient différents de 0. Cela implique qu'au moins un des deux états de propagation a une masse non nulle. Or, comme nous l'avons montré dans la section 1.2.3, le neutrino devrait avoir une masse nulle dans le cadre du Modèle Standard. Les oscillations des neutrinos sont donc une preuve directe de physique au-delà du Modèle Standard.

L'amplitude de l'oscillation est définie par l'angle de mélange θ tandis que le terme Δm^2 détermine la position du maximum d'amplitude, suivant la relation :

$$\left(\frac{L}{E}\right)_{\max} = \frac{\pi}{2 \times 1,27 \times \Delta m^2} \quad (1.40)$$

La figure 1.9 montre un exemple d'oscillation pour $\theta = 33,82$ rad et $\Delta m^2 = 7,39 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$.

1.3.4.2 Généralisation des oscillations à 3 saveurs

Lorsque l'on revient dans le cadre des oscillations à trois saveurs, la probabilité de passer d'une saveur α vers une saveur β s'exprime de la manière suivante :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sum_{i,j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.41)$$

Les indices grecs représentent les saveurs du neutrino tandis que les indices latin représentent les états de masse. Les expériences ont pour rôle de déterminer les 6 paramètres de la matrice PMNS que sont les angles de mélange θ_{12}, θ_{13} et θ_{23} , les deux écarts de masse au carré Δm_{21}^2 et Δm_{32}^2 et la phase de violation CP. Bien qu'il existe 3 écarts de masse, Δm_{21}^2 est cependant beaucoup plus faible que les deux autres (voir le tableau 1.2). Nous pouvons donc considérer :

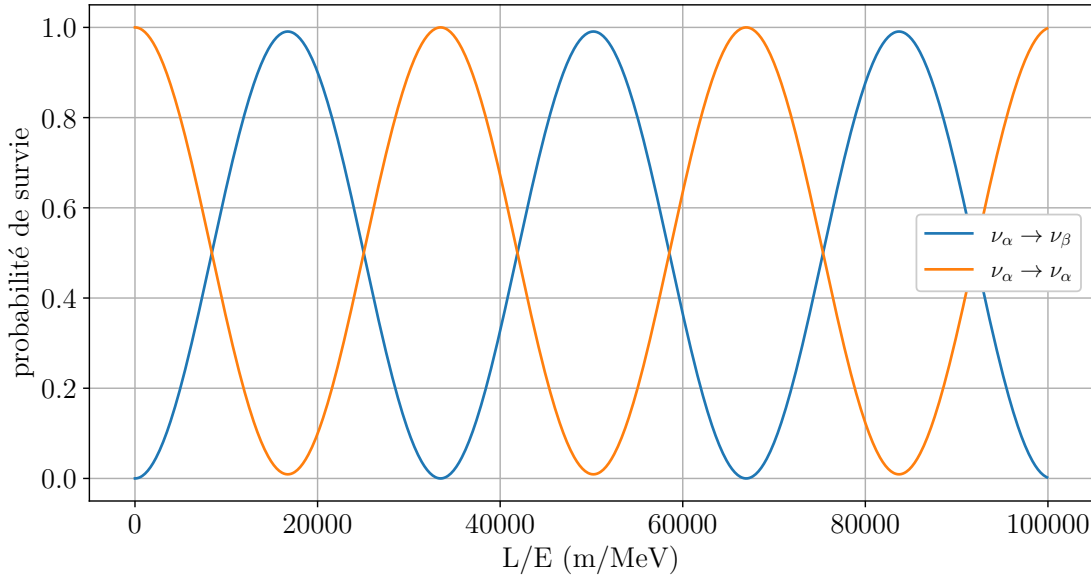


FIGURE 1.9 – Exemple d'oscillation à deux saveurs, pour le cas $\theta = 33,82$ rad et $\Delta m^2 = 7,39 \cdot 10^{-5} eV^2$

$$\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \quad (1.42)$$

On peut remarquer que les écarts de masse ne permettent pas de connaître l'ordre hiérarchique des masses. Il existe donc deux possibilités de hiérarchie (voir la figure 1.10) :

- $m_1 < m_2 \ll m_3$, appelée hiérarchie normale.
- $m_3 \ll m_1 < m_2$, appelée hiérarchie inverse.

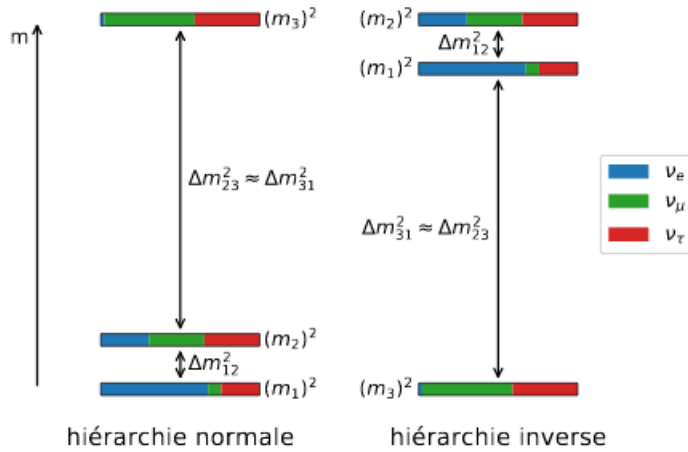


FIGURE 1.10 – Représentation graphique des deux hiérarchies de masse possibles. Le mélange des 3 différentes saveurs est représenté par les couleurs bleu, vert et rouge.

1.3.4.3 Modèles au delà du Modèle Standard

Il existe différents modèles d'oscillation de neutrinos au delà du modèle standard (SM). Cela a comme conséquence de modifier la matrice PMNS 1.29 en rajoutant des termes supplémentaires, ce qui modifiera la probabilité de survie des neutrinos.

Oscillation avec un Modèle 3+1

Nous avons vu dans la section 1.2.3 que le neutrino était de masse nulle dans le MS du fait de l'absence de neutrino de chiralité droite (ou anti-neutrino de chiralité gauche). Ajouter des singulets de neutrinos droits et stériles du fait de leur absence d'interaction est l'extension la plus simple du MS permettant de donner une masse aux neutrinos. Ce nouvel état de masse et de saveur est connecté avec les autres états connus via la matrice unitaire :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

Avec la probabilité d'oscillation $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ dans l'approximation $\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{i,j}^2$ pour $i,j < 4$:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - 4(1 - |U_{e4}|^2)|U_{e4}|^2 \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{41}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.44)$$

Cette équation est similaire à l'approximation à 2 saveurs 4.1, les termes des éléments de matrices étant souvent remplacés par les angles de mélange :

$$\sin^2(2\theta_{14}) = 4(1 - |U_{e4}|^2)|U_{e4}|^2 \quad (1.45)$$

Oscillation avec un Modèle 3+2

Dans un modèle d'oscillation où il existerait deux neutrinos stériles, cela rajoute deux écarts de masses $\Delta m_{54}^2, \Delta m_{51}^2$ ⁶ ainsi qu'un élément de matrice $|U_{e5}|$. La formule 1.39 devient donc :

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = & 1 - 4|U_{e4}|^2|U_{e5}|^2 \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{54}^2 L}{E} \right) \\ & - 4(1 - |U_{e4}|^2 - |U_{e5}|^2) \\ & \times \left(|U_{e4}|^2 \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{E} \right) + |U_{e5}|^2 \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{51}^2 L}{E} \right) \right) \end{aligned} \quad (1.46)$$

Oscillation avec un neutrino stérile instable

6. On peut noter que $\Delta m_{54}^2 = \Delta m_{51}^2 - \Delta m_{41}^2$. Un Modèle 3+2 n'ajoutera en réalité qu'un degré supplémentaire en écart de masse

Il existe plusieurs modèles alternatifs où le neutrino stérile se désintègre. Dans l'extension du SM qui inclut la masse des neutrinos, ceux-ci peuvent se désintégrer. Leurs durées de vie sont très longues [21] :

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma \Rightarrow \tau \simeq 10^{36} (m_i/eV)^{-5} yr \quad (1.47)$$

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma + \gamma \Rightarrow \tau \simeq 10^{67} (m_i/eV)^{-9} yr \quad (1.48)$$

Si un quatrième neutrino existe, il pourrait se désintégrer en un neutrino du SM plus une particule au-delà du modèle standard (appelée "invisible") ou en deux particules "invisibles". Dans ce modèle alternatif, un seul paramètre est ajouté : la durée de vie τ (eV^{-1}) du neutrino stérile. La formule 1.39 en prenant en compte une désintégration du neutrino stérile en deux particules invisibles hors du Modèle Standard devient donc :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = \cos^4(\theta_{ee}) + \frac{1}{2} \exp^{-\frac{\Gamma L}{2}} \cos\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{2E}\right) \sin^2(2\theta_{ee}) + \exp^{-\Gamma L} \sin^4(\theta_{ee}) \quad (1.49)$$

Avec $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ [22].

Les paramètres de la matrice PMNS et les différents effets des oscillations dans le vide et la matière peuvent être sondés par différentes expériences que nous allons maintenant décrire.

θ_{12} et Δm_{21}^2 : Neutrinos "solaire" et "réacteur"

Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude des neutrinos solaires est à l'origine de la découverte des oscillations dues à un déficit de neutrinos électroniques ν_e détectés. L'oscillation se fait dans le coeur de l'étoile où se passent les réactions de fusions nucléaires à cause de l'effet MSW. En effet, du fait de la densité importante d'électrons dans ce milieu les neutrinos auront une probabilité plus importante d'interaction. Cet effet étant particulièrement sensible à θ_{12} et Δm_{21}^2 , les expériences de neutrinos solaires pourront sonder ces deux paramètres. Parmi ces expériences nous pouvons citer : Homestake, GALLEX, SAGE, SNO et Super-Kamiokande.

Les expériences de réacteurs "longue-distance" permettent aussi de les sonder. L'expérience KamLAND en est un exemple en utilisant les anti-neutrinos issus de 55 réacteurs japonais, avec une distance moyenne de 180 km. L'expérience réacteur à longue distance Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) dont la prise de donnée débutera en 2023 avec une résolution en énergie attendue de $3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$, prévoit de déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos avec une significativité de 3-4 σ et de mesurer θ_{12} et Δm_{21}^2 avec une précision $<1\%$ [17].

θ_{23} et Δm_{31}^2 : Neutrinos "atmosphériques" et "accélérateur"

L'atmosphère terrestre est régulièrement bombardée par des particules cosmiques hautement énergétiques qui interagissent et produisent des gerbes de particules exotiques en grande quantité. Parmi celles-ci, les muons sont une source importante d'anti-neutrinos électroniques et muoniques de par leur décroissance radioactive. Cette source de neutrinos étant isotrope tout autour de la Terre, elle permet de couvrir un large spectre de distance source/détecteur (de 100 km à 10000 km). Le rapport L/E peut ainsi aller de 1 à 10000. L'angle θ_{23} est particulièrement sensible à cette gamme de L/E. Parmi ces expériences, nous pouvons citer Antares (France), BDUNT (Russie) et IceCube (Antartique). Un nouvel observatoire en Méditerranée, ORCA (collaboration KM3NeT), qui va succéder à Antares, vise une sensibilité au pourcent sur les paramètres θ_{23} et Δm_{31}^2 en plus de la possibilité de sonder la hiérarchie de masse en quelques années.

Les accélérateurs permettent aussi de produire des neutrinos via la désintégration de pions et de kaons créée par la collision de protons. Nous pouvons citer comme exemple T2K, pour "Tokai to Kamioka", utilisant un faisceau de ν_μ provenant de l'accélérateur J-PARC (Tokai) détecté par Super-Kamiokande après 295 km de parcours à travers la Terre et l'expérience NO ν A (USA), avec une distance source-détecteur de 810 km. Ces expériences sont sensibles à la phase δCP car l'effet MSW peut être différent entre un neutrino et un anti-neutrino.

θ_{13} : Neutrinos "réacteurs" et "accélérateurs"

L'angle de mélange $\sin(\theta_{13})$ est le plus faible des trois connus, ce qui le rend spécialement difficile à évaluer. La première preuve expérimentale d'une valeur supérieure à zéro provient de T2K en 2011 [24]. Cette observation sera ensuite confirmée par les expériences "réacteurs". Les expériences Double-Chooz (France), RENO (Corée du Sud) et Daya-Bay (Chine) sont toutes les trois basées sur la technologie de liquide scintillant dopé au Gadolinium comme absorbant pour le neutron de la réaction bêta inverse. Basées auprès de réacteurs commerciaux, elles ont accès à

des flux de neutrinos très importants. Double-Chooz a confirmé le résultat de T2K en 2012 [25]. Daya-Bay obtiendra ensuite la mesure la plus précise de cet angle de mélange [28], comme nous pouvons voir sur la figure 1.11.

Paramètres	Meilleur ajustement (HN : l=1) ($\pm 1\sigma$)	Meilleur ajustement (HI : l=2) ($\pm 1\sigma$)
θ_{12} [°]	$33.44^{+0.77}_{-0.74}$	$33.45^{+0.77}_{-0.74}$
θ_{23} [°]	$49.2^{+1.0}_{-1.3}$	$49.5^{+1.0}_{-1.2}$
θ_{13} [°]	$8.57^{+0.13}_{-0.12}$	$8.60^{+0.12}_{-0.12}$
Δm_{21}^2 [$10^{-5}eV^2$]	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$
Δm_{3l}^2 [$10^{-3}eV^2$]	$+2.515^{+0.028}_{-0.028}$	$-2.498^{+0.028}_{-0.029}$
δ_{CP} [°]	194^{+52}_{-25}	287^{+27}_{-32}

TABLE 1.2 – Résumé des paramètres de la matrice PMNS. Les valeurs ainsi que les incertitudes sont issues de l'ajustement global NuFit-5.1 [30]

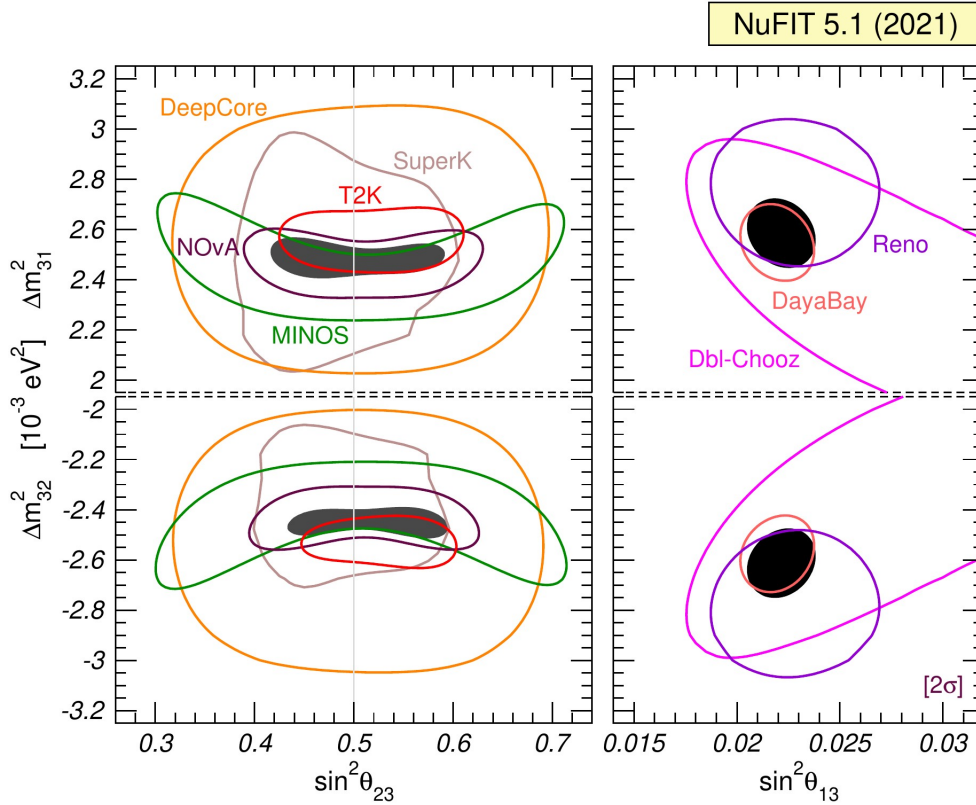


FIGURE 1.11 – Détermination de Δm_{3l}^2 au niveau de confiance 2σ , où $l = 1$ pour hiérarchie normale et $l = 2$ pour hiérarchie inverse. La partie gauche montre des régions d'exclusion dans le plan $(\sin^2(\theta_{23}), \Delta m_{3l}^2)$ en utilisant à la fois les données d'apparition et de disparition de MINOS (vert), NOvA (violet foncé) et T2K (rouge), ainsi que les données atmosphériques de DeepCore (orange) et Super-Kamiokande (brun clair) et une combinaison de tout ce qui précède (région noire). La partie droite montre les régions du plan $(\sin^2(\theta_{13}), \Delta m_{3l}^2)$ en utilisant les données de Daya-Bay (rose), Double-Chooz (magenta), RENO (violet) et leur combinaison (régions noires). Figure issue de [30].

1.4 Motivations pour la recherche d'un neutrino stérile : Anomalies à courte distance

Nous avons vu au début de ce chapitre qu'il est maintenant clair que les oscillations des neutrinos atmosphériques et solaires sont dues à des oscillations entre les différents saveurs électroniques, muoniques et tauïques. Cependant, plusieurs anomalies demeurent, qui ne peuvent pas être expliquées dans le cadre des trois saveurs du Modèle Standard ce qui motive la recherche expérimentale d'un neutrino stérile. Dans les sections suivantes, nous allons présenter ces anomalies.

1.4.1 LSND et MiniBoone : anomalies accélérateur

L'expérience **L**iquid **S**cintillator **N**eutrino **D**etector (LSND) [40] a fonctionné au Laboratoire national de Los Alamos de 1993 à 1998. Le détecteur consistait en une cuve cylindrique, remplie de 167 tonnes de liquide scintillant (huile minérale). La cible active était entourée par un système de veto pour supprimer le bruit de fond cosmique. Le flux de neutrino était produit par la désintégration de pions stoppés, eux même créés par un faisceau de protons envoyé sur une cible de cuivre. L'expérience avait pour but d'étudier les oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ en détectant les neutrinos via l'IBD. En combinant six campagnes de mesures entre 1993 et 1998, LSND a reporté un excès significatif de neutrinos ($\approx 3\sigma$) par rapport au bruit de fond estimé (histogramme rouge et vert de la figure 1.12) et l'explication la plus fréquemment avancée pour cet excès est une oscillation entre les neutrinos du MS et un neutrino stérile supplémentaire.

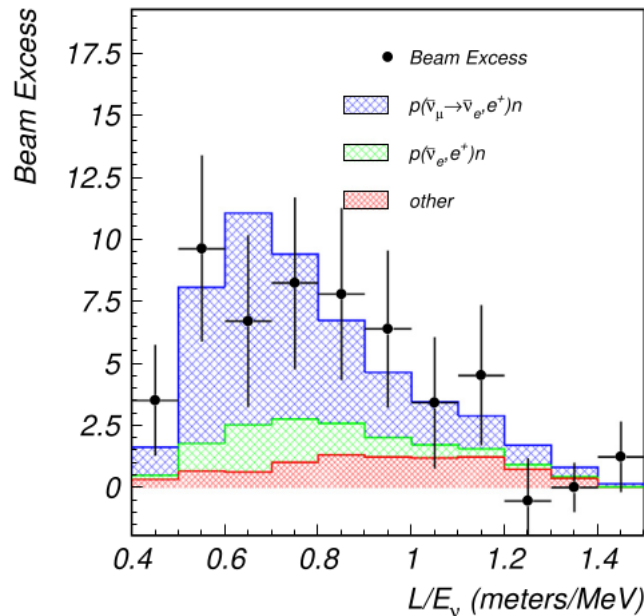


FIGURE 1.12 – La distribution des événements $\bar{\nu}_e$ observés dans LSND en fonction de $L(m)/E(\text{MeV})$. L'histogramme vert montre le bruit de fond provenant de la contamination intrinsèque de $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau (principalement due à la désintégration de μ^- à partir de la désintégration de π^- en vol), tandis que l'histogramme rouge indique tous les autres bruits de fond, tels que les ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ mal identifiés. L'histogramme bleu correspond au signal prédit pour une oscillation classique à deux saveurs. Figure issue de [41]

L'expérience MiniBooNE [42] au Fermilab a été conçue pour tester de manière indépendante les résultats de LSND. Au lieu d'une source de pions stoppés, elle utilise un faisceau de neutrinos produit par des pions se désintégrant en vol. Plus précisément, les neutrinos sont produits en dirigeant le faisceau de protons de 8 GeV du Fermilab sur une cible en béryllium où les pions se désintègrent en vol. Les neutrinos produits ont une énergie entre 200 MeV à 1,5 GeV.

MiniBooNE a collecté un flux de neutrinos correspondant à $18,75 \times 10^{20}$ protons sur la cible en mode neutrino (π^+ sélectionnés) et $11,27 \times 10^{20}$ protons sur la cible en mode anti-neutrino (π^- sélectionnés). La figure 1.13 montre les spectres en énergie des neutrinos et le spectre de bruit de fond attendu. Un excès net de $4,7 \sigma$ est observé en mode neutrino et $4,8 \sigma$ lorsque les données en mode neutrino et anti-neutrino sont combinées [43]. Comme le résultat de LSND, l'excès de MiniBooNE peut s'expliquer par une oscillation vers un neutrino stérile.

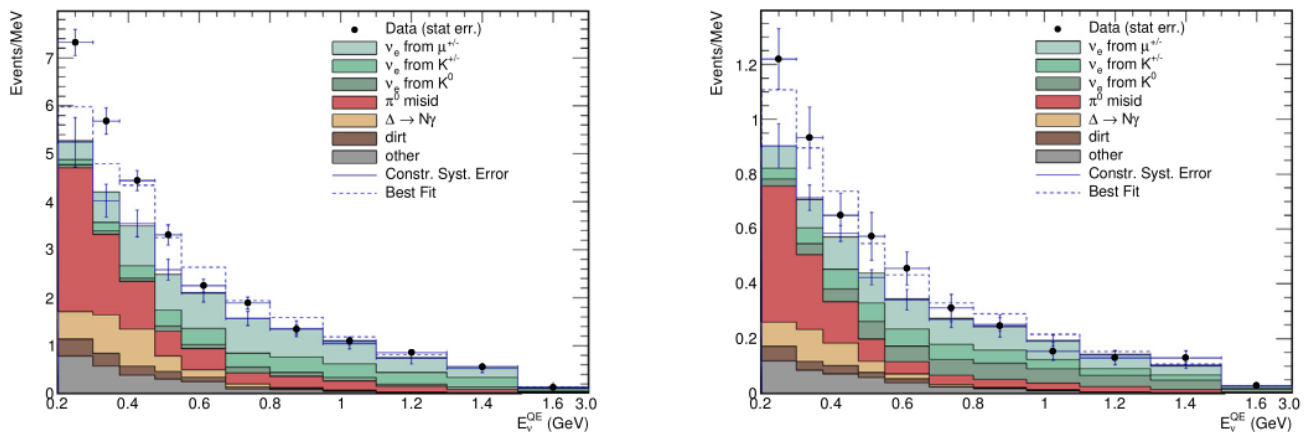


FIGURE 1.13 – Spectres en énergie des neutrinos observés par MiniBooNE en mode neutrino (à gauche) et en mode anti-neutrino (à droite). Les points noirs correspondent aux données, les différents histogrammes en couleurs représentent les prédictions du bruit de fond (basé sur les données), et l'histogramme en pointillés bleus montre le meilleur ajustement d'une oscillation à deux saveurs. Source des figures [43](gauche) et [44](droite)

1.4.2 GALLEX et SAGE : anomalie Gallium

Dans les années 90, afin de démontrer les performances de la méthode de détection radio-chimique des neutrinos solaires via la réaction 1.21, les expériences GALLEX [15] et SAGE [16] ont observé un nombre de neutrinos inférieur au nombre attendu lors de leur campagne de calibration [45]. Cette anomalie pourrait être expliquée par une oscillation vers un neutrino stérile. Cependant, bien que la significativité de cette anomalie a été estimée à 3σ pendant longtemps, elle est passée à $2,3 \sigma$ grâce à des travaux plus récents sur le calcul de la section efficace des neutrinos sur le ^{71}Ga [46]. En utilisant une approche Bayésienne [47], la valeur décroît encore de $0,8 \sigma$. Cependant, un résultat récent (2022) de l'expérience BEST basée sur la même technologie de SAGE observe quand à elle un déficit d'environ 20 % [58], donnant une significativité $\geq 5 \sigma$. Ce résultat reste robuste quant aux différents calculs de section efficace des neutrinos sur le ^{71}Ga [59].

1.4.3 Anomalie Réacteur (RAA)

Les réacteurs nucléaires sont une source de neutrinos à courte distance couramment utilisée depuis l'expérience de Reines&Cowan afin de sonder les paramètres de la matrice PMNS. Au début, les résultats de ces expériences étaient en bon accord avec les prédictions théoriques de Schreckenbach, et al. [48–50], qui étaient les plus récentes à ce jour. Cependant en 2011, de nouveaux calculs effectués par Mueller et al [66] et Huber [51] (modèle HM) ont révélé un déficit de 6,5 % entre les flux de neutrinos détectés et prédits pour des expériences réacteur à courte distance (<100m) donnant ainsi un ratio entre le nombre de neutrinos détectés et celui prédit $R=0,943 \pm 0,023$ [52]. Ce déficit observé d'environ 3σ d'écart par rapport à l'unité pourrait être expliqué par une potentielle oscillation vers un neutrino stérile avec $\Delta m_{41}^2 \approx 1\text{eV}^2$ comme le montre la figure 1.14.

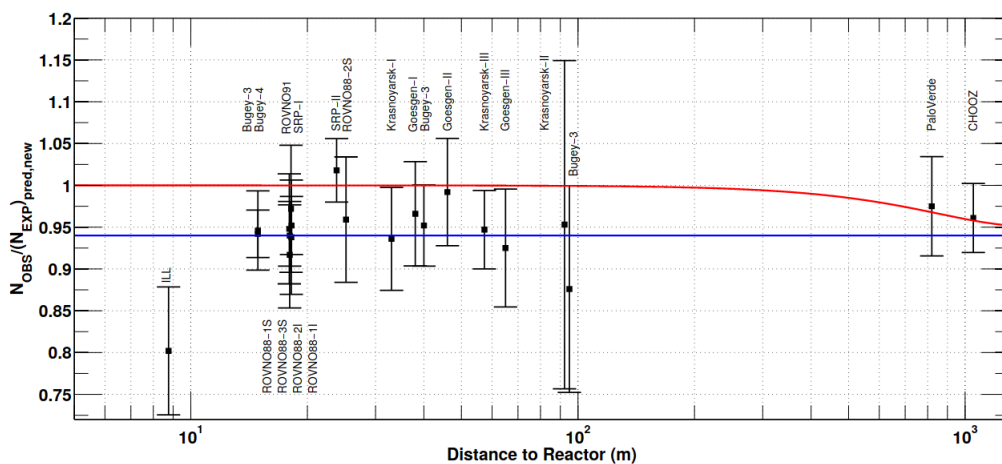


FIGURE 1.14 – Rapport du nombre de neutrinos observés sur attendus en fonction de la distance du réacteur pour différentes expériences. La ligne rouge montre un modèle d'oscillation entre les 3 saveurs du MS tandis que la ligne bleue représente un modèle d'oscillation avec une saveur (stérile) supplémentaire $\Delta m_{41}^2 \approx 1 \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{14}) \approx 0,1$. Figure issue de [52].

1.4.4 Le "bump" à 5 MeV

En 2014, des déviations entre le spectre d'énergie des anti-neutrinos mesurés et prédits furent signalées et confirmées par les trois expériences réacteur à une distance de l'ordre du km : Double Chooz, Daya Bay et RENO [25,28,29], avec notamment un excès autour de 5 MeV, communément appelé "bump" à 5 MeV. Ces déformations du spectre sont toujours visibles malgré des résultats plus récents et plus précis comme le montre la figure 1.15. La comparaison des spectres obtenus à partir des réacteurs hautement/faiblement enrichis en ^{235}U est particulièrement intéressante car cela permet de voir l'influence de chaque isotope. Les expériences PROSPECT et STEREO ont récemment combiné leurs spectres ^{235}U (voir figure 1.16) et ont reporté un excès de $2,4 \sigma$ entre 5 et 6 MeV [56] par rapport au modèle Huber.

Il faut cependant noter qu'un nouveau modèle (HKSS) (proposé en 2019 comme une amélioration du modèle Huber-Mueller (HM)) donne une explication partielle du "bump" à 5 MeV en prenant en compte les désintégrations bêta interdites [53].

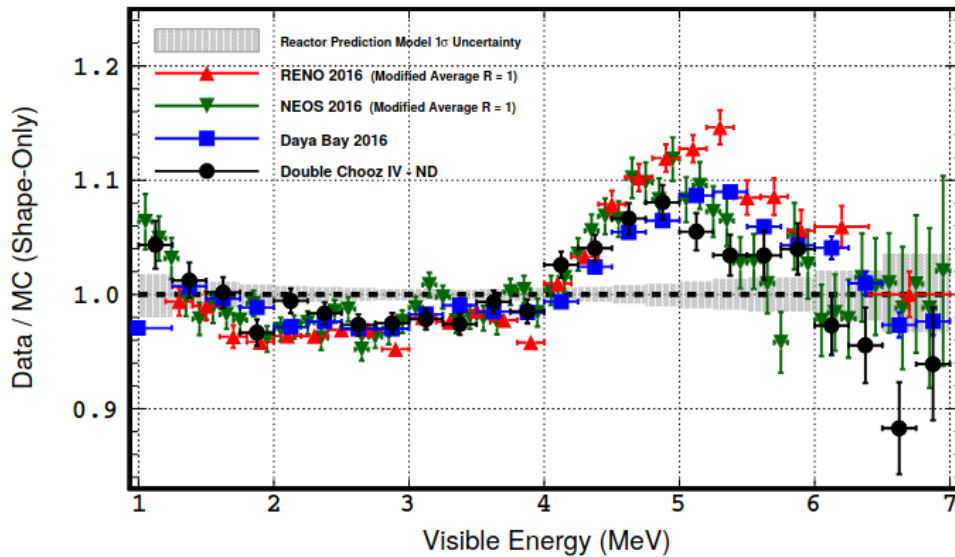


FIGURE 1.15 – Comparaison des formes de spectres entre donnée et prédiction pour différentes expériences avec des réacteurs commerciaux (faiblement enrichi en ^{235}U). Tous les résultats sont normalisés de sorte que le rapport moyen soit égal à l'unité. Figure issue de [26].

1.4.5 Plusieurs anomalies, une seule explication ?

Nous avons vu dans les sections précédentes plusieurs anomalies rapportées par différentes expériences de neutrinos motivant la recherche d'un neutrino stérile vers $\Delta m_{41}^2 \approx 1 \text{ eV}^2$. Les tentatives d'ajustement combinées des différentes expériences montrent cependant une tension importante entre les résultats basés sur des mesures de disparition (anomalies Gallium et Réacteur) et ceux provenant des expériences d'apparition (anomalie accélérateur). Des modèles d'oscillations plus exotiques comme la désintégration du neutrino stérile en particule du MS ou hors MS permettent souvent d'expliquer l'anomalie accélérateur (MiniBooNE) [54] mais ne peuvent pas expliquer toutes les anomalies simultanément. Il est à noter aussi que la collaboration de l'expérience MicroBooNE qui se place dans la continuité de MiniBooNE a récemment (2021) reporté une exclusion à 2σ de l'excès de MiniBooNE [55] sans toutefois pouvoir complètement rejeter l'hypothèse de celui-ci indépendamment des modèles.

La significativité de la RAA peut changer selon la méthode de calcul [60] et/ou en utilisant un spectre anti-neutrino plus récent de l'institut Kurchatov (voir section suivante). A ce jour, la RAA est fortement rejetée par toutes les expériences neutrino de réacteur à courte distance (voir la figure 1.20) bien que NEUTRINO-4 continue d'affirmer la découverte d'un neutrino stérile dont les paramètres du meilleur ajustement sont représentés en marron foncé sur la figure 1.20.

1.5 Méthodologie pour l'évaluation des spectres anti-neutrinos de réacteur

Nous avons vu dans les sections précédentes qu'une réévaluation des spectres anti-neutrinos de réacteur a motivé la recherche d'un neutrino stérile, aussi appelé

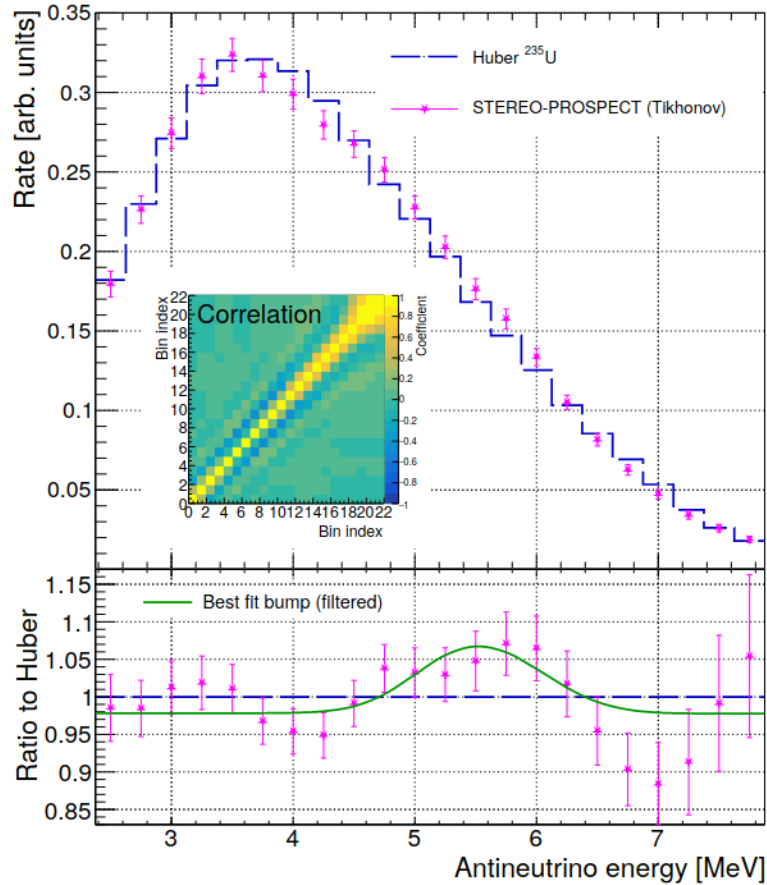


FIGURE 1.16 – (En haut) Spectre ^{235}U déconvolué conjointement avec les erreurs diagonales et la prédiction de Huber. La matrice de corrélation est affichée. (En bas) rapport entre le spectre ^{235}U déconvolué et le model Huber. Le meilleur ajustement des données est représenté en vert. Figure issue de [56].

anomalie réacteur (RAA). Dans cette partie nous allons présenter les méthodes utilisées pour calculer ces spectres.

La puissance des réacteurs nucléaires provient de la fission des isotopes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu et des décroissances radioactives des produits de fission. Ces décroissances bêta sont la source des anti-neutrinos électroniques. La figure 1.17 montre la distribution des fragments de fission de l' ^{235}U créés par des neutrons thermique [27]. Ainsi, le spectre total des anti-neutrinos peut être exprimé comme une somme des spectres des différents isotopes [61] :

$$S(E_{\bar{\nu}}) = \sum_i f_i \left(\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}} \right) \quad (1.50)$$

Où f_i est le nombre de fission de l'isotope i et $\left(\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}} \right)$ le spectre anti-neutrino de cet isotope, normalisé par le nombre de fission. La détermination des paramètres f_i , dépend des caractéristiques du réacteur (combustible, spectre neutronique, etc...). L'énergie thermique totale du réacteur W_{th} et ces paramètres sont liés par la formule :

$$W_{th} = \sum_i f_i e_i \quad (1.51)$$

où e_i est l'énergie thermique effective par fission apportée par chaque isotope fissile. Cette énergie est déterminée à partir de l'énergie libérée lors de la fission et des décroissances de produit de fission, moins l'énergie emportée par les anti-neutrinos, plus l'énergie produite par les captures de neutrons sur les matériaux du réacteur. Les incertitudes pour e_i sont estimées à 0,25–0,5 %. f_i est typiquement exprimée en tant que fraction relative f_i/F , où F est le nombre total de fission. Le spectre neutrino 1.50 peut être ré-exprimé comme :

$$S(E_{\bar{\nu}}) = \frac{W_{th}}{\sum_i (f_i/F) e_i} \sum_i \frac{f_i}{F} \left(\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}} \right) \quad (1.52)$$

La puissance thermique W_{th} d'un réacteur est le plus souvent calculée en faisant des mesures de température pour déterminer le bilan thermique total. Une mesure moins précise peut être aussi effectuée à partir de la mesure du flux neutronique. Le terme f_i/F se détermine avec des codes d'évolution basés sur des simulations Monte-Carlo. Les incertitudes liées à ce terme restent néanmoins faibles comparées à celles de la puissance thermique de l'ordre de 2-5 %.

En assumant que W_{th} , f_i/F et e_i sont connus ou déterminés pour chaque isotope i , le spectre $\bar{\nu}_e$ total requiert une connaissance détaillée des spectres de fission individuels $\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}}$ pour les 4 isotopes (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu). Un exemple de la distribution des produits de fission de l'isotope ^{235}U est représenté sur la figure 1.17. Dans les sections suivantes nous allons présenter la détermination de ces spectres.

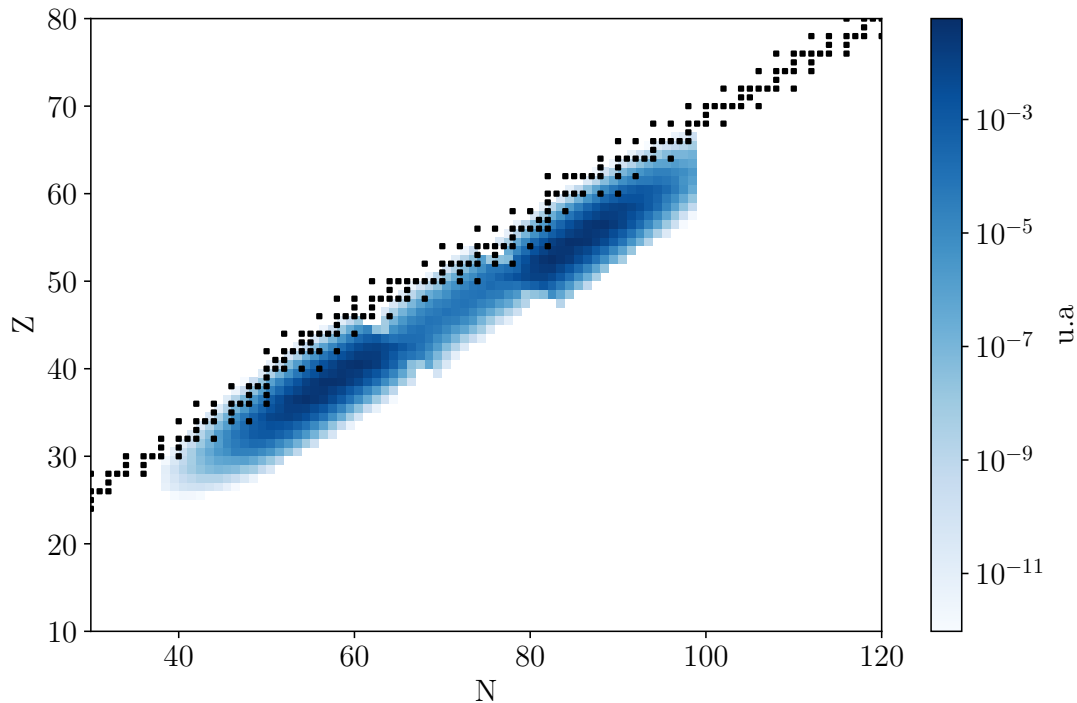


FIGURE 1.17 – Distribution typique des produits de fissions de l' ^{235}U créés par des neutrons thermique [27]. Les carrés noirs représentent les noyaux atomiques stables.

"summation method" ou "ab initio"

L'approche *ab initio* consiste à sommer les contributions de toutes les branches de désintégrations β pour chaque fragment de fission :

$$\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}} = \sum_n Y_n(Z, A, t) \sum_{n,i} b_{n,i}(E_0^i) P_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}, E_0^i, Z) \quad (1.53)$$

Où $Y_n(Z, A, t)$ est le nombre de désintégration β du fragment Z, A au temps t et n représente la caractérisation de chaque fragment c'est à dire dans son état fondamental ou isomérique. $b_{n,i}(E_0^i)$ représente le rapport d'embranchement de la désintégration et la fonction $P_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}, E_0^i, Z)$ les spectres anti-neutrinos normalisés de chaque branche n, i . Cette méthode nécessite de connaître à la fois les spectres de désintégration β et les taux de fission pour tous les fragments. Ces données comportent des incertitudes. Pour la désintégration des noyaux individuels, les bases de données sont incomplètes car environ 5 % des noyaux sont suffisamment éloignés de la ligne de stabilité pour qu'aucune mesure des spectres ne soit disponible. Ces spectres manquants sont donc modélisés.

"conversion method"

Cette méthode utilise les spectres électrons associés à la fission des isotopes ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu mesurés à l'ILL à Grenoble en France dans les années 1980 [62–64]. Le spectre électron de ^{238}U a été mesuré beaucoup plus tard (2014) auprès de la source de neutrons FRMII à Garching, Allemagne [65]. Ces spectres expérimentaux sont naturellement sommés sur tous les fragments de fission et les rapports d'embranchement des désintégrations β correspondantes ce qui fait que les rapports d'embranchement ne sont pas nécessaires. Il faut cependant les convertir en spectres anti-neutrinos par la suite en les décrivant comme une somme de branches de désintégration β virtuelles caractérisées par une énergie de fin maximale E_0^i et une amplitude a_i :

$$\frac{dN_i}{dE_{\bar{\nu}}} = \sum_i \alpha_i P(E_e, E_0^i, Z) \quad (1.54)$$

On remplace ensuite pour chaque branche i l'énergie de l'électron E_e par $E_0 - E_{\bar{\nu}}$. Cependant, cette méthode demande une hypothèse sur la forme des spectres $P(E_e, E_0^i, Z)$ qui va demander des corrections de certains effets comme la taille finie des nucléons, les corrections radiatives et le magnétisme faible, l'effet pandémonium ou encore le fait que les spectres venant de transitions dites "interdites" peuvent avoir des formes bien différentes encore peu connues. Ces effets sont aussi pris en compte dans la méthode de sommation.

C'est une approche hybride [51, 66] de ces deux méthodes qui est à l'origine de l'anomalie réacteur. Elle consiste à réaliser la "summation method" avec les éléments pour lesquels les données nucléaires sont connues et bien estimées. La partie du spectre en énergie électron non-décrite par cette première étape est ensuite convertie en spectre neutrino par l'utilisation de la "conversion method".

Jusqu'à très récemment, les seules données expérimentales disponibles pour la conversion venaient de l'ILL et de FRMII. En 2021, l'institut Kurchatov a obtenu un spectre bêta ^{235}U et ^{239}Pu qui diffère d'environ 5 % de celui de l'ILL [57] (voir figure 1.18). Lorsque ces données sont utilisées pour la partie "conversion" de la

méthode hybride afin de calculer le spectre total anti-neutrino, la signifiante de la RAA passe en dessous de 2σ [60].

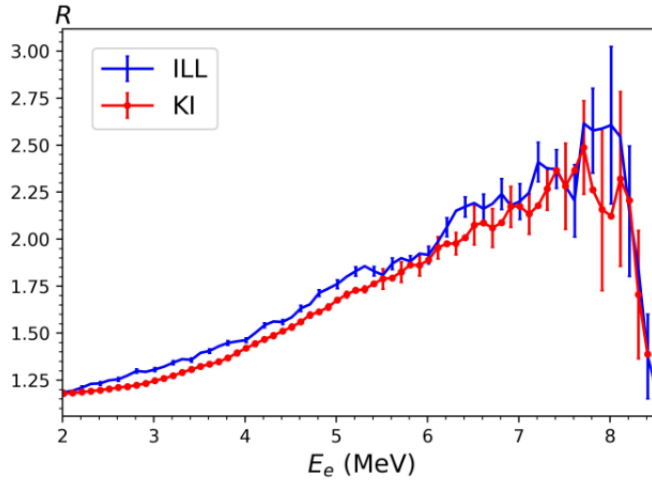


FIGURE 1.18 – Ratio des spectres électrons ^{235}U et ^{239}Pu de l'ILL et de KI. Seules les erreurs statistiques sont montrées. figure copiés de [57].

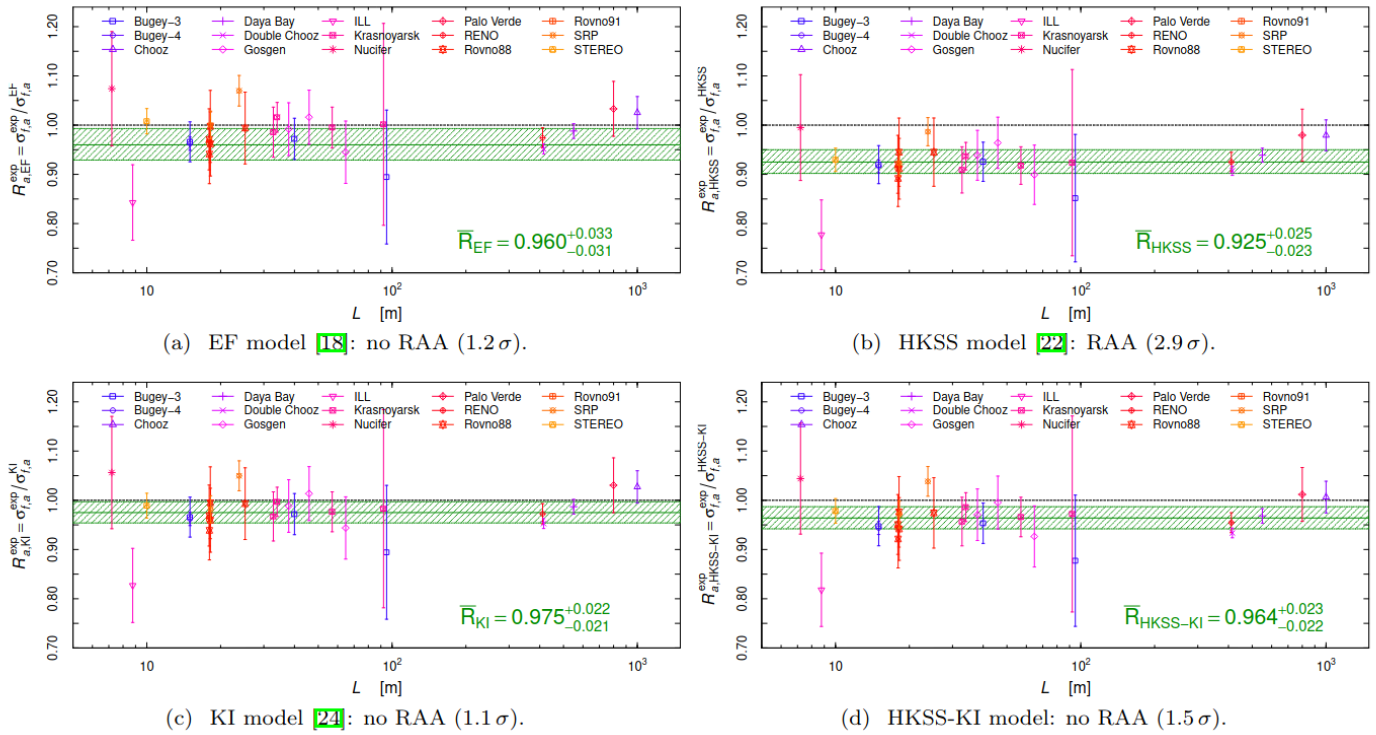


FIGURE 1.19 – Rapport des taux d'IBD mesurés et attendus pour les expériences de réacteur en fonction de la distance réacteur-détecteur L pour différents modèles. Les barres d'erreurs indiquent les incertitudes expérimentales. les modèles (c) et (d) utilisent les données KI tandis que les modèles (a) et (b) utilisent les données ILL. Les bandes horizontales montrent le rapport moyen R et son incertitude calculée par les auteurs [60].

1.6 Expériences neutrino réacteur à très courte distance

Les anomalies présentées dans la section précédente dépendent du modèle utilisé pour obtenir le spectre en énergie des neutrinos. Dans cette thèse, nous allons nous focaliser sur les anomalies réacteur et gallium. En observant des rapports de spectres neutrinos mesurés à différentes distances d'un réacteur, il est possible d'être modèle-indépendant. La potentielle preuve d'une oscillation vers un neutrino stérile se traduira par des distorsions dans ces spectres, due à la probabilité de survie 4.1 qui dépend de l'énergie et de la distance source-détecteur des $\bar{\nu}_e$

Les réacteurs nucléaires sont des sources de neutrinos particulièrement adaptés pour ce type d'expérience car ils produisent un flux continu et intense de purs anti-neutrinos électronique. Deux types de réacteurs sont utilisés pour la recherche de neutrinos stériles : les réacteurs commerciaux qui ont une puissance thermique très grande ($\approx 3GW_{th}$) et permettent d'avoir un flux de neutrinos intenses et donc un signal sur bruit ≈ 50 et les réacteurs expérimentaux qui délivrent une puissance moins grande ($\approx 50-100 MW_{th}$) ce qui donnera un signal sur bruit de l'ordre de 1 mais qui ont l'avantage d'avoir des coeurs plus compacts, ce qui améliorera la résolution sur la distance d'oscillation. De plus, le combustible de ces réacteurs est hautement enrichi en ^{235}U permettant d'avoir un flux de neutrinos très pur ($>99\%$) venant de la fission de celui-ci, contrairement à celui des réacteurs commerciaux qui provient de la fission des 4 isotopes fissiles (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{238}U).

La plupart des expériences utilisent du liquide scintillant (LS) comme volume de détection, dopé au gadolinium (Gd) ou ^6Li afin d'avoir une plus grande section efficace de capture des neutrons thermiques et un meilleur pouvoir de discrimination du bruit de fond. Seuls DANSS et SoLid ont choisi d'utiliser une nouvelle technologie de plastique scintillant (PS) qui permet une meilleure segmentation du détecteur au détriment d'une moins bonne résolution en énergie.

NEOS

NEOS est installé à 24 m de la centrale nucléaire commerciale Hanbit en Corée. La puissance thermique est de 2,8 GW avec une taille de coeur de 3,1 m de diamètre pour 3,8 m de hauteur. Le détecteur n'est pas segmenté et correspond à un volume d'1 m³ rempli de liquide scintillant dopé à 0,5 % de Gd (Gd-LS). L'installation bénéficie de 20 m d'équivalent en eau pour la protection des rayonnements cosmiques et son rapport signal sur bruit est de 22. La collaboration a présenté ses résultats en 2017 [31]. Les paramètres d'oscillation jusqu'à moins de 0,1 pour $\sin^2(2\theta_{14})$ pour un Δm_{41}^2 allant de 0,2 à 2,3 eV² sont exclus avec un niveau de confiance de 90 %.

DANSS

L'expérience DANSS [33, 34] est exploitée depuis 2016 auprès d'un réacteur commercial d'une puissance thermique de 3,1 GW à Kalinin, en Russie, avec un coeur de 3,7 m de hauteur pour 3,2 m de diamètre. Le détecteur est placé sur un support mobile permettant de prendre des mesures à 3 distances différentes : 10 m, 11,7 m et 12,7 m respectivement. Il est segmenté en 2500 bandes isolées optiquement par

du polystyrène dopé au Gd pour un volume total d'1 m³ de plastique scintillant. Le site bénéficie d'une protection du bruit de fond cosmique de 50 m équivalent en eau. La collaboration obtient un rapport signal sur bruit de fond de 20. L'analyse statistique de leur résultat exclut un Δm_{41}^2 entre 0,5 et 2,5 eV² pour les angles de mélange $\sin^2(2\theta_{14})$ entre 0,1 et 0,01 avec un niveau de confiance de 95 %.

STEREO

L'expérience STEREO [35] est située proche du réacteur expérimental avec un combustible hautement enrichi en ²³⁵U ($P_{th} = 58$ MW) de l'Institut Laue-Langevin (ILL) en France, et collecte des données depuis 2016. La détection des neutrinos se fait entre 9 et 11 m dans une des six cellules de 37 cm d'épaisseur, isolées optiquement et a une protection du bruit de fond cosmique de 15 m équivalent en eau. Les cellules sont remplies de 1800 litres de liquide scintillant dopé à 0,2 % au Gd et entourées de 2100 litres sans Gd pour capturer les gammas (et servir de veto gamma extérieur) qui s'échapperaient du volume actif. Le rapport Signal sur bruit est plutôt faible de l'ordre de 1 mais a l'avantage d'avoir un flux de neutrinos quasi-purs en ²³⁵U ce qui est intéressant pour sonder la déformation du spectre à 5 MeV. STEREO exclut un espace de paramètre d'oscillation entre 0,8 et 4 eV² pour des angles de mélange supérieurs à $\sin^2(2\theta_{14}) = 0,1$ avec un niveau de confiance à 95 %.

