



**HAL**  
open science

# Physique des neutrinos et contribution à l'expérience DUNE

Joel Dai

► **To cite this version:**

Joel Dai. Physique des neutrinos et contribution à l'expérience DUNE. Physique [physics]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2024. Français. NNT : 2024GRALY075 . tel-05035490

**HAL Id: tel-05035490**

**<https://theses.hal.science/tel-05035490v1>**

Submitted on 15 Apr 2025

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

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

# THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Physique Subatomique et Astroparticules

Unité de recherche : Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie

### Physique des neutrinos et contribution à l'expérience DUNE

### Neutrino physics and contribution to the DUNE experiment

Présentée par :

**Joel DAI**

#### Direction de thèse :

**Jean-Sébastien REAL**

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALPES

Directeur de thèse

**Arnaud ROBERT**

MAITRE DE CONFERENCES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Co-encadrant de thèse

#### Rapporteurs :

**CHRISTINE MARQUET**

DIRECTRICE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION AQUITAINE

**CORINNE AUGIER**

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE LYON 1 - CLAUDE BERNARD

#### Thèse soutenue publiquement le **6 novembre 2024**, devant le jury composé de :

**CHRISTOPHE FURGET,**

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Président

**CHRISTINE MARQUET,**

DIRECTRICE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION AQUITAINE

Rapporteuse

**CORINNE AUGIER,**

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE LYON 1 - CLAUDE BERNARD

Rapporteuse

**LAURENT SIMARD,**

MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE PARIS-SACLAY

Examineur



---

## Remerciements

La réalisation de ce manuscrit et de ces trois années de thèse a été possible grâce au soutien et à l'aide de nombreuses personnes envers lesquelles je suis très reconnaissant. Tout d'abord un énorme merci du fond du coeur à toi, Jean-Sébastien, pour tous tes conseils et pour m'avoir guidé pendant ces trois ans. J'ai vraiment beaucoup appris à tes côtés. Merci à toi aussi, Thomas, pour la stimulation intellectuelle que tu m'as apportée tant sur le plan scientifique que sur le plan humain pendant nos deux années dans le même bureau. Je suis également très reconnaissant envers Arnaud et Jean-Stéphane pour votre aide et vos conseils précieux, tant dans le travail que dans la rédaction de cette thèse. De même, merci à vous Pierre et Leïla pour les heures que vous avez passées à répondre à mes questions. Joshua, j'ai apprécié nos discussions et je te souhaite bon courage pour ta dernière année. Un grand merci à vous, Anne, Jacob, Silvia, Corinne, Valentina, Guillaume, Renaud et Johann. J'ai eu la chance de passer trois ans au sein de l'équipe Neutrino qui ont tous toujours été disponibles pour m'aider dès que j'en avais besoin.

J'aimerais remercier aussi les membres du jury, Christine Marquet, Laurent Simard, Christophe Furget et enfin Corinne Augier, d'avoir accepté d'en faire partie et de m'accorder de votre temps. Corinne, j'en profite aussi pour te remercier pour tes cours de Physique des particules en M2 qui ont été la base de mes connaissances et de ma culture pour ce manuscrit.

Cette thèse n'aurait pas été possible non plus sans toutes les personnes qui m'ont accompagné et soutenu depuis le début en commençant par mes parents et mon frère. Merci aux enseignant.es qui m'ont soutenu et qui ont éveillé ma passion pour la physique et les sciences en général. Je pense aussi à vous, mes ami.es avec qui j'ai passé tellement de bons moments. Surtout vous, Stella et Inès, qui me supportez depuis tant d'années. Je ne vous le dis pas assez mais votre amitié m'est vraiment précieuse. Il m'est impossible de citer tout le monde mais sachez que si je suis qui je suis aujourd'hui, c'est grâce à vous.

Je ne peux finir mes remerciements sans te dire à quel point je te suis reconnaissant Julia. Tu as été mon pilier, ma confidente dans mes périodes de doutes pendant ces trois ans. Ton intelligence et ta gentillesse me guideront toujours. Merci infiniment pour tous tes conseils de vie et pour tout ce que tu as fait pour moi.

Encore un grand merci à toutes les personnes qui ont permis la réalisation de cette thèse. Bonne lecture.

\* \* \*

# Résumé

Presque cent ans après le postulat de l'existence des neutrinos, nous sommes entrés dans l'ère des mesures de précision des paramètres d'oscillation des neutrinos. C'est dans cette optique que des expériences comme DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) ont été conçues. Au vu des défis physiques et technologiques à relever pour réaliser cette expérience, nombreux sont les sujets de recherche à étudier. Ma thèse s'inscrit dans ce cadre puisqu'elle se concentre notamment sur les neutrinos atmosphériques.

Dans un premier temps, je présenterai le contexte physique de DUNE en abordant le principe physique de la masse des neutrinos et de l'oscillation de saveurs qui en découle. J'apporterai ensuite des précisions sur l'oscillation dans la matière qui permettra de mesurer les paramètres d'oscillation, notamment la hiérarchie de masse et la violation de la symétrie CP. Après ce cadre théorique, nous discuterons des expériences passées et de leurs contributions sur la mesure des paramètres d'oscillation que DUNE va chercher à (re)mesurer avec précision.

Pour ce faire, l'expérience se compose de trois éléments principaux : le faisceau de neutrinos, le détecteur proche et le détecteur lointain, que nous étudierons dans la deuxième partie. Je vais, tout d'abord, détailler les concepts physiques spécifiques à DUNE, sa sensibilité escomptée aux paramètres d'oscillation et les interactions neutrino-noyau qui permettront leur mesure. La seconde moitié de cette partie traitera des composants de DUNE et de leurs technologies, notamment celles des détecteurs lointains, qui seront des chambres à projection temporelle d'argon liquide (LArTPC) à dérive horizontale (HD) et verticale (VD). Cette dernière sera, en partie, construite au LPSC de Grenoble, et je présenterai ma contribution à ces prototypes assemblés au CERN.

Les détecteurs lointains de DUNE détecteront des neutrinos atmosphériques en plus des neutrinos du faisceau, ce qui permettra de calibrer les détecteurs, de vérifier les mesures effectuées avec les neutrinos de faisceau avec des systématiques différentes ainsi que de comparer les résultats obtenus avec ceux d'autres expériences telle que Hyper-Kamiokande. Cette troisième partie apportera des précisions sur le flux de neutrinos atmosphériques et sur les systématiques auxquelles nous serons confrontés. Ensuite, nous nous intéresserons aux oscillations de ces neutrinos dans la Terre, ce qui nous permettra d'accéder aux taux d'événements attendus en se basant sur les modèles discutés dans ce chapitre. Lors de la phase de lancement de DUNE, les détecteurs seront fonctionnels avant le faisceau pendant environ deux ans. J'ai donc évalué la possibilité d'obtenir la hiérarchie de masse pendant cette période : il sera très peu probable de pouvoir valider l'une des deux hypothèses.

---

J'ai ensuite étendu l'étude de ces neutrinos à toute la durée de l'expérience. La dernière partie de ma thèse présentera les outils que j'ai utilisés pour la simulation et l'analyse de ces neutrinos dans les détecteurs de DUNE : GENIE, GEANT4 et MaCh3. Ce sont aussi ces outils que la collaboration utilise officiellement. Je présenterai donc, pour finir, les résultats du développement que j'ai effectué de MaCh3, qui permettra notamment de pouvoir étudier les sources des erreurs systématiques et leurs effets plus efficacement.

\* \* \*

# Summary

Nearly a century after W. Pauli postulated the existence of the particles now called neutrinos, we have entered the era of the precise measurements of the oscillation parameters. DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) has been created as a next generation experiment to fulfil that role. Considering the physical and technological prowess required for it to succeed, many topics must be researched. The focus of my PhD is one of these topics : atmospheric neutrinos.

Firstly, I will give an overview of the theoretical context for neutrinos in the Standard Model, especially their mass and the flavour oscillation that stems from it. Then, I will focus on the oscillations in matter and how they will allow DUNE to measure their parameters, especially the mass hierarchy and violation of the CP-symmetry. Lastly, I will present the experimental context by discussing the contributions of past experiments that have led to creation of DUNE.

DUNE's goal is the precise measurement of the oscillation parameters. To reach this goal, the experiment has three main components : the neutrino beam and the near and far detectors. Before describing in detail these components, I will focus on the physical concepts specific to DUNE, the results we expect and the neutrino-nucleus interactions that will occur in the detectors. These detectors will be Liquid Argon Time Projection Chambers (LArTPC) with either a Horizontal or Vertical Drift. The latter will, in part, be built at the LPSC in Grenoble and I will present these contributions I made to its prototypes at CERN.

The far detectors of DUNE will also detect atmospheric neutrinos in addition to beam neutrinos. These neutrinos will help calibrate the detectors, verify the measurements made with the beam neutrinos and allow comparison with other experiments such as Hyper-Kamiokande. I will study these neutrinos in detail by looking at the neutrino flux and the systematics related to it. After familiarising ourselves with the oscillations in the Earth, we can calculate the expected event rate of neutrinos based on the models discussed in this chapter. During the first phase of DUNE, the far detectors will be ready two years before the beam and will only be able to detect atmospheric neutrinos. Therefore, I studied the possibility of measuring the mass hierarchy in that time frame and surmised that there is a very low probability of success.

I extended that study to the whole duration of the experiment. In my last chapter, I will thus discuss the tools I used for the generation, simulation and analysis of neutrinos in DUNE's detectors, namely GENIE, GEANT4 and MaCh3 which are also the official tools of the collaboration. I will present the results of the development

---

of MaCh3 that I worked on, which will allow us to study the sources of the systematic errors and their effects on neutrino oscillations more efficiently.

\* \* \*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<b>1 Cadre théorique</b>	<b>12</b>
1.1 Physique des neutrinos . . . . .	13
1.1.1 Modèle Standard . . . . .	13
1.1.2 Masse des neutrinos . . . . .	15
1.1.3 Oscillation des neutrinos . . . . .	17
1.1.4 Effets de matière . . . . .	20
1.1.5 Symétrie CP et hiérarchie de masse . . . . .	21
1.2 Différentes sources de neutrinos . . . . .	23
1.2.1 Neutrinos des réacteurs . . . . .	23
1.2.2 Neutrinos solaires . . . . .	25
1.2.3 Neutrinos atmosphériques . . . . .	28
1.2.4 Neutrinos de faisceau . . . . .	29
1.2.5 Neutrinos de supernovae . . . . .	32
1.3 État de l'art des paramètres des oscillations . . . . .	34
<b>2 Deep Underground Neutrino Experiment</b>	<b>38</b>
2.1 Principe de l'expérience . . . . .	39
2.1.1 Physique de l'expérience . . . . .	40
2.1.2 Sensibilité . . . . .	44
2.2 Interaction des neutrinos . . . . .	48
2.2.1 Interactions par courant chargé . . . . .	49
2.2.2 Cinématique des interactions . . . . .	49
2.2.3 Interaction Quasi-Elastique (QEL) . . . . .	51
2.2.4 Interaction Résonante et <i>Deep Inelastic Scattering</i> . . . . .	52
2.2.5 Interactions dans l'état final . . . . .	53
2.2.6 Sections efficaces dans DUNE . . . . .	54
2.3 Les composants de DUNE . . . . .	56
2.3.1 Le faisceau de neutrinos . . . . .	56
2.3.2 LArTPC . . . . .	57
2.3.3 Détecteurs proches . . . . .	59
2.3.4 Détecteurs lointains . . . . .	63
2.4 Détecteur à dérive verticale . . . . .	67
2.4.1 Technologie . . . . .	67
2.4.2 Prototypes au CERN . . . . .	71
2.4.3 Capteurs de niveau . . . . .	75
2.4.4 Bruit cohérent . . . . .	79

<b>3</b>	<b>Neutrinos atmosphériques</b>	<b>84</b>
3.1	Motivations . . . . .	85
3.2	Neutrinos Atmosphériques . . . . .	85
3.3	Flux des neutrinos atmosphériques . . . . .	87
3.4	Modèle de HKKM . . . . .	91
3.4.1	Variations saisonnière . . . . .	92
3.4.2	Asymétrie est-ouest . . . . .	95
3.4.3	Flux selon l'angle zénithal et l'activité du Soleil . . . . .	98
3.4.4	Taux d'événements . . . . .	99
3.5	Oscillations . . . . .	101
3.5.1	Modèle de la Terre . . . . .	102
3.5.2	Oscillogramme . . . . .	103
3.5.3	Taux d'événements oscillés . . . . .	105
3.6	Neutrinos atmosphériques avant le faisceau . . . . .	107
3.6.1	Étude sur la hiérarchie de masse . . . . .	107
3.6.2	Mesure de la hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ et de $\theta_{23}$ . . . . .	111
3.6.3	Hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ . . . . .	113
3.6.4	Hiérarchie de masse en fonction de $\theta_{23}$ . . . . .	114
3.6.5	Conclusion . . . . .	116
<b>4</b>	<b>Étude des paramètres d'oscillation dans DUNE</b>	<b>118</b>
4.1	Les outils de la simulation . . . . .	119
4.1.1	GENIE . . . . .	120
4.1.2	GEANT4 . . . . .	120
4.1.3	Énergie déposée . . . . .	122
4.2	MaCh3 . . . . .	127
4.2.1	Vraisemblance . . . . .	127
4.2.2	Chaînes de Markov . . . . .	129
4.2.3	Algorithme Metropolis-Hastings . . . . .	130
4.2.4	Application à l'oscillation des neutrinos . . . . .	132
4.3	Simulation des neutrinos atmosphériques . . . . .	133
4.4	Analyse statistique . . . . .	137
4.4.1	Influence du nombre de pas et de la statistique de la simulation Monte-Carlo . . . . .	138
4.4.2	Retour pour une exposition de 40 kt.an . . . . .	140
4.4.3	Analyse pour une exposition de 400 kt.an . . . . .	144
4.4.4	Influence de la différenciation $\nu/\bar{\nu}$ . . . . .	146
4.4.5	Étude de la sensibilité . . . . .	148
4.4.6	Approches préliminaires sur les erreurs systématiques . . . . .	151
4.4.7	Conclusion . . . . .	153
	<b>Conclusion</b>	<b>155</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>157</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>174</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>175</b>



# Introduction

Les neutrinos font partie des particules les plus étudiées de nos jours car leurs propriétés sont essentielles pour la recherche en physique des particules et en cosmologie. L'existence de ces particules a été postulée par Wolfgang Pauli en 1930 [1] pour expliquer la conservation de l'énergie lors d'une désintégration  $\beta$  au cours de laquelle un neutron se désintègre en proton en émettant un électron et un antineutrino électronique selon l'équation  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . Depuis, leurs propriétés ont été étudiées de manière continue pour confronter leurs caractéristiques au cadre du Modèle Standard de la physique des particules. La découverte, en 1998, de l'oscillation des neutrinos par l'expérience Super-Kamiokande [2] fut majeure. Elle prouve que les neutrinos possèdent une masse non prévue par le Modèle Standard de la physique des particules. L'étude de ces oscillations est fondamentale pour répondre à des questions importantes de la physique telles que celles de la hiérarchie de masse des neutrinos ou la violation de la symétrie CP (charge-parité) dans le secteur leptonique. Pour cela, il faut s'intéresser à la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) [3] reliant les états de masse (1,2,3) aux états de saveurs ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ) des neutrinos. Cette matrice peut s'écrire à l'aide de trois angles de mélanges,  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$ , et d'une phase complexe  $\delta_{CP}$  [4]. Ce sont ces paramètres que DUNE cherche à mesurer avec précision. La mesure de  $\delta_{CP}$  est notamment primordiale pour la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière observée dans notre univers.

DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) [5] est l'une des expériences phares de prochaine génération pour la physique des neutrinos. Afin d'étudier l'oscillation des neutrinos, DUNE comporte trois composants principaux : un faisceau intense de neutrinos de 1.2 MW (augmentation prévue jusqu'à 2.4 MW) situé au Fermilab proche de Chicago, des détecteurs proches du faisceau et quatre détecteurs lointains situés à 1300 km en Dakota du Sud (à SURF - Sanford Underground Research Facility). Les neutrinos produits par le faisceau oscilleront dans la croûte terrestre jusqu'aux détecteurs lointains. Cet effet de matière sur les oscillations de neutrinos est nécessaire pour la mesure de la phase de violation de la symétrie CP,  $\delta_{CP}$ . L'oscillation des neutrinos dépend aussi des différences de masses carrées :  $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$  (avec  $1 \leq i < j \leq 3$ ). L'ordre de ces trois masses correspond au problème de la hiérarchie de masse. DUNE a aussi pour objectif de le résoudre.

DUNE est une collaboration internationale de très grande envergure comprenant plus de 1500 scientifiques. La mise en marche de deux des quatre détecteurs lointains est prévue pour 2028 tandis que celle du faisceau est prévue pour 2030. L'augmentation de la puissance du faisceau à 2.4 MW et les deux autres détecteurs lointains sont prévus pour 2036 lors de DUNE Phase 2. Ainsi, pendant plusieurs années, les seules données auxquelles DUNE aura accès sont les neutrinos atmosphériques. Il sera tou-

jours intéressant de les étudier même après l'arrivée du faisceau, pour permettre de vérifier la cohérence des valeurs obtenues avec chaque source de neutrinos, chacune ayant des systématiques différentes, ainsi que la cohérence avec d'autres expériences. La technologie choisie pour les détecteurs lointains est celle des chambres à projections temporelles à argon liquide (LArTPC). Chacun des détecteurs aura une masse d'environ 17 kt d'argon liquide et permettra de détecter avec une précision millimétrique les interactions neutrinos avec les noyaux d'argon. Il sera aussi possible d'obtenir avec précision les énergies des particules dans l'état final ainsi que leur trajectoire.

Dans un premier temps, dans cette thèse, je présenterai la physique des neutrinos en donnant un aperçu général des concepts physiques sur lesquels se base DUNE, des différents types de neutrinos et de leurs contributions aux mesures des paramètres d'oscillation. En deuxième partie, je donnerai une description de l'expérience en partant des principes physiques qui lui sont propres jusqu'aux composants qui lui permettront de réaliser ses objectifs. Je vais, en particulier, m'attarder sur le détecteur à dérive verticale que j'ai étudié plus en détail. La troisième partie se focalisera sur les neutrinos atmosphériques, en abordant le flux de ces neutrinos puis les outils utiles à l'analyse. Je présenterai ensuite les résultats attendus, tout d'abord pendant les années sans faisceau et ensuite sur toute la durée de l'expérience.

\* \* \*

# Chapitre 1

## Cadre théorique

### Contents

---

<b>1.1</b>	<b>Physique des neutrinos . . . . .</b>	<b>13</b>
1.1.1	Modèle Standard . . . . .	13
1.1.2	Masse des neutrinos . . . . .	15
1.1.3	Oscillation des neutrinos . . . . .	17
1.1.4	Effets de matière . . . . .	20
1.1.5	Symétrie CP et hiérarchie de masse . . . . .	21
<b>1.2</b>	<b>Différentes sources de neutrinos . . . . .</b>	<b>23</b>
1.2.1	Neutrinos des réacteurs . . . . .	23
1.2.2	Neutrinos solaires . . . . .	25
1.2.3	Neutrinos atmosphériques . . . . .	28
1.2.4	Neutrinos de faisceau . . . . .	29
1.2.5	Neutrinos de supernovae . . . . .	32
<b>1.3</b>	<b>État de l'art des paramètres des oscillations . . . . .</b>	<b>34</b>

---

## 1.1 Physique des neutrinos

Ce chapitre a pour but de présenter la physique des neutrinos et son évolution dans le temps : comment l'existence de ces particules a été postulée, détectée et étudiée, et comment ces recherches s'inscrivent dans le Modèle Standard de la physique des particules. Dans un deuxième temps, je vais m'intéresser aux différents types de neutrinos et à leurs spécificités. Je conclurai ce chapitre par un état de l'art des paramètres d'oscillation.

### 1.1.1 Modèle Standard

Au sein du Modèle Standard de la physique des particules, les neutrinos font partie de la famille des fermions, soit des particules de spin demi-entier. Plus particulièrement, ce sont des leptons (voir figure 1.1 montrant les particules élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules) qui se déclinent sous trois saveurs : électronique, muonique et tauique. Ce sont des particules de charge nulle et, d'après le Modèle Standard, de masse nulle. Cependant, l'existence des neutrinos n'a pas toujours été une évidence et la connaissance de leurs propriétés a évolué dans le temps.

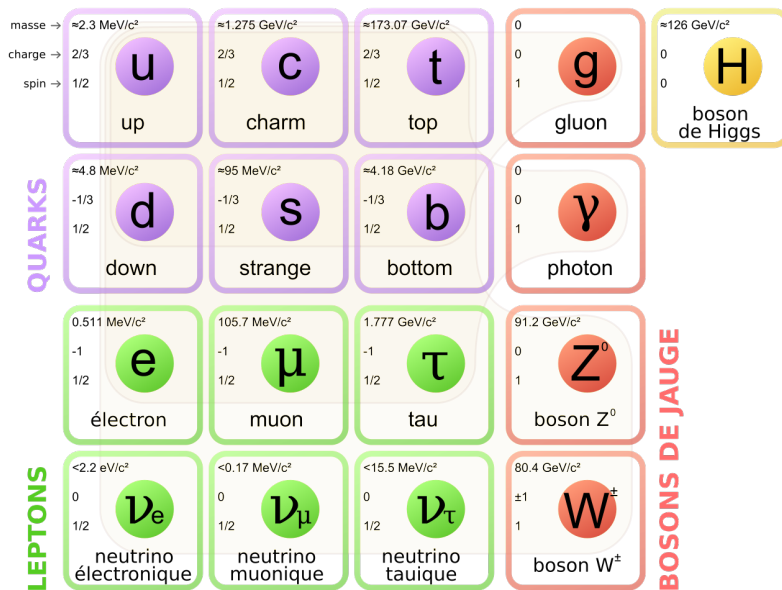


FIGURE 1.1 – Modèle Standard de la physique des particules.

Contrairement à la radioactivité  $\alpha$ , où le noyau d'Helium He possède une énergie fixe, l'électron émis lors d'une désintégration  $\beta$  ( ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + e^- + \bar{\nu}$ ) a un spectre en énergie continu, l'électron pouvant prendre une énergie allant de 0 au maximum d'énergie. C'est la découverte qu'ont faite James Chadwick et son équipe en 1914 [6]. L'explication de ce phénomène ne fut apportée qu'en 1930 par Wolfgang Pauli [1]. Il l'expliqua en postulant que la désintégration  $\beta$  est une désintégration à trois corps, contrairement à la désintégration  $\alpha$  qui est une désintégration à deux corps. La troisième particule non détectée expliquerait le spectre continu en énergie de l'électron. L'hypothèse de Pauli permettait de résoudre un second problème : la conservation du spin de la réaction ; les deux noyaux ayant le même nombre de

nucléons, la différence de spin est un entier tandis que l'électron a un spin  $1/2$ . La particule proposée par Pauli, appelée neutron à l'époque, serait donc un fermion de spin  $1/2$ , de charge nulle, de masse comparable à l'électron et suivant la loi de Fermi-Dirac. Et, d'après Pauli, cette particule n'interagirait que très faiblement avec la matière et ne serait pas détectable.

Le neutron a été découvert en 1932 [7] et la particule mystérieuse a été renommée neutrino. Fermi proposa, en 1933, une première théorie expliquant la désintégration  $\beta$  incluant le neutrino en expliquant qu'un neutron se transforme en proton en libérant un électron et un neutrino. Une première constante de couplage avait été évaluée à  $3,25 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ . On peut alors estimer la section efficace de l'interaction d'un neutrino avec un proton au repos à l'aide de  $G_F^2 E_\nu^2$  avec  $G_F$  la constante de couplage de Fermi et  $E_\nu$  l'énergie du neutrino. Pour un neutrino de 1 MeV, on obtient une valeur de l'ordre de  $10^{-43} \text{ cm}^2$ . Il s'avère donc très difficile de le détecter. Pour pallier la faiblesse de cette section efficace, il faut un flux très grand de neutrinos et un très grand détecteur.

Il faudra attendre vingt-six ans pour que l'expérience Savannah River, dirigée par Frederick Reines et Clyde Cowan, détecte les premiers neutrinos [8]. En plaçant un détecteur de 4200 L de scintillateur proche du réacteur nucléaire de Savannah River aux États-Unis, les auteurs ont pu détecter (à hauteur de trois événements par heure) la coïncidence d'un neutron et d'un positron issus d'une désintégration  $\beta$  inverse,  $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$ , ne pouvant s'expliquer que par l'absorption d'un neutrino par un proton.

On sait maintenant que ces neutrinos étaient des antineutrinos électroniques. Le Modèle Standard comporte deux autres saveurs qui ont été détectées en 1962 pour la saveur muonique et en 2000 pour la saveur tauique. Le neutrino muonique a été détecté à BNL (Brookhaven National Laboratory) [9] en observant les particules issues de la désintégration de pions chargés. Seules des traces de muons ont été observées, impliquant donc une autre saveur de neutrinos. Le lepton  $\tau$ , découvert en 1975, laissa penser à l'existence d'une troisième saveur de neutrino, observée vingt-cinq ans plus tard par l'expérience DONUT [10] (Direct Observation of the Neutrino Tau). Avec la mesure de la masse du Boson Z, on obtient un argument fort en faveur de l'existence de seulement trois saveurs de neutrinos de masse inférieure à la moitié de la masse du boson ( $\approx 45 \text{ GeV}/c^2$ ), masses contraintes en cosmologie à  $\sum m_\nu < 0.26 \text{ eV}$  [11] principalement à travers les mesures du fond diffus cosmologique. Cette valeur est fortement dépendante du modèle.

Dans les années 1970, l'expérience Homestake [12] avait pour but de mesurer les neutrinos provenant du Soleil. En se basant sur la réaction  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$  et en mesurant la radioactivité provenant de la quantité d'Argon 37 créé, Homestake a mesuré un déficit d'un facteur 3 de neutrinos solaires par rapport aux prédictions. Cette anomalie des neutrinos solaires a duré jusqu'à la fin des années 1990, bien que Bruno Pontecorvo, en partant du principe que le flux mesuré et les prédictions étaient tous deux justes, ait proposé l'existence d'un phénomène d'oscillation [13]. Sa proposition nécessitait d'aller au-delà du Modèle Standard et n'a donc pas convaincu la communauté scientifique à l'époque.

Dans les années 1980, une nouvelle anomalie est apparue : celle des neutrinos atmosphériques. Le nombre de neutrinos électroniques par rapport au nombre de neutrinos muoniques des données mesurées par Kamiokande [14] n'était pas en accord avec les prédictions. Il a été remarqué que cela dépendait de la direction de provenance des neutrinos et donc de la distance parcourue. C'est grâce au successeur, Super-Kamiokande [15], qu'il a été découvert que les données correspondaient aux prédictions pour les neutrinos provenant du dessus du détecteur, mais qu'il y avait un déficit de neutrinos muoniques pour les neutrinos créés à l'antipode et provenant du dessous du détecteur. C'est la première preuve de l'oscillation dans la matière terrestre des neutrinos atmosphériques.

En 2001, l'expérience Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [16] a apporté une preuve supplémentaire quant à l'existence de l'oscillation des neutrinos solaires en mesurant à la fois les neutrinos électroniques en courant chargé et la totalité des neutrinos solaires indépendamment de la saveur. Le déficit de neutrinos électroniques a été confirmé mais le nombre de neutrinos total était en accord avec les prédictions. Arthur B. McDonald (SNO) et Takaaji Kajita (Super-Kamiokande) ont été récompensés d'un prix Nobel en 2015.

### 1.1.2 Masse des neutrinos

Le Modèle Standard décrit les neutrinos comme des leptons sensibles seulement à l'interaction électrofaible générée par l'invariance sous un groupe de symétrie locale : le groupe de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , avec  $U(1)_Y$  le groupe de jauge correspondant à l'hypercharge faible et  $SU(2)_L$  est le groupe d'isospin faible de chiralité gauche. Seul des neutrinos de chiralité gauche (L pour "left") et des antineutrinos droits peuvent interagir. J'ai écrit précédemment que, dans le Modèle Standard, les neutrinos sont des leptons de masse nulle. Cependant, seuls des neutrinos massifs peuvent osciller, il faut donc ajouter l'hypothèse d'un terme de masse dans le Lagrangien. Il n'est pas encore tranché si les neutrinos sont des fermions de Dirac ou de Majorana. Cette différenciation implique des termes de masses différents dans le Lagrangien mais n'impacte les oscillations. Nous allons étudier le cas des neutrinos en nous inspirant des quarks qui sont des fermions de Dirac.

Nous allons tout d'abord représenter les éléments du groupe  $SU(2)_L$ . Une particule élémentaire est une représentation irréductible du groupe de Poincaré et des autres groupes de symétries internes de nos modèles. On classe les particules dans des représentation irréductibles du groupe de jauge  $SU(2)_L$  et les éléments du groupe sont représentés par  $|I_W, I_W^3\rangle$  (isospin et projection de l'isospin). Les fermions de chiralité gauche et les antifermions de chiralité droite sont placés dans des doublets d'isospin  $I_W = 1/2$  et les fermions de chiralité droite et les antifermions de chiralité gauche dans des singulets d'isospin  $I_W = 0$ . En d'autres termes :

les fermions dans  $SU(2)_L$  :

$$\begin{array}{l}
 I_W = \frac{1}{2} \quad \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \quad \left( \begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_L \quad \left( \begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_L \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_L \\
 I_W = 0 \quad e_R^- \quad \mu_R^- \quad \tau_R^- \quad u_R \quad d_R \quad c_R \quad s_R \quad t_R \quad b_R
 \end{array}$$

et les antifermions :

$$I_W = -\frac{1}{2} \quad \begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \bar{d}' \\ \bar{u} \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \bar{s}' \\ \bar{c} \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \bar{b}' \\ \bar{t} \end{pmatrix}_R$$

$$I_W = 0 \quad e_L^+ \quad \mu_L^+ \quad \tau_L^+ \quad \bar{u}_L \quad \bar{d}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{t}_L \quad \bar{b}_L.$$

On s'intéresse tout d'abord au cas des quarks, qui ont été établis comme étant massifs, et, en particulier, au cas de quarks de type  $up$ , associés à des champs de spineurs de Dirac. On introduit un terme de masse dans le Lagrangien en gardant l'invariance de jauge par couplage de Yukawa avec un champ scalaire, le champ de Higgs :  $-y_f \left( \bar{L}\phi_c R + \bar{R}\phi_c^\dagger L \right)$  avec  $L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$  et  $\phi_c = \begin{pmatrix} -\phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix}$ . En développant on obtient

$$\mathcal{L}_u = -y_u \left[ (\bar{u} \quad \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix} u_R + \bar{u}_R \begin{pmatrix} -\phi^0 & \phi^{-*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right]. \quad (1.1)$$

Le couplage de Yukawa d'un fermion avec le champ de Higgs est  $y_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v}$  avec  $v$  la valeur moyenne du champ dans le vide et  $m_f$  la masse du fermion. Comme la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide est non nulle, il y a une brisure spontanée de symétrie. Donc, pour le Lagrangien du quark  $up$  on obtient

$$\mathcal{L}_u = -\frac{y_u}{\sqrt{2}} v (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) - \frac{y_u}{\sqrt{2}} h (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L), \quad (1.2)$$

avec  $v$  la valeur moyenne de Higgs dans le vide et  $h$  le champ de Higgs paramétré par rapport au vide.

On va appliquer ce procédé à tous les quarks en appelant  $Q_{\alpha L (\alpha=1,2,3)}$  les trois doublets gauches d'isospin tel que  $Q_{1L} = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$  et  $q_{\alpha R}^U, q_{\alpha R}^D$  les champs droits correspondants. L'indice  $U$  désigne les quarks correspondant aux champs gauches avec  $I_W = 1/2$ , et l'indice  $D$  pour ceux avec  $I_W = -1/2$ . On obtient le couplage de ces fermions par couplage de Yukawa (avec  $Y^U$  et  $Y^D$  les matrices de Yukawa) :

$$\mathcal{L} = -\left( \frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha,\beta=d,s,b} \left( Y_{\alpha\beta}^D \bar{q}_{\alpha L}^D q_{\beta R}^D + \text{h.c} \right) - \left( \frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha,\beta=u,c,t} \left( Y_{\alpha\beta}^U \bar{q}_{\alpha L}^U q_{\beta R}^U + \text{h.c} \right). \quad (1.3)$$

Les champs fermioniques apparaissant dans le Lagrangien correspondent aux champs dans les interactions électrofaibles. Il n'y a, cependant, aucune raison pour dire que ces champs diagonalisent les matrices  $Y^U$  et  $Y^D$ . Il existe donc quatre matrices, souvent notées  $V_L^D, V_R^D, V_L^U, V_R^U$ , tel que les deux matrices  $Y_{masse}^D = V_L^{D\dagger} Y^D V_R^D$  et  $Y_{masse}^U = V_L^{U\dagger} Y^U V_R^U$  soient diagonales. On cherche à diagonaliser les matrices de masses dans le Lagrangien (base où les matrices de Yukawa sont diagonales) comme ce sont les états qui vont se propager. On peut donc définir les champs de masse pour les quarks  $d,s,b$  et  $u,c,t$  tels que

$$\begin{aligned}
 \mathbf{q}_{L, \text{mass}}^U &= V_L^{U\dagger} \mathbf{q}_L^U, \\
 \mathbf{q}_{L, \text{mass}}^D &= V_L^{D\dagger} \mathbf{q}_L^D, \\
 \mathbf{q}_{R, \text{mass}}^U &= V_R^{U\dagger} \mathbf{q}_R^U, \\
 \mathbf{q}_{R, \text{mass}}^D &= V_R^{D\dagger} \mathbf{q}_R^D.
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

Le changement de base se répercute dans le Lagrangien d'interaction par courants chargés. On obtient ainsi la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [17] [18], écrite  $V_{CKM}$  :

$$V_{CKM} = V_L^{U\dagger} V_L^D \tag{1.5}$$

Dans l'opération, on retrouve les termes de la matrice  $V_{CKM}$  qui pondère les termes de couplage en courant chargé<sup>1</sup>. On obtient donc<sup>2</sup>

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}. \tag{1.6}$$

La matrice CKM relie donc les états propres de saveurs (terme de gauche) aux états propres de masses.

Pour le secteur leptonique, on ne va s'intéresser qu'à des neutrinos de Dirac massifs en procédant de la même manière que pour les quarks en définissant

$$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \nu_{\alpha L} \\ \alpha_L \end{pmatrix}, \nu_{\alpha R}, \alpha_R (\alpha = e, \mu, \tau). \tag{1.7}$$

La matrice de mélange qui apparaît est la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) [3] [19] venant des champs de masse

$$\nu_i = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha i}^* \nu_\alpha. \tag{1.8}$$

On vient d'étendre le Modèle Standard à un modèle qu'on appelle Modèle Standard Neutrinique Minimal permettant de décrire des neutrinos de Dirac massifs. Dans le Modèle Standard, la masse des fermions nécessite un terme proportionnel à un produit de champs gauche et droit dans le Lagrangien, il a donc fallu rajouter des neutrinos droits stériles puisqu'ils ne sont pas compris dans le Modèle Standard. Dans le cas où les neutrinos sont des fermions de Majorana, il faut introduire un autre terme de masse; voir la référence [20].

### 1.1.3 Oscillation des neutrinos

L'oscillation des neutrinos décrit le phénomène où un neutrino peut passer d'une saveur  $\nu_\alpha$  à une saveur  $\nu_\beta$  lors de sa propagation, avec  $\alpha$  et  $\beta$  les saveurs ( $e, \mu, \tau$ ). La matrice PMNS, vue dans la partie précédente, est une matrice unitaire. Pour une matrice de taille  $N = 3$ , on a neuf paramètres (dix-huit comme la matrice est complexe). Grâce à des contraintes, dont l'unitarité, on peut réduire à trois angles

---

1. En d'autres termes, les interactions où ont lieu des changements de saveurs.  
2. Par convention d'écriture.

de mélanges et six phases. En faisant une transformation de phase des champs leptoniques, on peut réduire ce nombre à une seule phase. Et on obtient donc quatre paramètres fondamentaux :  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$  et une phase  $\delta_{CP}$ . La matrice PMNS est donc, selon la convention la plus commune, écrite telle que

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c\theta_{23} & s\theta_{23} \\ 0 & -s\theta_{23} & c\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} s\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta_{CP}} s\theta_{13} & 0 & c\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\theta_{12} & s\theta_{12} & 0 \\ -s\theta_{12} & c\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

avec  $c\theta_{ij} = \cos \theta_{ij}$  et  $s\theta_{ij} = \sin \theta_{ij}$ .

À noter que la phase est indexée par CP pour le fait qu'elle a un lien avec la violation de la symétrie CP (Charge-Parité) que l'on va étudier dans la partie suivante. De plus, si le neutrino est une particule de Majorana ( $\nu = \bar{\nu}$ ), il faut rajouter deux phases, mais qui n'ont pas d'effet sur les oscillations.

Pour étudier la propagation des neutrinos dans le vide, l'état de saveur  $|\nu_\alpha\rangle$  s'écrit en fonction des états propres de masse  $|\nu_i\rangle$  comme :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_1^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.10)$$

L'équation de Schrödinger s'écrit :  $i \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = H |\Psi(t)\rangle$ . Pour des neutrinos massifs  $|\nu_i\rangle$  de masse  $m_i$  on a  $|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\sqrt{p_i^2 + m_i^2}t/\hbar} |\nu_i(t=0)\rangle$  avec  $m_i$  les états propres de masse,  $p_i$  les quantités de mouvement où  $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$  sont les valeurs propres de l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \sqrt{p_1^2 + m_1^2} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{p_2^2 + m_2^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{p_3^2 + m_3^2} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Si on se base sur l'hypothèse des neutrinos ultra-relativistes on obtient  $t \approx L$  et donc

$$E_i \approx E \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_i^2}{E^2}\right). \quad (1.12)$$

Cependant, si on considère un neutrino d'énergie  $E$  de saveur  $\alpha$  et de quantité de mouvement  $\vec{p}$  tel que  $|\vec{p}| = E$ , l'assertion n'est pas tout à fait correcte : le neutrino ne peut pas avoir une énergie  $E$  et une quantité de mouvement  $\vec{p}$  et être décrit par une superposition d'états de masse, chaque état ayant une masse différente. La conservation de l'énergie pour les trois états ne peut pas être respectée pour chaque masse. Pour résoudre ce problème, il faut décrire le neutrino comme des paquets d'ondes permettant une superposition d'états d'énergie [20].

On réécrit ensuite l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} \simeq (E_\nu + \frac{m_1^2}{2E_\nu}) \mathbb{1} + \frac{1}{2E_\nu} \text{diag}(0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2), \quad (1.13)$$

avec  $\mathbb{1}$  la matrice identité et  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ .

Le terme  $(E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu})$  est présent pour les trois états propres et donc n'affecte pas les oscillations. On peut donc simplifier l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} \simeq \frac{1}{2E_\nu} \text{diag} (0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2). \quad (1.14)$$

La probabilité d'oscillation d'un neutrino de saveur  $\alpha$  en saveur  $\beta$  est donnée par

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2. \quad (1.15)$$

En partant de l'équation eq. 1.10 on obtient donc

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\alpha i} \langle \nu_\beta | \nu_i(L) \rangle \right|^2. \quad (1.16)$$

En utilisant l'expression de l'Hamiltonien et en développant l'équation, on obtient

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j} \text{Re} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ji}^2}{4E_\nu} L \right) \\ & + 2 \sum_{i<j} \text{Im} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ji}^2}{2E_\nu} L \right), \end{aligned} \quad (1.17)$$

avec  $\delta_{\alpha\beta}$  le delta de Kronecker. Pour le cas des antineutrinos, il faut juste changer le signe + en signe - devant le troisième terme. On en déduit que, comme la probabilité d'oscillation dépend de la différence de masse, il est impossible que les neutrinos aient tous une masse nulle.

L'amplitude des oscillations dépend donc des angles de mélange, et la fréquence dépend de  $\Delta m_{ij}^2$  et du rapport  $L/E_\nu$ .

Dans l'approximation à deux saveurs, la matrice PMNS est réduite à une matrice de rotation avec un seul angle de mélange,  $\theta$ , et une seule différence de masse,  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ , et on obtient

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right). \quad (1.18)$$

Comme les oscillations dépendent du rapport  $L/E$ , les expériences “*long-baseline*”<sup>3</sup> comme DUNE, doivent se placer à un maximum d'oscillation. Cette approximation est généralement suffisante comme la plupart des expériences ne sont sensibles qu'à un seul  $\Delta m^2$ . Le formalisme à trois saveurs n'est nécessaire que pour l'étude de la violation de la symétrie CP, ce qui est le cas de DUNE et sera abordé dans la partie 2.1.1.

---

3. *Long-baseline* signifie longue ligne de base en français.

### 1.1.4 Effets de matière

Pour DUNE, les neutrinos vont parcourir une longue distance à l'intérieur de la croûte terrestre, ce qui peut affecter les oscillations. En 1978, Wolfenstein [21] a découvert que, lorsque les neutrinos se propageaient dans la matière, ils étaient sous l'effet d'un potentiel qui affecte leurs oscillations. Il a pris en compte les diffusions élastiques des neutrinos sur la matière à l'aide d'interactions à courant neutre équivalent pour toutes les saveurs, qui n'affectent pas les oscillations. Cependant, les neutrinos électroniques peuvent aussi interagir en courant chargé :  $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$ <sup>4</sup>. Sous ces conditions, l'Hamiltonien de l'eq. 1.11 est modifié tel que

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2E_\nu} \left[ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{A}{\Delta m_{21}^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right], \quad (1.19)$$

avec le deuxième terme dû aux effets de matière et  $A = 2VE_\nu$  et  $V = \sqrt{2}G_F n_e$ , avec  $G_F$  la constante de Fermi et  $n_e$  la densité d'électrons dans la matière traversée par les neutrinos.  $V$  est le potentiel que voient les neutrinos électroniques dans la matière. Seule la saveur électronique voit le potentiel du fait de la présence d'électrons dans la matière. Pour prendre en compte la contribution des interactions en courant neutre, il faut rajouter un terme  $-n_n/2$ , avec  $n_n$  la densité en neutron de la matière, vue par toutes les saveurs cette fois. Pour les antineutrinos, il suffit d'inverser le signe de  $V$ . On remarque bien que, quand  $V \rightarrow 0$ , on retrouve l'Hamiltonien dans le vide.

Si on reprend la formule à deux saveurs, eq. 1.18, en prenant en compte l'effet de matière, on obtient une matrice effective semblable à la matrice de mélange dans le vide :

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos(\theta_M) & \sin(\theta_M) \\ -\sin(\theta_M) & \cos(\theta_M) \end{pmatrix}, \quad \tan(2\theta_M) = \frac{\tan(2\theta)}{1 - \frac{n_e}{n_e^R}}, \quad (1.20)$$

avec  $U_M$  la matrice de rotation effective,  $\theta_M$  l'angle de mélange effectif dans la matière et  $\theta$  l'angle de mélange entre les deux états propres de masse et de saveurs dans le vide. En partant de la matrice effective, on obtient pour la probabilité d'oscillation dans la matière entre deux saveurs

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_M) \sin^2\left(\frac{\Delta m_M^2 L}{4E}\right), \quad (1.21)$$

qui correspond à la formule eq. 1.18, avec l'angle de mélange et la différence de masse au carré qui sont remplacés par leur équivalent dans la matière. On remarque que, pour  $n_e = n_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{\sqrt{8}EG_F}$ , on a une résonance. Ce phénomène impactant les oscillations est appelé l'effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [22] et dépend de la densité du milieu d'oscillation. Il a permis d'expliquer notamment le problème des neutrinos solaires : la densité du noyau du Soleil est telle que les neutrinos électroniques s'en échappant voient un potentiel suffisant pour expliquer l'oscillation importante de ces neutrinos vers d'autres saveurs.

4. C'est la seule saveur qui peut interagir du fait de la présence d'électrons dans la matière.

### 1.1.5 Symétrie CP et hiérarchie de masse

#### Symétrie CP

En supposant aucune contrainte, une hypothèse veut que, lors du Big Bang, la matière et l'antimatière aient été créées de manière égale. On observe actuellement une asymétrie baryonique<sup>5</sup> [23] de l'ordre de

$$Y_B \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \approx (8,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-11}, \quad (1.22)$$

avec  $n_{(\bar{B})B}$  la densité (anti)baryonique et  $s$  l'entropie de l'Univers dont la valeur n'a pas changé depuis le Big Bang. Cette valeur est cohérente avec les mesures du fond diffus cosmologique [24]. Une valeur non-nulle est due donc soit à des conditions initiales particulières, ce qui est peu probable et en conflit avec l'inflation de l'Univers, soit au résultat d'un phénomène physique lors du commencement de l'Univers qu'on appelle la baryogénèse. Elle nécessite de remplir les trois conditions de Sakharov [25] :

- La violation du nombre baryonique
- La rupture de l'équilibre thermique
- La violation des symétries C et CP

C'est pourquoi l'étude de la violation de la symétrie CP est très intéressante pour comprendre l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers.