PROSPECT

PROSPECT [23] utilise un réacteur expérimental avec un combustible hautement enrichi en ²³⁵U ($P_{th} = 85$ MW) situé au laboratoire national d'Oak Ridge aux USA et qui a un diamètre de coeur de 0,4 m pour une hauteur de 0,5 m. La détection de neutrinos peut se faire de 7 à 9 m de distance du coeur du réacteur. Le détecteur est segmenté en 154 bandes utilisant au total 3000 litres de LS dopé à 0,1 % de ⁶Li. L'expérience bénéficie d'une protection d'un mètre équivalent en eau et obtient un rapport signal sur bruit bien supérieur à 1. Une région entre 0,8 et 4 eV² dans l'espace des paramètres d'oscillation peut être exclu avec un niveau de confiance de 95 % pour un $\sin^2(2\theta_{14}) \geq 0,09$.

Neutrino-4

L'expérience Neutrino-4 [36] a commencé à recueillir des données en 2016 auprès du réacteur expérimental avec un combustible hautement enrichi en ²³⁵U (95 %) SM-3 à Dimitrovgrad en Russie avec un coeur compact de $35 \times 42 \times 42$ cm³ et une puissance thermique de 100 MW. Le détecteur consiste en un volume de 1,8 m³ rempli de liquide scintillant dopé au Gadolinium. Celui-ci est segmenté en 50 cellules de $0,225 \times 0,225 \times 0,85$ m³, disposées en 10 lignes horizontales de 5 cellules chacune. L'ensemble de détection peut être déplacé par pas équivalent à la taille d'une cellule (22,5 cm), pour couvrir une distance allant de 6 à 12 mètres. Les premières et dernières lignes sont utilisées comme veto réduisant le volume cible actif à 1,42 m³. Le rapport signal/bruit de fond est de 0,5. Contrairement aux autres expériences ci-dessus, Neutrino-4 rapporte un signal d'oscillation avec $2,9 \sigma$ à $\sin^2(2\theta_{14}) = 0,36 \pm 0,12$ [stat] et $\Delta m_{41}^2 = 7,3 \pm 1,17$ eV². Ce résultat est cependant partiellement exclu par les résultats ci-dessus et en forte tension avec les contraintes cosmologiques [37, 38]. L'analyse de Neutrino-4 a été critiquée sur plusieurs points [71–74], notamment en ce qui concerne la solidité de la méthode statistique utilisée et la

manière dont est prise en compte la résolution en énergie du détecteur.

Expérience	P_{th}/MW	Distance(m)	Masse(t)	type de Détection	Méthode Stat
SoLid	80	6-9	1.6	${}^6\text{Li-PS}$	RS,2D, CL_s ,MCMC
NEOS	2800	24	1.0	Gd-LS	RS
DANSS	3100	11-13	0.9	Gd-PS	CL_s
STEREO	58	9-11	1.7	Gd-LS	RS,2D, CL_s
PROSPECT	85	7-9	4.0	${}^6\text{Li-LS}$	2D, CL_s
Neutrino-4	100	6-12	1.5	Gd-LS	2D (Wilk)

TABLE 1.3 – Comparaison des différentes caractéristiques des expériences neutrino réacteur à courte distance, puissance thermique, distance au coeur, masse, type de détection et méthodes statistiques utilisées pour la construction de contour d'exclusion (voir le chapitre 4). Une puissance thermique supérieure à 100 MW correspond à un réacteur commercial.

Le tableau 1.3 résume les caractéristiques différentes expériences de neutrino de réacteur à très courte distance. La figure 1.20 présente leurs résultats.

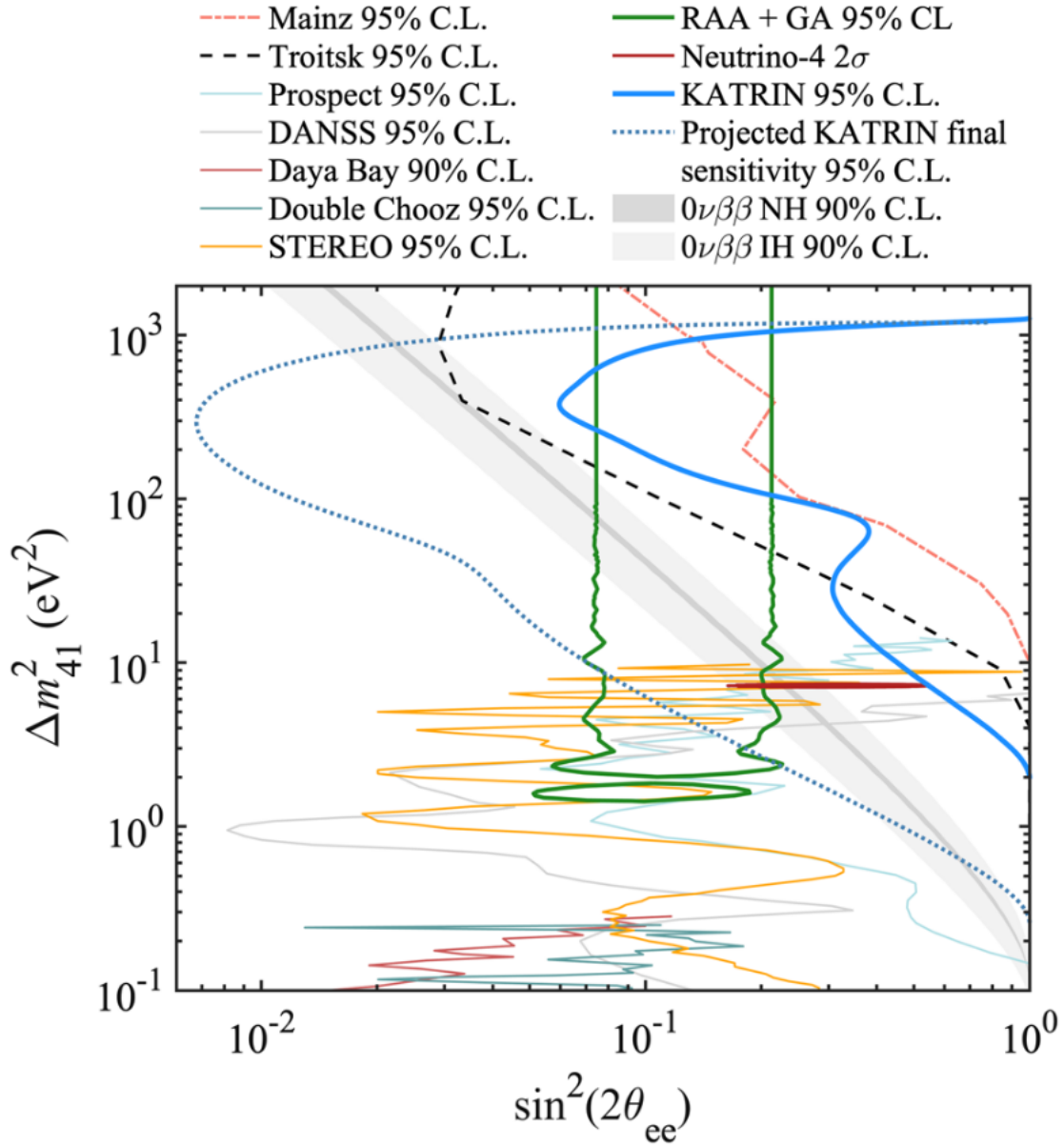


FIGURE 1.20 – Contours d'exclusion de toutes les expériences "réacteurs" dans le plan $[\sin^2(\theta_{14}), \Delta m^2_{41}]$. Le contour à 95 % des anomalies RAA+gallium(vert) est représenté ainsi que les contours à 90 % venant des expériences $0\nu\beta\beta$ (gris). Figure issue de [39]

Chapitre 2

Dispositif expérimental SoLid

Nous avons vu dans le chapitre 1 les différentes anomalies mesurées par des expériences neutrinos qui pourraient être expliquées par l'existence d'un neutrino stérile. L'objectif de l'expérience SoLid est de mesurer le flux d'anti-neutrinos d'un réacteur à courte distance (<10 m) afin de sonder l'anomalie réacteur. Elle se trouve auprès du réacteur de recherche BR2 en Belgique. Grâce à la composition hautement enrichie en ^{235}U du cœur du réacteur (>95.3 %), l'expérience vise également à obtenir une mesure précise du spectre anti-neutrino de cet isotope. Ce chapitre présente le détecteur et son amélioration lors de l'été 2020, ainsi que le contrôle qualité des données prises lors de la Phase 1 et 2.

2.1 Détecteur SoLid

Comme toutes les expériences "réacteurs", la détection des neutrinos se fait grâce à l'interaction bêta inverse sur l'hydrogène (IBD) :



La signature expérimentale d'un anti-neutrino électronique sera donc une coïncidence temporelle et spatiale entre les deux produits de réaction, le positron et le neutron. En effet, le positron sera détecté immédiatement en tant que signal prompt. Le neutron, quant à lui, doit être ralenti par diffusions élastiques avant de pouvoir être capturé efficacement par un convertisseur neutron (^3He , ^{157}Gd , ^{10}B ou ^6Li) car sa section efficace d'interaction est plus grande à faible énergie comme le montre la figure 2.1. SoLid a fait le choix d'un assemblage de deux scintillateurs : un scintillateur organique en PolyVinyle-Toluène ($\text{CH}_2\text{CH}(\text{C}_6\text{H}_4\text{CH}_3)$) ou PVT, découpé en cube de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ pour la détection du positron et un scintillateur inorganique $\text{ZnS}(\text{Ag})$ dopé au ^6Li , assemblé sous la forme de feuille de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour la détection du neutron.

Le PVT possède un temps de scintillation court, de 2,1 ns et a l'avantage de présenter une réponse linéaire sur une large gamme en énergie allant de 100 keV à plusieurs MeV. Ce matériau, riche en hydrogène, servira de cible neutrino, de scintillateur pour la détection prompte du positron et de ses gammas d'annihilation mais aussi de modérateur pour les neutrons. En effet, après la thermalisation du neutron dans le PVT (de l'ordre d'une dizaine de μs), ce dernier est capturé par

les noyaux de ${}^6\text{Li}$ (la section efficace de capture est représentée sur la figure 2.1), entraînant la réaction de cassure :

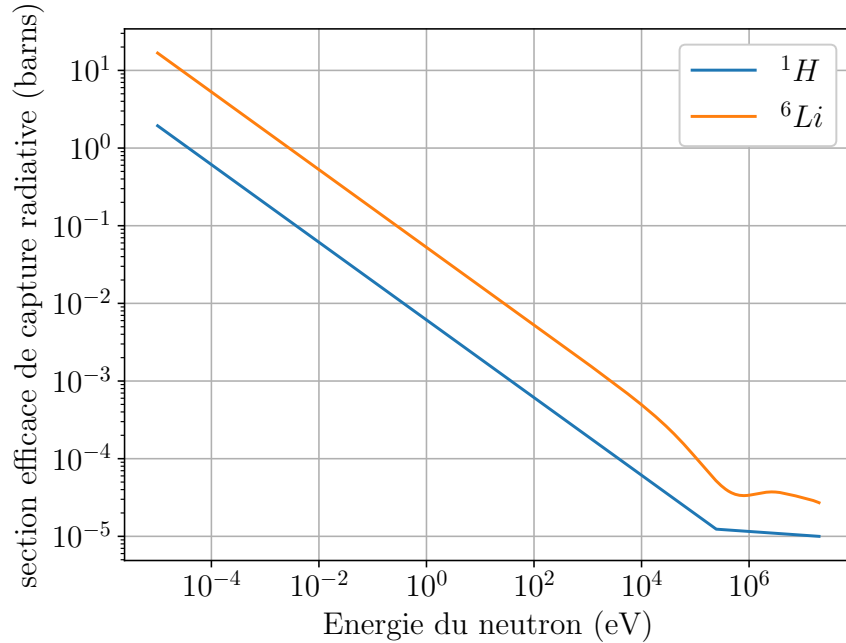


FIGURE 2.1 – Section efficace de capture radiative des neutrons sur un noyau de ${}^6\text{Li}$ ou ${}^1\text{H}$ en fonction de leur énergie.

La particule alpha et le tritium vont ensuite déposer leurs énergies dans le ZnS. Celui-ci possède un temps de scintillation beaucoup plus long de l'ordre de 10 à 100 μs .

L'utilisation de deux scintillateurs avec des temps de scintillation très différents permet de réaliser une discrimination en forme des signaux afin de séparer le positron du neutron. Cette information, couplée à l'écart en temps et en position entre les deux particules, fournit une signature robuste de l'interaction bêta inverse. Dans la suite, et par convention, nous désignerons par ES (pour Electronic Signal) les signaux provenant du PVT et par NS (pour Nuclear Signal) les signaux provenant du ZnS.

La partie élémentaire du détecteur SoLid est constituée d'un cube de PVT de 5 cm de côté dont deux faces sont recouvertes par une feuille de $\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$ de 250 μm d'épaisseur et isolées optiquement par une feuille de Tyvek (voir la figure 2.2).

La collection de lumière se fait au moyen de 4 fibres, posées dans des rainures usinées sur chaque face des cubes de PVT. Au bout de chaque extrémité de fibre est placé un Photo-multiplicateur Silicium (SiPM), dont l'autre bout est recouvert par un film Mylar aluminisé afin de réfléchir la lumière (voir la figure 2.3).

Les cubes sont arrangés dans des plans de 16 par 16, regroupant ainsi 256 cubes. Ce plan de section $0,8 \times 0,8 \text{ m}^2$ est traversé par 64 fibres optiques de 92 cm. Les fibres sont uniformément réparties selon l'axe X et Y pour que chaque cube soit traversé par deux fibres dans chaque direction. Afin de limiter les effets liés à l'atténuation de

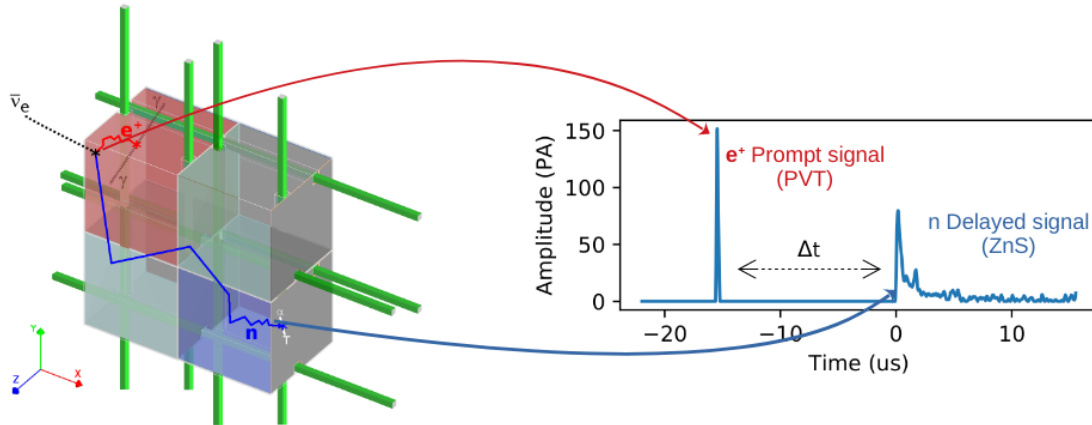


FIGURE 2.2 – Vue schématique d’une interaction IBD (à gauche) : l’anti-neutrino incident (noir, trait pointillé) interagit avec un noyau d’hydrogène du PVT, produisant un positron (rouge) et un neutron (bleu). Le positron s’annihile avec un électron du milieu, produisant deux gammas de 511 keV (noir, trait plein). Le neutron se thermalise dans le PVT, avant d’être capturé par un noyau de ${}^6\text{Li}$ de la couche de ${}^6\text{Li}:\text{ZnS}(\text{Ag})$. Droite : Exemple d’un signal ES dans le détecteur suivi d’un signal NS.

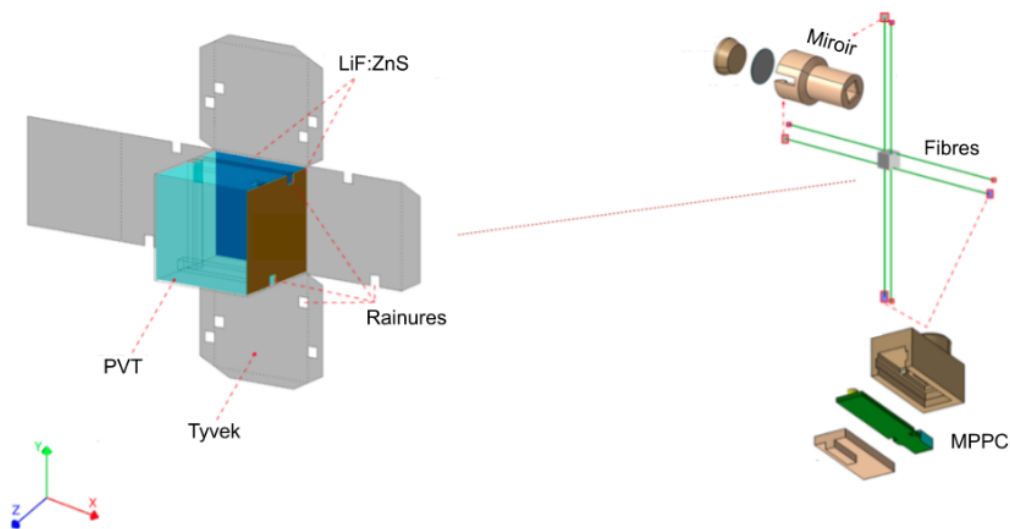


FIGURE 2.3 – Gauche : vue éclatée d’un cube de détection. Les pièces marrons et bleues foncées correspondent respectivement aux feuilles de $\text{LiF}:\text{ZnS}$ perforées ou non. Droite : Vue d’un cube et de ses quatre fibres optiques. Les connecteurs permettant de coupler les miroirs et les SiPMs sont aussi représentés

la lumière à l’intérieur des fibres optiques et d’uniformiser la collection de lumière, la position du SiPM est intervertie entre les deux extrémités, de manière à ce que chaque cube soit lu par 4 SiPMs placés sur les quatre côtés différents du plan.

Les plans ainsi que l’électronique associée sont ensuite groupés par 10 afin de former un module de détection. Le détecteur SoLid dans son intégralité est composé de 12 800 cubes, parcouru par 3200 fibres, formant ainsi 5 modules de 10 plans. Ceux-ci sont agencés sur un chariot capable de se déplacer sur des rails (voir la figure 2.4).

Un système de calibration, CROSS [86], composé d’un bras mécanique sur lequel

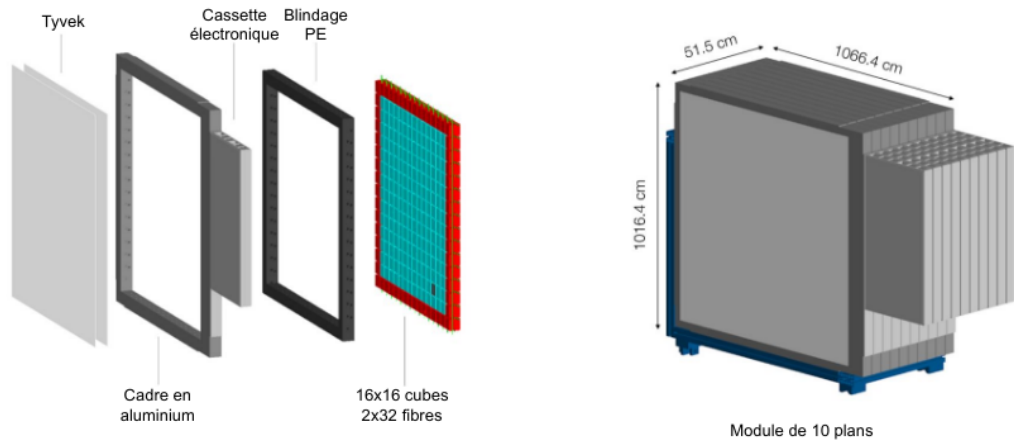


FIGURE 2.4 – Gauche : vue éclatée d'un plan de détection SoLid. Deux types de cubes peuvent être observés : les cubes bleus sont composés du $\text{LiF}:\text{ZnS}$ possédant un backing en Molinex. Les cubes rouges sont composés d'un lot antérieur (celui utilisé pour le prototype de SoLid : SM1), ne possédant pas de backing. C'est l'unique différence entre les deux scintillateurs. Droite : Représentation d'un module de détection, composé de 10 plans de détection. En bleu, nous pouvons voir la structure mécanique assurant le déplacement du module dans le conteneur. Nous pouvons aussi voir les cassettes électroniques dépassant du plan sur la droite du module

est placé une source (^{22}Na , ^{137}Cs , ^{232}Cf , AmBe...) permet de se déplacer entre les différents modules (axe z) et ensuite de se positionner sur différents points dans le plan X:Y (voir la figure 2.5).

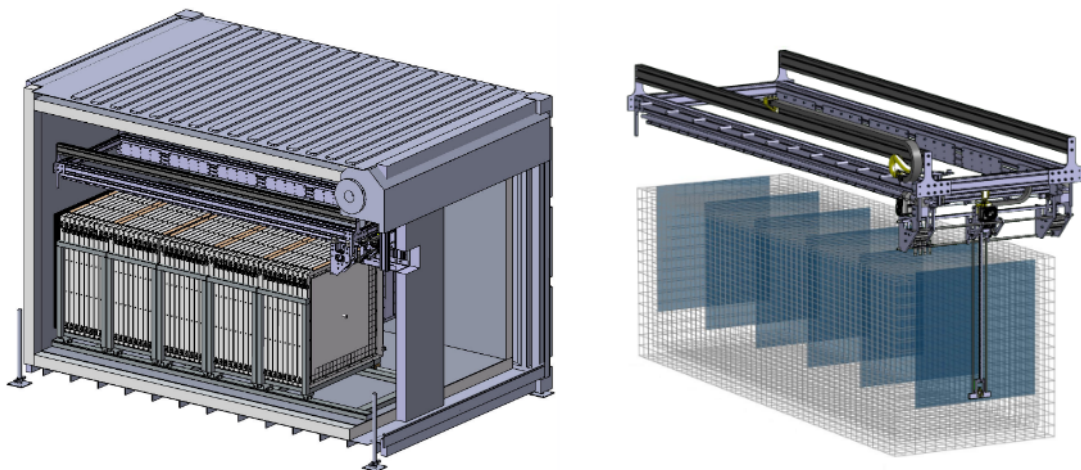


FIGURE 2.5 – Gauche : Vue en coupe du conteneur avec les cinq modules SoLid. Nous pouvons distinguer la structure de CROSS au dessus des modules et le système de rails en dessous, permettant de les séparer. Droite : vue de CROSS au-dessus des cubes de détection. Les projections bleues représentent les zones accessibles par le bras mécanique

2.1.1 Principe de fonctionnement des SiPMs

Les SiPMs utilisés dans SoLid sont de type Hamamatsu 12572-050P [87]. Ils sont composés d'une matrice de semi-conducteur utilisant une jonction P-N (électron-trou) dans un cristal de silicium. Ces semi-conducteurs sont opérés en régime Geiger

afin que l'interaction d'un photon de scintillation dans la jonction induise une avalanche électronique, appelée photo-avalanche (PA). Ainsi l'amplitude d'un SiPM est exprimée en PA, ce qui se rapporte au nombre de photons collectés.

Afin de produire une avalanche, il est nécessaire d'appliquer une tension minimale (*breakdown-voltage*) suffisamment importante, de l'ordre de 65 ± 10 V. Pour augmenter la probabilité de déclencher une photo-avalanche un potentiel supérieur à cette tension minimale est appliqué, appelé *overvoltage*. La valeur de cette tension d'avalanche doit donc être déterminée précisément et de manière individuelle pour chacun des SiPMs.

Cependant, ces détecteurs sont sensibles à l'auto-déclenchement créé par l'agitation thermique des électrons. Afin de diminuer au mieux ce bruit, le conteneur du détecteur est maintenu à une température de 10 °C. De plus, lors d'une avalanche, une partie de l'énergie peut être émise sous la forme de photons dans la gamme des infrarouges, qui pourraient à leur tour déclencher une avalanche dans les semi-conducteurs voisins du SiPM. Ce phénomène, appelé *crosstalk* ainsi que le bruit thermique dépend aussi de la valeur de l'*overvoltage* appliquée (voir la figure 2.6). Afin d'obtenir le meilleur compromis entre ces deux phénomènes et la probabilité de détecter un photon, une tension d'*overvoltage* de 1.8 V est appliquée pour la phase 1 de prise de données de SoLid. Un exemple de spectre de bruit thermique d'un SiPM est présenté sur la figure de droite 2.6. Chaque maximum local représente un nombre de PA croissant, excepté le premier pic qui correspond à la ligne de base. Le gain, exprimé en ADC/PA, est défini comme la différence entre les centres de deux pics successifs. La valeur utilisée d'*overvoltage* correspond à un gain d'environ 31.5 ADC/PA, une probabilité de *crosstalk* de 20 % ainsi qu'un taux moyen de bruit thermique de 110 kHz par canal.

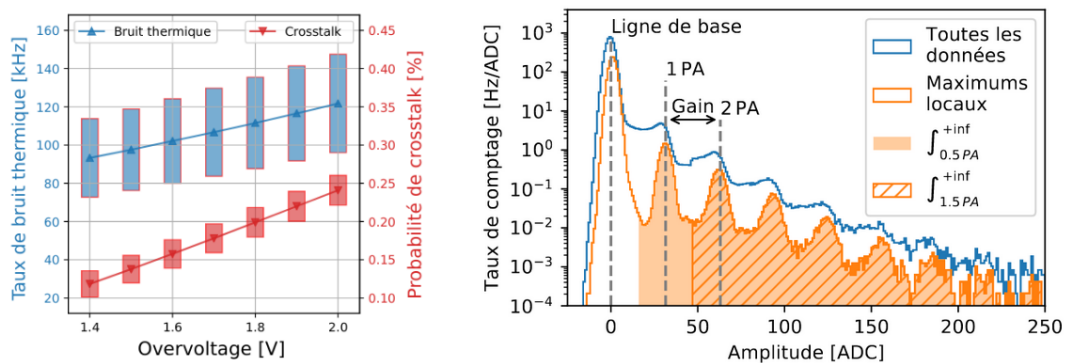


FIGURE 2.6 – Gauche : Taux de bruit de fond thermique et probabilité de crosstalk en fonction de l'overvoltage appliqué. Droite : Spectre de bruit thermique : l'historgramme bleu représente la totalité des échantillons, l'historgramme orange, les maximums locaux de la courbe bleue, c'est à dire les échantillons supérieur à leur plus proche voisins. Les intégrales au dessus de $0,5$ et $1,5$ PA permettent de déterminer le taux de bruit thermique et la probabilité de crosstalk [90]

2.1.2 Calibration en énergie

2.1.2.1 Matrice du système muon

Bien que les muons soient une importante source de bruit de fond pour l'analyse neutrino, ils permettent néanmoins d'obtenir une calibration en énergie relative du détecteur. Dans le logiciel d'analyse de la collaboration *Saffron*, un événement est étiqueté en tant que muon lorsque plus de 11 canaux sont touchés avec plus de 200 ADC(6 PA). Une description plus détaillée du fonctionnement de *Saffron* se trouve dans l'annexe A.1. Une sélection de muons horizontaux qui ne se stoppent pas dans le détecteur est faite afin d'avoir un seul cube touché par plan (voir la figure 2.7).

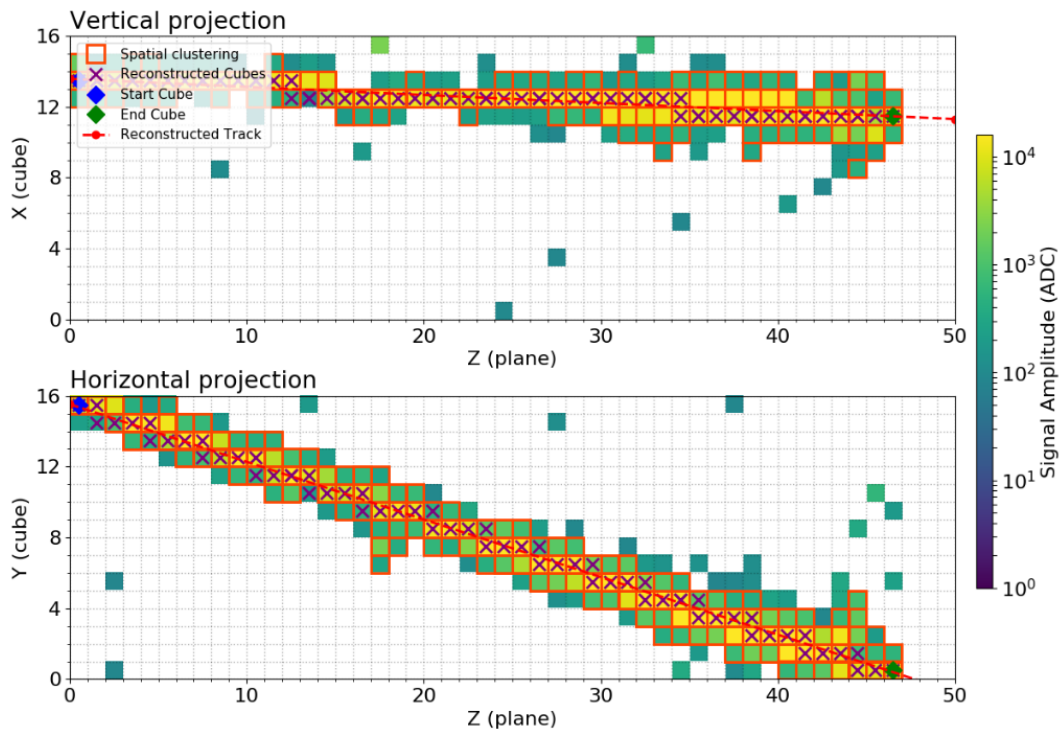


FIGURE 2.7 – Exemple d'un évènement muon horizontal simulé. Les cubes reconstruits sont représentés avec une croix au milieu. Les cubes entourés en rouge proviennent de la clusterisation spatiale des canaux touchés. L'ajustement de la trace est indiqué en tiretés rouges.

Ainsi les distributions des dépôts d'énergie $\frac{dE}{dx}$ (en ADC/cm) des muons traversant les cubes sont obtenues pour cette sélection. Pour chaque fibre, le rapport $\frac{E_{fibre}}{E_{plan}}$ est calculé. A partir de ce rapport, la fraction de lumière par fibre f est estimée. Les distributions de $\frac{dE}{dx}$ par cube sont ajustées par une fonction de Landau convoluée avec une gaussienne (voir la figure 2.8) et la valeur de la moyenne m est récupérée. La calibration relative A du cube i pour la fibre j est définie comme :

$$A_{ij} = f_j \times \frac{m_{average}}{m_i} \quad (2.3)$$

Où $m_{average}$ est la réponse moyenne de l'ensemble des cubes, obtenue à partir de chacune des valeurs m_i .

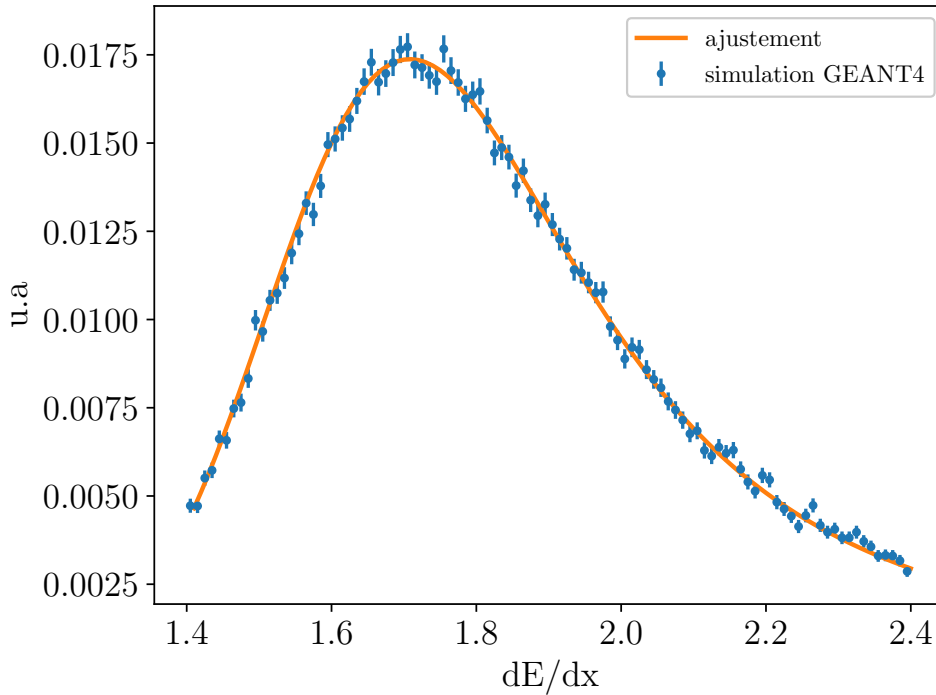


FIGURE 2.8 – Exemple d’une distribution des dépôts d’énergie dE/dx pour des muons simulés. L’ajustement par une fonction de Landau-Gaussienne est représenté en orange.

La précision de cette calibration relative ne dépend que de la statistique des muons ce qui nous permet en 10 jours de données, d’avoir une incertitude sur le rendement lumineux de 1 %. L’avantage de cette méthode est de pouvoir aussi mesurer directement la perte de lumière du cube principal s’échappant sur les cubes adjacents, ce qui sera pris en compte pour l’algorithme de reconstruction *CCube* [91]. Une matrice du système contenant 12800 valeurs (une par cube) est ainsi construite tous les 10 jours de données afin d’avoir suffisamment de statistiques. Cette matrice encode donc toute la répartition de la lumière dans les fibres d’un plan pour un dépôt d’énergie dans un cube donné.

2.1.2.2 Source de calibration

La conversion ADC en PA se fait au moyen du gain moyen des SiPM (31.5 ADC/PA), puis le passage de PA à une énergie en MeV grâce à un facteur déterminé par la calibration. La matrice du système permet d’obtenir le rendement lumineux relatif ainsi que la perte de lumière par cube, cependant nous avons choisi d’utiliser des sources de calibrations pour l’échelle d’énergie absolue afin de pouvoir convertir les PA en MeV. Les sources de calibrations permettent de couvrir une part importante de la gamme d’énergie d’intérêt. La mesure la plus utilisée par la collaboration consiste en un ajustement analytique ainsi qu’une comparaison donnée/Monte-Carlo du front Compton venant du gamma d’énergie 1.274 MeV de la désexcitation du ^{22}Ne (voir le chapitre 3 de [89]) :



En plus de la source de ^{22}Na , cette même méthode est utilisée avec les gammas

de 0.6, 1.1, 1.770 et 4.4 MeV venant des sources ^{207}Bi et AmBe. Cela permet d'avoir suffisamment de points de mesures afin d'obtenir une courbe de réponse en énergie linéaire.

Concernant la simulation, différentes valeurs de rendement lumineux (ou *light yield* : LY) sont choisies et un test de Kolgomorov-Smirnov entre les données de calibration et les différents spectres simulés est appliqué, afin de sélectionner la valeur de LY qui ajuste au mieux les données. Afin d'avoir cette valeur en nombre de photons détectés par MeV (N_γ/E), il est nécessaire de la corriger de la probabilité de *crossstalk* (P_{cross}) :

$$N_\gamma/E = \frac{LY}{1 + P_{cross}} \quad (2.5)$$

La valeur de rendement lumineux mesurée permet aussi de déterminer la résolution stochastique en énergie du détecteur. Cette résolution représente les fluctuations statistiques dans le nombre de photons collectés et est calculée suivant :

$$\sigma(E) = \sqrt{\frac{LY}{1 + P_{cross}} \times E} \quad (2.6)$$

Ainsi, la résolution stochastique relative en énergie est définie comme :

$$\sigma_{rel}(E) = \frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{LY}{1 + P_{cross}}} \times \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.7)$$

Pour la Phase 1 de prise de données de SoLid et la reconstruction qui utilise la matrice système muon, nous obtenons une valeur de $\sigma_{rel}(1 \text{ MeV}) = 20 \%$.

2.2 Intégration du détecteur SoLid auprès du réacteur BR2

Le réacteur belge (BR2) est un réacteur nucléaire expérimental situé au centre de recherche SCK CEN à Mol. Il est principalement utilisé pour de la R&D de combustible nucléaire innovant, pour la production de radio-isotopes médicaux (^{99m}Tc) et le dopage de semi-conducteurs en silicium [88]. De par sa géométrie unique (voir la figure 2.9), consistant en une matrice en béryllium composée de 79 conduits hexagonaux contenant les éléments fissiles, les barres de contrôle et les divers échantillons à irradier, le coeur du réacteur est très compact (volume effectif inférieur au m^3). Le combustible utilisé est hautement enrichi en Uranium 235 (95,3 %) ce qui permet d'avoir un flux de neutrinos venant presque exclusivement de cet isotope (>99 %). Ce flux est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{19} \bar{\nu}_e/\text{s}$. En pratique, BR2 ne fonctionne que 150 jours par an, répartis approximativement en 6 cycles de 25 jours.

Le volume sensible du détecteur SoLid couvre une longueur de vol de 6,3 m à 8,9 m du centre du coeur du réacteur (voir la figure 2.10). Le détecteur est aligné avec la direction du flux moyen d'anti-neutrinos. Il est situé au 3^{ième} étage du bâtiment où BR2 est confiné. Il n'y a pas d'expérience à proximité, et tous les "beam-ports" sont protégés par 20 cm de plomb. Cela permet de réduire le bruit de fond gamma induit par le réacteur. Cependant, en raison de son emplacement dans le bâtiment du réacteur, il est très peu protégé contre le bruit de fond atmosphérique avec seulement 8 mètres d'équivalent en eau au-dessus de lui. Un blindage passif de 50 cm de polyéthylène est placé sur le dessus de l'enceinte du détecteur pour atténuer le

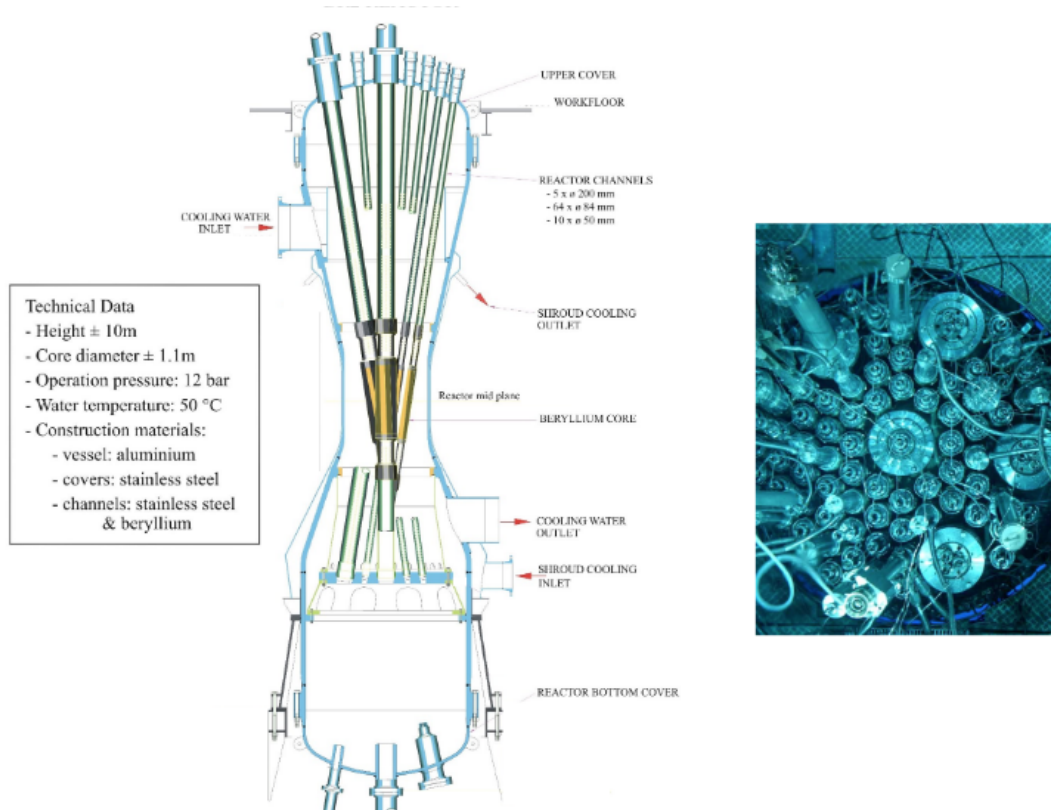


FIGURE 2.9 – *Gauche*) Schéma représentant le coeur du réacteur BR2 dans son enceinte en aluminium (bleu). Les différents tubes guides (verts) permettent l'insertion du combustible, des barres de contrôle ainsi que des échantillons à irradier. La réaction en chaîne prend place au niveau de la matrice en Béryllium (jaune). *(Droite)* Photographie de la piscine du réacteur vue du dessus.

bruit de fond dû aux neutrons de spallations produit par les muons atmosphériques. Cela permet aussi d'éviter une trop grande production de neutrons, due au faible nombre atomique de ce matériau. Cette enceinte est ensuite entourée d'un mur de brique d'eau de 50 cm d'épaisseur. Des feuilles de cadmium de 2 mm d'épaisseur sont finalement placées entre le blindage et l'enceinte afin de capturer les neutrons thermalisés ayant possiblement traversé le blindage sans être capturés.

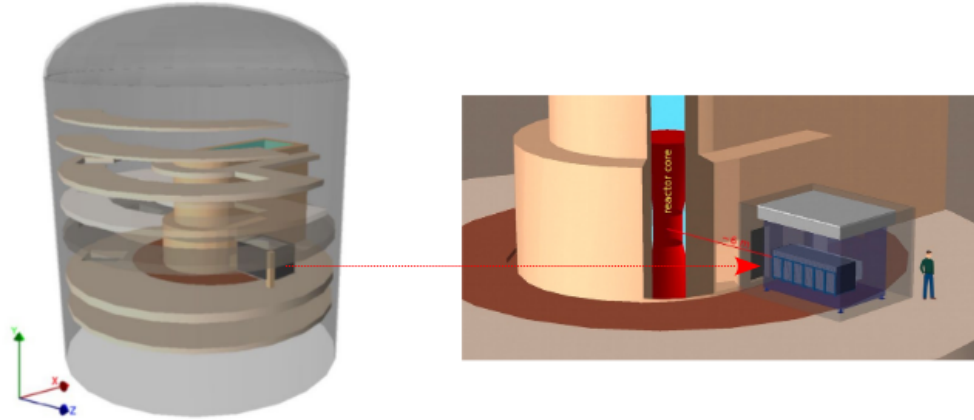


FIGURE 2.10 – À gauche : Modèle *GEANT4* du bâtiment du réacteur *BR2* avec le détecteur *SoLid* à l'intérieur. À droite : *SoLid* positionné devant le cœur du réacteur.

2.3 Contrôle Qualité des données de la Phase 1

La phase 1 de prise de données de *SoLid* correspond à la période comprise entre avril 2018 et juillet 2020. Afin d'avoir des données physiques fiables, il est nécessaire qu'elles soient collectées et sélectionnées uniquement dans des conditions idéales. Pour cela, la température dans le conteneur doit être suffisamment basse (inférieure à 13 °C) et stable afin de limiter le bruit thermique des SiPMs. De même, l'humidité dans le conteneur ne doit pas être trop haute car elle affecte le gain de ces derniers. Nous demandons donc l'absence de source de calibration dans l'enceinte du détecteur ainsi qu'un blindage complet. Les *runs* de physique qui ne satisfont pas aux conditions ci-dessus seront rejetés. Les périodes où un ou plusieurs plans complets de détection étaient défectueux sont également enlevées. Après ce premier filtrage, d'autres critères sont appliqués afin d'améliorer la qualité des données. Ils vont être présentés dans les sections suivantes.

2.3.1 Critères de qualité basique

Les critères de sélection basique sont décrits dans le tableau 2.1. Ces valeurs ont été déterminées pour rejeter uniquement les *runs* qui se distinguent singulièrement des autres. Par conséquent, ces critères de sélection sont assez larges puisqu'ils doivent fonctionner sur une grande période de prise de données sous diverses conditions.

- **Le trigger périodique** permet de lire deux blocs successifs (ensemble des canaux pour une fenêtre temporelle de $6.4 \mu\text{s}$, soit 3500 échantillons de 25 ns), périodiquement et simultanément sur l'intégralité des canaux du détecteur.
- **Le trigger à seuil** vise particulièrement les signaux ES. Il se déclenche si les signaux associés à deux canaux orthogonaux dépassent un certain seuil à l'intérieur d'un bloc. En fonctionnement physique, ce seuil est fixé à 20 photon-avalanche (PA) (environ 1 MeV). Il entraîne la lecture de 2 blocs : celui contenant le trigger ainsi que le suivant.
- **Le trigger NS (trigger neutrino)** est le trigger utilisé pour enregistrer une interaction IBD (voir la figure 2.2). Il se base sur la nature stochastique du

signal NS en comptant le nombre de pics présents dans un bloc de données. Le pic est ici défini comme un échantillon au dessus d'un certain seuil, et plus grand que ses deux voisins. Au dessus d'un certain nombre de pics dans un bloc de données, le trigger est déclenché. En mode de fonctionnement physique pour la phase 1, ce trigger recherche 17 pics au dessus de 0,6 PA dans une fenêtre de 6,4 μ s. Cela entraîne ensuite la lecture des mémoires tampons dans une fenêtre de [-500 :200] μ s afin d'enregistrer le signal ES venant de l'interaction IBD . Afin d'augmenter l'efficacité de détection pour le positron et les gammas d'annihilation, la lecture est propagée aux trois plus proches voisins, entraînant ainsi l'enregistrement de 7 plans centrés sur le trigger.

Paramètres	Critères
Durée du Run (s)	[450, 500]
Fraction de temps mort	[0, 0.06]
Taux du trigger périodique (Hz)	[57, 65]
Taux du trigger à seuil (Hz)	[1800, 2500]
Taux du NS trigger (trigger neutrino) (Hz)	[0, 85]
Taux de muons de type 1 (traverse un seul plan de détection) (Hz)	[40, 60]
Taux de muons de type 2 (traverse plusieurs plans de détection) (Hz)	[200, 250]
Pic du BiPonisher	[1.3, 1.4]

TABLE 2.1 – Critères de qualité des données pour les runs de physique qui peuvent être inclus dans l'analyse. Le BiPonisher est une variable de discrimination en forme de signaux construite afin de rejeter le bruit de fond venant de la radioactivité naturelle, dont nous parlerons plus en détail dans le Chapitre 3.

2.3.2 Bursts de muons

La piscine du réacteur est partiellement vidée tout au long de l'année, ce qui modifie le blindage "passif" contre le bruit de fond cosmique autour du détecteur. Il en résulte une forte augmentation des événements de type muon (nommés "bursts de muons") qui peuvent être clairement observés dans les données, ce qui va créer un biais lors de l'estimation du bruit de fond atmosphérique lorsque le réacteur est éteint. Un *burst* est identifié comme étant un taux de muons supérieur à 2 Hz par rapport à la moyenne locale sur 1 h. Les *runs* de physique correspondant à ce critère sont ainsi supprimés. La figure 2.11 montre la variation du niveau de la piscine du réacteur au cours de la période de prise de données de la Phase 1. Les candidats des *burst* de muons sont fortement corrélés avec les baisses du niveau d'eau et sont principalement détectés dans la direction de la piscine du réacteur comme le montre la figure 2.12.

Cet excès de muons est aussi plus important dans la direction de la piscine (voir la figure 2.12). L'application d'un filtre anti-burst basé sur le niveau d'eau de la piscine sur toute la phase 1 enlève environ 8 % des runs lorsque le réacteur est éteint.

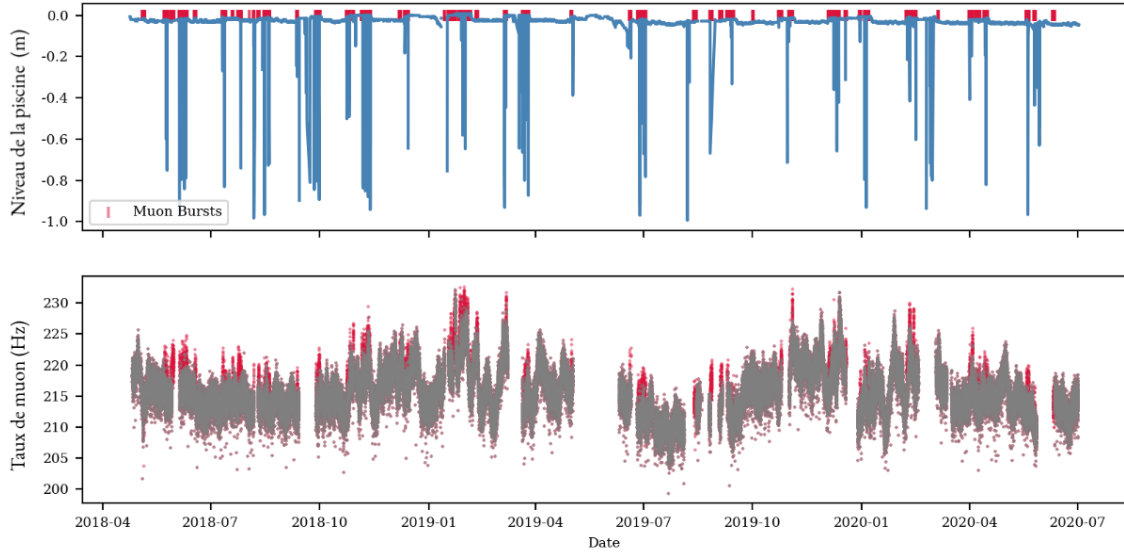


FIGURE 2.11 – En haut : Niveau d'eau de la piscine du réacteur en fonction du temps. Les bursts de muons identifiés (rouge) correspondent très bien aux périodes de baisse du niveau d'eau. En bas : Taux de muons en fonction du temps pour toutes les données de la phase 1 (rouge). Les points en gris représentent ce taux après filtrage des bursts.

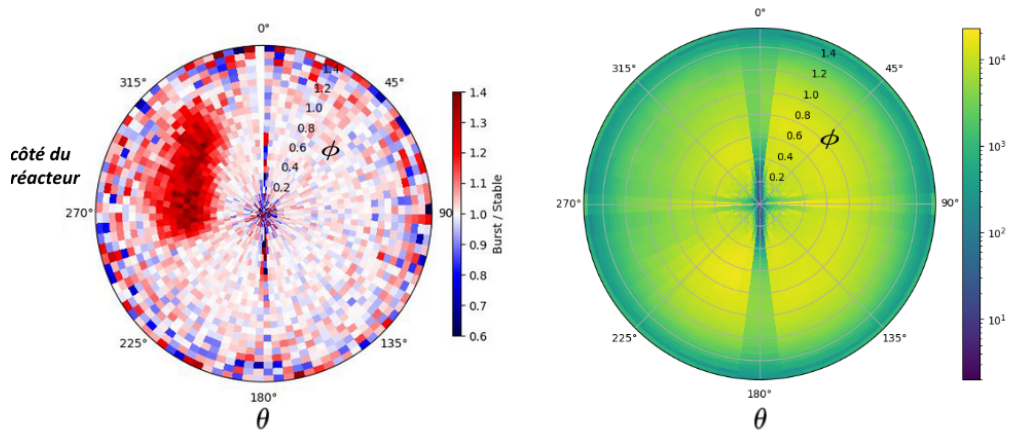


FIGURE 2.12 – Gauche : Rapport burst/stable des distributions angulaires des muons reconstruits dans le détecteur. θ représente l'angle polaire et ϕ l'angle azimutal. On observe un excès significatif dans la direction de la piscine du réacteur. Droite : distribution angulaire des muons reconstruits. Figure issue de [92].

2.3.3 Transitions Ron-Roff du réacteur

Afin d'avoir une séparation nette entre les états du réacteur, les périodes de mise en service (Ron) et d'arrêt du réacteur BR2 (Roff) sont définies à partir de sa puissance thermique, respectivement comme $P_{th} > 40$ MW et $P_{th} < 1$ MW. Les *runs* qui n'appartiennent à aucune de ces catégories ne sont pas inclus dans l'analyse anti-neutrino des données de la phase 1. Cela correspond à 2037 *runs* soit environ 11 jours. Il existe actuellement deux méthodes pour mesurer la puissance thermique auprès de BR2 :

- Bilan thermique (mesures de température et de Pression) : MWRA4-1301 [86]
- Activation de l'azote (^{15}N à ^{16}N) et mesure de l'ionisation du ^{16}N dans l'eau de refroidissement : A3

La mesure A3 est étalonnée avec la mesure bilan thermique [86]. Cette période de transition, lorsque le réacteur est coupé peut changer de manière significative le spectre d'énergie des anti-neutrinos. Cela est dû à la puissance thermique résiduelle venant des désintégrations bêta des isotopes restant à la fin de la réaction de fission. C'est pourquoi le choix de la mesure de la puissance s'est porté sur celle du bilan thermique (MWRA4-1301) car cette puissance résiduelle n'est observable qu'avec celle-ci comme le montre la figure 2.13. Il est à noter que l'incertitude sur la mesure de la puissance thermique du réacteur est de l'ordre de 5 %.

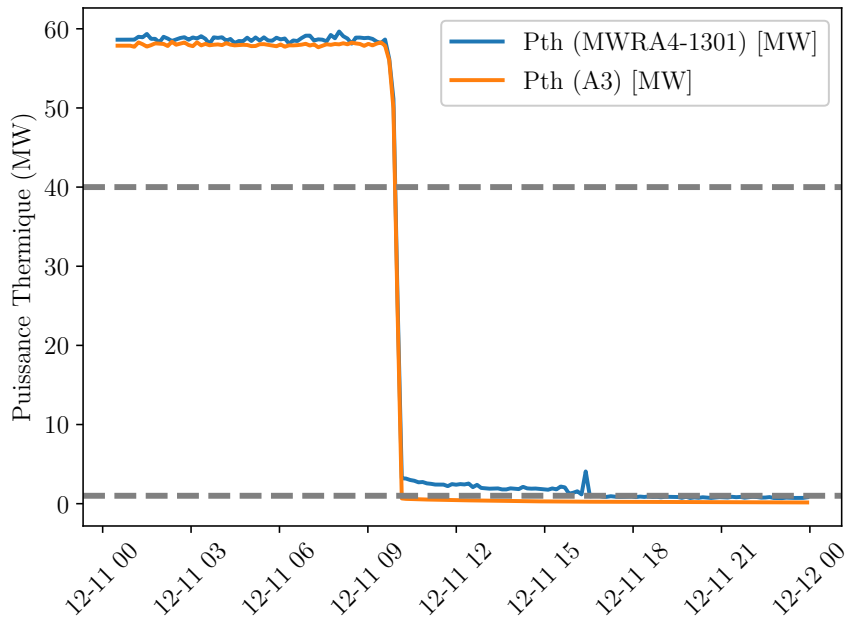


FIGURE 2.13 – Exemple des deux différentes mesures de puissance thermique pour la transition on-off du 2018-12-11. La puissance résiduelle après la coupure du réacteur peut être clairement observée avec la mesure de type MWRA4-1301. Les petits "sursauts" de puissance après/avant un cycle sont dus aux mauvaises réponses des capteurs utilisés.

L'ensemble des données de la phase 1 après l'application de tous les critères de sélection regroupe environ 333 (287,14 en temps d'acquisition) jours Ron et 230 (169,24 en temps d'acquisition) jours Roff. Les valeurs des conditions de la qualité des données ainsi que la puissance thermique du réacteur moyennées par jours pour cet ensemble sont présentées sur la figure 2.14. Ces données vont permettre de faire une première analyse d'oscillations par la collaboration.

2.4 Remplacement des SiPM et Phase 2 de SoLid

Lors de l'été 2020, le détecteur SoLid a été arrêté puis démonté afin de remplacer tous les SiPMs (type S12572-050C) par une nouvelle génération de SiPM (type S14160-3050HS). Ces SiPMs ont une efficacité de détection de photons plus élevée pour un "overvoltage" (différence entre la tension d'utilisation et la tension d'avalanche) plus bas et un "cross talk" plus faible. Pour les mêmes paramètres de fonctionnement, on peut donc s'attendre à un meilleur rendement lumineux des cellules de détection.

Un premier banc d'essai a ainsi été développé à l'Imperial College afin de mesurer les performances attendues des nouveaux capteurs. Il était composé d'un cube PVT couplé à deux fibres WLS. Un SiPM était ensuite posé sur une extrémité de chaque fibre et connecté à une carte électronique analogique. Une source de ^{90}Sr était posé au sommet du cube. Le tout était disposé dans une pièce sombre qui faisait aussi office de cage de Faraday. La comparaison des résultats de ce banc d'essai avec ceux obtenus lors de la phase 1 est représentée sur la figure 2.15. Celle-ci montre que pour un même *overvoltage*, le *cross talk* du détecteur diminue significativement avec une faible augmentation du rendement lumineux et du bruit thermique. Avec une tension d'*overvoltage* d'environ 3,2 V, afin d'obtenir le même gain que la phase I, le rendement lumineux augmente d'un facteur d'environ 40 % accompagné d'une augmentation du taux de bruit thermique d'environ 25 %. Le fait d'avoir plus de bruit thermique est compensé par les coïncidences X-Y demandées pour le déclenchement de prise de données, le refroidissement du détecteur et le seuil de déclenchement (en PA). Cette meilleure valeur de rendement lumineux permettra d'avoir une meilleure résolution en énergie, et de détecter des dépôts plus faibles en énergie. L'analyse neutrino basée sur la détection des deux gammas d'annihilation du positron bénéficie grandement de cette amélioration.

La première calibration en énergie des PVT pendant la phase 2 a été effectuée en novembre 2020 avec une source ^{22}Na . Les distributions des rendements lumineux mesurés par cubes (voir le chapitre 3 de [89]) sont représentées sur la figure 2.16. La moyenne est de 129 PA/MeV. Comparée à la valeur de 90,9 mesurée en février 2020, on observe bien une augmentation de 40 % du rendement lumineux.

Grâce à cette meilleure collection de lumière, on observe aussi une légère augmentation de l'efficacité absolue de détection des neutrons (voir le chapitre 4 de [90]) pour la phase 2 comme le montre la courbe jaune de la figure 2.17.

2.4.1 Contrôle qualité des données de la Phase 2

A ce jour, les données de la Phase 2 sont toujours à l'état brut et n'ont pas été analysées dans leur intégralité. On peut néanmoins supposer que les conditions environnementales et de puissance de réacteur pour la qualité des données resteront les mêmes que pour la Phase 1. Les valeurs des conditions de la qualité des données ainsi que la puissance thermique du réacteur moyennées par jours pour les données accessibles de la Phase 2 (octobre 2020 à juillet 2022) sont présentées sur la figure 2.18. Cela correspond à environ 273 jours de réacteur ON et 168 jours de réacteur OFF.

Une première comparaison préliminaire par rapport à la phase 1 sur quelques jours de données a tout de même été faite lors de cette thèse. Du fait de l'augmentation du rendement lumineux, nous pouvons nous attendre à des taux plus élevés de coïncidences NS-ES et de bruit de fond. En effet, nous observons une augmentation du taux de BiPo (voir la section 3.2) de 50 % et du taux de coïncidences NS-ES de 27% lorsque le réacteur est éteint et de 50% lorsqu'il est allumé. Concernant la reconstruction des événements NS, les coupures utilisées dans le Chapitre 3 de [90] pour sélectionner les candidats correspondant à un neutron ont été appliquées sur des *runs* de données de la phase 2. Il en résulte que ces coupures sont toujours optimales pour cette phase.

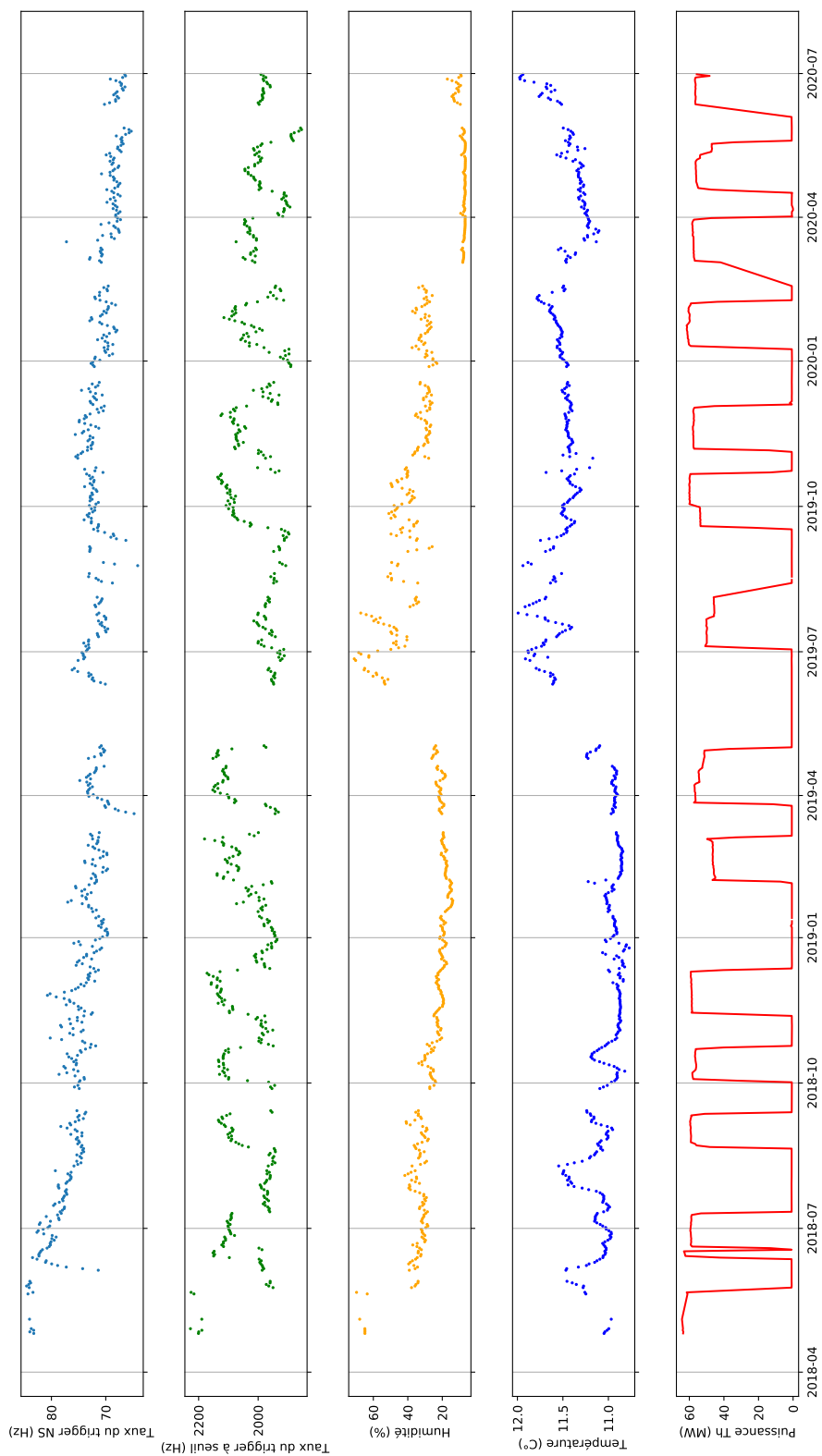


FIGURE 2.14 – Évolution de la pression, température et humidité moyennée par jour pour l'ensemble des données physiques de la phase 1 après la sélection de contrôle qualité. La puissance thermique du réacteur est aussi présentée.

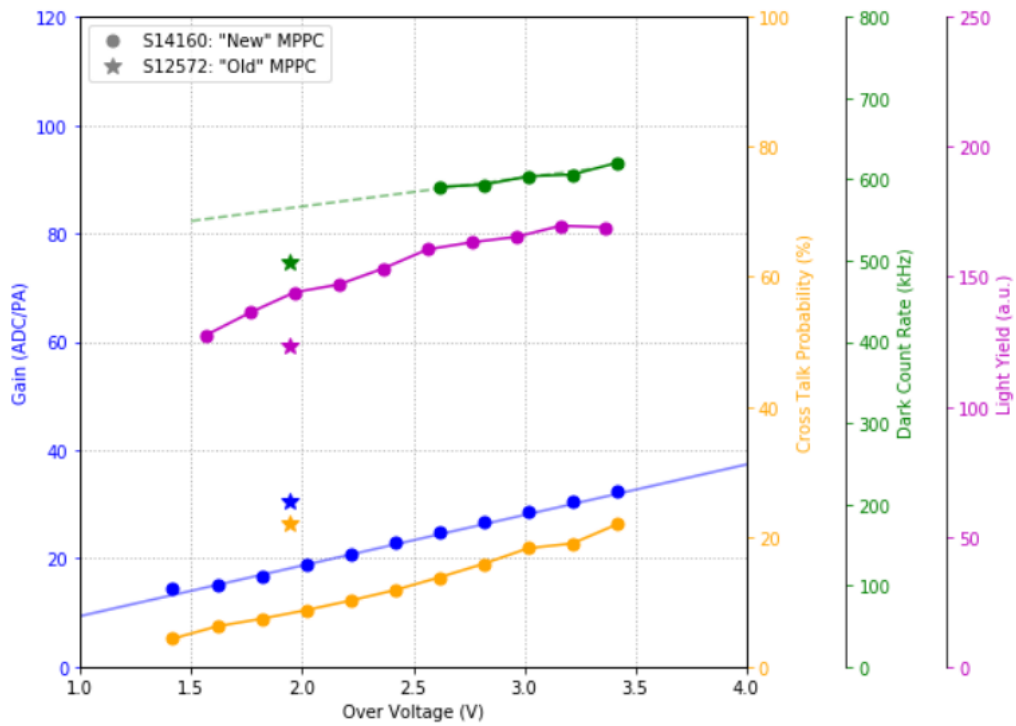


FIGURE 2.15 – Probabilité de "cross talk", taux de comptage du bruit thermique, rendement lumineux et gain en fonction de l'"overvoltage" pour la Phase I ("Old") et Phase II ("new") SiPMs).

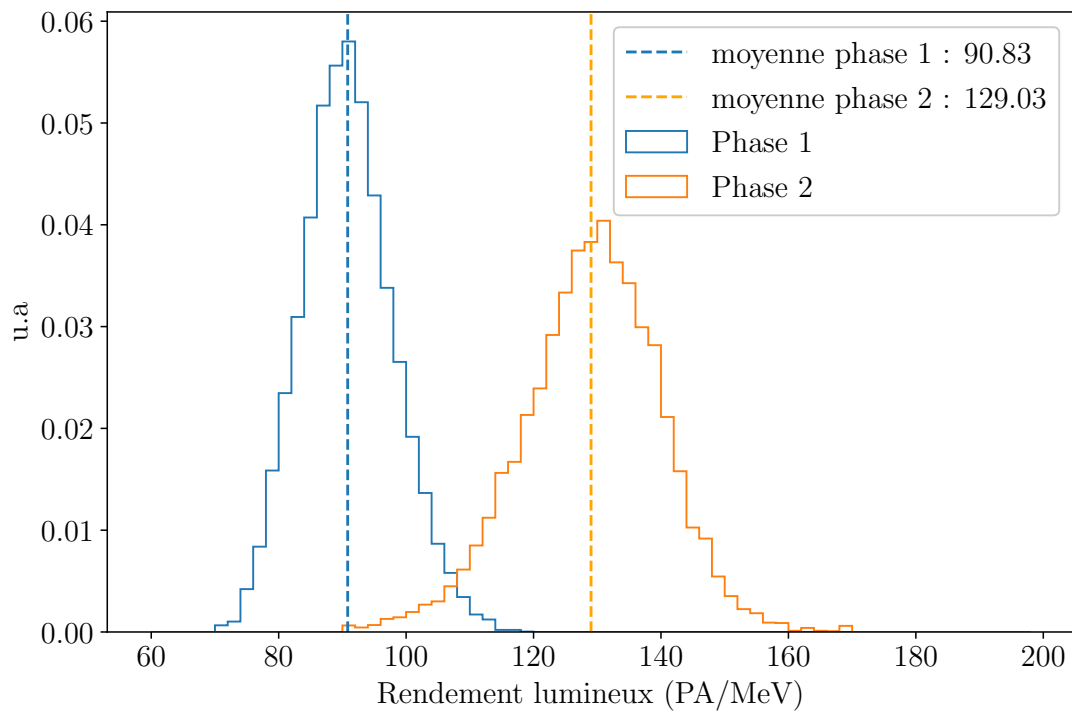


FIGURE 2.16 – Distribution des rendements lumineux des cubes de PVT en PA/MeV pour les périodes de calibration de février 2020 (phase 1) et novembre 2020 (phase 2).

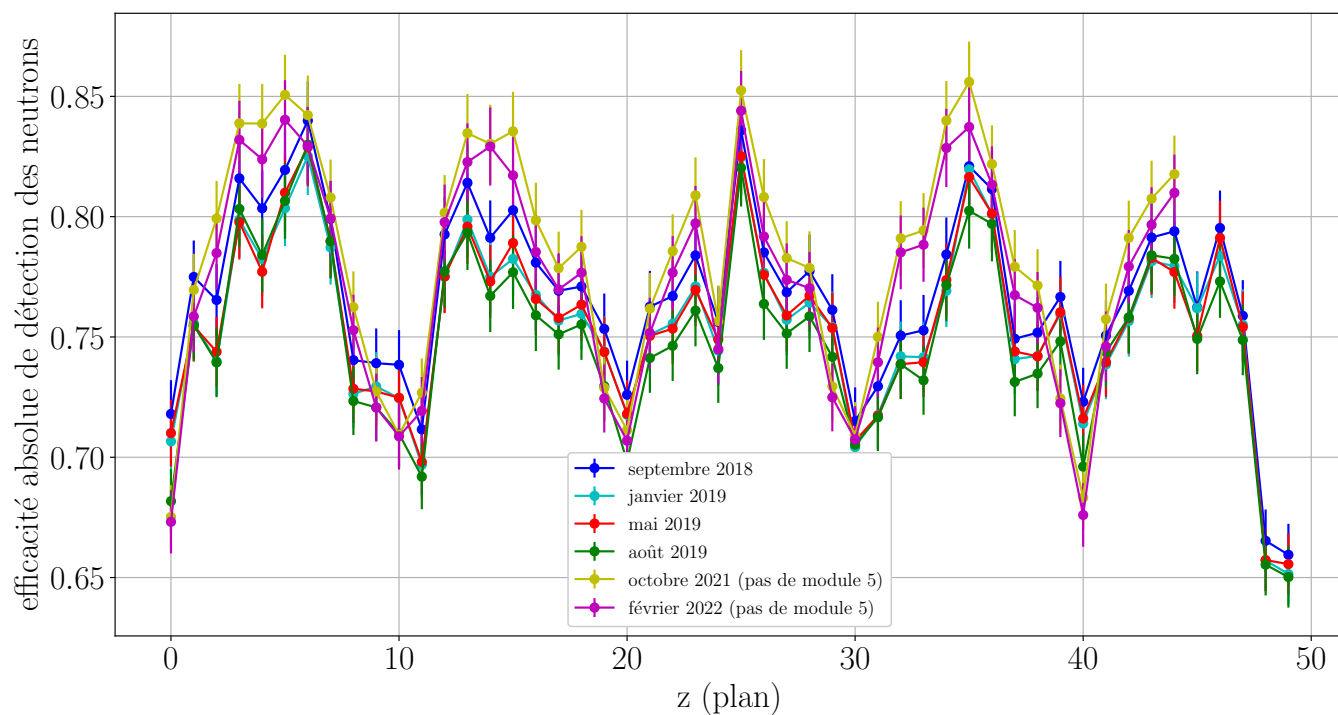


FIGURE 2.17 – Efficacité absolue de détection des neutrons en fonction des différents plans du détecteur pour différentes périodes de calibration. Le module 5 (10 derniers plans) était manquant dû à un problème technique lors des périodes de calibration d’octobre 2021 et février 2022.

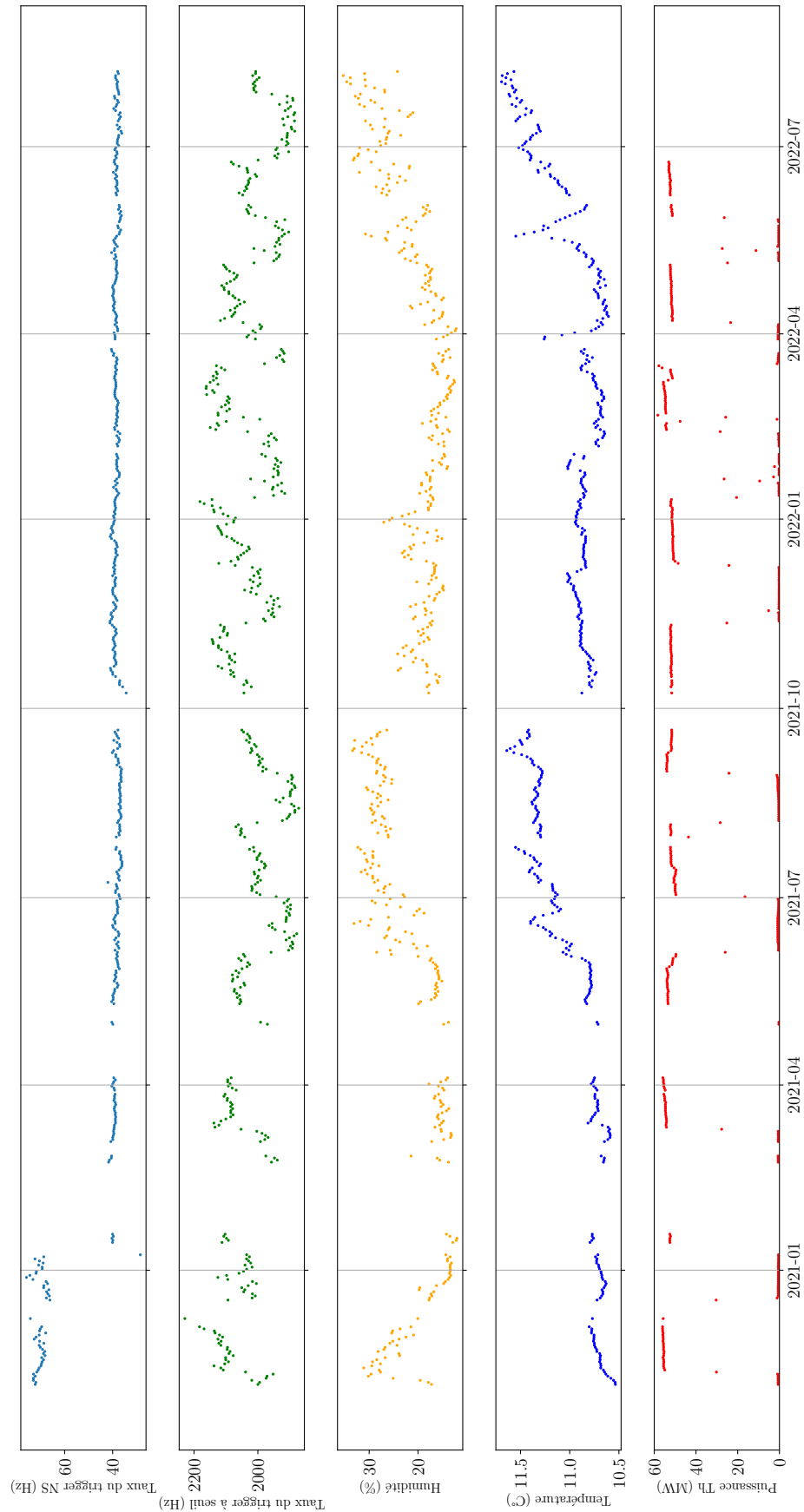


FIGURE 2.18 – Évolution de la pression, température et humidité moyennée par jour pour l'ensemble des données physiques actuelles de la phase 2 après la sélection de contrôle qualité sur les conditions environnementales et des différents triggers. La puissance thermique du réacteur est aussi présentée.

Chapitre 3

Étude des bruits de fond

Du fait de la très faible section efficace d'interaction des neutrinos (10^{-42} cm²), le nombre d'évènements d'intérêt attendus sera très faible comparé aux différents bruits de fond. Ceux-ci peuvent néanmoins servir pour caractériser et valider la réponse du détecteur ainsi que sa simulation. Ce chapitre s'intéresse à l'analyse des données de la Phase 1 de l'expérience SoLid et plus particulièrement au bruit de fond venant des muons et de la radioactivité naturelle.

3.1 Bruit de fond muon

Le bruit de fond le plus important de l'expérience est celui venant des muons atmosphériques. Du fait de l'environnement très restrictif aux aménagements où se trouve le détecteur, nous disposons d'une protection assez limitée pour lutter contre l'interaction de ces particules. En effet, le taux d'évènement muon détecté dans SoLid est de l'ordre de la centaine de Hz, à comparer avec les quelques mHz de signal neutrino attendu. Néanmoins, nous avons vu dans le chapitre 2 que l'interaction de ces muons dans le détecteur va nous permettre d'obtenir une calibration relative et d'estimer les pertes de lumières sur les cubes adjacents au cube touché. De plus, ces interactions vont créer différents types de particules avec des caractéristiques bien connues qui vont nous permettre, en utilisant une sélection adéquate de vérifier et qualifier la reconstruction en énergie du détecteur et sa simulation. Les muons reconstruits sont catégorisés en trois types (voir la figure 3.1) : les muons qui ne traversent qu'un ou deux cubes sur une des arêtes du détecteur et qui seront difficiles à séparer d'un évènement ES à haute énergie sont de type 0. Les muons quasi-verticaux qui ne traversent qu'un seul plan de détection sont de type 1 et il est impossible de lever l'ambiguïté sur l'angle d'entrée dans le détecteur. Enfin, les muons de type 2, qui représentent la plus grande part des évènements sont ceux qui traversent plusieurs plans de détection, permettant ainsi de reconstruire leurs traces sans ambiguïté. Dans ce chapitre, seuls les muons de type 2 seront étudiés.

3.1.1 Spectre bêta du Bore 12

Lorsqu'un (anti)muon traverse le détecteur, son minimum d'ionisation est de 1,539 MeV/cm²/g dans le PVT [93] (principalement composé d'hydrogène et de carbone). Un (anti)muon est considéré comme stoppé dans le détecteur si le dernier cube de sa trace reconstruite se trouve à au moins deux cubes du bord du volume

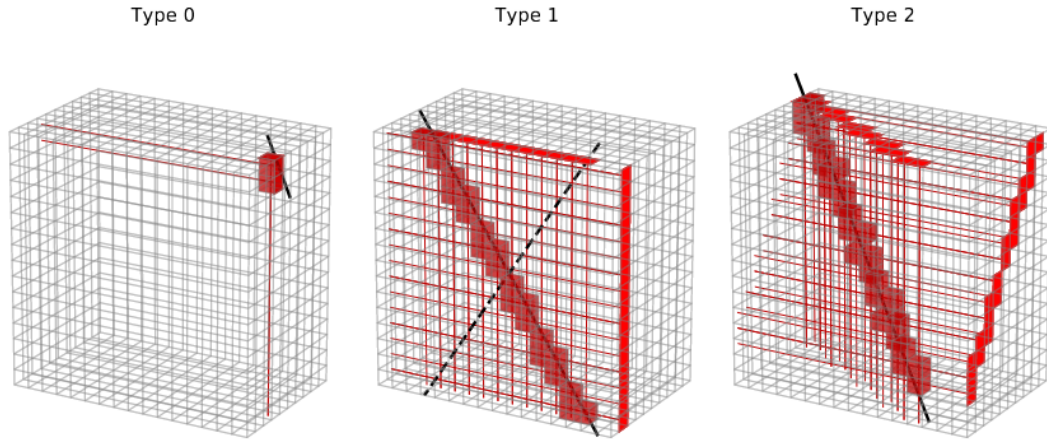


FIGURE 3.1 – Exemples de traces induites par un muon traversant le détecteur pour chacun des 3 types définis. Le détail de la méthodologie de la reconstruction des muons est décrit plus amplement dans le Chapitre 6 de [92]. Figure issue de [90].

sensible. Cela représente 1 à 2 % du nombre total de muons de type 2 reconstruits. Lorsqu'il s'arrête dans le détecteur, le muon est capturé par la dernière couche électronique d'un atome de la même manière qu'un électron. Par la suite, deux réactions sont possibles : le muon et l'anti-muon se désintègrent ou bien le muon est capturé par un proton du noyau atomique 3.2. Du fait de sa masse plus importante qu'un électron, le muon est plus proche du noyau atomique, ce qui augmente sa probabilité d'être capturé par un proton :



La capture muonique se faisant principalement sur le carbone¹ dans ce scintillateur (probabilité de capture proportionnelle à Z^4), le ^{12}B est un radio-isotope présent en grande quantité dans le détecteur :



Cet isotope est aussi produit par les neutrons de spallation via la réaction ${}^{12}\text{C}(n,p){}^{12}\text{B}$. Néanmoins, pour cette étude, nous utiliserons uniquement la réaction 3.4. Son temps de demi-vie est de 20,20 ms, avec un $Q_\beta = 13.37$ MeV. Le spectre β du ^{12}B couvrant toute la gamme en énergie de l'IBD, il est un candidat de choix pour vérifier la calibration et la réponse en énergie du détecteur.

La signature de ce type d'évènement sera donc un signal ES proche du cube où se stoppe le muon dans une fenêtre temporelle $\Delta t_{\text{muon-ES}} = [1, 100]$ ms. La segmentation du détecteur nous permet de faire une sélection topologique de candidat ^{12}B sur des coïncidences muon-ES :

1. L'abondance naturelle du carbone 13 n'étant que d'environ 1%, seul le carbone 12 a été considéré dans cette étude.

$$S_{B12} = \begin{cases} \Delta t_{\mu\text{on}-ES} \in [1 : 100]ms \\ \text{Dist}_{\mu\text{on}-ES} \leq 1 \\ E_{ES} > 3 \text{ MeV} \\ t_{\text{NearestMuon}} > 200\mu s \end{cases} \quad (3.5)$$

Où $\text{Dist}_{\mu\text{on}-ES}$ est la distance entre le cube où le muon est stoppé et la position moyenne d'un signal ES. Une distance ≤ 1 cube permet de garder la majorité de la statistique (voir la figure de gauche 3.2) tout en évitant de sélectionner des coïncidences accidentelles. Les neutrons de spallation pouvant mimer un signal ES dans le détecteur, nous demandons une absence de signal muon 200 μs avant le signal ES². Une coupure sur l'énergie du signal ES est nécessaire car le bruit de fond accidentel domine les énergies inférieures à 3 MeV. Les distributions spatiales des événements venant de la sélection 3.5 sont représentées sur la figure 3.6.

Afin d'extraire un spectre bêta de la sélection 3.5, l'outil *sPlots* [95] a été utilisé. Cette outil, basé sur la méthode du maximum de vraisemblance (Maximum Likelihood ou MLH), exploite une ou plusieurs variables discriminantes pour distinguer le signal du bruit de fond pour reconstruire les distributions des variables dites de *contrôle* qui n'apparaissent pas dans le calcul du MLH. Le point crucial pour qu'une telle analyse soit optimale est de s'assurer de l'absence de corrélation entre les variables discriminantes et de contrôles, mais aussi de connaître précisément les fonctions de densité de probabilité (pdf) du signal et du bruit de fond. Les pdf sont normalisées de manière à ce que leur amplitude correspondent au taux d'évènements. Pour notre cas, la variable discriminante utilisée est $\Delta t_{\mu\text{on}-ES}$ et celle de contrôle, l'énergie reconstruite du signal ES. Nous pouvons constater l'absence de corrélations entre les deux variable grâce à la figure 3.4. La pdf du signal est une exponentielle décroissante correspondant à la décroissance radioactive du ^{12}B avec $\tau_{B12} = 20.20$ ms, tandis que le bruit de fond venant de coïncidences accidentelles est représenté par une constante. Le résultat donné par la méthode *sPlots* appliquée sur 99 jours de réacteur OFF (dans la période de 2018/05/22 à 2019/02/04) est représenté sur la figure 3.5. L'ajustement de la distribution $\Delta t_{\mu\text{on}-ES}$ donne un $\chi^2/ndf = 0.95$ qui reste stable selon le nombre de bins utilisés avec un très bon rapport signal sur bruit > 2 . Le taux de coïncidences accidentelles a été aussi vérifié en l'estimant sur une fenêtre $\Delta t_{\mu\text{on}-ES}$ négative.

2. Cette coupure ne permet pas de rejeter les neutrons de spallations créés en dehors du détecteur qui vont aussi créer des événements ES.

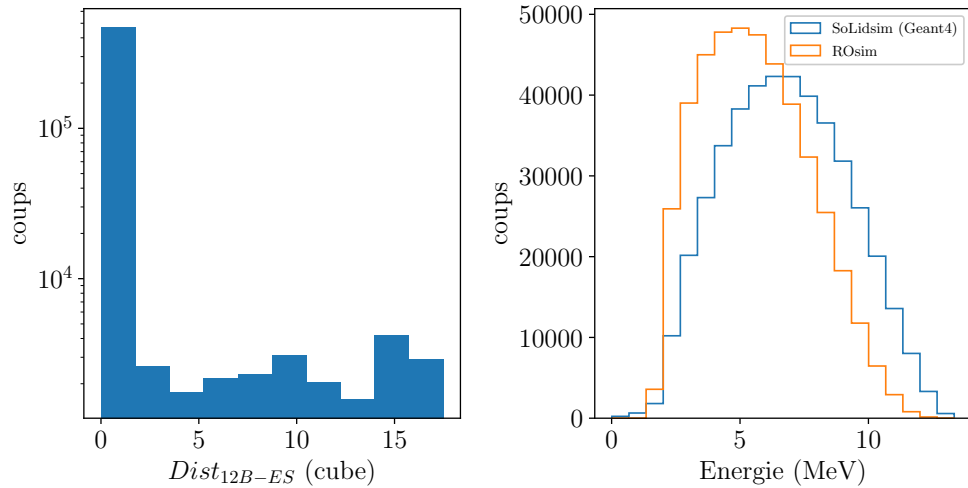


FIGURE 3.2 – Gauche : Distribution de la distance en cube entre le cube de création du ^{12}B et le dernier cube de dépôt d'énergie du bêta dans la simulation GEANT4. Droite : Spectre bêta du ^{12}B simulé avant (Geant4) et après (ROsim) simulation de la réponse du détecteur.

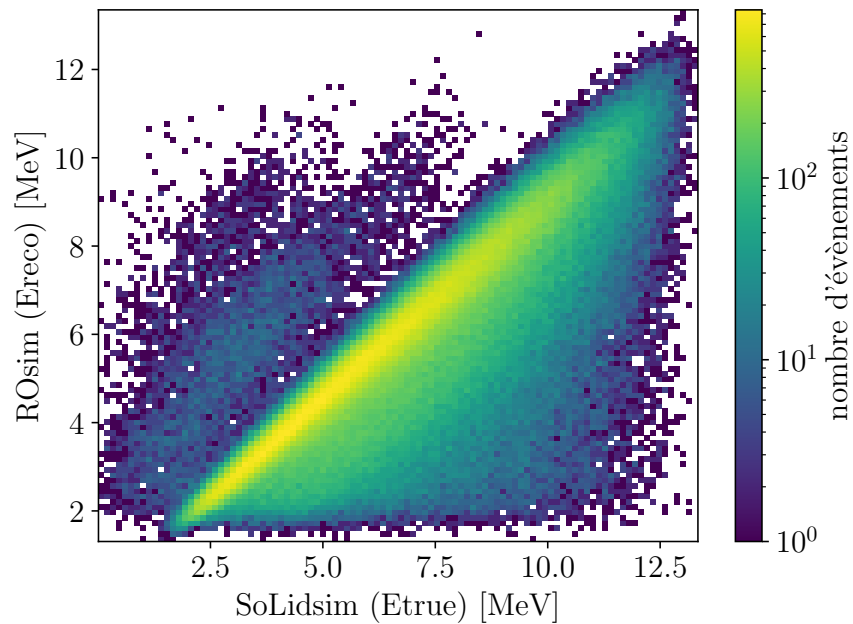


FIGURE 3.3 – Distribution du spectre ^{12}B SoLidsim (aussi appelé Etrue) en fonction du spectre reconstruit ROsim (Ereco). Les deux "bananes" au-dessus qui sont des évènements avec une énergie reconstruite plus grande que celle simulée sont dues à la contamination des gamma de desexcitation de la décroissance bêta du ^{12}B dans le cluster ES.

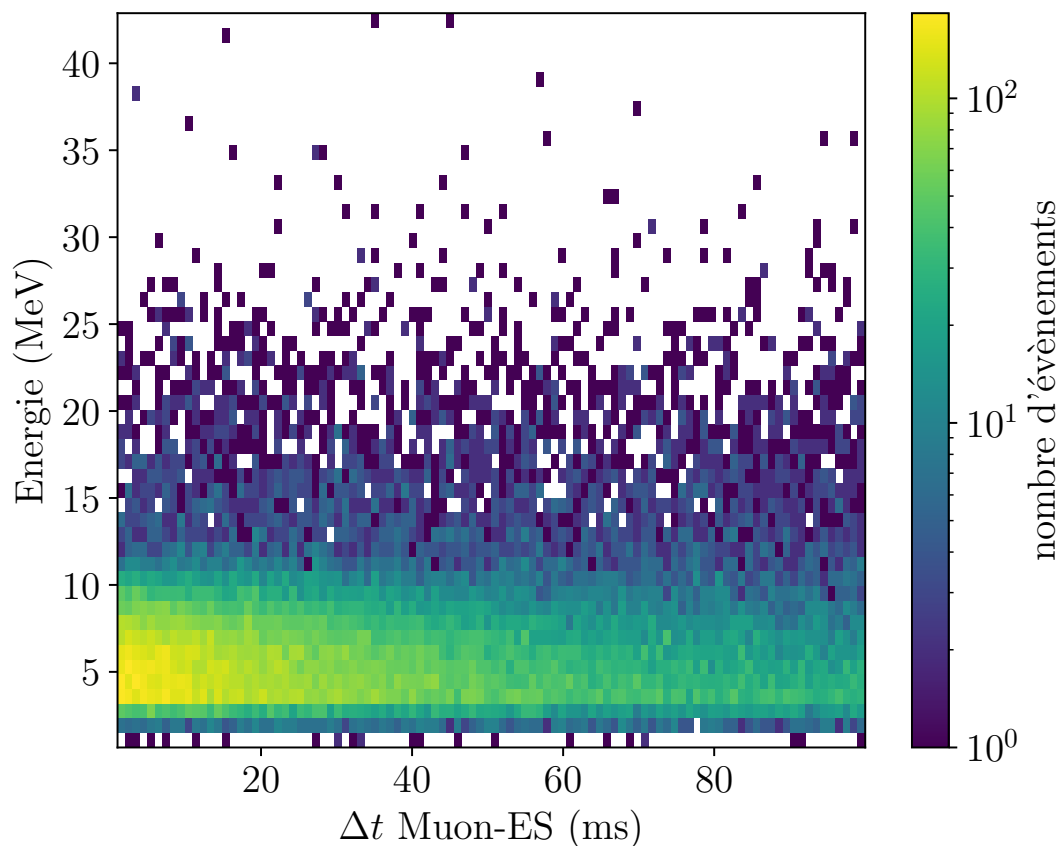


FIGURE 3.4 – Distribution Δt en fonction de l'énergie de l'évènement ES pour la sélection 3.5.

Afin de pouvoir valider le spectre bêta extrait grâce à l'outil *sPlots* et la reconstruction en énergie du détecteur, une distribution de ^{12}B est générée de façon homogène et propagée dans la simulation GEANT4 du détecteur *SoLidsim*. Cette modélisation nous fournit les répartitions spatiales et temporelles des dépôts d'énergie de chacune des interactions ayant lieu. Une étape suivante consiste à simuler la réponse du détecteur en terme de collection de lumière et de réponse des SiPMs. Cela est géré par le code dédié : *ROsim*. Un exemple du spectre bêta du ^{12}B est représenté sur la figure 3.2. Afin de pouvoir comparer ce spectre simulé et celui extrait des données, un facteur de normalisation est appliqué sur la simulation, définie comme le rapport des intégrales entre 3 et 10,26 MeV (le rapport signal sur bruit est supérieur à 1 dans cette fenêtre). Cette comparaison montre une erreur d'environ 5% entre 3 et 10 MeV (voir la figure 3.7) ce qui est suffisant pour valider notre reconstruction en énergie.

Afin de vérifier la réponse linéaire en énergie du détecteur, nous pouvons relier chaque bin du spectre de l'énergie initiale du bêta simulé (E_{true}) à un bin de l'énergie reconstruite (E_{reco}) (voir la figure 3.3). En supposant que le spectre bêta extrait des données est suffisamment proche de la simulation MC, nous pouvons remplacer les valeurs venant de *ROsim* par les valeurs extraites des données et tracer la corrélation entre énergie reconstruite et énergie initiale. Le résultat est présenté sur la figure 3.8. Nous observons bien une linéarité en terme de reconstruction en énergie.

Une contribution du spectre bêta du ^{12}N dans le spectre ^{12}B final a été étudié. En

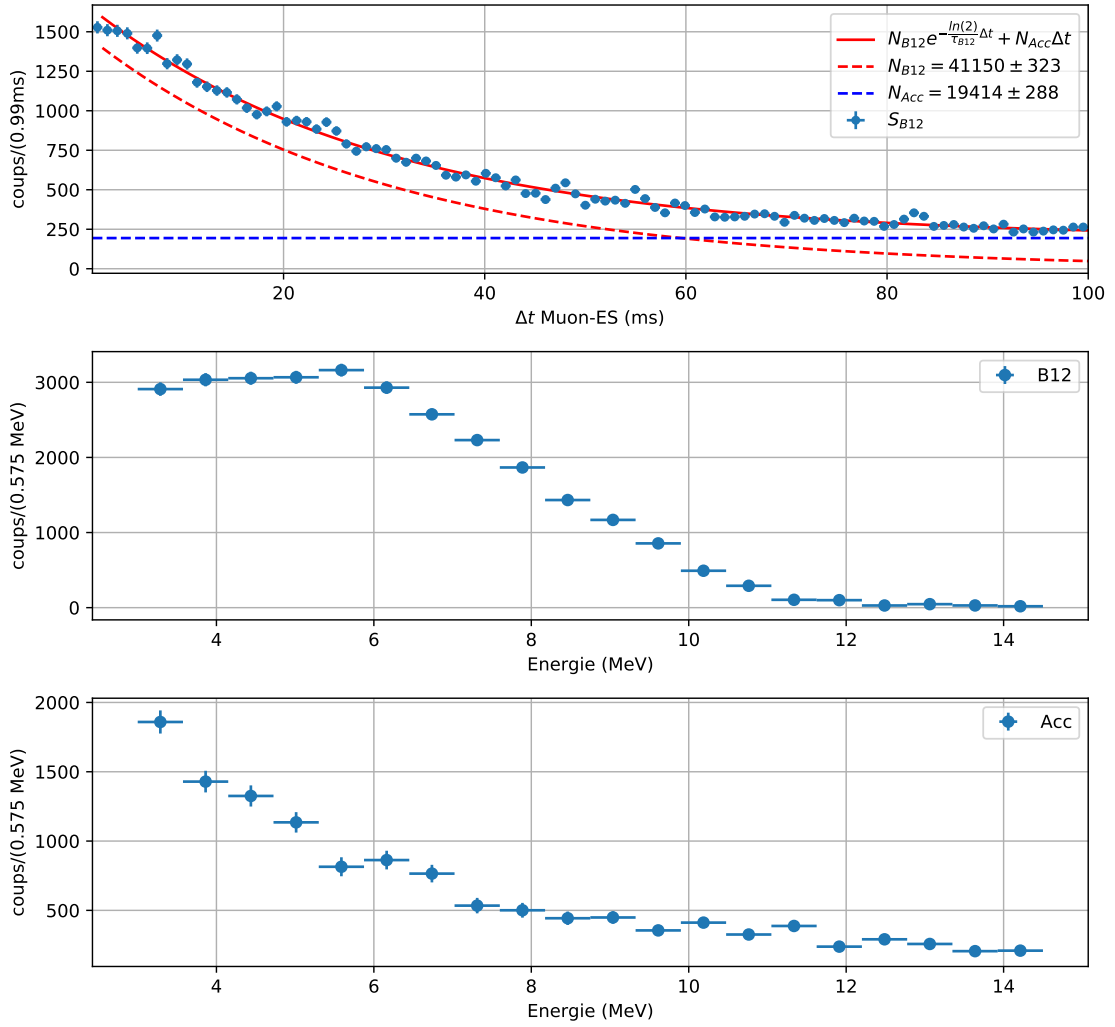


FIGURE 3.5 – Haut : Ajustement de la distribution Δt de la sélection 3.5. La fonction utilisée est la somme d’une exponentielle et d’une constante. Milieu et bas : distribution en énergie du spectre bêta ^{12}B et du bruit de fond accidentel calculé par sPlots à partir de l’ajustement en Δt .

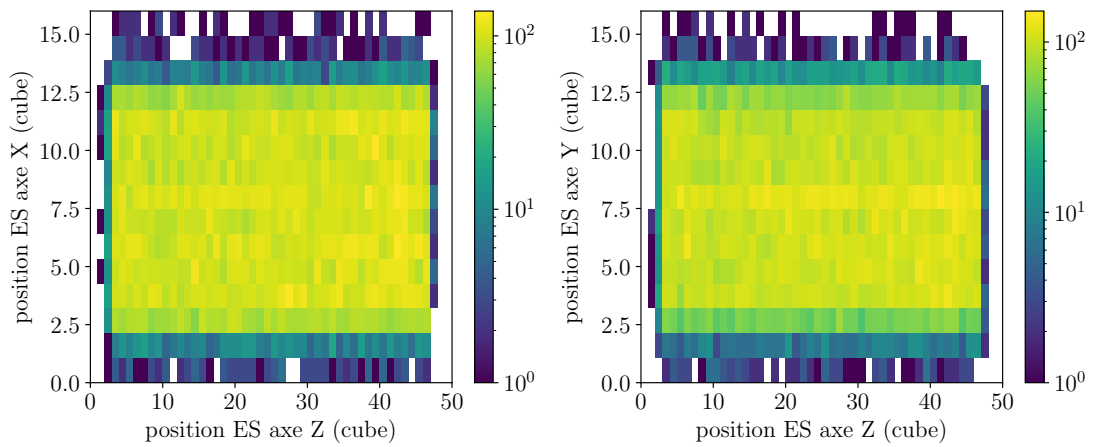


FIGURE 3.6 – Distribution spatiale des évènements ES de la sélection ^{12}B .

effet, cet isotope se produisant via la réaction $^{12}\text{C}(\text{p},\text{n})^{12}\text{N}$, a un temps de demi-vie de 11 ms avec un $Q_\beta = 17.38$ MeV, ce qui rentre dans les critères de notre sélection. Un test de Kolgomorov-Smirnov entre le spectre bêta ^{12}B expérimental et une somme pondérée des deux spectre bêta ^{12}B et ^{12}N simulés montre une contribution nulle de la part de l'isotope ^{12}N .

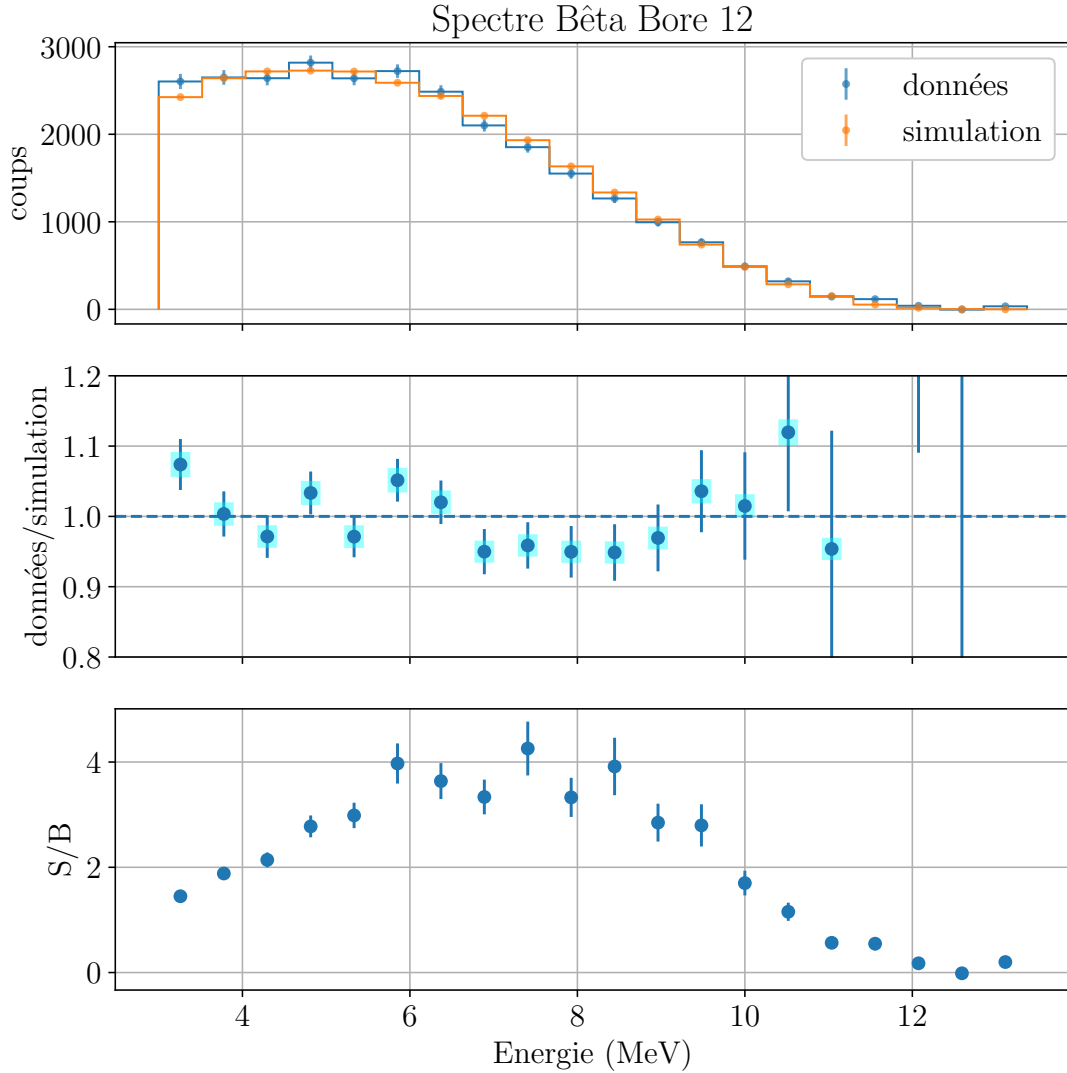


FIGURE 3.7 – Haut : Comparaison entre le spectre bêta extrait des données et celui simulé. Milieu : Rapport entre données et simulation. Les erreurs statistiques sont représentées par les barres bleues et les erreurs systématiques dues à la normalisation de la simulation par les rectangles cyan. Bas : Rapport entre le signal et le bruit de fond pour chaque bin.

3.1.2 Électrons de Michel

L'électron ou le positron, produits des réactions 3.2 et 3.3 sont conventionnellement appelés électrons de Michel. Ces électrons couvrent un large spectre en énergie jusqu'à environ 50 MeV. Afin de pouvoir étudier ces événements, des muons sont générés grâce au générateur de particules cosmiques CRY [96] puis propagés par la simulation GEANT4 du détecteur (*SoLidsim*). Enfin, la réponse des SiPMs et la reconstruction des événements est faite via *ROsim*.

La signature de l'interaction d'un électron de Michel interagissant dans *SoLid* est similaire à celle du Bore 12. Elle correspond à un signal ES proche du cube où se stoppe le muon dans un intervalle de temps de l'ordre de la μs , du fait de son temps de vie $\tau_\mu \approx 2.196\mu\text{s}$. Ainsi, une sélection de ces électrons est présentée ci dessous :

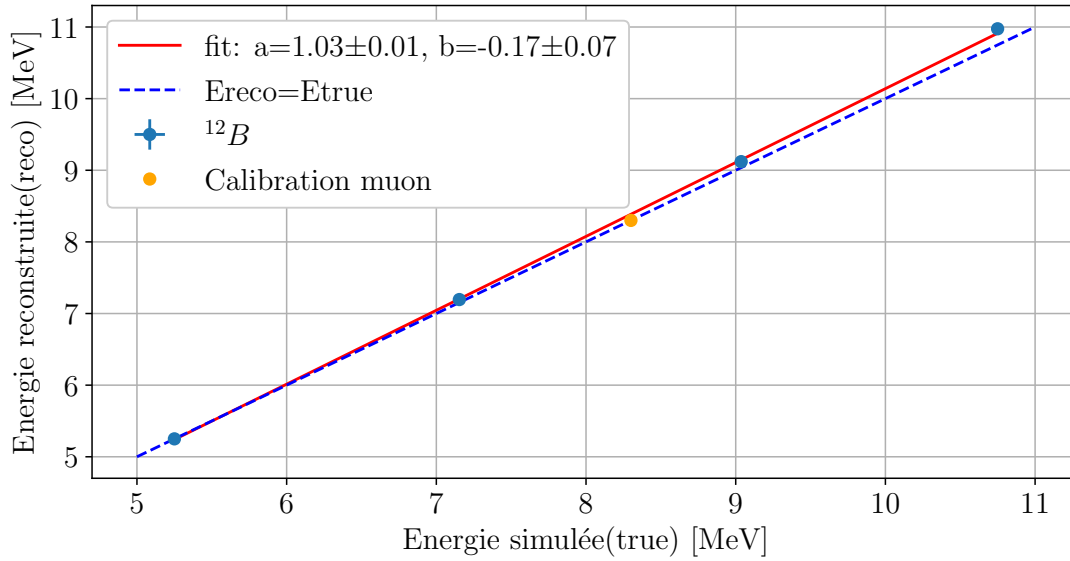


FIGURE 3.8 – Énergie reconstruite de la sélection Bore 12 en fonction de l'énergie initiale du bêta de la simulation. Le point jaune provient de la calibration muon.

$$S_{Michel} = \begin{cases} \Delta t \in [2 : 100] \mu s \\ \text{Dist}_{muon-ES} < 4 \\ E_{ES} > 3 \text{ MeV} \\ t_{\text{NearestMuon}} > 200 \mu s \end{cases} \quad (3.6)$$

La simulation de muons cosmiques montre un excès d'évènements à des distances entre le dernier cube de la trace du muon et la position moyenne du cluster ES inférieur à 4 cubes, comme le montre la figure 3.9. Afin de limiter le bruit de fond venant de coïncidences accidentelles, nous gardons la coupure de 3 MeV sur l'énergie de l'électron.