Il existe plusieurs types de symétries : discrètes et continues. Les symétries continues sont des déformations que l'on peut faire tendre de manière continue vers l'identité, telles que les boosts de Lorentz ou les rotations. Les symétries comme les symétries de parité (P) et de temps (T) sont des symétries discrètes classique. La symétrie de parité (P) correspond à une réflexion dans l'espace ( $\vec{x} = (x, y, z) \rightarrow \vec{x}' = -\vec{x} = (-x, -y, -z)$ ). En passant dans le domaine quantique, on peut rajouter la symétrie de charge (C), qui correspond à une transformation pour un spineur de Dirac impliquant une conjugaison complexe des champs, ce qui change le signe des charges. La mesure de la violation de la symétrie CP<sup>6</sup> est l'un des buts principaux de DUNE.

En 1957, Madame Wu et son équipe ont découvert que la symétrie de parité n'était pas respectée en étudiant la désintégration  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  [26]. Le théorème de Fermi [27] a donc été modifié en théorème V-A [28]. Comme le spin est invariant par symétrie de Charge (C), le théorème V-A prédit aussi la violation de la symétrie C. La violation de la combinaison des symétries C et P a été prouvée dans le secteur des quarks. L'invariant de Jarlskog, J, permettant de déterminer le degré de violation, est d'environ  $3 \times 10^{-5}$  dans ce secteur, ce qui est trop faible pour remplir les conditions de la baryogénèse. C'est pourquoi les recherches s'intéressent maintenant à la leptogénèse, en étudiant notamment la violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique.

---

5. Asymétrie matière-antimatière.

6. Rassemblant donc les symétries C et P.

À l'heure actuelle, tous les paramètres d'oscillation des neutrinos sauf  $\delta_{CP}$  ont été mesurés avec des précisions différentes (voir la partie 1.3 pour plus de détails). DUNE cherche à remesurer, de façon indépendante, tous ces paramètres en améliorant la précision sur l'octant de  $\theta_{23}$  et, surtout, à mesurer  $\delta_{CP}$ . S'il n'y a pas de violation de la symétrie CP, alors  $\delta_{CP} = 0$  ou  $\pi$  et donc  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ . Pour toute autre valeur de  $\delta_{CP}$ , il y a violation de la symétrie CP.

En partant de l'équation d'oscillation eq. 1.17 on obtient

$$\begin{aligned} \Delta P_{\alpha\beta}(L, E) &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \\ &= -4J \left[ \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E}\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E}\right) \right] \quad (1.23) \\ J &= c_{12}c_{13}^2c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \sin(\delta_{CP}), \end{aligned}$$

avec  $c_{ij}$  et  $s_{ij}$  correspondant à  $\cos \theta_{ij}$  et  $\sin \theta_{ij}$  respectivement.

L'invariant de Jarlskog,  $J$ , ne dépend que des paramètres de mélange et, comme son nom l'indique, est invariant sous toutes convention d'écriture. Dans notre convention, tous les angles de mélanges ont des valeurs différentes de 0  $[\pi]$  et de  $\pi/2$   $[\pi]$  donc aucun des cosinus ou sinus ne s'annule et donc  $J \neq 0$ . La seule façon pour que  $J$  soit nul, et donc que la symétrie CP soit conservée, est que  $\delta_{CP}$  soit égale à 0  $[\pi]$ .

## H hiérarchie de masse

Les expériences d'oscillation des neutrinos donnent la valeur de  $\Delta m_{12}^2$  mais la valeur absolue de  $\Delta m_{23}^2$  et n'ont donc pas accès aux valeurs des états propres de masse,  $m_1$ ,  $m_2$  et  $m_3$ . On a un doute sur l'ordre de ces états : c'est le problème de la hiérarchie de masse. Soit  $m_1 < m_2 < m_3$ , ce qu'on appelle hiérarchie de masse normale par analogie à celle des quarks, soit  $m_3 < m_1 < m_2$ , ce qu'on appelle hiérarchie de masse inverse, comme illustré sur la figure 1.2.

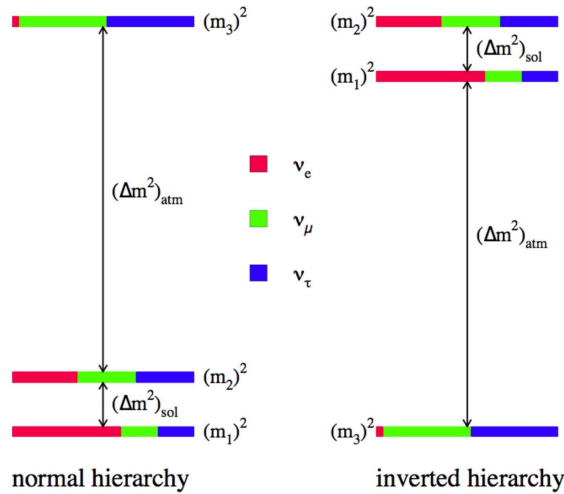


FIGURE 1.2 – Schéma illustrant les deux hypothèses de hiérarchie de masse des neutrinos.

## 1.2 Différentes sources de neutrinos

Les neutrinos sont omniprésents dans l'Univers et, selon le ou les paramètres qu'elles cherchent à mesurer, les expériences choisiront différentes sources de neutrinos. Il y a des sources naturelles, comme les neutrinos solaires ou atmosphériques, et des sources artificielles, comme les neutrinos de réacteurs ou de faisceau. la figure 1.3 montre les différentes sources de neutrinos et leur flux respectif en fonction de l'énergie.

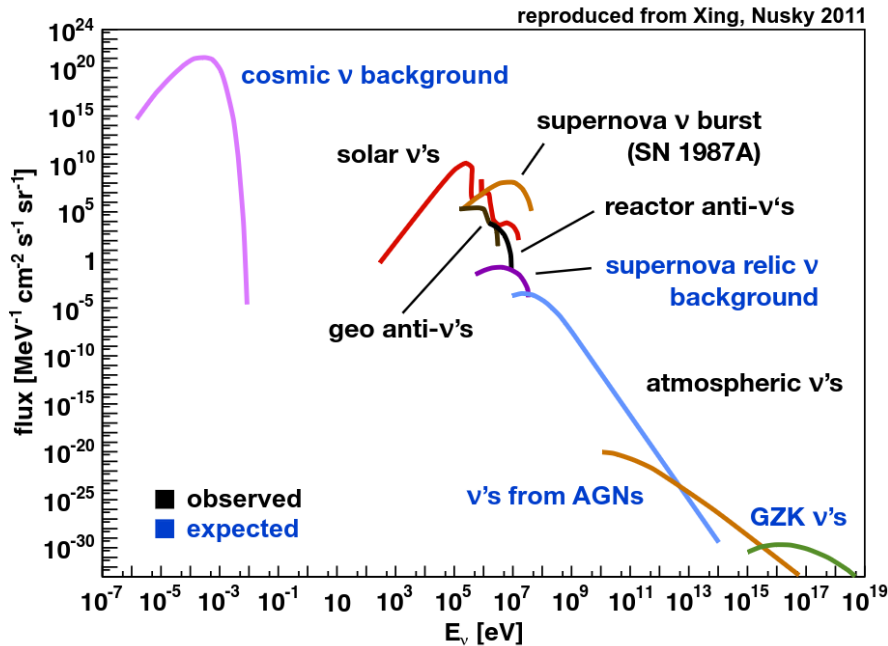


FIGURE 1.3 – Flux des différentes sources de neutrinos en fonction de leur énergie.

Les neutrinos du fond diffus cosmologique, produits une seconde après le Big Bang, n'ont pas encore été détectés. Ils représenteraient un flux d'environ  $330 \nu/cm^3$  toutes saveurs confondues. Les neutrinos de la radioactivité ambiante sont une source de  $\nu_e$  et de  $\bar{\nu}_e$  d'environ  $20 \cdot 10^6 \nu/s$ . Le corps humain produit environ  $7000 \nu/s$  pour une personne de 60 kg et de  $1 m^2$  de surface.

### 1.2.1 Neutrinos des réacteurs

Les neutrinos de réacteurs ont été les premiers neutrinos à être détectés, en 1956. Ce sont des antineutrinos électroniques créés lors d'une désintégration  $\beta$ . Le premier détecteur utilisé a été le Savannah River, par l'expérience du même nom. Des expériences plus récentes, telles que Double Chooz, RENO [29] ou encore Daya Bay [30], ont cherché à contraindre la valeur de  $\theta_{13}$ . Pour cela, les expériences ont utilisé des détecteurs à scintillateurs placés à une certaine distance des réacteurs pour mesurer la disparition des antineutrinos électroniques. Double Chooz, dans les années 2010, a utilisé un détecteur à 400 m et un autre à 1050 m du réacteur. Les neutrinos étaient détectés grâce à une réaction  $\beta$  inverse (IBD pour *inverse  $\beta$  decay*) :  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . Le liquide scintillateur, enrichi au Gadolinium, au sein du détecteur permettait de détecter la lumière émise par le positron et la signature lumineuse particulière produite par la cascade  $\gamma$  due à la capture du neutron sur

le gadolinium quelques micro-secondes plus tard. La coïncidence décalée des deux permet de vérifier que c'est bien une IBD.

Daya Bay, en 2012, a exclu une valeur nulle de  $\theta_{13}$  à plus de  $5\sigma$ . Elle a mesuré que  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,092 \pm 0,016$  (*stat*)  $\pm 0,005$  (*syst*) ce que Double Chooz a confirmé avec  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,090^{+0,032}_{-0,029}$ . La figure 1.4 montre les taux d'événements en fonction de l'énergie des neutrinos et la valeur la plus probable de  $\sin^2 \theta_{13}$ .

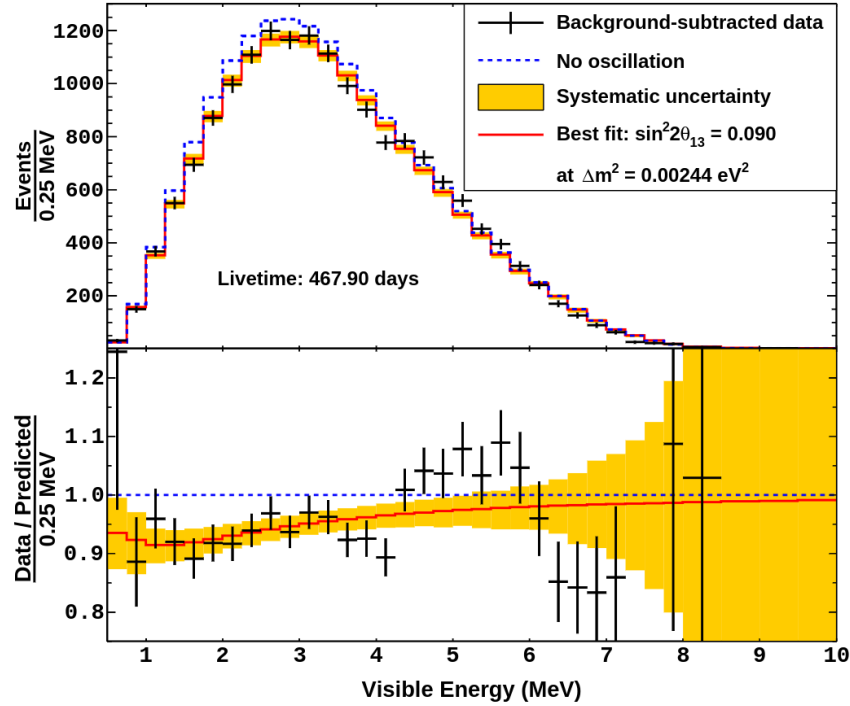


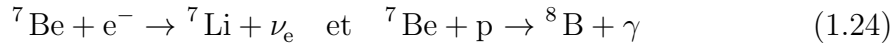
FIGURE 1.4 – Résultats de Double Chooz sur la valeur de  $\sin^2(2\theta_{13})$ .

Comme ce sont des expériences réacteurs, c'est pour cela que l'angle  $\theta_{13}$  est souvent appelé l'angle réacteur et qu'on associe la deuxième matrice dans la formule de la matrice PMNS (eq. 1.9) aux réacteurs.

L'une des expériences futures pour contraindre la valeur de  $\theta_{13}$  est JUNO [31] (Jiangmen Underground Neutrino Observatory en Chine), à l'aide d'un détecteur placé à 53 km de deux centrales nucléaires à 700 m sous terre. Il sera composé de 20 kt de scintillateur liquide et de 53000 photo-multiplicateurs (PMT). C'est une expérience ayant plusieurs objectifs : la mesure de la hiérarchie de masse principalement, mais aussi la mesure des paramètres d'oscillation à l'aide des neutrinos provenant des réacteurs à proximité et de l'étude des neutrinos atmosphériques, solaires, de supernovae et des géo-neutrinos. L'expérience est située dans le sud de la Chine. Le début de la prise de données est prévue pour 2025.

## 1.2.2 Neutrinos solaires

Au sein du Soleil, différentes réactions de fusions nucléaires produisent des neutrinos. Sur Terre, on reçoit environ  $63.10^9 \nu/cm^2/s$ . La réaction basique au sein du soleil, la chaîne proton-proton (pp *chain*)  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ , est à l'origine de 90% des neutrinos solaires. En suivant cette chaîne, on crée ensuite de l'Hélium 3, de l'Hélium 4 et ensuite du Béryllium 7. Le Béryllium a ensuite deux modes de fusion :



Le Bore 8 se transforme ensuite en  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ . D'autres réactions existent aussi, telles que la chaîne pep ( $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$ ), la chaîne hep ou le cycle CNO. Les réactions et l'énergie des neutrinos qui en résultent sont représentées sur la figure 1.5.

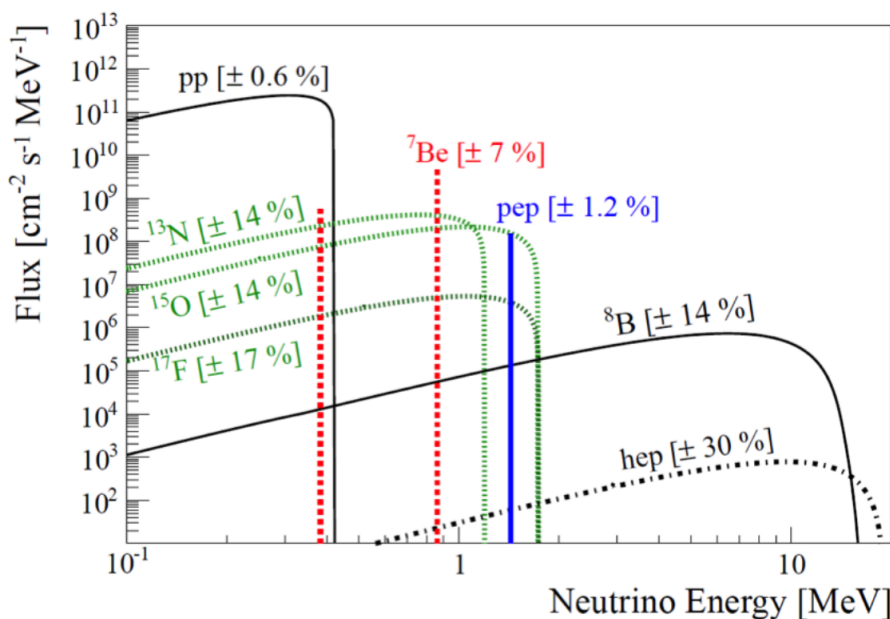


FIGURE 1.5 – Flux de neutrinos solaires selon la réaction source [32].

Il existe deux manières de détecter les neutrinos solaires : à l'aide d'éléments radiochimiques, tels que le gallium, ou par comptage direct de neutrinos. La première méthode se base sur une réaction telle que  $\nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1)$ . Il suffit ensuite de compter le nombre de noyaux fils. Il faut cependant un très grand volume de noyaux et nous n'avons pas d'informations sur le temps d'arrivée, l'énergie ou la direction du neutrino incident. La deuxième méthode consiste à détecter les interactions élastiques des neutrinos sur des électrons,  $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ , et d'utiliser un détecteur Cherenkov. Les particules chargées, issues de l'interaction des neutrinos, se propagent plus vite que la vitesse de la lumière dans l'eau et créent une radiation de Cherenkov. Cette dernière est détectée à l'aide de photo-multiplicateurs (PMT). La lumière de la radiation est émise sous forme d'un cône qui se propage autour de la trajectoire de la particule chargée. On obtient des anneaux de lumière qui sont bien délimités dans le cas de muons, ou brouillés dans le cas d'électrons, qui forment des gerbes.

La première expérience de neutrinos solaires est l'expérience Homestake, située au États-Unis dans la mine d'or du même nom. C'est d'ailleurs dans cette mine que s'installera DUNE. Le détecteur était composé de 615 tonnes de  $C_2Cl_4$ . Sur les vingt-cinq ans de prises de données, l'expérience a mesuré en moyenne  $2,56 \pm 0,20$  SNU (Solar Neutrino Unit)<sup>7</sup> au lieu des  $7,6 \pm 1,2$  SNU, soit 30% du flux prévu, ce qui fut à l'origine de l'anomalie des neutrinos solaires. Dû à son seuil de détection de 0,8 MeV, l'expérience n'était sensible qu'aux neutrinos provenant des réactions  ${}^7\text{Be}$  et  ${}^8\text{B}$ .

L'expérience Kamiokande, dans les années 1980, composée d'un détecteur de 3000 tonnes d'eau avec 1000 PMT, était une expérience de comptage direct située au Japon. Avec son seuil de 7 MeV, elle n'était sensible qu'aux neutrinos provenant de la réaction  ${}^8\text{B}$ . En 1989, Kamiokande a annoncé ne détecter que 45% des neutrinos prédits, confirmant ainsi l'anomalie. L'expérience successeur, Super-Kamiokande, plus précise a aussi mesuré un déficit de neutrinos solaires.

L'intérêt des cibles de gallium repose sur leur sensibilité à tous les neutrinos solaires, notamment ceux issus de la chaîne pp :  $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}$ . Dans les années 1990, les expériences GALLEX [33], en Italie, et SAGE [34], en Russie, se sont basées sur ce principe. En 1992, GALLEX confirme avoir détecté des neutrinos issus de la chaîne pp, tout comme SAGE le fera plus tard. Cependant, les deux expériences ne mesuraient que 60% des neutrinos prédits, ce qui sera confirmé par l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory).

En 1985, Herbert Chen a montré qu'une interaction d'un neutrino de n'importe quelle saveur sur du deutérium donnerait une valeur du flux de neutrinos solaires indépendamment de la saveur :  $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$ . C'est sur ce principe que se base SNO. Le détecteur était composé de 1000 tonnes de  $D_2O$  et de 9500 PMT à 2000 m sous terre. Trois réactions pouvaient donc avoir lieu :

- En courant chargé (CC) :  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$
- En courant neutre (NC) :  $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$
- Diffusion élastique :  $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

La comparaison des taux de CC et de NC permet de savoir s'il y a oscillation ou pas. Un déficit de  $\nu_e$  mais un nombre cohérent d'interactions en courant neutre serait la preuve que les neutrinos électroniques oscillent en d'autres saveurs, confirmant ainsi les modèles.

La figure 1.6 montre les résultats de SNO sur les flux de neutrinos muoniques et tauiques en fonction du flux de neutrinos électroniques [35]. On obtient un résultat final de  $\frac{\phi_{CC}}{\phi_{NC}} = 0,317 \pm 0,016$  (*stats*)  $\pm 0,009$  (*syst*), ce qui confirme l'hypothèse d'oscillation à plus de  $7\sigma$ .

Les neutrinos solaires, du fait de leur rapport L/E, sont sensibles à l'angle de mélange  $\theta_{12}$  ; on associe la troisième matrice de la formule eq. 1.9 aux neutrinos solaires pour cette raison. Pour ces neutrinos, L vaut environ  $150.10^6$  km et E est

7. 1 SNU =  $10^{-36}$  captures/atomes/s.

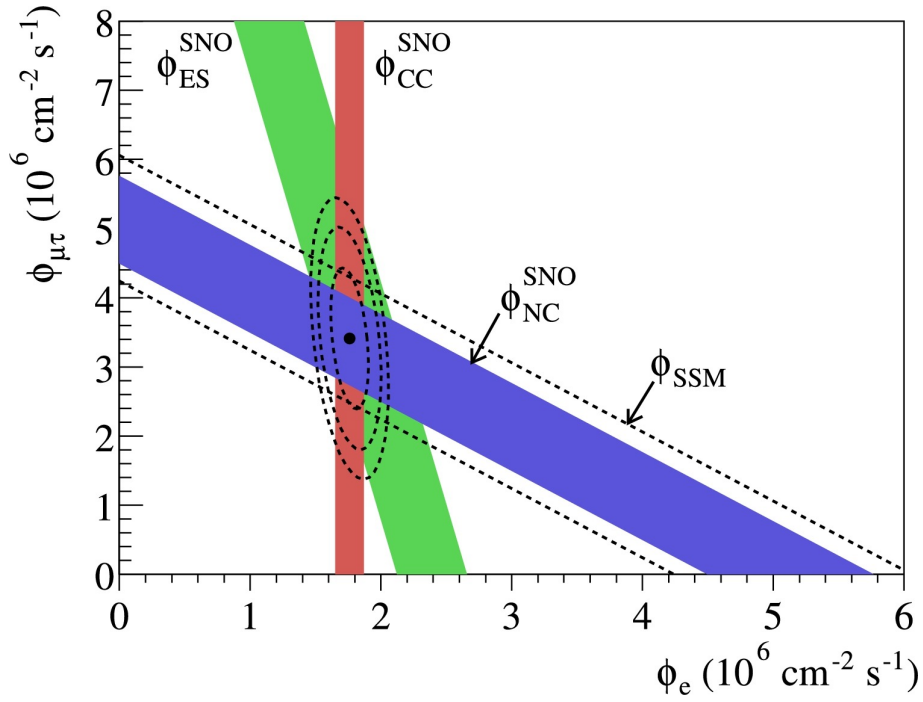


FIGURE 1.6 – Flux de neutrinos muoniques et tauiques en fonction du flux de neutrinos électroniques par l'expérience SNO [35].

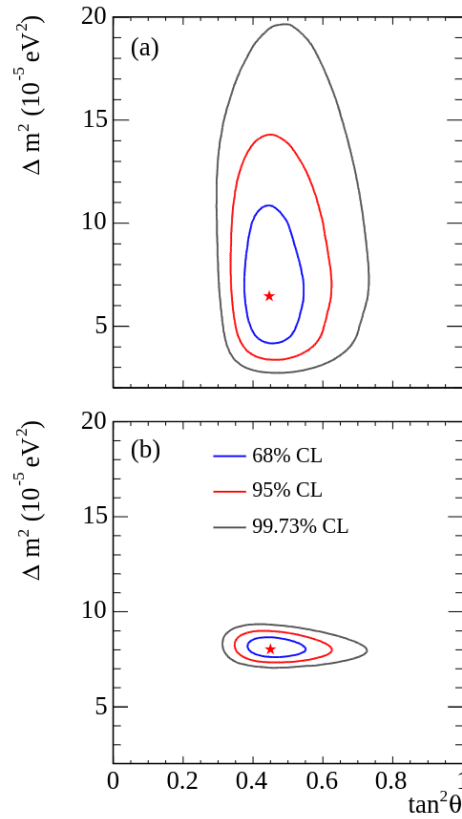


FIGURE 1.7 – Ajustement de  $\Delta m^2_{12}$  et de  $\theta_{12}$ . a) par l'expérience KamLAND seule ; b) par combinaison de KamLAND et des expériences de neutrinos solaires [36].

de l'ordre du MeV jusqu'à 18,6 MeV. L'expérience KamLAND [37] (The Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector) au Japon a mesuré les neutrinos en provenance de plusieurs réacteurs nucléaires coréens et japonais à une distance moyenne de 200 km. Cette combinaison de  $L/E$ , est sensiblement la même que pour les neutrinos solaires ; c'est pourquoi KamLAND, avec son détecteur de 1000 tonnes de scintillateur liquide et de 1300 PMT, a aussi cherché à mesurer  $\theta_{12}$ . On peut voir les résultats sur la figure 1.7 avec un ajustement de  $\Delta m_{12}^2$  en fonction de  $\theta_{12}$  à partir des données de KamLAND et des neutrinos solaires [36]. En combinant les résultats des neutrinos solaires et ceux de KamLAND,  $\Delta m_{12}^2$  a été mesuré à  $8.0_{-0,4}^{+0,6} \cdot 10^{-5} eV^2$  et  $\tan^2 \theta_{12}$  à  $0.45_{-0,07}^{+0,09}$ .

Il existe d'autres expériences de neutrinos solaires, telles que Borexino [38], située au LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) en Italie. C'est un détecteur à scintillateur de très haute précision, qui a permis, en 2014, de mesurer les neutrinos issus de la chaîne pp directement (contrairement à GALLEX qui a mesuré un flux intégré), terminant ainsi la spectroscopie des neutrinos solaires. En 2020, il a permis de mesurer des neutrinos issus du cycle CNO, comptant pour 2% de l'énergie solaire<sup>8</sup>, donnant ainsi accès à la métallicité du Soleil. Il n'y a pas d'expériences de neutrinos solaires prévues dans le futur mais JUNO y sera sensible.

### 1.2.3 Neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont créés lorsqu'un rayon cosmique interagit avec un noyau dans la haute atmosphère, ce qui crée des pions<sup>9</sup> (voir figure 1.8). Ces pions se désintègrent ensuite suivant les réactions :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \& \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.25)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \& \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.26)$$

On s'attend donc à 2  $\nu_\mu$  pour 1  $\nu_e$ . La gamme en énergie est très large, allant d'environ 100 MeV à plusieurs TeV. Les neutrinos peuvent aussi parcourir des distances très différentes avant d'être détectés : entre 0 et 13000 km (si le neutrino a été produit à l'antipode du détecteur). On obtient donc une très grande variation de  $L/E$ .

Ce n'est que dans les années 1980 que l'on s'est intéressé aux neutrinos atmosphériques. Ils étaient un bruit de fond pour la mesure de la désintégration du proton. À la fin des années 1980, les expériences Kamiokande, IMB [40] (Irvine Michigan Brookhaven), deux détecteurs Cherenkov à eau et Soudan-2, un détecteur à chambre de projection temporelle (TPC : *Time Projection Chamber*), détectent un déficit de neutrinos muoniques, tandis que d'autres expériences, NUSEX [41] (The NUCleon Stability EXperiment) et Frejus [42], ont obtenu des données en accord avec les prédictions.

8. Plus important dans des étoiles plus massives.

9. Et des kaons à haute énergie.

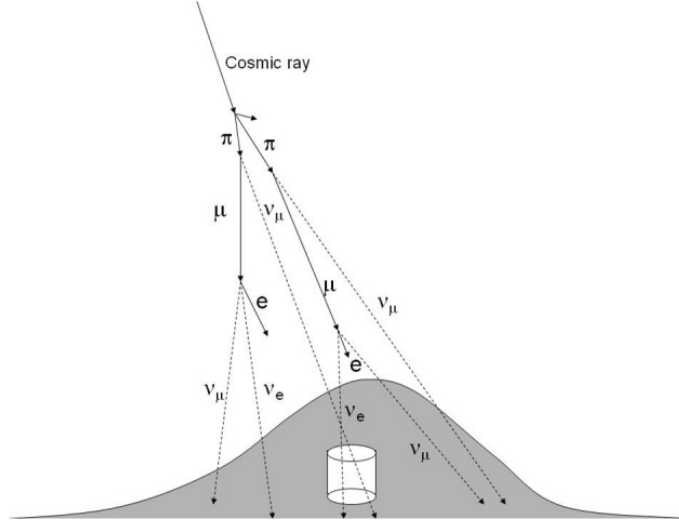


FIGURE 1.8 – Génèse des neutrinos atmosphériques [39].

En 1998, Super-Kamiokande confirme le déficit et donc l'oscillation des neutrinos [2]. Super-Kamiokande, située au Japon, est composée d'un détecteur cylindrique de 39 m de diamètre et de 42 m de haut rempli de 50000 tonnes d'eau pure avec 11146 PMT. C'est sûrement l'expérience neutrino la plus connue. Le détecteur est aussi utilisé pour des expériences avec faisceau (*long-baseline*) comme K2K [43] et T2K [44], dont on va parler dans la partie suivante, et Hyper-Kamiokande est la nouvelle génération d'expérience. Du fait de l'énergie élevée de ces neutrinos, l'oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos tauiques est possible et permet donc d'étudier  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{23}^2$ ; c'est pourquoi on associe la première matrice de la décomposition de la matrice PMNS (eq. 1.9), aux neutrinos atmosphériques. Dans le futur, les expériences PINGU [45], successeur d'IceCube [46] ou KM3NeT [47], succédant à ANTARES [48], seront les principales expériences étudiant ces neutrinos. Le sujet des neutrinos atmosphériques sera approfondi dans le chapitre 3.

Il faut noter que beaucoup d'études sur les neutrinos atmosphériques se font en parallèle avec des expériences *long-baseline* nécessitant un faisceau de neutrinos.

### 1.2.4 Neutrinos de faisceau

Le principe des neutrinos de faisceau est assez similaire à celui des neutrinos atmosphériques. Des protons sont accélérés dans un accélérateur et envoyés sur une cible de carbone ou de métal, ce qui crée des kaons et des pions. Ces particules se désintègrent ensuite dans un tube sous vide qui arrête toutes les particules sauf les neutrinos issus de ces désintégrations, ce qui crée un faisceau de neutrinos.

$$\begin{aligned}
 K^+(c\tau = 3,7m) &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (63,51\%) \\
 &\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \quad (3,18\%) \\
 &\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (4,42\%)
 \end{aligned}
 \tag{1.27}$$

$$\begin{aligned}
 \pi^+(c\tau = 7,8m) &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (99,98\%) \\
 &\rightarrow e^+ + \nu_e \quad (1,2.10^{-4}\%)
 \end{aligned}
 \tag{1.28}$$

On distingue plusieurs types d'expériences :

- Les expériences *short-baseline* avec un détecteur proche du faisceau (comme les détecteurs proches des réacteurs nucléaires).
- Les expériences *long-baseline* avec un détecteur lointain (et parfois un proche aussi).

L'avantage des expériences avec un faisceau de neutrinos est qu'il est possible de fixer un paramètre expérimental : ici la distance du détecteur ( $L$ ) dans le rapport  $L/E$ , contrairement aux expériences de neutrinos atmosphériques pour lesquels la distance  $L$  varie. Dans le contexte de cette thèse, nous nous intéresserons surtout aux expériences *long-baseline* dont fait partie DUNE.

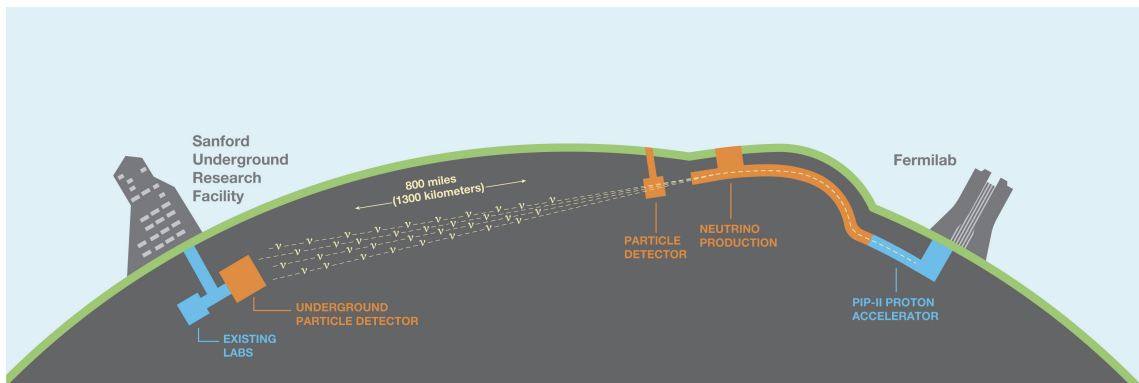


FIGURE 1.9 – Schéma du principe de l'expérience DUNE.

On a, figure 1.9, un schéma de DUNE, qui illustre le principe de fonctionnement des expériences de neutrinos de faisceau. Un faisceau (à droite sur la figure) envoie des neutrinos, qui vont osciller dans la matière, sur un détecteur lointain (à gauche), souvent placé en sous-sol pour se protéger des rayons cosmiques. Il peut aussi y avoir un détecteur proche du faisceau pour mesurer le flux non oscillé de neutrinos. Les détecteurs vont mesurer les oscillations qui permettront de remonter aux paramètres d'oscillation.

La première expérience *long-baseline* est K2K [43], KEK to Kamioka, où un faisceau de neutrinos était créé par des protons de 12 GeV à KEK et les neutrinos étaient détectés par Super-Kamiokande à Kamioka, situé à 235 km du faisceau. L'énergie moyenne des neutrinos était de 1,4 GeV. L'expérience lui ayant succédé est T2K [44] (Tokai to Kamioka), qui prend toujours des mesures à l'heure de l'écriture de cette thèse et continuera jusqu'au commencement d'Hyper-Kamiokande, prévue pour 2027. Les neutrinos seront créés à J-Parc, à 295 km du détecteur, et auront une énergie moyenne de 0,6 GeV.

L'expérience OPERA [49] (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) était une expérience reliant un faisceau de neutrinos du CERN au LNGS, en Italie, qui cherchait à mesurer l'oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos tauiques et les paramètres de ces oscillations. Cinq candidats de neutrinos tauiques

ont été trouvés pour un bruit de fond de 0,25, soit une validation à plus de  $5\sigma$  de l'existence des neutrinos tauiques, réussissant là où NOMAD [50] (neutrino oscillation magnetic detector) avait échoué vingt ans auparavant.

L'expérience MINOS [51] (Main Injector Neutrino Oscillation Search) était la concurrente de K2K aux États-Unis. L'expérience utilisait un faisceau de neutrinos produit au Fermilab, NuMI [52] (Neutrinos at the Main Injector), grâce à des protons de 120 GeV, et possédait un détecteur proche de 980 tonnes et un détecteur lointain de 5,3 kt situé à 735 km. Les deux détecteurs étaient des détecteurs magnétisés à scintillateur permettant de distinguer les neutrinos des anti-neutrinos, avec une résolution spatiale de seulement quelques centimètres. L'expérience lui ayant succédé est NO $\nu$ A [53] (NuMI Off-Axis  $\nu_e$  Appearance). Utilisant le même faisceau et la même technologie que MINOS, l'expérience possède un détecteur proche de 300 tonnes et un détecteur lointain de 14 kt, situé à 810 km.

Toutes ces expériences ont pour but de mesurer les paramètres  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\delta_{CP}$  et la hiérarchie de masse. La stratégie de NO $\nu$ A (et de toutes les expériences *long-baseline* est d'utiliser la probabilité de survie d'un neutrino muonique pour mesurer  $\Delta m_{23}^2$  et  $\theta_{23}$ , et d'utiliser la probabilité d'oscillation d'un neutrino muonique en neutrino électronique pour mesurer la hiérarchie de masse,  $\theta_{23}$  et  $\delta_{CP}$ . La figure 1.10 montre les résultats des expériences NO $\nu$ A, T2K, IceCube, MINOS+ et Super-Kamiokande pour l'ajustement de  $\Delta m_{32}^2$  en fonction de  $\sin^2 \theta_{23}$ .

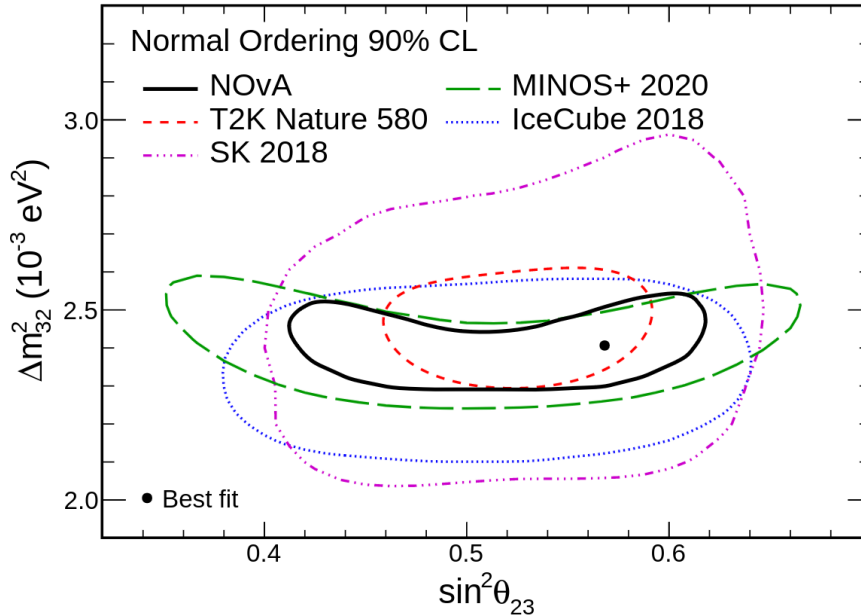


FIGURE 1.10 – Ajustement de  $\Delta m_{32}^2$  en fonction de  $\sin^2 \theta_{23}$  [54].

On peut voir que toutes les expériences de *long-baseline* ont un ajustement assez cohérent pour la valeur de  $\Delta m_{32}^2$  et de  $\sin^2 \theta_{23}$ . Récemment, NO $\nu$ A a trouvé que la hiérarchie de masse normale était favorisée à  $1,9\sigma$  et que  $\theta_{23}$  se trouverait dans l'octant supérieur ( $> 45^\circ$ ), à  $1,6\sigma$ . Cependant, en supposant une hiérarchie de masse normale, T2K et NO $\nu$ A sont en désaccord pour la valeur de  $\delta_{CP}$  (voir figure 1.11 montrant les zones d'exclusion et de  $\sin^2 \theta_{23}$  en fonction de  $\delta_{CP}$ ).

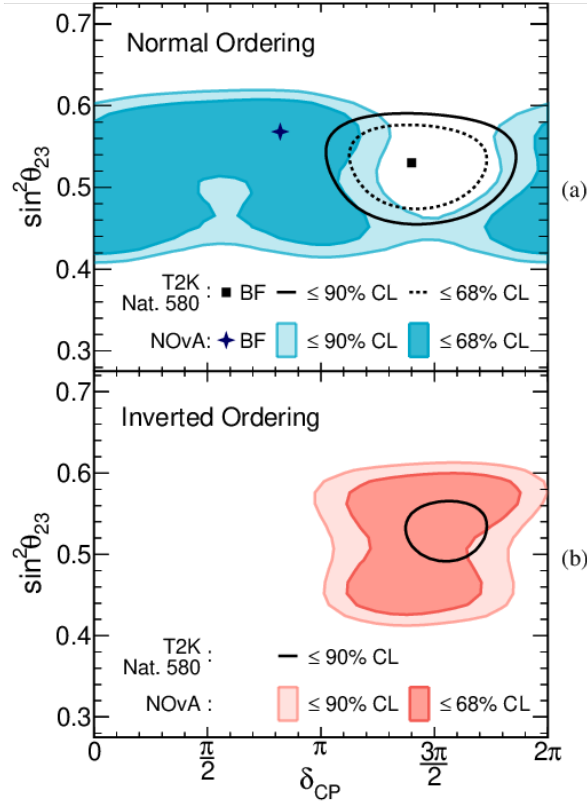


FIGURE 1.11 – Zone d'exclusion de  $\sin^2 \theta_{23}$  en fonction de  $\delta_{CP}$  par T2K et NOvA [55].

T2K favorise  $\delta_{CP} \approx -\frac{\pi}{2}$  [56], tandis que NOvA favorise  $\delta_{CP} \approx \frac{\pi}{2}$  en hiérarchie de masse normale mais rejoint T2K en hiérarchie de masse inverse. Sur la figure 1.11, la zone d'exclusion de T2K est représentée par un trait noir (pointillé ou plein selon le  $\sigma$ ) et les résultats de NOvA par des zones de couleurs bleue et rouge. On voit que le carré noir correspondant au point de meilleur ajustement de T2K est proche de  $3\pi/2$ , mais que la croix bleue de NOvA se situe entre  $\pi$  et  $\pi/2$  en hiérarchie de masse normale. Il faudra plus de données pour pouvoir conclure, que l'on peut obtenir en augmentant l'énergie du faisceau ou en construisant des détecteurs plus grands. C'est avec ces objectifs en vue que Hyper-Kamiokande et DUNE seront construits.

### 1.2.5 Neutrinos de supernovae

Quand une étoile massive arrive à la fin de sa vie, la densité de son noyau devient critique et implose sous sa propre gravité, formant une étoile à neutrons ou un trou noir. Cela passe par l'explosion de l'étoile, qui libère ainsi une gigantesque quantité d'énergie et de matière. Ce phénomène, appelé supernova, libère 99% de l'énergie (environ  $10^{46}$  J, soit environ  $10^{58}$  neutrinos) sous forme de neutrinos et d'antineutrinos de toutes les saveurs sur une durée d'environ quelques secondes. Ces

neutrinos, n'interagissant que par interaction faible, traversent facilement la matière et peuvent parvenir jusqu'aux détecteurs sur Terre avant les photons, qui, eux, sont piégés par la matière et mettent donc plus de temps à nous parvenir. La détection de ces neutrinos permet de prévenir de l'arrivée des photons d'une supernova et de tourner ainsi les télescopes vers la région de l'Univers d'où proviennent les neutrinos, aidant à la compréhension des supernovae et de la formation d'étoiles à neutrons et de trous noirs. La figure 1.12 montre un exemple de flux attendu pour différents saveurs pour une supernova à 10 kpc.

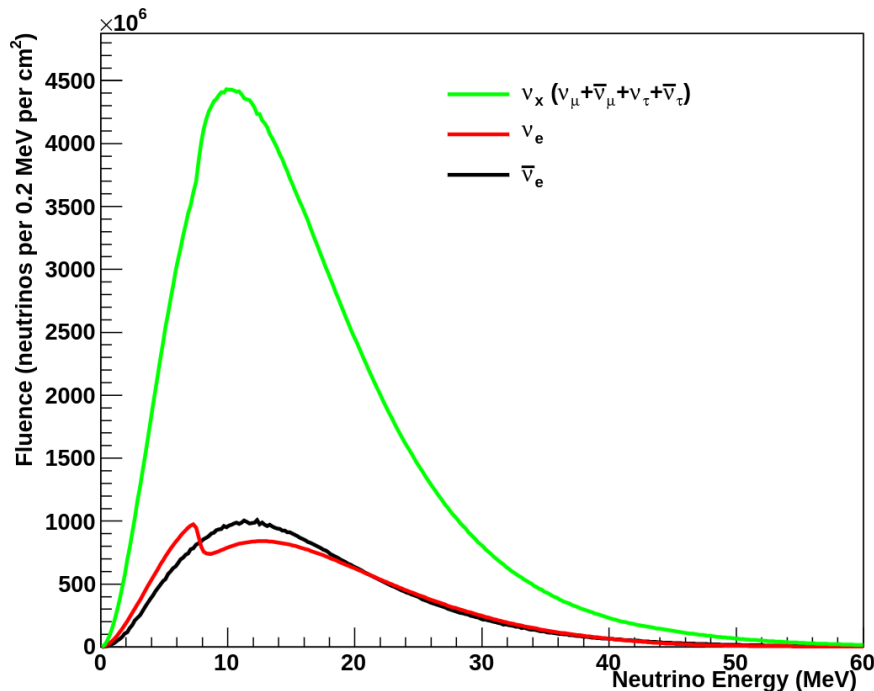


FIGURE 1.12 – Exemple de flux de neutrinos attendu d'une supernova à 10 kpc.

Les flux sur la figure dépendent fortement du modèle et peuvent varier en fonction de la supernova (différence de distance, masse, composition, champ gravitationnel, champ magnétique...). Les oscillations dans la matière modifient les probabilités d'oscillation des neutrinos, ce qui serait encore plus flagrant dans les conditions extrêmes dans lesquelles se produisent les supernovae. Les interactions neutrino-neutrino, à l'origine de la bosse dans le flux de neutrinos électroniques sur la figure 1.12, ne seront donc plus négligeables. Ces neutrinos permettraient d'étudier ces interactions.

À ce jour, la seule supernovae détectée à l'aide de neutrinos est SN1987A, observée le 27 février 1987. Une étoile dans le Grand Nuage de Magellan, à 50 kpc<sup>10</sup> de la Terre, a explosé. Les deux détecteurs Cherenkov à eau Kamiokande [57] et IMB [58] (Irvine Michigan Brookhaven) ont détecté au total dix-neuf événements neutrinos sur treize secondes, principalement des  $\bar{\nu}_e$ . Deux autres détecteurs à scintillateur, Baksan [59] et LSD [60] (liquid Scintillator Detector), ont déclaré avoir détecté des neutrinos, mais cela plusieurs heures auparavant, mettant en doute la va-

10. Soit 160 000 années-lumière.

lité de ces événements. Bien qu'il y ait eu peu d'événements détectés, ils ont permis de valider le modèle d'effondrement du cœur des étoiles massives et les contraintes physiques et astrophysiques associées. Les événements neutrinos ont cependant été détectés et attribués à 1987A seulement après l'observation de la Supernova.

Il est estimé qu'il y aurait quelques supernovae par siècle dans une galaxie comme la Voie Lactée [61] et, d'après la distribution d'étoiles pouvant possiblement faire une supernova, la prochaine se situera probablement entre 12 et 15 kpc. Une vingtaine de neutrinos ont été détectés lors de SN1987A, mais on estime que, au vu des détecteurs actuels et futurs et pour une supernova située à cette distance, il sera possible de détecter des milliers de neutrinos. La diversité de détecteurs permettra aussi d'être sensible à plus de saveurs que  $\bar{\nu}_e$  seulement. DUNE sera sensible à la composante  $\nu_e$  des neutrinos de supernovae, tandis que les détecteurs Cherenkov à eau, comme Hyper-Kamiokande [62], seront sensibles à la composante  $\bar{\nu}_e$ .

Les détecteurs cherchent aussi à mesurer les neutrinos du Fond Diffus de Neutrinos de Supernovae [63] (DSNB) : ce sont les neutrinos provenant de toutes les supernovae de l'histoire de l'Univers. Cependant, à la différence des neutrinos de supernovae, il n'y aura pas un pic soudain de neutrinos. On s'attend à environ 0,1 événement par kilotonne de milieu de détection par an à des énergies où le bruit de fond des neutrinos solaires et atmosphériques sera largement dominant.

### 1.3 État de l'art des paramètres des oscillations

Ce chapitre a donné un aperçu de la physique des neutrinos sur laquelle se base l'expérience DUNE, des différentes sources de neutrinos, des expériences neutrinos et de leurs résultats associés. Avant de passer à la présentation de l'expérience DUNE, je vais faire un état de l'art des paramètres d'oscillation et des expériences correspondantes.

Les expériences de neutrinos de réacteurs ont été les premières à détecter les neutrinos et ont, par la suite, permis de mesurer  $\theta_{13}$  et  $\Delta m_{13}^2$ . On compte, parmi elles, l'expérience Savannah River, Double-Chooz, Daya-Bay, RENO ou encore KamLAND et, dans le futur, JUNO.

Les neutrinos solaires ont été la première source d'une anomalie qui a mené à la découverte, avec les neutrinos atmosphériques, de l'oscillation des neutrinos. Les expériences telles que GALLEX, SNO, (Super-)Kamiokande et BOREXINO ont mesuré les paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{12}^2$  et ont permis d'améliorer la compréhension du Soleil.

Les neutrinos atmosphériques permettent de mesurer les paramètres  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\Delta m_{13}^2$ , la hiérarchie de masse et  $\delta_{CP}$ . C'est la première source à avoir confirmé l'oscillation des neutrinos atmosphériques grâce à l'expérience Super-Kamiokande. D'autres expériences comme IMB, NUSEX, Frejus, Soudan-2 [64] et ANTARES ont participé à l'étude de ces neutrinos et, dans le futur, IceCube, KM3NeT ainsi qu'Hyper-Kamiokande et DUNE continueront de le faire.

Les neutrinos de faisceau sont les neutrinos qui vont intéresser DUNE. C'est une source de neutrinos artificiels grâce à laquelle il est possible de fixer certains paramètres expérimentaux, permettant ainsi d'obtenir des mesures précises. MINOS et KEK, succédés par  $\text{NO}\nu\text{A}$  et T2K (les deux toujours en fonctionnement) ont permis de mesurer  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{23}^2$  respectivement et de donner une idée sur la hiérarchie de masse et la valeur de  $\delta_{CP}$ .

D'autres expériences ont été marquantes dans l'histoire de la physique des neutrinos, comme la découverte du neutrino muonique à Brookhaven National Laboratory en 1962 ayant valu un prix Nobel en 1988 à Jack Steinberger, Melvin Schwartz et Leon Lederman. Ils ont utilisé l'AGS (Alternative Gradient Synchrotron) pour envoyer des protons de 15 GeV sur une cible de Beryllium, ce qui a été le premier faisceau de neutrinos. Ce principe est encore utilisé dans toutes les expériences de faisceau.

La découverte du neutrino tauique s'est faite en plusieurs temps. Tout d'abord avec NOMAD et CHORUS [65] (CERN Hybrid Oscillation Research apparatus) qui n'ont pas eu de résultats et ensuite DoNuT (Direct Observation of the Nu Tau) qui a détecté des  $\nu_\tau$  en 2000 ce qui a été confirmé par OPERA plus tard.

Les résultats obtenus jusqu'en 2024 par un ajustement global avec un modèle à trois neutrinos sont répertoriés dans le tableau ci-dessous. Ces valeurs proviennent de NuFit v5.3 [66] [67] comprenant les données atmosphériques de Super-Kamiokande.

Il reste cependant des paramètres à mesurer, comme la valeur des masses des neutrinos ; des expériences comme KATRIN [68] (Karlsruhe Tritium Neutrino) ont pour but de la mesurer directement (masse de  $\bar{\nu}_e$ ).

Les nombreuses expériences neutrino ont permis, jusque là, de mesurer la plupart des paramètres d'oscillation avec une assez bonne précision. Elles ne permettent pas, cependant, de trancher sur la hiérarchie de masse et sur  $\delta_{CP}$  du fait de la très forte corrélation entre ces deux paramètres sur des lignes de base de quelques centaines de kilomètres ou sur l'octant de  $\theta_{23}$ , soit si  $\theta_{23} < 45^\circ$  ou si  $\theta_{23} > 45^\circ$ . Les expériences passées n'étaient, de manière générale, sensibles qu'à une partie de la matrice PMNS. Elles ont donc toutes eu besoin d'utiliser les valeurs des paramètres obtenues par d'autres expériences dans d'autres secteurs et de supposer l'unitarité de la matrice PMNS à trois neutrinos pour obtenir leurs résultats.

DUNE, avec sa très longue ligne de base, son faisceau de neutrinos le plus puissant au monde et sa large gamme en énergie disponible pourra mesurer très précisément l'intégralité de ces paramètres d'oscillation de manière indépendante.

J'ai présenté dans ce chapitre le contexte physique abordant la physique des neutrinos au sein du Modèle Standard de la physique des particules et la théorie derrière leur oscillation. Nous avons aussi vu les différentes sources de neutrinos et les expériences qui nous ont mené aux résultats et aux problèmes actuels que cherche à résoudre DUNE. Ce chapitre a permis d'introduire tous les concepts physiques sur lesquels repose DUNE.

	Hiérarchie de masse normale		Hiérarchie de masse inverse	
	pma $\pm 1\sigma$	$3\sigma$ intervalle	pma $\pm 1\sigma$	$3\sigma$ intervalle
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.307^{+0.012}_{-0.011}$	$0.275 \rightarrow 0.344$	$0.307^{+0.012}_{-0.011}$	$0.275 \rightarrow 0.344$
$\theta_{12}/^\circ$	$33.67^{+0.73}_{-0.71}$	$31.61 \rightarrow 35.94$	$33.67^{+0.73}_{-0.71}$	$31.61 \rightarrow 35.94$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.454^{+0.019}_{-0.016}$	$0.411 \rightarrow 0.606$	$0.568^{+0.016}_{-0.021}$	$0.412 \rightarrow 0.611$
$\theta_{23}/^\circ$	$42.3^{+1.1}_{-0.9}$	$39.9 \rightarrow 51.1$	$48.9^{+0.9}_{-1.2}$	$39.9 \rightarrow 51.4$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02224^{+0.00056}_{-0.00057}$	$0.02047 \rightarrow 0.02397$	$0.02222^{+0.00069}_{-0.00057}$	$0.02049 \rightarrow 0.02420$
$\theta_{13}/^\circ$	$8.58^{+0.11}_{-0.11}$	$8.23 \rightarrow 8.91$	$8.57^{+0.13}_{-0.11}$	$8.23 \rightarrow 8.95$
$\delta_{\text{CP}}/^\circ$	$232^{+39}_{-25}$	$138 \rightarrow 350$	$273^{+24}_{-26}$	$195 \rightarrow 342$
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{eV}^2}$	$7.41^{+0.21}_{-0.20}$	$6.81 \rightarrow 8.03$	$7.41^{+0.21}_{-0.20}$	$6.81 \rightarrow 8.03$
$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{eV}^2}$	$+2.505^{+0.024}_{-0.026}$	$+2.426 \rightarrow +2.586$	$-2.487^{+0.027}_{-0.024}$	$-2.566 \rightarrow -2.407$

TABLE 1.1 – Tableau récapitulant les différents paramètres d’oscillation obtenus à l’aide d’ajustements globaux et leurs erreurs. Les valeurs sont données dans l’hypothèse de la hiérarchie de masse normale et de la hiérarchie de masse inverse et prennent en compte les données atmosphériques de Super-K. Ici “pma” signifie “point du meilleur ajustement” [66].

\*\*\*



# Chapitre 2

## Deep Underground Neutrino Experiment

### Contents

---

<b>2.1</b>	<b>Principe de l'expérience</b>	<b>39</b>
2.1.1	Physique de l'expérience	40
2.1.2	Sensibilité	44
<b>2.2</b>	<b>Interaction des neutrinos</b>	<b>48</b>
2.2.1	Interactions par courant chargé	49
2.2.2	Cinématique des interactions	49
2.2.3	Interaction Quasi-Elastique (QEL)	51
2.2.4	Interaction Résonante et <i>Deep Inelastic Scattering</i>	52
2.2.5	Interactions dans l'état final	53
2.2.6	Sections efficaces dans DUNE	54
<b>2.3</b>	<b>Les composants de DUNE</b>	<b>56</b>
2.3.1	Le faisceau de neutrinos	56
2.3.2	LArTPC	57
2.3.3	Détecteurs proches	59
2.3.4	Détecteurs lointains	63
<b>2.4</b>	<b>Détecteur à dérive verticale</b>	<b>67</b>
2.4.1	Technologie	67
2.4.2	Prototypes au CERN	71
2.4.3	Capteurs de niveau	75
2.4.4	Bruit cohérent	79

---

Ce chapitre a pour but de présenter DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) en précisant le contexte physique spécifique à l'expérience, en s'intéressant aux oscillations des neutrinos auxquelles on peut s'attendre puis, aux interactions neutrinos qui auront lieu dans les détecteurs. Nous verrons ensuite les différents composants sur lesquels DUNE va s'appuyer pour atteindre ses objectifs scientifiques. Nous nous attarderons plus particulièrement sur le travail effectué à Grenoble, c'est-à-dire sur la technologie à dérive verticale, et sur les prototypes des détecteurs testés au CERN.

## 2.1 Principe de l'expérience

DUNE est l'une des expériences phares de la prochaine génération d'expériences neutrinos de *long baseline*. L'expérience, comme on peut le voir sur la figure 2.1, se compose de deux parties majeures :

- Au Fermilab (Fermi National Acceleratory Laboratory), près de Chicago Illinois, où se situent le faisceau de neutrinos (Long Baseline Neutrino Facility LBNF) [69] et les détecteurs proches [70].
- À SURF (Sanford Underground Research Facility), situé au Dakota du Sud, à 1285 km du Fermilab, où se situent les détecteurs lointains [71] [72].

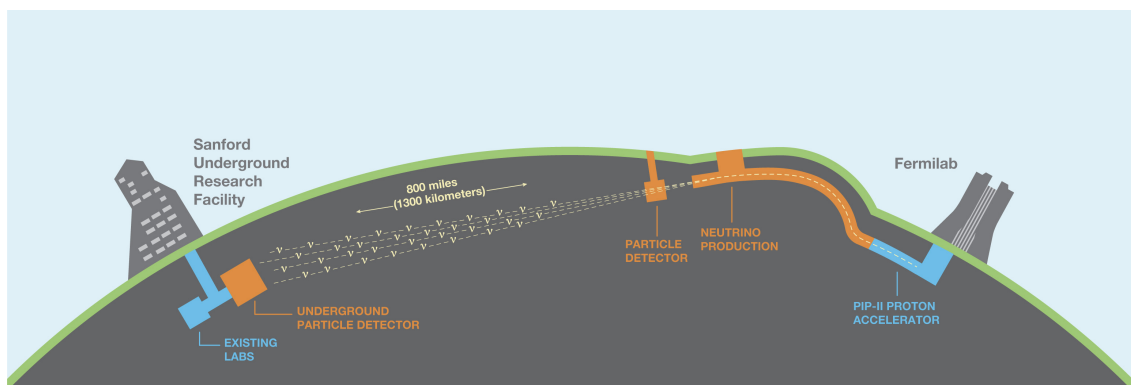


FIGURE 2.1 – Schéma de l'expérience DUNE. À gauche SURF, où seront les détecteurs lointains, et à droite le Fermilab, où se situeront les détecteurs proches et le faisceau de neutrinos.

La construction des deux premiers détecteurs lointains sur le site est prévue pour 2026 et 2028 respectivement et la mise en marche du faisceau pour 2030, ce qui lancera la première phase de l'expérience. Une seconde phase est prévue avec une augmentation de la puissance du faisceau de 1,2 MW à 2,4 MW et l'ajout de deux autres détecteurs lointains. Cette phase est prévue vers 2036. Le faisceau permettra d'obtenir des neutrinos avec des énergies entre 0 et 10 GeV et aura deux mode de fonctionnement : un mode neutrino et un mode antineutrino. Dans les deux cas, la saveur principale des neutrinos sera muonique.

### 2.1.1 Physique de l'expérience

L'objectif de DUNE est d'étudier l'oscillation des neutrinos dans le but de mesurer avec précision :

- La valeur de  $\delta_{CP}$ ,
- La hiérarchie de masse,
- Les angles de mélange  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$ .

DUNE cherchera aussi à étudier la désintégration du proton ainsi que les neutrinos de supernovae.

Nous allons revenir sur chacun de ces points.

L'invariant de Jarlskog s'écrit :

$$J = c_{12}c_{13}^2c_{23}s_{12}s_{13}s_{23} \sin(\delta_{CP}), \quad (2.1)$$

avec  $c_{ij}$  et  $s_{ij}$  correspondant à  $\cos\theta_{ij}$  et  $\sin\theta_{ij}$  respectivement.

Il y a violation de la symétrie CP si  $J$  est différent de 0. Les  $\cos\theta_{ij}$  et  $\sin\theta_{ij}$  étant non nuls (voir chapitre précédent), cela ne dépend que de  $\sin\delta_{CP}$  et, tant que,  $\delta_{CP} \neq 0[\pi]$ , alors  $J \neq 0$ . La violation de la symétrie CP est maximale pour  $\delta_{CP} = \pi/2[\pi]$ .

Pour mesurer  $\delta_{CP}$ , DUNE va étudier les probabilités d'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  et de  $\bar{\nu}_\mu$  en  $\bar{\nu}_e$ . On a vu précédemment la probabilité d'oscillation à deux saveurs dans la matière. Il faut se placer maintenant dans le cadre d'une oscillation à trois saveurs dans la matière. L'oscillation à trois saveurs est une correction du second ordre de l'oscillation à deux saveurs, qui est l'effet dominant. Pour pouvoir l'étudier, il est nécessaire de concevoir des expériences de précision dont fait partie DUNE. Nous avons vu que, lors des oscillations dans la matière, l'effet MSW intervient et modifie les probabilités d'oscillation. Pour des neutrinos de faisceau, on se place à densité fixe, et on obtient une formule approchée au premier ordre de la probabilité d'oscillation des neutrinos à trois saveurs qui est présentée dans la référence [73] :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \frac{\sin^2(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)^2} \Delta_{31}^2 \\ &+ \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \frac{\sin(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)} \Delta_{31} \frac{\sin(aL)}{(aL)} \Delta_{21} \cos(\Delta_{31} + \delta_{CP}) \quad (2.2) \\ &+ \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{12}) \frac{\sin^2(aL)}{(aL)^2} \Delta_{21}^2, \end{aligned}$$

avec  $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu$ ,  $a = G_F N_e / \sqrt{2}$  avec  $G_F$  la constante de Fermi,  $N_e$  la densité électronique dans la matière parcourue,  $L$  la distance d'oscillation dans la matière en km et  $E_\nu$  l'énergie du neutrino en GeV.

Pour DUNE, qui a une distance d'oscillation de 1285 km, les contributions des termes à la probabilité d'oscillation d'un neutrino muonique en neutrino électronique de l'eq. 2.2 en fonction de l'énergie du neutrino sont montrées sur la figure 2.2. Les trois lignes dans l'équation correspondent aux termes *reactor*, *interference* et *solar* respectivement.

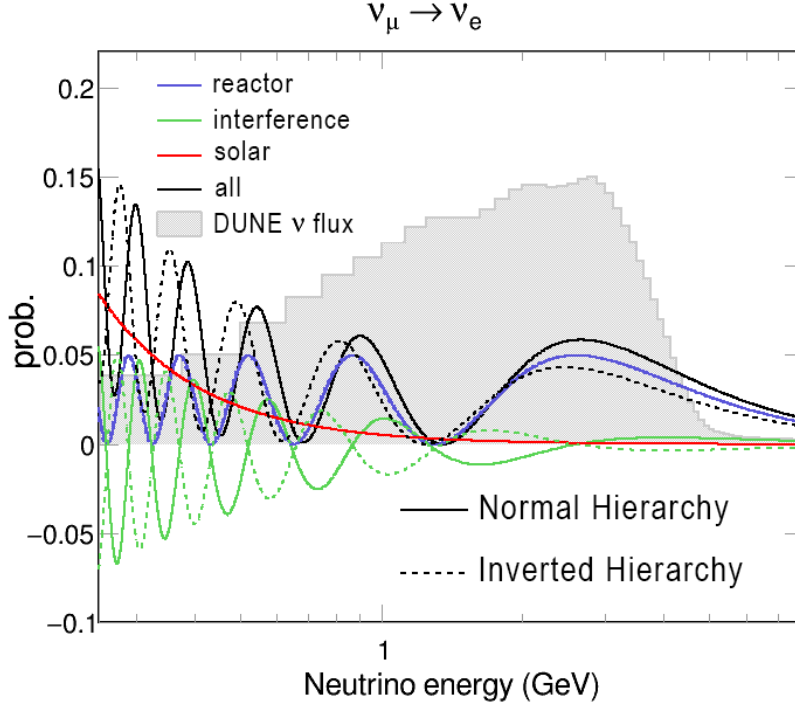


FIGURE 2.2 – Contribution des différents termes (“*reactor*”, “*interference*” et “*solar*”) de l’eq. 2.2 à la probabilité d’oscillation d’un  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  en fonction de l’énergie du neutrino pour DUNE, qui a une distance d’oscillation de 1285 km dans la matière, pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de l’énergie des neutrinos. La zone grise correspond au flux de neutrinos attendus pour DUNE et qui n’auraient pas oscillé.

L’hypothèse de la hiérarchie de masse normale est en trait plein et celle de la hiérarchie inverse en pointillé. Le fond en gris clair représente le flux de neutrinos non oscillé de DUNE. On remarque tout de suite que le terme d’interférence a des signes opposés selon la hiérarchie de masse ; on peut en déduire qu’il porte donc l’information sur celle-ci, mais que c’est aussi le seul terme sensible à  $\delta_{CP}$ .

Dans la deuxième ligne de la formule, le dernier terme est  $\cos(\Delta_{31} + \delta_{CP})$ , faisant intervenir  $\delta_{CP}$  et la hiérarchie de masse à travers  $\Delta_{31}$ . Pour obtenir la formule pour les antineutrinos,  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ , il suffit d’inverser les signes de  $a$ , coefficient correspondant à l’effet de matière, et de  $\delta_{CP}$  : une asymétrie neutrino-antineutrino est donc introduite par l’effet de matière et de la violation CP. Pour des neutrinos et antineutrinos électroniques, cette asymétrie dans les oscillations vient de l’effet de matière. Les neutrinos électroniques peuvent interagir avec les électrons présents dans la matière mais les antineutrinos ne peuvent pas en raison de l’absence de positrons. Pour des neutrinos et antineutrinos muoniques, les interactions dans la matière sont identiques à cause de l’absence de muons dans la matière.

Pour des neutrinos de quelques GeV, plus la distance est grande, plus l'asymétrie sera prononcée et donc plus la sensibilité à la hiérarchie de masse augmentera. Avec des distances d'oscillation de plus de 1200 km, ce qui est le cas de DUNE, on peut décorréler l'asymétrie due à la matière de celle due à  $\delta_{CP}$  [73]. Dans la région du maximum du flux en énergie à 1285 km, l'asymétrie des probabilités d'oscillation est de  $\pm 40\%$ <sup>1</sup>, ce qui est supérieur à la valeur maximale de l'asymétrie due à  $\delta_{CP}$ . On peut donc déterminer sans ambiguïté la hiérarchie de masse ainsi que la valeur de la violation CP avec DUNE<sup>2</sup>.

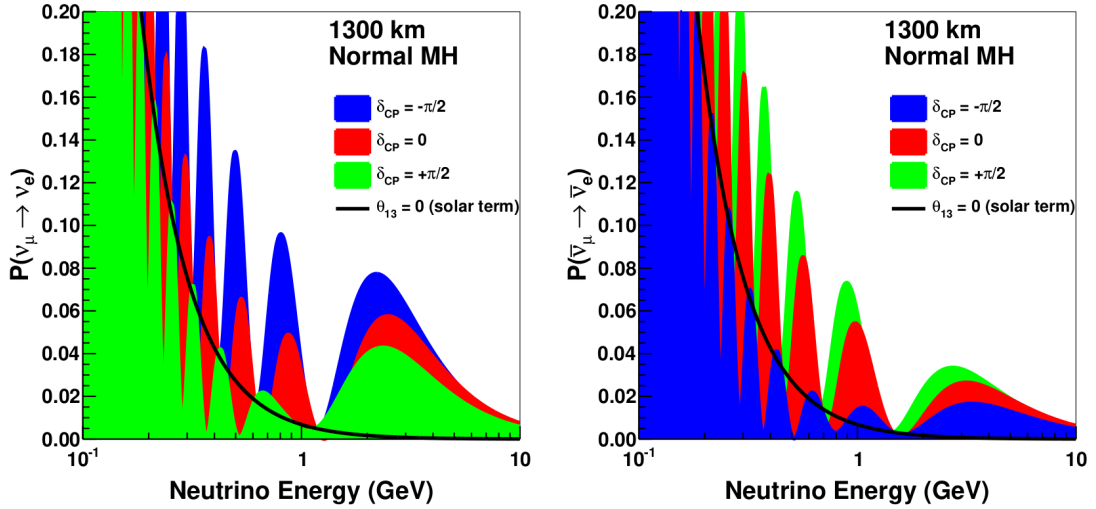


FIGURE 2.3 – Probabilité d'oscillation en fonction de l'énergie du neutrino pour différentes valeurs de  $\delta_{CP} = -\pi/2$  (bleu), 0 (rouge),  $\pi/2$  (vert), en supposant une hiérarchie normale. À gauche pour des neutrinos et à droite pour des antineutrinos [73].

La figure 2.3 montre la probabilité d'oscillation en fonction de l'énergie du neutrino pour différentes valeurs de  $\delta_{CP}$  en supposant une hiérarchie normale pour des neutrinos et des antineutrinos pour une distance d'oscillation de 1300 km. On peut voir que la valeur de  $\delta_{CP}$  influe sur l'amplitude et la phase des oscillations ; DUNE pourra obtenir la valeur de  $\delta_{CP}$  en mesurant ces paramètres. Ils permettront aussi d'obtenir la hiérarchie de masse et de mesurer avec précision les angles de mélange, notamment l'octant de  $\theta_{23}$ , dont la valeur et les incertitudes couvrent une zone autour de  $45^\circ$ . Ce problème de l'octant est important car, selon l'octant, les valeurs des autres paramètres, comme  $\delta_{CP}$  [74] par exemple, peuvent varier.

Le faisceau de DUNE, dont le flux est montré sur la figure 2.4, couvre une gamme en énergie qui permettra à l'expérience d'accéder aux premier et deuxième pics d'oscillation, comme on peut le voir sur la figure 2.5 qui montre le taux de comptage de DUNE sur trois ans et demi pour chacun des modes neutrino et antineutrino. Les figures supposent la hiérarchie de masse normale, et il est possible d'y voir deux pics, correspondants aux pics d'oscillation. Les pics d'oscillation à basses énergies

1. Selon le signe de la hiérarchie de masse.

2. Ce que ne peut pas faire Hyper-Kamiokande avec une distance d'oscillation de 295 km. L'expérience aura besoin de mesurer la hiérarchie de masse avec les neutrinos atmosphériques ou d'utiliser des mesures d'autres expériences afin d'obtenir la valeur de  $\delta_{CP}$ .

sont trop rapprochés pour pouvoir les distinguer. On observe que la majorité des événements se trouve en dessous de 5 GeV et que les pics d'oscillation sont compris dans cette région. Le terme “*staged*” signifie que l'étude suit le scénario officiel de DUNE : deux détecteurs au début, un troisième au bout d'un an et un quatrième au bout de trois ans. Le faisceau débutera avec une puissance de 1,2 MW, qui sera augmentée à 2,4 MW au bout de six ans.

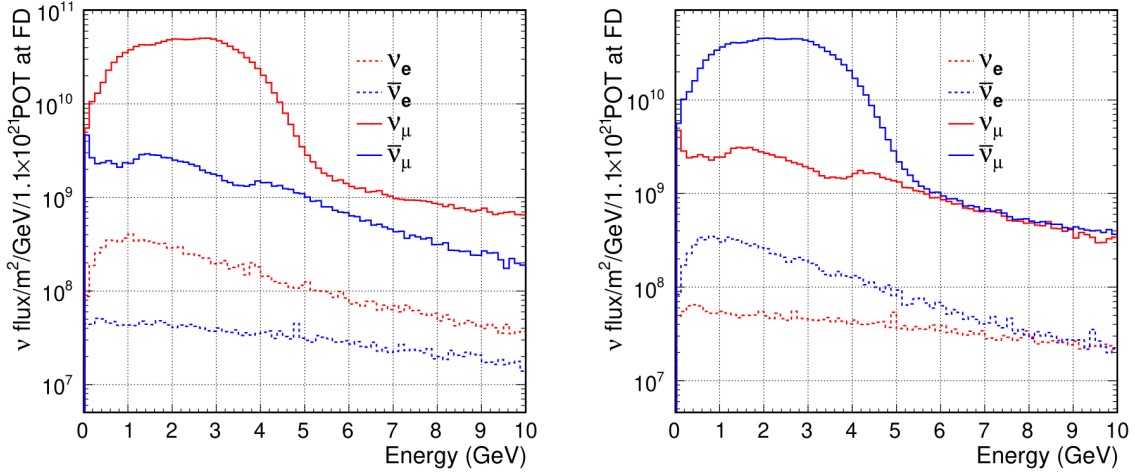


FIGURE 2.4 – Flux du faisceau de neutrinos pour les modes neutrino (gauche) et antineutrino (droite).

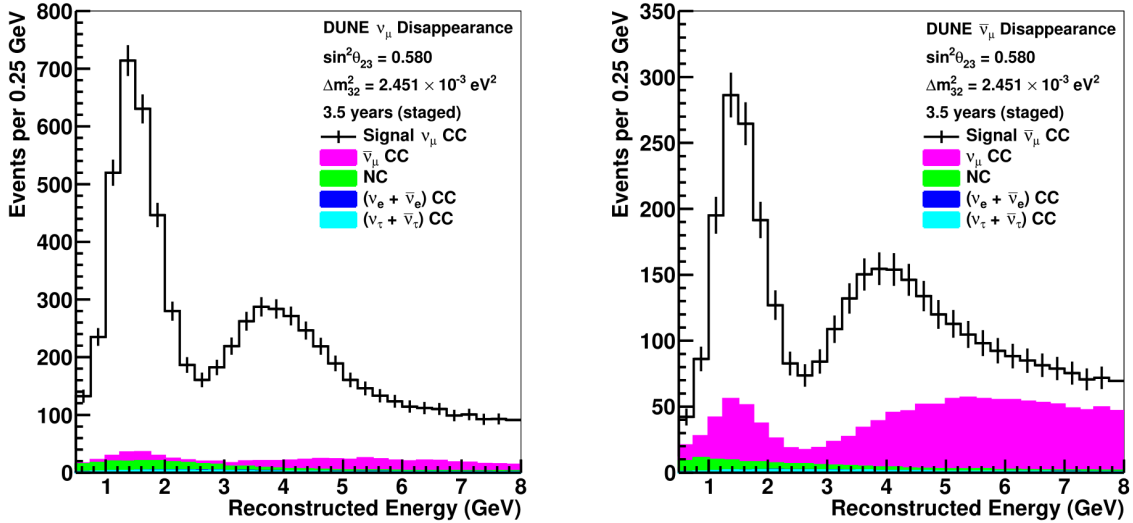


FIGURE 2.5 – Taux de comptage des événements  $\nu_\mu$  en énergie reconstruite en modes neutrino (gauche) et antineutrino (droite) pour une exposition de trois ans et demi chacun. Les figures supposent la hiérarchie de masse normale.

Les détecteurs lointains de DUNE se situeront sur l'axe du faisceau tandis que le détecteur proche pourra se déplacer sur/hors-axe. La figure 2.6 montre la forme du flux à différentes distances de l'axe pour le détecteur proche pour les modes neutrino et antineutrino. Nous pouvons en déduire que, lorsqu'on est sur-axe, le flux est plus important mais a une distribution plus large en énergie, tandis que plus on s'éloigne de l'axe, plus le flux est faible et présente un pic étroit à des énergies plus faibles. En

regardant la figure 2.3, on voit visualiser les deux pics d'oscillation, qui permettent la sensibilité à toutes les observables, n'est possible que pour la configuration sur-axe.

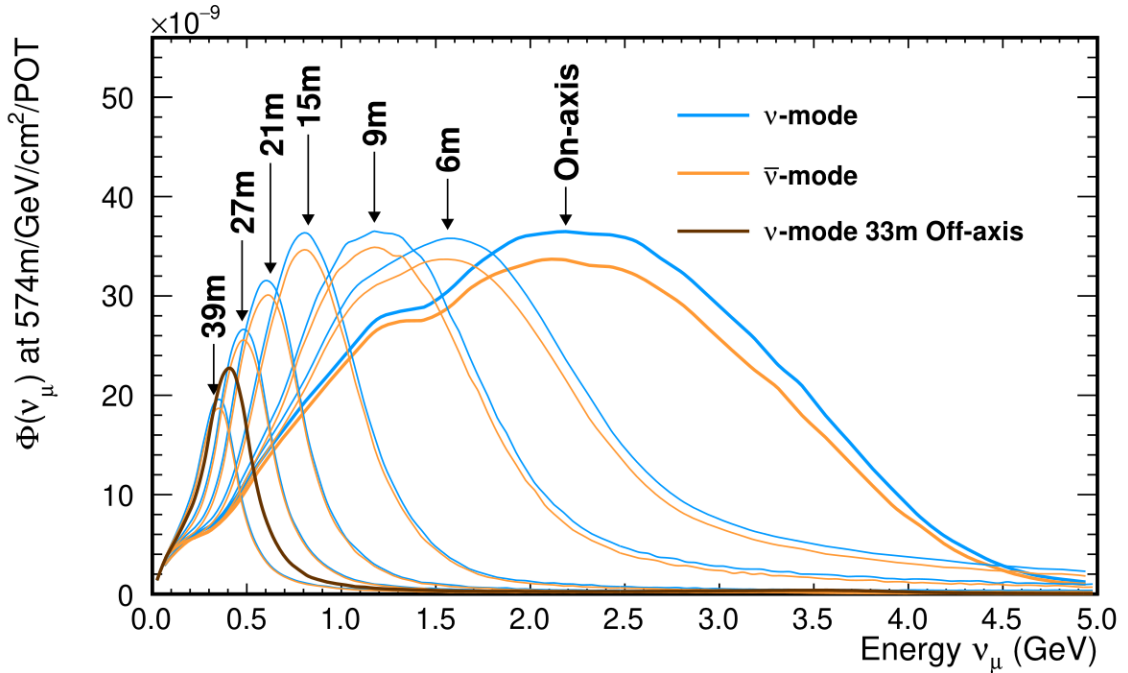


FIGURE 2.6 – Flux du faisceau de neutrinos au détecteur proche pour différentes positions sur et hors-axe du faisceau pour les modes neutrino et antineutrino.

La désintégration du proton n'est pas prédite par le Modèle Standard mais peut l'être dans d'autres théories comme dans la Théorie de la Grande Unification. Les détecteurs de DUNE permettront d'explorer ces théories en étant sensibles aux événements  $p^+ \rightarrow K^+ + \bar{\nu}$ . Si aucun événement n'est observé, on obtiendra une demi-vie minimale du proton de  $1,3 \times 10^{34}$  années pour 400 kt.an. La limite actuelle est de  $5,9 \times 10^{33}$  ans ce qui correspondrait à cinq événements dans les détecteurs de DUNE en dix ans.

DUNE possédera deux (puis quatre) détecteurs lointains de taille conséquente ( $\approx 4 \times 17$  kilotonnes d'argon liquide), qui pourront donc servir de télescopes pour les neutrinos de supernovae dans la Voie Lactée [75]. On s'attend à plusieurs milliers d'événements en quelques dizaines de secondes. Comme dit précédemment, DUNE sera sensible à la composante  $\nu_e$  des neutrinos de supernovae, ce qui permettra d'étudier la neutronisation de ces étoiles grâce aux  $\nu_e$  produits pendant les premières millisecondes de ce phénomène.

## 2.1.2 Sensibilité

Dans la partie précédente, j'ai présenté les objectifs de DUNE et je vais, maintenant, parler des résultats attendus [73]. DUNE a fait beaucoup d'études de sensibilité sur la mesure des différentes observables. Ces études ne prennent en compte que les données avec faisceau et peuvent inclure ou non des contraintes sur des observables déjà mesurées ( $\theta_{13}$  ou  $\theta_{23}$  par exemple) par d'autres expériences. Nous

nous placerons dans un modèle où nous fixons la hiérarchie de masse normale et qui suit le scénario officiel<sup>3</sup> de DUNE<sup>4</sup>. Les résultats incluent des simulations pour les détecteurs proches et lointains en prenant en compte les erreurs systématiques et un temps égal du faisceau en mode neutrino et en mode antineutrino. Ces sensibilités ont été obtenues en faisant un test statistique  $\chi^2$ , calculé en comparant le spectre simulé avec le spectre d'hypothèses différentes dans un contexte fréquentiste<sup>5</sup>. Ces variables sont définies pour la hiérarchie de masse, pour l'octant de  $\theta_{23}$  et pour la violation de la symétrie CP tel que

$$\begin{aligned}\Delta\chi_{\text{ordering}}^2 &= \chi_{\text{opposite}}^2 - \chi_{\text{true}}^2 \\ \Delta\chi_{\text{octant}}^2 &= \chi_{\text{opposite}}^2 - \chi_{\text{either}}^2 \\ \Delta\chi_{\text{CPV}}^2 &= \text{Min} [\Delta\chi_{\text{CP}}^2 (\delta_{\text{CP}}^{\text{test}} = 0), \Delta\chi_{\text{CP}}^2 (\delta_{\text{CP}}^{\text{test}} = \pi)],\end{aligned}\tag{2.3}$$

avec  $\Delta\chi_{\text{CP}}^2 = \chi_{\delta_{\text{CP}}^{\text{test}}}^2 - \chi_{\delta_{\text{CP}}^{\text{true}}}^2$ . La valeur minimale de  $\Delta\chi^2$  est obtenue avec la combinaison de paramètres qui décrit le mieux les données simulées. On obtient une mesure de la sensibilité de l'expérience permettant d'exclure l'une des hypothèses données en prenant en compte les incertitudes statistiques et systématiques.

### Violation de la symétrie CP

La figure 2.7 (gauche) montre la sensibilité à la violation de la symétrie CP en fonction de  $\delta_{\text{CP}}$  pour sept ans (en bleu) et dix ans (en orange) de prise de données. Elle présente une forme à deux maxima due à l'absence de violation CP à  $\delta_{\text{CP}} = 0[\pi]$ ; dans ce cas-là, la sensibilité à la violation de la symétrie CP est nulle. Les bordures transparentes correspondent aux erreurs à  $1\sigma$ , incluant les erreurs statistiques, les erreurs systématiques et les incertitudes sur les paramètres d'oscillation.

La figure 2.7 (droite) montre la sensibilité de DUNE à la violation de la symétrie CP pour  $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$ , 50% et 75% des valeurs de  $\delta_{\text{CP}}$  en fonction du nombre d'années de prise de données. Il est impossible pour une seule expérience de parcourir 100% des valeurs de  $\delta_{\text{CP}}$  car, pour des valeurs proches de 0 ou de  $\pi$ , la violation de la symétrie CP peut être fortement réduite, ce qui nécessiterait un temps très long de prise de données. La pente des courbes change à trois ans car l'ajout des détecteurs lointains 3 et 4 est pris en compte. À six ans, la courbure change de nouveau à cause de l'augmentation de la puissance du faisceau à 2,4 MW. Les lignes pleines correspondent aux sensibilités obtenues en contraignant  $\theta_{13}$  à l'aide des expériences réacteurs. On peut voir qu'il faut, en moyenne, un an de plus pour atteindre la même précision sur la valeur de  $\delta_{\text{CP}}$  si  $\theta_{13}$  n'est pas contraint.

On peut obtenir une sensibilité à la violation de la symétrie CP à  $5\sigma$  au bout de 7 ans si celle-ci est maximale à  $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$  et au bout de 10 ans pour 50% des valeurs de  $\delta_{\text{CP}}$ . On peut observer une violation de la symétrie à  $3\sigma$  au bout de 13 ans pour 75% des valeurs de  $\delta_{\text{CP}}$ .

---

3. Staged.

4. Il existe un nouveau scénario, présenté récemment, où le faisceau débiterait à 2,4 MW.

5. DUNE a, depuis, changé ses analyses à l'aide d'une analyse bayésienne.

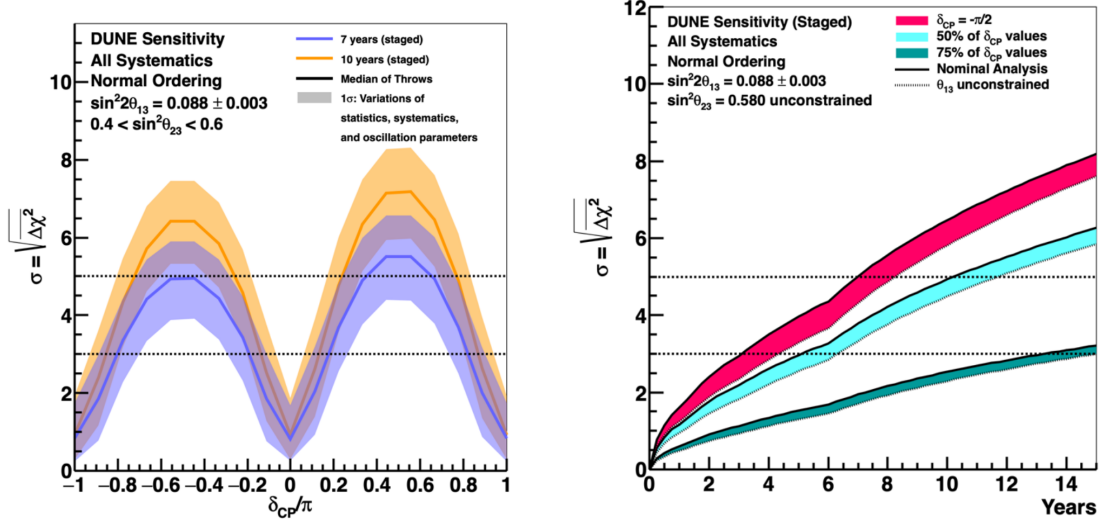


FIGURE 2.7 – (gauche) Sensibilité à la violation de la symétrie CP en fonction de  $\delta_{CP}$ . (droite) Sensibilité à la violation de la symétrie CP en supposant la violation maximale ( $\delta_{CP} = -\pi/2$ ), pour 50% et 75% des valeurs possibles de  $\delta_{CP}$ .

### Hierarchie de Masse

La figure 2.8 (gauche) montre la sensibilité de DUNE pour la hiérarchie de masse en fonction de  $\delta_{CP}$ . La forme est due à la dégénérescence entre les effets de matière et dus à la violation de la symétrie CP. La courbe pleine représente la sensibilité médiane et les bordures transparentes représentent les erreurs statistiques à  $1\sigma$ .

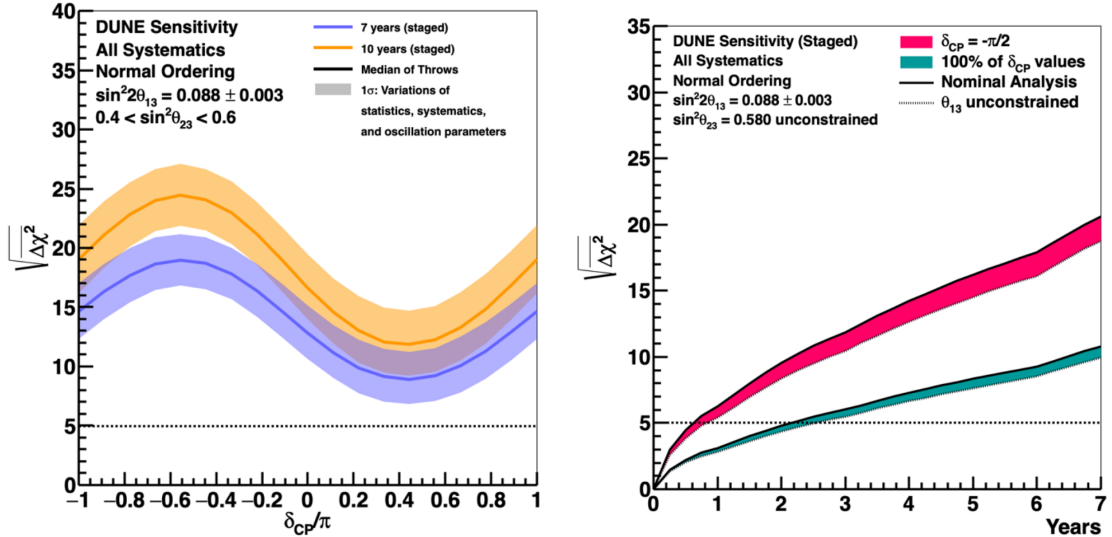


FIGURE 2.8 – (gauche) Sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse en fonction de  $\delta_{CP}$  pour sept ans (bleu) et dix ans (orange) de prise de données. (droite) Sensibilité à la hiérarchie de masse pour  $\delta_{CP} = -\pi/2$  et pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$  en fonction du nombre d'années de prise de données.

La figure 2.8 (droite) montre la sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse pour  $\delta_{CP} = -\pi/2$  et pour 100% des valeurs de  $\delta_{CP}$  en fonction des années de prise de données. Comme précédemment, la figure montre la sensibilité en contraignant ou non  $\theta_{13}$  (lignes pleines ou en pointillé). Cette fois, laisser libre  $\theta_{13}$  n'a que peu d'impact sur le temps nécessaire pour mesurer la hiérarchie de masse à une précision voulue : DUNE peut obtenir la hiérarchie de masse à  $5\sigma$  pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$  en moins de trois ans.

### L'angle $\theta_{23}$

Pour  $\theta_{23}$  la figure 2.9 montre la sensibilité de DUNE à l'octant de  $\theta_{23}$  en fonction de  $\sin^2 \theta_{23}$  pour dix ans (orange) et quinze ans (vert) de prise de données. Les bordures transparentes couvrent les erreurs statistiques à  $1\sigma$  et les lignes sont la sensibilité médiane. On peut voir que la détermination de l'octant dépendra fortement de la valeur de  $\sin^2 \theta_{23}$ .

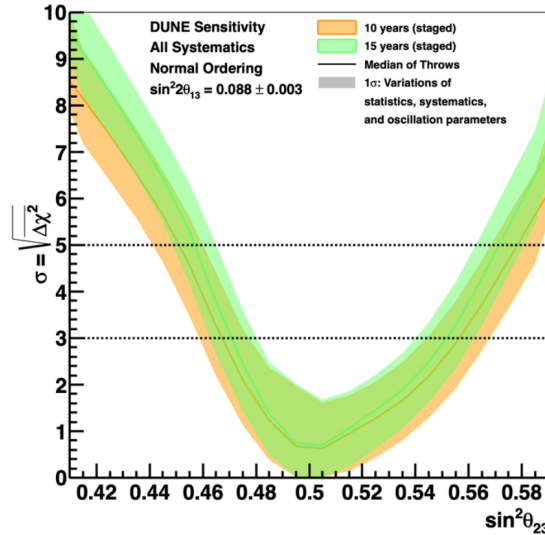


FIGURE 2.9 – Sensibilité de DUNE à l'octant de  $\theta_{23}$  en fonction de  $\sin^2 \theta_{23}$ .