De la même manière que pour le Bore 12, l'outil *sPlots* est utilisé afin d'obtenir une distribution en énergie des électrons de Michel à partir de l'ajustement de la distribution $\Delta t_{muon-ES}$. Les pdf utilisées sont une exponentielle décroissante correspondant à la désintégration du muon, ainsi qu'une constante correspondant aux coïncidences muon-ES accidentelles. Le résultat est présenté sur la figure 3.10. Nous obtenons un temps de vie du muon $\tau_{simu} = 2,163 \pm 0,002 \mu s$ avec un $\chi^2/ndf = 1,15$ pour la simulation et $\tau_{mes} = 2,168 \pm 0,010 \mu s$ avec un $\chi^2/ndf = 2,30$ pour les données. Un excès d'évènements pour des faibles valeurs de $\Delta t_{muon-ES}$ présent dans les données sur-estime la valeur du temps de vie du muon donnant des valeurs de l'ajustement $\tau_{mes} \geq 2,4 \mu s$. Bien que cet excès ne soit pas encore complètement compris, il semble venir d'évènements ES proches de la trace du muon ou de son dernier cube car nous observons cet excès sur toute la fenêtre en énergie et pour des muons qui se stoppent ou non dans le détecteur. En effet, une coupure supplémentaire de la sélection 3.6 pour les données demandant $\text{Dist}_{muon-ES} > 2$ semble rejeter cet excès. Le fait que ce surplus d'évènements soit présent uniquement dans les données et non dans les simulations nous indique que le problème semble provenir d'un biais de reconstruction ou bien d'un processus physique non pris en compte ou activé par GEANT4 comme les processus radiatifs.

Du fait qu'un muon puisse disparaître de deux manières différentes, son temps de vie effectif dans le PVT sera plus petit que celui dans le vide ou de l'anti-muon. Sa valeur, résultante de l'ajustement de la distribution en $\Delta t_{\mu\text{-}ES}$ donne donc une moyenne du temps de vie des deux espèces qui est inférieure au temps de vie du muon dans le vide soit environ $2,16 \mu\text{s}$ pour notre cas.

Le taux bruit de fond est négligeable avec un ratio de signal sur bruit supérieur à 100. Cependant, un décalage est observable entre la distribution en énergie venant des données et celle venant de la simulation comme le montre la figure de gauche 3.11. Nous pouvons expliquer ce décalage par le fait qu'à haute énergie, des effets de saturation des SiPMs apparaissent qui ne sont pas pris en compte dans *ROsim*. En effet, lorsque l'on applique une coupure sur l'énergie reconstruite maximale des cubes de l'évènement ES ($\leq 7 \text{ MeV}$), on observe un meilleur accord entre données et simulation (voir la figure de droite 3.11).

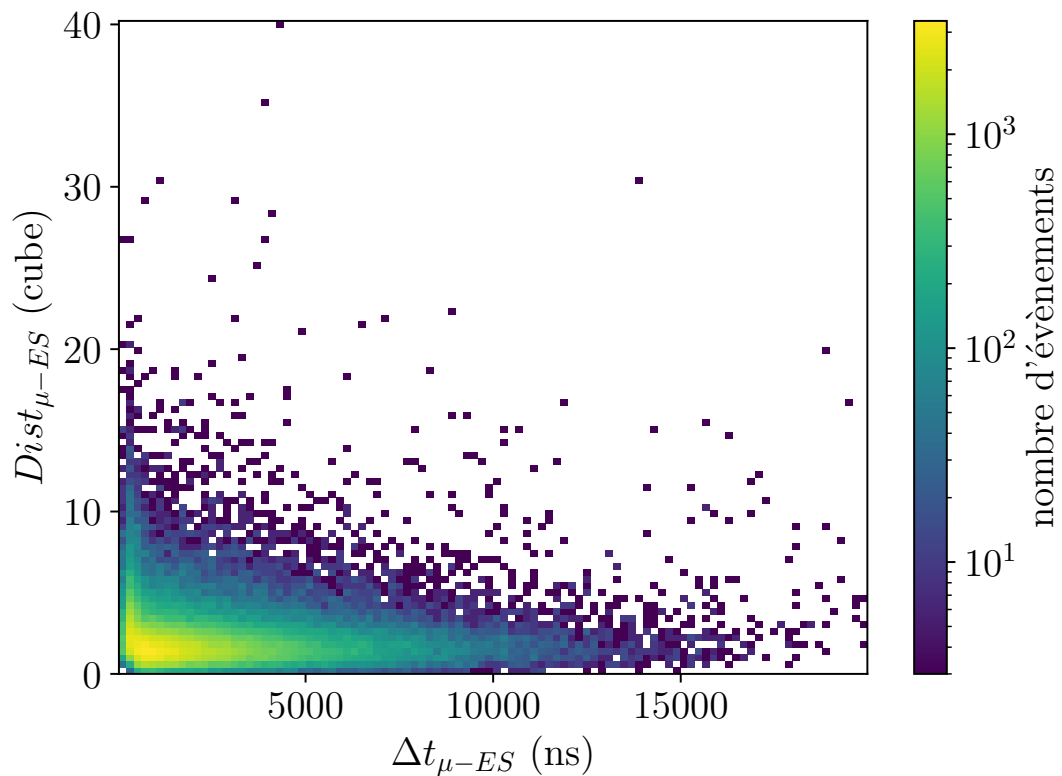


FIGURE 3.9 – Répartition venant de la simulation *GEANT4* des coïncidences muon-ES en Δt et en Distance entre le cube où le muon se stoppe et la position moyenne du signal ES.

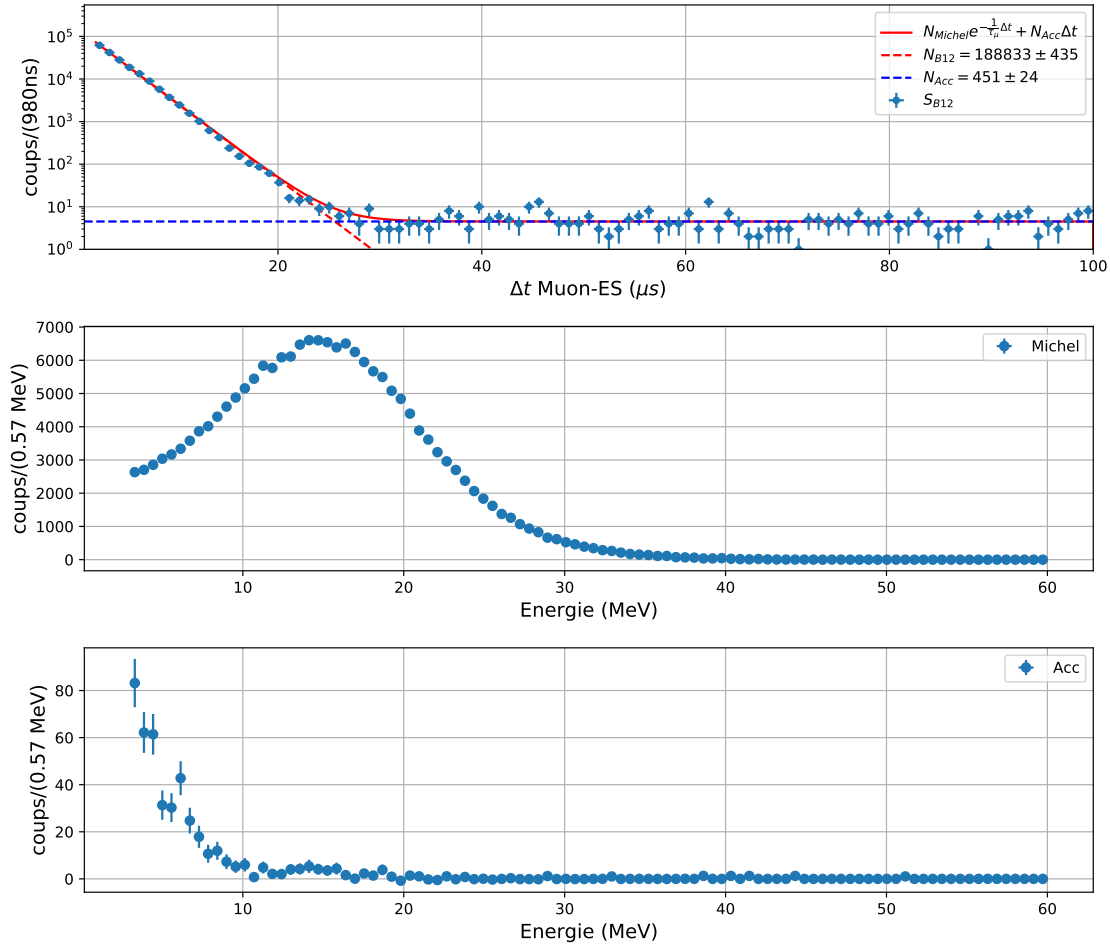


FIGURE 3.10 – Haut : Ajustement de la distribution Δt de la sélection 3.6 appliquée sur des données. La fonction utilisée est la somme d'une exponentielle et d'une constante. Milieu et bas : distribution en énergie du spectre en énergie des électrons Michel et du bruit de fond accidentel calculé par *sPlots* à partir de l'ajustement en Δt .

3.1.2.1 Sélection de neutrons atmosphériques

Une grande part du bruit de fond atmosphérique provient des neutrons de spallation, produits par l'interaction des muons avec le détecteur ou des matériaux entourant ce dernier. Les neutrons, s'ils sont produits en dehors du détecteur, seront difficiles à discerner. C'est pourquoi nous nous sommes focalisés sur une sélection de neutrons de spallation, produits par l'interaction des muons dans le détecteur en s'aidant de la segmentation du détecteur.

Afin d'obtenir une sélection de neutrons atmosphériques, des coïncidences entre des événements muon et NS peuvent être utilisées. En effet, les données et la simulation montrent un excès d'événements à bas $\Delta t_{muon-NS}$ et à une distance entre la trace du muon et le signal NS inférieur à 4 cubes, comme le montre la figure 3.12. Ce qui nous donne une sélection S_{NSatm} :

$$S_{NSatm} = \begin{cases} \Delta t < 60\mu s \\ \text{Dist}_{muon-NS} < 4 \end{cases} \quad (3.7)$$

Afin d'estimer la proportion d'événement non-corrélés, cette sélection est appliquée sur une fenêtre temporelle $\Delta t_{muon-NS} \geq 2$ ms. Après soustraction des coïnci-

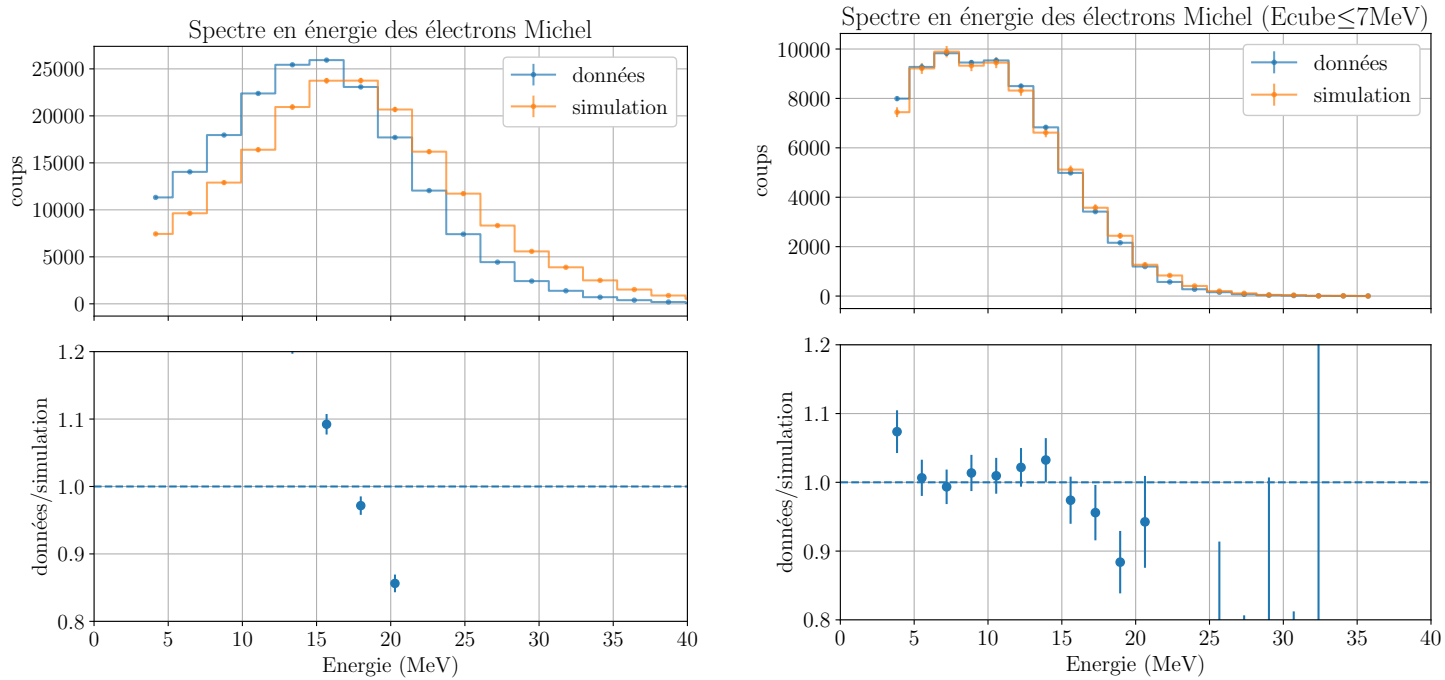


FIGURE 3.11 – Gauche : Comparaison des spectres en énergie des Michel électrons entre les données et simulation sans coupure sur l'énergie des cubes reconstruits. Droite : Même comparaison avec une coupure demandant uniquement des évènements où l'énergie reconstruite des cubes du cluster ES ne dépasse pas 7 MeV.

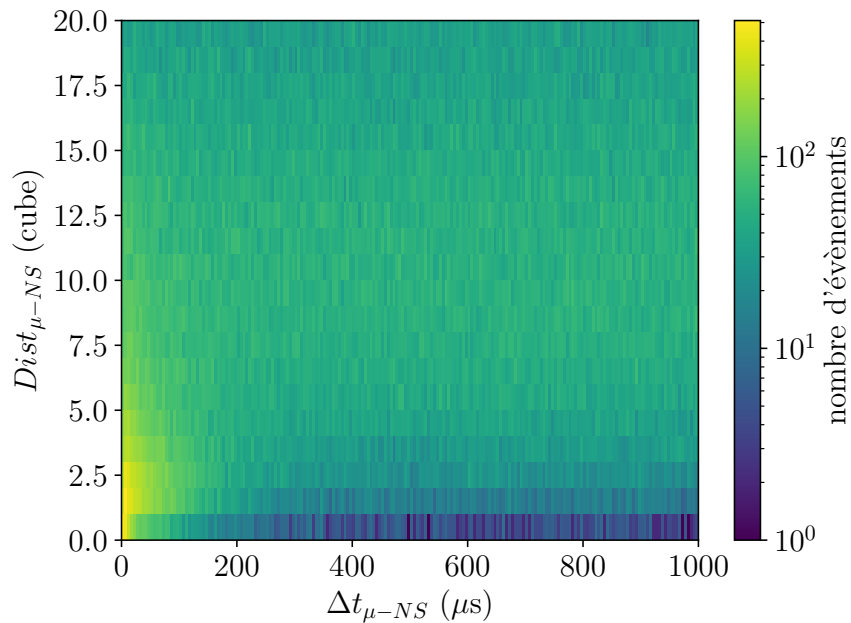


FIGURE 3.12 – Répartition venant des données des coïncidences muon-NS en Δt et en Distance entre la trace du muon et la position du signal NS

dences accidentelles, la distribution $\Delta t_{\mu\text{-NS}}$ montre un bon ajustement avec une somme de deux exponentielles correspondant aux temps de modération et de capture des neutrons. De plus, la distribution du BiPonisher (voir la section 3.2 pour sa

description) après soustraction est majoritairement supérieure à 1.45 (voir la figure 3.13). Ceci nous conforte sur la nature des particules de notre sélection de neutrons atmosphériques. Il faut cependant noter que cette sélection comporte en moyenne environ 15 à 20 % de contamination venant de particules alpha, estimée à partir de l'ajustement de la distribution en $\Delta t_{\mu\text{on}-NS}$. Ce lot de neutrons va nous permettre de tester une méthode de discrimination pour rejeter du bruit de fond comme nous allons le voir dans les sections suivantes.

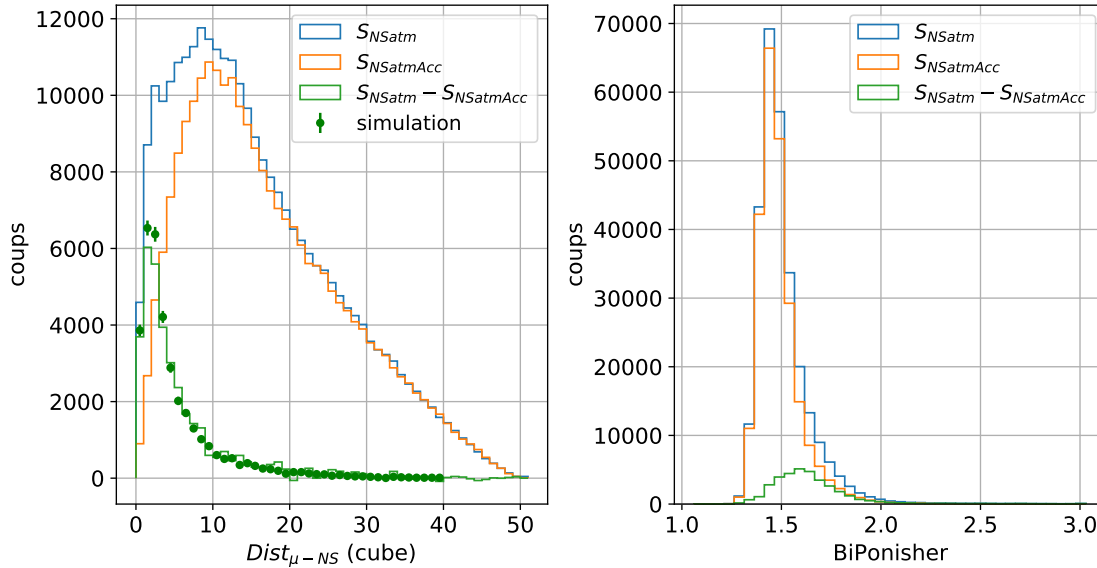
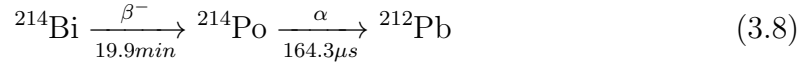


FIGURE 3.13 – Gauche : Distributions de la distance entre la trace du muon et un évènement NS pour la sélection 3.7 corrélée (bleue) et non corrélée (orange) ainsi que le résultat de la soustraction des deux (verte). Droite : Distribution de la variable BiPonisher pour la sélection de neutrons atmosphériques avant et après soustraction des coïncidences accidentelles.

3.2 Bruit de fond BiPo

La radioactivité naturelle venant de l'Uranium et du Thorium présents dans les constituants du détecteur est l'un des principaux bruits de fond de l'expérience. En réalité la majorité des signaux NS sont dominés par les particules alpha venant de la chaîne de désintégration de l' ^{238}U . Plus particulièrement, la cascade BiPo qui est constituée de la décroissance β^- du ^{214}Bi , suivie d'une particule alpha venant de la décroissance du ^{214}Po :



Cette cascade est problématique uniquement lorsque la particule alpha dépose son énergie dans les feuilles de LiF :ZnS, engendrant ainsi un signal NS. En effet, un dépôt d'énergie dans le PVT n'engendrera que des signaux ES, bien inférieurs à ceux produits par les gamma provenant du réacteur. L'écart en temps entre le signal β^- et alpha est déterminé par le temps de vie du ^{214}Po ($164.3 \mu\text{s}$). Ainsi, afin de sélectionner des événements BiPo, une coupure temporelle $\Delta t_{ES-NS} = [0, 500] \mu\text{s}$ est appliquée ainsi qu'une coupure en énergie sur le signal ES : $E_{prompt} = [1, 4] \text{ MeV}$. Cette coupure est motivée par l'énergie maximale des électrons émis : $Q_\beta = 3.27 \text{ MeV}$. Grâce à la segmentation du détecteur, il est possible d'obtenir une sélection très pure d'évènement BiPo en utilisant des variables topologiques des coïncidences ES(cube le plus énergétique)-NS définies comme :

$$\Delta X = X_{NS} - X_{ES}^{Max(E)} \quad (3.9)$$

$$\Delta Y = Y_{NS} - Y_{ES}^{Max(E)} \quad (3.10)$$

$$\Delta Z = Z_{NS} - Z_{ES}^{Max(E)} \quad (3.11)$$

$$\Delta R = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2} \quad (3.12)$$

A partir de ces variables, on établit une sélection d'un évènement BiPo :

$$S_{BiPo} = \begin{cases} \Delta t \in [0 : 500] \mu\text{s} \\ \Delta X \in [-1, 0] \\ \Delta Y = 0 \\ \Delta Z \in [0, 1] \\ \Delta R \leq 1 \\ E_{prompt} \in [1 : 4] \text{ MeV} \end{cases} \quad (3.13)$$

Selon la direction où sera émis l'électron, on peut distinguer plusieurs topologies typiques d'un évènement BiPo, qui sont présentées sur la figure 3.14.

L'ajustement de la distribution en Δt de cette sélection par une somme de deux exponentielles permet de mettre en évidence deux contributions. La première correspond à la désintégration du ^{214}Po et la seconde à une faible contamination d'interaction par des neutrons de spallation dans le détecteur. Les proportions d'évènements venant de cet ajustement donnent respectivement 99% et 1%. On obtient donc une sélection de bruits de fond alpha purs qui permettra d'obtenir des jeux de données qui serviront de référence pour des méthodes de discrimination.

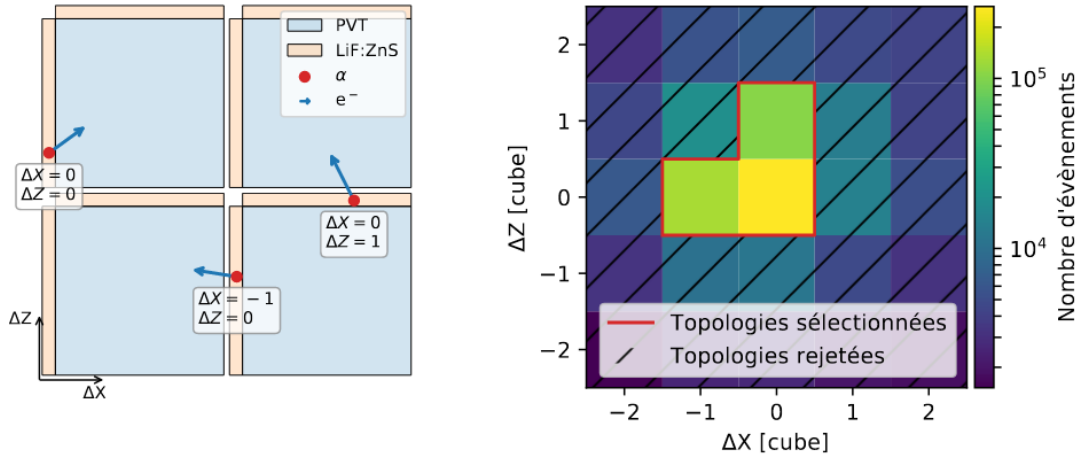


FIGURE 3.14 – Gauche : Schéma représentant les différentes topologies attendues pour les cascades BiPo. Du fait du parcours moyen d'un électron d'environ 20 mm, le détecteur est représenté dans le plan $\Delta Y = 0$. Droite : Sélection des événements BiPo à partir des variables énergétique, temporelle et spatiale. Figure issue de [90]

3.2.1 Discrimination par forme d'impulsion

La première méthode utilisée par la collaboration pour rejeter le bruit de fond BiPo a été une discrimination par forme d'impulsion (ou PSD). En effet, la sélection BiPo présentée précédemment a permis d'obtenir des signaux alpha. Pour avoir des signaux constitués uniquement de neutrons, une sélection a été effectuée lors d'une calibration avec une source de neutron AmBe. Une différence entre les deux sélections peut être observée en étudiant le signal moyen venant des SiPMs (voir la figure 3.15). Cette différence d'amplitude s'explique par les deux énergies associées à chaque processus : 7.8 MeV pour les alpha du ^{214}Po contre 4,8 MeV pour la réaction de cassure du ^6Li . A partir de ces signaux, une variable de discrimination appelée *BiPonisher* est définie comme le rapport d'une porte longue [0 - 87,5] μs sur une porte courte [0 - 7,5] μs . La distribution de cette variable de discrimination pour chacune des sélections est représentée sur la figure 3.15. Ainsi, une coupure *BiPonisher* > 1,45 par exemple, permet de réduire de 75 % la contamination alpha tout en sacrifiant seulement 15 % de neutrons.

3.2.2 Discrimination par réseaux de neurones à convolutions (CNN)

Le *BiPonisher* est une variable de discrimination qui nous a permis de faire des premières analyses neutrinos "préliminaires". Néanmoins, les topologies des événements BiPo sont similaires aux interactions IBD. Une discrimination plus forte, basée uniquement sur la forme des signaux sans utiliser de sélection topologique permettrait de minimiser la perte de signal anti-neutrino lors du rejet du bruit de fond BiPo. C'est pourquoi la collaboration a développé une méthode supplémentaire, basée sur un réseau de neurones à convolution (*Convolutional Neural Network*) à une dimension, afin de créer une nouvelle variable de discrimination appelée "BiPonator". Avant de présenter l'application du CNN sur les données de SoLid, nous allons

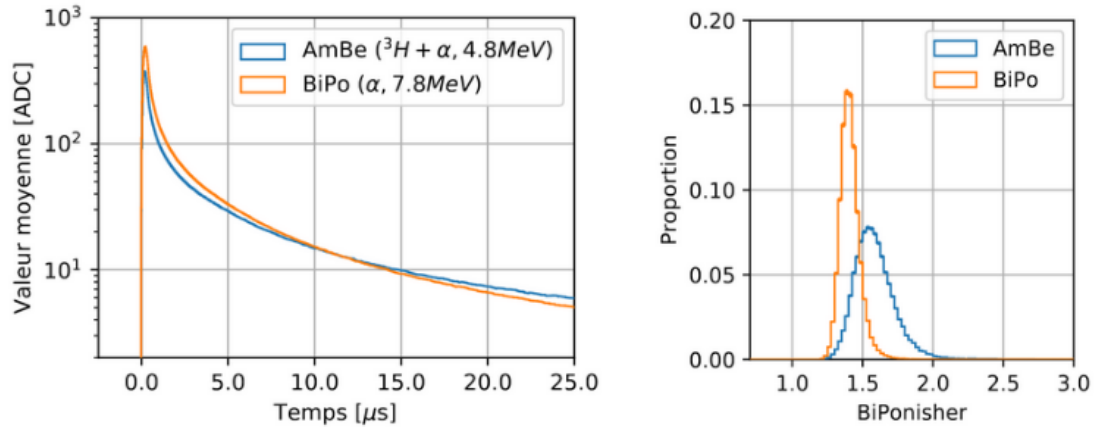


FIGURE 3.15 – Gauche : Forme moyenne des signaux NS pour les deux sélections. Droite : Distribution de la variable BiPonisher pour chacune des sélections. Figures issues de [90].

rappelez le fonctionnement d'un réseau de neurones.

3.2.2.1 Principe d'un réseau de neurones

Lorsque l'on veut séparer deux classes d'évènements, il est commun de commencer par un modèle linéaire $h(\mathbf{x}; \mathbf{w})$ (voir la figure 3.16) :

$$h(\mathbf{x}; \mathbf{w}) = \mathbf{w}^T \mathbf{x} \quad (3.14)$$

Où un évènement caractérisé par un vecteur \mathbf{x} d'observables avec des valeurs de paramètres \mathbf{w} sera classé dans la catégorie 0 si $h(\mathbf{x}) < 0$ ou dans la catégorie 1 si $h(\mathbf{x}) > 0$. La distance entre un évènement et la frontière sera $h(\mathbf{x})/||\mathbf{w}||$ comme montré sur la figure 3.16.

Dans une interprétation probabiliste d'une classification binaire, on se trouve dans le cas d'une loi de Bernoulli³, dont la vraisemblance (Likelihood) s'écrit :

$$-\ln L(\mathbf{w}) = -\sum_i (y_i \ln p_i + (1 - y_i) \ln(1 - p_i)) \quad (3.15)$$

$$= -\sum_i (y_i \ln(h(\mathbf{x}; \mathbf{w})) + (1 - y_i) \ln(1 - h(\mathbf{x}; \mathbf{w}))) \quad (3.16)$$

La relation 3.16 est appelée *Binary Cross Entropy Loss function*. Le but est de trouver les valeurs de \mathbf{w} qui minimiseront cette fonction. Pour cela des algorithmes de minimisation seront utilisés comme par exemple des "descentes de gradients". Néanmoins une frontière linéaire pour séparer des éléments est rapidement limitée et étendre la frontière de décision en ajoutant de la non-linéarité permet d'augmenter la séparation :

$$h(\mathbf{x}; \mathbf{w}) = \mathbf{w}^T \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{w}^T \phi(\mathbf{x}) \quad (3.17)$$

Où $\phi(\mathbf{x})$ peut être n'importe quel type de fonction (\sin^2 , x^2 , $\log(x)$, ...). Un exemple de ce type de transformation est présenté sur la figure 3.17.

3. $p(y_i|x_i) = (p_i)^{y_i}(1 - p_i)^{1-y_i}$ $y_i = \{0, 1\}$

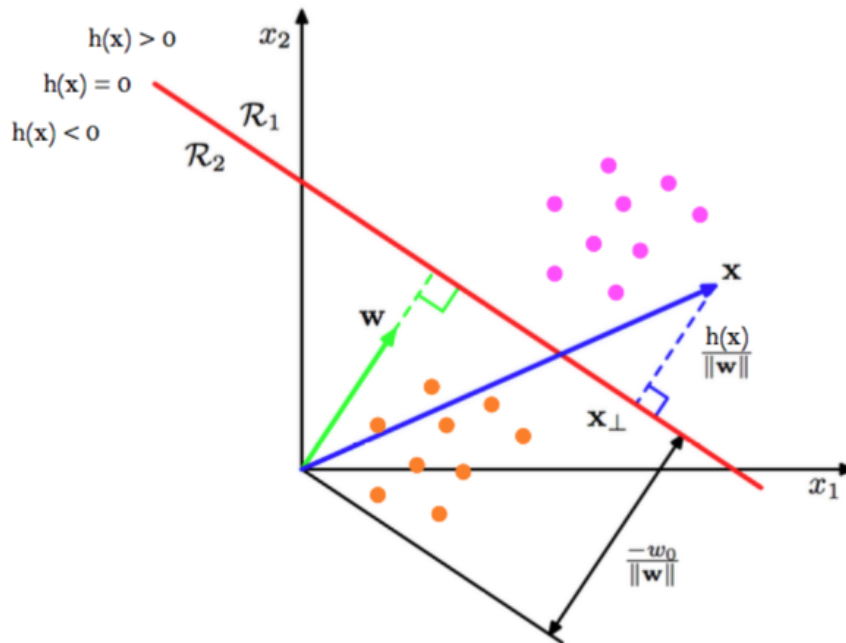


FIGURE 3.16 – Exemple de deux types d'évènement, rose et orange, caractérisés par les variables x_1 et x_2 , que l'on aimerait séparer en deux classes distinctes. La ligne rouge représente la frontière qui délimite ces classes. Figure issue de [94].

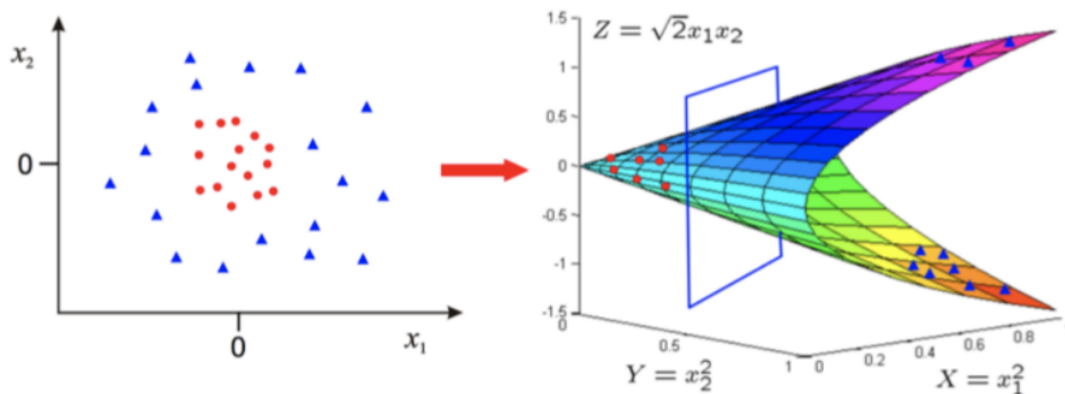


FIGURE 3.17 – Exemple d'une transformation de deux type d'évènement $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3$. La frontière de séparation dans ce nouvel espace semble plus appropriée. Cela équivaut à une frontière courbée dans le premier espace. Figure issue de [94].

Cependant, comment trouver la meilleure fonction $\phi(\mathbf{x})$ pour la transformation non-linéaire $\mathbb{R}^m \rightarrow \mathbb{R}^d$? La solution est d'apprendre cette fonction à partir de lots de données $\phi(\mathbf{x}) = \phi(\mathbf{x}; \mathbf{u})$ où \mathbf{u} est un ensemble de paramètres qui seront appris à partir de ces lots.

Le formalisme d'un réseau de neurones est donc le suivant : si l'on donne en entrée un vecteur \mathbf{x} de taille m . On définit d fonctions de bases $\phi_j(\mathbf{x}; \mathbf{u})$ avec $j = 1, \dots, d$ afin d'obtenir la transformation $\mathbb{R}^m \rightarrow \mathbb{R}^d$. Le vecteur de paramètres \mathbf{u}_j peut être représenté comme une matrice \mathbf{U} de dimension $d \times m$:

$$\phi(\mathbf{x}; \mathbf{U}) = \sigma(\mathbf{U}\mathbf{x}) = \begin{bmatrix} \sigma(\mathbf{U}_1^T \mathbf{x}) \\ \sigma(\mathbf{U}_2^T \mathbf{x}) \\ \dots \\ \sigma(\mathbf{U}_d^T \mathbf{x}) \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Où σ est une fonction logistique (aussi appelée "d'activation") sigmoïde ou une autre fonction du même type (e.g tanh,ReLU) qui va permettre d'introduire de la non-linéarité :

$$f(x)_{\text{sigmoïde}} = \frac{1}{1 + e^{-h(\mathbf{x}; \mathbf{w})}} = \frac{1}{1 + e^{-\mathbf{w}^T \mathbf{x}}} \quad (3.19)$$

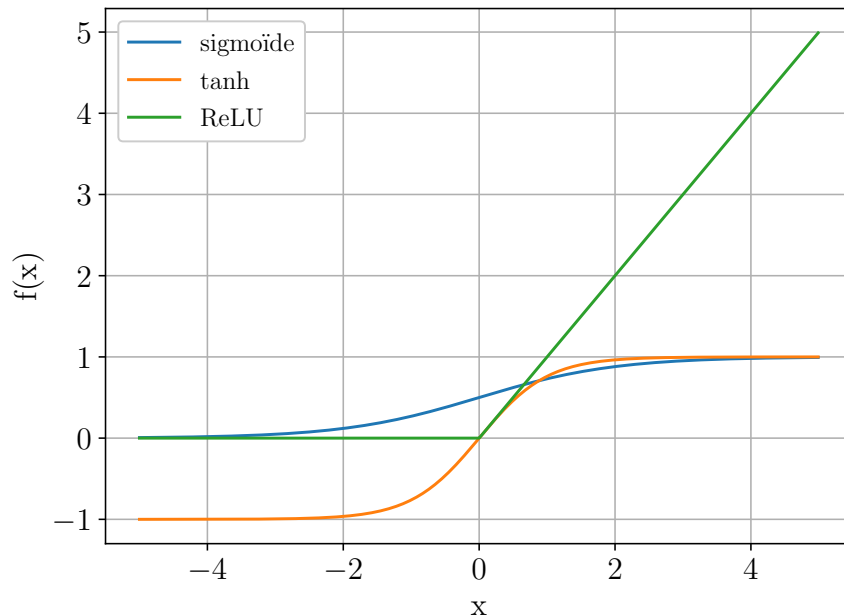


FIGURE 3.18 – Exemple de trois fonctions d'activation communément utilisées pour introduire de la non-linéarité dans le modèle d'apprentissage.

Le modèle 3.14 lorsqu'il est complet devient donc :

$$h(\mathbf{x}; \mathbf{w}, \mathbf{U}) = \mathbf{w}^T \phi(\mathbf{x}; \mathbf{U}) \quad (3.20)$$

Avec $\phi(\mathbf{x}; \mathbf{U}) = \sigma(\mathbf{U}\mathbf{x})$. On peut représenter l'équation 3.20 comme un réseau de neurones comme le montre la figure 3.19. L'idée d'introduire de la non-linéarité est motivée par le théorème de Cover [99], qui stipule qu'un problème de classification complexe, exprimé de manière non linéaire dans un espace à haute dimension, a plus de chances d'être linéairement séparable que dans un espace à basse dimension, à condition que l'espace ne soit pas densément peuplé.

Il est possible de généraliser 3.20 afin d'avoir plusieurs couches de neurones cachés qui feront plusieurs transformations (e.g $\mathbb{R}^m \rightarrow \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}^p \dots$). Plus le nombre de couches intermédiaires est important, plus le réseau de neurones sera "profond".

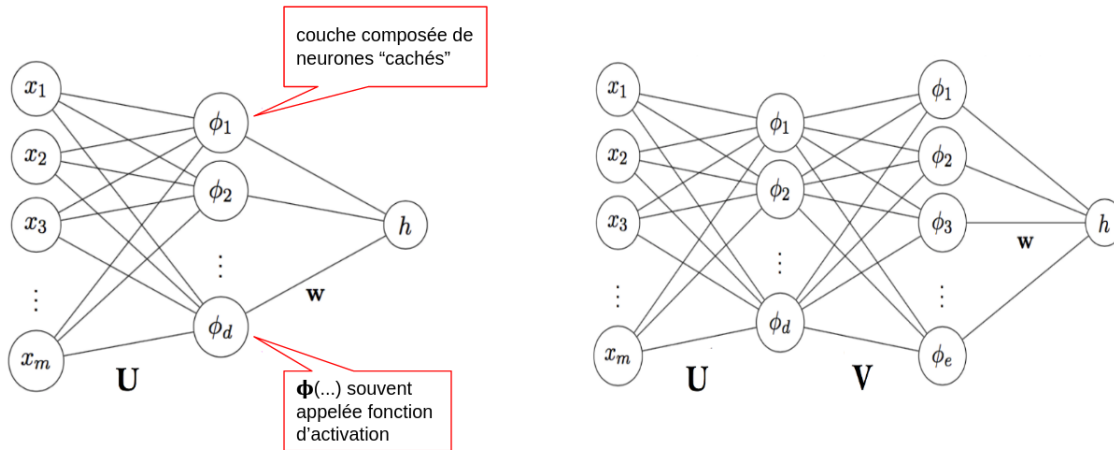


FIGURE 3.19 – Gauche : Représentation d'un réseau de neurones. Droite : Exemple d'un réseau de neurones avec 2 couches cachées. Figure issue de [94].

3.2.2.2 Principe d'un CNN à une dimension

Utilisé principalement pour de la reconnaissance d'image, le CNN est un réseau de neurones qui utilise des fenêtres (appelées filtre de convolution) de taille définie afin de parcourir des tableaux de valeurs⁴ tout en leur appliquant un poids w . Un exemple d'une "brique élémentaire" de ce type de réseau de neurones est présenté sur la figure 3.20. Le principe est de repérer des motifs spécifiques présents dans le tableau en entrée qui, dans notre cas, correspond aux valeurs des *waveforms* des sélections alpha et neutron et de les repérer, après entraînement, sur les *waveforms* testées. A la différence du BiPonisher, ces motifs ne s'obtiennent pas par le rapport de 2 fenêtres d'intégration bien définies mais par le balayage continu d'une fenêtre contenant ces motifs le long du signal étudié. Après cette opération, une autre fenêtre de taille définie balaye cette fois-ci le tableau et récupère la valeur maximale présente dans cette fenêtre à chaque pas du balayage. Cette opération est appelée *max pooling*.

Le max pooling est une phase de réduction de la taille des signaux d'entrée tout en gardant en tête leurs caractéristiques principales. Cela permet plus d'efficacité et une sensibilité moins forte au sur-entraînement. Cela permet aussi d'être beaucoup moins sensible à des effets de positions, comme dans notre cas, une variation de la baseline, jitter.. etc. Nous pouvons interpréter le *max pooling* comme un filtre qui garde l'information essentielle, la plus pertinente tout en s'affranchissant des effets de décalage verticaux et horizontaux des *waveforms*.

Tout comme un réseau de neurones classiques, une fonction de coût L va être minimisée par des méthodes de descente de gradients (ou autres méthodes de minimisation). Après avoir passé tous les filtres de convolution, les poids des couches de convolution sont initialisés puis mis à jour par rétro-propagation du gradient. Ce cycle est communément appelé *epoch*. Cette opération est effectuée sur un jeu de données afin d'entraîner le CNN, puis est testée sur d'autres données indépendantes afin de valider l'entraînement mais aussi de vérifier qu'il n'y a pas de sur-entraînement (i.e que le test donne un résultat similaire à l'entraînement). Le nombre de filtres,

4. Dans le cas d'image il s'agit du tableau 2D de la valeur des pixels ou pour notre cas, un tableau à une dimension correspondant aux valeurs d'amplitude des différentes *waveforms*

de couches de convolution, d'*epoch*, le choix de la fonction de coût, etc... plus communément appelés *hyperparamètres*, seront définis par l'utilisateur et optimisés de manière à obtenir la meilleure discrimination tout en limitant le sur-entraînement.

Pour résumer : Un ou plusieurs filtres de convolution contenant certaines valeurs de poids sont appliqués le long de notre tableau d'entrée. Ensuite une fonction d'activation est appliquée, permettant d'introduire de la non-linéarité dans le modèle, puis la dimension de ce tableau est réduite via une fenêtre de *max-pooling*. A la fin de ce cycle appelé *epoch* (ou après plusieurs applications de filtres suivi d'une fonction d'activation puis du *max-pooling*, toute cette étape est appelée couche de neurones), les valeurs des poids des filtres sont réajustées vis à vis du gradient $\delta L/\delta \mathbf{w}$. Après le nombre d'*epoch* terminé, la dimension du tableau de sortie est réduite de nouveau en utilisant des fonctions d'activation à la dimension souhaitée (généralement égale au nombre de classes de catégorisation), puis une fonction *softmax* 3.21 (fonction exponentielle normalisée) est appliquée afin d'obtenir une probabilité d'appartenir à telle ou telle classe.

$$softmax(x)_i = \frac{e^{x_i}}{\sum_{k=1}^N e^{x_k}} \quad i \in \{1..N\} \quad (3.21)$$

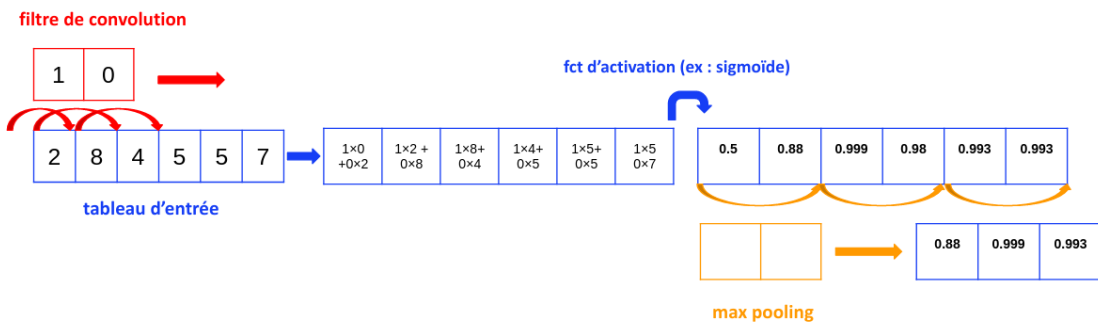


FIGURE 3.20 – Schéma d'une "brique" élémentaire d'un CNN 1D avec un seul filtre de convolution de taille 2, ainsi qu'une fonction d'activation sigmoïde. Les différentes étapes sont représentées. Une fenêtre de max pooling de taille 2 est ensuite utilisée. Afin d'avoir un tableau de sortie de même dimension que le tableau d'entrée, le filtre de convolution est décalé d'une case vers la gauche (avec la valeur d'entrée considérée comme égale à 0) pour la première étape. Si, pour le filtre de convolution, le balayage se fait par pas de 1, le pas du balayage de la fenêtre de max pooling est lui défini par sa taille : ici 2.

3.2.2.3 Architecture du CNN pour la détermination du BiPonator

Dans notre cas, les *waveforms* moyennées sur le nombre de fibres optiques touchées sont constituées de 3500 échantillons de 25 ns. Plutôt que d'utiliser directement les signaux moyennés 3.15, il est conventionnel de normaliser l'entrée d'un CNN entre 0 et 1. C'est pourquoi nous avons choisi de normaliser chaque *waveforms* par leur amplitude minimale et maximale :

$$WfS_{Norm} = \frac{WfS_{mean} - A_{min}}{A_{max} - A_{min}} \quad (3.22)$$

Un exemple de jeu donnée d'entrée pour le CNN est représenté sur la figure de gauche 3.21. Les *waveforms* neutrons proviennent de la calibration neutrons de

Septembre 2018 tandis que les *waveforms* alpha proviennent de la sélection 3.13 appliquée sur deux jours de réacteur off dans la même période. Le modèle du CNN a été développé avec la bibliothèque Python *Keras* [100]. Différents hyperparamètres ont été testés : le nombre de couches de convolution, le nombre de filtres, d'époch, etc... Le meilleur résultat consiste à utiliser une première couche de convolution avec 7 filtres puis une seconde couche avec 14 filtres. Ajouter des couches de convolution supplémentaires n'apporte pas plus de pouvoir de discrimination. Un nombre de 20 *epochs* semble, quant à lui, suffisant pour atteindre la meilleure précision déterminée par l'aire (AUC) sous la courbe ROC montrée sur la figure de droite 3.22. En effet bien qu'il semble nécessaire d'avoir 100 epochs afin d'atteindre une asymptote dans la précision (rapport entre le nombre de prédiction juste et le nombre total de prédiction) et la minimisation de la fonction de coût (voir la figure 3.22), cela ne change presque pas l'AUC.

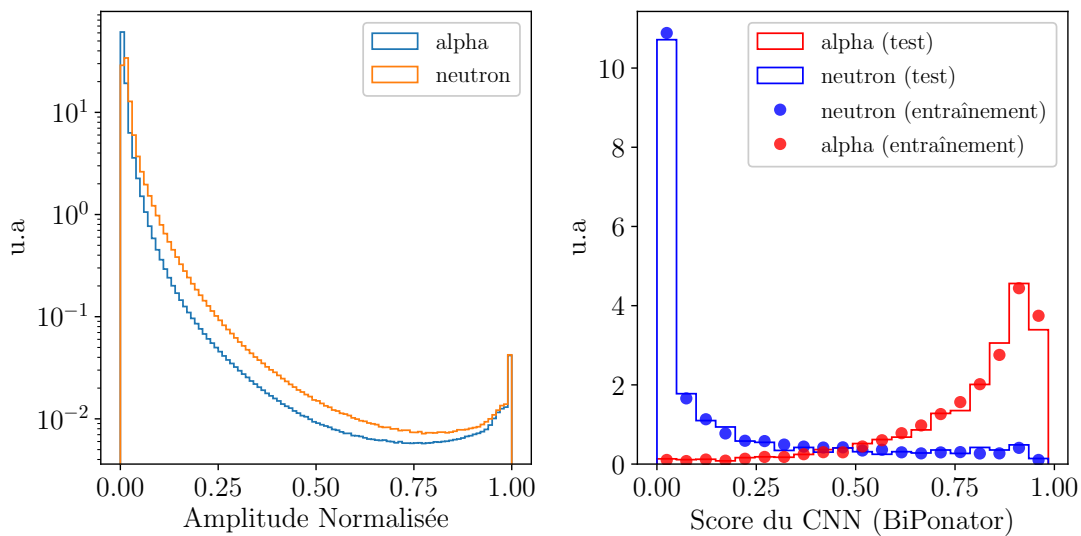


FIGURE 3.21 – Gauche : Distribution des amplitudes des échantillons des *waveforms* normalisées par leur amplitude minimale et maximale et utilisée comme entrées du CNN. Droite : Distribution du score du CNN après entraînement et test.

L'architecture du CNN final utilisé par la collaboration est représentée sur la figure 3.23. Les distributions du *BiPonator* sont similaires (voir la figure de droite 3.21) pour les jeux de données d'entraînement et de tests ce qui nous conforte sur l'absence de sur-entraînement.

A partir de différentes coupures sur cette nouvelle variable d'entraînement nous pouvons estimer la courbe ROC et la comparer à celle obtenue avec le *BiPonisher*. Comme le montre la figure 3.24, pour une même efficacité neutron, nous augmentons de presque 10% la rejection alpha grâce à cette nouvelle méthode. De plus, le *BiPonator* est beaucoup moins sensible aux effets qui vont modifier les *waveforms* (variation de piédestal, les effet de jitter, les conditions environnementales etc...) que le *BiPonisher*.

3.2.2.4 Lot de contrôle : neutrons atmosphériques

Le CNN est donc un outil puissant pour rejeter le bruit de fond venant de la cascade BiPo. Cependant, le modèle utilisé pour l'inférence par la collaboration a été

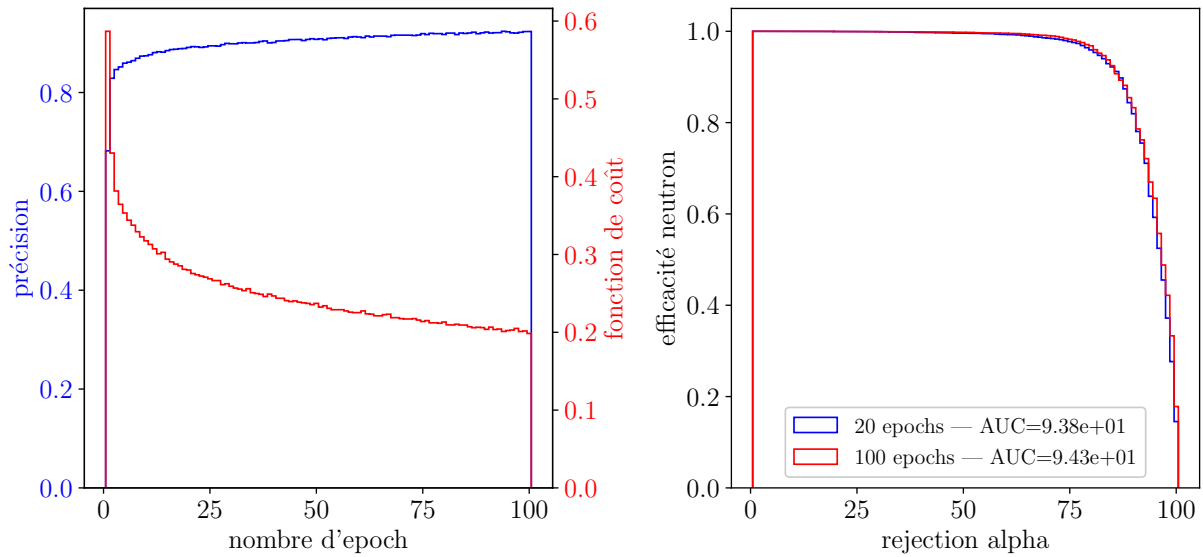


FIGURE 3.22 – Gauche : Distribution de la précision et de la minimisation de la fonction de coût du CNN en fonction du nombre d'époch. Droite : Distribution des ROC curve pour 20 et 100 epochs.