Pour résumer cette partie, le tableau 2.1 rassemble les sensibilités qu'on peut obtenir en fonction des années de prise de données. Les résultats présentés ont été obtenus par DUNE en prenant une valeur de  $\sin^2 \theta_{23} = 0.580$ .

Sensibilité	Nombre d'années
$5\sigma$ Hiérarchie de masse $\delta_{CP} = -\pi/2$	1
$5\sigma$ Hiérarchie de masse 100% des valeurs de $\delta_{CP}$	2
$3\sigma$ Violation CP $\delta_{CP} = -\pi/2$	3
$3\sigma$ Violation CP 50% des valeurs de $\delta_{CP}$	5
$5\sigma$ Violation CP $\delta_{CP} = -\pi/2$	7
$5\sigma$ Violation CP 50% des valeurs de $\delta_{CP}$	10
$3\sigma$ Violation CP 75% des valeurs de $\delta_{CP}$	13

TABLE 2.1 – Tableau récapitulant la précision sur les paramètres qu'il est possible d'obtenir en fonction du nombre d'années de prise de données pour  $\sin^2 \theta_{23} = 0.580$ .

## 2.2 Interaction des neutrinos

Pour comprendre comment DUNE compte mesurer tous les paramètres d'oscillation, nous allons tout d'abord nous intéresser aux différentes interactions qui pourront se produire dans les détecteurs. Pour traiter ce sujet, j'ai utilisé le générateur d'événements neutrinos Monte-Carlo employé dans DUNE appelé GENIE (Generates Neutrino Interaction Event) [76] qui permet de générer des interactions neutrino-noyau. Il se base sur les sections efficaces d'un neutrino sur un ou plusieurs noyaux donnés, sur la distribution en énergie et sur la saveur des neutrinos. Les neutrinos peuvent interagir au premier ordre par courant chargé (échange d'un boson W) ou en courant neutre (échange d'un boson Z). Dans DUNE, comme nous voulons mesurer la saveur du neutrino, les interactions par courant neutre sont considérées comme du bruit de fond puisque la saveur du neutrino incident ne peut pas être obtenue à l'issue de ces interactions. Les interactions par courant chargé ont été étudiées sur un noyau isoscalaire<sup>6</sup> à l'aide du générateur NUANCE [77] dans l'article de Formaggio et Zeller [78] (voir figure 2.10). On peut y observer les sections efficaces pour les interactions quasi-élastiques (QE), résonantes (RES), deep inélastique scattering (DIS) et total pour des neutrinos muoniques de 0,1 à 100 GeV. En étudiant la figure 2.10, il est possible d'en déduire que pour l'étude des deux pics d'oscillation la majorité des interactions sont quasi-élastiques et résonantes pour le pic situé entre 1 et 2 GeV et majoritairement résonantes pour le pic vers 4 GeV.

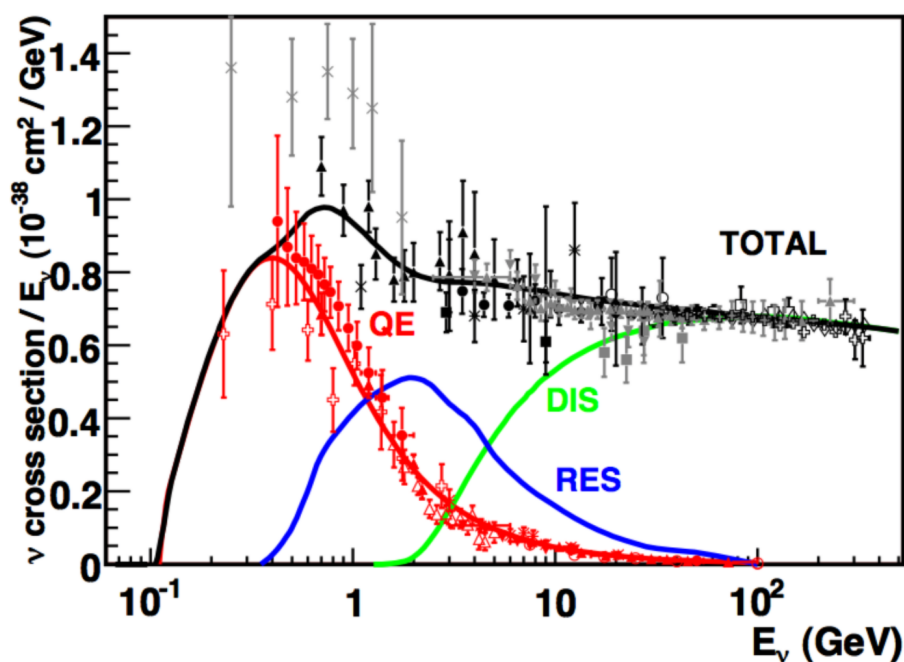


FIGURE 2.10 – Sections efficaces normalisées en énergie en fonction de l'énergie du neutrino, entre 100 MeV et 100 GeV, pour les trois interactions principales en courant chargé d'un neutrino muonique sur un noyau isoscalaire (ici Carbone 12) [78] [79]. Les sections efficaces quasi-élastiques sont en rouges, les résonantes en bleu, les profondément inélastiques en vert et en noir la somme des trois.

6. Autant de protons que de neutrons.

### 2.2.1 Interactions par courant chargé

La figure 2.2.1 montre les diagrammes de Feynman au premier ordre des trois interactions qui vont nous intéresser dans le domaine d'énergie de DUNE (entre 100 MeV et 10 GeV pour les neutrinos de faisceau). Le  $\ell$  dans ces diagramme correspond au lepton.

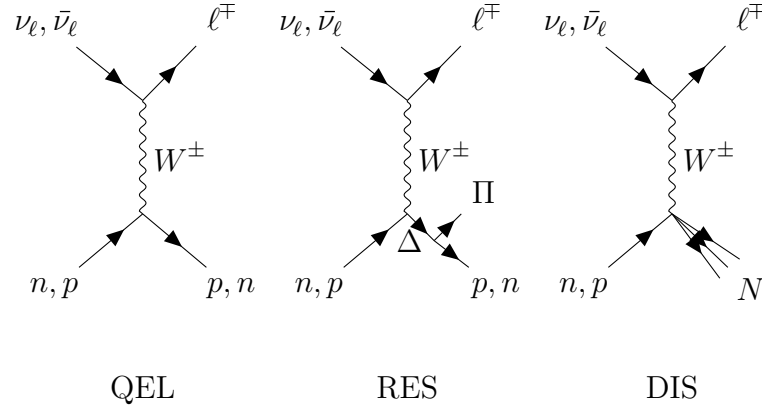


FIGURE 2.2.1 - Diagrammes de Feynman au premier ordre des interactions Quasi-Elastique (QEL), Résonant (Res) et *Deep-Inelastic Scattering* (DIS) des neutrinos sur un nucléon libre.

La saveur muonique est la plus simple à identifier grâce au muon qui a une longue demi-vie et dépose dans le détecteur une trace facilement identifiable. L'électron, lui, crée une gerbe électromagnétique en perdant son énergie par radiation. Le tau, enfin, est très difficile à identifier à cause de sa très courte demi-vie aux énergies considérées : il se désintègre donc trop rapidement pour la résolution spatiale des détecteurs en plus de la faible statistique puisque le seuil d'énergie pour les interactions de cette saveur est haut ( $> 1.777\text{GeV}$ ) par rapport à l'énergie moyenne du faisceau. Des stratégies sont cependant étudiées pour les détecter dans DUNE [80].

### 2.2.2 Cinématique des interactions

Pour aborder le sujet des interactions neutrinos, il faut d'abord parler des diffusions à deux corps en introduisant certaines variables. En se basant sur la figure 2.11, on définit les variables de Mandelstam, invariantes de Lorentz, telles que

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

avec  $p$  les quadri-vecteurs impulsions des particules.

À l'aide de ces variables on peut étudier les interactions neutrino-noyau. On va s'intéresser à la cinématique d'un événement quasi-élastique, celui-ci étant le plus simple à étudier. Pour cela on se place dans deux référentiels : le référentiel du laboratoire et le référentiel du centre de masse de l'interaction (voir figure 2.12).

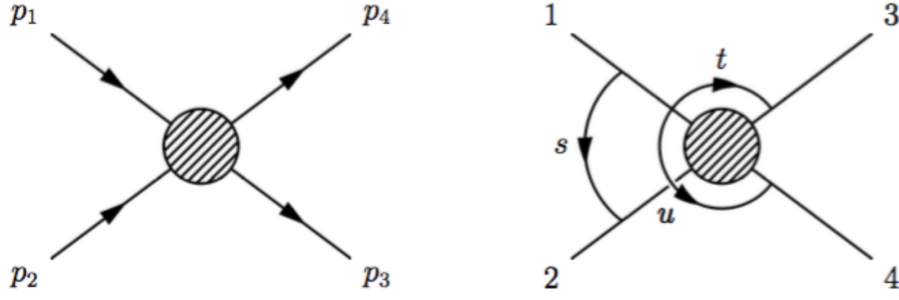


FIGURE 2.11 – Schéma d'une diffusion à deux corps.

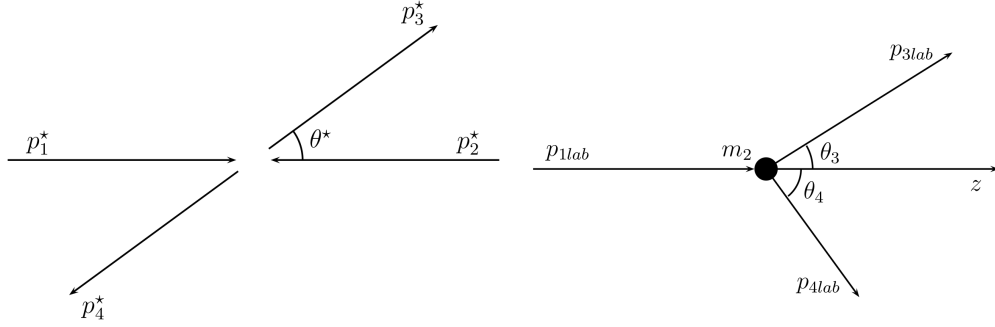


FIGURE 2.12 – Schéma pour la diffusion à deux corps dans les deux référentiels : à gauche celui du centre de masse et à droite celui du laboratoire.

Nous nous plaçons d'abord dans le référentiel du centre de masse pour calculer les énergies et les impulsions des particules telles que<sup>7</sup>

$$\begin{aligned}
 E_{1,3}^* &= \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_{1,3}^2 - m_{2,4}^2) \\
 E_{2,4}^* &= \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_{2,4}^2 - m_{1,3}^2) \\
 p_i^* &= p_1^* = p_2^* = \frac{1}{2\sqrt{s}}\sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)} \\
 p_f^* &= p_3^* = p_4^* = \frac{1}{2\sqrt{s}}\sqrt{\lambda(s, m_3^2, m_4^2)} \\
 \lambda(x, y, z) &= x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz,
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

avec  $\lambda(x, y, z)$  la fonction de Källen et  $\sqrt{s} = E_{tot}^*$ .

Il sera ensuite nécessaire de repasser au référentiel du laboratoire pour pouvoir étudier les évènements quasi-élastiques. On identifie la particule 2 à un neutron au repos et la particule 4 à un proton. On définit alors  $q = p_1 - p_3$ , le quadri-vecteur de transfert d'impulsion, et on obtient :

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 = -m_l^2 + 2E_\nu E_l(1 - \beta_l \cos(\theta)) \\
 W^2 &= m_n^2 + 2\nu m_n - Q^2,
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

7. “\*” signifie que l'on se place dans le référentiel du centre de masse; sinon, on est dans le référentiel du laboratoire.

avec  $m_l$  la masse du lepton chargé,  $m_n$  la masse du neutron,  $\theta$  l'angle entre l'impulsion neutrino et le lepton et  $\beta_l = v_l/c$  la vitesse du lepton dans le référentiel du laboratoire.  $\nu$  est l'énergie transférée au vertex hadronique et non un neutrino mais  $E_\nu$  est bien l'énergie du neutrino.  $W^2$  est la masse invariante hadronique à l'état final. Dans le cas où le vertex hadronique est parfaitement connu,  $W^2$  est fixe, ce qui est le cas pour les interactions quasi-élastiques et résonantes.

Les interactions profondément inélastiques sont définies par

$$Q^2 \gg m_n^2 \text{ et } p_2 \cdot q \gg m_n^2 \quad (2.7)$$

et sont possibles pour des valeurs de  $Q^2$  plus élevées que dans le cas quasi-élastique ou résonant. On définit les variables sans dimension de Bjorken telles que

$$x = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_n(E_\nu E_l)} \text{ et } y = \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1} = 1 - \frac{E_l}{E_\nu}. \quad (2.8)$$

$x$ , représentant la fraction de l'impulsion nucléon portée par les quarks de valence, et  $y$ , représentant la fraction de l'énergie transférée du neutrino au système hadronique, varient entre 0 et 1.

### 2.2.3 Interaction Quasi-Elastique (QEL)

Dans la figure 2.2.1, on a le diagramme de Feynman (à gauche) d'une interaction quasi-élastique : un neutrino de saveur  $\ell$  interagit avec un neutron libre (en dehors d'un noyau) en donnant le lepton  $\ell^-$  et un proton. Pour un antineutrino, il faut inverser le rôle du proton et du neutron, prendre l'antilepton  $\ell^+$  et prendre la charge opposée pour le boson W, donc un  $W^-$ . Cela donne sous forme d'équation  $\nu_\ell + n \rightarrow \ell^- + p$  et  $\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \ell^+ + n$  respectivement.

Une interaction élastique est une interaction pour laquelle la quantité de mouvement est conservée. Cependant, les neutrinos interagissent rarement élastiquement. Les sections efficaces d'interactions comme  $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$  sont plus faibles que les interactions qui nous intéressent de plusieurs ordres de grandeur.

Les interactions quasi-élastiques sont les interactions les plus simples entre un neutrino et un nucléon. Le cas de DUNE est plus complexe : puisque le nucléon fait partie d'un noyau d'argon, il faut prendre en compte les effets nucléaires tels que le moment de Fermi. Dans ce cas, la quantité de mouvement du nucléon est non nulle (de l'ordre de 200 MeV), contrairement au cas d'un nucléon libre. Ces interactions sont appelées "quasi-élastiques" car, contrairement à une interaction élastique, une partie de l'énergie peut être absorbée à cause de la faible différence de masse entre neutron (939, 57 MeV/c<sup>2</sup>) et proton (938, 27 MeV/c<sup>2</sup>) à la création d'un lepton massif chargé.

Pour étudier ces interactions, j'ai travaillé avec le générateur d'événements neutrinos GENIE, dont j'ai utilisé la version v3.0.0b1. Il existe plusieurs modèles pour décrire les interactions quasi-élastiques ; celui utilisé dans GENIE est le modèle de Llewellyn-Smith [81] dont la formule approchée [82] s'écrit sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{M^2 G_F^2 \cos^2(\theta_c)}{8\pi E_\nu^2} \left[ A(q^2) \mp \frac{(s-u)B(q^2)}{M^2} + \frac{C(q^2)(s-u)^2}{M^4} \right], \quad (2.9)$$

$$\text{avec } A(q^2) = \frac{m^2 - q^2}{4M^2} \left[ \left(4 - \frac{q^2}{M^2}\right) |F_A|^2 - \left(4 + \frac{q^2}{M^2}\right) |F_V^1|^2 - \frac{q^2}{M^2} |\xi F_V^2|^2 \left(1 + \frac{q^2}{4M^2}\right) - \frac{4q^2 F_V^1 \xi F_V^2}{M^2} \right],$$

$$B(q^2) = -\frac{q^2}{M^2} F_A (F_V^1 + \xi F_V^2) \text{ et}$$

$$C(q^2) = \frac{1}{4} (|F_A|^2 + |F_V^1|^2 - \frac{q^2}{M^2} |\frac{\xi F_V^2}{2}|^2).$$

Il y a différentes variables qui composent cette formule :  $s$  et  $u$  correspondent aux variables de Mandelstam, définies précédemment,  $q^2$  correspond au quadri-vecteur de transfert d'impulsion,  $m$  est la masse du lepton (ici muon),  $M$  est la masse moyenne d'un nucléon.  $G_F$  est la constante de Fermi,  $\theta_c$  est l'angle critique de réaction et  $\xi = (\mu_p - 1) - \mu_n$  où  $\mu_p$  et  $\mu_n$  les moments magnétiques du proton et du neutron respectivement.  $F_V^1$  et  $F_V^2$  sont, en bleu, les facteurs de formes électromagnétiques et,  $F_A^2$ , en rouge, le facteur de forme axial

$$F_A(q^2) = \frac{g_A}{\left(1 - \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2}, \quad (2.10)$$

avec  $g_A$  le coefficient axial et  $M_A$  la masse axiale.

Pour générer les sections efficaces quasi-élastiques à partir de cette formule, les paramétrisations des facteurs de formes magnétiques  $F_V^1$  et  $F_V^2$  sont ceux de l'article BBBA2007 [83] et les valeurs des constantes utilisées sont répertoriées dans le tableau 2.2.

$g_A$	-1.267
$G_F$	$1.1803 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
$\cos(\theta_c)$	0.9740
$M_A$	$0.99 \text{ GeV}^{-2}$

TABLE 2.2 – Tableau des valeurs des constantes utilisées.

Dans le cas d'une interaction QEL, on a  $W^2 = m_p^2$  et  $x \simeq 1$  : le neutrino interagit bien avec le nucléon entier.

Les interactions que je vais présenter ensuite font intervenir plus de particules dans le vertex hadronique, ce qui complexifie fortement l'étude de leur cinématique. Je n'en présenterai donc qu'un aperçu.

## 2.2.4 Interaction Résonante et *Deep Inelastic Scattering*

### Interaction Résonante (RES)

Les interactions résonantes, dont le diagramme de Feynman est au centre dans la figure 2.2.1, sont plus complexes. L'interaction d'un neutrino sur un nucléon peut créer un état hadronique résonant ( $\Delta$ ) qui se désintègre le plus souvent en un nucléon

(p,n) et un pion ( $\pi$ ). Un exemple possible est  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+$  ou encore  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + n + \pi^+$ . Ces interactions sont possibles à des énergies plus élevées que pour les interactions quasi-élastiques : le seuil est d'environ 500 MeV pour que les états résonants puissent exister. Dans GENIE, le modèle utilisé pour calculer les sections efficaces des interactions RES est le modèle de Berger-Sehgal [84].

### Deep Inelastic Scattering (DIS)

Les interactions profondément inélastiques sont dominantes à des énergies plus élevées. Le diagramme de Feynman de ces interactions est à droite dans la figure 2.2.1. Les interactions DIS font intervenir des transferts de quantité de mouvement plus importants que les interactions QEL et RES, avec des longueurs d'onde de De Broglie plus courtes que la taille d'un nucléon ( $\approx 10^{-15}$ m). Les neutrinos interagissent donc directement avec les quarks, contrairement aux précédentes interactions (QEL et RES), pour lesquelles les neutrinos interagissent avec un nucléon dans son ensemble. On a aussi  $W^2$  qui n'est plus fixé :  $W^2$  et  $Q^2$  sont donc deux variables indépendantes pour les interactions DIS. Le modèle utilisé par GENIE pour calculer les sections efficaces de ces interactions DIS est le modèle de Bodek-Yang [85].

### D'autres interactions

Il existe d'autres interactions que les trois que nous venons de voir (QEL, RES, DIS). Leurs sections efficaces sont, cependant, plus faibles de plusieurs ordres de grandeur. En voici une liste non-exhaustive :

- *Inverse Beta Decay* (IBD), dont on a parlé pour les neutrinos de réacteurs :  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . C'est aussi la réaction dominante pour les neutrinos de supernovae. Un autre type de IBD existe<sup>8</sup>,  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ , qui a été utilisée dans l'expérience HOMESTAKE (mine où se situeront les détecteurs lointains de DUNE) sous la forme  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ .
- Les interactions cohérentes (COH). C'est une interaction dans laquelle le neutrino interagit avec le noyau dans son ensemble en produisant un pion :  $\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + \pi^+ + A$ .

### 2.2.5 Interactions dans l'état final

Les particules issues de l'interaction d'un neutrino, se trouvant au sein d'un noyau, vont de nouveau interagir avec les particules composant le noyau : ce sont les interactions dans l'état final. Dans l'état final, pour les interactions quasi-élastiques et si le neutrino a suffisamment d'énergie, il est possible d'observer des baryons chargés :  $\Lambda_c^+ = (udc)$  (isospin 0),  $\Sigma_c^+ = (udc)$  (isospin = 1) et  $\Sigma_c^{++} = (uuc)$  (isospin 1). Ces processus ont été détectés par CHORUS [86] pour des neutrinos muoniques ayant une énergie moyenne de 27 GeV.

Ces interactions vont affecter les énergies des particules et dépendent fortement du modèle hadronique utilisé pour les modéliser. Les différences dues au modèle

---

8. Connue aussi sous le nom de capture électronique inverse

peuvent être significatives et impacteront le calcul des taux d'événements et donc les études de sensibilité aux différents paramètres d'oscillation. Il sera très important de mesurer avec précision les sections efficaces et les systématiques des sections efficaces, notamment grâce aux détecteurs proches. C'est l'une des sources principales d'erreurs systématiques auxquelles DUNE se confrontera.

## 2.2.6 Sections efficaces dans DUNE

Intéressons nous maintenant aux contributions de chacune des trois interactions principales. Des modèles hadroniques sont utilisés pour décrire les vertex d'interaction. En sortie de vertex, on obtient les particules primaires, qui vont interagir avec les autres particules présentes dans le noyau, faisant intervenir les modèles nucléaires et donnant les particules finales.

J'ai étudié ces interactions sur l'Argon 40 en générant des événements à l'aide de GENIE. Sur la figure 2.13, on peut voir les sections efficaces totales des interactions des neutrinos muoniques sur des noyaux d'Argon 40 en fonction de l'énergie du neutrino. Ces sections efficaces sont normalisées au nombre de nucléons et divisées par l'énergie du neutrino. On peut y voir aussi les contributions de chacune des trois interactions et ainsi que deux barres verticales rouges qui délimitent le domaine en énergie de DUNE. On peut remarquer que, dans ce domaine, les trois interactions sont tour à tour dominantes.

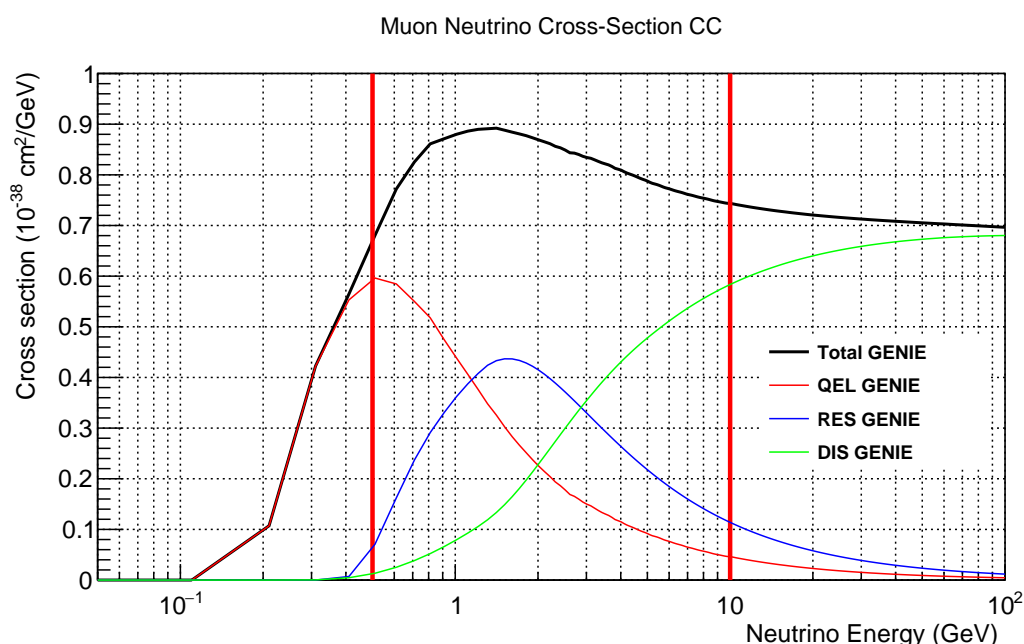


FIGURE 2.13 – Sections efficaces divisées par l'énergie du neutrino des 3 interactions principales en courant chargé d'un neutrino muonique sur un noyau d'Argon 40 en fonction d'une énergie neutrino entre 50 MeV et 100 GeV.

Il faut cependant faire très attention aux modèles qu'on utilise pour calculer ces sections efficaces. Si on compare les sections efficaces de GENIE avec celles sur la figure 2.10, on observe que les sections efficaces des interactions RES et DIS, sont

assez proches entre NUANCE et GENIE : pour les RES, il y a un maximum vers  $0,5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$  à 1,5 GeV et pour les DIS, l'asymptote se trouve vers  $0,7 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$  à 100 GeV. Cependant, les sections efficaces quasi-élastiques sont très différentes entre GENIE et NUANCE avec un maximum à  $0,6 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$  pour GENIE et un maximum à  $0,8 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$  à 500 MeV pour NUANCE. Cela peut être dû à la différence de nature du noyau (isoscalaire (Carbone 12) pour NUANCE et Argon 40 pour GENIE) ou de la valeur de masse axiale (introduite dans l'éq. 2.10)  $M_A$  utilisée<sup>9</sup> (voir partie 2.2.3).

Pour illustrer cette différence, on peut regarder des études effectuées par la collaboration MiniBooNE (voir figure 2.14). On peut observer les sections efficaces quasi-élastiques entre 100 MeV et 100 GeV pour des interactions neutrino muonique-noyau (en rouge et bleu) et neutrino-neutron libre (en vert)<sup>10</sup>. On observe que, plus la masse axiale est élevée, plus les sections efficaces sont élevées pour un même modèle de cible. C'est donc un paramètre important à mesurer. Dans le cas de DUNE, les études sont faites en fixant une masse axiale à  $M_A = 0.99 \text{ GeV}$ .

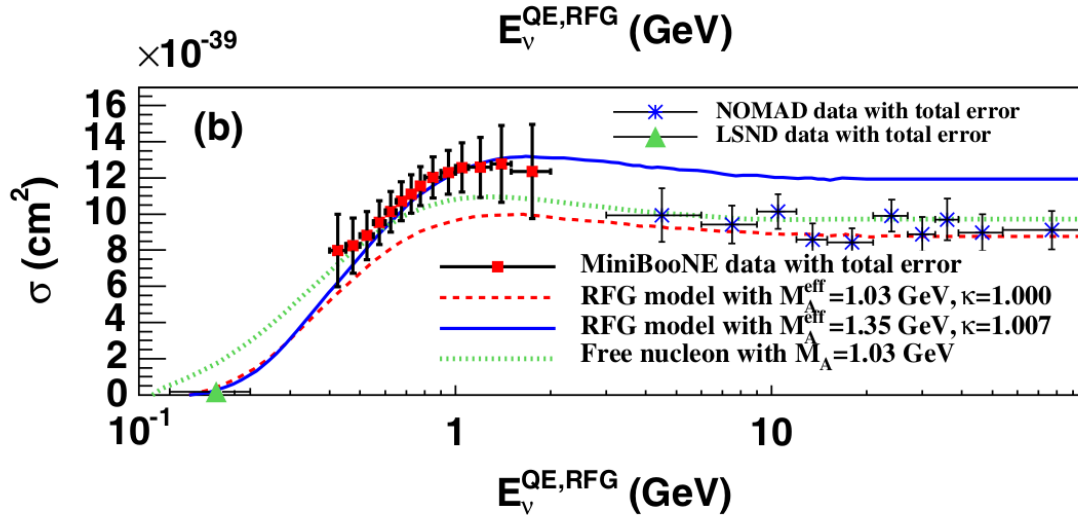


FIGURE 2.14 – Sections efficaces en fonction de l'énergie du neutrino pour des neutrinos muoniques pour différentes valeurs de masse axiale et de cible [79].

Il existe, en dehors de GENIE, plusieurs générateurs qui utilisent des modèles différents pour calculer les sections efficaces. Par exemple, NEUT [87] est utilisé par Super-K pour calculer les sections efficaces sur l'oxygène. Cependant, il n'est pas adapté pour les expériences utilisant de l'argon, c'est pourquoi DUNE utilise GENIE. J'ai aussi étudié un autre générateur, NuWro [88], pendant mon stage de M2, ce qui m'a permis de conclure que les différents modèles menaient à des écarts significatifs. Les sections efficaces sont aussi l'une des sources principales d'erreurs systématiques pour DUNE. Le détecteur proche devrait permettre de les réduire.

Dans cette sous-partie, nous avons donc vu les taux d'événements potentiels dans DUNE et les sensibilités de l'expérience à  $\delta_{CP}$ , à  $\theta_{23}$  et à la hiérarchie de masse.

9. et donc des facteurs de formes axiaux.

10. RFG correspond au modèle du gaz de Fermi

Nous nous sommes ensuite intéressés aux interactions neutrinos principales dans les détecteurs de DUNE et à l'importance de mesurer avec précision leurs sections efficaces. Dans la partie suivante, nous allons étudier les composants avec lesquels DUNE va pouvoir détecter les événements.

## 2.3 Les composants de DUNE

Comme dit précédemment, DUNE possède trois composants principaux :

- un faisceau produit au FermiLab (Long Baseline Neutrino Facility LBNF) de 1,2 MW puis de 2,4 MW au bout de six années [69]. Le domaine en énergie des neutrinos issus de ce faisceau ira de quelques MeV à une dizaine de GeV (voir figure 2.4),
- plusieurs détecteurs proches qui permettront de caractériser la composition du faisceau et son énergie. Principalement des neutrinos muoniques avec une contamination de neutrinos électroniques (et de leurs antineutrinos de même saveur dans le mode antineutrino). Ces détecteurs permettront de réduire les erreurs systématiques sur le flux et les sections efficaces [70] en mesurant ces derniers précisément,
- et des détecteurs lointains, situés à 1285 km du faisceau, qui seront des chambres à projection temporelle (à argon liquide LArTPC pour Liquid Argon Time Projection Chamber) d'environ 17 kt chacune [71] [72].

Dans cette partie, j'aborderai notamment les détecteurs lointains et surtout celui à dérive verticale et ne traiterai que rapidement des détecteurs proches et du faisceau.

### 2.3.1 Le faisceau de neutrinos

Le projet LBNF (Long-Baseline Neutrino Facility) est en charge du faisceau de neutrinos pour DUNE. Pour pouvoir obtenir un faisceau de plusieurs MegaWatts, le LBNF se sert de l'accélérateur PIP-II (Proton Improvement Plan II) [89] qui va accélérer des ions  $H^-$  générés par une source d'ions jusqu'à 800 MeV. Ensuite, lors de leur injection dans le Booster, les ions vont devenir des protons. Ils y seront accélérés jusqu'à 8 GeV. Les protons passeront ensuite dans le plus grand accélérateur du Fermilab, le Main Injector (MI), qui les accélérera jusqu'à 120 GeV. La figure 2.15 montre l'évolution des particules à partir de ce point.

Les protons vont être envoyés vers le Neutrino Main Injector (NuMI) dans lequel ils vont entrer en collision avec une cible de graphite (Target Hall Complex). En interagissant avec la cible, les protons vont produire des particules chargées (notamment des pions) qu'il est possible de focaliser en un faisceau à l'aide de cornes magnétiques (entre le Target Hall Complex et l'Absorber Hall Service Building). Ces particules vont se désintégrer en neutrinos selon les équations  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  et  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ . Il est possible d'inverser le champ magnétique pour focaliser les particules de charges opposées et, ainsi, obtenir un faisceau d'antineutrinos.

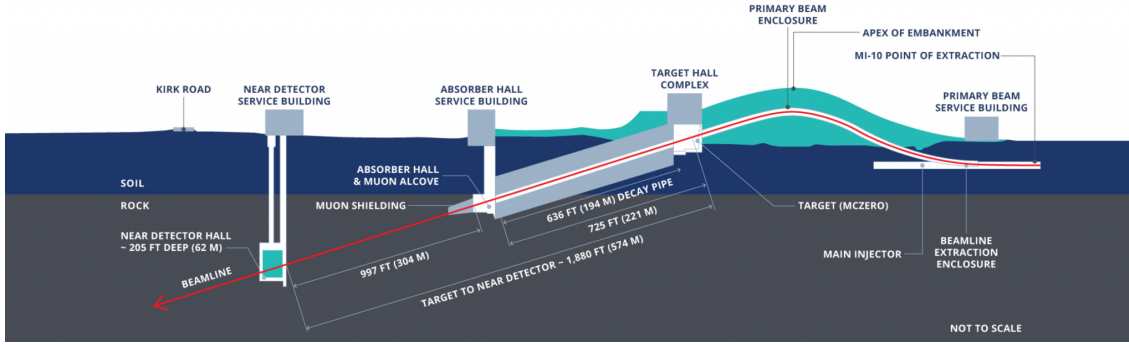


FIGURE 2.15 – Schéma du faisceau de neutrinos au Fermilab.

À l'aide de ces composants, le LBNF compte obtenir un faisceau de neutrinos de 1,2 MW. Afin de pouvoir atteindre les 2,4 MW, des études sont faites pour améliorer le MI et le Booster, et pour trouver une cible capable de supporter cette puissance <sup>11</sup>.

### 2.3.2 LArTPC

L'utilisation des chambres à projection temporelle à argon liquide a commencé dans les années 1970 (voir l'article de Carlo Rubbia en 1977 [90]). Cette technologie a été pensée pour pouvoir allier une grande masse de cibles à une calorimétrie précise, c'est-à-dire une reconstruction de l'énergie des particules passant dans le détecteur et de leurs traces individuelles. L'argon liquide a l'avantage d'être stable et peu cher. Il a aussi quarante nucléons par noyau, ce qui permet un grand nombre de cibles. L'expérience ICARUS a travaillé avec des détecteurs de plus en plus grands (3t [91], 14t [92], 600t [93]) et a permis de montrer la viabilité de ces détecteurs à très grande échelle pour les expériences neutrinos [94] : l'expérience a utilisé un détecteur de 50 L avec le faisceau du CERN (WANF West Area Neutrino Facility) en 1997 et a détecté 86 événements  $\nu_\mu$ , dont la cinétique a été mesurée. L'expérience a aussi permis de montrer la possibilité d'identifier les particules à l'aide de leur perte d'énergie au sein du détecteur en fonction de la distance parcourue.

#### Fonctionnement d'une LArTPC

Les LArTPC sont essentiellement des chambres à bulles électroniques. Le principe est de remplir un cryostat à 88 K d'argon liquide qui servira de cible pour les neutrinos. Comme les sections efficaces des neutrinos sont très faibles, il faut des grands détecteurs et/ou un flux très grand de neutrinos. L'argon liquide a une densité de  $1.4 \text{ g/cm}^3$ . L'avantage de l'argon liquide est qu'il permet de détecter de manière très efficace l'ionisation des particules chargées dans l'état final des interactions neutrinos. Ces particules vont laisser, tout au long de leur trajectoire, des paires  $\text{Ar}^+ \text{-e}^-$ . Il faut environ 20 eV pour créer une ionisation tandis que les particules dans le détecteur perdent typiquement 2 MeV/cm (muon), et génèrent ainsi des milliers d'électrons pendant leur trajectoire. De plus, l'argon étant un gaz noble, sa couche électronique est pleine : les noyaux d'argon n'absorberont donc pas les électrons d'ionisation nécessaires pour remonter aux énergies des particules, ce qui

11. Les cibles actuelles se détériorent trop rapidement mais la solution d'un faisceau de 2,4 MW dès le début est de plus en plus privilégiée.

est bénéfique car des pertes à ce niveau pourraient causer des erreurs de reconstruction.

L'ionisation produit aussi des photons qui permettent d'obtenir le temps initial de l'interaction. Certaines paires  $\text{Ar}^+ \text{-e}^-$  se recombinent pour créer d'autres photons (de 128 nm), ce qui est à l'origine de pertes d'électrons. Les photons sont détectés par des photo-multiplieurs (SiPM) placés dans le détecteur. Les électrons doivent ensuite être détectés, et, pour cela, DUNE utilise un champ électrique fort (de l'ordre de 500 V/cm) afin de conduire les électrons d'ionisation vers des anodes. Ce principe est illustré sur la figure 2.16.

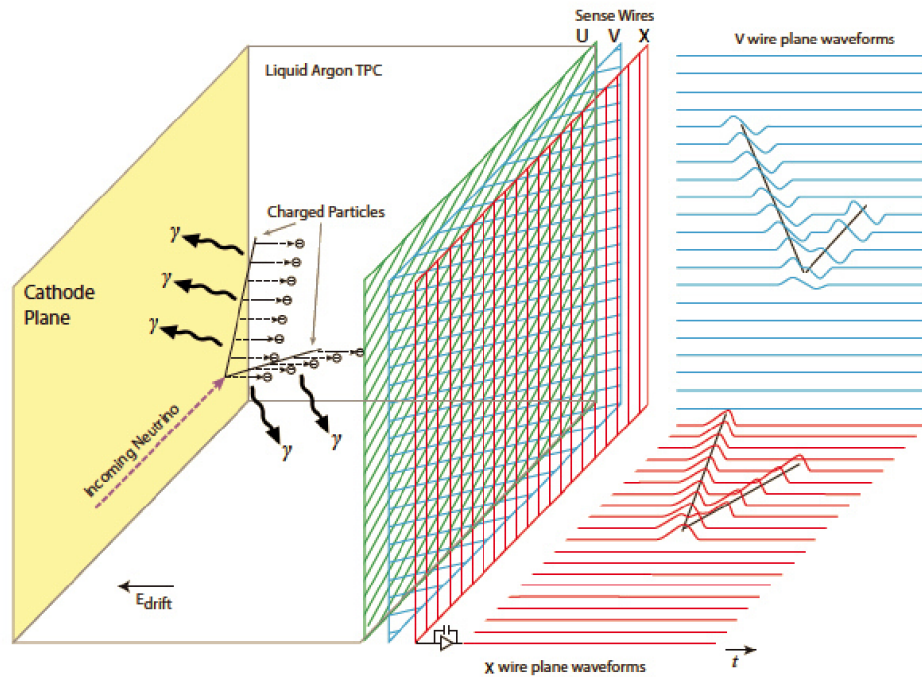


FIGURE 2.16 – Schéma d'une LArTPC. Les électrons issus de l'ionisation dérivent de la gauche vers la droite vers l'anode et sont détectés par des plans d'induction et de collection qui permettent de visualiser la propagation des particules chargées au sein du détecteur.

Une fois arrivés à l'anode, les électrons sont détectés par trois plans de lecture : deux plans d'induction et un plan de collection. Les deux plans d'induction sont à  $\pm 60^\circ$  (bleu et vert) du plan de collection (rouge). Cette configuration permet de voir les événements dans un plan XY (parallèle aux plans de lecture) sans ambiguïté. La troisième composante spatiale, Z, est donnée par le temps et la vitesse de dérive jusqu'à l'anode, que l'on mesure par rapport au temps de détection des photons (symbolisés par les  $\gamma$  sur le schéma).

Ce qui fait la force d'un détecteur LArTPC est sa capacité à donner une vue détaillée de l'état final d'une interaction neutrino. Grâce à la résolution spatiale de quelques millimètres et à la résolution en énergie<sup>12</sup>, le détecteur permet de recons-

12. 13% pour les  $\nu_e$  et 18% pour les  $\nu_\mu$ .

truire la cinématique de l'interaction et d'identifier les particules de l'état final, ce qui est primordial pour la mesure des oscillations des neutrinos. Le plus gros défi de DUNE est la taille conséquente des détecteurs, nécessaire pour obtenir un grand nombre d'interactions<sup>13</sup> et pour que les particules issues de ces interactions soient contenues dans le détecteur et y déposent toute leur énergie. Cela implique une longue distance de dérive et donc une tension très haute. Chacun des détecteurs lointains, situé à 1,5 km sous terre, contiendra 17 kt d'argon liquide et mesurera environ  $18 \times 19 \times 66 \text{ m}^3$  (figure 2.17). Ces détecteurs serviront aussi pour les études des neutrinos de supernovae et de la désintégration du proton.

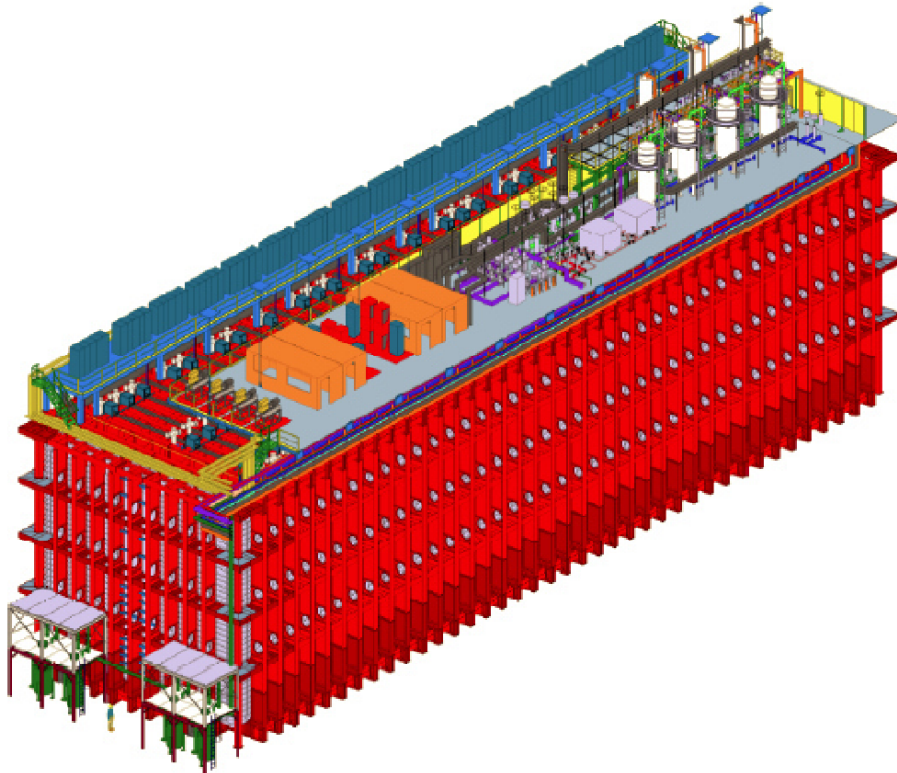


FIGURE 2.17 – Schéma d'un détecteur lointain. Le cryostat fait  $18 \times 19 \times 66 \text{ m}^3$  et, pour échelle, une personne de taille moyenne a été placée en bas à gauche du schéma.

### 2.3.3 Détecteurs proches

Cette partie propose un aperçu rapide des modules du détecteur proche, de leur conception et de leur utilité. Leur rôle est très important mais ce n'est pas le sujet d'intérêt principal pour cette thèse.

Le détecteur proche (Near Detector ND) [70] aura pour rôle de contraindre les erreurs systématiques et de mesurer les flux non oscillés de  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  et de leurs antiparticules. Le ND a pour but de mesurer les interactions neutrinos pour explorer la physique électro-faible et la chromo-dynamique quantique (interactions dans

---

13. Comme les sections efficaces sont faibles, il faut un faisceau puissant et un grand nombre de noyaux cibles.

le noyau qui interagit avec le neutrino) ainsi que la physique au-delà du Modèle Standard au travers d'interactions non-standard, de neutrinos stériles ou d'autres particules exotiques.

Le ND possèdent plusieurs rôles :

- Le ND permet de caractériser le faisceau très proche de la source. Cela permet d'avoir le flux non oscillé et de le comparer aux données du FD pour en obtenir les paramètres d'oscillation.
- L'un des modules du ND est une LArTPC similaire au FD ce qui permettra, grâce à la statistique d'événements élevée au niveau du ND, de contraindre les erreurs systématiques liées au détecteur et aux effets nucléaires.
- La statistique élevée permettra aussi d'améliorer les modèles pour les interactions neutrinos et donc de contraindre encore plus les erreurs systématiques.
- Le ND aura la capacité de bouger à différentes positions sur- et hors-axe. Cela permettra d'avoir plusieurs jeux de données avec différentes énergies de faisceau (voir figure 2.6) et, par conséquent, de déconvoluer le flux des sections efficaces et de contraindre les deux séparément. Grâce aux flux sur- et hors-axe, il sera possible de créer des jeux de données similaires au flux oscillé perçu par le FD, ce qui permettra de réduire les erreurs dues à la différence de flux entre ND et FD.

Le ND se compose de trois détecteurs, dont deux qui peuvent être déplacés jusqu'à 3,5 m hors-axe (soit environ  $50 \text{ mrad}^{14}$ ). Sur le schéma de gauche de la figure 2.18, on peut voir la configuration avec les différents détecteurs sur l'axe du faisceau et sur celui de droite, la configuration avec ND-LAr et ND-GAr en position hors-axe. La flèche *Beam axis* montre la direction du faisceau qui va du coin inférieur droit au coin supérieur gauche.