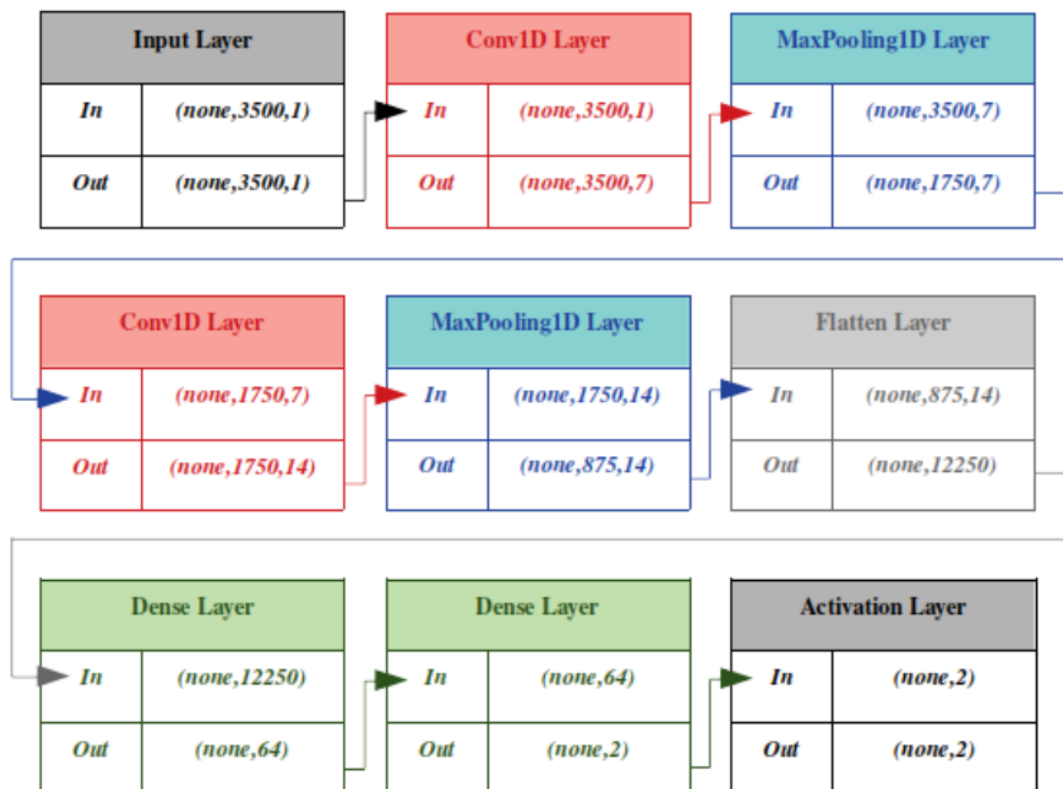


FIGURE 3.23 – Schéma du CNN utilisé pour le BiPonator. La couche "flatten" réarrange le tableau de sortie en un tableau d'une dimension tandis que les couches denses réduisent ce tableau en utilisant des fonctions d'activations.

entraîné uniquement avec des données de calibration neutron et de sélection alpha dans la période de septembre 2018. Afin de s'assurer que ce modèle puisse représenter

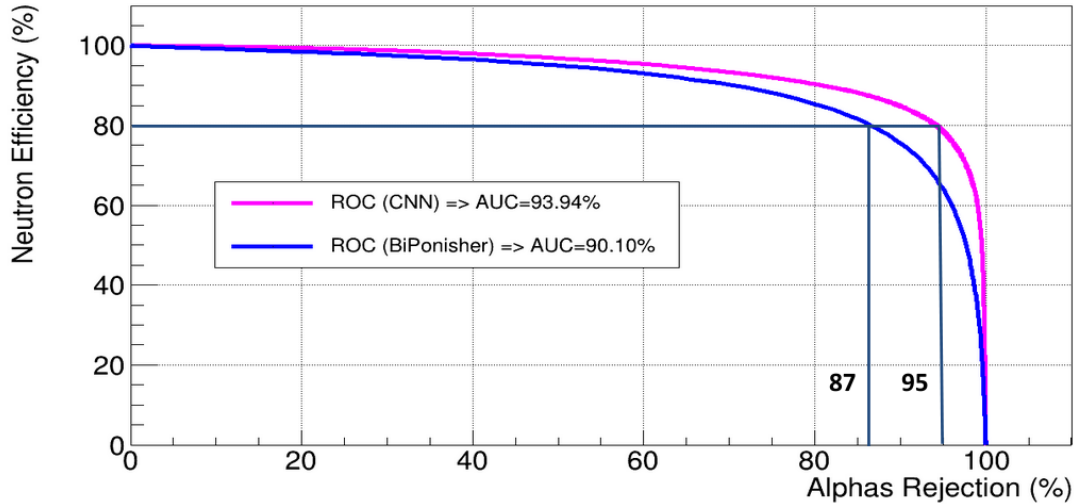


FIGURE 3.24 – Distribution des ROC selon le type de méthode de discrimination. Pour une même efficacité neutron, on observe un rejet 9% plus fort des alpha pour la méthode basée sur un CNN 1D.

l'ensemble des données de la phase 1, il est important de vérifier le résultat du CNN en l'entraînant avec des données venant de différentes périodes de la phase 1. Néanmoins, le nombre de calibration neutrons est faible et trop espacé dans le temps pour avoir suffisamment de jeux de données. C'est pourquoi les neutrons de spallation venant de l'interaction des muons dans le détecteur offrent une source potentielle de neutrons pour l'entraînement de l'algorithme. De plus, c'est un jeu de données pris dans les mêmes conditions (même *trigger*) que pour le jeu de données alpha.

A partir de ce lot de contrôle dont la sélection a été présentée dans la section 3.1.2.1, nous obtenons plusieurs jeux de données neutrons sur toute la période de la phase 1. Le CNN est entraîné avec un lot de données alpha venant de la sélection BiPo 3.13 et neutron atmosphérique de chacune des périodes. Les différentes valeurs d'AUC résultantes ainsi que les distributions du BiPonator pour chacune des catégories, sont présentées sur la figure 3.25. On observe une AUC inférieure au modèle entraîné avec un lot de neutrons de calibration. Nous pouvons expliquer cette différence par le fait que notre lot de neutrons atmosphériques comporte une contamination alpha non négligeable et que nous utilisons le même *trigger* pour les deux datasets, ce qui les rend plus analogues. Cependant cette influence agit sur le BiPonisher comme sur le BiPonator ce qui signifie que si la discrimination est moins bonne à travers la ROC, le ratio de bruit de fond rejeté entre les deux méthodes est le même. Nous pouvons néanmoins noter que la variation de l'AUC reste faible sur toute la Phase 1, de l'ordre du pourcent et est compatible avec la moyenne sur toute la période. De plus, les distributions du BiPonator permettent d'estimer les proportions de neutrons et d'alpha en fonction du temps en appliquant les coupures utilisées pour l'analyse IBD (voir la figure 3.26). Les proportions relatives de neutrons et d'alpha restent stable à 5 % sur toute la période quelque soit le type d'inférence utilisée (un modèle pour toute la Phase 1 ou un modèle pour chaque période). Les variations du score alpha sont plus grandes car le bruit de fond BiPo est beaucoup plus sensible aux conditions environnementales (Pression et Humidité) du fait de sa contribution de la contamination venant du radon, présent dans l'enceinte

du détecteur.

Cette étude nous permet de justifier l'utilisation d'un seul modèle pour l'inférence de toute la Phase 1 et qui montre une robuste invariance du CNN face aux différentes conditions environnementales et expérimentales qui pourraient modifier les *waveforms*.

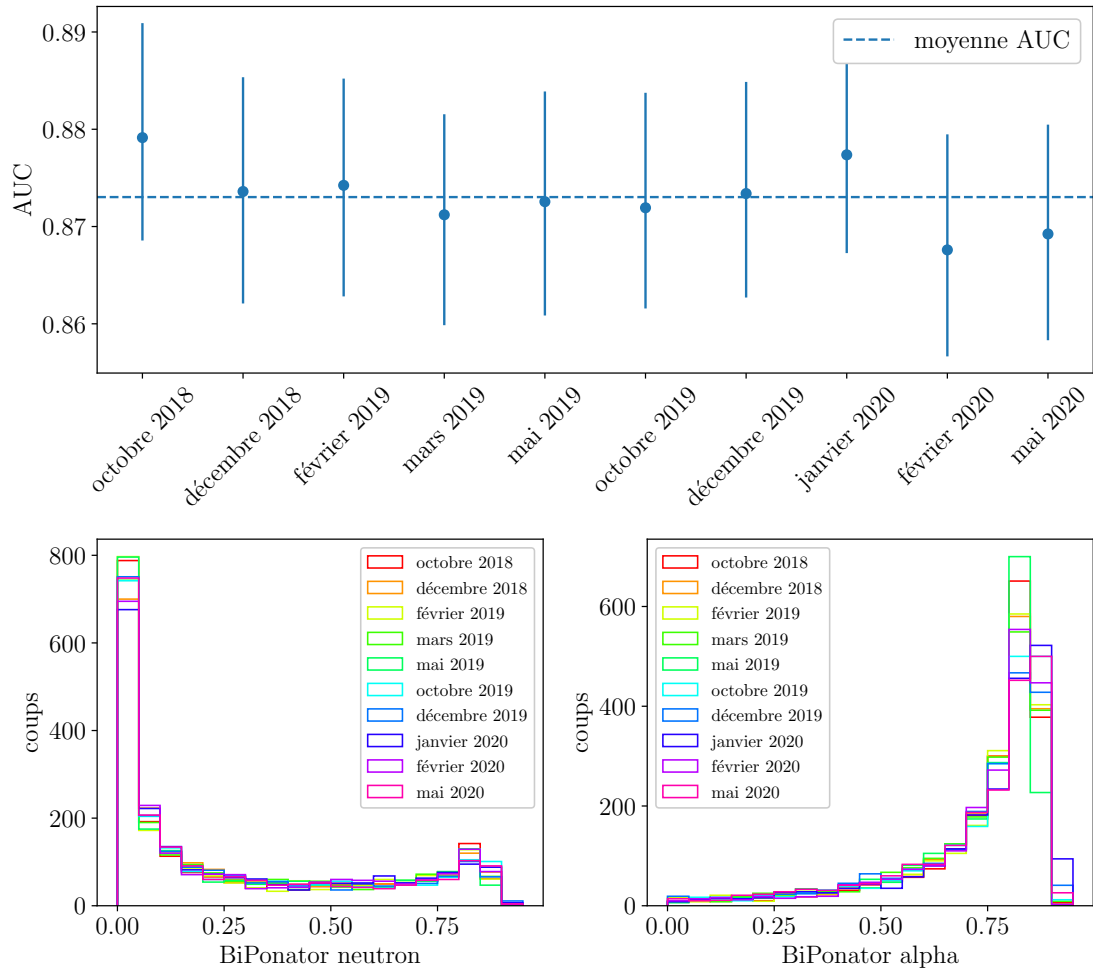


FIGURE 3.25 – *Haut* : Distribution des valeurs d'AUC du CNN entraîné avec des données de différentes périodes. *Bas , Gauche et Droite* : Distributions du BiPonator pour les neutrons ou alpha après l'inférence de chaque modèle entraîné sur des lots de données test. La petite bosse à droite de la distribution neutron montre la contamination alpha de notre sélection de neutrons atmosphériques dans nos lots de test.

3.2.2.5 Performance du CNN pour la Phase 2

Les données de la Phase 2 ne sont toujours pas analysées à l'heure où ce manuscrit est écrit. Néanmoins le CNN a été entraîné et testé avec des lots de *waveforms* neutron venant de la calibration AmBe et alpha venant de la sélection BiPo 3.13 sur des données de cette période. La performance de la discrimination, donnée par l'AUC semble similaire à celle obtenue avec le modèle de Phase 1 (octobre 2018) comme le suggère la figure 3.27.

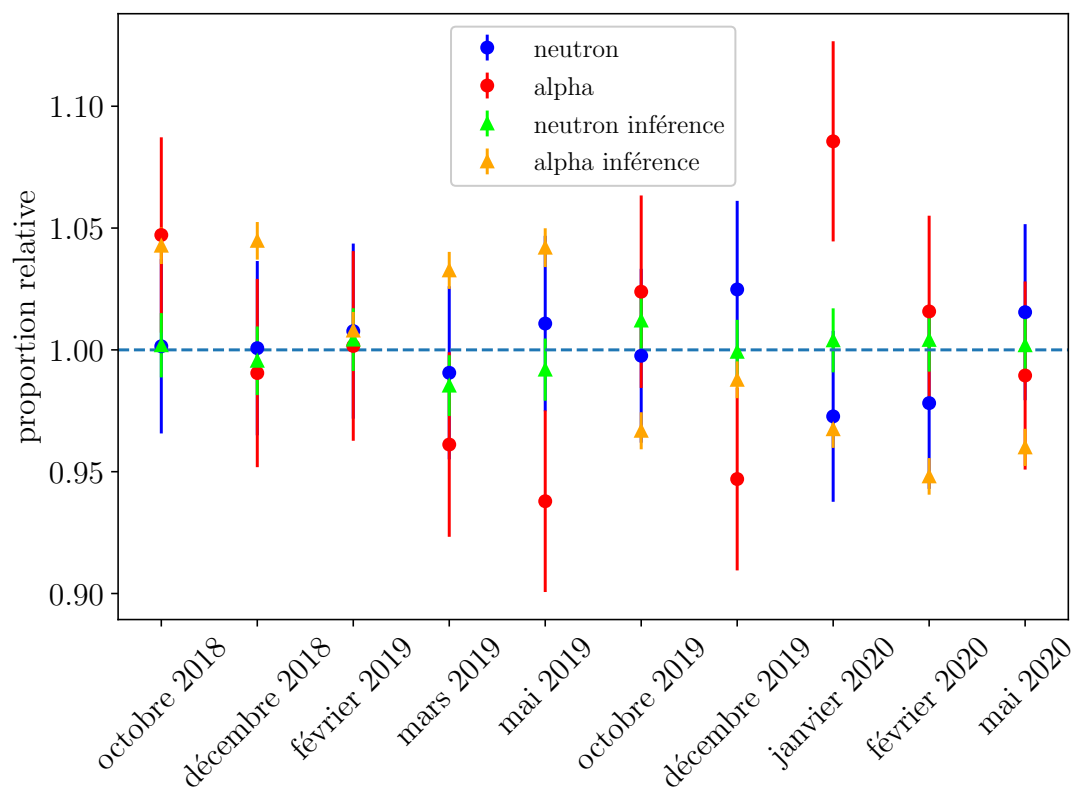


FIGURE 3.26 – Proportion relative à la proportion moyenne du nombre d'événements alpha (rouge) et neutron (bleue) après l'application des coupures sur les distributions de BiPonator de la figure 3.25. Les triangles orange et vert proviennent des mêmes coupures mais appliquées sur les scores obtenus après inférence d'un seul modèle (octobre 2018) sur toute la période.

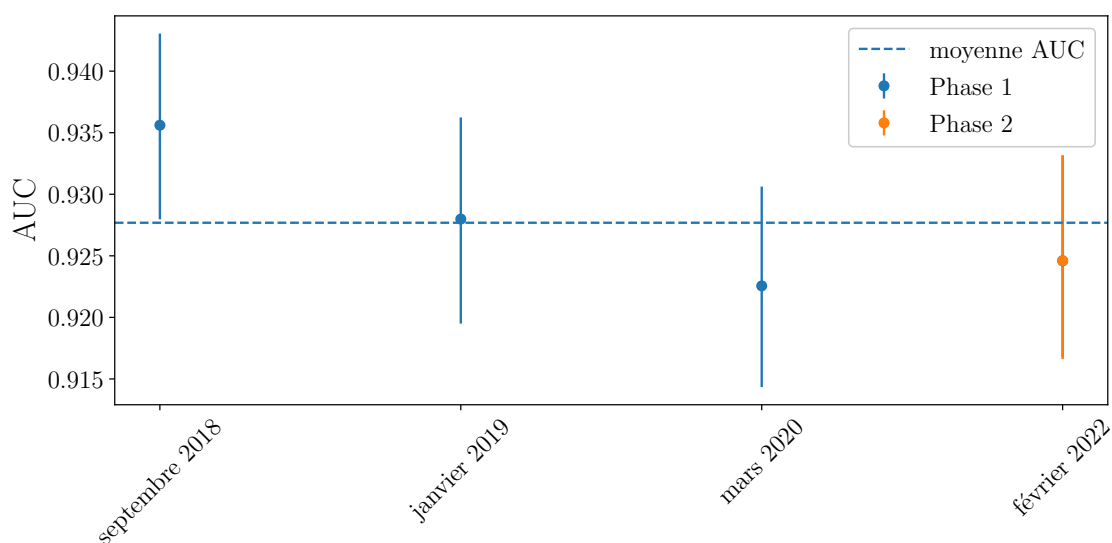


FIGURE 3.27 – Distribution des valeurs d'AUC du CNN entraîné avec des données de différentes périodes de calibration AmBe de la Phase 1 et 2.

Chapitre 4

Méthodes d'analyse et interprétation statistique pour la recherche du neutrino stérile

La découverte en 2011 de l'anomalie réacteur a entraîné la mise en oeuvre de nombreuses nouvelles expériences pour la recherche de disparition à courte distance d'anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ de manière à être indépendant du modèle, c'est à dire qui ne dépend pas de la prédiction du flux théorique de $\bar{\nu}_e$ sortant des réacteurs. Cela est rendu possible en confrontant le taux d'anti-neutrinos détecté ou le spectre en énergie mesuré à différentes distances du réacteur et d'ajuster le ratio avec la probabilité effective de survie à courte distance :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{21}^2 (eV^2) \frac{L(m)}{E(MeV)} \right) \quad (4.1)$$

avec $\Delta m_{41}^2 = m_4^2 - m_1^2 \sim 1eV^2$ la différence de la masse au carré du neutrino stérile et des masses au carré $m_1, m_2, m_3 \ll m_4$ des neutrinos du modèle standard. L'amplitude des oscillations est donnée par $\sin^2(2\theta_{ee}) = 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2)$ où θ_{ee} est l'angle de mélange effectif pour la disparition de ν_e et $\bar{\nu}_e$ à courte distance et U est la matrice 4×4 unitaire de mélange.

Les expériences de neutrinos de réacteurs à courte distance vont donc mesurer à différentes valeurs d'énergie E_{ν_e} le taux d'interaction de neutrinos à des distances différentes de la source. Une fois les mesures effectuées et traitées, un test statistique est construit afin de contraindre les paramètres d'une potentielle oscillation vers un neutrino stérile.

Dans ce chapitre nous allons décrire les différentes méthodes utilisées actuellement puis nous introduirons une nouvelle méthode construite lors de cette thèse.

4.1 Test statistique $\Delta\chi^2$

Un test statistique régulièrement utilisé afin d'évaluer l'hypothèse de l'existence du neutrino stérile (formalisé par Feldman et Cousins [69]) est la différence de χ^2 (ou équivalent, le ratio du Likelihood) entre le meilleur ajustement des paramètres θ_{ee} et Δm_{41}^2 (appelé *best fit*) d'une éventuelle oscillation et le cas sans oscillation :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\text{pas d'osc}) - \chi^2(\text{best fit}) \quad (4.2)$$

$$= \chi^2(0, 0) - \chi^2(\widehat{\sin^2(2\theta_{ee})}, \widehat{\Delta m_{41}^2}) \quad (4.3)$$

où $\widehat{\sin^2(2\theta_{ee})}$ et $\widehat{\Delta m_{41}^2}$ représentent les valeurs des paramètres à la valeur minimum du χ^2 . Si le théorème de Wilks [70] s'applique, $\Delta\chi^2$ devrait correspondre à une distribution de χ^2 pour 2 degrés de liberté, correspondant aux deux paramètres minimisés.

4.1.1 "Confidence Interval" (CI) basés sur le test $\Delta\chi^2$

L'intervalle de confiance (CI) avec un niveau de confiance c correspondant au test statistique $\Delta\chi^2$, est défini de la manière suivante pour les données observées $x = \{N_i, i = 1, \dots, n\}$:

$$CI_c = \{\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|; x) \leq t_c\} \quad (4.4)$$

Le terme t_c représente la valeur de seuil tel que, $Prob_{\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|}(\Delta\chi^2 \leq t_c) \geq c$.

Les niveaux de confiance les plus couramment utilisés sont :

$c = 68.3\%$ (1σ), 95.5% (2σ), 99.7% (3σ).

Ils sont associées aux valeurs de $t_c = 2.31, 5.99, 11.8$ pour notre cas. En effet, cela correspond aux quantiles 68.3% , 95.5% et 99.7% d'une distribution de χ^2 pour deux degrés de liberté.

En parcourant l'espace des paramètres $\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|$ (aussi appelé *Global-scan*), il est possible de tracer un CI selon le seuil voulu pour voir les limites de ces paramètres en absence d'oscillation vers un neutrino stérile ou, le cas contraire, pour les contraindre¹.

4.1.2 Limite du théorème de Wilks pour contraindre les paramètres d'oscillation

Nous avons vu que la supposition que le théorème de Wilks s'applique nous permettait d'avoir des valeurs de seuils bien définies pour tracer des CI. Cependant, il est nécessaire que certaines conditions soient remplies afin que cette supposition soit vraie et que le test $\Delta\chi^2$ suive bien une distribution de χ^2 . Nous pouvons résumer ces conditions de la manière suivante :

- 1) L'espace des paramètres doit être continu et la fonction de vraisemblance du modèle suffisamment "lisse" (c'est à dire différentiable au moins deux fois par rapport aux paramètres).
- 2) L'espace des paramètres ne doit pas être borné autour de la vraie valeur ($\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|$)
- 3) Le nombre de données observées N_i doit être large pour chaque $i = 1, \dots, n$

1. En supposant que le théorème de Wilks s'applique, un CI à 3σ correspondrait à la région de l'espace des paramètres où $\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|) \geq 11,8$

Or certaines régions de l'espace des paramètres ne pourront pas obligatoirement respecter la condition 3). En effet, la résolution en énergie, l'efficacité du détecteur et la très faible section efficace d'interaction des neutrinos, ne permettront pas d'atteindre une statistique suffisamment importante dans tout l'espace notamment pour des valeurs faibles de $\sin^2 2\theta_{ee}$. De plus, la probabilité d'oscillation 4.1 nous montre que pour $\sin^2 2\theta_{ee} = 0$, $|\Delta m_{41}^2|$ n'est plus contraint par l'équation. Dès lors, si la "vraie" valeur de $\sin^2 2\theta$ est égale à 0 ou est très faible, la condition 2) n'est plus respectée.

L'approximation de la distribution $\Delta\chi^2$ par une distribution de χ^2 n'est donc pas valide pour les oscillations des neutrinos à courte distance et une utilisation du théorème de Wilks peut mener à une surestimation de la signifiante comme le montre la figure 4.1. La valeur du test $\Delta\chi^2$ en rose pour un faux jeu de données simulé de SoLid montre que l'hypothèse d'oscillation nulle est parfaitement compatible avec celui-ci alors qu'elle serait rejetée à un niveau de confiance de 90 % en utilisant le théorème de Wilks.

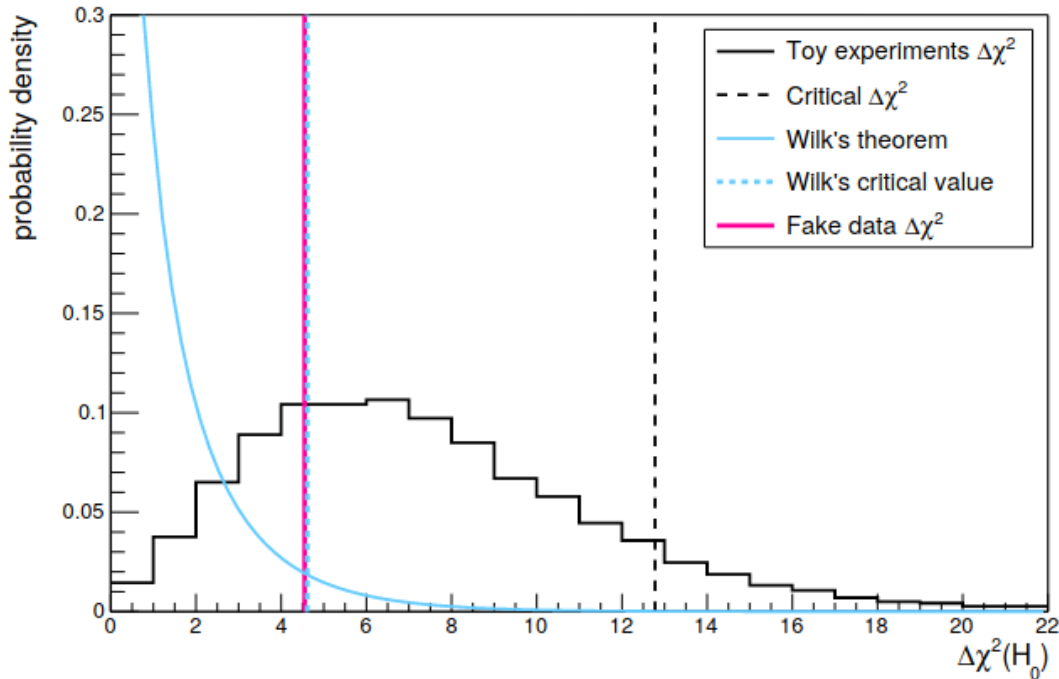


FIGURE 4.1 – Distributions du test $\Delta\chi^2$ pour 10000 jeux de données de l'expérience SoLid simulés en noir ainsi que la distribution de χ^2 pour 2 degrés de liberté en bleue selon l'hypothèse d'oscillation nulle. Les valeurs critiques associées au niveau de confiance 90 % sont représentées en pointillé. La valeur du test obtenu pour un faux jeu de donnée est tracé en rose. Figure issue de [75].

La méthode couramment utilisée par les expériences de neutrinos afin d'éviter ce problème est de générer empiriquement par une simulation Monte-Carlo (MC) la distribution de $\Delta\chi_{MC}^2$ sur une grille de l'espace des paramètres. On calcule ensuite le pourcentage d'échantillon MC tel que $\Delta\chi_{MC}^2 < \Delta\chi_{data}^2$. Ainsi les valeurs ($\sin^2 2\theta_{ee}$, $|\Delta m_{41}^2|$) sont incluses dans le $1 - \sigma$ CI si et seulement si ce pourcentage est plus petit que 68 % (pour un CI à 1σ par exemple).

4.1.3 Méthode "raster-scans"

L'approche "raster-scan" est aussi communément utilisée pour tracer des intervalles de confiance. Elle consiste à scanner les valeurs du paramètre $|\Delta m_{41}^2|$, et à chaque valeur fixée de ce paramètre, tester la compatibilité de l'autre paramètre $\sin^2 2\theta$ envers les données. Le test statistique $\Delta\chi_{RS}^2$ est similaire à celui de l'équation 4.3 à la différence que le χ^2 est minimisé sur un seul paramètre ($\sin^2 2\theta$).

Cette approche est souvent considérée comme moins idéale qu'un *Global-scan* parce qu'elle ne permet pas de comparer des hypothèses qui ont des valeurs différentes de $|\Delta m_{41}^2|$ et ne peut donc distinguer ce qu'est une valeur probable ou improbable de ce paramètre. Cependant, celle-ci est moins coûteuse en temps de calcul.

De même que pour la méthode du test $\Delta\chi^2$, la condition 2) du théorème de Wilks n'est plus respectée lorsque l'on veut tester des hypothèses $\sin^2 2\theta_{ee} = 0$. Là encore, il est donc souvent nécessaire d'obtenir la distribution de $\Delta\chi_{RS}^2$ par simulation MC pour calculer les CI en utilisant le "raster-scan".

4.1.4 "Confidence Levels" (CLs) basés sur le test $\Delta\chi^2$

La méthode CL_s est une manière différente de présenter les résultats statistiques. L'approche CI est adéquate pour traiter des signaux physiques déjà établis alors que l'approche CL_s est plus appropriée pour construire des limites d'exclusion [76]. La différence entre ces deux méthodes vient de la manière dont les p-values calculées sont utilisées.

Si l'on considère la distribution $\Delta\chi^2(X)$, où X représente les données venant d'une potentielle répétition de l'expérience et $\Delta\chi^2(x)$ la valeur du test statistique venant des données observées x, alors on peut définir la valeur de CL_s comme :

$$CL_s(x) = \frac{1 - p_1}{1 - p_0} \quad (4.5)$$

où $1 - p_1$ ($1 - p_0$) est la probabilité qu'une potentielle répétition de l'expérience donnerait une valeur de $\Delta\chi^2(X)$ plus grande que $\Delta\chi^2(x)$ quand l'hypothèse d'oscillation H_1 (non oscillation H_0) est vraie. La manière dont est définie un CL_s suggère qu'une valeur proche de zéro favoriserait H_0 plutôt que H_1 . D'un autre côté, une valeur proche de 1 n'indique pas forcément que H_1 est plus favorisé que H_0 . En physique des particules, H_0 est souvent considéré comme étant le Modèle Standard. La région de l'espace des paramètres exclue est donc typiquement définie comme l'échantillon des valeurs de $(\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|)$ qui correspondent à une valeur de CL_s inférieur à $\alpha = 0.05$ [76]. L'approche CL_s en utilisant les deux valeurs de p-value contrairement à l'approche CI qui n'en utilise qu'une est plus appropriée pour les problèmes où les deux hypothèses H_1 et H_0 sont proches comme c'est souvent le cas pour la recherche de nouvelle physique.

Encore une fois, afin de calculer le CL_s , il est nécessaire d'obtenir les distributions de $\Delta\chi^2(X)$ sous l'hypothèse H_1 et H_0 . Des simulations MC permettront de les obtenir de la même façon que l'approche CI. Cependant ces simulations requièrent un temps de calcul coûteux et sont propres à chaque expérience. La mise en commun des résultats de différentes expériences afin de faire un "global fit" sans utiliser le

théorème de Wilks nécessiterait une simulation MC encore plus importante, regroupant toutes les systématiques et tous les paramètres de nuisance.

C'est pourquoi nous allons présenter dans les sections suivantes deux méthodes qui permettent de s'affranchir de ce coûteux temps de calcul.

4.2 Méthode "CLs gaussian"

Cette méthode développée par X. Qian et al [77] utilise un autre test statistique ΔT différent du $\Delta\chi^2$ prescrit par Feldman et Cousins qui est défini comme :

$$\Delta T = \chi_{min}^2(x)_{H_1} - \chi_{min}^2(x)_{H_0} \quad (4.6)$$

où $\chi_{min}^2(x)_{H_{0/1}}$ est la valeur minimum du test statistique χ^2 sous l'hypothèse $H_{0/1}$. En respectant certaines conditions moins contraignantes que pour le théorème de Wilks qui sont relativement bien respectées pour l'étude de disparition de neutrinos, les auteurs démontrent que ΔT sous l'hypothèse $H_{0/1}$ peut s'approximer par une gaussienne de moyenne $\overline{\Delta T_{H_{0/1}}}$ et de déviation standard $2\sqrt{\overline{\Delta T_{H_{0/1}}}}$:

$$\overline{\Delta T_{H_0}} = \chi_{min}^2(x_{H_0}^{Asimov}) \quad (4.7)$$

$$\overline{\Delta T_{H_1}} = -\chi_{min}^2(x_{H_1}^{Asimov}) \quad (4.8)$$

où $x_{H_{0/1}}^{Asimov}$ dénote un jeu de donnée Asimov [78] sous l'hypothèse $H_{0/1}$ (i.e un jeu de données généré où les valeurs observées sont égales à celles attendues). Dans la section précédente, nous avons vu que les CL_s sont plus adaptés pour rechercher une potentielle oscillation vers un neutrino stérile. Dans le formalisme de la méthode CL_s gaussian, la formule 4.5 devient :

$$CL_s(x) = \frac{1 - p_1}{1 - p_0} \approx \frac{\int_{\Delta\chi_{exp}^2}^{\infty} G_{H_1}(\mu_{H_1}, \sigma_{H_1})}{\int_{\Delta\chi_{exp}^2}^{\infty} G_{H_0}(\mu_{H_0}, \sigma_{H_0})} \quad (4.9)$$

Où $G_{H_{1/0}}$ est une gaussienne de moyenne et de déviation standard définie précédemment à partir des jeux de données Asimov.

Ainsi, les points $(\sin^2 2\theta_{ee}, |\Delta m_{41}^2|)$ sont assignés à un contour d'exclusion à $1 - \alpha$ si et seulement si la valeur de $CL_s(x)$ est inférieure à α . La figure 4.2 montre une comparaison des trois différentes méthodes présentées dans ce chapitre. On remarque qu'en effet la méthode CI semble plus appropriée lorsque l'on cherche un signal physique déjà bien établi [69]. Mais en absence de ce signal physique, c'est à dire pour la recherche de nouvelle physique, la méthode CL_s Gaussian est plus intéressante car moins coûteuse en simulation MC et est plus facilement combinable avec les résultats d'autres expériences.

Il faut cependant noter que cette méthode ne permet pas de traiter la cohérence des données par rapport à l'hypothèse d'oscillation nulle. Le contour d'exclusion résultant sera tout de même très proche de celui produit par le test $\Delta\chi^2$ comme le montre les résultats des expériences PROSPECT [23] et STEREO [35] qui ont utilisé les deux méthodes.

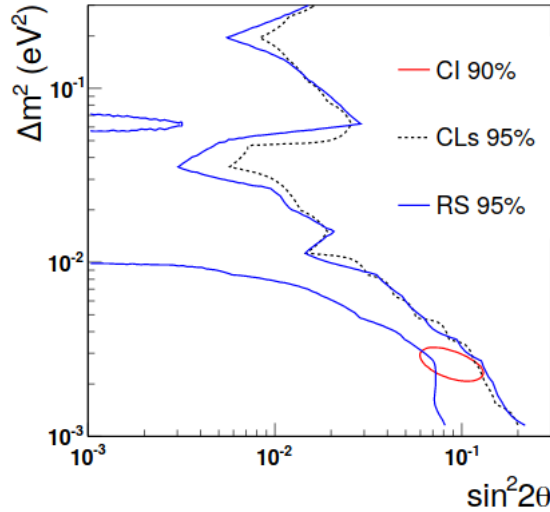


FIGURE 4.2 – Comparaison entre le CI à 90 % (rouge) avec simulation MC du $\Delta\chi^2$, le contour à 95 % de la méthode Gaussian CL_s (pointillé) pour des données MC simulées avec $\sin^2(2\theta_{ee})=0,1$ et $\Delta m_{41}^2=2.5\times 10^{-3}$ eV². Les auteurs ont également rajouté le contour à 95 % de la méthode raster-scan (bleu) [77].

4.3 Inférence Bayésienne

Il existe deux grandes approches en analyse statistique : l'approche fréquentiste et l'approche Bayésienne. L'interprétation fréquentiste considère la probabilité comme la limite de la fréquence relative d'un événement après de nombreux essais tandis que l'interprétation Bayésienne considère que la probabilité (*posterior*) exprime un niveau de confiance en un événement. Le degré de croyance (*prior*) peut être basé sur des connaissances a priori, telles que les résultats d'expériences antérieures, ou sur des pré-supposés concernant les processus étudiés. Ces deux approches répondent à différentes questions : une inférence Bayésienne donnera un statut sur la probabilité des paramètres du modèle connaissant les données tandis qu'une méthode fréquentiste donnera la probabilité d'avoir un certain résultat connaissant le modèle. Appliquer ces deux écoles dans une analyse statistique permet de donner des informations complémentaires à propos du modèle et des données.

Les méthodes présentées précédemment pour contraindre les paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile étant des méthodes fréquentistes, nous allons présenter dans cette section une méthode bayésienne que nous appliquerons par la suite dans le chapitre suivant.

4.3.1 Théorème de Bayes

Dans une analyse bayésienne, la quantité d'intérêt est la probabilité de la valeur des paramètres du modèle connaissant les données d'une expérience (aussi appelée la distribution *posterior*) donnée par la loi de Bayes [79] :

$$p(\vec{\theta}|\vec{d}) = \frac{p(\vec{d}|\vec{\theta})p(\vec{\theta})}{\int p(\vec{d}|\vec{\theta})p(\vec{\theta})d\theta} \quad (4.10)$$

où $p(\vec{\theta})$ appelé *prior*, reflète le degré de "croyance" sur les paramètres du modèle.

Dans l'interprétation bayésienne, le *posterior* porte l'information connue sur $\vec{\theta}$ après avoir été mis à jour (ou conditionné) par les données observées \vec{d} . La difficulté de cette approche (et souvent ce qui lui est reprochée) est que la probabilité du *posterior* est proportionnelle à la probabilité du *prior* qui est choisi de manière arbitraire. Introduire de la subjectivité dans une analyse statistique peut s'avérer dangereuse car cela peut créer des biais (parfois très difficiles à déceler) dans le calcul du *posterior*.

Le dénominateur de la formule 4.10 est souvent difficile voir impossible à calculer car cela requiert une intégration sur tout l'espace des paramètres. Cependant cette difficulté peut être supprimée en utilisant un algorithme de type Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC) qui permet d'échantillonner directement le *posterior* en comparant des ratios de probabilités comme nous allons le voir par la suite.

4.3.1.1 "Credible Region" (CR)

A partir du *posterior*, il est possible de calculer une région (ou intervalle) de crédibilité qui est l'équivalent bayésien d'un intervalle de confiance fréquentiste. Elle est définie comme la région qui contient un pourcentage $\alpha \times 100$ % de la densité totale du *posterior* :

$$\int p(\vec{\theta}|\vec{d})d\vec{\theta} = \alpha \tag{4.11}$$

Les intervalles de confiance et de crédibilité peuvent parfois se ressembler mais leur construction et interprétation sont complètement différentes si bien qu'il n'y a aucune raison que les deux soit équivalents sauf si la distribution du *posterior* est exactement gaussienne ce qui ne sera pas le cas pour une étude d'oscillation des neutrinos. En effet, un CR à 90 % signifie que cet intervalle a 90 % de chance de contenir la "vraie valeur" des paramètres d'après ces données. Un intervalle de confiance à 90 %, lui, s'interprète comme le fait que, si le modèle testé est correct, une répétition de l'expérience fournirait un intervalle de confiance qui inclurait la "vraie valeur" des paramètres la proportion du temps fixée par le niveau de confiance (ici 90 %).

L'un des effets les plus significatifs de cette différence d'interprétation est que pour l'étude du "coverage" de l'espace des paramètres, un test fréquentiste commun est d'ajuster un nombre significatif de jeu de données afin de vérifier que la vraie valeur se situe bien dans 90 % des CI à 90 % de niveau de confiance (le contour créé est appelé contour de sensibilité). Cela n'est pas applicable dans une analyse bayésienne car par construction, un CR à 90 % contient 90 % de la densité de probabilité du *posterior* pour une expérience donnée.

4.3.2 Monte Carlo par Chaînes de Markov (MCMC)

Le Monte Carlo par chaîne de Markov (MCMC) est une technique de Monte Carlo particulière qui utilise une chaîne de Markov pour "choisir" les points afin d'estimer une distribution. La chaîne de Markov effectue une marche semi-aléatoire dans l'espace des paramètres, constituant une collection de points discrets dont la densité est proportionnelle à celle de la distribution souhaitée (pour le cas de cette thèse, la distribution du *posterior*).

Une chaîne de Markov est un processus stochastique défini de telle sorte que la position à la fin de chaque étape x_i ne dépend que de la position précédente x_{i-1} et non de l'historique de la chaîne (x_0, x_1 , etc.). L'espace dans lequel est construit la chaîne de Markov a N dimensions, où N est le nombre de paramètres de la distribution que l'on souhaite échantillonner (ici la distribution des paramètres Δm_{41} et θ_{ee}). Certaines chaînes de Markov ont la propriété qu'avec le temps, la chaîne "oublie" progressivement son état initial, connu sous le nom de "convergence". Soit $P_n(x_n|x_0)$ la distribution de x_n (c'est-à-dire la distribution à partir de laquelle la n -ième étape est échantillonnée) étant donné un point de départ x_0 . Lorsque la chaîne a « oublié » son état initial, $P_n(x_n|x_0)$ convergera vers une distribution stationnaire unique, ce qui signifie qu'elle est indépendante du nombre de pas n . Une fois que la chaîne a convergé vers cette distribution stationnaire, tous les points échantillonnent la distribution souhaitée.

Le lecteur qui souhaiterait des informations supplémentaires sur le fonctionnement des MCMC pourra notamment se référer à [80].

On peut résumer les méthodes de MCMC par le fait qu'elles doivent satisfaire trois conditions :

- **Irréductibilité** : À partir de n'importe quel état initial possible dans l'espace des paramètres, la chaîne doit avoir une probabilité non nulle d'atteindre tous les autres états potentiels .
- **Récurrence** : Une fois que la distribution stationnaire a été atteinte, toutes les étapes suivantes doivent être des échantillons de la même distribution stationnaire.
- **Apériodique** : La chaîne ne doit pas être périodique (c'est-à-dire qu'elle ne peut pas se déplacer périodiquement entre deux états ou plus).

Si ces conditions sont satisfaites, alors la chaîne finira éventuellement par converger vers une distribution stationnaire. La section suivante va maintenant décrire une méthode de MCMC utilisée lors de cette thèse et développée par Metropolis et al. [81].

4.3.2.1 Méthode MCMC : Metropolis-Hasting

L'algorithme de Metropolis-Hastings fournit une méthode pour construire une chaîne qui satisfait les 3 conditions et génère des échantillons à partir d'une distribution stationnaire spécifiée. Il a d'abord été développé par N. Metropolis et al en 1953 [81] et généralisé par W.K. Hastings en 1970 [82]. Le schéma 4.3 résume le fonctionnement de l'algorithme. La première étape consiste à tirer aléatoirement une valeur de $\sin^2(2\theta_{ee})$ et Δm_{41}^2 sur une distribution *a priori*. On calcule ensuite la probabilité L_1 de mesurer les données reconstruites (c'est à dire après la prise en compte de la réponse du détecteur et de la sélection neutrino), en supposant que le modèle d'oscillation donné avec les paramètres $\vec{\theta}_1$ est vrai. Cette étape est répétée avec un nouveau tirage $\vec{\theta}_2$ et on définit ensuite la probabilité d'acceptation α comme :

$$\alpha = \min \left\{ 1, \exp \frac{\ln(L_2) - \ln(L_1)}{T} \right\} \quad (4.12)$$

T étant une constante permettant d'augmenter le taux d'acceptation de l'algorithme afin d'échapper à des minima locaux. Un nombre aléatoire est alors généré à

partir d'une distribution uniforme entre 0 et 1. Si ce nombre est inférieur à α alors le pas de la chaîne ainsi que les paramètres $\vec{\theta}_{saved} = \vec{\theta}_2$ sont acceptés et $L_1 = L_2$. Si ce n'est pas le cas alors le pas est rejeté et L_1 et $\vec{\theta}_{saved}$ gardent leurs valeurs précédentes.

Après un certain nombre d'itération, l'algorithme construit une distribution de points discrets avec plus de points dans les régions de probabilité plus élevée et moins de points dans les régions de probabilité plus faible. La densité des points $\vec{\theta}_{saved}$ dans la sortie de la chaîne sera proportionnelle à la densité de probabilité du *posterior*.

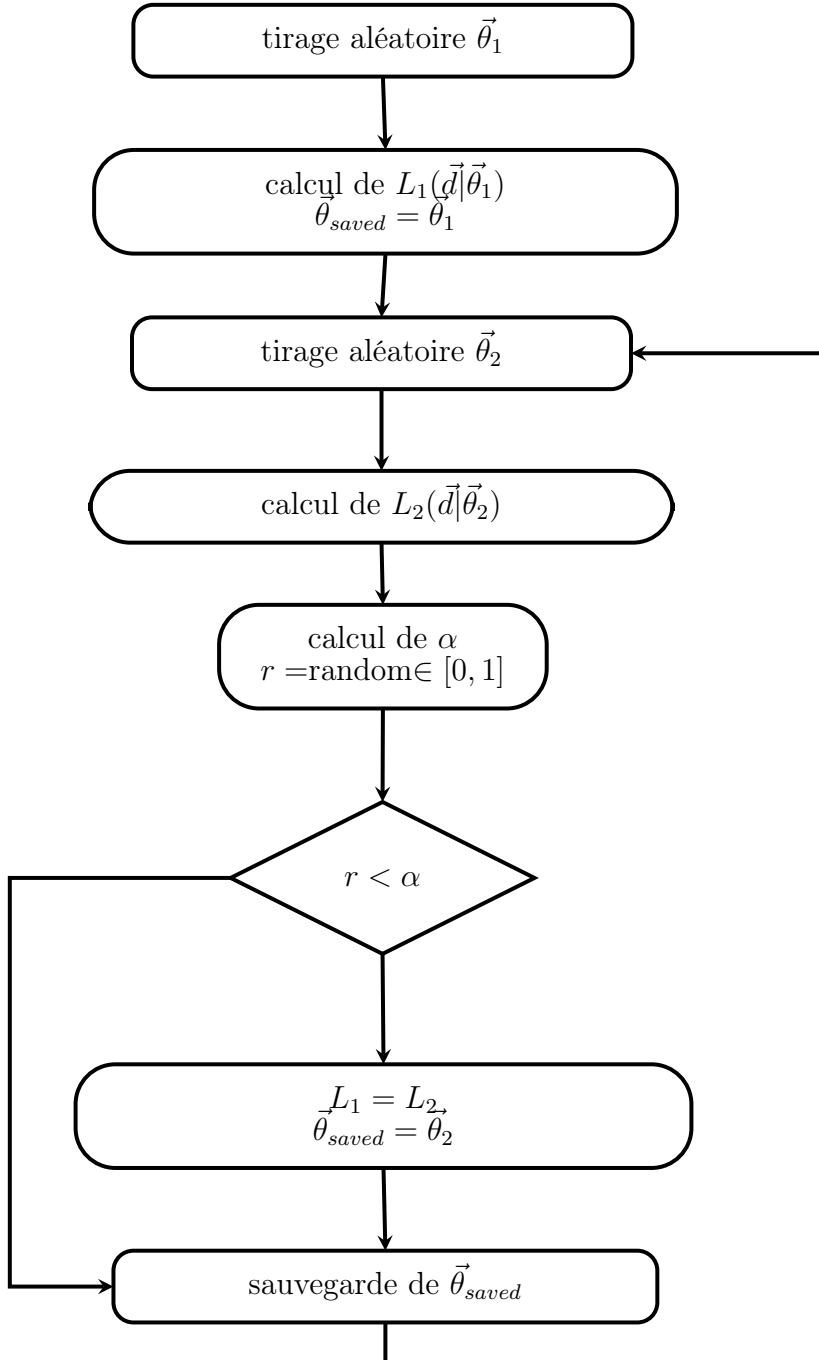


FIGURE 4.3 – Algorithme de Metropolis-Hasting

Nous avons vu que le calcul de 4.12 dépend de la valeur du Likelihood $L(\vec{d}|\vec{\theta})$

qui représente la probabilité d'avoir telle donnée reconstruite en supposant que les paramètres d'oscillation sont vrais. Cette quantité peut être estimée grâce au formalisme de la matrice de réponse centrée que nous allons présenter dans la section suivante.

4.4 Matrice de Réponse centrée

De manière générale, les physiciens s'intéressent aux observables d'évènements produits par l'expérience (l'espace "vrai") afin de tester différents modèles qui décrivent les observations. Or, en réalité ces évènements sont mesurés par un détecteur et vont donc dépendre des caractéristiques de celui ci. Les observables "vraies" sont alors reconstruites. La meilleure façon de vérifier si la prédiction d'un modèle est compatible avec les données mesurées est de faire une simulation complète du détecteur. Cependant cela demande beaucoup de puissance de calcul et une excellente connaissance de l'expérience. De même, dans ce cadre, seul un nombre limité d'hypothèses pour les modèles est testable.

Tout cela peut être optimisé si une relation linéaire universelle 4.13 (R_{ij}) permet de faire le lien entre l'espace "vrai" (μ_j) et l'espace "reconstruit" (ν_i). Cette relation est ce qu'on appelle une matrice de réponse (voir la figure 4.4) :

$$\nu_i = \sum_j R_{ij} \cdot \mu_j \quad (4.13)$$

Ainsi, la matrice R_{ij} contient toute l'information nécessaire pour "filtrer" les résultats d'un modèle ou d'une simulation. Dans cette thèse, le logiciel *ReMU* [83] a été choisi afin de construire et d'utiliser la matrice de réponse et les outils statistiques proposés par ce logiciel.

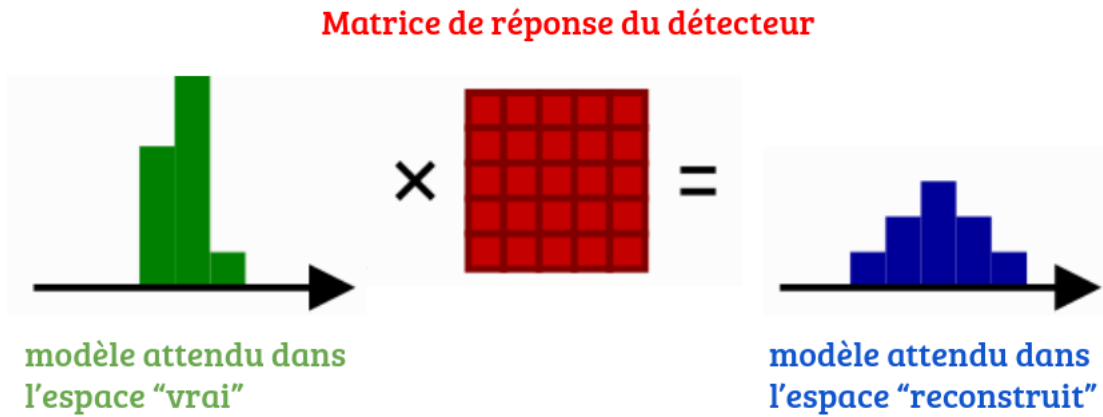


FIGURE 4.4 – Représentation du lien entre les deux espaces et la matrice de réponse. Figure issue et traduite de [83]

4.4.1 Calcul de $L(\vec{d}|\vec{\theta})$

ReMU permet de calculer la probabilité de mesurer les données reconstruites, en supposant que le modèle donné (oscillation vers un neutrino stérile avec les paramètres $\vec{\theta}$) est vrai. Cette probabilité peut être formalisée en utilisant un Likelihood poissonnien² :

2. A partir de maintenant nous assumerons la convention d'Einstein pour les sommes pour chaque double indice : $R_{ij}\mu_j = \sum_j R_{ij}\mu_j$

$$L(\mu) = \prod_i \frac{\nu_i^{n_i} \exp(-\nu_i)}{n_i!} = \prod_i \frac{(R_{ij}\mu_j)^{n_i} \exp(-R_{ij}\mu_j)}{n_i!} \quad (4.14)$$

Ce Likelihood suppose une parfaite connaissance du détecteur (efficacité de reconstruction, calibration en énergie etc..). Ce n'est jamais réellement le cas et les caractéristiques sont toujours connues avec des incertitudes. De plus, des erreurs systématiques peuvent faire varier les valeurs reconstruites de manière différente.

Afin de prendre en compte ces erreurs, il est possible de générer des jeux de données (*toys*) où certaines des caractéristiques de la simulation de la réponse du détecteur sont modifiées et de construire une matrice de réponse pour chaque jeu. Ainsi, lors du test des modèles par rapport aux données, chaque matrice produira ses propres valeurs attendues dans l'espace reconstruit et sa propre probabilité Poissonnienne. La moyenne sur toutes les probabilités des jeux de données donnera la probabilité globale du modèle testé :

$$L(\mu) = \frac{1}{N_{toys}} \sum_t \prod_i \frac{(R_{ij}\mu_j)^{n_i} \exp(-R_{ij}\mu_j)}{n_i!} \quad (4.15)$$

L'analyse doit donc traiter non seulement de la perte d'événements due à l'efficacité de reconstruction, des légères modifications dues aux erreurs systématiques, mais aussi doit tenir compte de la présence d'événements dans les données qui ne font pas partie du signal recherché et que l'on définit plus communément par "bruit de fond".

ReMU permet de prendre en compte la forme du bruit de fond (voir la figure 4.5) dans la construction de la matrice de réponse et de définir ensuite l'intensité (le nombre d'évènements attendu) dans le modèle à tester.

Ainsi la forme du bruit de fond peut être bien motivée par des études de sélection et de comparaison avec des simulations MC mais le nombre attendu d'évènements dans le signal ou le bruit de fond peut devenir un paramètre libre à ajuster en plus de la prédiction du taux d'évènements dans l'espace vrai qui est calculé avec l'équation 4.15. Ainsi à chaque étape de l'algorithme de MH, la valeur du Likelihood va être minimisée (ou $-\log(L)$ maximisée) en laissant varier μ_j . Cette minimisation se fait en utilisant une méthode de *Basin-Hopping* [84] implémentée dans la bibliothèque python *Scipy* [85].