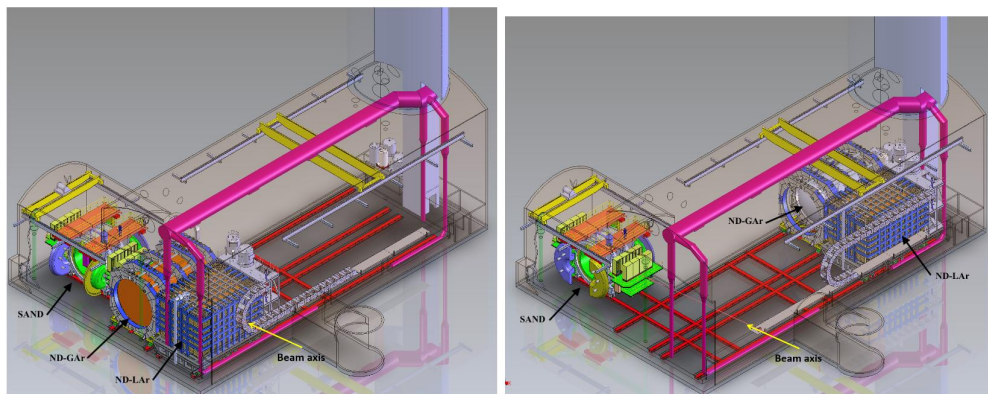


FIGURE 2.18 – Schémas du hall représentant les différents détecteurs sur l'axe du faisceau (gauche) et avec ND-LAr et ND-GAr en position hors-axe (droite). La flèche *Beam axis* montre la direction du faisceau.

14. T2K est à environ  $0.04 \text{ rad}$  de l'axe du faisceau.

## ND-LAr

Le premier détecteur est le ND-LAr (Near Detector Liquid Argon). Il est composé du même noyau d'Argon 40 que le FD comme son but est de pouvoir réduire les erreurs systématiques dues aux FD et aux sections efficaces. Pour y arriver, le ND-LAr va mesurer un nombre très élevé d'événements, dû à la proximité d'un faisceau de neutrino très puissant. La technologie classique LArTPC n'est pas suffisante pour mesurer autant de données ( $10^8$  événements  $\nu_\mu$  par an sur-axe). Le ND utilise donc la technologie ArgonCube [95], qui est assez similaire pour permettre la comparaison. Je ne rentrerai pas plus dans les détails ici, mais plus d'informations peuvent être trouvées à ce sujet dans le CDR (Conceptual Design Report) [70]. Le détecteur est assez grand pour contenir le système hadronique mais, pour des muons au-delà de  $\sim 0,7$  GeV/c, les traces commencent à sortir du détecteur.

## ND-GAr

Le ND-Gar, aussi appelé MPD (MultiPurpose Detector), se trouve juste derrière le ND-LAr dans le sens du faisceau. C'est un détecteur magnétique composé d'argon gazeux sous haute pression (*High-Pressure gaseous argon TPC* (HPgTPC)) entouré d'un calorimètre électromagnétique (ECAL) dans un champ magnétique de 0,5 T. Le détecteur sera composé d'une tonne d'argon et doit pouvoir mesurer  $1,6 \cdot 10^6$  événements  $\nu_\mu$ -CC par tonne et par an. L'argon gazeux est sous 10 bar de pression et apporte un milieu moins dense que l'argon liquide, ce qui donnera une meilleure résolution en énergie. Cela permettra de mieux suivre les muons venant du ND-LAr et une meilleure identification des particules, notamment celles proches du vertex d'interaction, et de différencier les protons des pions.

La densité plus faible du milieu, comparé à l'argon liquide, donne aussi lieu à moins d'interactions secondaires ainsi qu'à des hadrons qui vont avoir des traces plus longues et donc plus faciles à mesurer, ce qui favorise la distinction entre les particules primaires, issues du vertex d'interaction neutrino, et les particules finales, issues d'interactions entre les particules primaires et le milieu. Cela contribuera à contraindre encore plus les erreurs systématiques pour l'analyse des oscillations.

Un spectromètre à muon sera installé à cet emplacement pour la phase I<sup>15</sup> et permettra de distinguer les  $\mu^-$  des  $\mu^+$  à l'aide d'un champ magnétique. Le ND-GAr est censé le remplacer avant la phase II. Un système de détection à muon pour le ND-GAr devrait permettre de différencier les  $\mu$  des  $\pi$ .

## DUNE-PRISM

Le système permettant à ND-LAr et ND-GAr de bouger hors-axe s'appelle DUNE-PRISM (DUNE Precision Reaction-Independent Spectrum Measurement). Quand les détecteurs sont hors-axe, le spectre du flux de neutrinos baisse en énergie moyenne et le spectre devient plus étroit. Le nombre d'événements diminue en s'éloignant de l'axe, mais l'intensité du faisceau donne tout de même lieu à une statistique suffisante. C'est cette composante du ND qui permettra de déconvoluer le flux des sections efficaces et de les contraindre séparément, ainsi que de fournir

---

15. Faisceau à 1.2 MW et deux détecteurs lointains.

une comparaison entre énergie reconstruite par le détecteur et vraie énergie dans le détecteur. Il est aussi possible, à l'aide d'une combinaison linéaire des flux à différentes positions hors-axe, de créer un jeu de données proche du spectre oscillé au FD. Cela permettra de réduire les erreurs systématiques liées à la différence de spectre entre ND et FD.

## SAND

Le dernier composant du ND est le SAND (System for on-Axis Neutrino Detection). C'est un système magnétique qui permet de suivre le flux de neutrinos sur-axe du faisceau allant au FD. Les variations du faisceau sont plus intenses sur-axe. Or, comme il est prévu que le ND-LAr et le ND-GAr passent la moitié du temps à des positions hors-axe, il est essentiel de pouvoir vérifier que l'on a un faisceau stable, tant bien pour DUNE-PRISM que pour le FD, ou alors de pouvoir, au moins, identifier des anomalies. C'est précisément l'intérêt de SAND. Il comprendra un traqueur interne composé d'un scintillateur entouré d'un ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*) au sein d'un aimant solénoïdal. Le flux obtenu à l'aide de SAND, avec différentes cibles (polypropylène, hydrocarbures,  $\text{CH}_2$ <sup>16</sup>), contribuera aussi à comparer et vérifier les erreurs systématiques du flux mesuré par le ND-LAr. Les différentes cibles devraient permettre, enfin, d'identifier les neutrons issus des interactions<sup>17</sup>, ce qui aiderait au développement des modèles nucléaires des interactions neutrinos sur carbone et offrirait un point de comparaison avec des expériences comme Hyper-Kamiokande.

Composant	Caractéristiques	Fonction	Physique étudiée
ND-LAr ArgonCube	Masse Argon liquide LArTPC	Calibration FD Mesure $\phi(E_\nu)$ non oscillé	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ CC Interaction $\nu$ - $e^-$ $\nu_e + \bar{\nu}_e$ CC
ND-GAr	Champ magnétique Argon gazeux Faible densité	Calibration $\mu$ de ND-LAr États finaux	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ CC $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ CC Modèles d'interaction
DUNE-PRISM	Déplacement	Différents $\phi(E)$	Déconvolue $\phi(E) \times \sigma$ Réponse en E du détecteur Pseudo spectre oscillé
SAND	Sur-axe Scintillateur Aimants	Calibration de $\phi$ Neutrons	Stabilité de $\phi$ Modèle d'interaction Modèle selon la cible Interaction $\nu - e^-$

TABLE 2.3 – Tableau récapitulant les différents composants des ND, leurs caractéristiques, leurs fonctions et la physique étudiée pour le ND.

16. Et donc avec différentes erreurs systématiques.

17. Ce n'est pas le cas pour l'argon.

### 2.3.4 Détecteurs lointains

Situé à 1285 km du faisceau, le FD est un détecteur à quatre modules LArTPC placés à 1500 m sous terre afin de diminuer le bruit de fond des rayonnements cosmiques. Deux modules sont prévus pour la fin de la décennie, tandis que deux autres devraient être construits pour 2036. La figure 2.19 montre le placement des modules dans les cavernes de la mine de Homestake. Sur cette image, le faisceau de neutrino va de la droite vers la gauche. Le cryostat rouge au nord est le module à dérive horizontale (FD1 Far Detector 1), comme sur la figure 2.16, et le cryostat rouge au sud est le module à dérive verticale (FD2) auquel on s'intéressera plus en détail.

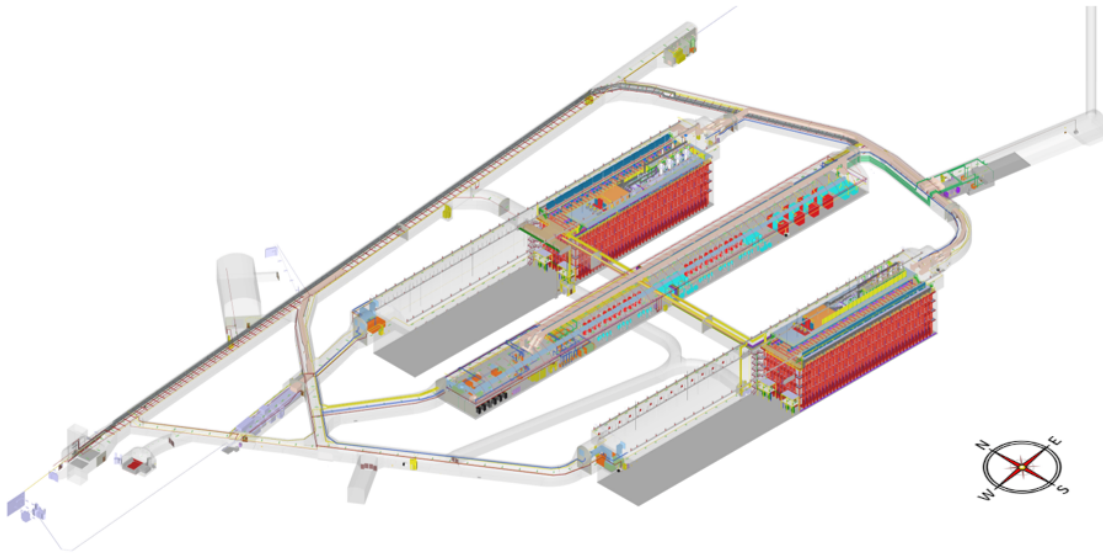


FIGURE 2.19 – Schéma des cavernes et placement des modules du FD dans les cavernes de la mine de Homestake, à 1500 m sous terre.

Les deux modules seront remplis de 17 kilotonnes d'argon liquide et, combinés à la résolution millimétrique de la technologie LArTPC, permettront de différencier les signatures physiques des interactions neutrinos des événements de bruit de fond. Les modules devront pouvoir :

- Différencier les interactions des neutrinos muoniques des interactions des neutrinos électroniques en différenciant
  - les muons des autres particules chargées à l'aide de l'énergie déposée et des traces au sein du détecteur,
  - les gerbes électromagnétiques des autres traces de particules chargées à l'aide des informations topologiques,
  - les protons des autres particules chargées à l'aide de la densité d'ionisation et des traces.
- Avoir une résolution en énergie suffisamment fine pour détecter les gerbes électromagnétiques pour pouvoir mesurer le spectre en énergie des  $\nu_e$ .

- Être modulaire pour faciliter l’installation à 1500 m sous terre.
- Maximiser le volume utile.

### Détecteur à Dérive Horizontal

La technologie à dérive horizontale (Horizontal Drift HD) [71] est la technologie choisie pour l’un des deux modules du FD. Elle permet de détecter des événements ayant une énergie allant du MeV, comme les neutrinos solaires ou de supernovae, à plusieurs GeV, tels que les neutrinos de faisceau ou les neutrinos atmosphériques, tout cela avec une granularité inférieure au cm. Pour rappel, les particules chargées passant dans le détecteur ionisent l’argon liquide, et les électrons issus de cette ionisation vont dériver vers les anodes (en vert, bleu et rouge sur la figure 2.16, appelées Anode Plane Assembly (APA)) sous l’influence d’un champ électrique  $E$  de 500 V/cm.

L’APA consiste en trois plans de fils ; la tension entre chaque plan est faite de sorte que toutes les couches sauf la dernière soient invisibles pour les électrons. Ces fils mesurent un signal induit par le passage des électrons et le dernier plan les collecte aussi. Ce format de grille permet d’obtenir les deux coordonnées spatiales des électrons, perpendiculaires à la direction de dérive (*drift*), pour la reconstruction de la topologie de l’événement. Cette technique avec plans de fils est déjà utilisée avec succès par d’autres expériences telles que MicroBooNE [96] ou ICARUS [94]. La difficulté, pour DUNE, réside dans l’augmentation du volume du détecteur.

L’argon liquide est aussi un bon scintillateur. Lors de l’ionisation, il émet des photons de longueur d’onde 128 nm. Ces photons sont collectés par des photodétecteurs (PD) et indiquent l’origine temporelle de la dérive des électrons issus de l’ionisation permettant ainsi d’obtenir, à l’aide du temps et de la vitesse de dérive, la troisième coordonnée spatiale de l’origine des électrons. Cela permet de visualiser en trois dimensions la position où la particule chargée a ionisé l’argon. La figure 2.20 montre un schéma du module HD avec une masse de 17 kt d’argon liquide. On y voit trois plans d’anodes et de cathodes (Cathode Plane Assembly CPA) se succédant. Ces composants se situent à l’intérieur du cryostat représenté sur la figure 2.17.

À noter : la pureté de l’argon est aussi un point crucial pour la précision du détecteur. Les noyaux contaminant l’argon peuvent absorber les électrons issus de l’ionisation, ce qui diminue l’énergie reconstruite des particules.

### Plan d’anodes

Pour le détecteur HD, les plans d’anodes sont composés, chacun, de cinquante APA (vingt-cinq sur la longueur par deux sur la hauteur) de  $6 \times 2,3 \text{ m}^2$  (voir figure 2.21). Les APA possèdent quatre couches : en vert et magenta les couches d’induction et en bleu les couches de collection et de blindage. La partie en bleue sur la droite correspond à l’électronique froide immergée dans l’argon liquide à 88 K. Les plans d’inductions sont à  $\pm 35,7^\circ$  des plans de collection et de blindage et les

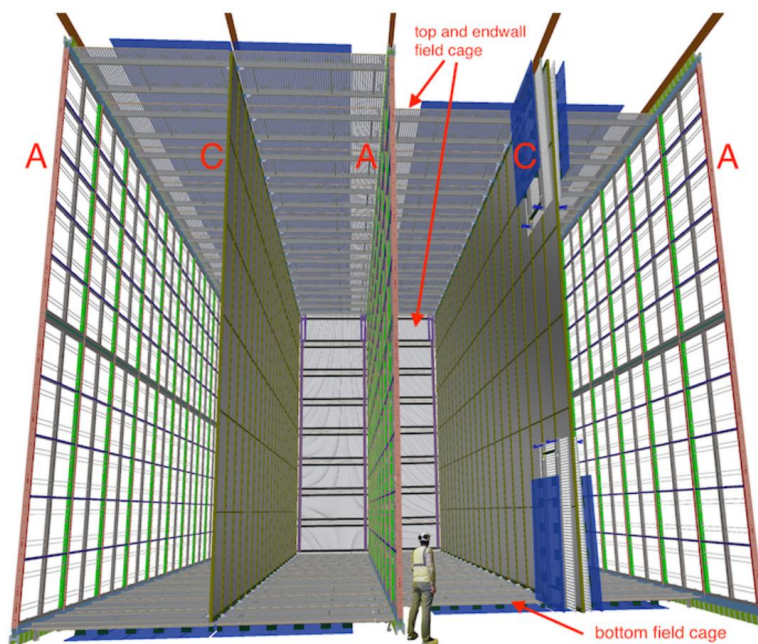


FIGURE 2.20 – Un module d’Horizontal Drift de 17 kt montrant la succession d’anodes et de cathodes de 58 m de long (l’axe en profondeur) par 12 m de haut ainsi que la cage de champ entourant les zones de dérive.

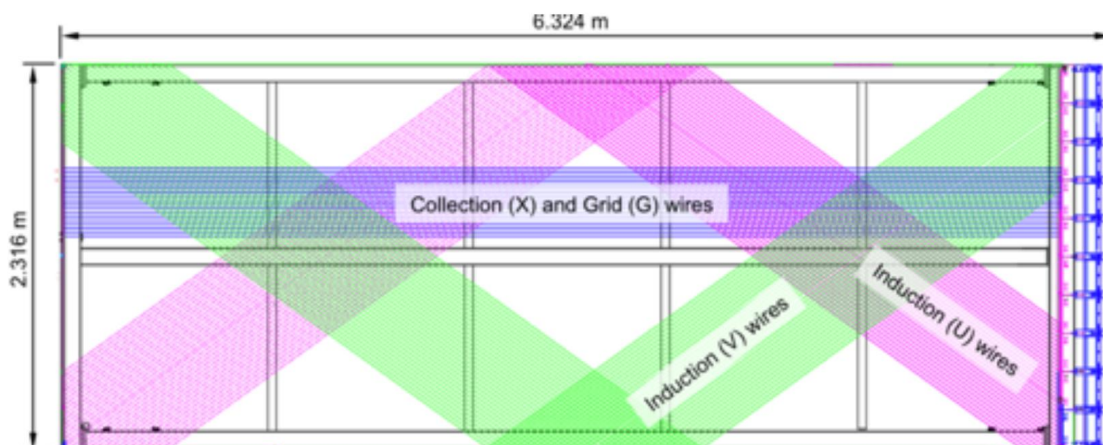


FIGURE 2.21 – Schéma d’un APA. Les lignes vertes et magenta montrent une partie des plans d’induction et les lignes bleues correspondant à une partie des plans de collection et de blindage électrique. La partie en bleue, sur la droite, correspond à l’électronique froide.

plans sont séparés d’environ 5 mm. La résolution spatiale est définie par la distance entre chaque fil dans chacun des plans.

### Plan de cathodes

Les deux plans de cathodes sont composés, chacun, de cent cinquante CPA (cinquante sur la longueur par trois sur la hauteur) de  $1,2 \times 4 \text{ m}^2$ . Les CPA ont un potentiel de -180 kV tandis que les APA ont un potentiel proche de 0, ce qui crée un champ électrique de 500 V/cm. Une particule proche du seuil d’ionisation de

l'argon produit, en moyenne, 60000 électrons d'ionisation par centimètre et dérive à une vitesse de 1,6 mm/ $\mu$ s. Les électrons ont donc un temps de dérive maximal de 2,2 ms.

### Photodétecteurs (PD)

Des photons et des électrons sont créés lors de l'ionisation des noyaux du milieu. L'argon liquide produit  $\approx 25000$  photons par MeV d'énergie déposée par une particule dont la perte d'énergie est proche du seuil d'ionisation (*Minimum ionizing particle*, MIP). L'argon ionisé et excité se combine en états excimères de singulets ou triplets de  $\text{Ar}_2^*$ . Ces états se désintègrent en  $\tau_s = 6$  ns (25%) ou en  $\tau_s = 1,5$   $\mu$ s (75%) en photons de  $\lambda = 128$  nm. Le dopage de l'argon avec du xénon permet de détecter plus de photons, notamment lorsque l'origine des photons se trouve loin des photodétecteurs. De plus, il permet aussi de mitiger la présence d'impuretés, telles que l'azote, néfastes aussi bien pour la création de photons que pour leur propagation.

La détection de ces photons est primordiale pour le déclencheur d'événements ("*event trigger*") et pour la reconstruction temporelle et en énergie précise des événements. Elle permet d'obtenir la coordonnée Z qui, combinée aux coordonnées sur le plan XY obtenues à l'aide des CRP (*Charge Readout Plane*), permet une imagerie 3D des événements. Les photons arrivant aux photodétecteurs en quelques nano-secondes, on considère ce temps négligeable par rapport au temps de dérive des électrons (de l'ordre de 2 ms pour le HD). En comparant le temps d'arrivée des photons avec celui d'arrivée des électrons sur l'anode, on obtient le temps de dérive et donc la coordonnée spatiale dans la direction de dérive.

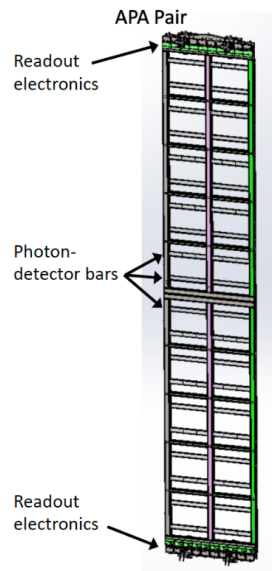


FIGURE 2.22 – Schéma des APA sur lequel on peut voir les barres de photodétecteurs en gris.

Les photons sont collectés par des appareils appelés X-ARAPUCA, placés sur la structure des APA entre les couches de fils (voir figure 2.22). Les X-ARAPUCA

décalent la longueur d'onde des photons UV dans le visible. Ces photons seront, ensuite, détectés par des photo-multiplificateurs en silicium (SiPM). Pour chaque APA, il y a dix photodétecteurs qui sont des barres de  $209 \times 12 \times 2 \text{ cm}^3$  de vingt-quatre X-ARAPUCA composés, chacun, de quarante-huit SiPM.

## 2.4 Détecteur à dérive verticale

Dans cette partie, nous allons nous focaliser sur le détecteur à dérive verticale (Vertical Drift, VD) [72], construit en Europe et, notamment, au LPSC de Grenoble. Le concept de ce détecteur est de remplacer les plans de fils par des PCB (*Printed Circuit Board*), plus faciles à produire. Le VD a un volume exploitable plus grand et nécessite un budget moins important, pour la construction et l'installation, que le HD. L'argon, comme dans le HD, sera dopé au xénon pour augmenter les performances des photodétecteurs. Le VD ne possède qu'un seul plan de cathode placé au milieu du détecteur, ce qui crée deux volumes de dérive de 6,5 m chacun. L'intérêt des PCB est la possibilité d'avoir une tension électrique plus grande. Une tension plus élevée permet un volume de dérive plus grand. Comparé au HD, on a donc besoin de moins de composants pour une masse fiducielle plus grande. Les fils des plans de fils, pour le HD, sont physiquement limités : appliquer une tension plus élevée augmente les risques de claquage, qui rendrait le détecteur inutilisable.

### 2.4.1 Technologie

Traditionnellement, les LArTPC utilisent des chambres à fils, comme le HD. Ce n'est que récemment qu'une nouvelle technologie a été développée : les *Charge Readout Plane* (CRP) qui forment le plan d'anode. Les autres composants principaux sont : la cage de champ, le plan de cathode et les photodétecteurs, qui sont des X-ARAPUCA, comme dans le HD. Les CRP sont des PCB perforés immergés complètement dans l'argon liquide. La figure 2.23 est un schéma du concept du VD. Les CRP sur le PCB sont représentés en marron et sont rassemblés en superstructures (en gris) de deux ou six CRP. Sur la gauche, on voit des CRP plus en détail, avec les couches (rouge, bleu, vert et jaune) de "*strips*". Les *strips* correspondent aux bandes de cuivre pour chaque vue, qu'on appelle canal ("*channel*"). Au centre, en gris foncé, on voit la cathode, avec des trous laissés pour les photodétecteurs, présents aussi sur les bords du cryostat. La cage de champ ("*field cage*") est représentée en blanc, tout autour du cryostat. Cette cage permet d'obtenir des lignes de champ uniformes et de ne pas avoir d'effets de bords. Les trous permettent le passage des électrons avec la même transparence que les fils dans le HD.

La cathode, au centre, permet d'exploiter au maximum le volume de dérive d'environ 13 m de hauteur. Elle a une épaisseur minimale et est suspendue à la même structure que les CRP. Les CRP du haut ("*top CRP*") seront construits à Grenoble et les CRP du bas ("*bottom CRP*") aux États-Unis. Ces derniers utilisent la même électronique froide que celle du HD. Cela vient du fait que les CRP du bas sont montés sur des pieds posés au sol du cryostat ; tout, même l'électronique, est immergé dans l'argon. Les CRP du haut, eux, seront suspendus juste sous la surface d'argon liquide et leur électronique restera entièrement accessible à l'aide de cheminées sortant du cryostat.

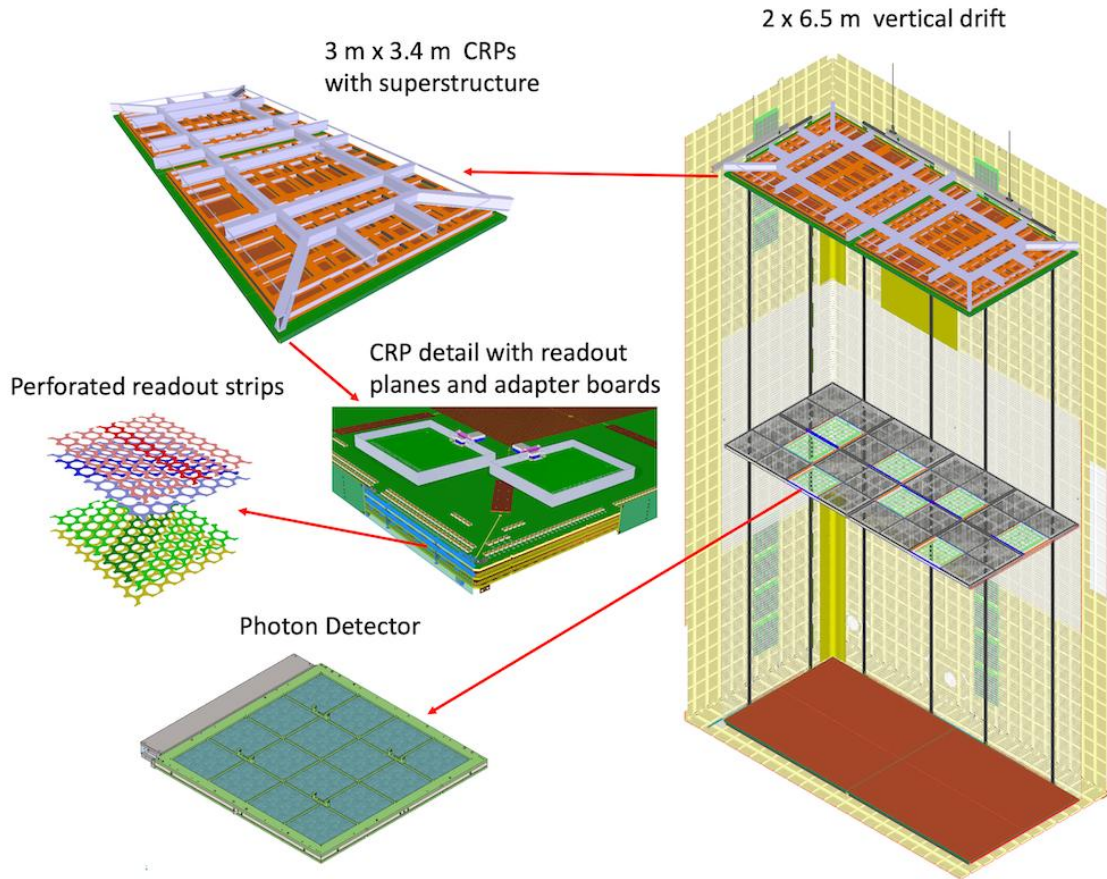


FIGURE 2.23 – Schéma de conception du VD. En marron, les CRP sur base de PCB avec la superstructure les portant, en gris. Sur la gauche, les détails des CRP avec les couches en *strips*. Au centre, en gris foncé, se situe la cathode. Les carrés verts sur les bords du cryostat et sur la cathode sont les photodétecteurs. En blanc, la cage de champ tout autour du cryostat.

### Charge Readout Plane

La figure 2.24 montre en détail un CRU (*“Charge Readout Unit”*) qui sont des circuits imprimés double face perforés de 3,2 mm d’épaisseur. Le principe repose sur une triple lecture des charges des électrons. En regardant sur la droite, de bas en haut, on a d’abord une couche de cuivre qui sert de bouclier, protégeant l’électronique de lecture d’éventuels claquages. On a ensuite, sur l’autre face du même PCB, la première vue d’induction. Sur le deuxième PCB, on trouve la seconde vue d’induction puis la face de collection. Les trous sur les PCB permettent aux électrons de passer à travers les différentes couches avant d’être collectés sur la dernière. Une différence de potentiel de 1 kV d’une face à l’autre est nécessaire pour assurer le passage de tous les électrons. Chaque plan de lecture est divisé en pistes (*strips*) positionnées à des angles différents relatifs aux autres couches. Les deux vues d’induction sont à  $\pm 30^\circ$  et la vue de collection à  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau, ce qui permet différentes projections sur le plan XY, et d’obtenir, sans ambiguïté, les coordonnées des électrons sur ce plan.

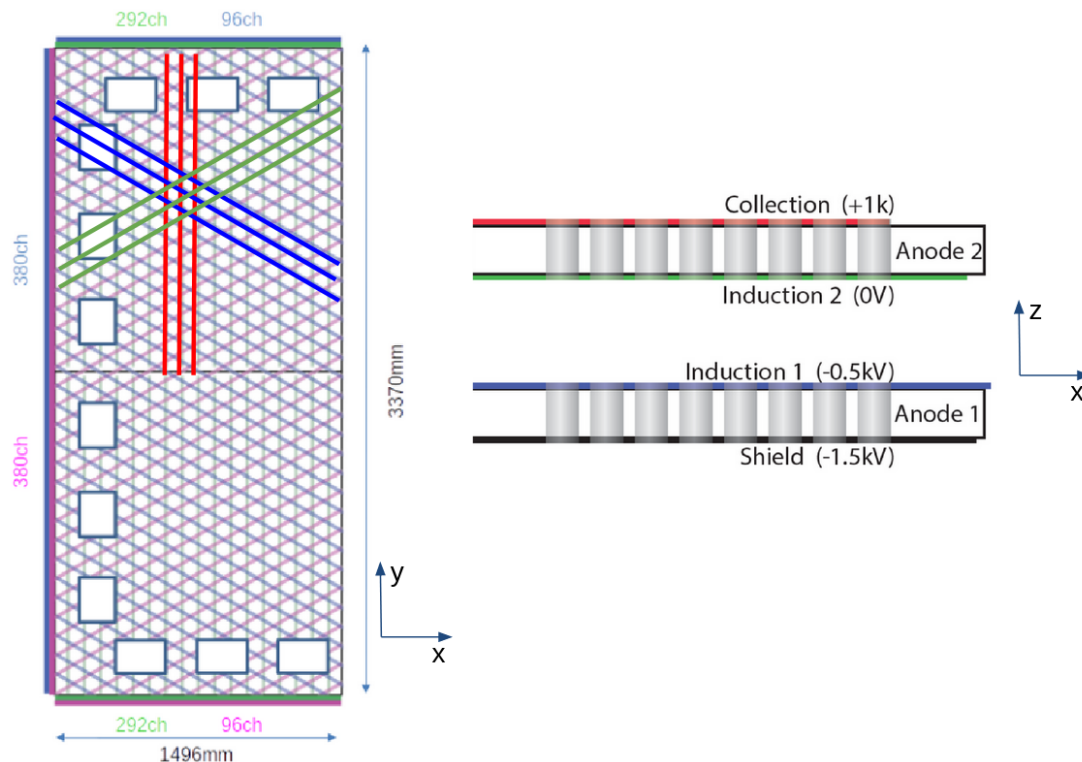


FIGURE 2.24 – Schéma d'un CRU avec les deux vues d'induction et la vue de collection de haut (gauche) et en coupe (droite). La ligne au milieu, sur la gauche, marque la discontinuité des bandes de collections.

La figure 2.25 montre le schéma d'une superstructure. Ces superstructures de 6,7 m x 9 m sont composées de six CRPs de 3,37 m x 3 m, chacun composé de deux CRU. Chaque CRU est composé de deux PCB (en marron sur la figure) attachés mécaniquement l'un au-dessus de l'autre pour que les perforations s'alignent. Deux CRU sont ensuite attachés à un cadre en matériau composite (en noir et orange sur la figure), assurant un rôle de soutien et de planéité, ce qui forme un CRP. Dans le VD, il y aura quatre-vingts CRP par plan d'anode, soit cent soixante au total. Les CRP du haut sont suspendus au toit du cryostat à l'aide des superstructures<sup>18</sup>, comme sur la figure 2.23, tandis que les CRP du bas sont soutenus par des pieds positionnés sur le sol du cryostat. Ces superstructures peuvent être ajustées dans le cas de déformations du toit du cryostat dues aux températures cryogéniques pour assurer la planéité des CRP.

Les électrons issus de l'ionisation de l'argon lors d'une interaction vont suivre le champ électrique  $\vec{E}$  auquel est soumis le détecteur. La figure 2.26 montre les lignes de champ à travers les différentes couches du CRP qui passent à travers les trous formant les *strips* sur chaque plan de lecture. Les signaux sont ensuite lus par l'électronique de lecture reliée à l'anode par des cartes d'adaptateurs.

18. Soutenant deux ou six CRP.

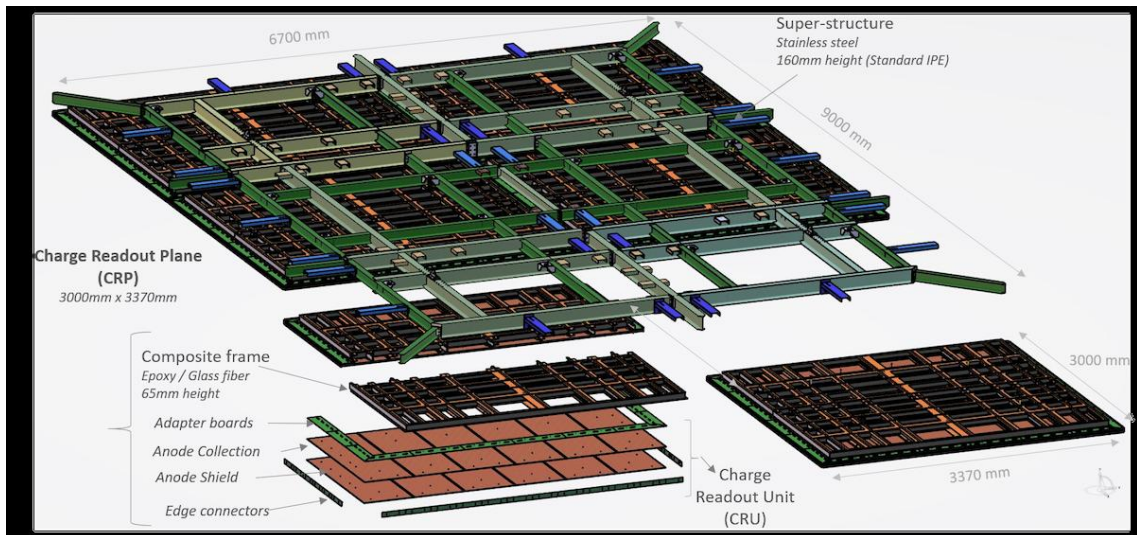


FIGURE 2.25 – Schéma d’une superstructure comprenant six CRP avec, en bas, une vue déconstruite d’un CRP avec des PCB (marrons), une carte d’adaptation (vert) et des connecteurs de bord formant ensemble un CRU. Le cadre en composite est en noir et orange.

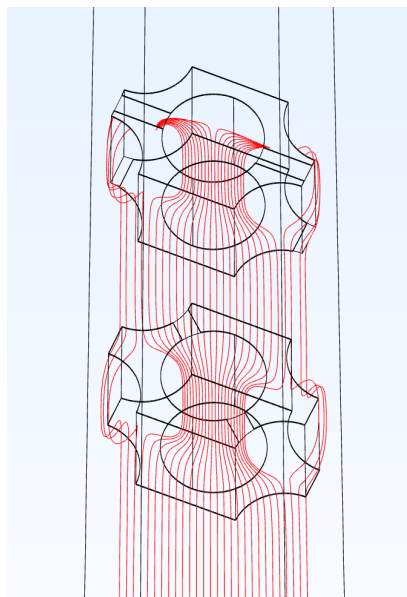


FIGURE 2.26 – Schéma des lignes de champ calculées au niveau de l’anode. Les électrons d’ionisation suivent ces lignes de champ et sont guidés à travers les trous.

## L’électronique

L’électronique comprend tout le matériel nécessaire pour amplifier, numériser et transmettre les charges d’ionisation aux serveurs de données. Elle sera différente pour les deux plans d’anodes dans le VD. Le plan du haut utilisera l’électronique “*hot and cold*” développée par l’IP2I de Lyon, tandis que le plan du bas utilisera l’électronique froide utilisée dans le HD. L’avantage de l’électronique “*top*” est la possibilité d’y accéder facilement pour garantir son fonctionnement tout au long de la vie de l’expérience et la changer si besoin. Elle a été conçue et sera fabriquée en France.

## La haute-tension

Une LArTPC utilise un champ électrique pour guider les électrons d’ionisation jusqu’au plan d’anode. Dans le VD, il y a deux volumes de dérive de 6,5 m chacun, avec un champ électrique uniforme de 450 V/cm. La cathode au centre est à un potentiel d’environ -300 kV tandis que des surfaces à la terre recouvrent le haut et le bas du cryostat. La cathode est recouverte de panneaux de haute résistivité, sauf au niveau des photodétecteurs, pour protéger l’électronique des anodes des décharges éventuelles de la cathode. Chaque module de cathode, d’une taille équivalente à un CRP, possède quatre photodétecteurs. Chaque photodétecteur est recouvert d’une maille métallique à haute transparence. La cage de champ délimite le volume de dérive des électrons et permet d’avoir un champ électrique uniforme.

## Les photodétecteurs

Les photodétecteurs pour le Vertical Drift sont les mêmes que ceux dans le HD (voir la partie 2.3.4). Cependant, comme les anodes sont des PCB, elles sont opaques (contrairement aux fils des chambres à fils pour le HD), on ne peut donc pas placer les photodétecteurs dessus. Ils seront placés sur les quatre côtés du cryostat et au niveau de la cathode. Comme cette dernière est à 300 kV, l’alimentation des photodétecteurs et la détection des signaux se fait par fibre optique. Les résultats des simulations montrent que, pour le même nombre de photodétecteurs, le rendement lumineux est plus élevé et plus uniforme dans le VD.

### 2.4.2 Prototypes au CERN

J’ai pu, au cours de ma thèse, participer à l’installation des premiers prototypes au CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). En octobre 2021, le premier CRP a été installé en Cold-Box (un petit cryostat de deux tonnes) pour tester les composants du détecteur et l’électronique dans de l’argon liquide. Le CRP 1 était un mélange de deux CRU, un du haut (*top*) et un du bas (*bottom*) (voir figure 2.27). Le but de la Cold-Box est de tester les détecteurs et l’électronique : le bruit, les canaux manquants (CRP ou électronique), l’uniformité de la détection, et les photodétecteurs. Pour les tests en Cold-Box, il n’y a pas de cage de champ : la distance de dérive étant seulement d’environ 20 cm, les effets de bord sont négligeables.

La figure 2.28 montre l’installation d’un CRP pour les tests en Cold-Box. On y voit le toit de la Cold-Box auquel est suspendu un CRP et, à l’intérieur, une cathode avec un X-ARAPUCA.

Depuis, six autres CRP ont été construits : trois *top* et trois *bottom*. Pour les valider, chaque CRP a passé une série de tests en Cold-Box. Comme elle a une hauteur de dérive d’une vingtaine de centimètres seulement, il n’est pas possible d’avoir des événements entièrement contenus, bien que plusieurs millions aient été détectés lors des tests. C’est pourquoi, pour valider la technologie VD, des tests doivent être faits dans un prototype plus grand : le Module-0. Le but est d’effectuer des tests des éléments (deux CRP *top* et deux *bottom* et des photodétecteurs) sur le long terme, des tests sur la reconstruction des événements et des mesures en faisceau.

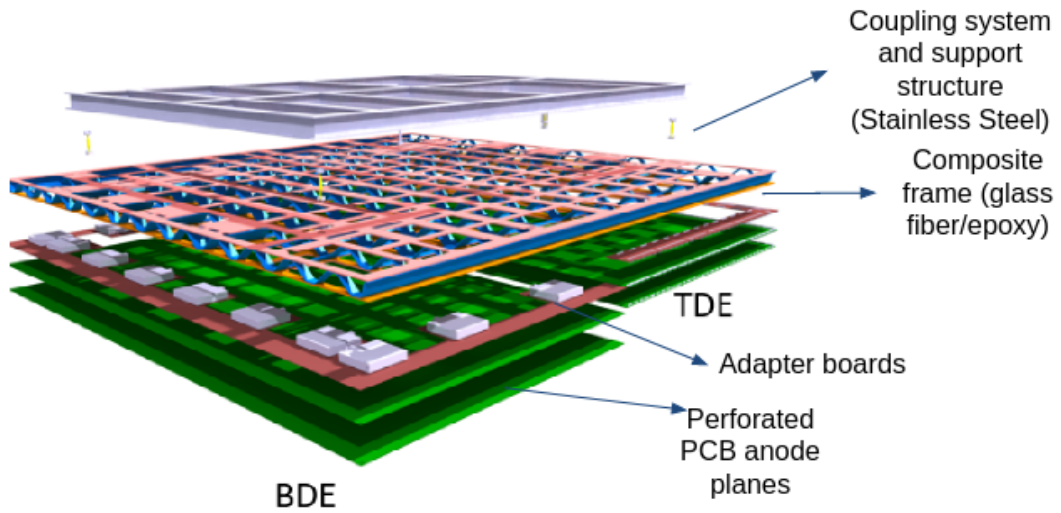


FIGURE 2.27 – Schéma du CRP 1 qui combine les technologies CRP *top* (TDE) et CRP *bottom* (BDE).



FIGURE 2.28 – Photo de l'installation d'un CRP dans la Cold-Box. On peut voir la cathode à l'intérieur avec un X-ARAPUCA (détecteur blanc sous la cathode) et, au-dessus, le toit de la Cold-Box et un CRP suspendu à celui-ci.

### Module-0

Le Module-0 est le nom du prototype à grande échelle pour le VD, qui sera testé à partir de décembre 2024 au CERN. Il contient quatre CRP, deux *bottom* et deux *tops* (voir figure 2.29). Tous ces composants ont été testés séparément dans la ColdBox. Le but de ce prototype est de valider le fonctionnement intégral du

détecteur. Des tests avec un faisceau de particules chargées sont aussi prévus afin de caractériser la réponse et les performances du détecteur. La figure 2.29 montre un schéma de l'intérieur du cryostat. Les structures oranges en haut et marron en bas sont les CRP. On peut aussi voir la cathode au centre et les cheminées par lesquelles passent les câbles transportant les données.

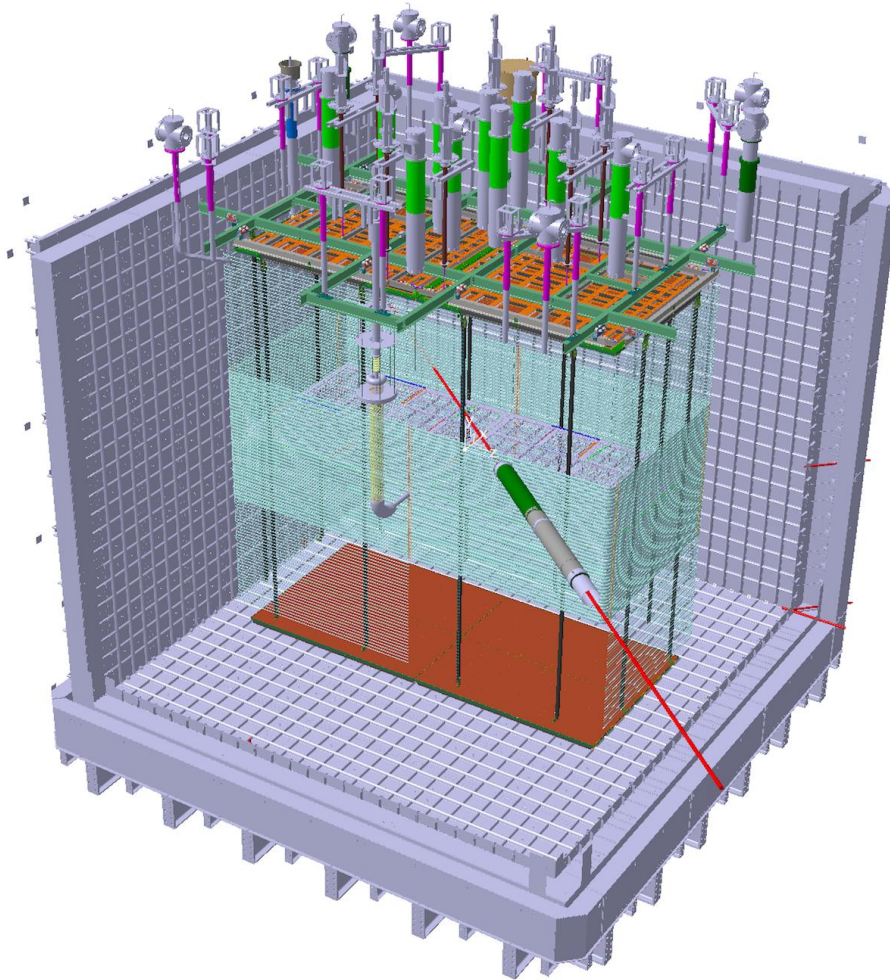


FIGURE 2.29 – Schéma du Module-0 dans le cryostat NP02, avec le faisceau entrant dans le cryostat diagonalement.