Le fait de laisser libre ces paramètres comporte deux avantages : le premier est que cette méthode permet d'utiliser comme entrée la sélection neutrino sans soustraire le bruit de fond ce qui permet d'éviter d'avoir des erreurs systématiques liées à cette soustraction mais elle suppose que la forme du bruit de fond ainsi que la simulation MC des neutrinos plus la réponse du détecteur soient bien comprises . Le deuxième avantage est de pouvoir vérifier si l'algorithme ne va pas "essayer" de compenser le poids de l'oscillation des paramètres testés à chaque étape en ajoutant du bruit de fond. On pourra ainsi vérifier si le rapport du nombre d'évènement "signal" et "bruit de fond" reste homogène sur toute la grille de l'espace des paramètres Δm_{41}^2 , $\sin^2(2\theta_{ee})$ et est compatible avec la valeur attendue par l'analyse de la sélection neutrino.

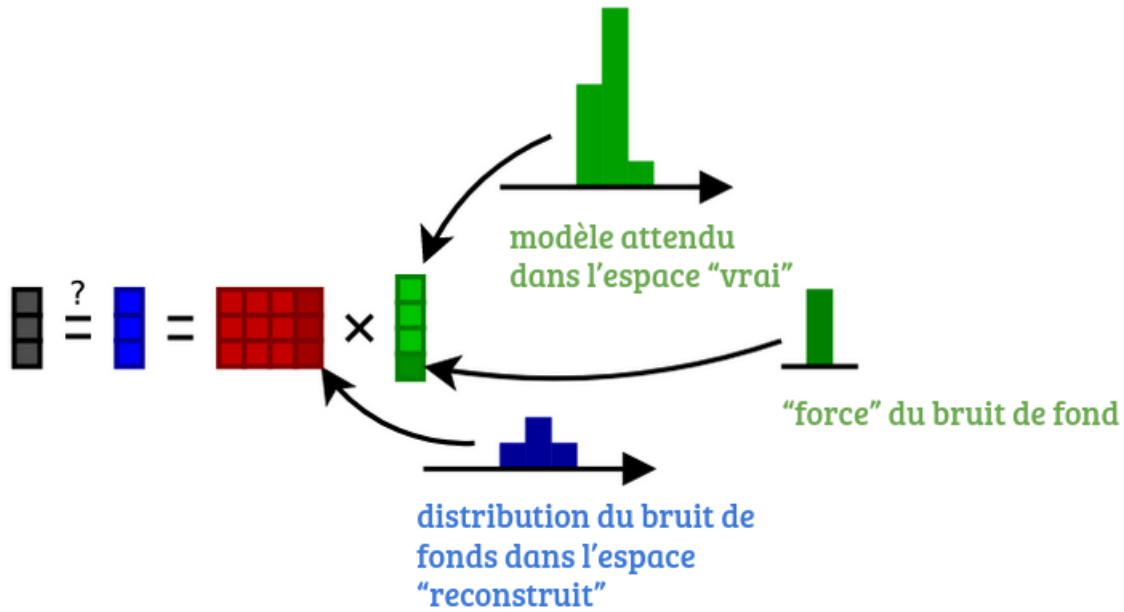


FIGURE 4.5 – Exemple d’une matrice réponse entraînée avec la forme du bruit de fond. Figure issue et traduite de [83].

4.5 Méthodes utilisées par la collaboration

Afin de contraindre l’espace des paramètres d’oscillation vers un neutrino stérile, la collaboration utilise deux analyses indépendantes : une fréquentiste et une bayésienne . Pour la méthode fréquentiste, afin d’encoder toute les incertitudes statistiques et systématique connues, une matrice de covariance est construite à partir de simulations MC où les paramètres concernant les erreurs systématiques seront variés selon leurs erreurs estimés :

$$C_{\alpha\beta} = \frac{1}{N_{sim}} \sum_{i=1}^{N_{sim}} (P_{\alpha}^i - \bar{P}_{\alpha})(P_{\beta}^i - \bar{P}_{\beta}) \quad (4.16)$$

Où C est la matrice de covariance, N_{sim} le nombre de simulations, P^i étant la prédiction où les paramètres d’entrées sont variés et \bar{P} la prédiction avec les paramètres par défaut. Les systématiques prises en compte pour l’analyse de la phase 1 de SoLid seront détaillées dans le chapitre suivant. Ainsi, à partir de cette matrice et pour des valeurs de paramètres ($\sin^2(2\theta_{ee}), \Delta m_{41}^2$) donnés nous pouvons construire le test χ^2 à partir des données D et de la prédiction P :

$$\chi^2 = (D - P)^T C^{-1} (D - P) \quad (4.17)$$

En utilisant le formalisme de Feldman et Cousins 4.3 et la méthode "raster-scan" nous pouvons ensuite obtenir le contour d’exclusion comme décrit dans la section 4.1.3. Afin de ne pas dépendre du théorème de Wilks, 1000 jeux de données MC sont générés pour chacun des 30000 points de l’espace des paramètres. Cela permet d’obtenir la distribution $\Delta\chi_{RS}^2$ pour pouvoir la comparer à $\Delta\chi_{data}^2$ et tracer des contours valides. La méthode "raster-scan" est utilisée en première car elle réduit le temps de calcul d’un facteur 100 comparé à un "global-scan". Le prix à payer sera une légère sur-estimation de la discrimination en $\sin^2(2\theta_{ee})$. Par la suite, d’autre

méthode fréquentiste pourront être appliquées afin de consolider le résultat obtenu, notamment la méthode "CLs Gaussian" qui permet de faire des analyses combinées de différentes expériences.

L'analyse bayésienne permet de s'affranchir par construction de la simulation du test $\Delta\chi^2$ pour obtenir des contours corrects, ce qui réduit grandement le temps de calcul tout en donnant un résultat complémentaire d'une analyse fréquentiste. L'application de cette méthode est décrite dans le chapitre qui suit.

Chapitre 5

Recherche d'oscillation vers un neutrino stérile par inférence Bayésienne

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les différentes méthodes statistiques fréquentistes utilisées par les expériences anti-neutrinos à courte distance pour contraindre l'espace des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile. La nécessité de devoir faire une simulation complexe et très gourmande en temps de calcul afin d'obtenir un contour d'exclusion fréquentiste correct (le théorème de Wilks ne pouvant pas s'appliquer) est cependant un point négatif. C'est pourquoi nous avons décrit une méthode d'inférence bayésienne qui s'affranchit par construction de cet inconvénient. Elle a été développée dans cette thèse, sur la base de l'outil ReMU [83].

Ce chapitre décrit pour commencer les différentes analyses anti-neutrinos et la modélisation de son flux utilisée par la collaboration. La méthodologie de l'inférence Bayésienne, sa comparaison avec une méthode fréquentiste ainsi que sa validation sont décrites. Un test de la méthode avec la sélection Bore 12 du chapitre 3 est ensuite abordé.

Pour finir, une première recherche préliminaire d'oscillation vers un neutrino stérile par inférence bayésienne avec les données de la Phase 1 de l'expérience SoLid est présentée.

5.1 Analyse anti-neutrino

Le test statistique qui permet de contraindre les paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile nécessite en amont une sélection d'événements anti-neutrino afin de pouvoir être appliqué. Cette section présente brièvement les deux sélections de la collaboration qui seront utilisées comme entrée pour l'inférence bayésienne. Le lecteur qui souhaiterait plus de détails sur l'analyse anti-neutrino pourra consulter [101].

5.1.1 Sélection 2 gammas

Grâce à la matrice de système construite à partir des muons horizontaux qui traversent le détecteur, nous avons une calibration de tout le détecteur ainsi qu'une très bonne estimation de la perte de lumière sur les côtés de chaque cube (voir

la section 2.1.2). A partir de cette reconstruction et la très grande segmentation du détecteur, le groupe de Clermont-Ferrand a développé une analyse basée sur la topologie des événements afin d'obtenir une très grande pureté de signal. Ces événements sont classés en 3 catégories selon le nombre de gamma reconstruit (0,1 ou 2) venant de la désintégration du positron. Le processus de classification dont le schéma est présenté sur la figure 5.1 se fait tout d'abord en construisant une enveloppe de $3 \times 3 \times 3$ cubes autour du cube d'annihilation (cube avec la plus grande énergie reconstruite, aussi nommé AC). Cette enveloppe est censée contenir l'énergie du positron produit par l'interaction IBD. Du fait que les gamma sont émis dos-à-dos, si un autre cube est reconstruit en dehors de l'enveloppe, le détecteur est séparé en 2 parties basées sur le cube d'annihilation et le second cube le plus énergétique C1. Ce cube est assimilé à l'énergie d'un des deux gamma. Le premier espace (en rose sur la figure 5.1) contient tous les cubes C_i qui créent un angle $(C_i, AC, C1) < 90^\circ$, et le second espace contient tous les autres cubes. Selon qu'il y ait un, deux ou aucun *cluster* reconstruit en dehors de l'enveloppe, les événements seront classés dans les catégories 1, 2 ou 0 gamma.

Chacune de ces catégories est ensuite sous-divisée en trois autres, si l'enveloppe contient 0,1 ou plusieurs cubes en plus du cube AC. Afin d'avoir le signal le plus pur possible, cette analyse utilise uniquement les événements de la catégorie 2 gamma.

Des BDT (*Boost Decision Tree*) ainsi qu'un ajustement multidimensionnel sur les variables Δt et ΔR (voir leurs définitions à 3.12) sont utilisés afin de discriminer au mieux le signal du bruit de fond. Le test de cette sélection après soustraction du bruit de fond sur une petite période de données ouverte à l'analyse a mesuré un excès d'anti-neutrinos de $21,8 \pm 2,1(\text{stat})/\text{jours}$ avec un ratio signal sur bruit : $S/B = 1.2 \pm 0.2(\text{stat})$. Ce résultat est en très bon accord avec les prédictions comme le montre la figure 5.2. Par la suite, nous nous baserons sur cette efficacité et valeur de S/B lorsque nous ferons des contours d'exclusion avec des faux jeux de données en utilisant cette sélection.

5.1.2 Sélection uBDT

Comme pour la sélection 2 gamma, nous utiliserons ces valeurs lors de tests pour l'inférence bayésienne en utilisant la sélection uBDT. Un autre groupe de la collaboration, à Londres, a choisi d'utiliser un uBDT via la bibliothèque python XGBoost [107] afin de discriminer le signal du bruit de fond. Cette sélection utilise les mêmes définitions des topologies présentées précédemment. Celle-ci est basée sur les topologies 1 et 2 gamma contrairement à la sélection de Clermont-Ferrand qui utilise uniquement les 2 gamma. Il en résulte une meilleure efficacité ($85,68 \pm 6,63$ IBD/jours) mais avec un ratio $S/B = 0,364 \pm 0,029$. La figure 5.3 présente le rapport S/B en fonction de l'excès attendu.

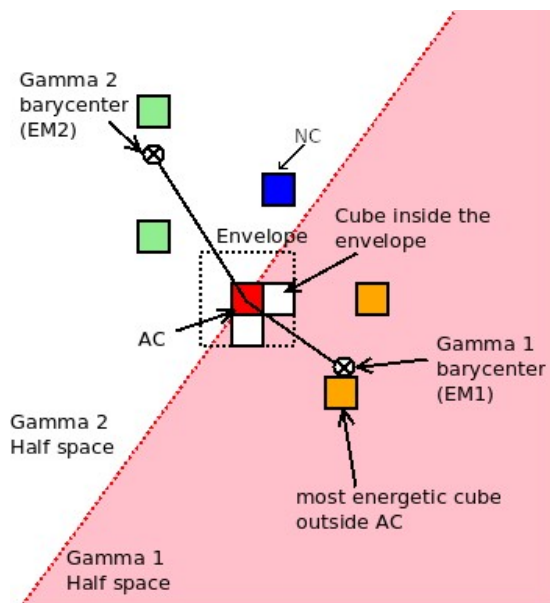


FIGURE 5.1 – Schéma représentant un exemple de classification d'un événement 2 gamma. Le cube le plus énergétique (AC) est représenté en rouge avec l'enveloppe autour. Les premiers et deuxièmes gamma sont représentés en orange et vert. Le cube bleu représente l'évènement NS [101].

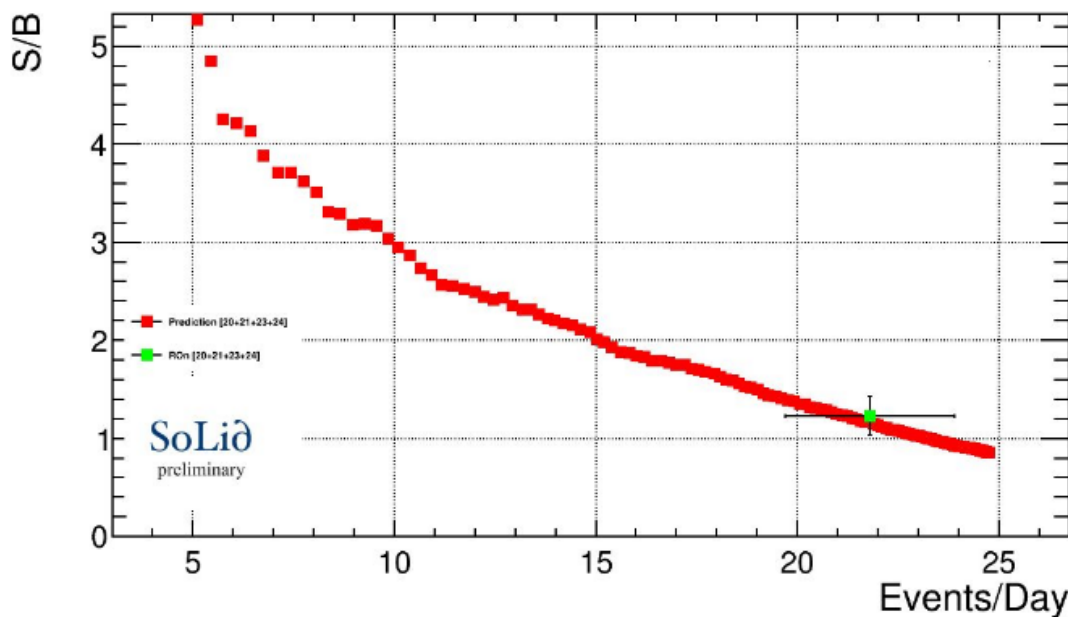


FIGURE 5.2 – Distribution du ratio S/B en fonction du nombre d'évènements IBD par jours. Les points rouges représentent les prédictions tandis que le point vert représente le résultat obtenu sur une petite partie des données ouvertes à l'analyse [101].

5.2 Méthodologie de l'inférence Bayésienne

5.2.1 Modélisation du flux d'anti-neutrinos

Afin de pouvoir étudier la recherche d'oscillation vers un neutrino stérile, il est nécessaire de modéliser le flux d'anti-neutrinos émis par le coeur du réacteur BR2, l'acceptance du détecteur SoLiD et finalement les vertex d'interaction anti-neutrinos

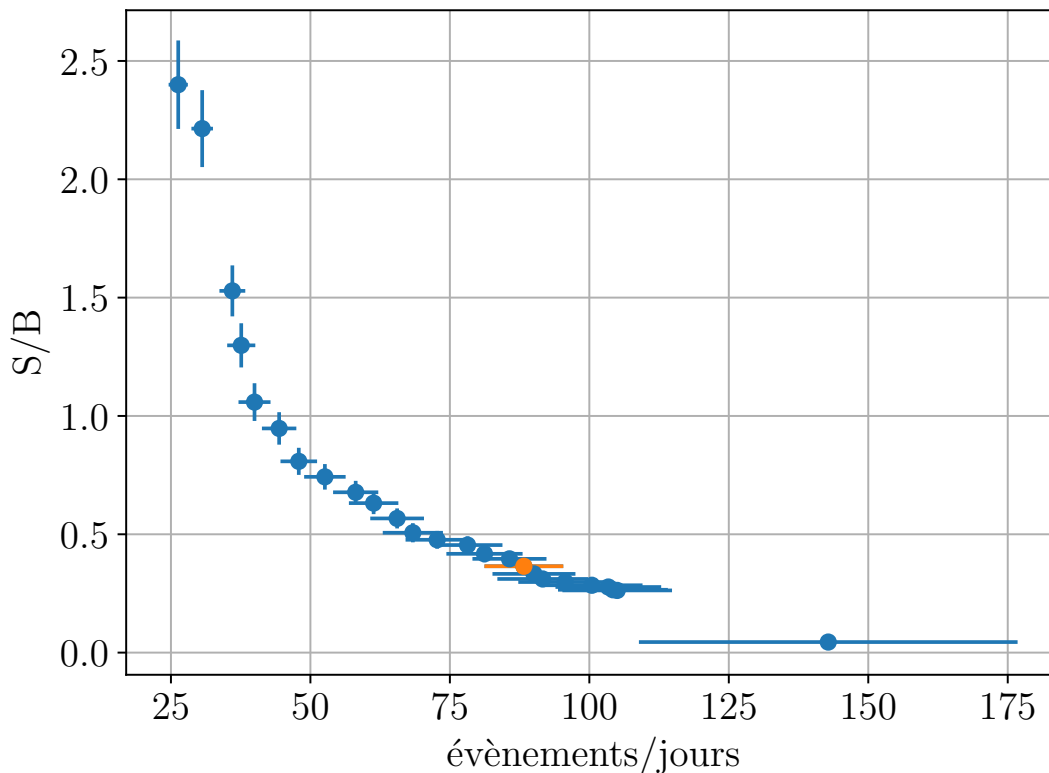


FIGURE 5.3 – Distribution du ratio S/B en fonction du nombre d'évènements IBD par jours. Le point orange représente les valeurs choisies pour l'analyse.

(position et énergie) au sein de ses cellules de détection. Chacune de ces prédictions est réalisée pour chaque cycle en temps, en prenant en compte l'historique de puissance et le plan de rechargement du coeur. Pour commencer, les distributions spatiales de fission de chacun des isotopes fissiles (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), ainsi que leurs évolutions temporelles au cours du cycle sont modélisées par les équipes du SCK-CEN et de Subatech. De par son combustible hautement enrichi, le taux de fission est constitué à plus de 99,9 % de la fission de ^{235}U , rendant la contribution des autres isotopes négligeable.

Ces taux de fission conduisent à un spectre d'anti-neutrino. La collaboration dispose de deux méthodologies [103] : la *summation method* et *conversion method* décrite dans la section 1.5. Plusieurs paramétrisations sont disponibles mais pour la suite de ce chapitre, nous nous concentrerons sur la paramétrisation hybride de Huber et Mueller [66, 68], à l'origine de l'anomalie réacteur.

La génération des vertex d'interaction anti-neutrino au sein du détecteur est réalisée à l'aide du code SOLO, développé spécifiquement par la collaboration comme une interface entre les calculs coeur (distributions spatiales de fissions et spectres en énergie) et la modélisation GEANT4 du détecteur. L'acceptance, définie comme la proportion d'anti-neutrinos émis par le coeur du réacteur et traversant effectivement le détecteur est calculée pour chaque cycle et déterminée pour chacun des plans de détection afin de prendre en compte les effets géométriques. Il est alors possible de générer les vertex d'interaction IBD au sein du détecteur (impulsion, position) en pondérant le flux par la section efficace d'interaction IBD [104] ainsi que les caractéristiques des produits de réactions (voir la figure 5.4). La propagation des

produits de réaction (e^+, n) se fait via *SoLidsim* et par la suite, *ROsim* s'occupe de modéliser la réponse du détecteur.

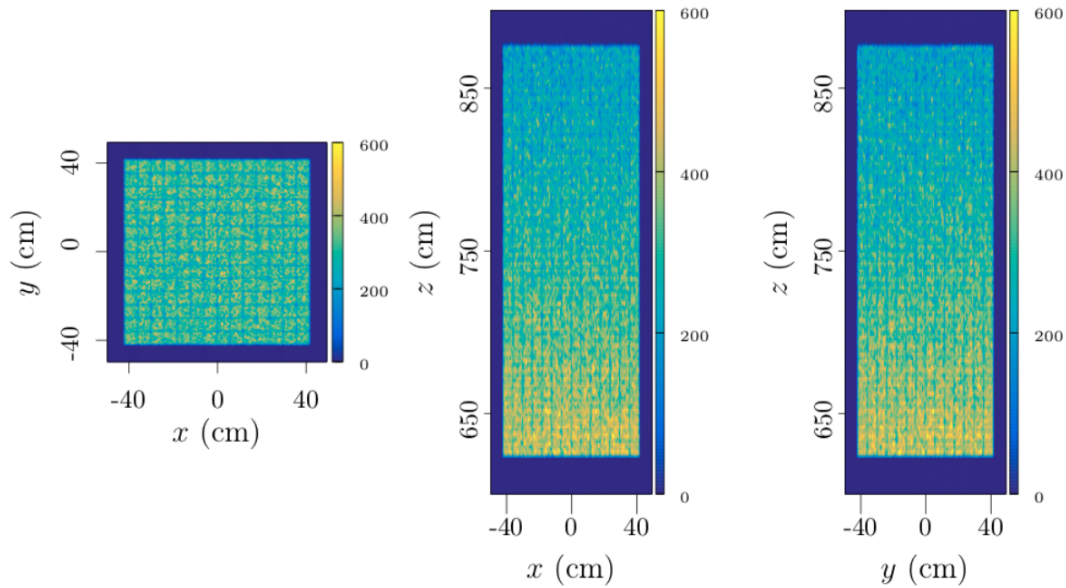


FIGURE 5.4 – *Distribution spatiale des vertex d'interaction IBD au sein du détecteur. Figure issue de [90].*

5.2.2 Construction de la Matrice de réponse (MR)

Nous avons décrit dans la section 4.4 le formalisme de la matrice de réponse centrée qui permet de modéliser à la fois la reconstruction et l'efficacité de la sélection anti-neutrino.

La matrice de réponse du détecteur (MR) est construite à partir des simulations MC des anti-neutrinos décrites dans la section 5.2.1. Ces fichiers sont ensuite passés dans *ROsim* pour la réponse du détecteur, puis les coupures des différentes sélections anti-neutrinos sont appliquées. Ces sélections sont aussi utilisées sur un échantillon de données ouvertes de réacteur OFF afin d'obtenir la forme du bruit de fond. Les événements sont d'abord classés en fonction de leur énergie et distance dans l'espace "vrai" et on leur attribue un numéro de bin j ¹ (truth bin). Ensuite, les événements qui passent la reconstruction (*ROsim*) et la sélection anti-neutrino se voient attribuer un numéro de bin i (reco bin). La probabilité qu'un événement de bin j se retrouve dans l'emplacement de bin i est la suivante :

$$R_{ij} = \frac{N_{ij}}{N_j} \quad (5.1)$$

Où N_j est le nombre d'évènements dans le bin j , y compris ceux qui ne finissent pas dans un bin de l'espace reconstruit et N_{ij} le nombre d'évènements dans le bin j qui finissent dans le bin i .

La construction de la MR se fait en 3 étapes :

1. Un bin j correspondra à une valeur d'énergie et de distance bien spécifique. Exemple : le bin 0 correspondra à une énergie E_0 pour une distance L_0 , le bin 1 une énergie E_1 pour une distance L_1 , etc...

- Détermination de l'efficacité de reconstruction selon un processus binomial :

$$\epsilon_j = \lim_{N_j \rightarrow \infty} \frac{\sum_i N_{ij}}{N_j} \quad (5.2)$$

- Détermination de la distribution des événements de l'espace "vrai" parmi les bins de l'espace reconstruit selon une distribution multinomiale :

$$p_{ij} = \lim_{N_j \rightarrow \infty} \frac{N_{ij}}{\epsilon_j N_j} \quad (5.3)$$

- Détermination de la correction des poids des événements (par défaut le poids vaut 1) :

$$m_{ij} = \lim_{N_j \rightarrow \infty} \frac{w_{ij}}{w_j} \quad (5.4)$$

où w_{ij} et w_j sont la moyenne des poids de tous les événements dans les bins respectifs. Ces poids peuvent représenter les erreurs systématiques ou bien la probabilité d'oscillation. Néanmoins pour notre cas, nous construirons les matrices de réponse avec un poids par défaut de 1.

Les éléments de la MR peuvent donc être écrits de la manière suivante :

$$R_{ij} = m_{ij} \times p_{ij} \times \epsilon_j = \frac{N_{ij} w_{ij}}{N_j w_j} \quad (5.5)$$

Les paramètres ϵ_j et p_{ij} ne sont pas connus au départ et sont donc traités comme des variables bayésiennes aléatoires. Les événements simulés servant comme entrée seront utilisés pour mettre à jour ces paramètres. Une description plus complète de la manière dont est construite la MR se trouve dans le papier du créateur de ReMU [102].

5.2.2.1 Variable d'intérêt

Les variables qui nous intéressent pour la MR sont l'énergie et la distance entre le réacteur et la position du vertex d'interaction IBD au sein du détecteur car la probabilité de survie 4.1 dépend de celles-ci. Par la suite nous définissons quatre variables comme :

- **Etrue** : Énergie (MeV) initiale de l'anti-neutrino simulé + Énergie de seuil de l'interaction IBD (1,806 MeV).
- **Ltrue** : Distance (m) entre le point de génération de l'anti-neutrino et le vertex d'interaction IBD
- **Ereco** : Estimateur de l'énergie reconstruite du positron (MeV)
- **Lreco** : Estimateur de la position du positron dans le détecteur (plan)

Un ensemble de simulations des différents cycles du réacteur est utilisé pour la construction de la MR. Les distributions des quatre variables résultantes sont présentées sur la figure 5.5. Les formes de bruit de fond en E_{reco} et L_{reco} , obtenus en appliquant les sélections anti-neutrinos sur le jeu de données réacteur OFF, sont aussi représentées sur la figure.

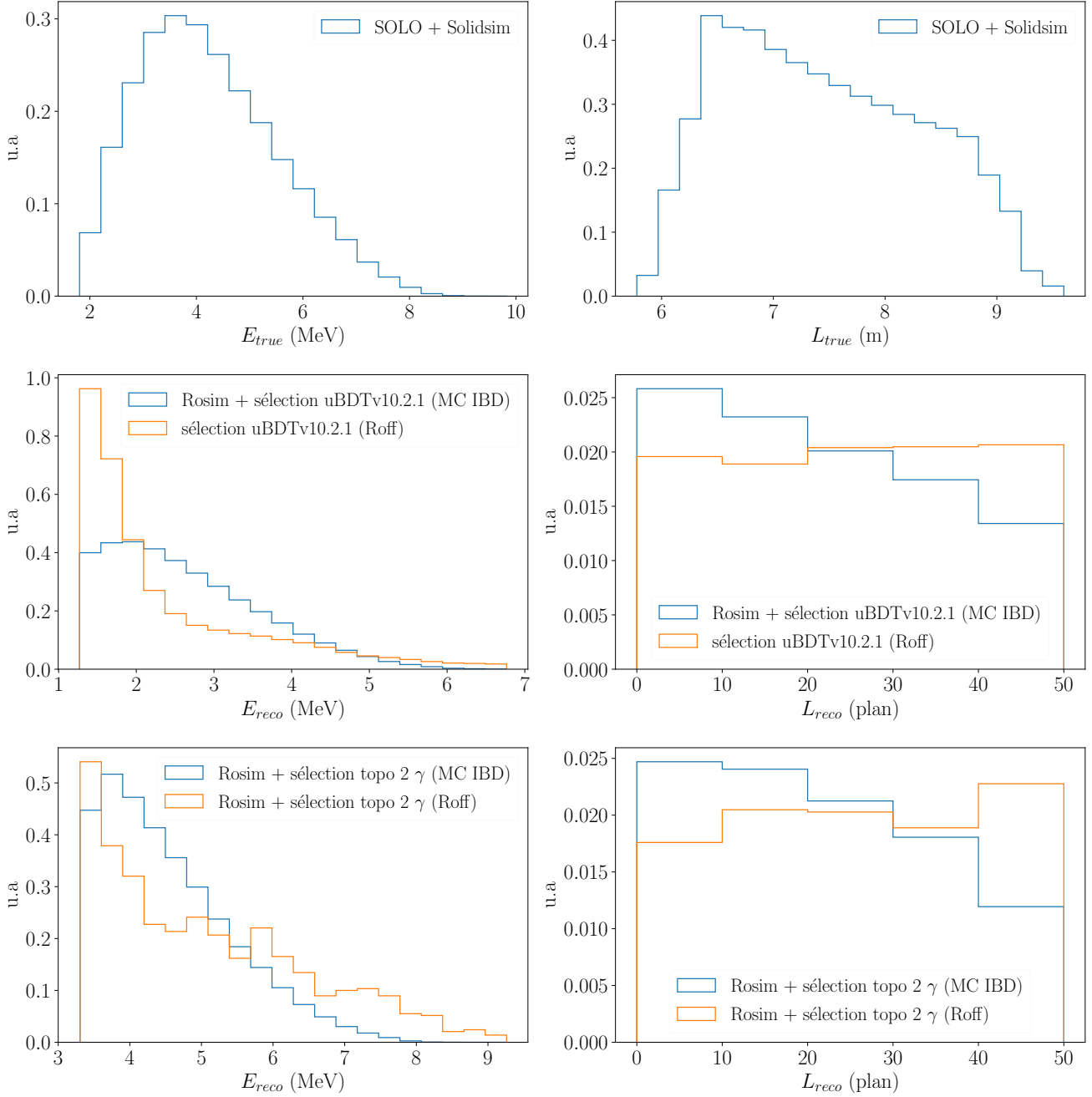


FIGURE 5.5 – Haut : Distribution de l'énergie en MeV initiale de l'anti-anti-neutrino (E_{true}) et de la distance en m (L_{true}) entre le point de génération de l'anti-neutrino et le vertex d'interaction. Milieu et Bas : Distributions de l'énergie reconstruite du positron en MeV (E_{reco}) et de sa position dans le détecteur en plan (L_{reco}) pour la simulation IBD et pour le bruit de fond pour les deux sélections anti-neutrino utilisées par la collaboration. Les fluctuations sont plus importantes pour la sélection 2γ mais cela n'est pas dérangeant étant donné la faible contribution du bruit de fond.

5.2.2.2 Choix du binning

Le choix du binning dans l'espace reconstruit est motivé par la statistique attendue et la résolution du détecteur. Nous avons donc choisi un binning de 0,5 MeV entre 2 et 7 MeV pour E_{reco} et un binning de 10 plans (un bin par module de détec-

tion) entre 0 et 49 pour L_{reco} . Pour les deux espaces, le binning en deux dimensions est linéarisé de manière à ce que chaque bin ait un entier unique qui lui soit assigné. Ainsi, la MR doit être considérée comme une matrice régulière, à deux dimensions, qui translate entre les deux vecteurs unidimensionnels de bins.

Le binning dans l'espace "vrai" des variables E_{true} et L_{true} doit être choisi le plus grand et fin possible afin d'être le plus indépendant possible du modèle utilisé [102]. Afin de minimiser les erreurs statistiques, un minimum de 50 évènements par bin a été choisi. Le logiciel ReMU permet de fusionner les bins afin d'obtenir cette statistique minimale tout en minimisant la variation bin-par-bin. Un exemple d'une MR construite avec la sélection anti-neutrino uBDT est présenté sur la figure 5.6. On remarque que l'efficacité de reconstruction est en moyenne d'environ 10 % pour cette sélection. Les bandes (ou creux dans l'histogramme) présentes à des hautes valeurs de L_{true} sont des effets typiques de l'acceptance décrit dans la section 5.2.1. Les erreurs statistiques ainsi que la variation bin-par-bin relative à ces erreurs de chaque bin de l'espace "vrai" sont aussi présentées sur la figure 5.7.

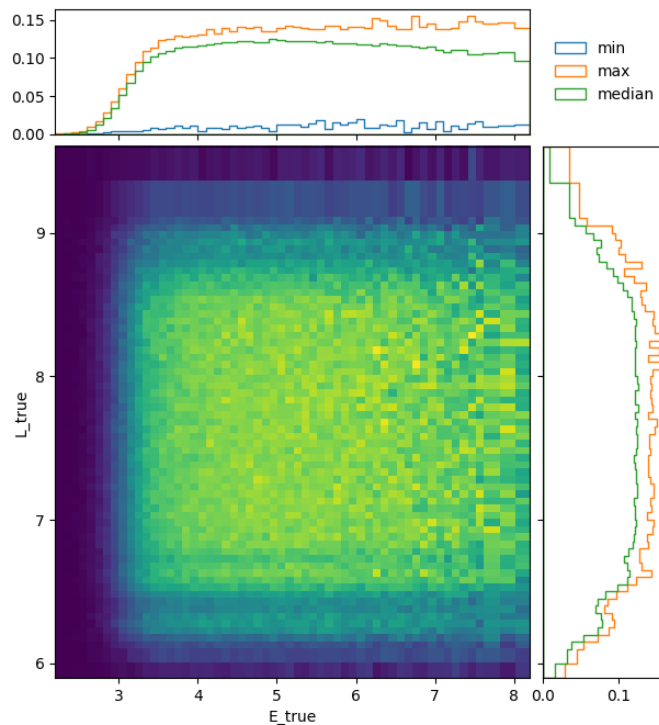


FIGURE 5.6 – Distribution de l'efficacité moyenne de reconstruction par bin pour la sélection anti-neutrino du uBDT. Les histogrammes représentent le minimum, maximum et la médiane de cette moyenne selon la variable E_{true} ou L_{true} . On remarque que la taille des bins n'est pas régulière, du fait de l'optimisation de la statistique opérée par ReMU.

Nous avons vu dans la section 4.4 qu'il était aussi possible d'encoder la forme du bruit de fond dans les colonnes de la MR (voir la figure 4.5). Chacune de ces colonnes correspond à un seul bin dans l'espace "vrai", qui représente alors la quantité de ce bruit de fond dans les données utilisées pour l'inférence. Le binning final dans l'espace vrai est alors constitué de 2 bins (voir la figure 5.8) : le premier correspondant au signal anti-neutrino est sous-divisé en un binning E_{true}/L_{true} . Le second correspond simplement au nombre d'évènements de bruit de fond attendu. Il est à noter que les prédictions de l'intensité du bruit de fond et du signal sont corrélées par la

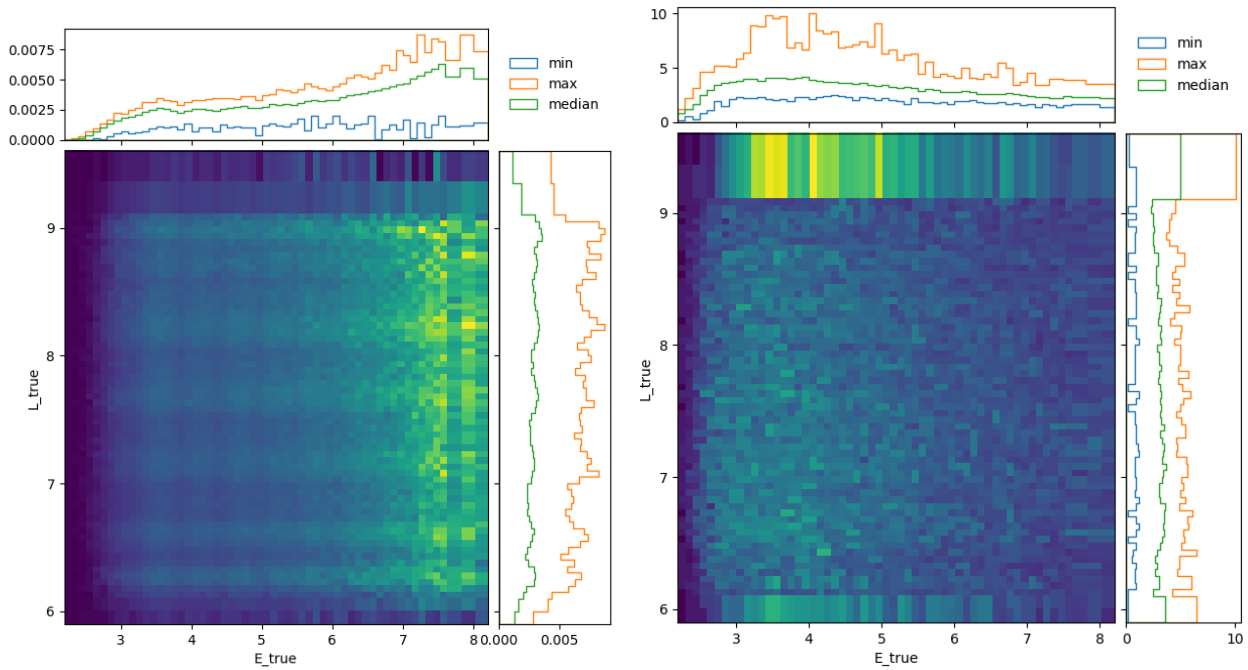


FIGURE 5.7 – Gauche : Distribution de l'erreur statistique (racine carrée de la variance) de chaque bin de l'espace "vrai" de la MR présentée sur la figure précédente. Droite : Distribution de la variation bin-par-bin normalisée par l'erreur statistique. En effet, une variation bin-par-bin beaucoup plus importante que l'incertitude statistique indiquerait que les bins de l'espace "vrai" sont trop larges pour refléter un changement rapide de la réponse du détecteur.

matrice de réponse, mais les points de données restent des échantillons poissonniens statistiquement indépendants. L'avantage d'un tel binning est qu'il ne sera pas nécessaire de soustraire le bruit de fond réacteur OFF de la sélection anti-neutrino réacteur ON. En effet, les données seront directement échantillonnées dans le binning de l'espace reconstruit et nous laisserons l'algorithme de Metropolis-Hasting ajuster la proportion de signal et de bruit de fond (comme expliqué dans la section 4.4).

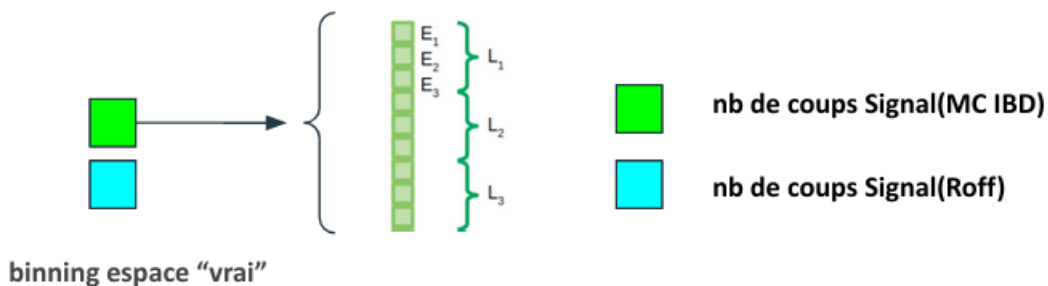


FIGURE 5.8 – Schéma du binning dans l'espace "vrai". Le bin vert correspond au nombre total d'évènements anti-neutrinos dans cet espace et est subdivisé en un binning E_{true}/L_{true} . Le bin bleu correspond au nombre total d'évènements de bruit de fond.

5.2.3 Metropolis-Hasting et région de Crédibilité

Le fonctionnement de l'algorithme de Métropolis-Hasting (MH) utilisé est décrit dans la section 4.3.2.1. Les *priors* choisis pour les paramètres Δm_{41}^2 et $\sin^2(2\theta_{ee})$ sont une distribution uniforme logarithmique entre 0,1 et 10 eV² et uniforme entre 0 et 1 respectivement. Ainsi, pour chacune des itérations du MH, une valeur aléatoire est tirée sur chacun des deux *priors*. Un poids d'oscillation est ensuite calculé selon 4.1 et appliqué pour chaque valeur de E_{true}/L_{true} du modèle utilisé pour construire la MR.

L'ensemble de la méthode d'inférence bayésienne se décline en 3 étapes :

1. Les données venant de la sélection anti-neutrino sur l'ensemble des jours réacteur ON (ou un faux jeu de données venant de la simulation MC IBD + sélection bruit de fond) sont échantillonnées sur le binning de l'espace reconstruit. Un modèle de données est calculé à partir du contenu du binning (loi de poisson). Ce modèle indique comment comparer les prédictions de taux d'événements dans l'espace "vrai" aux données et calculer les vraisemblances (likelihood) respectives, en utilisant la statistique Poissonnienne. ReMU construit ensuite un prédicteur qui contient les informations de la matrice de réponse construite précédemment et qui est utilisé pour prédire les taux d'événements de l'espace "reconstruit" à partir des taux d'événements dans l'espace "vrai" (voir la section 4.4).
2. Lancement de l'algorithme de MH où pour chaque itération ReMU calcule la probabilité de mesurer les données reconstruites, en supposant que le modèle donné (oscillation vers un neutrino stérile avec les paramètres Δm_{41}^2 et $\sin^2(2\theta_{ee})$ tiré aléatoirement) est vrai (formule donnée par 4.14). L'algorithme se termine une fois le nombre d'itération spécifié par l'utilisateur atteint.
3. Calcul des régions de crédibilités à partir de la distribution du *posterior* échantillonné par l'algorithme de MH.

Afin de limiter les effets d'auto-corrélation, l'enregistrement de $\vec{\theta}_{saved}$ (voir la figure 4.3) est effectué toutes les 10 itérations. Il est commun lors de l'utilisation d'un MCMC de ne pas prendre en compte les premières itérations où l'algorithme n'a pas encore convergé vers une certaine valeur de Log-Likelihood (période appelée *Burn-in*). Cependant, du fait d'un espace des paramètres peu étendu, la convergence du MH pour notre cas est presque instantanée comme le montre la figure 5.9.

Une fois l'étape 2 terminée, nous obtenons une distribution de points discrets des paramètres Δm_{41}^2 et $\sin^2(2\theta_{ee})$ dont la densité est proportionnelle à la densité de probabilité du *posterior* $p(\vec{\theta}|\vec{d})d\vec{\theta}$. Afin d'avoir une distribution plus continue, le *posterior* est "lissé" via des filtres gaussiens [106] (équivalent à l'utilisation d'un *kernel density estimation with gaussian kernels*). Un exemple de cette étape est représenté sur la figure 5.10. Les régions de crédibilité sont ensuite calculées d'après la formule 4.11.

Afin de tester notre méthode d'inférence, nous utilisons des faux jeux de données anti-neutrinos qui sont simplement des tirages aléatoires des distributions E_{reco} et L_{reco} utilisés ou non pour la construction de la MR (voir la figure 5.5). Un nombre d'évènements anti-neutrinos et de bruit de fond est tiré aléatoirement selon la statistique et le ratio S/B attendu pour une des deux sélections anti-neutrinos. Par la

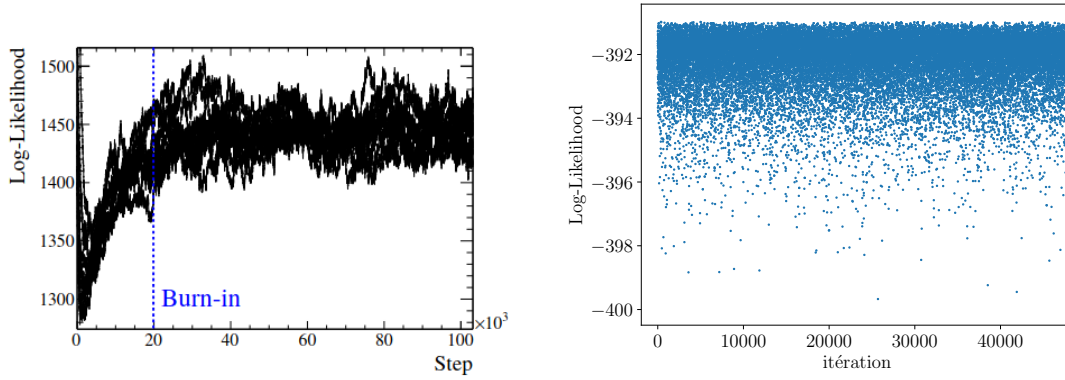


FIGURE 5.9 – *Gauche : Distribution du Log-Likelihood en fonction du nombre d'itérations pour un MH utilisé par la collaboration T2K (figure issue de [105]). Les 20000 premières itérations sont rejetées. Droite : Distribution similaire pour le MH décrit dans cette thèse. Il n'y a pas vraiment de Burn-in dans notre cas.*

suite, les contours présentés dans ce chapitre seront obtenus en utilisant la sélection uBDT. Plusieurs exemples de région de crédibilité obtenus à partir de quatre différents faux jeux de données sont représentés sur la figure 5.11 et sont comparés aux contours d'exclusion calculés par une méthode fréquentiste (en assumant le théorème de Wilks).

Bien que les fluctuations des contours obtenus par les deux méthodes statistiques aient une forme similaire, ils ne sont pas exactement identiques. Nous pouvons expliquer cette différence par le fait que les analyses fréquentistes et bayésiennes adressent deux questions différentes : une inférence bayésienne donnera un statut sur la probabilité des paramètres du modèle connaissant les données tandis qu'une méthode fréquentiste donnera la probabilité d'avoir telles données connaissant le modèle. Les distributions des posteriors des paramètres d'oscillation n'étant pas gaussiennes, les deux contours ne peuvent être exactement similaires. Le pouvoir d'exclusion plus important de l'analyse bayésienne vis à vis de l'analyse fréquentiste déjà optimiste (Wilks) est étonnant. Il est possible que cette différence diminue avec une statistique de neutrino plus importante.

Malgré le fait que nous faisons des inférences sur des jeux de données simulés avec une hypothèse d'oscillation nulle, le meilleur ajustement obtenu préférera toujours l'hypothèse d'oscillation pour certaines valeurs des paramètres, et ce quelque soit la méthode statistique utilisée, fréquentiste ou bayésienne. En effet, au vu de la taille de l'espace des paramètres, il existera toujours des fréquences d'oscillations qui ajusteront mieux les fluctuations statistiques des données que l'hypothèse d'oscillation nulle [73]. Cet effet est illustré par la figure 5.12 qui montre la distribution des meilleurs ajustements obtenus par l'inférence bayésienne appliquée sur 2000 jeux de données MC avec la même statistique et sélection IBD que pour la figure 5.11. A chaque fois, nous obtenons une valeur non-nulle de $\sin^2(2\theta_{ee})$, avec une nette préférence pour des grandes valeurs de fréquence. En effet, les fluctuations bin à bin vont correspondre à une haute fréquence d'oscillation. Comme attendu, ces valeurs sont distribuées autour de la courbe de sensibilité fréquentiste (Wilks).

Puisque nous laissons le nombre d'évènements de signal et de bruit de fond comme des paramètres libres dans l'ajustement (car il y a pas de soustraction du bruit de fond), nous pouvons vérifier si l'algorithme ne "tente" pas de compenser les

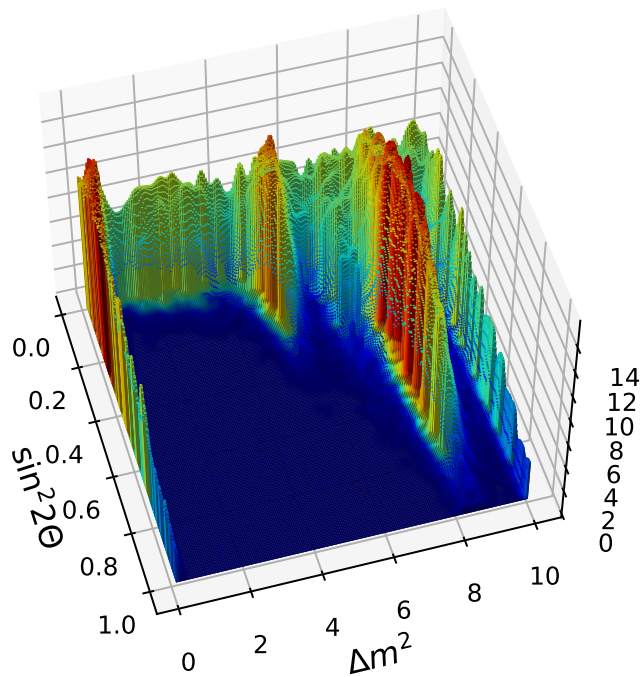
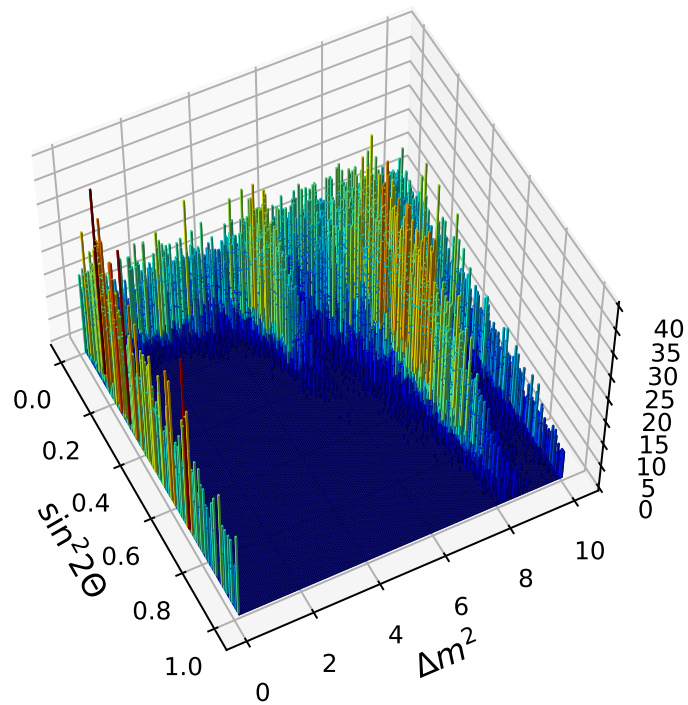


FIGURE 5.10 – Distribution d'un exemple de posterior avant et après application du filtre Gaussien.

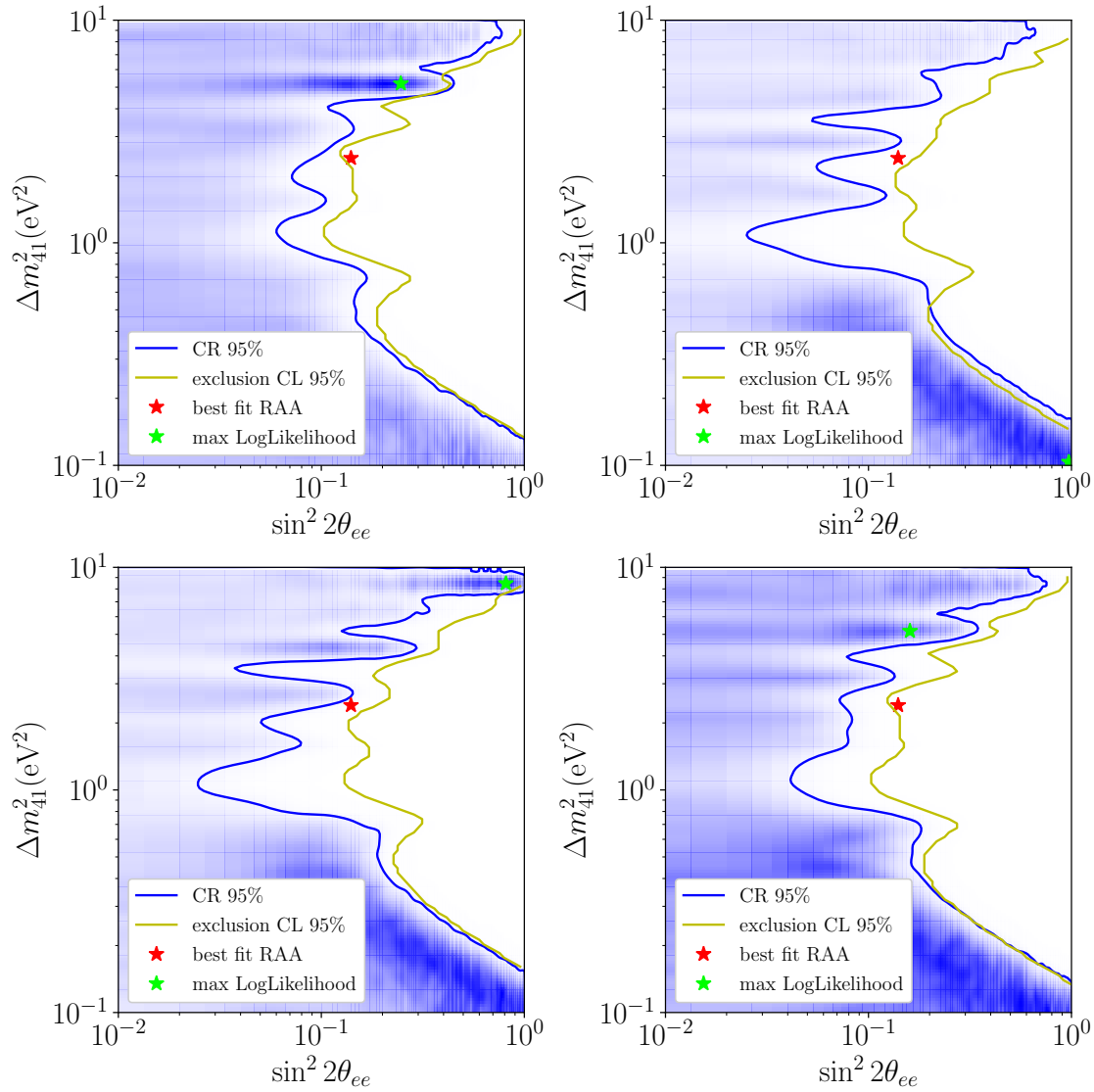


FIGURE 5.11 – Contour de crédibilité (CR) à 95 % obtenu à partir de 4 différents faux jeux de données avec la statistique et le ratio S/B attendu pour la Phase 1 en utilisant la sélection *u*BDT. Les histogrammes en bleu représentent les densités de probabilités des posteriors. Les contours d'exclusion obtenus pour ces mêmes jeux de données par une méthode fréquentiste (Wilks) sont aussi représentés en jaune. Les étoiles vertes représentent la valeur maximale du Likelihood. Le meilleur ajustement de l'anomalie réacteur (RAA) est aussi ajouté en rouge sur les figures

fluctuations statistiques créées par le modèle d'oscillation testé à chaque itération par une modification du ratio S/B. Cela ne semble pas être le cas comme le montre la figure 5.13. En effet, le ratio S/B résultant de l'ajustement non seulement converge vers la valeur attendue (environ 0.364 pour la sélection *u*BDT) mais reste aussi relativement homogène sur tout l'espace des paramètres. Laisser ces paramètres libres permet aussi de s'affranchir des systématiques qui pourraient être associées à la soustraction du bruit de fond comme par exemple, les corrélations entre la variation du bruit de fond cosmique et la pression atmosphérique.