Le Module-0 doit permettre aussi de réaliser des tests qui n'étaient pas possibles en Cold-Box tels que :

- tests de CRP *bottom* sur les supports au sol<sup>19</sup>,
- suspension de la cathode,
- transparence aux photons de la cage de champ,
- symétrie des dérives dans les volumes *top* et *bottom*,

19. En Cold-Box, ils étaient suspendus.

— fonctionnement des photodétecteurs sur les murs du cryostat.

Ce prototype sépare le volume de dérive en deux, comme pour le détecteur final, et permet une hauteur de dérive de 3 m dans chaque moitié. La figure 2.30 est une photo de l'intérieur du cryostat. En haut, on voit le bas des CRP *top* (couleur cuivre). Au milieu on aperçoit la cathode avec des caches au niveau des photodétecteurs. Sur la droite, on peut deviner une deuxième partie de la cathode, surélevée pendant l'installation des CRP *bottom* au moment de la prise de la photo.

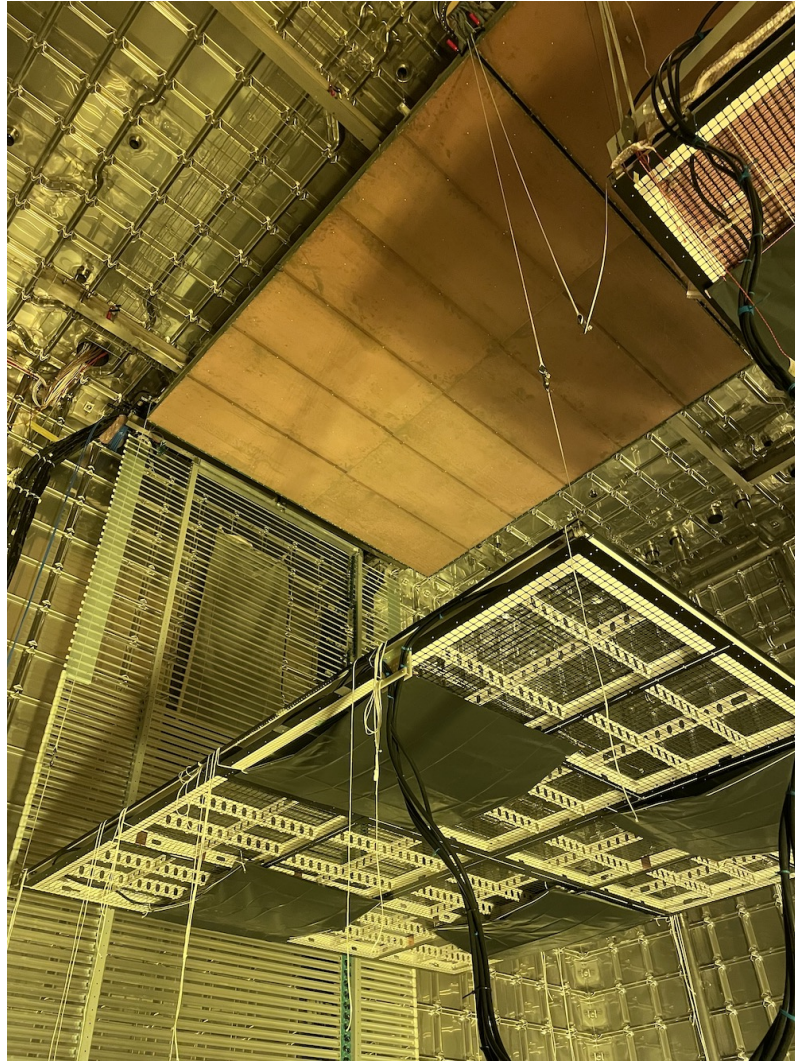


FIGURE 2.30 – Photo de l'intérieur du cryostat NP02. On y voit tout en haut les deux CRP *top* et, au milieu, la cathode.

Le Module-0 était censé commencer à prendre des données dès 2023 mais le ralentissement de l'industrie métallurgique en Europe a causé une pénurie d'argon liquide. Il en faut environ une kilotonne d'argon liquide pour remplir le cryostat. C'est pourquoi il y a du retard. De plus, il existe aussi un prototype pour le HD. La collaboration a décidé de ne remplir qu'un seul cryostat à la fois et a choisi de débiter avec le prototype HD. Il effectue des prises de données en cosmique et en faisceau au moment de l'écriture de cette thèse. L'argon liquide sera ensuite transféré au cryostat du Module-0 en octobre 2024. En attendant les données à partir de début

2025, les équipes des différents laboratoires en France préparent les tests et les analyses à effectuer avec et sans faisceau hadronique.

Il est prévu que des prises de données soient faites avec un faisceau. Le faisceau est un faisceau hadronique du CERN appelé H2. Comme montré sur la figure 2.29, le faisceau rentrera dans le cryostat diagonalement. Il est entièrement contenu dans la moitié haute du cryostat et est légèrement incliné vers le bas. L'utilisation d'un faisceau permet de caractériser la réponse du détecteur à l'aide de particules dont on connaît l'énergie. Dans ce but, des tests ont aussi été effectués à chaud pour vérifier les connexions et la mise à la masse des composants : à l'aide d'une mesure de capacités grâce à un appareil conçu au LPSC permettant de mesurer les 1536 *strips* d'un CRU, j'ai pu participer à la vérification des connexions de l'un des CRP *top*. La capacité d'une *strip* étant proportionnelle à la longueur, il est facile de voir si toute la *strip* est fonctionnelle grâce à cette mesure.

### 2.4.3 Capteurs de niveau

Aux températures cryogéniques de l'argon liquide, on s'attend à des déformations du toit du cryostat. Les CRP *top* étant suspendus à l'aide de câbles motorisés, il est possible de pallier ces déformations en jouant sur la longueur des câbles. Pour vérifier la planéité des CRP, plusieurs capteurs de niveaux ("*level meters*") seront installés sur chaque superstructure et permettront de mesurer la hauteur de l'argon liquide. La figure 2.31 représente une superstructure de six CRP avec, en jaune, les emplacements des capteurs de niveau. Les capteurs permettront de régler l'horizontalité des superstructures et la planéité globale de tous les CRP *top* (qui doit être inférieure à 2 cm sur 700 m<sup>2</sup>). La cathode étant aussi suspendue aux CRP, ces capteurs permettront le réglage de la distance entre la cathode et les CRP *bottom*.

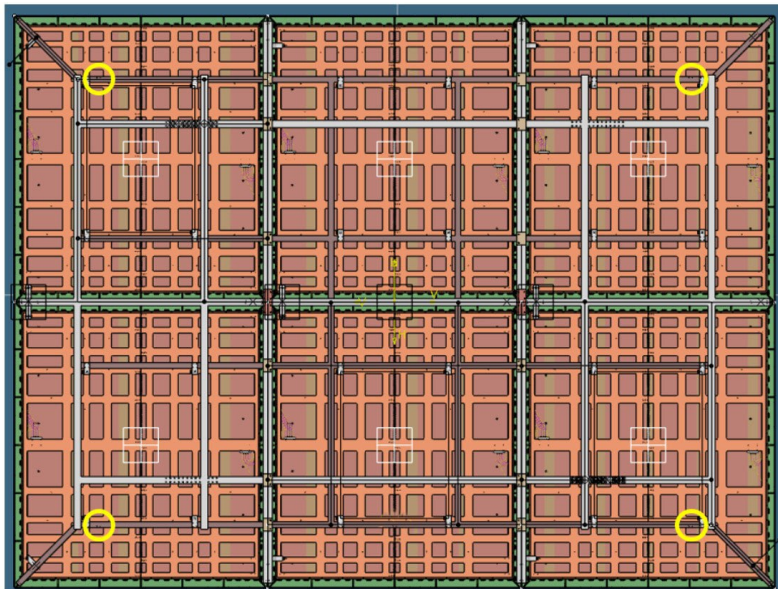


FIGURE 2.31 – Schéma d'une superstructure de six CRP avec, en jaune, les emplacements des capteurs de niveau.

Ces capteurs de niveau sont développés au LPSC et seront utilisés dans le détecteur final. Ce sont des circuits imprimés en forme de deux peignes intercroisés de  $200\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Ils font  $12\ \text{mm}$  de largeur et  $8\ \text{cm}$  de longueur (voir figure 2.32). La mesure de la capacité de ces capteurs de niveau permet d'obtenir la hauteur de l'argon liquide.

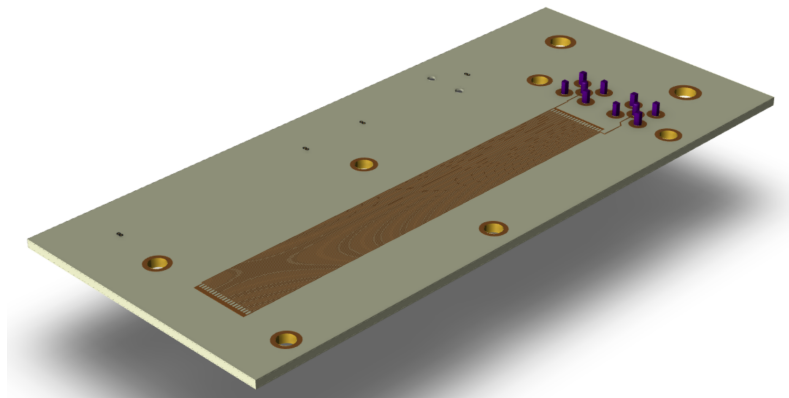


FIGURE 2.32 – Schéma d'un capteur de niveau. La partie marron est la partie correspondant aux circuits imprimés en peigne. Le reste est le support.

Des tests ont été faits dans de l'azote liquide<sup>20</sup> et ont montré la linéarité entre la valeur de la capacité et la hauteur du liquide. Différentes géométries et tailles de capteurs ont été testées pour aboutir à la version finale, dont la précision est de  $0,1\ \text{mm}$ . La figure 2.33 montre les tests réalisés au LPSC. Les deux figures de gauche montrent la courbe de capacité et la hauteur (en mm) en fonction du temps. La forme en pics vient du mouvement de montée et de descente imposé au capteur de niveau, ce qui se traduit par une diminution ou une augmentation de la hauteur du niveau d'azote liquide. La diminution globale de la capacité est due à l'évaporation de l'azote dans le temps. En combinant les deux figures de gauche, on obtient la figure de droite qui représente la capacité en fonction de la hauteur d'azote, et on observe bien une relation linéaire entre les deux.

En novembre 2021, j'ai participé à la calibration des capteurs de niveau dans l'argon liquide. Nous avons mesuré la capacité du capteur quand il était complètement immergé dans le liquide et quand il était dans le gaz (l'instabilité de la température dans le gaz s'est avérée être un obstacle à la précision de la mesure). À l'aide de ces deux mesures et d'une régression linéaire, il a été possible d'obtenir la hauteur de l'argon liquide. Nous avons ensuite contribué à l'installation des capteurs de niveau (six au total) sur le CRP 1 pour les premiers tests en Cold-Box. Les capteurs de niveau ont été placés comme sur la figure 2.34, à six endroits. Ils ont ensuite été reliés au toit de la Cold-Box. J'ai branché les câbles des cheminées à l'extérieur du cryostat (partie droite de la figure 2.34) pour obtenir les valeurs de la mesure de la capacité des capteurs de niveau lors du remplissage.

20. Température proche de celle de l'argon liquide.

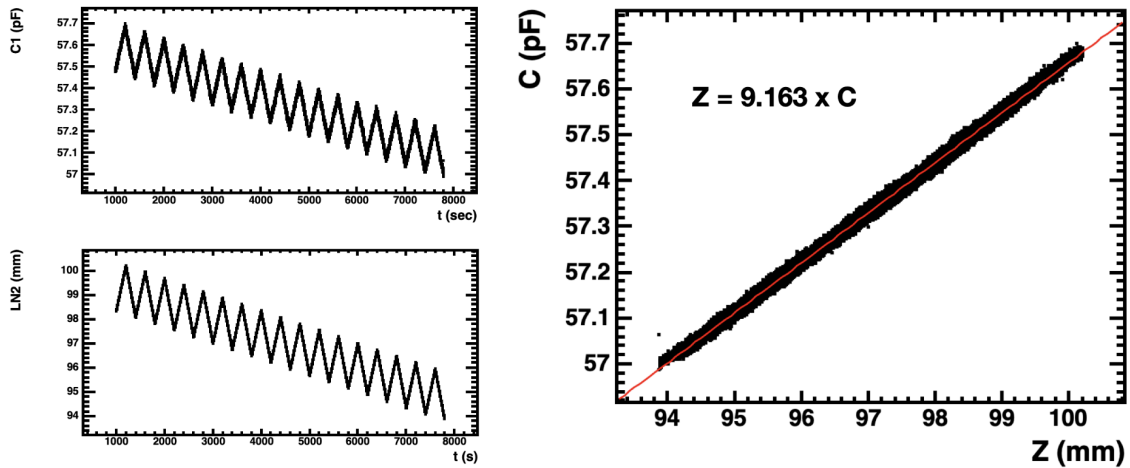


FIGURE 2.33 – Caractérisation des capteurs de niveau dans l’azote liquide. À gauche, la capacité et la hauteur (en mm) de l’azote liquide en fonction du temps et, à droite, la capacité en fonction de la hauteur du niveau d’azote.

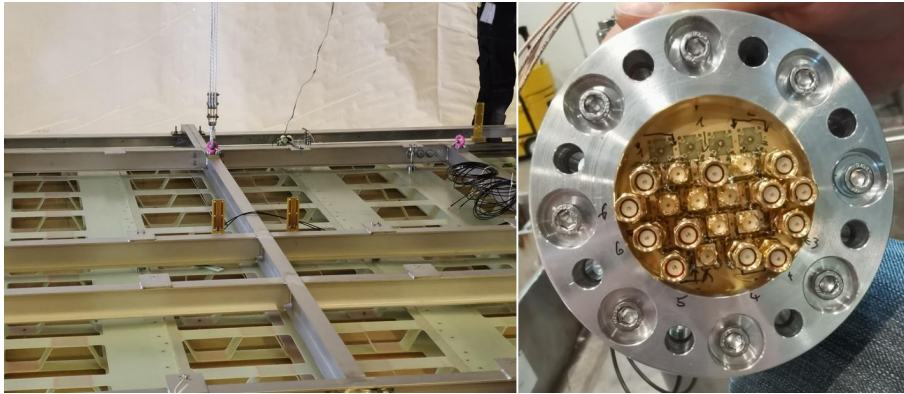


FIGURE 2.34 – Photo de l’installation des capteurs de niveau et du branchement. Photo de deux capteurs de niveau au centre du CRP (gauche) et photo des branchements pour obtenir les données des capteurs de niveau (droite).

Lors de ces tests, les capteurs de niveau n’étaient pas reliés au système d’acquisition de données (DAQ) global du détecteur. L’acquisition était faite avec un système indépendant. En attendant de pouvoir rajouter les capteurs de niveau à la DAQ de DUNE, j’ai codé une interface graphique web qui permettait de voir en temps réel la hauteur de l’argon liquide (voir figure 2.35). Les connexions pour deux des six capteurs de niveaux se sont avérées défectueuses. Les quatre autres capteurs de niveau ne mesuraient pas la même capacité : cela indiquait donc que la hauteur de l’argon liquide n’était pas la même aux quatre coins du CRP. Cela était dû à la position initiale du CRP, qui n’était pas réglée au millimètre près, et non à cause d’une déformation de celui-ci ou de la Cold-Box. Sur la figure 2.36, on voit, tout d’abord, que la capacité diminue avec la température puis qu’elle suit la variation du niveau d’argon une fois que le liquide atteint les capteurs. La diminution de la hauteur est ensuite due à l’évaporation de l’argon au fil du temps. Le pic vers 23 heures le 4 novembre montre le moment où il y a eu un ajustement manuel de la position des CRP, basé sur les mesures de température.

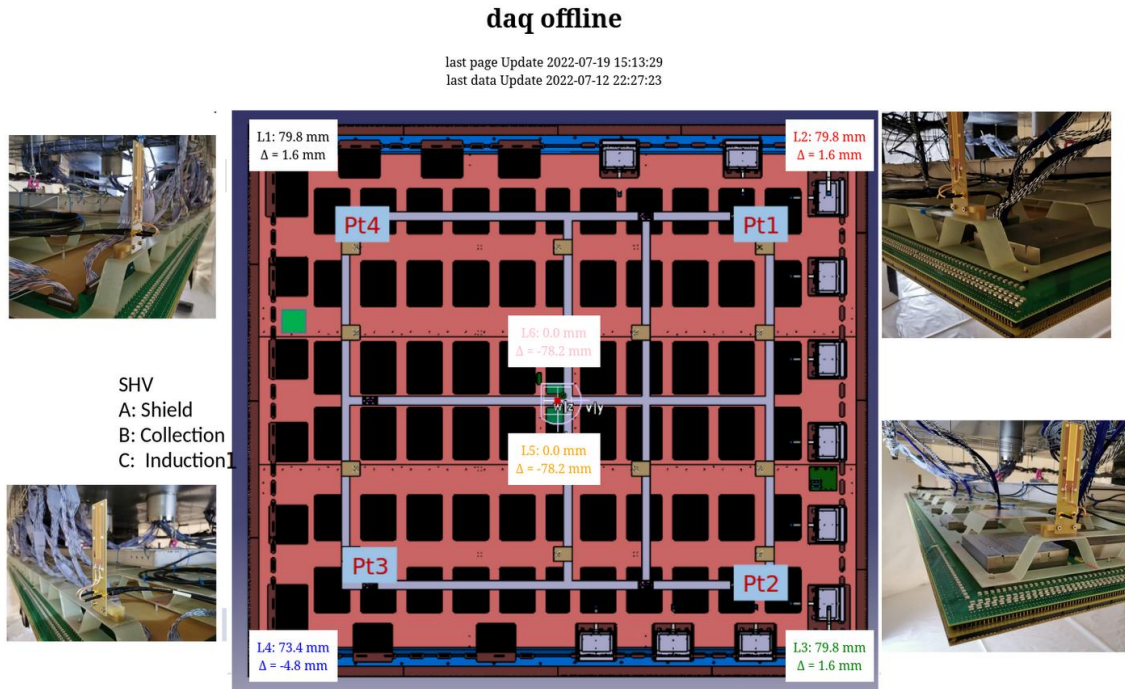


FIGURE 2.35 – Capture d’écran du site web permettant de lire les données des capteurs de niveau en temps réel et photos du placement de ces derniers (rectangles verticaux) sur la structure du CRP.

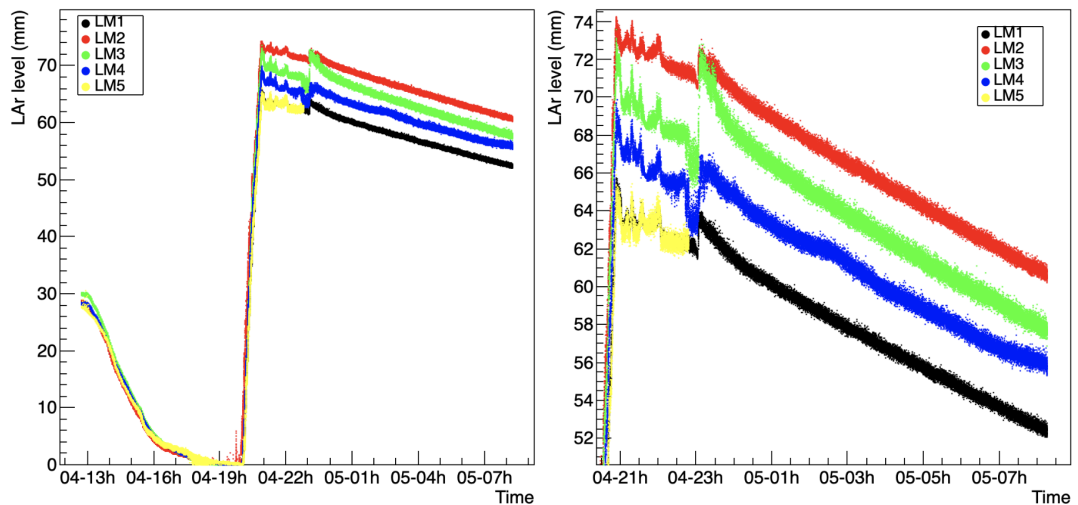


FIGURE 2.36 – Mesure des six capteurs de niveau lors du remplissage de la Cold-Box avec de l’argon liquide pour les tests du CRP 1. La figure de droite est un agrandissement d’une région de la figure de gauche.

Les premières études du CRP 1 ont aussi permis de faire les premiers tests des capteurs de niveau et de leur fonctionnement en situation réelle. Plusieurs versions des capteurs de niveau et de leur électronique (développée au LPSC) ont été testées afin de corriger leurs défauts et de pouvoir obtenir une mesure plus précise de la hauteur de l’argon liquide. Huit de ces capteurs de niveaux seront installés dans le Module-0 ainsi qu’aux coins de chaque superstructure de CRP dans le détecteur final pour mesurer leur horizontalité.

### 2.4.4 Bruit cohérent

Lors des tests du CRP 1, il s'est avéré que le signal était fortement bruité. Ce bruit a pu être réduit grâce à des modifications apportées sur l'électronique de la moitié *bottom*<sup>21</sup>. J'ai effectué des analyses pour essayer de trouver la localisation du bruit. Pour cela, nous avons effectué une transformée de Fourier des signaux des données obtenues lors du test. Elle permet d'obtenir les fréquences et leurs amplitudes pour le signal détecté et donc de localiser les zones bruitées. La figure 2.37 montre le résultat de cette méthode en fonction du numéro du *strip*. Les couleurs montrent les amplitudes pour chaque fréquence. On a la couche d'induction 1 (en haut à gauche), l'induction 2 (en haut à droite) et la collection (en bas). On peut voir que, sur la quasi-totalité des *strips*, on a beaucoup de bruit à 300 et à 550 kHz, localisé surtout du côté nord (Côté Jura, partie droite sur chaque figure). Puisqu'il est sur toutes les *strips*, il s'agit d'un bruit cohérent causé par les ondes électromagnétiques aux alentours captées par les CRP, qui agissent comme des antennes. Il était notamment dû à une mauvaise connexion de masse. Il a été réduit lors de la nouvelle prise de données.

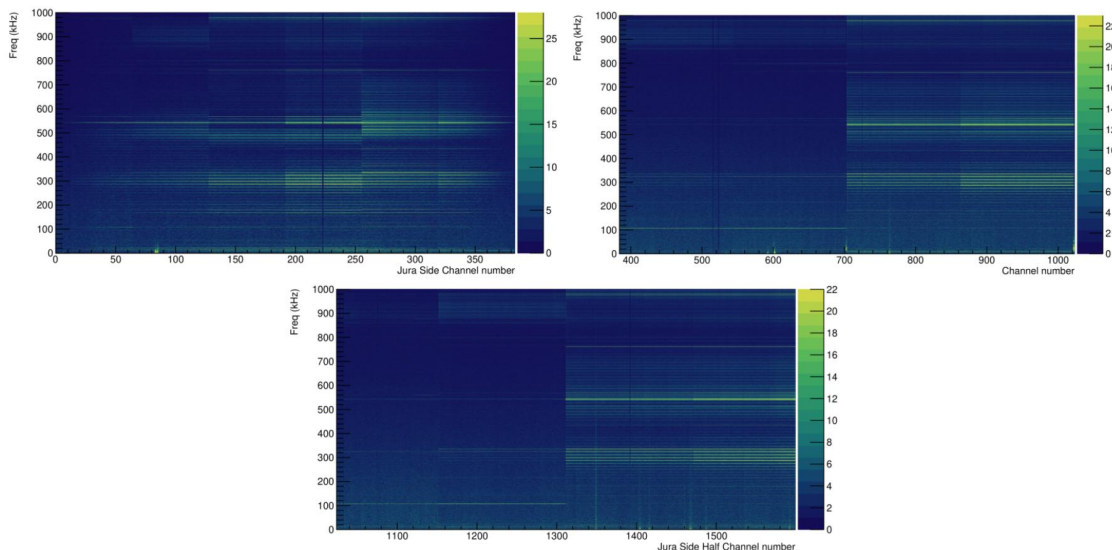


FIGURE 2.37 – Transformée de Fourier des données du test du CRP 1 avec la fréquence en fonction du numéro du *strip*. En haut à gauche la figure pour l'induction 1, à droite l'induction 2 et en bas la collection.

Cette réduction a été confirmée lors des tests pour le CRP 2. Cette fois, le CRP était entièrement un CRP *top*. La figure 2.38 le montre. On y voit une atténuation du bruit global par rapport au test sur le CRP 1. Cependant le CRP était plus bruité aux fréquences plus basses. Pour réduire ce bruit, nous avons étudié la possibilité de couper certaines fréquences.

21. Pour rappel, le CRP 1 était composé d'un demi CRP *top* et d'un demi CRP *bottom*.

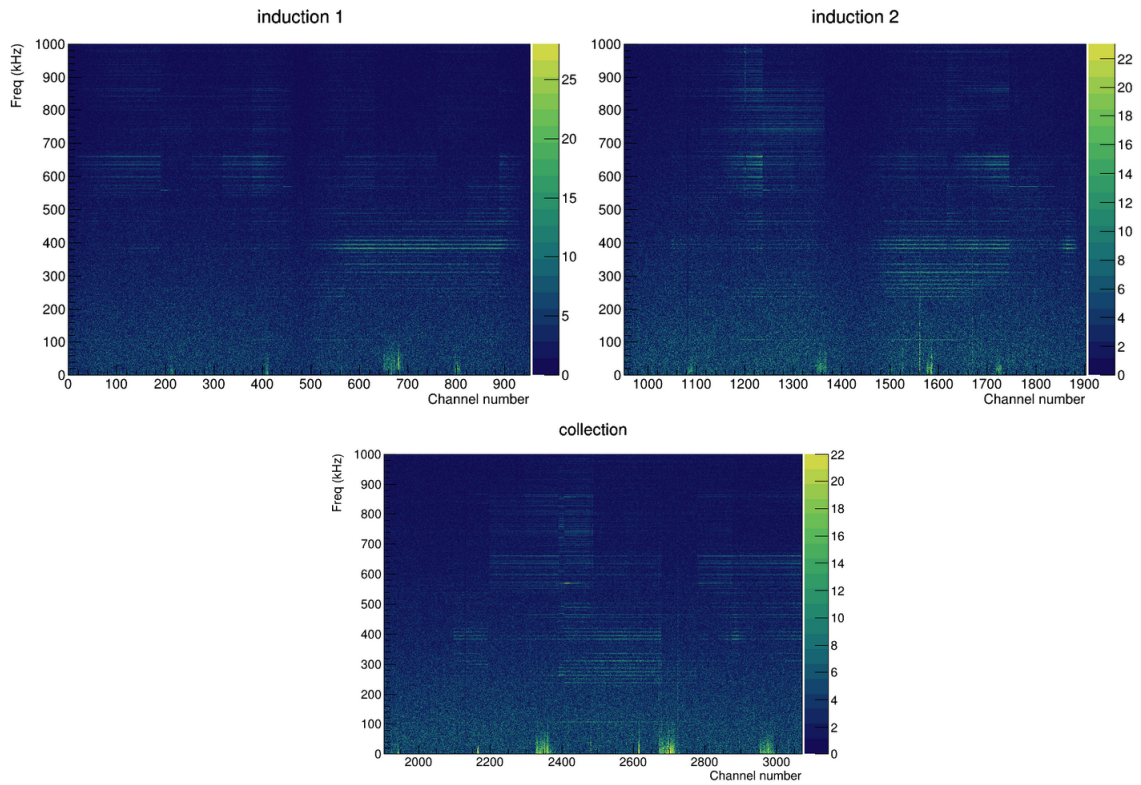


FIGURE 2.38 – Transformée de Fourier des données du test du CRP 2 avec la fréquence en fonction du numéro de *strip*. En haut à gauche la figure pour l'induction 1, à droite l'induction 2 et en bas la collection.

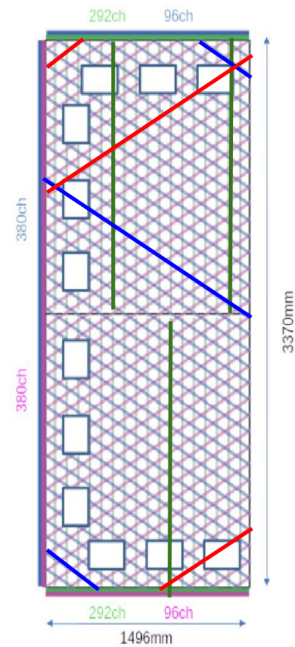


FIGURE 2.39 – Schéma d'un CRU avec les deux vues d'induction et la vue de collection. Des *strips* de longueurs différentes ont été surlignées sur la figure.

En regardant la figure 2.39, on peut voir que tous les *strips* n'ont pas tous la même longueur. De même, le signal mesuré dépendra de la longueur des *strips*. La

figure 2.40 montre les signaux collectés par le CRP et on observe, pour les deux vues d'induction, une montée, un plateau puis une descente. Ceci correspond bien à l'augmentation de la longueur des *strips* jusqu'à une valeur maximale, puis à une diminution de la longueur après un certain nombre de *strips*, quand on parcourt le CRU d'un coin à un autre. Pour la vue de collection, comme la longueur des *strips* est constante, on obtient bien un signal plat. J'ai ensuite cherché à appliquer ce principe à la réduction du bruit.

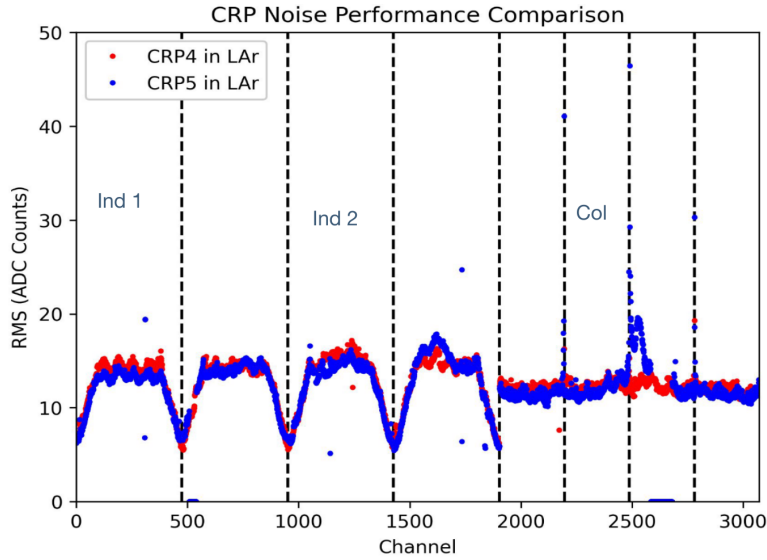


FIGURE 2.40 – Signal de bruit total obtenu sur les CRP 4 (rouge) et 5 (bleu) en fonction des *strips* (*channels*).

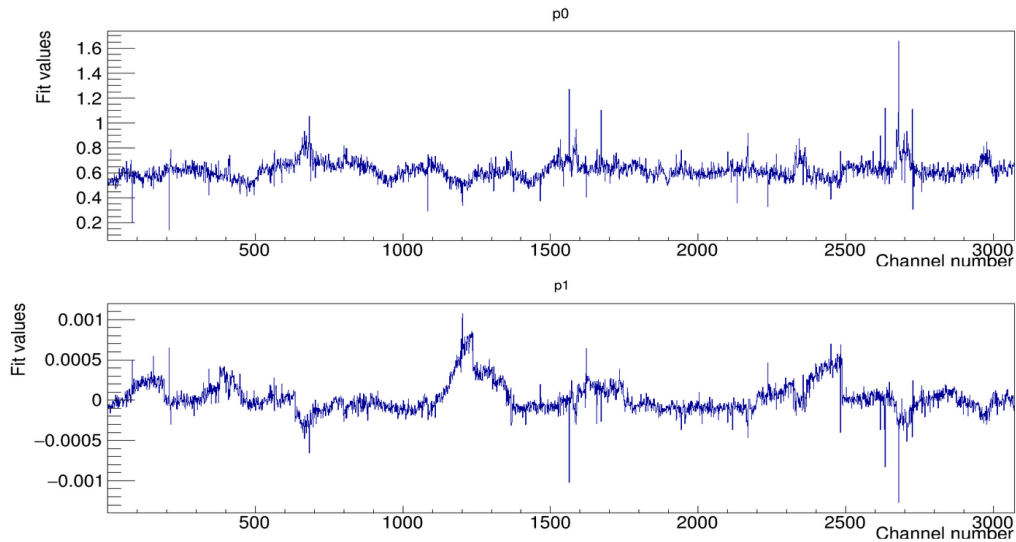


FIGURE 2.41 – Valeurs de  $p_0$  et de  $p_i$  en fonction du numéro du *strip* pour l'ajustement linéaire du rapport entre le signal sur chaque *strip* et un signal moyen calculé par vue (inductions 1, 2 et collection).

Dans mon étude de la réduction du bruit, je cherche à réduire le bruit en le pondérant par la position et la longueur du *strip* afin de ne pas trop atténuer le signal quand il n'est pas nécessaire de le faire. J'ai calculé une amplitude moyenne pour chaque vue (induction 1, induction 2 et collection) et pour chaque fréquence. J'ai ensuite fait le rapport entre cette amplitude moyenne et l'amplitude de chaque *strip*, puis j'ai effectué un ajustement linéaire de ce rapport d'amplitude ( $y = p_0 + p_i * x$ ). La figure 2.41 montre le résultat de cet ajustement. Il s'est avéré qu'il n'y avait aucune corrélation visible entre la longueur des *strips* et l'amplitude du bruit. Il faudrait peut-être effectuer des coupures au préalable.

Le but de cette étude était de voir s'il était possible de réaliser rapidement une réduction de bruit pondérée. Le résultat n'étant pas immédiat et les équipes de DUNE travaillant déjà à la réduction de bruit avec des logiciels utilisant des méthodes plus poussées, je suis passé sur un autre projet.

Ce chapitre a présenté les objectifs de DUNE et la physique de l'expérience, en particulier les interactions neutrino-noyau en courant chargé. Par la suite, nous avons exploré la base du fonctionnement de DUNE et des dispositifs (faisceau, ND et FD) à l'aide desquels la collaboration compte atteindre ses objectifs. Nous avons fini le chapitre par un compte-rendu de ma contribution aux prototypes testés au CERN.

\* \* \*



# Chapitre 3

## Neutrinos atmosphériques

### Contents

---

<b>3.1</b>	<b>Motivations</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>3.2</b>	<b>Neutrinos Atmosphériques</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>3.3</b>	<b>Flux des neutrinos atmosphériques</b> . . . . .	<b>87</b>
<b>3.4</b>	<b>Modèle de HKKM</b> . . . . .	<b>91</b>
3.4.1	Variations saisonnière . . . . .	92
3.4.2	Asymétrie est-ouest . . . . .	95
3.4.3	Flux selon l'angle zénithal et l'activité du Soleil . . . . .	98
3.4.4	Taux d'événements . . . . .	99
<b>3.5</b>	<b>Oscillations</b> . . . . .	<b>101</b>
3.5.1	Modèle de la Terre . . . . .	102
3.5.2	Oscillogramme . . . . .	103
3.5.3	Taux d'événements oscillés . . . . .	105
<b>3.6</b>	<b>Neutrinos atmosphériques avant le faisceau</b> . . . . .	<b>107</b>
3.6.1	Étude sur la hiérarchie de masse . . . . .	107
3.6.2	Mesure de la hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ et de $\theta_{23}$ . . . . .	111
3.6.3	Hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ . . . . .	113
3.6.4	Hiérarchie de masse en fonction de $\theta_{23}$ . . . . .	114
3.6.5	Conclusion . . . . .	116

---

Dans cette partie, nous étudierons plus en détail les neutrinos atmosphériques. Elle se compose de deux chapitres, dans lesquels nous allons, tout d’abord, apporter des précisions sur la physique de ces neutrinos en étudiant leurs flux et leurs oscillations. Nous appliquerons ensuite ces concepts à une étude préliminaire sur la hiérarchie de masse. Dans un second temps, nous détaillerons les outils utilisés pour simuler et analyser ces neutrinos dans le contexte de DUNE.

## 3.1 Motivations

Les neutrinos atmosphériques seront une source continue de neutrinos pour DUNE et permettront d’étudier les oscillations des neutrinos. Ces neutrinos sont produits dans l’atmosphère et parcourent donc un vaste domaine de  $L/E$ , ce qui rend leur analyse sensible<sup>1</sup> à tous les paramètres d’oscillation et aux deux  $\Delta m^2$ . Ces neutrinos serviront d’étude complémentaire aux neutrinos de faisceau ; c’est pourquoi le développement d’outils pour leur analyse, qui est le sujet de cette thèse, est intéressant. La collaboration accorde un intérêt croissant à ce sujet et commence à augmenter le nombre d’études les concernant. Par exemple, une étude a déjà été faite sur la violation de la symétrie CP à l’aide des neutrinos atmosphériques ayant une énergie en dessous du GeV [97].

Les neutrinos atmosphériques vont interagir de la même manière que les neutrinos de faisceau, puisqu’ils ont des énergies similaires. Ils pourront donc être étudiés à l’aide des FD, qui, placés à 1500 mètres sous terre, seront protégés des muons cosmiques. Il faudra, cependant, prévoir un déclencheur d’événements : contrairement aux interactions des neutrinos de faisceau, les interactions des neutrinos atmosphériques ne seront pas synchronisées avec le fonctionnement du faisceau. L’analyse des neutrinos atmosphériques demande aussi une précision plus élevée sur la reconstruction angulaire : les neutrinos de faisceau ne peuvent venir que d’une seule direction, contrairement aux neutrinos atmosphériques. Cette reconstruction angulaire est importante pour différencier les neutrinos oscillés (venant du bas) des neutrinos non oscillés (venant du haut). Si elle est assez précise, il sera possible d’effectuer des analyses jointes, à l’instar des analyses détecteur proches/détecteur lointains. De plus, la connaissance de la direction des neutrinos est primordiale pour connaître la distance parcourue dans la Terre et donc les effets de matière. Les neutrinos atmosphériques serviront aussi de source de calibration pour les détecteurs et de base de comparaison d’analyses avec d’autres expériences, notamment Super/Hyper-Kamiokande. Ces neutrinos pourront aussi servir de sonde tomographique, c’est-à-dire qu’ils serviront à mesurer le profil de densité de la Terre [98].

## 3.2 Neutrinos Atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont créés lors d’interactions nucléon-nucléon entre des rayons cosmiques (principalement des protons) et les noyaux composant l’atmosphère. Ces interactions génèrent des rayons cosmiques secondaires composés de

---

1. La sensibilité diffère pour chaque paramètre. Par exemple, DUNE est très peu sensible à  $\theta_{13}$  avec les neutrinos atmosphériques.

hadrons (tout particulièrement des pions) et de particules issues de la désintégration de ces hadrons. Par exemple, les pions se désintègrent en muons et en  $\nu_\mu$  :

$$\pi^\mp \rightarrow \mu^\mp + \nu_\mu^{(-)} \quad (3.1)$$

Les kaons contribuent aussi à la production de neutrinos et de muons à hautes énergies. Les muons qui se désintègrent avant de toucher le sol produisent des électrons et des neutrinos muoniques et électroniques.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.2)$$

Ces particules traversent l'atmosphère et/ou la Terre et sont détectées par des expériences souterraines, comme illustré sur la figure 3.1. Les neutrinos peuvent donc parcourir entre 0 et 13 000 km de matière avant d'atteindre le détecteur.

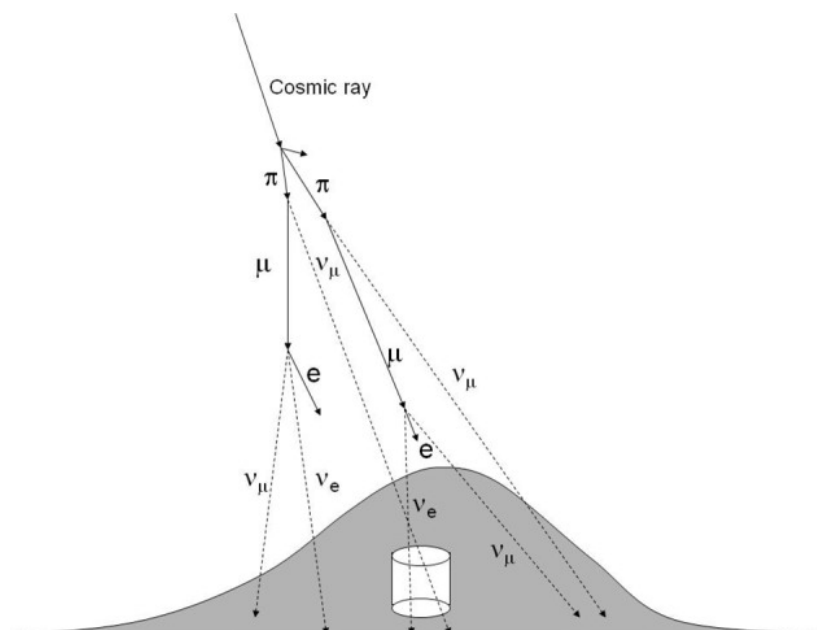


FIGURE 3.1 – Genèse des neutrinos atmosphériques [39].

La figure 3.2 montre le flux de toutes les particules cosmiques en fonction de l'énergie. En considérant la gamme en énergie, on peut supposer que les neutrinos issus de l'interaction de ces rayons possèdent, eux aussi, une large distribution en énergie. On peut aussi se douter que le flux de neutrinos atmosphériques de hautes énergies ( $> 10^4$  GeV) va être très faible. Pour DUNE, nous nous limiterons à 10 GeV. Bien que des neutrinos d'énergie supérieure puissent être détectés, les particules issues de leur interaction ne seront pas contenues dans le détecteur, ce qui rendrait la reconstruction exacte impossible et fausserait donc l'analyse.

Les oscillations de ces neutrinos ont été détectées il y a environ vingt-cinq ans par Super-Kamiokande [2] et, bien qu'en théorie tous les paramètres puissent être mesurés, nous nous intéresserons surtout à la hiérarchie de masse ( $\Delta m_{23}^2$ ), à l'octant de  $\theta_{23}$  et à  $\delta_{CP}$ , auxquels DUNE est plus sensible, du fait des valeurs de  $L/E$  au maximum du flux des neutrinos atmosphériques.

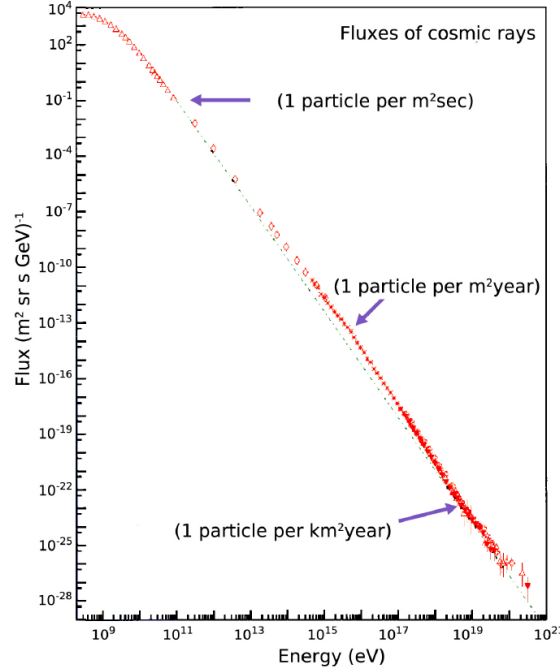


FIGURE 3.2 – Flux des rayons cosmiques en fonctions de l'énergie. La ligne en pointillé représente la fonction  $E^{-3}$  [99]

Afin de pouvoir effectuer des analyses précises, il faut une contrainte significative des erreurs systématiques, notamment du flux et des sections efficaces. Dans cette thèse, nous présenterons plusieurs travaux de recherche que j'ai menés et qui ont pour but d'aider à la réalisation de ces analyses dans le futur.

### 3.3 Flux des neutrinos atmosphériques

#### Premières estimations du flux

D'après les équations 3.1 et 3.2, on s'attend à

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2, \quad \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu \sim 1 \quad \text{et} \quad \nu_e / \bar{\nu}_e \sim \mu^+ / \mu^{-2} \quad (3.3)$$

En partant de ces rapports, il a été possible de paramétriser un flux de pions pour correspondre à un nombre de muons observés. On s'affranchit ainsi des erreurs systématiques liées au spectre en énergie des particules cosmiques et au rendement, qui correspond au nombre de neutrinos par particule cosmique primaire. Pour affiner ce flux, plusieurs paramètres ont dû être pris en compte :

- Les muons d'énergie supérieure à 1 GeV peuvent atteindre le sol avant de se désintégrer en neutrinos, ce qui a pour conséquence d'augmenter le rapport  $\nu_\mu / \nu_e$ . Comme les muons qui viennent de l'horizon peuvent parcourir une plus grande distance que les muons qui viennent de la verticale, cet effet est réduit.

---

2. On s'attend à autant de  $\pi^+$  que de  $\pi^-$

- Les muons sont polarisés, ce qui aura un effet sur les flux à cause du champ électromagnétique terrestre.
- À hautes énergies, des kaons peuvent aussi être produits et s'ajoutent aux pions pour la production de neutrinos. À des énergies supérieures à 100 GeV, les kaons deviennent la source dominante de neutrinos. Cela s'explique par le fait que, lors de la désintégration du kaon, les énergies cinétiques sont réparties équitablement entre neutrino et muon tandis que, pour un pion, l'énergie de la désintégration se transfère à l'énergie cinétique du muon. Les muons issus de kaons ont donc moins d'énergie et une probabilité plus grande de se désintégrer avant d'atteindre le sol.

Les effets du premier point sont illustrés sur la figure 3.3. La figure de gauche montre le taux de  $\nu + \bar{\nu}$  des saveurs électroniques et muoniques pour trois énergies. On remarque que, pour 100 GeV, l'effet de la réduction du nombre des (anti)neutrinos électroniques est très marqué pour des cosinus de l'angle zénithal<sup>3</sup> ( $\theta$ ) à -1 et 1, correspondant à la verticale. L'effet est moins visible pour  $\cos(\theta) = 0$ , correspondant à l'horizontale. On remarque que cet effet augmente avec l'énergie. La figure de droite montre le ratio d'(anti)neutrinos électroniques par rapport aux (anti)neutrinos muoniques : il vaut 0,5 à basse énergie et diminue avec l'énergie, surtout après 1 GeV.

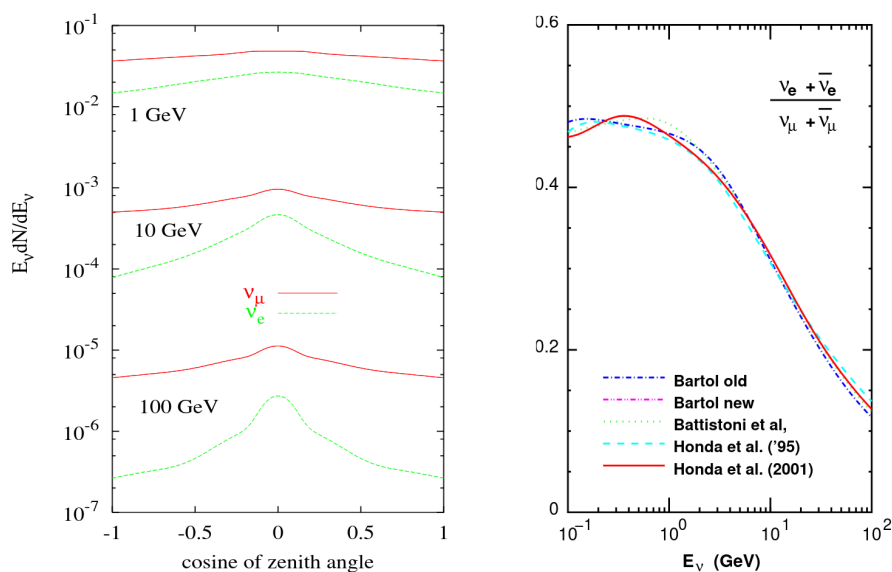


FIGURE 3.3 – Taux de  $\nu + \bar{\nu}$  en fonction de l'énergie et du cosinus de l'angle zénithal sans champ magnétique (gauche) et le ratio de  $\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ , calculé pour le site de Super-Kamiokande [100].

La figure 3.4 montre la contribution des mésons  $\pi/K$  aux flux des muons et des neutrinos en fonction de l'énergie pour  $\theta = 0^\circ, 60^\circ$ , et illustre le troisième point. en regardant les courbes au centre de la figure, on peut voir que, vers 80 GeV (pour la courbe rouge) et vers 110 GeV, les kaons deviennent la source principale de production de neutrinos.

3. À ne pas confondre avec les angles de mélange.

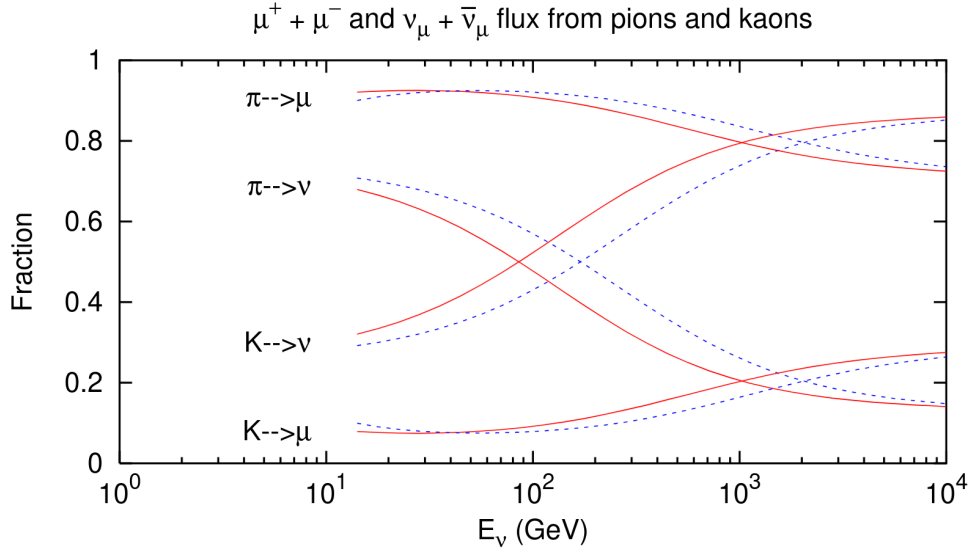


FIGURE 3.4 – Ratio de contribution des pions et des kaons aux (anti)neutrinos muoniques et aux muons en fonction de l'énergie. La courbe rouge correspond à la verticale et la courbe bleue  $\theta = 0^\circ$  en pointillé à  $\theta = 60^\circ$  [100].

### Approche analytique

Une approche analytique plus exacte a pu être réalisée à l'aide des mesures des flux des particules cosmiques accumulées sur des années. Le flux de neutrinos est maintenant calculé en se basant sur le fait que celui-ci est une convolution ( $\otimes$ ) entre les flux des particules cosmiques et le rendement de neutrinos par particule. Celles-ci doivent aussi passer le champ électromagnétique terrestre pour pouvoir interagir, ce qui introduit un terme d'écrantage et on obtient [100]

$$\phi_{\nu_\ell} = \sum_p \phi_p \otimes E_p(M_R) \otimes R_{p \rightarrow \nu_\ell}(E), \quad (3.4)$$

avec  $\phi_{\nu_\ell}$  le flux de neutrinos de saveur  $\ell$ ,  $\phi_p$  le flux de particules cosmiques (protons, noyaux...),  $E_p$  le terme d'écrantage dû au champ électromagnétique terrestre pour chaque particule et  $R_{p \rightarrow \nu_\ell}$  le rendement de neutrinos par particule  $p$ . Le terme d'écrantage dépend de la rigidité magnétique ( $M_R = \text{impulsion totale divisée par la charge totale}$ ), ce qui implique qu'un nucléon libre et un noyau ne traversent pas le champ électromagnétique terrestre de la même manière. Le terme de rendement, lui, dépend, au premier ordre, de l'énergie  $E$  par nucléon : la production de pions et de kaons dépend de l'énergie du nucléon, de son type (pour le ratio  $\nu/\bar{\nu}$ ) et de si ceux-ci sont libres ou au sein d'un noyau.

Les flux des neutrinos atmosphériques sont calculés à l'aide de ces paramètres :

- $\phi_p$  : les particules cosmiques principales sont des protons et des atomes d'hélium et, si on exclut les effets du champ magnétique terrestre, leur flux est isotrope. Les effets de la rotation de la Terre ou du mouvement du système solaire sur l'isotropie sont négligeables (de l'ordre du %). Dans les années 2000, les flux de ces particules ont pu être mesurés à l'aide de spectromètres magnétiques superconducteurs, comme dans l'expérience AMS

[101] par exemple, jusqu'à environ 100 GeV/nucléon. Environ 75% des nucléons sont des protons libres. Le reste est composé de noyaux d'hélium ou de noyaux plus lourds, principalement des noyaux de C, N, O, Mg et Si. Il faut prendre en compte les vents solaires (d'environ 400 km/s à l'équateur solaire et jusqu'à deux fois plus rapide aux pôles), qui réduisent fortement le flux des particules de basses énergies. Ces vents sont des plasmas magnétiques que doivent traverser les particules cosmiques pour atteindre l'atmosphère et y interagir. Les flux des nucléons dépendent donc de l'activité du Soleil, qui provoque des variations du flux de neutrinos à hauteur de 20%.

- $E_p(M_R)$  : le champ magnétique terrestre sert de bouclier contre les particules cosmiques, Les particules de faibles énergies ont plus de difficulté à rentrer dans l'atmosphère. Le champ va courber les trajectoires des particules chargées secondaires comme les muons. Les particules qui contribuent au flux de neutrinos sont celles dont les trajectoires n'ont pas été repoussées en dehors de l'atmosphère. Cette courbure dépend du rayon de Larmor, qui décrit la trajectoire d'une particule chargée sous l'effet d'un champ magnétique avec

$$Rayon\_Larmor = \frac{Impulsion\_Totale}{Charge\_Totale * Champ\_Magnetique} \quad (3.5)$$

On voit bien ici que l'écrantage dépend de la rigidité. Si on se place dans le cas d'un dipôle magnétique centré sur la Terre, on a la rigidité seuil décrite par la formule de Störmer [102] :

$$R_S^\pm(r, \lambda_M, \theta, \varphi) = \left(\frac{M}{r^2}\right) \left\{ \frac{\cos^4 \lambda_M}{\left[1 + (1 \mp \cos^3 \lambda_M \sin \theta \sin \varphi)^{1/2}\right]^2} \right\} \quad (3.6)$$

avec  $r$  la distance au centre de la Terre,  $\lambda_M$  la latitude géomagnétique,  $\theta$  et  $\varphi$  les angles zénithal et azimutal décrivant la direction des rayons cosmiques et  $M$  le moment dipolaire de la Terre avec  $M = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ G.cm}^3$ . Cette rigidité dépend de la charge et de la provenance ( $\sin \phi < 0$  pour l'ouest ou  $\sin \phi > 0$  pour l'est) de chaque particule. C'est ce qui cause l'asymétrie est-ouest dans le flux de neutrinos : nous en parlerons plus en détail dans la partie 3.4.2.

- $R_{p \rightarrow \nu_i}(E)$  : les rendements sont calculés pour des particules d'énergies et de masses différentes. La source principale d'incertitude sur la valeur du rendement pour une particule donnée vient des sections efficaces de chaque interaction successive des particules cosmiques et de leurs produits. Les sections efficaces diffèrent selon les particules cibles (azote, oxygène ou autres noyaux de l'atmosphère) et dépendent de leur abondance et de l'énergie des particules incidentes.

Les incertitudes principales pour le calcul des flux des neutrinos atmosphériques proviennent du flux des particules cosmiques, notamment à plus de 100 GeV/nucléon et des sections efficaces des interactions. Il existe différents modèles de calculs pour les flux tels que le modèle FLUKA [103] ou celui qu'utilise DUNE, le modèle HKKM

(Honda Kajita Kasahara Midorikawa) [104], basé sur le modèle de l'atmosphère NRLMSISE-00 [105].

### 3.4 Modèle de HKKM

Le calcul du flux des neutrinos atmosphériques est, comme l'on peut s'en douter en se référant à l'éq. 3.4, très dépendant des modèles utilisés. Ceux utilisés dans l'article de HONDA [104] sont :

- DPMJET-III [106] et JAM [107] pour les modèles hadroniques. JAM, un modèle d'interactions nucléaires développé avec PHITS (Particle and Heavy-Ion Transport code System) [107], remplace le modèle NUCRIN [108]<sup>4</sup> et sert à modéliser le flux de muons pour des énergies inférieures à 32 GeV. Pour des énergies supérieures, c'est le modèle DPMJET-III qui est utilisé.
- NRLMSISE-00 [105], qui remplace le modèle US-Standard'76 [109]. Ce dernier décrit la pression, la température, la viscosité et la densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Le nouveau modèle prend aussi en compte la variation de ces paramètres dans le temps et la latitude.
- l'IGRF (International Geomagnetic Reference Field) [110], qui décrit le champ magnétique terrestre.

Les flux des neutrinos atmosphériques de plusieurs sites, dont celui de DUNE, sont disponibles dans l'article [104]. Pour chacun des sites, il fournit les flux saisonniers et les flux pour un maximum et un minimum d'activité solaire en fonction de l'énergie, de l'angle zénithal  $\theta$  et de l'angle azimutal  $\varphi$ , pour des (anti)neutrinos électroniques et muoniques. Il existe aussi des fichiers de flux intégrés sur  $\theta$  et/ou  $\varphi$  en fonction de l'énergie. Les flux utilisés dans cette thèse (et dans DUNE) sont les flux en fonction de l'énergie et de  $\theta$  (donc intégrés sur  $\varphi$  comme la probabilité d'oscillation ne dépend que de  $\theta$ ) pour un minimum d'activité solaire (pour avoir un nombre d'événements maximal).

Pour effectuer les calculs, les auteurs utilisent un modèle dans lequel la surface de la Terre est une sphère de rayon  $R_e = 6378,14$  km. Il est nécessaire d'utiliser deux autres sphères : une sphère d'injection de rayon  $R_{inj} = R_e + 100$  km et une sphère de simulation de rayon  $R_{sim} = R_{geo} = 10 \times R_e$ <sup>5</sup>. La figure 3.5 montre ces différentes sphères. La sphère géomagnétique est la sphère au-delà de laquelle on considère que le champ magnétique terrestre n'a plus d'effet sur les particules. Dans le cas de l'article [104], la sphère de simulation et la sphère géomagnétique sont identiques.

Les auteurs simulent des rayons cosmiques (en énergie et en type de particules) à partir de la sphère d'injection et vont, ensuite, vérifier que ces rayons cosmiques ont

---

4. Les modèles remplacés sont des modèles qui ont été utilisés dans des articles passés.

5. La sphère  $R_{sim} = R_e + 300$  a été utilisée en 2002, elle a été agrandie à la sphère  $R_{geo}$  pour les flux les plus récents.

bien pu arriver jusqu'à elle. C'est-à-dire qu'ils ont calculé la trajectoire inverse de la particule dans le champ magnétique terrestre. Il existe alors plusieurs possibilités. Si la particule sort de la sphère de simulation sans retoucher la sphère d'injection, elle est conservée. Par exemple, sur la figure 3.5, la particule *a* possède une trajectoire en boucle mais ne retouche pas la sphère d'injection avant de sortir de la sphère de simulation ; elle est donc acceptée dans la simulation. Toutes les autres trajectoires sont rejetées. Par exemple, les particules *b* et *c* ne sont pas retenues puisqu'elles touchent plusieurs fois la sphère d'injection. La particule *d* est un neutrino dont on montre la trajectoire.

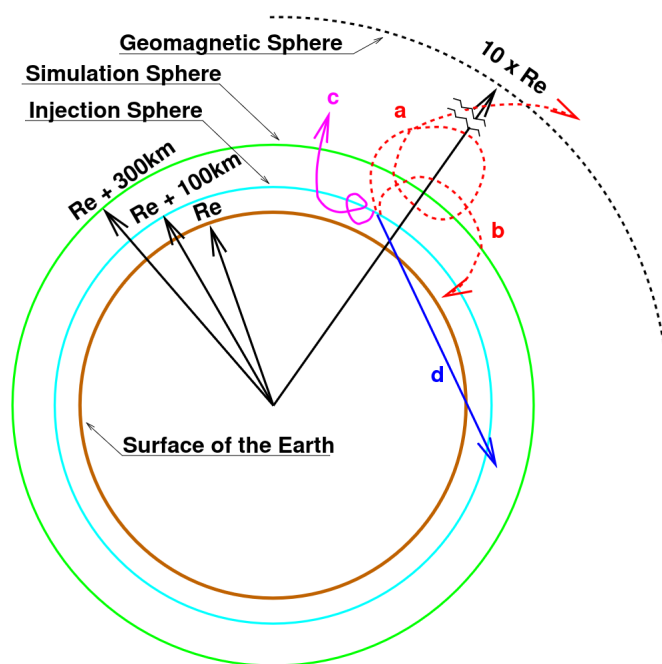


FIGURE 3.5 – Schéma des différentes sphères utilisées pour le calcul des flux de neutrinos avec des exemples de particules générées sur la surface d'injection.

Les particules ayant passé ce test et leurs particules secondaires, issues des interactions dans l'atmosphère (zone entre la Terre et la sphère d'injection), sont ensuite propagées dans l'atmosphère jusqu'à toucher le sol ou jusqu'à ce qu'elles sortent de la sphère de simulation, qu'elles interagissent ou qu'elles se désintègrent. Les trajectoires des neutrinos issus de ces particules vont ensuite être calculées. Ceux passant dans un détecteur simulé vont être comptabilisés, ce qui donne le flux de neutrinos atmosphériques pour ce site.

### 3.4.1 Variations saisonnière

Le nouveau modèle de l'atmosphère NRLMSISE-00 [105] décrit la température et les densités des différents composants de l'atmosphère. La densité de l'air est la variable la plus importante pour le calcul du flux. L'article [104], qui présente les flux utilisés par DUNE<sup>6</sup>, montre le ratio de la densité de l'air du modèle NRLMSISE-00 par rapport au modèle US Standard'76 [109] en fonction de l'altitude (voir figure 3.6). Y figurent quatre sites : KAM, pour Kamioka, où se situe le détecteur

6. Que j'utilise aussi pour cette thèse.

Super-K, INO (Indian-based Neutrino Observatory) [111], SPL, pour le pôle Sud, où se situe le détecteur IceCube, et PYH, pour Pyhäsalmi, en Finlande. Pour chacun des sites, le ratio mentionné est calculé pour quatre saisons : mars-mai, juin-août, septembre-novembre, décembre-février. Le site de DUNE, à Homestake (HOM)<sup>7</sup>, est situé à des latitudes assez proches de KAM (36° pour KAM et 44° pour HOM) ; on s'attend donc à des valeurs similaires.

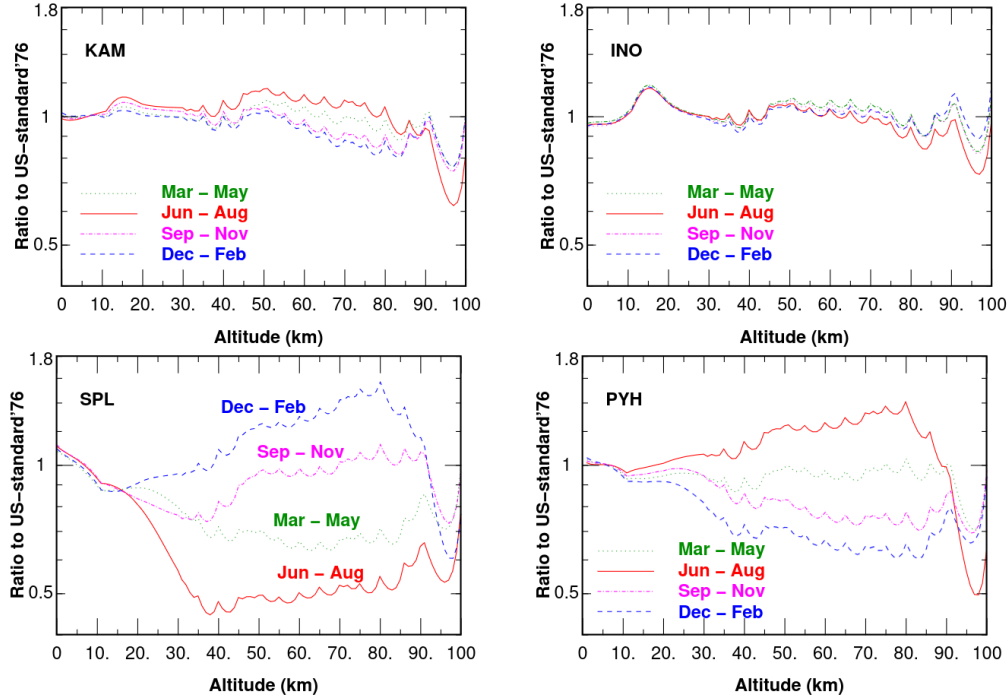


FIGURE 3.6 – Comparatif de la densité de l'air par saison entre le modèle NRLMSISE-00 et le modèle US Standard'76 en fonction de l'altitude pour quatre sites de détecteurs : KAM pour SuperKamiokande, INO pour INO, SPL pour le pôle sud (IceCube) et PYH pour Pyhäsalmi.

INO est un site situé dans une région tropicale ; la densité de l'air à 15 km d'altitude est 20% supérieure dans le modèle NRLMSISE-00 par rapport au modèle US Standard'76. Elle fluctue aussi fortement à partir de 70-80 km, mais les variations ne sont pas dépendantes des saisons. Pour les sites SPL et PYH, les variations de la densité de l'air peuvent aller jusqu'à  $\pm 50\%$  selon la saison. Ces deux sites sont proches des deux pôles et ces variations pourraient s'expliquer par le fait que l'air est plus dense pour des altitudes supérieures à 15 km, surtout en été. Pour KAM, situé à des latitudes moyennes, la densité de l'air dépend très peu des saisons.

En étudiant l'impact de ces différences sur le flux (voir figure 3.7), les auteurs de l'article<sup>8</sup> ont trouvé que, pour des latitudes aux pôles, la différence saisonnière de la densité de l'air impactait le flux de neutrinos à PYH de 5% et celui à SPL de 10%. Comme l'air en été est plus dense, les particules ont plus de chances d'interagir à ce moment là et donc de générer des neutrinos.

7. Là où était l'expérience HOMESTAKE.

8. Pour rappel, l'article en question est toujours [104].

Pour des latitudes moyennes comme INO et KAM, la différence saisonnière du flux est faible. Pour HOM, situé à des latitudes proches de KAM, la figure 3.8 montre le rapport entre les flux saisonniers et le flux moyen annuel en fonction de l'énergie du neutrino. On remarque que, pour tous les flux saisonniers et pour toutes saveurs, à très basse énergie, il y a un différence d'environ 2% avec le flux moyen annuel.

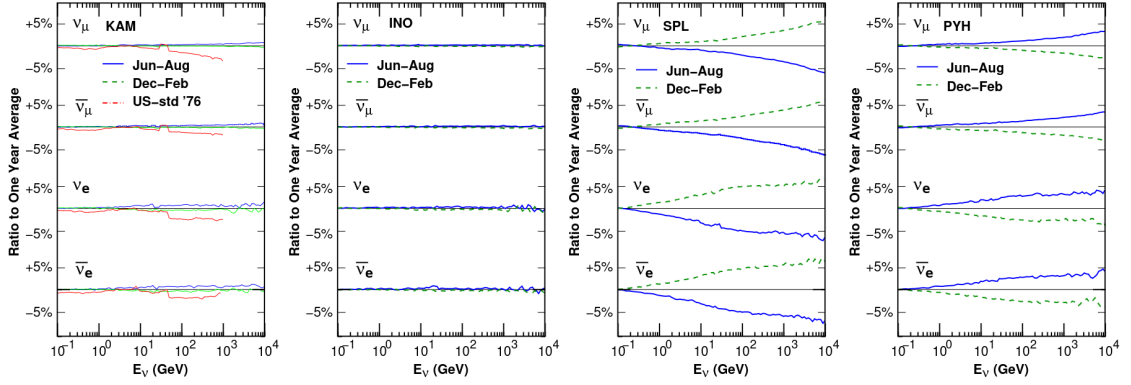


FIGURE 3.7 – Rapport entre un flux moyenné dans toutes les directions et des flux saisonniers (juin-août et décembre-février en bleu et en vert) en fonction de l'énergie (allant de 0,1 à 1000 GeV) pour les quatre sites. Pour le site KAM, le rapport a aussi été calculé en utilisant le modèle US Standard'76 (courbe rouge).

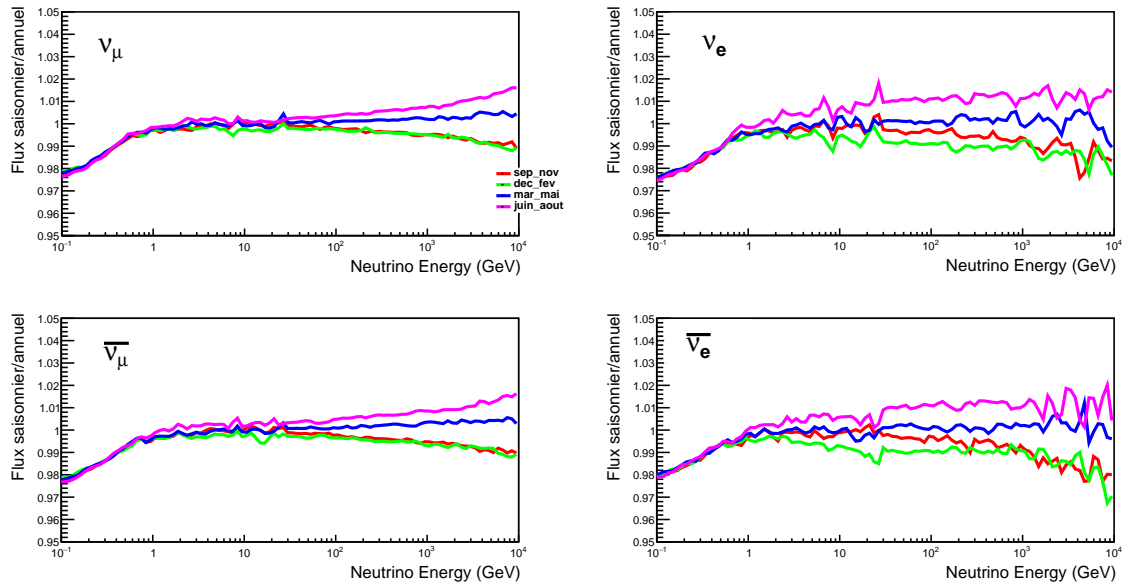


FIGURE 3.8 – Rapport des flux saisonniers sur le flux moyen annuel en fonction de l'énergie à Homestake pour toutes les saveurs.

À hautes énergies, les flux fluctuent de  $\pm 1\%$  mais, de manière générale, les flux saisonniers sont semblables au flux moyen annuel, surtout pour des énergies inférieures à 10 GeV, énergies sur lesquelles nous allons nous focaliser. Considérant ces faibles déviations, nous allons utiliser le flux annuel moyen comme étant le flux de DUNE.

Par souci de complétude, il faut préciser que les différentes saveurs de neutrinos sont impactées différemment par la densité saisonnière de l'air ; elles sont expliquées dans la référence [104] p.10-13. Je ne rentrerai pas dans ces détails, ayant établi que ces impacts sont négligeables pour le site de DUNE.

### 3.4.2 Asymétrie est-ouest

Intéressons nous maintenant à la dépendance du flux avec l'angle azimutal. En m'inspirant de l'article [104], j'ai tracé les flux, au site HOM, en fonction de l'angle azimutal pour les quatre saveurs pour différents intervalles de  $\cos(\theta)$ <sup>9</sup> en fixant l'énergie des neutrinos à 1 GeV (voir figure 3.9). J'ai choisi 1 GeV, car, à 3,2 GeV, comme dans l'article, les effets du champ magnétique terrestre étaient invisibles.

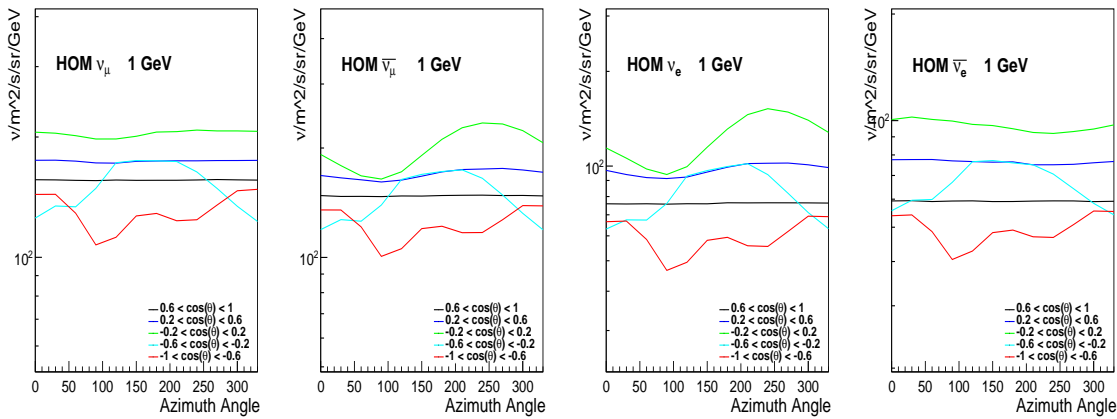


FIGURE 3.9 – Flux de neutrinos en fonction de l'angle azimutal pour des neutrinos des quatre saveurs atmosphériques à 1 GeV. Sont représentés les flux pour différents intervalles de  $\cos(\theta)$ .

Pour étudier l'influence de l'angle azimutal sur les flux, j'ai séparé les flux en cinq intervalles :  $-1 < \cos \theta < -0,6$ ,  $-0,6 < \cos \theta < -0,2$ ,  $-0,2 < \cos \theta < 0,2$ ,  $0,2 < \cos \theta < 0,6$  et  $0,6 < \cos \theta < 1$ . D'après les parties précédentes, on peut s'attendre à deux effets dus au champ magnétique terrestre :

- Celui lié à la rigidité magnétique. Comme la plupart des particules cosmiques sont des protons, et donc positives, le champ magnétique terrestre, dirigé vers le nord, filtre les rayons cosmiques de basse énergie venant de l'est. On observe une diminution du flux pour toutes les saveurs provenant de l'est, soit, dans notre cas, pour un angle azimutal d'environ  $90^\circ$ .
- Celui lié à la courbure de la trajectoire des muons. La trajectoire des muons est courbée par le champ magnétique terrestre à cause de la charge du muon. L'effet de la rigidité magnétique et celui de la courbure de la trajectoire s'opposent pour des muons négatifs ; le contraire est vrai pour des antimuons. Cela se traduit par une réduction de  $\bar{\nu}_\mu$  et de  $\nu_e$  venant de l'est, et une réduction du flux de  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$  venant de l'ouest (soit environ  $270^\circ$ ).

9. Pour rappel  $\theta$  est l'angle zénithal.

La figure 3.9 montre que, pour des neutrinos avec  $-1 < \cos \theta < -0,2$  (courbes rouge et cyan) et  $0,6 < \cos \theta < 1$  (courbe noire), les formes des courbes sont semblables pour toutes les saveurs et on peut attribuer ces formes à l'effet de la rigidité magnétique<sup>10</sup>.

On voit aussi que, pour  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\nu_e$ , les neutrinos horizontaux ( $0,2 < \cos \theta < 0,2$ ) (courbe verte) et, dans une moindre mesure, les neutrinos avec  $0,2 < \cos \theta < 0,6$  (courbe bleu foncé), ont une forme sinusoïdale très prononcée mais que, pour  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$ , la forme sinusoïdale est très faible, voire inversée. Cela vient du fait que, pour  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\nu_e$ , l'effet de la rigidité magnétique s'ajoute à celui de la courbure de la trajectoire des muons, tandis que, pour  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$ , les deux effets s'opposent.

J'ai ensuite voulu étudier ces effets en fonction de l'énergie. La figure 3.10 montre les flux pour différents intervalles de  $\cos \theta$  à Homestake en fonction de l'angle azimutal à différentes énergies pour des  $\bar{\nu}_\mu$ . J'ai choisi les  $\bar{\nu}_\mu$  car c'est la saveur pour laquelle on voit le mieux les effets.

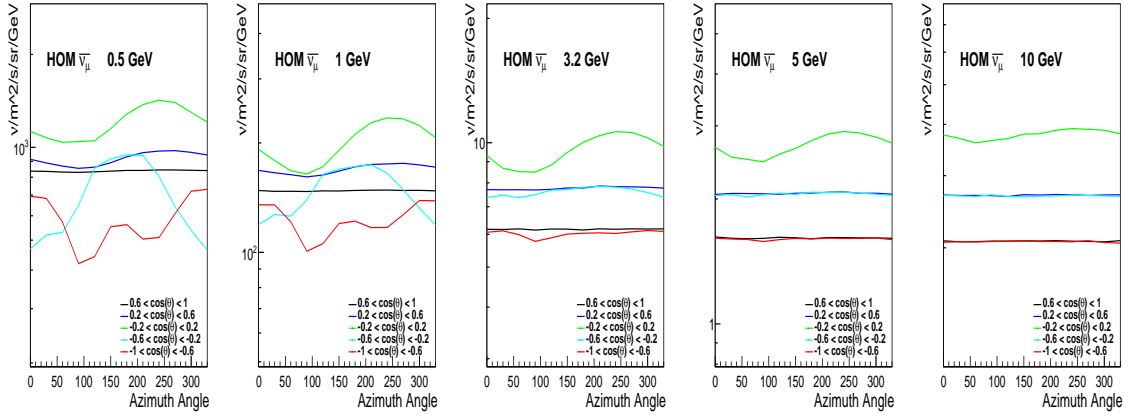


FIGURE 3.10 – Flux de  $\bar{\nu}_\mu$  en fonction de l'angle azimutal pour différentes énergies (0,5 GeV, 1 GeV, 3,2 GeV, 5 GeV et 10 GeV). Sont représentés les flux pour différentes valeurs de  $\cos(\theta)$  pour le site de DUNE.

On remarque que les effets du champ magnétique terrestre diminuent quand l'énergie augmente. Cela se confirme en observant les flux à différentes énergies pour les autres saveurs. On peut l'expliquer par le fait que le champ magnétique terrestre courbe plus les trajectoires des particules cosmiques de basse énergie que celles de haute énergie.

En comparant le flux de  $\bar{\nu}_\mu$  à 3,2 GeV à la figure 3.11 [104] montrant les flux en fonction de l'angle azimutal pour les quatre saveurs pour différents intervalles de  $\cos(\theta)$  pour des neutrinos de 3,2 GeV au niveau du site de Super-K, on peut voir que les effets au niveau du site de DUNE sont plus faibles. Cette tendance se confirme pour toutes les saveurs (voir figure 3.12). Comme les deux sites ont des latitudes proches, on s'attendait à des effets semblables.

10. Pour comprendre exactement la forme des courbes, il faudrait étudier en détail comment chaque particule cosmique interagit au sein du champ magnétique terrestre.

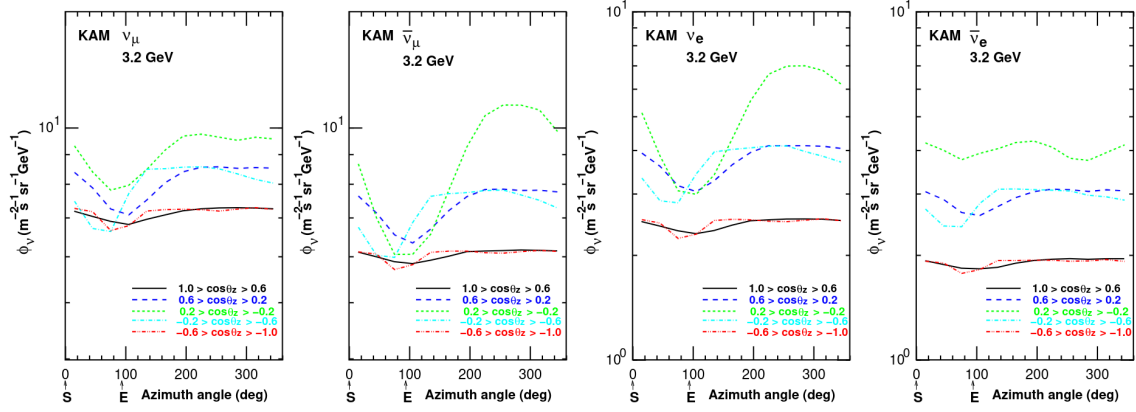


FIGURE 3.11 – Flux de neutrinos en fonction de l’angle azimutal pour des neutrinos atmosphériques des quatre saveurs à 3,2 GeV sur le site de Super-K. Sont représentés les flux pour différents intervalles de  $\cos(\theta)$ .

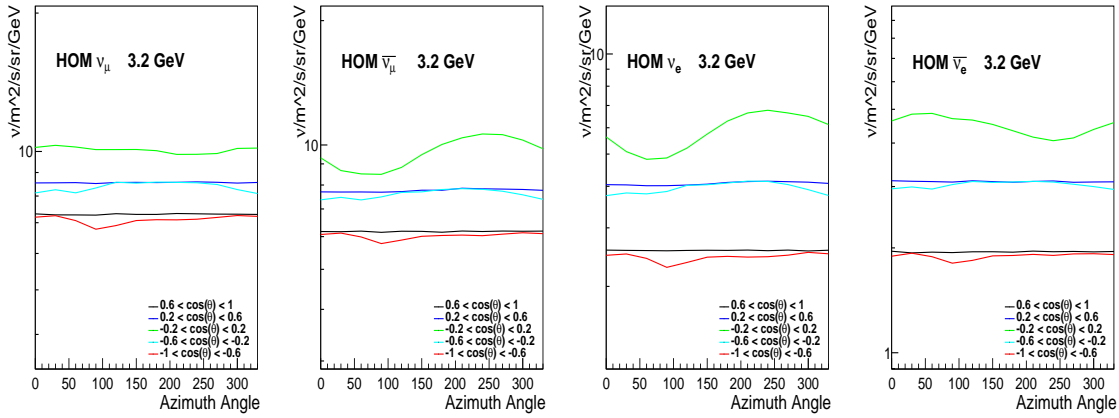


FIGURE 3.12 – Flux de neutrinos en fonction de l’angle azimutal pour des neutrinos des quatre saveurs atmosphériques à 3,2 GeV sur le site d’Homestake. Sont représentés les flux pour différents intervalles de  $\cos(\theta)$ .

La raison de cette différence entre les deux sites vient du champ magnétique terrestre. La figure 3.13 montre la composante horizontale des lignes de champ du champ magnétique terrestre en fonction de la latitude et de la longitude. Les sites de SK (KAM), INO et Pyhäsalmi y sont représentés. J’ai rajouté le site de DUNE (HOM).

La composante horizontale du champ magnétique terrestre est plus faible à HOM qu’à KAM ( $20 \mu\text{T}$  par rapport à  $30 \mu\text{T}$ ). De plus, les iso-champs dans la région de DUNE sont parallèles tandis que, pour SK, la distance entre des lignes de champ s’agrandit à l’est comparé à l’ouest du site. Cela pourrait expliquer une asymétrie plus forte entre l’est et l’ouest absente pour le site de DUNE.

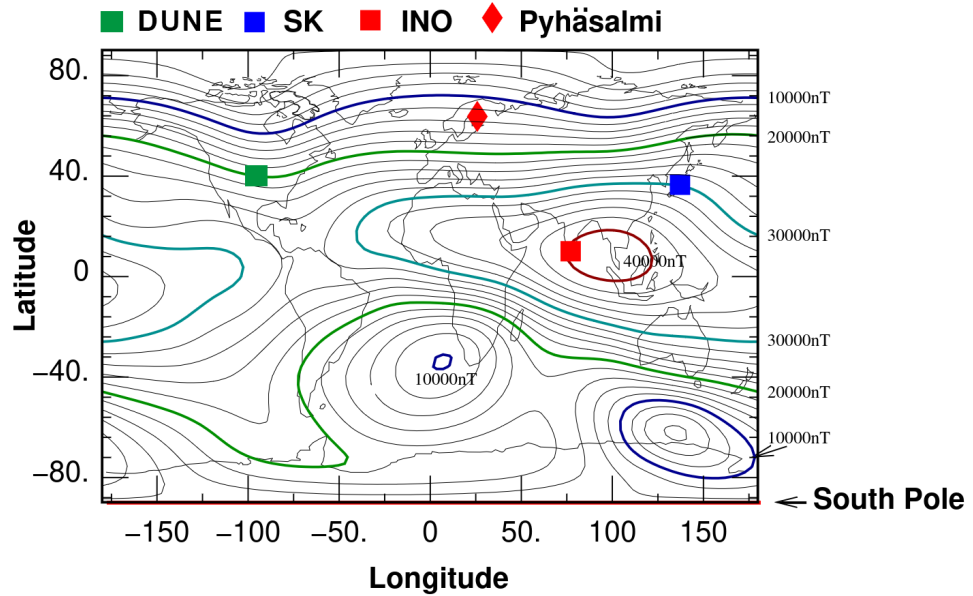


FIGURE 3.13 – Composante horizontale du champ magnétique terrestre. Plusieurs sites expérimentaux sont indiqués.

### 3.4.3 Flux selon l'angle zénithal et l'activité du Soleil

Comme vu dans la partie 3.3, le flux de neutrinos dépend de l'énergie et de la provenance. Il y a moins de neutrinos verticaux à hautes énergies, puisque davantage de muons vont atteindre la Terre avant de se désintégrer. Les neutrinos venant de l'horizon auront une distance plus longue à parcourir avant d'atteindre le sol, et ont donc plus de chance de se désintégrer avant d'atteindre le sol. La figure 3.14 montre les flux de neutrinos en fonction de  $\cos\theta$  pour différentes énergies et pour deux configurations d'activité solaire.

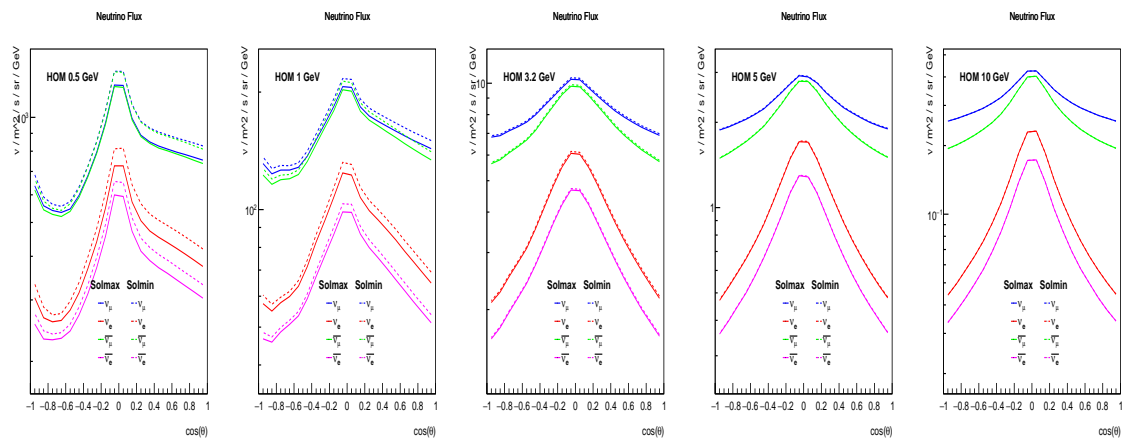


FIGURE 3.14 – Flux de neutrinos en fonction du cosinus de l'angle zénithal à différentes énergies (0,5 GeV, 1 GeV, 3,2 GeV, 5 GeV et 10 GeV) pour toutes les saveurs. Le flux correspondant à une activité solaire maximale est en trait plein et celui correspondant à une activité minimale est en pointillé.

Les deux premières figures, soit les flux pour 0,5 GeV et 1 GeV, présentent un creux pour des  $\cos\theta < -0,7$ . Ce sont des neutrinos verticaux qui viennent de l'antipode du site de DUNE. Dans cette zone là (entre la pointe sud de l'Afrique et l'Australie), la composante horizontale du champ magnétique terrestre présente des lignes de champ qui varient rapidement. Cela se voyait déjà sur la figure 3.9 : la courbe rouge présente deux creux marqués qui ne se retrouvent pas dans les courbes pour les autres sites. Les effets de la rigidité magnétique et de la courbure de la trajectoire des muons dans la région antipodale du site se répercutent sur le flux à travers cette structure.

Le deuxième élément visible sur la figure 3.14 est que, plus l'énergie augmente, plus le ratio  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$  est grand pour des neutrinos verticaux ( $\cos\theta$  proche de  $\pm 1$ ), ce qui est en adéquation avec les résultats présentés dans la partie 3.3. De plus, la différence entre le flux pour une activité solaire maximale ou minimale diminue avec l'énergie. Le flux est effectivement plus faible lors d'une activité solaire maximale, notamment à des énergies faibles, car le vent solaire agit comme une sorte de barrière contre les particules cosmiques, affectant plus les basses énergies. Les différences sur le flux selon l'activité solaire sont faibles (de l'ordre de 5%) et pour les analyses à venir, nous utiliserons le flux au minimum d'activité solaire.

### 3.4.4 Taux d'événements

Nous venons d'étudier le flux de neutrinos atmosphériques et ses spécificités mais, avant de pouvoir passer aux taux d'événements, il faut s'intéresser aux sections efficaces. Elles sont le lien entre la théorie et l'expérimentation. La théorie prédit un taux auquel un processus devrait se produire et l'expérimentation détecte un nombre d'événements qu'elle compare à ce taux. La simulation permet de passer de l'un à l'autre.