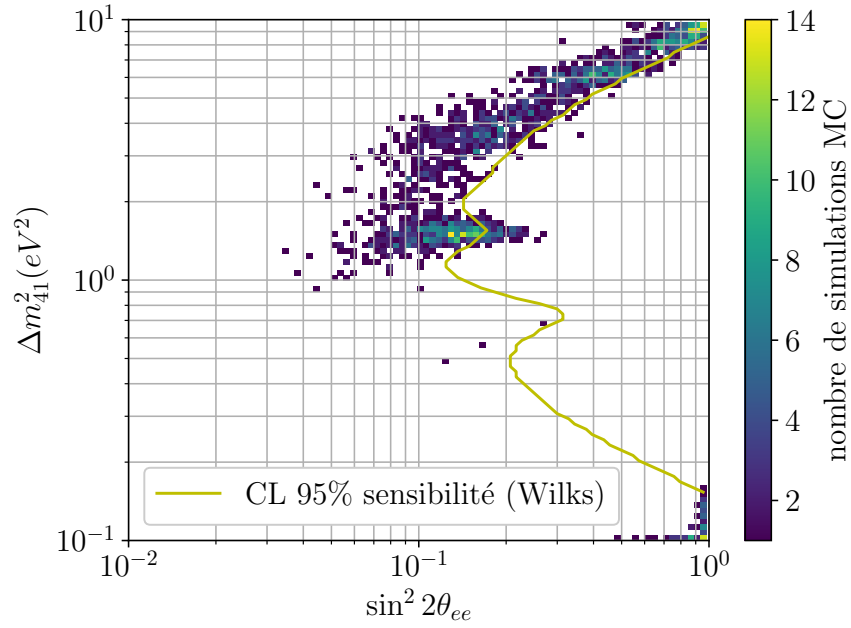


FIGURE 5.12 – Distribution des meilleurs ajustements des paramètres ($\sin^2(2\theta_{ee})$, Δm^2_{41}) obtenus pour 2000 jeux de données MC avec la statistique attendue pour la Phase 1 et la sélection uBDT. La courbe de sensibilité fréquentiste (Wilks) est aussi représentée en jaune.

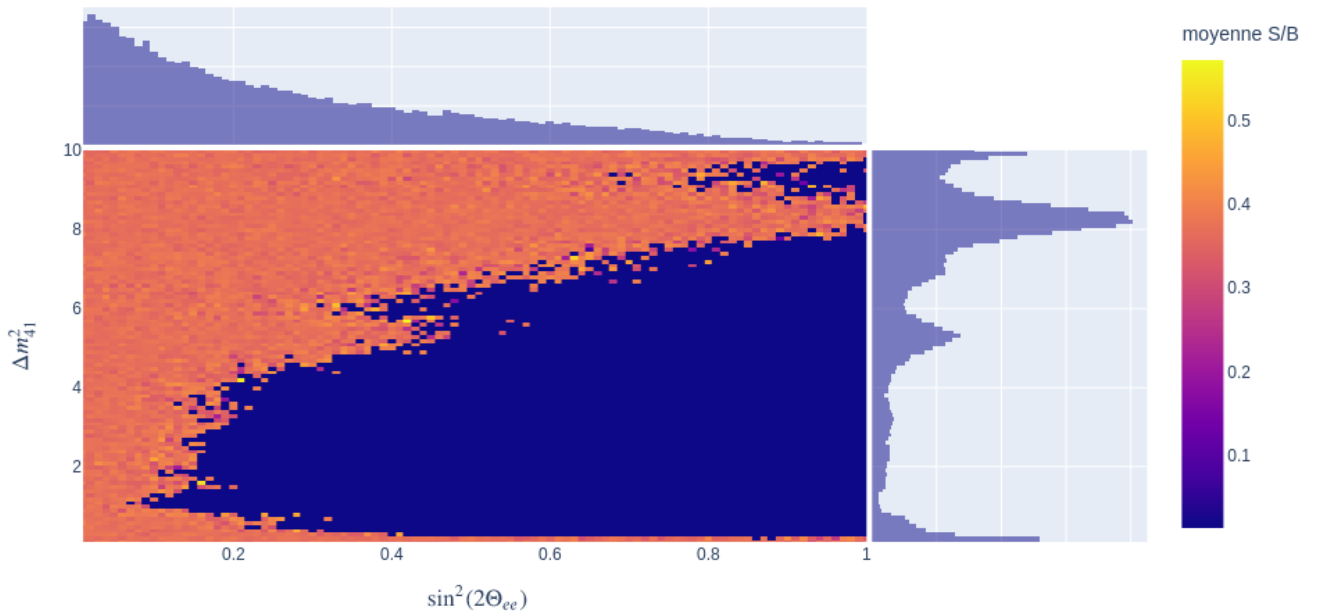


FIGURE 5.13 – Distribution d'un exemple de posterior obtenu de la même manière que les 4 autres de la figure 5.11. La couleur représente la moyenne de la valeur du ratio du nombre d'événements signal et de bruit de fond pour chaque bin. Les axes ici ne sont pas en échelle logarithmique.

5.2.3.1 Intervalle de confiance à partir du posterior

Bien que les contours de crédibilité obtenus sont des résultats exacts découlant du *posterior*, il est possible de construire des intervalles de confiance fréquentiste à partir de celui-ci afin d'avoir une meilleure comparaison avec les résultats obtenus par l'analyse fréquentiste de la collaboration. En effet, comme le montre l'équation 4.10, le *posterior* est proportionnel au Likelihood multiplié par le *prior*. Dans notre cas, les *priors* utilisés sont des distributions uniformes, ce qui induit que le *posterior* obtenu peut être directement interprété comme un Likelihood.

Afin de produire un intervalle de confiance, le *posterior* échantillonné dans l'histogramme des deux paramètres est utilisé et le contenu des bins est interprété comme le Likelihood L_{bin} ². Pour chaque bin de l'histogramme, le $\Delta\chi^2$ est calculé comme :

$$\Delta\chi^2 = -2 \ln \left(\frac{L_{bin}}{L_{max}} \right) \quad (5.6)$$

Où L_{max} est la valeur maximale du bin. Une fois la distribution $\Delta\chi^2$ obtenue, nous pouvons tracer un contour à la valeur critique $\Delta\chi^2 = 5,99$ pour 95 % de niveau de confiance. Il est à noter que nous supposons valide le théorème de Wilks pour tracer cet intervalle de confiance. Ceci signifie qu'il ne sera pas strictement exact. Un exemple de ce contour est représenté sur la figure 5.14. Nous remarquons que le contour fréquentiste obtenu à partir du *posterior* est plus proche du contour d'exclusion purement fréquentiste. Cependant, ils ne sont pas totalement similaires. Nous pouvons expliquer cette différence par le fait que l'analyse fréquentiste de la collaboration n'emploie pas exactement la même matrice de réponse que nous et utilise la sélection du signal après l'extraction du bruit de fond.

5.2.4 Sensibilité des paramètres d'oscillation

5.2.4.1 Sensibilité au choix du prior

Le choix du *prior* du paramètre de l'angle d'oscillation est une distribution uniforme entre 0 et 1 pour la valeur $\sin^2(2\theta_{ee})$. Cependant, nous pouvons aussi choisir une distribution uniforme entre 0 et 2π pour θ_{ee} ou entre 0 et 1 pour l'élément de la matrice PMNS(3+1) : $|U_{e4}|$. En effet, $\sin^2(2\theta_{ee})$ est directement relié à l'élément de matrice par la formule :

$$\sin^2(2\theta_{ee}) = 4(1 - |U_{e4}|^2)|U_{e4}|^2 \quad (5.7)$$

Le résultat de l'inférence bayésienne reste robuste face au choix du *prior* comme le montre la figure 5.15 où nous avons appliqué l'inférence bayésienne sur un même faux jeu de données en utilisant différents priors sur l'amplitude d'oscillation.

5.2.4.2 Sensibilité au modèle de spectre anti-neutrino

De manière générale, aucune matrice de réponse ne sera complètement indépendante du modèle, mais l'objectif est de réduire cette dépendance à un niveau tel

2. Cette interprétation n'est pas strictement correcte mathématiquement, mais il est vrai que le contenu du bin est proportionnel au Likelihood. Cette constante de proportionnalité sera de toute évidence éliminée dans le ratio de l'équation 5.6

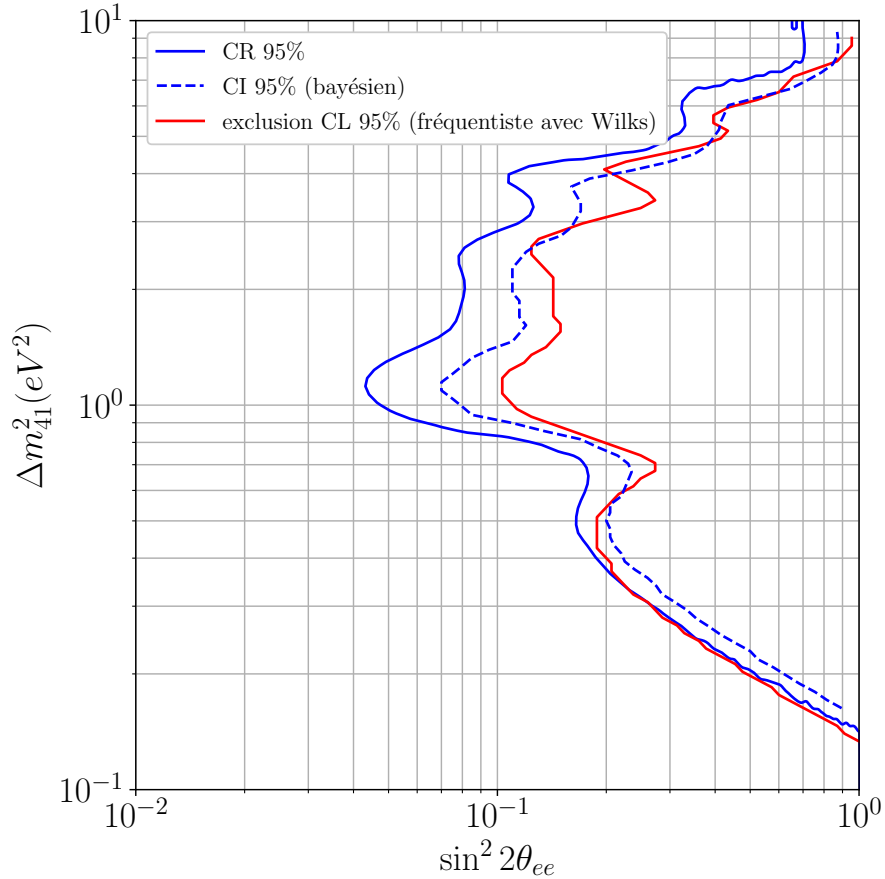


FIGURE 5.14 – Région de crédibilité et intervalle de confiance obtenu à partir du même posterior pour un faux jeu de données. Le contour d'exclusion fréquentiste correspondant est aussi représenté en rouge.

qu'il peut être négligé par rapport à la statistique attendue des données. La dépendance la plus importante pour notre cas serait le choix de la paramétrisation pour le spectre en énergie des anti-neutrinos qui est par défaut celle d'Huber-Mueller [66]. Nous avons vu que cette dépendance pouvait être réduite en choisissant un binning le plus fin possible dans l'espace "vrai".

Afin de tester cette dépendance, nous pouvons faire l'inférence en exploitant différents modèles pour E_{true} pour un même faux jeu de données généré avec le modèle HM en utilisant une MR construite avec le modèle Huber-Mueller. Un exemple de ce test est représenté sur la figure 5.16. Nous pouvons voir que le contour obtenu est robuste vis à vis des différentes paramétrisations choisies, y compris en utilisant les spectres anti-neutrinos ^{235}U et ^{238}U récents venant de l'institut Kurchatov (Koepeikin et al.) [57].

Des spectres anti-neutrinos déconvolués d'expériences d'anti-neutrinos à courte distance sont aussi un test intéressant. La figure 5.16 contient aussi une inférence obtenue en utilisant comme modèle E_{true} le spectre de l'isotope ^{235}U combiné des expériences STEREO et PROSPECT [109]. Les auteurs ont observé un excès dans la région 5-6 MeV avec une significativité de $2,4 \sigma$ par rapport au modèle Huber-Mueller (voir la figure 1.16). Contrairement aux autres, le contour obtenu à partir de ce spectre est largement différent malgré le jeu de données similaire utilisé pour l'inférence. Cet effet est encore plus accentué pour les faibles fréquences. Il semble que

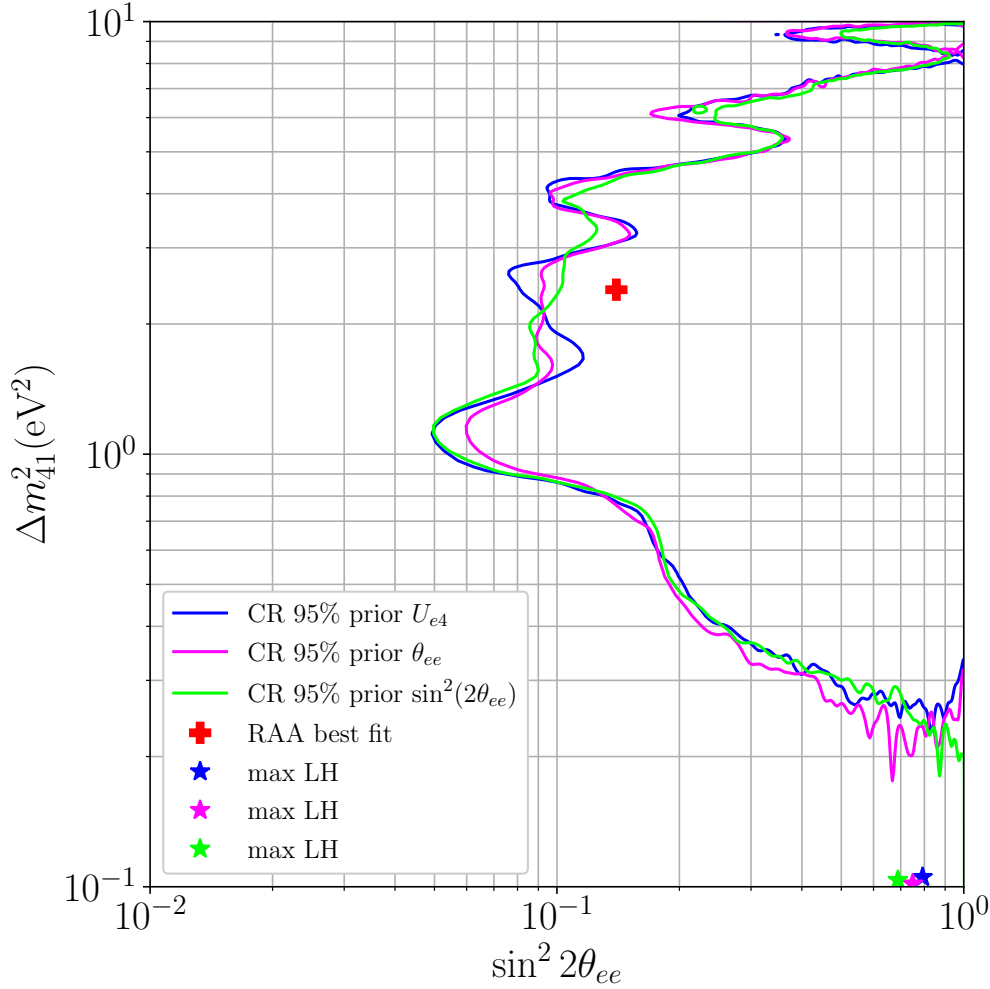


FIGURE 5.15 – Distribution des CR à 95 % pour les 3 prior pour un même jeu de donnée anti-neutrino simulé avec la sélection uBDT et le bruit de fond attendu pour la Phase 1. La croix rouge représente le meilleur ajustement de l'anomalie réacteur (RAA) tandis que les 3 étoiles représentent la valeur maximale du Likelihood.

cela soit dû à l'excès dans la région 5-6 MeV car nous obtenons un contour similaire en introduisant un excès dans cette gamme d'énergie dans le spectre Huber-Mueller comme le montre la courbe rouge de la figure 5.16.

5.2.4.3 Sensibilité aux oscillations

Un des tests nécessaires pour vérifier que l'inférence bayésienne fonctionne est de regarder son résultat sur des jeux de données simulées où une fausse oscillation est introduite. Cela permet de tester la sensibilité de l'algorithme pour différentes valeurs des paramètres d'oscillation. En première approximation, nous pouvons nous attendre à obtenir des contours fermés pour des valeurs de paramètres d'oscillation en dessous de la courbe de sensibilité fréquentiste et des contours ouverts pour des paramètres au delà. Nous avons donc choisi différentes valeurs pour tester la sensibilité de la méthode, dont le meilleur ajustement obtenus par NEUTRINO-4 [36] ainsi que BEST [58], combiné avec les résultats de GALLEX et SAGE. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 5.17. Comme attendu, nous obtenons des contours fermés où la valeur maximale du Likelihood est proche de la vraie valeur

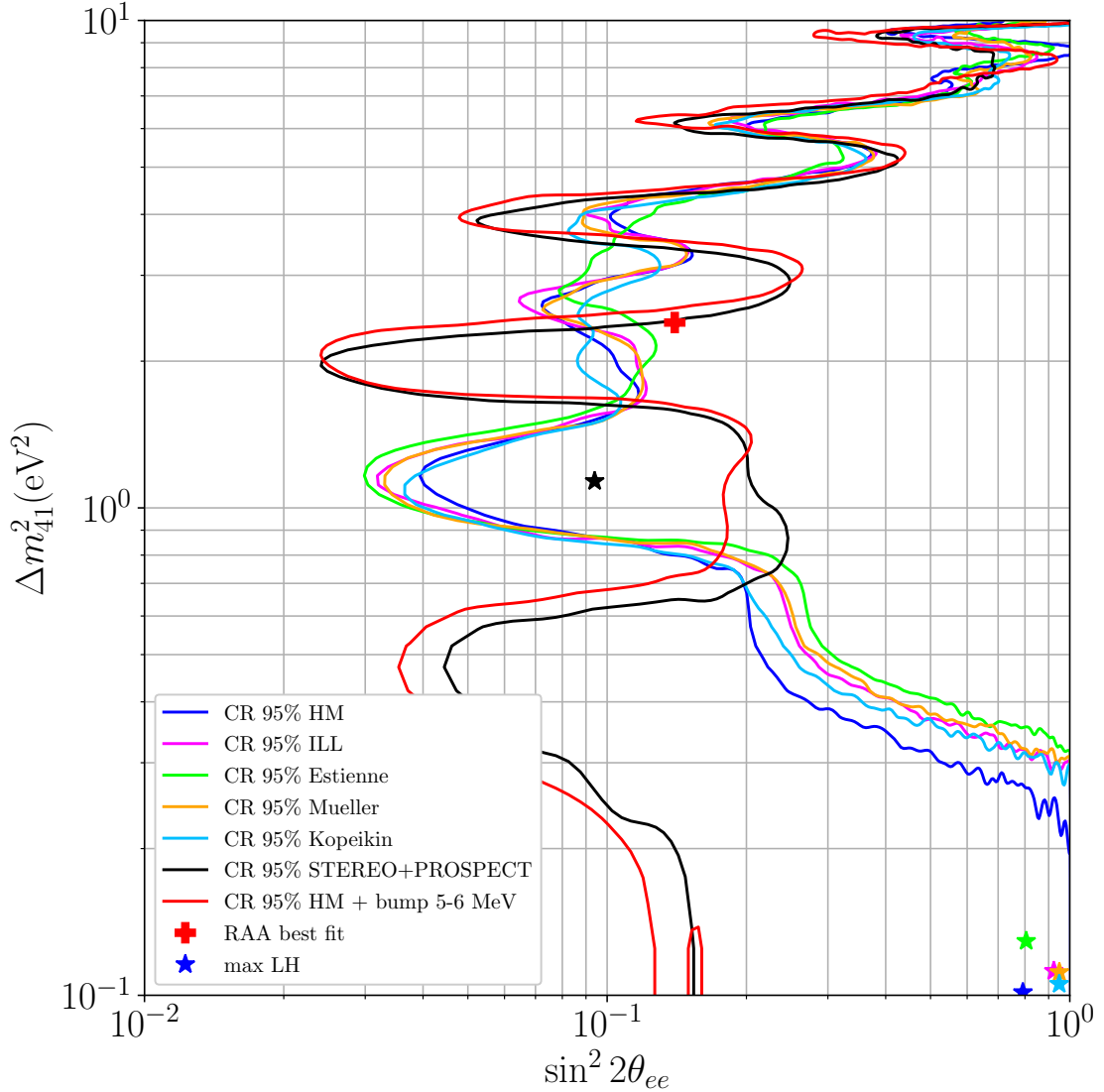


FIGURE 5.16 – Distributions des CR à 95 % pour un même jeu de données anti-neutrinos simulé avec la sélection *uBDT* et le bruit de fond attendu. Différentes paramétrisations pour les valeurs de E_{true} sont utilisées pour l’ajustement : Huber-Mueller [66, 68], Mueller [66], ILL [62], Estienne [67] et Kopeikin [57]. Le spectre anti-neutrino ^{235}U déconvolué de la combinaison des expériences STEREO et PROSPECT [109] est aussi utilisé (ligne noire).

des paramètres lorsqu’ils sont en dessous de la courbe de sensibilité et des contours ouverts dans le cas inverse. Avec la statistique attendue pour la Phase 1, nous ne semblons pas sensible au meilleur ajustement de NEUTRINO-4. Cependant, nous pouvons voir que nous serons capables de rejeter le meilleur ajustement obtenu par BEST combiné avec les deux autres expériences de l’anomalie gallium.

5.2.5 Implémentation des incertitudes systématiques dans la MR

Comme décrit dans la section 4.4, les incertitudes systématiques sont prises en compte par la création d’un ensemble de MR construit à partir de différentes simulations IBD MC où certains paramètres sont variés dans un certain intervalle, motivé

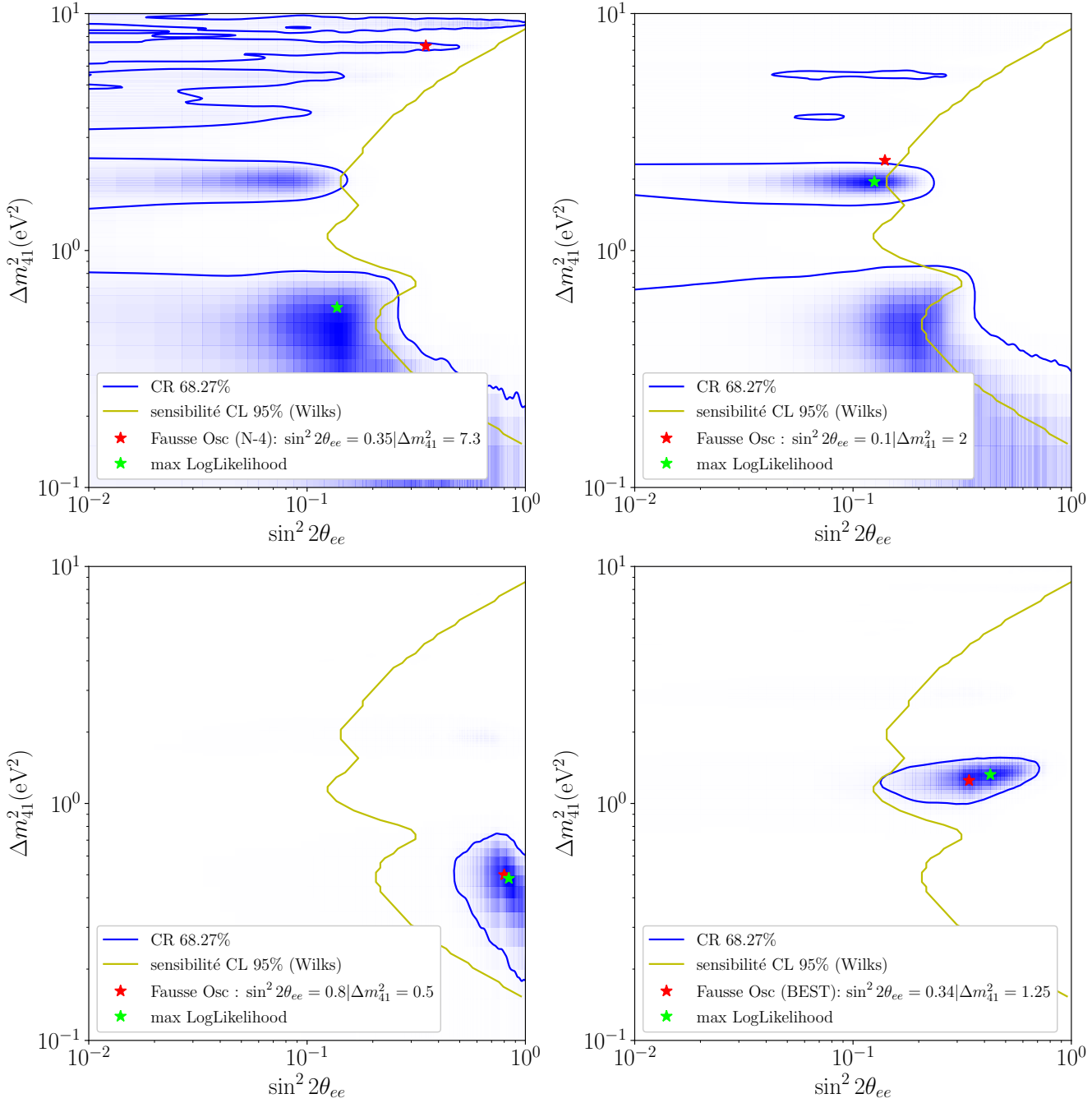


FIGURE 5.17 – Distributions des posteriors pour 4 faux jeux de données ou une oscillation est introduite. Les paramètres correspondant à celles-ci sont représentés par une étoile rouge. Le contour de sensibilité obtenu par une méthode fréquentiste en supposant le théorème de Wilks est aussi tracé en jaune.

par les calibrations muons, gamma et neutron du détecteur. Ainsi, la moyenne du Likelihood 4.15 de chacune des MR est calculée à chaque itération du Métropolis-Hasting, donnant la probabilité globale du modèle testé.

Pour cette analyse d'oscillation préliminaire de la Phase1, les systématiques suivantes sont prises en compte :

Rendement lumineux et perte de lumière : Les valeurs de rendement lumineux relative par cube ainsi que les pertes de lumière sur les cubes adjacents sont estimées

à partir de la calibration muon et encodés dans la matrice système. Ainsi, chacune des valeurs de cette matrice est tirée aléatoirement sur une gaussienne centrée sur la valeur nominale, de largeur égale à l'erreur calculée (environ 2 % en moyenne).

Échelle d'énergie absolue : Comme décrit dans la section 2.1.2, un facteur permettant de convertir les PA en MeV (rendement lumineux) est calculé à partir des muons horizontaux qui traversent l'entièreté du détecteur. L'erreur est estimée à 0.5%. Cependant, ce facteur calculé cette fois à partir de la calibration ^{22}Na diffère d'environ 10% par rapport à la valeur issue des muons horizontaux. La raison de cette différence n'est pas encore complètement claire mais nous soupçonnons une contamination des pertes radiatives des muons dans l'estimation du facteur. C'est pourquoi la facteur de calibration absolue sera varié aléatoirement de plus ou moins 10 %³.

Efficacité de détection neutron : A partir des résultats de la calibration neutron [90], l'efficacité de détection des neutrons des 4 premiers modules sont variés d'1 % et de 2 % pour le cinquième.

Acceptance : Une incertitude d'1 % a été appliquée sur L_{true} afin de tenir compte des effets d'acceptance dus à la configuration du chargement des barres de combustible qui peuvent changer d'un cycle à un autre.

L'incertitude sur la soustraction du bruit de fond est prise en compte en laissant le nombre d'évènements de signal et de bruit libre dans l'ajustement. Le but est d'avoir une première estimation de l'effet des systématiques sur le contour obtenu. Par la suite, d'autres systématiques pourront être implémentées dans des futures analyses afin de confirmer et d'affiner le résultat final. Un effort est actuellement fait pour obtenir une valeur de calibration absolue à partir des dépôts d'énergie venant des création de paires e^+e^- des gamma de la source AmBe afin de ne plus devoir appliquer une incertitude de 10 % sur ce facteur.

Comme le montre la figure 5.18, nous sommes à l'heure actuelle dominés par les erreurs statistiques, du fait de la faible efficacité de sélection de nos analyses IBD.

Un exemple de l'effet des incertitudes systématiques actuelles est représenté sur la figure 5.19.

3. Bien que l'incertitude sur la calibration absolue soit importante, c'est la calibration relative qui joue le plus grand rôle dans la recherche d'oscillations.

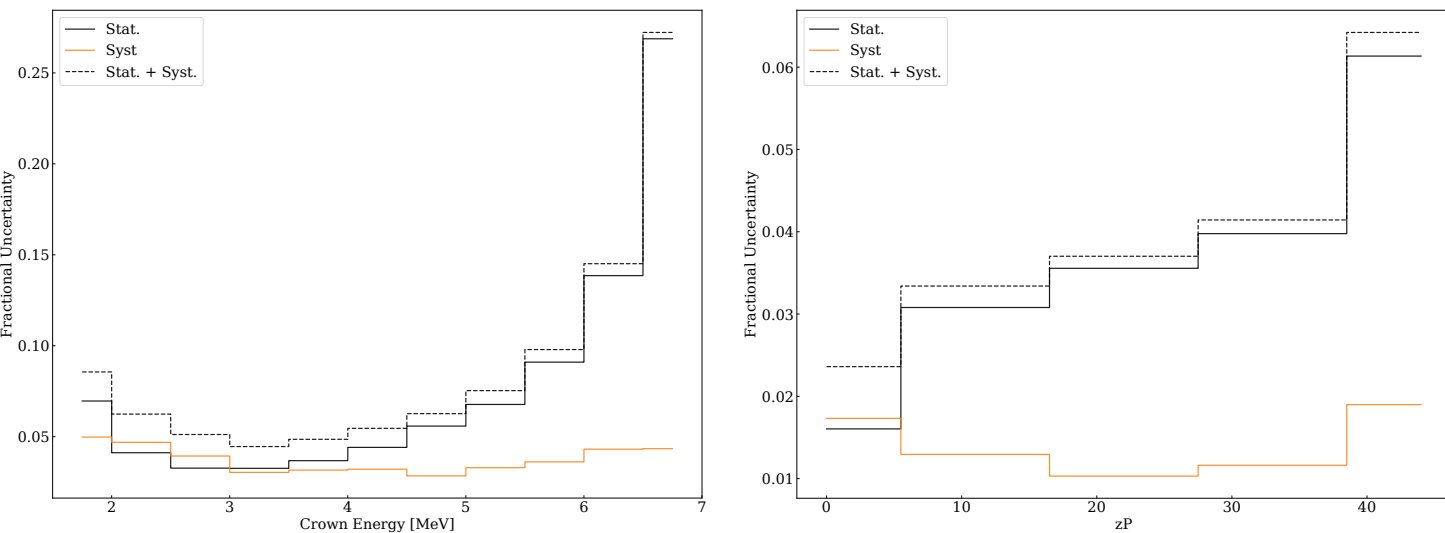


FIGURE 5.18 – Distributions des fractions d'incertitudes pour les différentes erreurs statistiques et systématiques des variables Ereco (gauche) et Lreco (droite) pour l'analyse uBDT. Ces fractions sont estimées à partir de la matrice de covariance de l'analyse fréquentiste.

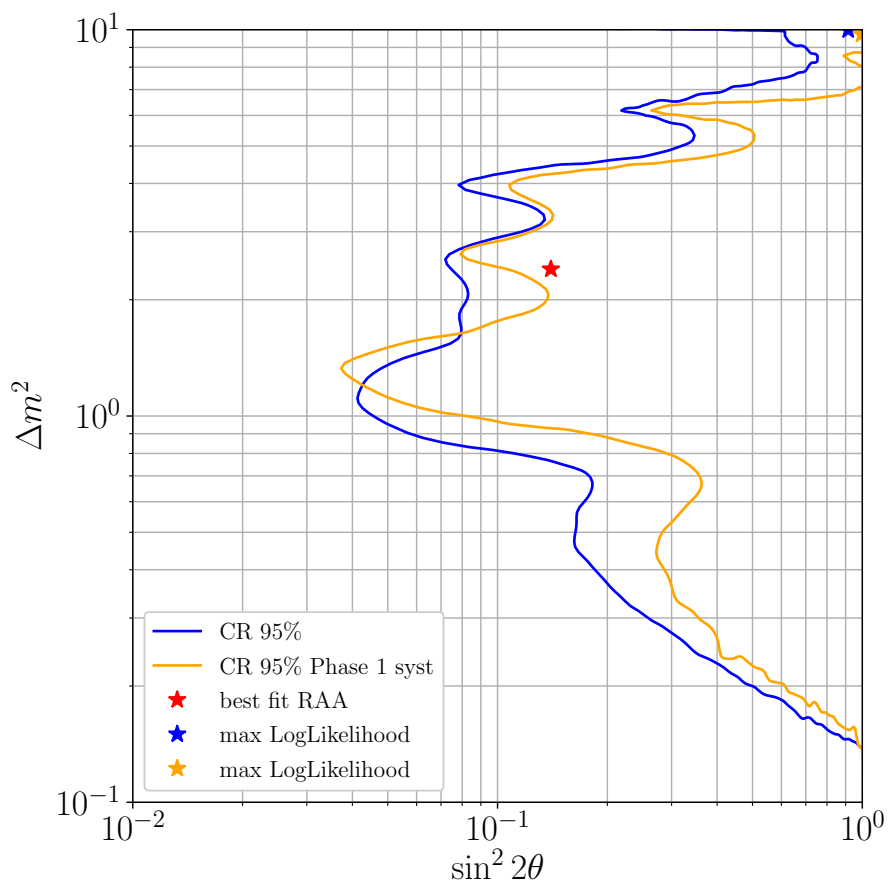


FIGURE 5.19 – Comparaison des régions de crédibilité obtenues pour un même faux jeu de données simulées avec (orange) et sans (bleu) systématiques pour la sélection uBDT.

5.3 Test de l'inférence avec la sélection Bore 12

Avant d'appliquer l'inférence sur la sélection IBD de la Phase 1, nous avons choisi d'utiliser la sélection Bore 12 afin de tester la méthode sur des vraies données et non sur des simulations MC pour la partie signal (la partie bruit de fond venant de la sélection appliquée sur des jours réacteur OFF de la partie ouverte des données). En effet, il peut toujours exister un biais inconnu dans la reconstruction pouvant créer une fausse oscillation. Le dépôt d'énergie d'un bêta du bore 12 dans le détecteur est dans la même gamme d'énergie qu'un positron venant de l'interaction IBD. Cela nous offre ainsi une opportunité de tester l'inférence sans utiliser des données venant de la sélection IBD. Ce test consiste à construire une MR avec le spectre bêta du Bore 12 extrait des données pour la variable E_{true}/E_{reco} et les distributions L_{true}/L_{reco} venant de la simulation IBD MC.

Contrairement aux anti-neutrinos, il n'y a pas d'effet d'acceptance pour les bêta du bore 12. C'est pourquoi la MR est entraînée avec un poids en L_{true}^2 afin d'obtenir une distribution uniforme. La sélection Bore 12 n'étant pas homogène spatialement dans le détecteur du fait de la définition des muons qui se stoppent dans le détecteur (voir la figure 3.6), nous enlevons les deux premiers et derniers plans du binning en L_{reco} . Afin que la distribution en L_{reco} de la simulation représente mieux les données, nous appliquons aussi un poids correspondant au nombre de muons stoppés dans le détecteur par plan car leur nombre augmente de manière croissante des plans 2 à 47. Nous appliquons aussi une coupure $E_{reco} \geq 3$ MeV sur la simulation et étendons le binning en E_{reco} jusqu'à 11 MeV. Le spectre en énergie du bêta du bore 12 s'étend jusqu'à 13,37 MeV mais le ratio signal sur bruit étant faible à haute énergie, nous introduisons une limite à 11 MeV.

De la même manière que pour l'analyse anti-neutrino, nous ajoutons la forme du bruit de fond de la sélection bore 12 grâce à l'outil *sPlots* (voir la figure 3.5).

Une fois la MR construite, nous utilisons comme données, 25000 événements venant de la sélection 3.5 brute (c'est à dire la sélection contenant le signal ainsi que le bruit de fond), appliquée sur 99 jours de réacteur OFF. Comme pour l'inférence avec les anti-neutrinos, nous laissons le nombre d'événements de signal et de bruit de fond libre dans l'ajustement. Un exemple de contour obtenu avec cette statistique est représenté sur la figure 5.20. Nous pouvons constater que l'inférence ne semble pas biaisée dans le sens où nous n'obtenons pas de contours fermés quelle que soit l'inférence à partir de différents échantillons statistiquement indépendants. De plus, l'ajustement converge vers la valeur attendue du ratio S/B donné par *sPlots* : $S/B \approx 2$. L'exclusion s'étend néanmoins vers des régions plus grandes en fréquence (≈ 20 eV²) par rapport à l'analyse anti-neutrino (≈ 10 eV²). Nous pouvons expliquer ce phénomène car dans ce test, la limite en E_{reco} a été augmentée jusqu'à 11 MeV, permettant des valeurs plus faibles du ratio L/E. Ainsi la sensibilité de l'expérience vers de plus hautes fréquences est augmentée artificiellement.

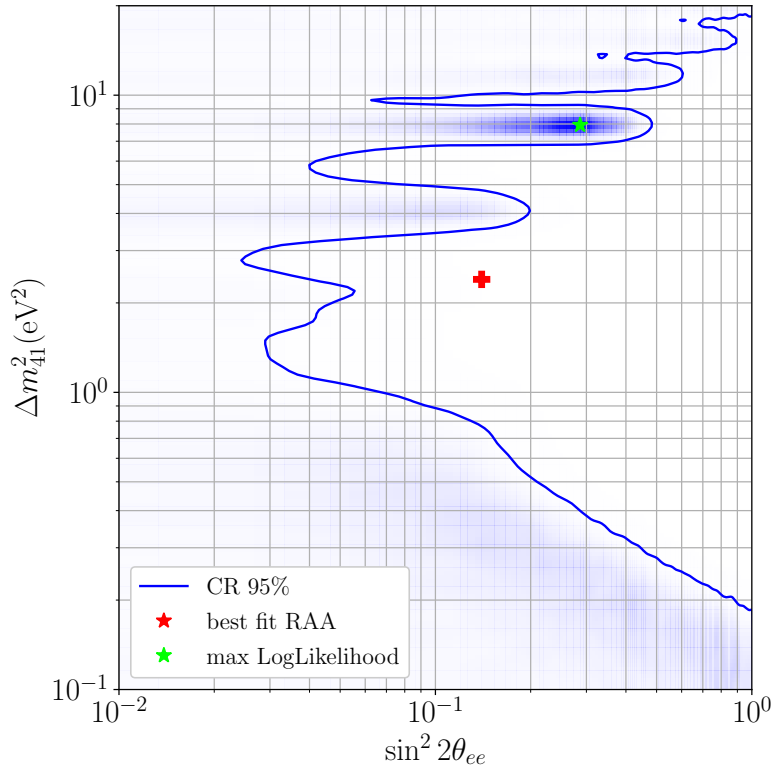


FIGURE 5.20 – Exemple d’un contour de crédibilité obtenu en utilisant un jeu de données de 25000 évènements venant de la sélection bore 12 3.5.

5.4 Inférence Bayésienne Préliminaire de la Phase 1

Pour cette analyse préliminaire, nous appliquons la sélection uBDT sur les données de la Phase 1 de SoLid. Nous attendons $85,68 \pm 6,63$ IBD/jours avec un ratio $S/B = 0,364 \pm 0,029$. Afin de vérifier que ce rapport entre le signal et le bruit de fond soit bien respecté et que notre simulation des IBDs représente bien nos données, nous comparons les distributions E_{reco} et L_{reco} (la simulation des IBD est mélangée avec des évènements venant de la sélection appliquée sur l’entièreté des jours de réacteur OFF de la phase 1). Nous obtenons une bonne comparaison comme le montre la figure 5.21. Nous pouvons tout de même observer une différence significative sur la fin du spectre en énergie pour certains modules (voir la figure 5.22).

Une fois la MR construite avec les systématiques attendues et la méthode d’inférence bayésienne validée par la simulation et la sélection Bore 12, nous utilisons les données venant de la sélection uBDT de la collaboration appliquée sur l’ensemble des données de la Phase 1 de SoLid. Cela nous permet d’obtenir un premier contour d’exclusion préliminaire qui validera cette méthode d’ajustement. Le résultat, correspondant à 287 jours de données de réacteur en fonctionnement est représenté sur la figure 5.23. Le posterior étant lissé via une méthode de filtre gaussien afin d’avoir une distribution plus continue, nous estimons une erreur sur le contour comme étant la racine du nombre de coups dans les bins de l’histogramme avant lissage. Cette erreur est représentée par les traits cyan sur la figure. Bien que cela ne soit pas commun à une analyse bayésienne, nous ajoutons aussi sur cette figure (5.23) la moyenne des contours obtenus sur les 2000 jeux de données simulées.

L'ajustement converge bien vers la valeur de S/B attendue ($\approx 0,364$) et ce, de manière homogène sur tout l'espace des paramètres comme le montre la figure 5.25. Le meilleur ajustement obtenu correspond aux valeurs des paramètres $\sin^2(2\theta_{ee})=0,989$ et $\Delta m_{41}^2=8,925 \text{ eV}^2$. Ce résultat reste cohérent avec la distribution des meilleurs ajustements obtenu pour 2000 pseudo-expériences (voir la figure 5.12). La comparaison entre le rapport des prédictions du spectre en énergie et celui des données pour chaque module par rapport à différentes oscillations est montrée sur la figure 5.26. Le meilleur ajustement de la RAA et de l'expérience BEST combiné avec l'anomalie Gallium est exclu à 95 % par une approche purement bayésienne (bleu) ou hybride (trait bleu pointillés).

L'analyse présentée ici a été faite en utilisant le spectre anti-neutrino Huber-Mueller [66, 68] comme modèle d'ajustement, communément utilisé par les autres expériences et responsable de l'anomalie réacteur (RAA). Néanmoins, nous présentons sur la figure 5.24 le contour obtenu en utilisant comme modèle le spectre mesuré et déconvolué de STEREO et PROSPECT [109]. Nous observons une différence entre les deux contours. En effet, la RAA n'est notamment plus exclue en utilisant le spectre expérimental. Les différences, apparemment dues au "bump" à 5-6 MeV du spectre mesuré comme nous l'avons montré dans la section 5.2.4.2, sont néanmoins beaucoup moins importantes que celles présentées précédemment. Nous pouvons expliquer cela par le fait que nous avons ici implémenté les systématiques dans la matrice de réponse contrairement à la figure 5.16. L'incertitude sur l'échelle d'énergie absolue étant importante, nous pouvons nous attendre à ce que cela compense les différences entre le spectre d'anti-neutrino utilisé comme modèle. Réduire les incertitudes systématiques risque donc d'accentuer les différences d'ajustement selon que l'on utilise un modèle de spectre ou un spectre expérimental.

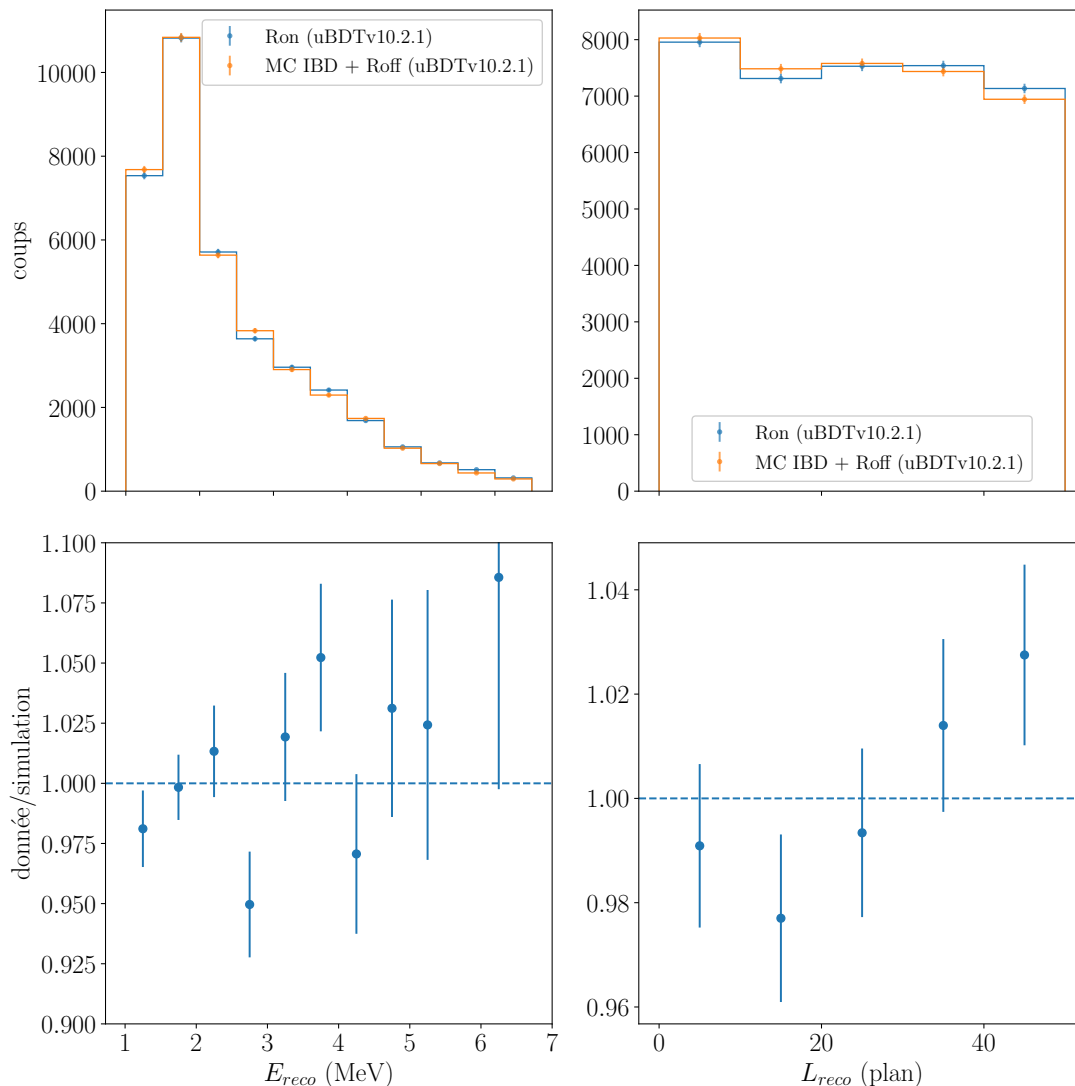


FIGURE 5.21 – Distributions des variables E_{reco} et L_{reco} pour un échantillon aléatoire ($\approx 1/3$) de la sélection uBDT appliquée sur l'ensemble des jours de réacteur ON de la Phase 1 en bleu. Les histogrammes en orange représentent les mêmes distributions faites à partir de simulations MC des IBD mélangées avec des événements de la sélection uBDT appliquée sur des jours de réacteur OFF en respectant le rapport S/B attendu.

5.5 Perspective de la Phase 2

Pour le moment, les données de la phase 2 correspondent à environ 270 jours de réacteur ON supplémentaires. Due à la plus grande collection de lumière, nous obtenons une augmentation de 50% du taux de coïncidences NS-ES. Nous pouvons nous attendre à une efficacité de sélection IBD de l'analyse " $\gamma\gamma$ " plus importante avec un rapport signal sur bruit supérieur à 1. Enfin, nous espérons qu'une analyse combinée des deux phases permettra d'obtenir un contour d'exclusion encore plus compétitif avec les autres expériences.

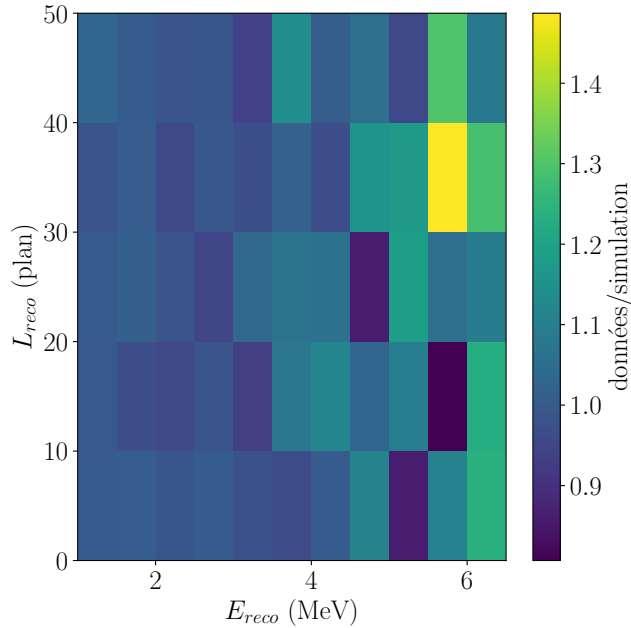


FIGURE 5.22 – Représentation de la figure 5.21 en histogramme à deux dimensions.

5.6 Reproductibilité des résultats et tests d'autres modèles

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'outil ReMU [83] nous a permis de faire une inférence bayésienne pour la recherche d'oscillation vers un neutrino stérile en utilisant un MCMC. L'un des avantages principaux de cette méthode est la réduction considérable du temps de calcul (une heure à peine en utilisant une centaine de CPUs) par rapport à une méthode fréquentiste. De plus, ReMU a été développé dans le but de pouvoir faciliter le partage de résultats. La MR contient toutes les informations concernant les incertitudes statistiques et systématiques liées au détecteur SoLid. Elle est stockée dans un fichier au format *npz*, lisible facilement grâce à la librairie Numpy [108]. Ainsi, une publication utilisant cette approche pourra inclure ces éléments :

- Le binning utilisé dans l'espace "reconstruit" et l'espace "vrai"
- La matrice de réponse exportée par ReMU
- Un histogramme de l'espace "vrai" qui montre le nombre d'évènements simulés dans chaque bin
- Un fichier contenant les évènements venant des données et leurs caractéristiques après reconstruction.

Ainsi, l'utilisateur pourra faire ses propres prédictions concernant le signal pour calculer un Likelihood et tester ses propres modèles, y compris reproduire les résultats présentés dans cette thèse. ReMU fournit de nombreuses fonctions qui rendent cette tâche aussi simple que possible. Un exemple d'une telle analyse est présenté dans l'annexe B.1.

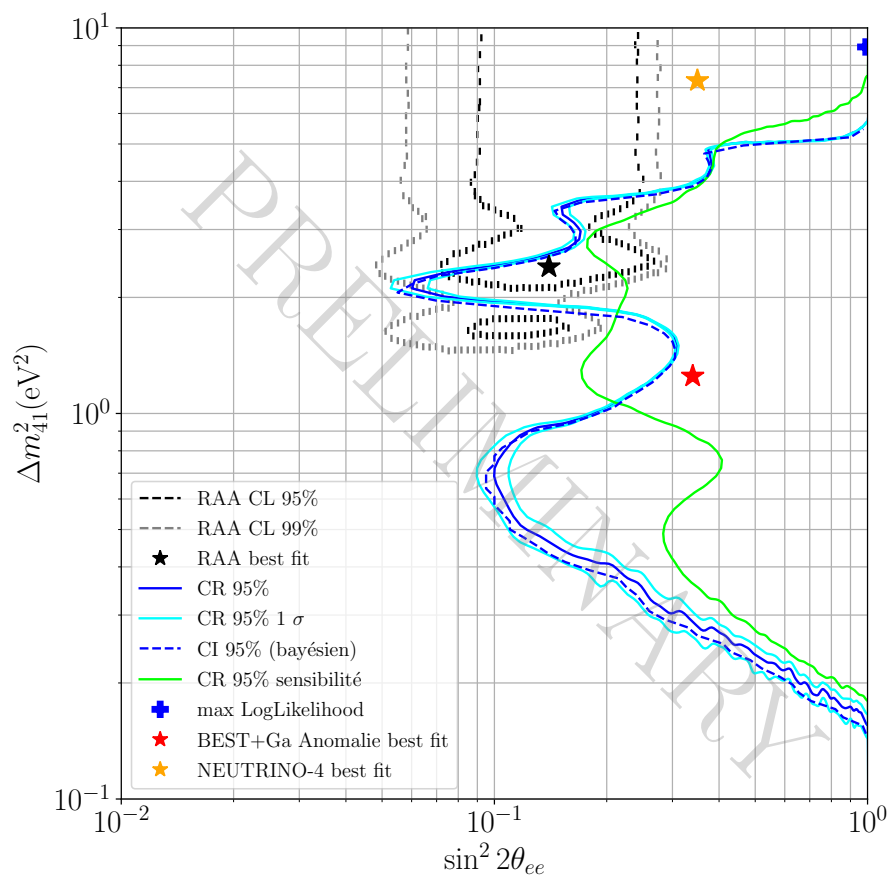


FIGURE 5.23 – Région de crédibilité (bleu) et intervalle de confiance (tiret bleu) obtenus à partir du posterior pour 287 jours de données de réacteur en fonctionnement pour un niveau de confiance de 90 %. Les régions autorisées de la RAA (en gris et noir) ainsi que le meilleur ajustement sont aussi représentés [111]. Les courbes en cyan représentent l'erreur à 1 sigma sur le contour. La courbe verte représente le contour moyenné sur 2000 jeux de données simulées, aussi appelée courbe de "sensibilité". Les meilleurs ajustements de NEUTRINO-4 et BEST+ anomalie Gallium sont représentés par les étoiles orange et rouge. La valeur maximale du Likelihood de l'ajustement est marquée par la croix bleue.

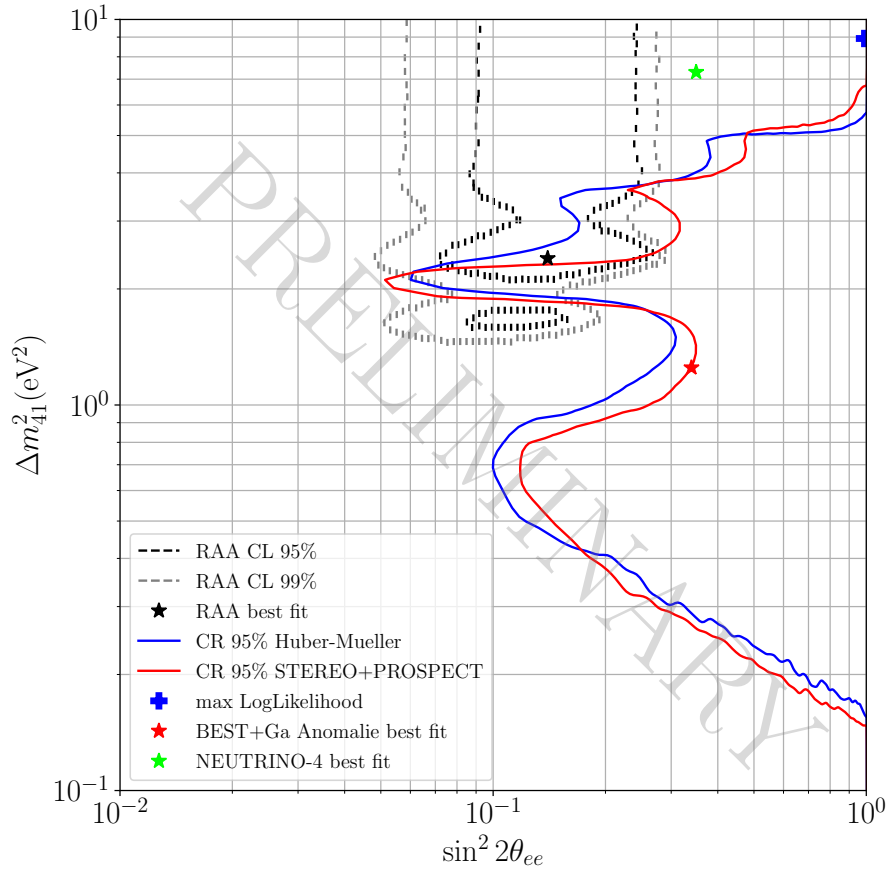


FIGURE 5.24 – Régions de crédibilité obtenues à partir du modèle Huber-Mueller (bleu) ou du spectre expérimental combiné des expérience STEREO et PROSPECT (rouge).

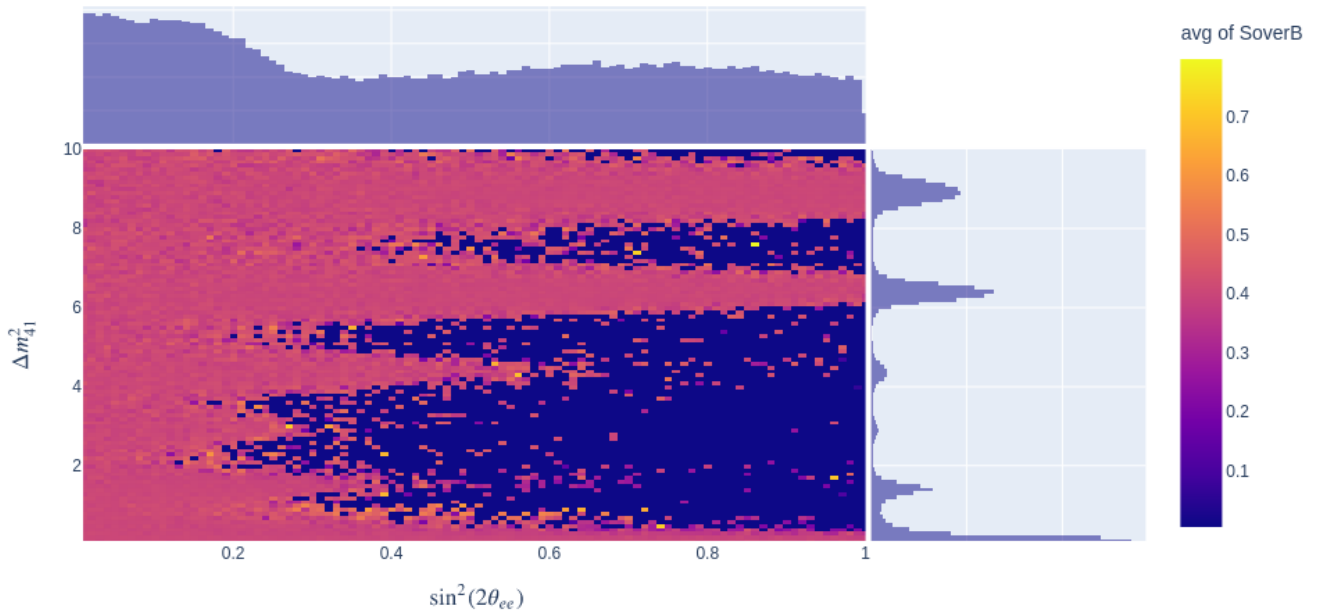


FIGURE 5.25 – Distribution du posterior obtenu pour l’ajustement de la Phase 1. La couleur représente la moyenne de la valeur du ratio du nombre d’évènements signal et de bruit de fond pour chaque bin.

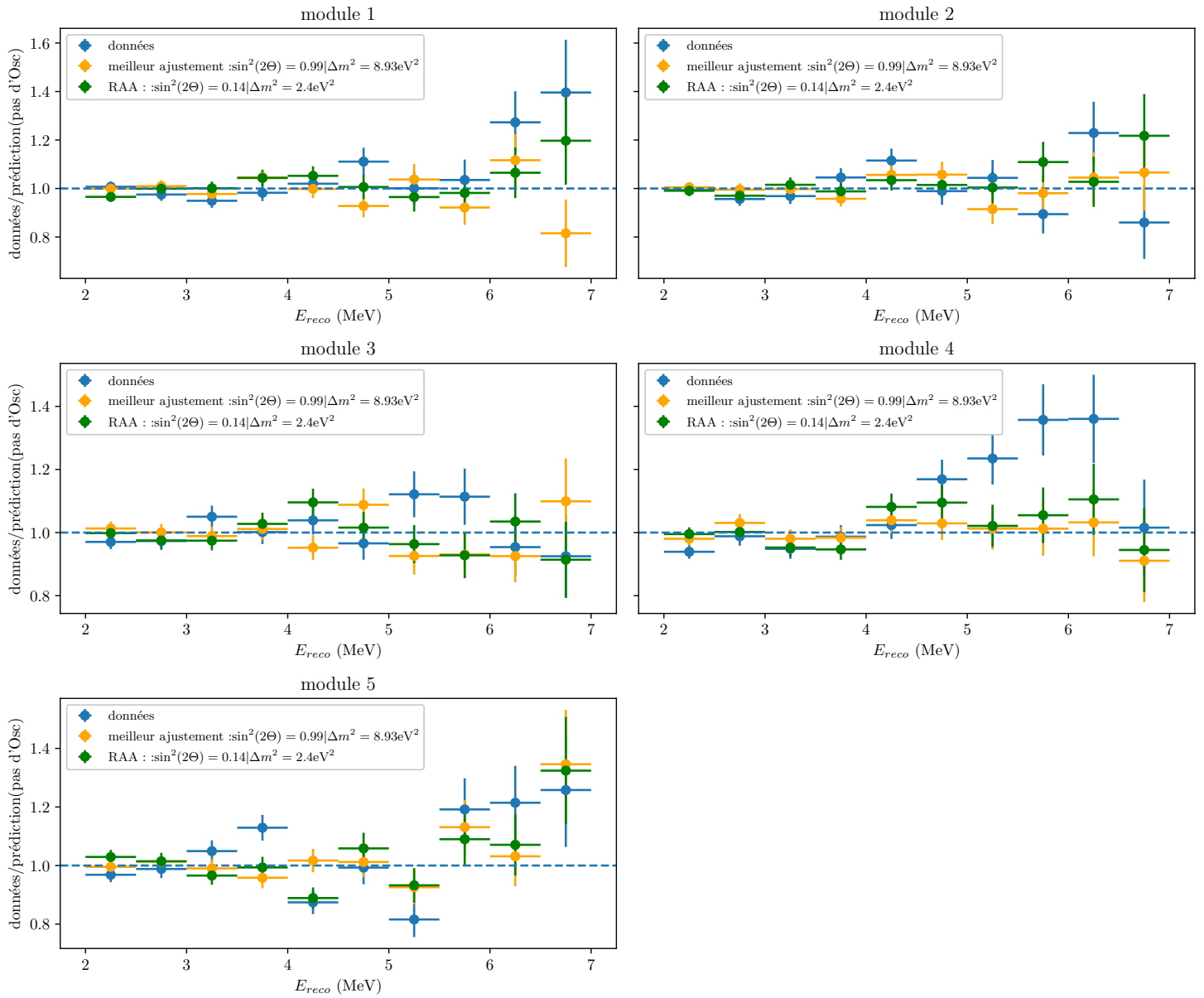


FIGURE 5.26 – Rapport entre l'énergie reconstruite du positron (E_{reco}) et la prédiction en fonction de E_{reco} pour chaque module de détection.

Conclusion

La physique des neutrinos est toujours un sujet majeur de la physique des particules, avec des progrès réguliers sur la détermination des paramètres d'oscillation, de la violation de CP ainsi que de leur nature (Dirac ou Majorana). La détermination précise des paramètres d'oscillation à venir devrait permettre de contraindre les extensions du Modèle Standard. Concernant une potentielle oscillation vers un neutrino stérile, le meilleur ajustement de la RAA est rejeté avec un niveau de confiance à 95 % ou 99 % par la plupart des expériences de réacteur à courte distance. Seul NEUTRINO-4 obtient un contour fermé, c'est à dire l'existence d'une oscillation vers un neutrino stérile, avec comme meilleur ajustement $\sin^2 2\theta_{ee} = 0,1$ et $\Delta m_{41}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$. Il est à noter que ce résultat est en très forte tension avec les modèles solaire et cosmologique et est critiqué sur plusieurs points de l'analyse.

Dans cette thèse, nous avons d'abord présenté dans le chapitre deux l'étude de la qualité des données de la phase 1 de SoLid correspondant à environ 287 jours de réacteur ON et 169 jours de réacteur OFF. Nous avons ensuite décrit dans le chapitre trois l'étude des différents bruits de fond induits par l'interaction des muons dans le détecteur. La sélection du Bore 12, nous a permis de valider la reconstruction en énergie avec une erreur de 5 % et de vérifier la réponse linéaire de celle ci. Une étude sur l'utilisation d'un CNN comme outil de discrimination pour le bruit de fond BiPo a montré qu'il est plus robuste vis à vis des variations des signaux (effet de *jitter*, variation de la ligne de base, etc..) et plus puissant (un rejet ≈ 9 % plus fort des alphas pour une même efficacité neutron) qu'une méthode classique comme une analyse en forme de signaux (PSD) basée sur le rapport de portes d'intégration. La sélection des neutrons de spallation produits par les muons a permis de valider l'utilisation d'un seul modèle de CNN pour analyser toute la phase 1.

Dans le chapitre quatre, nous avons décrit les différentes méthodes statistiques fréquentistes utilisées par les expériences de neutrinos de réacteur à courte distance pour restreindre l'espace des paramètres d'oscillation vers un neutrino stérile. Nous avons vu que certaines précautions devaient être appliquées pour ces méthodes afin d'obtenir un résultat statistique correct, car le théorème de Wilks n'est pas valide. En effet, de par la formule de la probabilité de survie des neutrinos ainsi que de la faible statistique dans certaines régions de l'espace des paramètres les conditions du théorème ne sont pas respectées. Les différentes expériences doivent donc utiliser la prescription de Feldman et Cousins, gourmande en temps de calcul. Afin de s'affranchir de ces contraintes et d'obtenir un résultat complémentaire à une analyse fréquentiste, nous avons développé et présenté une analyse bayésienne.

Le chapitre 5 présente l'utilisation de cette analyse bayésienne ainsi que la comparaison avec l'analyse fréquentiste de la collaboration sur des données simulées. Un test de la méthode est décrit en utilisant la sélection du bore 12 du chapitre trois. En

effet, ces données ne présentant aucune corrélation avec la longueur de vol, cela nous permet de valider l'homogénéité de la reconstruction des événements. Une première analyse préliminaire d'oscillation vers un neutrino stérile à partir des données de la phase 1 est présentée afin de valider la méthode bayésienne. Nous obtenons un rejet du meilleur ajustement de la RAA ainsi que la combinaison du résultat de BEST et de l'anomalie Gallium à 95 %. Ce résultat pourra être amélioré prochainement en diminuant l'incertitude systématique sur l'échelle d'énergie absolue et/ou en utilisant la sélection $\gamma\gamma$ du groupe de Clermont-Ferrand. Une comparaison sera ensuite faite avec un contour fréquentiste.

L'analyse à venir des données de la phase 2 de SoLid, avec une plus grande collection de lumière, permettra d'augmenter significativement la région d'exclusion. Malgré les résultats de nombreuses expériences de détection d'anti-neutrino à courte distance excluant une grande partie de la RAA, une tension subsiste toujours dans la recherche d'oscillation vers un neutrino stérile.

Le résultat obtenu par NEUTRINO-4, bien que controversé a été renforcé par l'analyse de l'expérience BEST, conçue pour sonder l'anomalie Gallium avec une source de neutrino mono-énergétique. En effet, son contour est compatible avec celui-ci. La très forte significativité du déficit de neutrino mesuré de cette expérience rend le résultat très robuste vis à vis des systématiques connues. Les nouvelles données de MicroBoone quant à elles, ne montrent aucun signal anormal observé dans les études précédentes, mais les analyses ne peuvent pas encore exclure totalement sa présence [112]. La question d'un neutrino stérile reste donc toujours d'actualité et nous pouvons espérer que les expériences en cours et futures, permettront de progresser dans ce domaine.

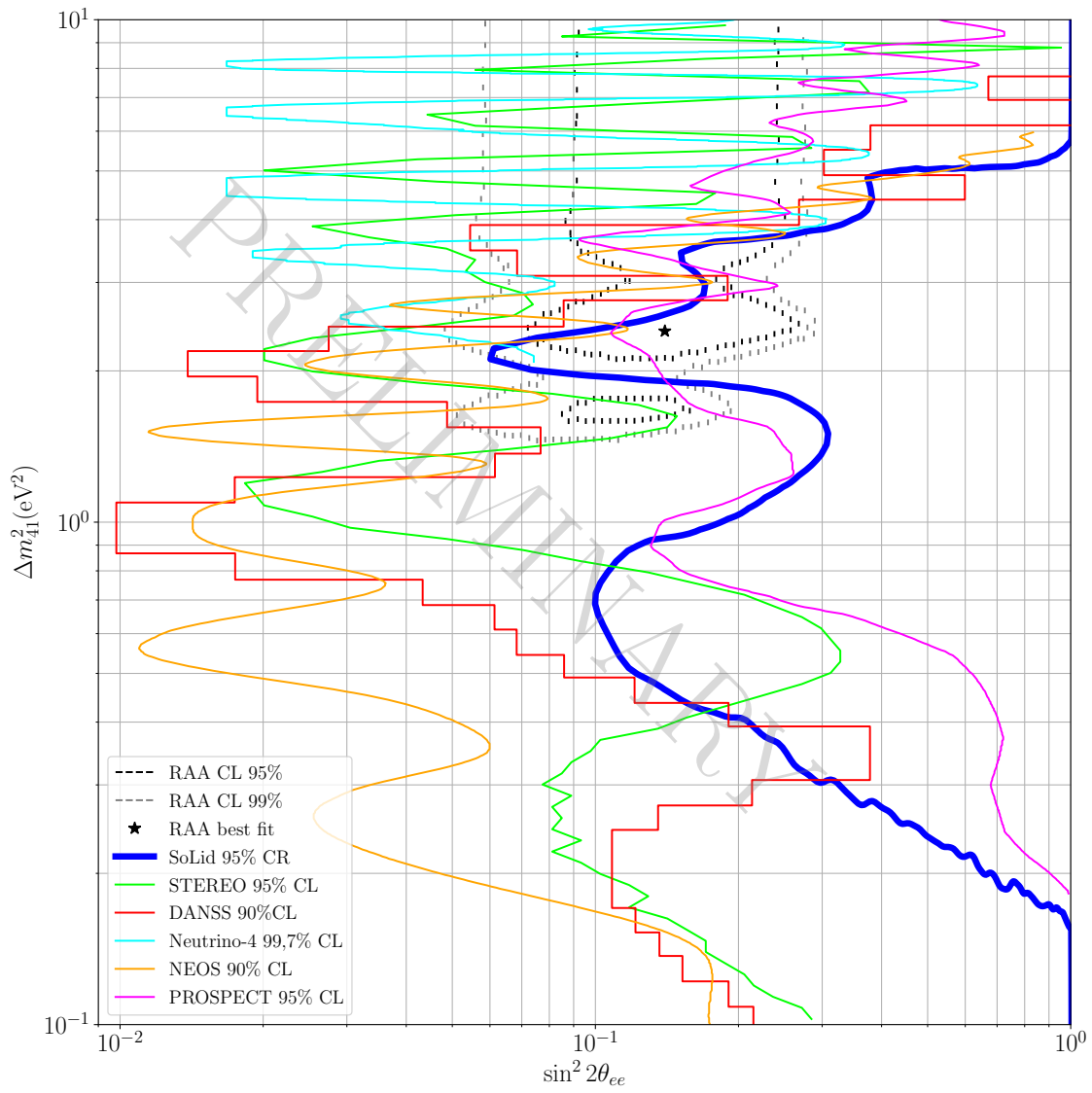


FIGURE 5.27 – Contours d'exclusion de différentes expérience neutrinos de réacteur à très courte distance.

Bibliographie

- [1] G.J Neary, M.A *The β -ray spectrum of radium E*. Roy. Phys. Soc. (London), A175, 71(1940) <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1940.0044>
- [2] C. L. Cowan, Jr. et al. *Detection of the free neutrino : A confirmation*. Science, 124 :103–104, 1956
- [3] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. **D86** (2012) 010001.
- [4] *Light Sterile Neutrinos: A White Paper* Section II-A , tableau III.
- [5] Peter W. Higgs. *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys Rev Lett, 13 :508–509, 1964
- [6] M. C. Gonzalez-Garcia , Michele Maltoni *Phenomenology with Massive Neutrinos*. p.11
- [7] Michelle J. Dolinski, Alan W. P. Poon, Werner Rodejohann. *Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects*. DOI : 10.1146/annurev-nucl-101918-023407
- [8] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger . *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos* Phys. Rev. Lett. 9, 36 – Publié le 1 July 1962. DOI : <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36>
- [9] D. Z. Freedman et al. *The Weak Neutral Current and its Effects in Stellar Collapse* Annual Review of Nuclear Science, 27(1) :167–207, 1977.
- [10] D. Akimov et al. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. Science, 357(6356) :1123–1126, 2017.
- [11] J. A. Formaggio, E. Figueroa-Feliciano, and A. J. Anderson, *Sterile neutrinos, coherent scattering, and oscillometry measurements with low-temperature bolometers*, Phys Rev D, vol. 85, p. 013009, Jan 2012.
- [12] P. Vogel and J. F. Beacom. *Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$* . Phys. Rev. D, 60 :053003, Jul 1999.
- [13] K. Kodama et al. *Observation of tau neutrino interactions*. Phys Rev Lett B504(2001), pp.218–224. DOI : [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0). arXiv : <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035>
- [14] R. Davis et al. *Search for neutrinos from the sun* Phys Rev Lett, 20 :1205–1209, May 1968
- [15] M. Cribier et al. *Results of the whole gallex experiment*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 70(1) :284 – 291, 1999. Proceedings of the Fifth International Workshop on topics in Astroparticle and Underground Physics.

- [16] V. Gavrin et al. *Solar neutrino results from sage*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 91(1) :36 – 43, 2001. Neutrino 2000.
- [17] Jinnan Zhang, on behalf of the JUNO collaboration. *JUNO Oscillation Physics*
- [18] Y. Fukuda et al. *Study of the atmospheric neutrino flux in the multi-gev energy range* Physics Letters B, 436(1) :33 – 41, 1998.
- [19] B. Pontecorvo. Electron and Muon Neutrinos *Sov. Phys. JETP*, 10 :1236–1240, 1960.
- [20] Z. Maki et al. *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 11 1962.
- [21] Palash B. Pal and Lincoln Wolfenstein. *radiative decays of massive neutrinos*. Phys Rev D, 25 :766–773, Feb 1982
- [22] Z. Moss, M.H. Moulai, C.A. Argüelles, and J.M. Conrad. *Exploring a non-minimal sterile neutrino model involving decay at IceCube*. DOI : <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.055017>.
- [23] M. Andriamirado et al. *Improved Short-Baseline Neutrino Oscillation Search and Energy Spectrum Measurement with the PROSPECT Experiment at HFIR*
- [24] K. Abe et al. *Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam*. Phys Rev Lett, 107 :041801, Jul 2011
- [25] *Y. Abe et al. Indication of reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment*. Phys Rev Lett, 108 :131801, Mar 2012.
- [26] H. de Kerret, et al. *Double Chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection* DOI : 10.1038/s41567-020-0831-y
- [27] <https://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/jeff33/index.html>
- [28] *D. Adey et al. Measurement of the electron antineutrino oscillation with 1958 days of operation at daya bay*. Phys Rev Lett, 121 :241805, Dec 2018.
- [29] Z. Atif et al. *Measurement of Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at RENO*
- [30] *NuFIT 5.0 (2020)*
- [31] *Y. J. Ko et al. Sterile neutrino search at the neos experiment* Phys Rev Lett, 118 :121802, Mar 2017
- [32] An, F. P. and Balantekin, A. B. and Band, H. R. and Bishai, M. and Blyth, S. and Cao, D. and Cao, G. F. and Cao, J. and Cen, W. R. and Chan, Y. L. and et al., *Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay* DOI :10.1088/1674- 1137/41/1/013002
- [33] Alekseev, I. and Belov, V. and Brudanin, V. and Danilov, M. and Egorov, V. and Filosofov, D. and Fomina, M. and Hons, Z. and Kazartsev, S. and Kobayakin, A. and et al. *Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment*. DOI : 10.1016/j.physletb.2018.10.038, Dec 2018
- [34] Mikhail Danilov. *New results from the DANSS experiment*
- [35] Almazán, H. and Bernard, L. and Blanchet, A. and Bonhomme, A. and Buck, C. and del Amo Sanchez, P. and El Atmani, I. and Haser, J. and Kandzia, F. and Kox, S. and et al. *Improved sterile neutrino constraints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data*. DOI : 10.1103/physrevd.102.052002

- [36] Serebrov, A.P. and Samoilov, R.M. and Ivochkin, V.G. and Fomin, A.K. and Zinoviev, V.G. and Neustroev, P.V. and Golovtsov, V.L. and Volkov, S.S. and Chernyj, A.V. and Zherebtsov, O.M. and et al. *Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results*. DOI : 10.1103/phys-revd.104.032003.
- [37] Gariazzo, S. and de Salas, P.F. and Pastor, S. *Thermalisation of sterile neutrinos in the early universe in the 3+1 scheme with full mixing matrix*. DOI : 10.1088/1475-7516/2019/07/014
- [38] Böser, Sebastian and Buck, Christian and Giunti, Carlo and Lesgourgues, Julien and Ludhova, Livia and Mertens, Susanne and Schukraft, Anne and Wurm, Michael. *Status of light sterile neutrino searches* DOI :10.1016/j.pnpnp.2019.103736
- [39] Aker, M. and all. KATRIN collaboration. *Bound on 3 + 1 Active-Sterile Neutrino Mixing from the First Four-Week Science Run of KATRIN*. DOI : 10.1103/PhysRevLett.126.091803
- [40] Athanassopoulos, C and Auerbach et al. *The liquid scintillator neutrino detector and LAMPF neutrino source*. DOI :10.1016/s0168-9002(96)01155-2.
- [41] Aguilar et al. *Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam*.DOI :10.1103/phys-revd.64.112007.
- [42] Aguilar-Arevalo, A. A. and Anderson, C. E. and Bazarko, A. O. and Brice, S. J. and Brown, B. C. and Bugel, L. and Cao, J. and Coney, L. and Conrad, J. M. and Cox, D. C. and et al. *Neutrino flux prediction at Mini-BooNE*.DOI :10.1103/phys-revd.79.072002.
- [43] Aguilar-Arevalo, A.A. and Brown, B.C. and Conrad, J.M. and Dharmapalan, R. and Diaz, A. and Djurcic, Z. and Finley, D.A. and Ford, R. and Garvey, G.T. and Gollapinni, S. and et al. *Updated MiniBooNE neutrino oscillation results with increased data and new background studies*.DOI :10.1103/phys-revd.103.052002
- [44] Aguilar-Arevalo, A.A. and Brown, B.C. and Bugel, L. and Cheng, G. and Conrad, J.M. and Cooper, R.L. and Dharmapalan, R. and Diaz, A. and Djurcic, Z. and Finley, D.A. and et al. *Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment*.DOI :10.1103/physrevlett.121.221801
- [45] S. Gariazzo et al. *Light sterile neutrinos*.DOI :10.1088/0954-3899/43/3/033001
- [46] J. Kostensalo et al. *The gallium anomaly revisited*.DOI :10.1016/j.physletb.2019.06.057
- [47] J Kostensalo et al. *The gallium anomaly reassessed using a Bayesian approach*.2020
- [48] F. Von Feilitzsch, A. Hahn, and K. Schreckenbach *EXPERIMENTAL BETA SPECTRA FROM PU-239 AND U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS AND THEIR CORRELATED ANTI-NEUTRINOS SPECTRA* Phys.Lett. B118 (1982) 162–166

- [49] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch *DETERMINATION OF THE ANTI-NEUTRINO SPECTRUM FROM U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS UP TO 9.5-MEV*, Phys.Lett. B160 (1985) 325–330
- [50] A. Hahn, K. Schreckenbach, G. Colvin, B. Krusche, W. Gelletly, et al., *Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products*, Phys.Lett. B218 (1989) 365–368
- [51] Huber, Patrick . *Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors*. DOI : 10.1103/physrevc.84.024617
- [52] G. and Fechner, M. and Lasserre, Th. and Mueller, Th. A. and Lhuillier, D. and Cribier, M. and Letourneau, A. *Reactor antineutrino anomaly*. DOI : 10.1103/physrevd.83.073006
- [53] Hayen, L. and Kostensalo, J. and Severijns, N. and Suhonen, J. *First-forbidden transitions in the reactor anomaly* DOI : 10.1103/physrevc.100.054323 .
- [54] Stefano Vergani and Nicholas W. Kamp and al. *Explaining the MiniBooNE Excess Through a Mixed Model of Oscillation and Decay*
- [55] P. Abratenko et al. *Search for an anomalous excess of charged-current quasi-elastic ν_e interactions with the MicroBooNE experiment using Deep-Learning-based reconstruction*
- [56] STEREO and PROSPECT collaboration. *Joint Measurement of the ^{235}U Antineutrino Spectrum by Prospect and Stereo*.
- [57] V. Kopeikin, M. Skorokhvatov and O. Titov *Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra*. 2021
- [58] V.V. Barinov, B.T. Cleveland et al *Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST)*
- [59] Jeffrey M. Berryman, Pilar Coloma, Patrick Huber, Thomas Schwetz, and Albert Zhou . <https://arxiv.org/pdf/2111.12530.pdf>
- [60] C. Giunti and Y. F. Li and C. A. Ternes and Z. Xin. *Reactor antineutrino anomaly in light of recent flux model refinements*. 2021
- [61] Anna C. Hayes, and Petr Vogel. *Neutrino Reactor Spectra*. DOI :10.1146/annurev-nucl-102115-044826
- [62] von Feilitzsch F., Hahn A. A. and Schreckenbach. *Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra* K. Phys. Lett 118B :365 (1982)
- [63] Schreckenach K. et al. Phys. Lett 160B :325 (1985)
- [64] Hahn A. A. et al. Phys. Lett 218B :365 (1989)
- [65] Haag N. et al. Phys. Rev. Lett 112 :122501 (2014)
- [66] Th. A. Mueller . *Improved predictions of reactor antineutrino spectra* . DOI : 10.1103/physrevc.83.054615.
- [67] M. Estienne et al. *Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes* DOI : 10.1103/physrevlett.123.022502
- [68] Patrick Huber. *Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors*. DOI : 10.1103/physrevc.84.024617

- [69] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*, Phys. Rev. D **57**(1998) 3873–3889
- [70] S. Wilks *The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses*, Annals Math. Statist. **9**(1938), no. 1 60–62
- [71] M. Agostini and B. Neumair, *Statistical Methods Applied to the Search of Sterile Neutrinos*
- [72] C. Giunti, *Statistical Significance of Reactor Antineutrino Active-Sterile Oscillations*, Phys. Rev. D **101**(2020), no. 9 095025
- [73] **PROSPECT**, **STEREO** , M. Andriamirado et al., *Note on Arxiv:2005.05301, 'Preparation of the Neutrino-4 Experiment on Search for Sterile Neutrino and the Obtained Results of Measurements'*
- [74] A. Serebrov et al., *Preparation of the Neutrino-4 Experiment on Search for Sterile Neutrino and the Obtained Results of Measurements*
- [75] Michiels Ianthe . *Development of the oscillation analysis framework for the SoLid experiment*
- [76] L. Lyons. *Open statistical issues in Particle Physics* Ann.Appl. Stat., 2 :887–915, 2008
- [77] X.Qian et al. *The Gaussian CLs Method for Searches of New Physics*
- [78] G. Cowan et al. *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics* Eur. Phys. J.,C **71** :1554, 2011
- [79] Thomas Bayes. *LII. An essay towards solving a problem in the doctrine of chances. By the late Rev. Mr. Bayes, F. R. S. communicated by Mr. Price, in a letter to John Canton, A. M. F. R. S*
- [80] Christian Robert. *Méthodes de Monte Carlo par chaînes de Markov* (1996). ISBN : 2-7178-3154-1
- [81] N. Metropolis et al., *Equation of State Calculations by Fast Computing Machines*, The Journal of Chemical Physics vol. 21 (6) pp. 1087–1092(1953), DOI :10.1063/1.1699114
- [82] W. K. Hastings, *Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications*, Biometrika vol. 57 (1) pp. 97–109 (1970), DOI :10.1093/biomet/57.1.97
- [83] L. Koch, *ReMU - Response Matrix Utilities*, DOI :10.5281/zenodo.1217572
- [84] Wales, D J, and Doye J P K. *Global Optimization by Basin-Hopping and the Lowest Energy Structures of Lennard-Jones Clusters Containing up to 110 Atoms*. DOI : 10.1021/jp970984n .
- [85] <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.basinhopping.html#r7bc5d3316b4a-2>
- [86] Abreu, et al. *SoLid: a short baseline reactor neutrino experiment* DOI : 10.1088/1748-0221/16/02/p02025
- [87] *Hamamatsu MPPC: online datasheet*
- [88] SCK-CEN BR2 Website. <https://www.sckcen.be/en/Research/Infrastructure/BR2>

- [89] Noë Roy. *Search for sterile neutrino oscillations with the SoLid experiment at BR2 reactor : Energy calibration of the detector and antineutrino signal extraction*
- [90] Valentin Pestel. *Détection de neutrinos auprès du réacteur BR2 : analyse des premières données de l'expérience SoLid*
- [91] Hervé C. Reconstruction of Inverse Betay Decay events in the SoLid experiment using the ML-EM algorithm
- [92] G. Vandierendonck The SoLid Neutrino Experiment : Stabilising, Operating, Understanding and Upgrading the Detector. Ghent University. Faculty of Sciences, 2022.
- [93] Particle Data Group (PDG). https://pdg.lbl.gov/2014/AtomicNuclearProperties/MUE/muE_polyvinyltoluene.txt
- [94] https://indico.lip.pt/event/410/contributions/1041/attachments/997/1135/MachineLearning_Lisbon_Lecture1.pdf
- [95] M. Pivk and F.R. Le Diberder. *sPlots : A statistical tool to unfold data distributions*. DOI : 10.1016/j.nima.2005.08.106
- [96] C. Hagmann, D. Lange and D. Wright. *Cosmic-ray shower generator (CRY) for Monte Carlo transport codes*. DOI : 10.1109/NSSMIC.2007.4437209.
- [97] T.E. Coan and J. Ye. *Muon Physics*
- [98] R. A. Reiter et al. *PRECISE MEASUREMENTS OF THE MEAN LIVES OF μ^+ , AND μ^- , MESONS IN CARBON*
- [99] Cover, T.M. (1965). *Geometrical and Statistical Properties of Systems of Linear Inequalities with Applications in Pattern Recognition*.
- [100] Chollet, François and others. *Keras*
- [101] Mike Yeresko. *Search for antineutrino disappearance with the SoLid detector* . En préparation
- [102] L. Koch *A response-matrix-centred approach to presenting cross-section measurements*. DOI : 10.1088/1748-0221/14/09/p09013.
- [103] S. Kalcheva et al *Reactor Core Simulations for Determination of the Antineutrino Spectrum for the SoLid Experiment at BR2 Reactor*
- [104] P. Vogel. *Analysis of the antineutrino capture on protons*.
- [105] Kirsty Elizabeth Duffy. *Measurement of the neutrino oscillation parameters $\sin^2(\theta_{23})$, Δm_{32}^2 , $\sin^2(\theta_{13})$, and δ_{CP} in neutrino and antineutrino oscillation at T2K*
- [106] https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.ndimage.gaussian_filter.html
- [107] <https://xgboost.readthedocs.io/en/stable/>
- [108] <https://numpy.org/doc/stable/index.html>
- [109] **STEREO** and **PROSPECT** collaboration. *Joint Measurement of the ^{235}U Antineutrino Spectrum by Prospect and Stereo*. DOI : 10.1103/physrevlett.128.081802.
- [110] Daniel Galbinski. *Recent Results of the SoLid Experiment*
- [111] Abazajian K. N et al. *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*

[112] <https://physics.aps.org/articles/v15/85>

[113] A. Diaz et al. *Where are we with light sterile neutrinos?*. DOI :
10.1016/j.physrep.2020.08.005 .

Annexe A

A.1 Reconstruction des évènements via l'algorithme Saffron2

Dans cette Annexe, nous allons décrire plus en détail la reconstruction des évènements fait par le logiciel *Saffron2*.

Les données enregistrées sont organisées par blocs, chacun contenant l'ensemble des canaux(fibres) pour une fenêtre temporelle de $6,4\mu s$. *Saffron2* lit l'ensemble des blocs de données dans une fenêtre temporelle appelé cycle. Cette fenêtre peut être définie comme le temps entre deux absences de blocs de plus de 2,240 ms (350 blocs). Les échantillons contenus dans les blocs formant le cycle sont agrégés en suites continues appelées *waveforms*. Grâce aux coïncidences temporelles des canaux, les *waveforms* sont regroupées en *cluster*. La figure A.1 montre un exemple d'identification de *cluster*.

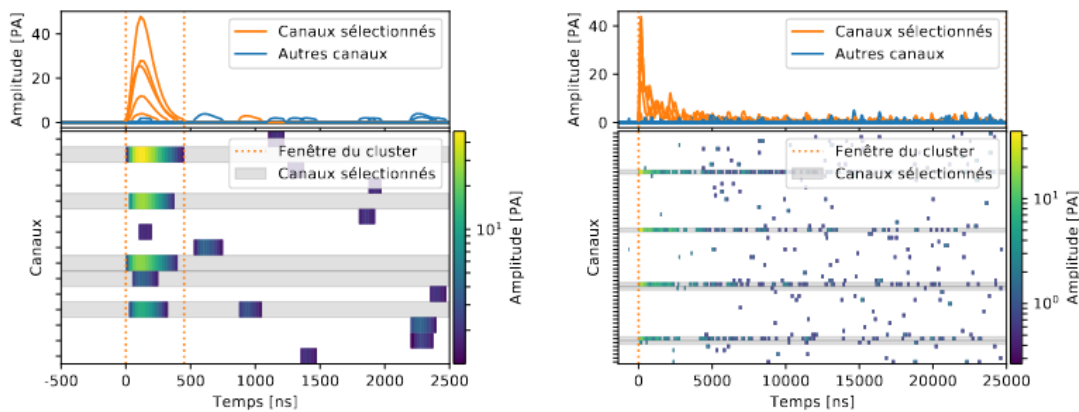


FIGURE A.1 – Exemples de clusters, ES à gauche, NS à droite. Figure issue de [90].

En effet, après la construction des clusters, Saffron2 exécute plusieurs algorithmes d'identification sur ceux-ci, afin d'identifier le type d'évènement. Si le *cluster* correspond aux exigences pour être identifié comme un type spécifique, un objet est créé pour contenir des valeurs spécifiques liées à la particule associée. Si un algorithme d'identification échoue, le cluster est transmis à l'algorithme d'identification suivant. Il existe 3 types d'identification : un évènement de type muon, NS ou ES. L'ordre de ces trois algorithmes est illustré sur la figure A.2. L'algorithme d'identification de l'ES est différent des autres, car il est le dernier à être exécuté. Ainsi, tout *cluster* qui n'est pas identifié comme un muon ou un NS, sera automatiquement identifié

comme un ES.

L'algorithme utilise donc les données et reconstruit les évènements par cycle. La taille de ces cycles à été optimisée afin de limiter l'utilisation de la mémoire, tout en s'assurant que deux évènements corrélés ES et NS pouvant correspondre à l'interaction d'un neutrino se trouveront dans le même cycle. Il est à noter que pour l'analyse du bore 12, nous avons agrandi la taille des cycles afin qu'ils aient une taille d'au moins 100 ms pour pouvoir obtenir des coïncidences muon-ES dans une fenêtre temporelle contrainte par le temps de vie de l'isotope (≈ 20 ms).

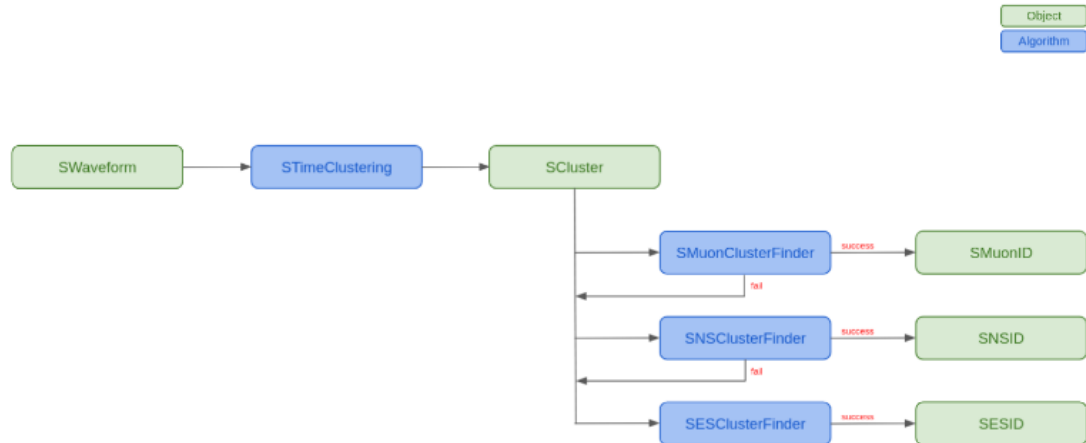


FIGURE A.2 – Organigramme de la création et de l'identification des clusters dans Saffron2. Les waveforms sont regroupées en clusters par l'algorithme *STimeCluster*. Les clusters sont ensuite analysés à tour de rôle par les algorithmes *SMuonClusterFinder*, *SNSClusterFinder* et *SESClusterFinder* afin d'identifier le type d'évènement qui leur sont attribués. Figure issue de [92].

Annexe B

B.1 Exemple d'une utilisation de ReMU dans le cadre d'un modèle 3+2

Dans cet exemple, nous voulons restreindre les paramètres d'oscillations vers un neutrino stérile dans un modèle 3+2 en utilisant les données de la Phase 1 de SoLid. Les paramètres d'oscillation qui nous intéressent sont les écarts de masse Δm_{41}^2 et Δm_{54}^2 ainsi que les éléments de matrices U_{e4} et U_{e5} . Des exemples de l'utilisation ainsi que la documentation des fonction de ReMU utilisées ici se trouve dans [83]. La probabilité de survie de l'anti-neutrino électronique dans ce type de modèle est décrite par la formule 1.46. Commençons tout d'abord par importer les bibliothèques *Python* nécessaires pour cet exemple :

```
1 import os
2 os.environ["OMP_NUM_THREADS"] = "1" #use 1 CPU (otherwise
   take all available CPU)
3 import numpy as np
4 from remu import binning
5 from remu import likelihood
6 import random
7 from scipy.stats import loguniform
```

Nous déclarons ensuite une fonction qui retournera la probabilité de survie selon la formule 1.46 pour des valeurs de paramètres données :

```
1 #add a column named "event_type" with the value 0 ,
   corresponding to the bin 0 (signal) in truth binning
2 def set_signal(data):
3     return rfn.append_fields(data, 'event_type', np.
   full_like(np.array(data['E_true']), 0.))
4
5 #definition of survival probability in a 3+2 model
6 def Model_3plus2(data, dm41, dm54, U4, U5):
7
8     DM41 = dm41*(data["L_true"]/data["E_true"])
9     DM54 = dm54*(data["L_true"]/data["E_true"])
10    DM51 = (dm54+dm41)*(data["L_true"]/data["E_true"])
```



```

11
12     return 1 - 4*(U4**2)*(U5**2)*(np.sin(1.27*DM54)**2) -
13     4*(1-(U4**2)-(U5**2))*( (U4**2)*(np.sin(1.27*DM41)**2) +
14     (U5**2)*(np.sin(1.27*DM51)**2) )

```

Nous chargeons ensuite la matrice de réponse du détecteur ainsi que les binning associés :

```

1 #response matrix of the experiment
2 response_matrix = "responseMatrix.npz"
3
4 # charge truth and reco binning
5 with open("../binning/reco-binning.yml", 'rt') as f:
6     reco_binning = binning.yaml.full_load(f)
7 with open("../binning/truth-binning.yml", 'rt') as f:
8     truth_binning = binning.yaml.full_load(f)

```

Nous chargeons ensuite les valeurs E_{true} et L_{true} du modèle à tester dans un tableau puis calculons les poids associés pour des valeurs de paramètres d'oscillation choisis aléatoirement :

```

1 #charge truth model (Etrue,Ltrue) file into DataFrame
2 model = pd.read_csv("model.txt")
3
4 #choose random values of model parameters
5 # uniform prior for matrix element
6 # log-uniform prior for frequencies
7
8 U4 = random.uniform(0.01, 1)
9 U5 = random.uniform(0.01, 1)
10 dm41 = loguniform.rvs(0.1, 20)
11 dm54 = loguniform.rvs(0.1, 20)
12
13 #compute survival probability for these values of parameters
14 weight = Model_3plus2(model, dm41, dm54, U4, U5)

```

Le binning de l'espace reconstruit est ensuite rempli à partir des valeurs E_{reco} et L_{reco} des données de la Phase 1. Un Likelihood poissonnien est calculé ensuite à partir du contenu du binning. *matrix-predictor* contient les informations de la matrice de réponse et est utilisé pour prédire les taux d'événements de l'espace reconstruit à partir des taux d'événements de l'espace vrai. Ces deux éléments peuvent maintenant être combinés dans un *LikelihoodCalculator* :

```

1
2 # fill data model (Ereco,Lreco) from IBD selection
3 reco_binning.fill_from_csv_file('Data.txt')
4

```

```

5 # get the data model
6 data = reco_binning.get_entries_as_ndarray()
7
8 # create poissonian likelihood of model and likelihood
  calculator
9 data_model = likelihood.PoissonData(data)
10 matrix_predictor = likelihood.ResponseMatrixPredictor(
    response_matrix)
11
12 #Likelihood calculator
13 calc = likelihood.LikelihoodCalculator(data_model,
    matrix_predictor, systematics='marginal')
14
15 #Declare the maximiser of the Likelihood
16 maxi = likelihood.BasinHoppingMaximizer()

```

De la même manière, nous remplissons le binning de l'espace vrai avec les valeurs de *Etrue* et *Ltrue* ainsi que leur poids associés :

```

1
2 #fill the truth binning with the survival probability weight
  into the first truth bin
3 truth_binning.fill_from_csv_file('model.txt', cut_function=
    set_signal,buffer_csv_files=True, weight=weight)

```

Les modèles qui prédisent la distribution réelle des événements ont généralement quelques paramètres libres. Par exemple, nous pouvons supposer que les formes des distributions en *Etrue* et *Ltrue* sont bien motivées mais que le nombre total d'événements n'est pas bien prédit. Pour tester ce modèles plus flexibles, nous pouvons créer des *predictor* qui prennent les paramètres libres des modèles comme entrées et prédisent les taux d'événements dans l'espace vrai. En composant (c'est-à-dire en "enchaînant") ces *predictor* au *matrix-predictor*, nous pouvons ensuite construire un *LikelihoodCalculator* qui prend directement ces paramètres en entrée :

```

1
2 #get the model you want to test against the data and
3 #turn it into area-normalised template in order to
4 #predict directly number of events
5 SignalModel = truth_binning.get_values_as_ndarray()
6 SignalModel/=np.sum(SignalModel)
7
8 # Bck model : since we put all background events into the
9 #second truth bin, the bck template is just a value of 1 in
  that bin.
10 truth_binning.reset()
11 Bckmodel = truth_binning.get_values_as_ndarray()
12 Bckmodel = 1

```

```

13
14 # Compose the Matrix predictor and background+signal
    template
15 model_bg = likelihood.TemplatePredictor([BckRoff, model])
16 calc_bg = calc.compose(model_bg)

```

Nous pouvons maintenant calculer la valeur maximale du Likelihood pour le modèle 3+2 avec les valeurs de paramètres choisis aléatoirement (ou des valeurs choisis par l'utilisateur).

```

1
2
3 #Calculate the log likelihood of the given parameters
4 #the oscillation parameters choosen
5 ret = maxi(calc_bg)
6
7 #print the parameter optimised (here nb of signal and bck
    events)
8 print(ret.x)
9
10 #print the log-Likelihood maximised
11 print(ret.log_likelihood)

```

L'utilisateur est libre d'utiliser cette valeur de Likelihood pour une analyse fréquentiste ou Bayésienne. Pour notre cas, nous utilisons cet exemple dans un MCMC comme décrit dans le chapitre 4 afin d'estimer le *posterior* des paramètres Δm_{41}^2 , Δm_{54}^2 , U_{e4} et U_{e5} puis de calculer leurs régions de crédibilités. Le Résultat est présenté sur la figure B.1.

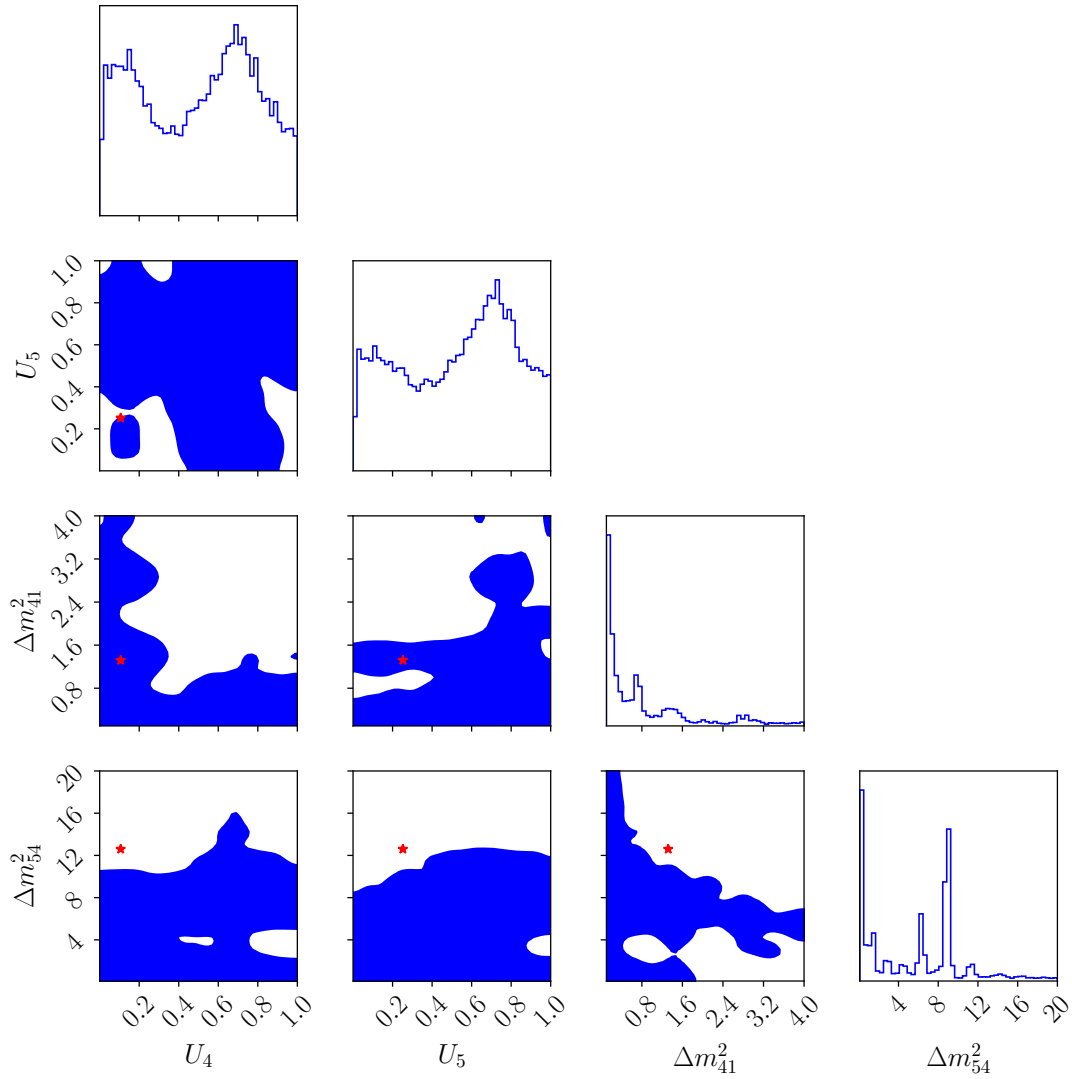


FIGURE B.1 – Régions de crédibilité à 95 % des différents paramètres d'oscillation dans un modèle 3+2. Les histogrammes représentent les projections des différents paramètres. Les étoiles rouges représentent le meilleur résultat obtenu par un ajustement global des données d'expériences anti-neutrino à courte distance par un modèle 3+2 [113].