Les sections efficaces correspondent à la probabilité qu'un processus se produise et ont pour dimension une surface. Pour une interaction  $a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots n_f$ , les sections efficaces sont définies par

$$\sigma = \frac{\text{nombre d'interactions par unité de temps}}{\text{nombre de particules traversant une unité d'aire par unité de temps}} \quad (3.7)$$

Les sections efficaces font intervenir des modèles qui seront une source importante d'erreurs systématiques pour une expérience neutrino. À l'aide des détecteurs proches, DUNE va mesurer précisément les sections efficaces afin de contraindre au maximum ces erreurs.

On peut maintenant définir les taux d'événements, tel que

$$\Gamma = N_{\text{cibles}} \times \phi_\nu \times \sigma, \quad (3.8)$$

avec  $\Gamma$  le taux d'événements par unité de temps,  $N_{\text{cibles}}$  le nombre de cibles,  $\phi_\nu$  le flux de particules  $\nu$  par unité de temps et de surface et  $\sigma$  la section efficace.

Dans notre cas, la section efficace dépend du type d'interaction (QEL, RES, DIS en courant chargé ou interactions en courant neutre), et le nombre de cibles est le nombre de particules dans le détecteur, défini tel que

$$N_{\text{cibles}} = V_{\text{det}} \times \rho_{\text{Ar}} \times N_{\text{Avogadro}}/M_{\text{Ar}}, \quad (3.9)$$

avec  $V_{\text{det}}$  le volume du détecteur,  $\rho_{\text{Ar}}$  la densité de l'argon liquide,  $N_{\text{Avogadro}}$  le nombre d'Avogadro et  $M_{\text{Ar}}$  la masse molaire de l'argon. Les détecteurs ne seront pas remplis entièrement d'argon liquide et une partie du volume d'argon ne pourra pas servir de volume de détection. On définit alors un volume de détection appelé volume fiduciel. Celui-ci étant différent pour chaque détecteur, les calculs de DUNE sont faits en supposant que chaque détecteur a un volume fiduciel de 10 kt (pour un volume total de 17 kt).

La figure 3.15 montre les taux d'événements atmosphériques non oscillés en courant chargé entre 0 et 10 GeV pour toutes les saveurs pour un détecteur (10 kt d'argon liquide) en un an. Pour rappel, il est possible d'obtenir la saveur du neutrino incident pour les événements en courant chargé, qui seront le signal de DUNE. Les événements en courant neutre ne permettent pas d'obtenir la saveur du neutrino et font partie du bruit de fond.

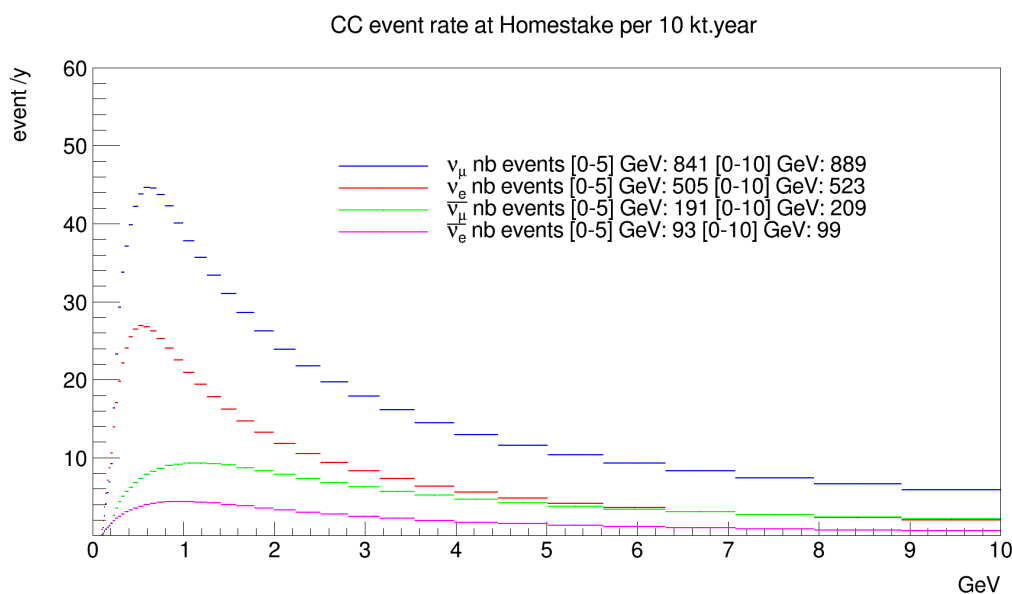


FIGURE 3.15 – Taux d'événements par courant chargé des neutrinos atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour DUNE pour un an avec un détecteur.

Pour obtenir ces taux d'événements, j'ai utilisé les sections efficaces du logiciel GENIE<sup>11</sup> en les intégrant sur toutes les interactions en courant chargé. Bien que les flux de  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  soient proches, on observe que les taux d'événements diffèrent beaucoup; cela vient du fait que les sections efficaces sont très différentes. Ces taux d'événements, bien que non oscillés, ont servi à vérifier que la suite de la simulation et de l'analyse était correcte.

11. Je reviendrai plus en détails sur GENIE dans la partie 4.1.

J'ai effectué le même calcul pour les événements en courant neutre et pour toutes les interactions (CC+NC) (voir figure 3.16) et j'ai regroupé toutes les valeurs des taux d'événements non oscillés dans le tableau 3.1.

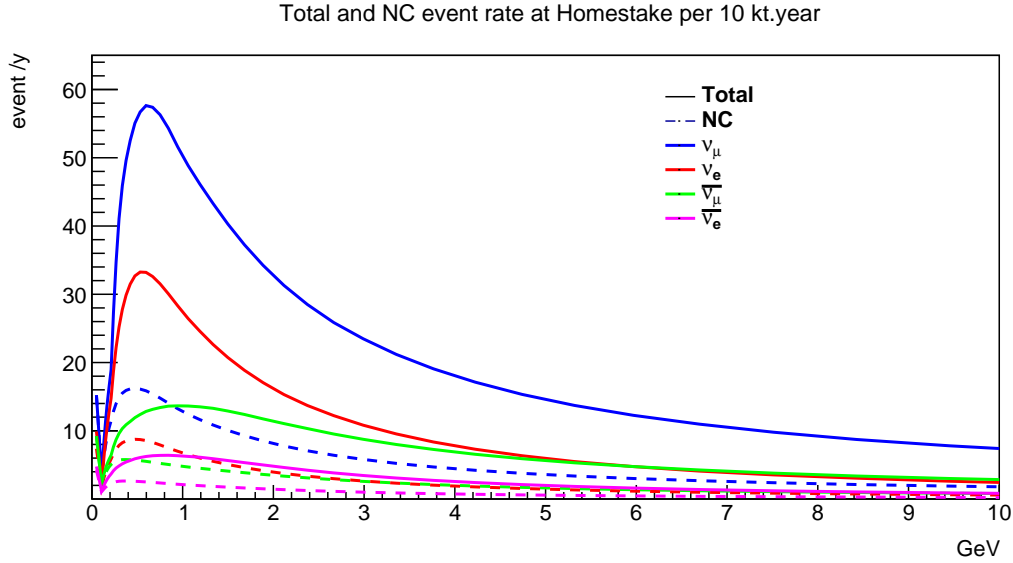


FIGURE 3.16 – Taux d'événements totaux et par courant neutre (NC) des neutrinos atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour DUNE pour un an avec un détecteur.

	CC	NC	Total
$\nu_e$	523	206	729
$\nu_\mu$	889	399	1288
$\bar{\nu}_e$	99	69	168
$\bar{\nu}_\mu$	209	160	369
Total	1720	834	2554

TABLE 3.1 – Tableau des taux d'événements atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour 10 kt.an.

Ces taux d'événements ne prennent pas en compte les erreurs systématiques sur le flux et sur les sections efficaces. Nous avons déjà évoqué leurs sources : modèle hadronique, spectres en énergie des muons, sur lesquels sont basés les calculs, modèle de la Terre ou du champ magnétique... Ces systématiques ont été estimées à une erreur d'environ 10% sur le calcul des flux de neutrinos atmosphériques par les auteurs de l'article [104].

## 3.5 Oscillations

Les neutrinos atmosphériques qui traversent la Terre peuvent osciller, sous l'effet MSW [21], et changer de saveur. Cela a pour effet de modifier les taux d'événements que nous venons de calculer. Pour le faisceau de DUNE, l'effet de matière est constant : les neutrinos parcourent les 1285 km car ils restent dans une seule couche

de la Terre. Le calcul des probabilités d'oscillation pour les neutrinos atmosphériques est plus complexe. Il faut prendre en compte les différentes densités des couches de la Terre et la trajectoire du neutrino : selon la provenance du neutrino, la particule ne traverse pas la même distance et ne voit pas la même densité de matière. Pour calculer les oscillations dans la Terre, nous avons utilisé le logiciel OscProb [112].

### 3.5.1 Modèle de la Terre

OscProb est un logiciel qui permet de calculer les probabilités d'oscillation à trois saveurs de manière exacte. Pour calculer les probabilités d'oscillation des neutrinos atmosphériques qui traversent la Terre, il faut tout d'abord étudier les couches qui la composent. Pour cela, OscProb se sert du modèle de PREM (Preliminary Reference Earth Model) [113]. Il a été établi en étudiant les ondes sismiques S et P pour obtenir un profil radial de la structure terrestre en densité en fonction du rayon de la Terre. Dans OscProb, il existe différentes précisions de ce modèle. Celui que j'ai utilisé dans ma simulation est le modèle PREM\_FAST.

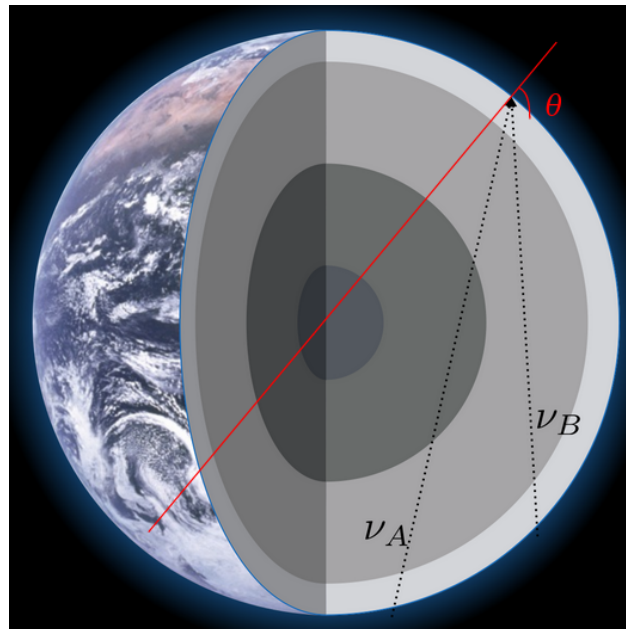


FIGURE 3.17 – Schéma de la Terre avec ses quatre couches principales. Deux neutrinos avec des trajectoires différentes et l'angle zénithal  $\theta$  y sont représentés. Le détecteur est au point d'intersection des deux neutrinos.

La figure 3.17 représente la Terre et les quatre couches principales : noyau interne, noyau externe, manteau et croûte terrestre.  $\nu_A$  et  $\nu_B$  proviennent d'endroits différents et ne traversent pas les mêmes couches sur la même distance. Ainsi, la quantité de matière et donc l'effet MSW subi par ces neutrinos diffèrent. Cette différence ne dépend que de l'angle zénithal représenté sur la figure<sup>12</sup>.

À l'aide de  $\theta$ , il est possible d'obtenir la distance parcourue dans la Terre et, en y ajoutant l'énergie du neutrino, il est possible d'obtenir le profil en L/E des oscillations. La figure 3.18 montre l'oscillogramme des probabilités d'oscillation en fonction

<sup>12</sup>. Nous considérons que toutes les couches de la Terre sont des sphères et ne varient pas en fonction de l'angle azimutal.

de  $\cos\theta$  et de  $L/E$ . La figure a été tracée pour une hiérarchie de masse normale avec les paramètres d'oscillation de NuFit [66] v5.3 avec les données atmosphériques de Super-K. Les constantes d'énergie (à 0,1, 0,2, 1, 2, 5 et 10 GeV) sont visibles sur les oscillogrammes.

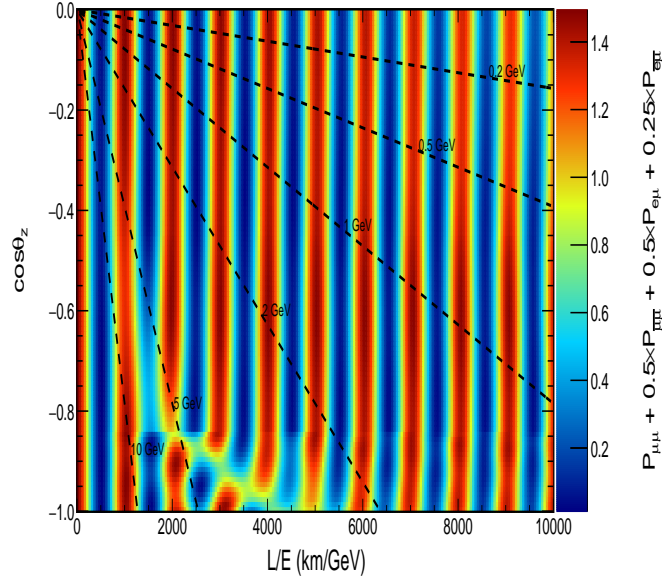


FIGURE 3.18 – Oscillogramme en fonction de  $\cos\theta$  et de  $L/E$  avec les paramètres d'oscillation de NuFit v5.3 avec les données atmosphériques de Super-K pour une hiérarchie de masse normale. Différentes valeurs d'énergie sont tracées.

Il est possible de voir que, pour des valeurs de  $L/E$  entre 2000 et 4000 et de  $\cos\theta$  entre -0.8 et -1 (les probabilités d'oscillation ne sont pas représentées pour des valeurs de  $\cos\theta$  positives car on considère que les neutrinos ne traversant pas la Terre n'oscillent pas), les probabilités d'oscillation présentent une anomalie, que l'on va chercher à étudier.

### 3.5.2 Oscillogramme

Bien que la partie précédente nous donne une vision des probabilités d'oscillation en fonction de l'angle zénithal et de  $L/E$ , cette dernière grandeur n'est pas facilement exploitable. C'est pourquoi nous allons nous intéresser à l'énergie du neutrino. Comme dans l'article [114], la figure 3.19 montre chacune des probabilités d'oscillation en fonction de  $\cos\theta$  et de l'énergie du neutrino.

Les oscillogrammes présents sur la figure montrent les probabilités d'oscillation pour les neutrinos ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  et  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ), et les antineutrinos de même saveur. Les probabilités ont été calculées à partir des paramètres d'oscillation NuFit v5.3, en prenant en compte les données atmosphériques de Super-K et une hypothèse de hiérarchie de masse normale. On peut voir que, pour les (anti)neutrinos ayant des  $\cos\theta > 0$ , les probabilités de survie (d'oscillation) sont proches de 1 (0) pour des énergies supérieures au GeV et qu'ils n'oscillent que très peu.

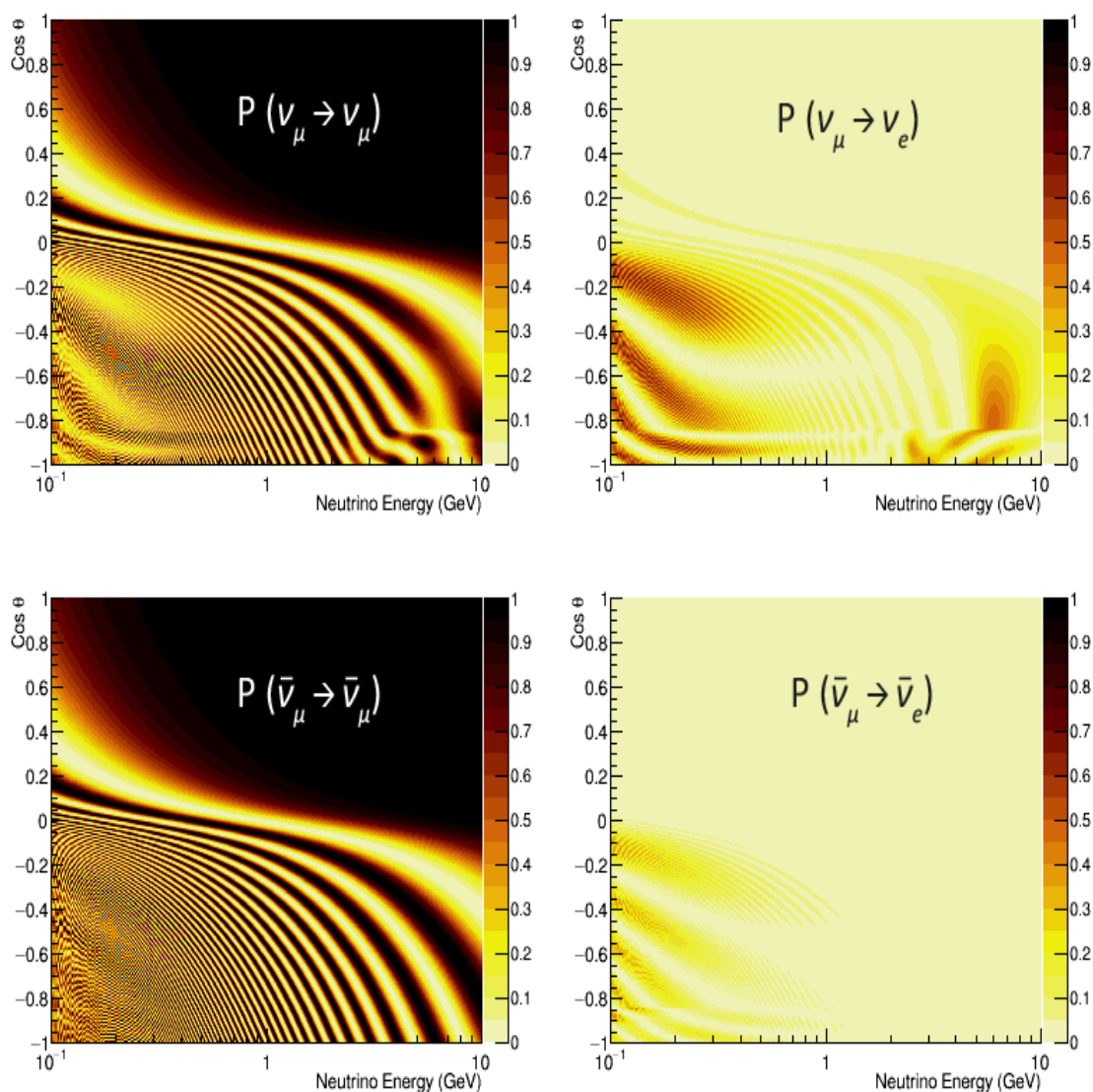


FIGURE 3.19 – Oscillogramme des probabilités d’oscillation en fonction de  $\cos \theta$  et de l’énergie du neutrino. Les figures du haut montrent les probabilités d’oscillation pour les neutrinos :  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  (gauche) et  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (droite), et celles du bas les probabilités pour les antineutrinos. Les paramètres d’oscillation utilisés sont les paramètres de NuFit v5.3 avec les données atmosphériques de Super-K pour une hiérarchie de masse normale.

Pour les neutrinos avec des  $\cos \theta < 0$ , les effets de matière sont la cause des distorsions présentes sur les oscillogrammes. La discontinuité sur les deux figures du haut pour  $\cos \theta < -0.85$  correspond aux neutrinos qui traversent le noyau externe et le manteau terrestre. Les effets résonants présents pour des neutrinos d’énergie entre 2 et 10 GeV et pour des  $\cos \theta$  entre -0.4 et -0.8 dans les probabilités d’oscillation d’un  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  correspondent aux effets de matière dans le manteau terrestre. Ces deux effets sont absents sur les figures pour les antineutrinos. Cependant, en hiérarchie de masse inverse (IO), les figures sont inversées : la distorsion et les effets résonants sont présents pour les antineutrinos mais absents pour les neutrinos. C’est pourquoi il est important de pouvoir distinguer les neutrinos des antineutrinos. L’observation

de l'apparition ou de l'absence d'un pic du nombre d'événements dans cette région d'énergie permettrait d'obtenir une mesure de la hiérarchie de masse.

### 3.5.3 Taux d'événements oscillés

Après avoir calculé les probabilités d'oscillation dans la Terre, nous pouvons maintenant obtenir les taux d'événements oscillés attendus au niveau des détecteurs de DUNE. Pour cela, il faut modifier l'éq. 3.8 en prenant en compte les probabilités d'oscillation. Pour une saveur  $\ell$  sur une cible on obtient

$$\Gamma_{\nu_\ell}(E, \theta) = \left( \sum_{i=e,\mu,\tau} \phi_{\nu_i}(E, \theta) \times P(\nu_i \rightarrow \nu_\ell)(E, \theta) \right) N_{\text{cibles}} \times \sigma_\ell(E), \quad (3.10)$$

avec :

- $\Gamma_{\nu_\ell}$  le taux d'événements pour des neutrinos de saveur  $\ell$  en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal,
- $\phi_{\nu_i}$  le flux de neutrino de saveur ( $i = e, \mu, \tau$ ) en fonction de l'énergie et de  $\theta$ ,
- $P(\nu_i \rightarrow \nu_\ell)$  la probabilité d'oscillation/de survie d'un neutrino de saveur  $i$  en neutrino de saveur  $\ell$  en fonction de  $E$  et de  $\theta$ ,
- $N_b$  le nombre de cibles
- et  $\sigma$  la section efficace du neutrino de saveur  $l$  sur la cible  $b$  en fonction de l'énergie

La figure 3.20 montre les taux d'événements entre 0,1 et 10 GeV par courant chargé attendus pour un an avec un détecteur de 10 kt (trait plein) et les compare aux taux d'événements non oscillés (en pointillé) pour la même exposition.

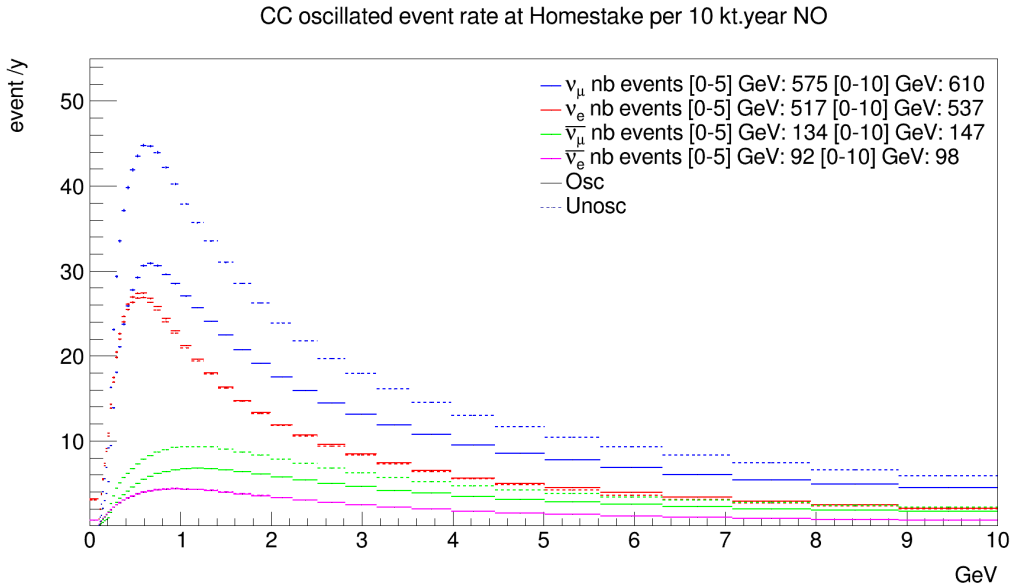


FIGURE 3.20 – Taux d'événements par courant chargé attendus pour une exposition de 10 kt.an oscillés selon les paramètres de NuFit v5.3 (trait plein) et non oscillé (pointillé) ( $\nu_\mu$  en bleu,  $\bar{\nu}_\mu$  en vert,  $\bar{\nu}_e$  en rouge et  $\bar{\nu}_e$  en mangenta).

On constate que les taux d'événements  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$  sont plus faibles que les taux non oscillés, tandis que ceux pour  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  restent similaires. Pour les courants chargés, le nombre de  $\nu_\mu$  passe de 889 à 610 tandis que le nombre de  $\nu_e$  passe de 523 à 537 et, pour les antineutrinos, les  $\bar{\nu}_\mu$  passent de 209 à 147 tandis que les  $\bar{\nu}_e$  passent de 99 à 98. On observe la même variation du nombre de neutrinos détectés par courants neutres.

J'ai rassemblé dans le tableau 3.2, les valeurs des taux d'événements oscillés que nous allons utiliser ensuite. Les valeurs obtenues ne sont valables que pour une hypothèse de paramètres d'oscillation donnée (ici NuFit v5.3 avec les neutrinos atmosphériques de SK pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse).

	CC NO	NC NO	Total NO	CC IO	NC IO	Total IO
$\nu_e$	537	220	757	527	215	742
$\nu_\mu$	610	270	880	614	272	886
$\bar{\nu}_e$	98	73	171	100	74	174
$\bar{\nu}_\mu$	147	111	258	146	110	256
Total	1392	674	2066	1387	671	2058

TABLE 3.2 – Tableau des taux d'événements atmosphériques oscillés entre 0 et 10 GeV pour 10 kt.an pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse.

Ce qui ressort immédiatement du tableau est que les deux hiérarchies de masse donnent des taux d'événements sensiblement identiques. L'erreur statistique de calcul est d'environ 1%, mais il faudra ajouter à cela des erreurs systématiques sur les flux et sur les sections efficaces ainsi que des erreurs de reconstruction et de détecteur. Ces valeurs ne permettent pas de différencier les hypothèses de hiérarchie de masse. C'est pourquoi il sera nécessaire d'augmenter la statistique.

En regardant de plus près ces valeurs, il est possible de voir qu'en hiérarchie de masse normale (NO), le nombre de  $\nu_e$  et de  $\bar{\nu}_\mu$  est plus élevé qu'en hiérarchie de masse inverse (IO). Le contraire est vrai pour les  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$ . L'hypothèse est que cette différence, bien que minime, vient de la résonance d'oscillation présentée dans la partie précédente. Le pic d'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  est présent en NO : un plus grand nombre de  $\nu_\mu$  oscille en  $\nu_e$ , d'où ce déficit de  $\nu_\mu$  et ce surplus de  $\nu_e$  présents en NO, comparés aux taux en IO. On peut observer la même tendance en comparant les antineutrinos en IO aux antineutrinos en NO.

Pour essayer de vérifier cette hypothèse, il est possible d'utiliser deux méthodes : augmenter la statistique, comme proposé précédemment, ou se focaliser seulement sur certains neutrinos, dans notre cas, les neutrinos provenant de la verticale montante. Ces neutrinos sont ceux ayant oscillé dans la Terre, et il est possible d'accentuer l'effet de ces oscillations sur les taux d'événements en les sélectionnant. Cependant, en restreignant l'angle solide, la statistique diminue. Dans la partie suivante, nous allons étudier la sensibilité des neutrinos atmosphériques à la hiérarchie de masse.

## 3.6 Neutrinos atmosphériques avant le faisceau

La figure 3.21 montre une chronologie simplifiée de DUNE. On peut y voir les tests effectués en Cold-Box pendant ma thèse et les prochaines étapes pour les prototypes HD et FD. À l'heure de l'écriture de ce manuscrit, le prototype HD est en prise de données. Le prototype VD (Module-0) sera mis sous vide en octobre 2024 pour que l'argon liquide du HD lui soit transféré. Des données avec des cosmiques pourront ensuite être prises et des tests en faisceau seront effectués au printemps 2025. En parallèle, le LPSC se prépare à commencer l'assemblage des CRP qui durera environ un an et demi, de mi 2025 jusqu'à fin 2026. Les CRP seront ensuite envoyés à SURF (Sanford Underground Research Facility) pour l'installation du VD.

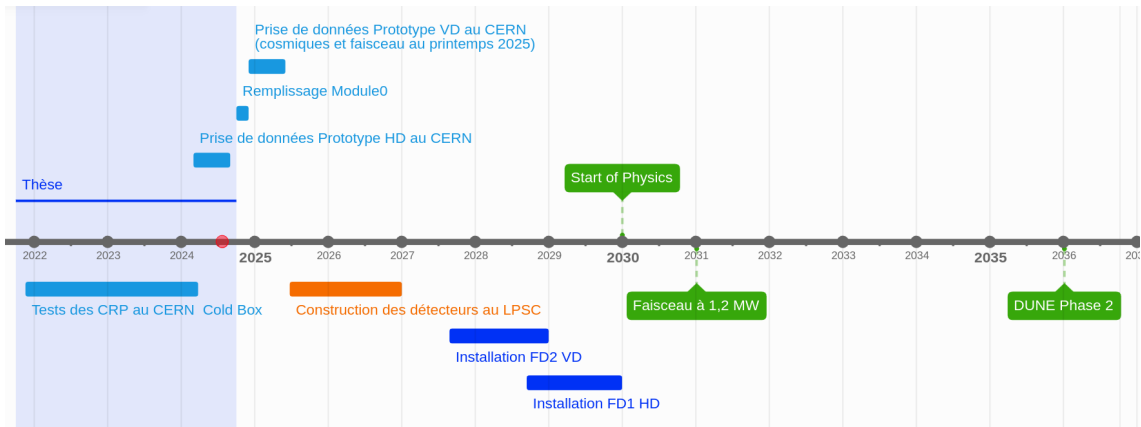


FIGURE 3.21 – Frise chronologique des étapes importantes de DUNE.

Les deux détecteurs lointains vont être installés à partir de mi 2027 jusqu'à fin 2030. Il sera possible, pendant les années sans faisceau, de prendre des données avec des cosmiques, principalement des neutrinos atmosphériques<sup>13</sup>. L'étude effectuée dans cette partie est une étude préliminaire servant à déterminer les contraintes qu'il est possible d'obtenir sur les paramètres d'oscillation avec deux détecteurs pendant deux ans à l'aide de ces données.

### 3.6.1 Étude sur la hiérarchie de masse

L'obtention de la hiérarchie de masse est primordiale pour la mesure de  $\delta_{CP}$ . En se référant à la formule approchée de l'oscillation à trois saveurs dans la matière (eq. 2.2), le terme de  $\delta_{CP}$  est corrélé à celui de  $\Delta m_{31}^2$ . Pour rappel  $\Delta m_{31}^2 > 0$  signifie une hiérarchie de masse normale et  $\Delta m_{31}^2 < 0$  une hiérarchie de masse inverse.

D'après le tableau 2.1, il sera possible d'obtenir la hiérarchie de masse à  $5\sigma$  en deux ans avec le faisceau. Il est donc intéressant de voir s'il serait possible de la mesurer avant, pendant les années sans faisceau. Pour cela nous allons étudier les taux d'événements en courant chargé. Dans ce but, une simulation Monte Carlo de dix millions d'événements uniformément répartis entre 0 et 10 GeV et entre  $-1 < \cos \theta < 1$  a été faite. Chaque événement est pondéré par le flux, la section efficace en courant chargé et l'exposition (ici deux ans et deux détecteurs), comme dans

13. Ce qui permettra aussi de calibrer les détecteurs.

l'eq. 3.8. J'ai ensuite calculé la probabilité d'oscillation pour chacun de ces neutrinos, comme présenté dans la partie précédente, pour obtenir les taux d'événements correspondants.

Je vais définir la grandeur  $\sigma$  telle que, pour chaque intervalle en énergie on a

$$\sigma = \frac{N_{IO} - N_{NO}}{\sqrt{N_{NO}}}. \quad (3.11)$$

$\sigma$  est la différence relative entre les taux d'événements pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse qui me permettra d'estimer les régions où les deux hypothèses divergent le plus en servant de test statistique.

Les neutrinos que nous allons étudier sont ceux ayant traversé la Terre avec une coupure angulaire : seuls les neutrinos avec un angle zénithal  $\cos \theta < -0.4$  sont inclus dans l'analyse. Cela permet d'étudier les neutrinos dont l'énergie et l'angle zénithal de provenance rentrent dans le "pic d'oscillation" présenté dans la figure 3.19. Ces neutrinos seront caractérisés comme venant du bas<sup>14</sup>. Les neutrinos horizontaux, avec un  $\cos \theta$  compris entre  $[-0.4, 0.4]$ , serviront à titre comparatif. Sur toutes les figures qui suivront, l'erreur statistique de calcul est représentée. L'erreur pour chaque intervalle (*bin*) en énergie correspond à la racine carrée du nombre d'événements non pondérés dans l'intervalle. En faisant un tirage de dix millions d'événements, cette erreur est très faible (de l'ordre de 1%).

Tout d'abord, à titre de comparaison, la figure 3.22 montre les taux d'événements des neutrinos horizontaux, puisque le flux est maximal dans cet intervalle en  $\cos \theta$ .

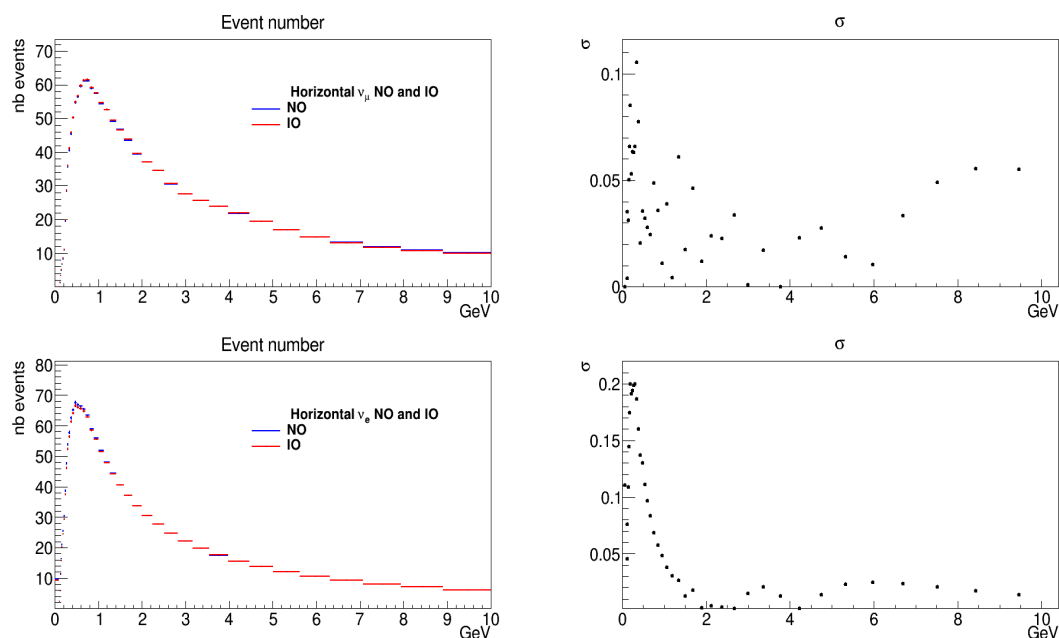


FIGURE 3.22 – Taux d'événements (gauche) pour les  $\nu_\mu$  (haut) et  $\nu_e$  (bas) avec des  $-0.4 < \cos \theta < 0.4$  et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse.

14. *Bottom* sur les figures.

Bien que la statistique soit plus élevée que pour les neutrinos venant du bas et qu'une partie des neutrinos ait oscillé dans la Terre, les différences de taux d'événements pour les neutrinos de plusieurs GeV sont trop faibles. Cela peut se voir sur les figures de droite pour les neutrinos électroniques :  $\sigma$  est de l'ordre de  $10^{-2}$  à partir de 2 GeV. La figure 3.22 sert à montrer que les différences visibles sur les figures qui vont suivre ne sont pas dues à un effet statistique de calcul, puisqu'elles seront plus grandes, et nous ne nous intéresserons plus aux neutrinos horizontaux. De plus, bien que la statistique des neutrinos dont l'énergie est inférieure au GeV soit élevée, nous ne nous y intéresserons pas puisqu'il est peu probable que la résolution de DUNE soit assez bonne à ce stade de l'expérience pour reconstruire de manière assez précise l'énergie et l'angle des neutrinos atmosphériques de basse énergie.

La figure 3.23 montre les taux d'événements pour les  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  venant du bas en fonction de l'énergie du neutrino.

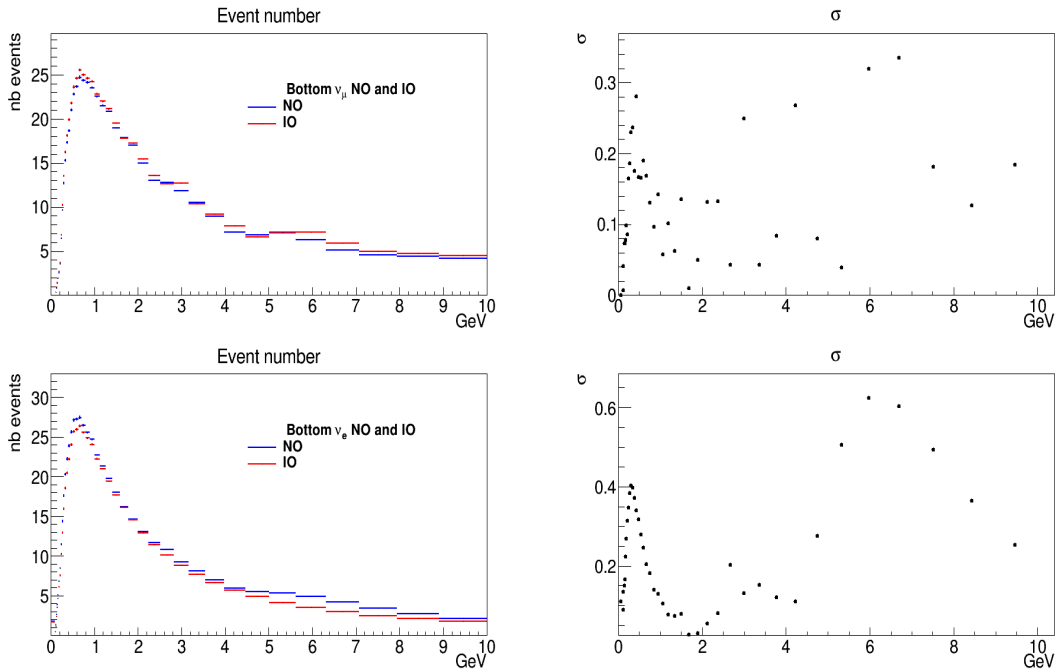


FIGURE 3.23 – Taux d'événements (gauche) pour les  $\nu_\mu$  (haut) et  $\nu_e$  (bas) avec des  $\cos \theta < -0.4$  et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse.

On peut voir, sur la figure, que, pour l'hypothèse de hiérarchie de masse normale, les taux d'événements qui viennent de la direction horizontale sont effectivement plus élevés : le pic vers 1 GeV est entre 60 et 70 alors que, pour les neutrinos du bas, il est à environ 25. De plus, il y a un déficit de  $\nu_\mu$  par rapport à l'hypothèse de hiérarchie de masse inversée pour des neutrinos d'énergie compris entre [4, 7] GeV. Pour les  $\nu_e$ , la tendance est inversée : il y a un petit surplus de neutrinos pour l'hypothèse NO par rapport à l'hypothèse IO dans le même intervalle d'énergie. Ces différences se trouvent bien dans la zone où se situe le pic d'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  et, si observées, pourraient permettre de confirmer ou d'infirmer une hypothèse ou l'autre. Ces différences de taux d'événements se confirment en observant les  $\sigma$  pour les deux saveurs : entre 4 et 7 GeV, le  $\sigma$  augmente pour les deux saveurs, ce qui signifie une

plus grande différence relative entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse avec un pic à 0,35 pour les  $\nu_\mu$  et à 0,6 pour les  $\nu_e$  vers 7 GeV.

Ces différences, bien que visibles, ne sont que d'un ou de deux neutrinos par intervalle en énergie. Elles ne seront clairement pas suffisantes si on rajoute toutes les erreurs (statistiques, systématiques et de reconstruction). Il faudrait aussi que ces neutrinos soient contenus entièrement dans le détecteur pour pouvoir obtenir leur énergie<sup>15</sup>, ce qui n'est pas non plus pris en compte lors de cette étude.

J'ai effectué la même simulation pour les antineutrinos (voir figure 3.24). À première vue, les différences entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse sont plus grandes que pour les neutrinos. Cependant, la statistique est bien plus faible avec un pic à six neutrinos vers 1 GeV. L'écart absolu est d'à peine un neutrino par intervalle d'énergie entre les deux hypothèses pour les  $\bar{\nu}_e$ , ce qui est similaire aux différences pour les  $\nu_e$ . L'écart relatif est, lui aussi, similaire aux  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$ , avec un maximum vers 6 GeV de 0,3 pour les  $\bar{\nu}_\mu$  et de 0,9 pour les  $\bar{\nu}_e$ .

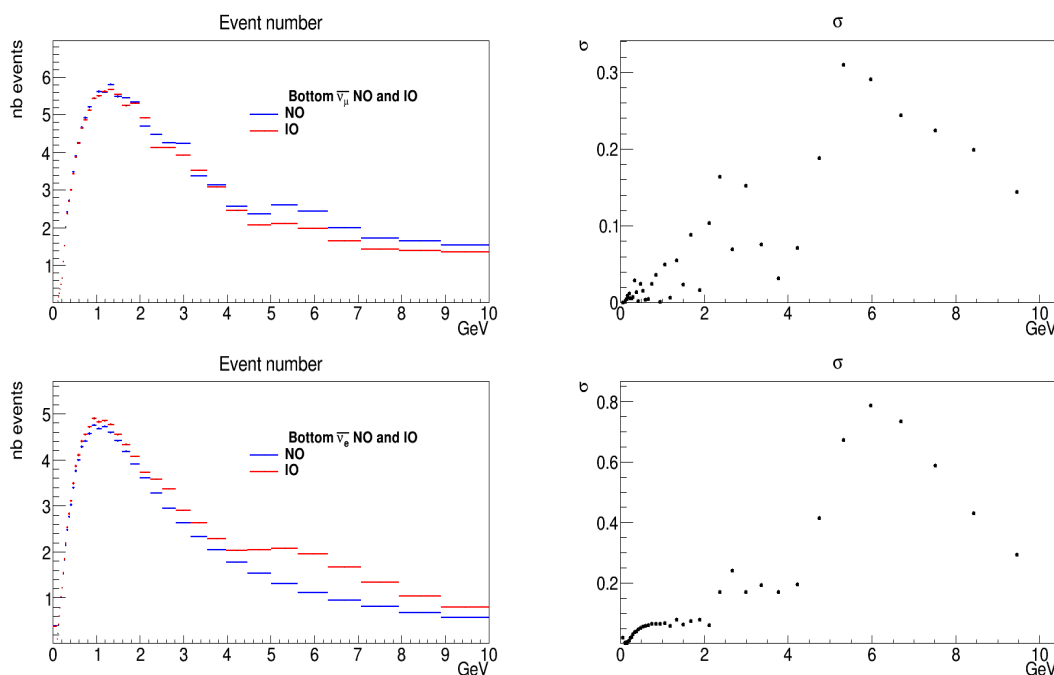


FIGURE 3.24 – Taux d'événements (gauche) pour les  $\bar{\nu}_\mu$  (haut) et  $\bar{\nu}_e$  (bas) avec des  $\cos\theta < -0.4$  et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse.

Cependant, pour l'instant, nous avons considéré que les détecteurs de DUNE permettront de distinguer entre neutrinos et antineutrinos. Pour cela, il faudrait pouvoir identifier précisément les leptons issus des interactions ainsi que les particules du système hadronique (pions, kaons) pour les interactions plus complexes (RES et DIS). Lors de mon stage de M2, j'ai étudié les particules primaires issues de ces interactions, qui font intervenir beaucoup plus de particules<sup>16</sup>, comme des pions ou des kaons, que des interactions QEL. Il sera donc plus difficile de pouvoir

15. J'en parlerai plus en détail dans la partie 4.1.2.

16. De plusieurs ordres de grandeur

différencier une particule des autres et de la reconstruire. Par exemple, il faudrait arriver à séparer des pions de haute énergie des muons, provenant d’(anti)neutrinos muoniques. Ces reconstructions seront encore plus difficiles pour la région d’énergie que nous étudions. Nous ne pouvons donc pas considérer, pour l’instant, que DUNE sera capable de différencier entre neutrinos et antineutrinos.

Nous allons donc sommer les taux d’événements pour les neutrinos et antineutrinos d’une même saveur. Comme dit précédemment, le pic d’oscillation, présent pour les neutrinos dans l’hypothèse NO, est aussi présent chez les antineutrinos dans l’hypothèse IO. Cela revient donc à avoir un pic/déficit d’événements dans tous les cas (voir figure 3.25).

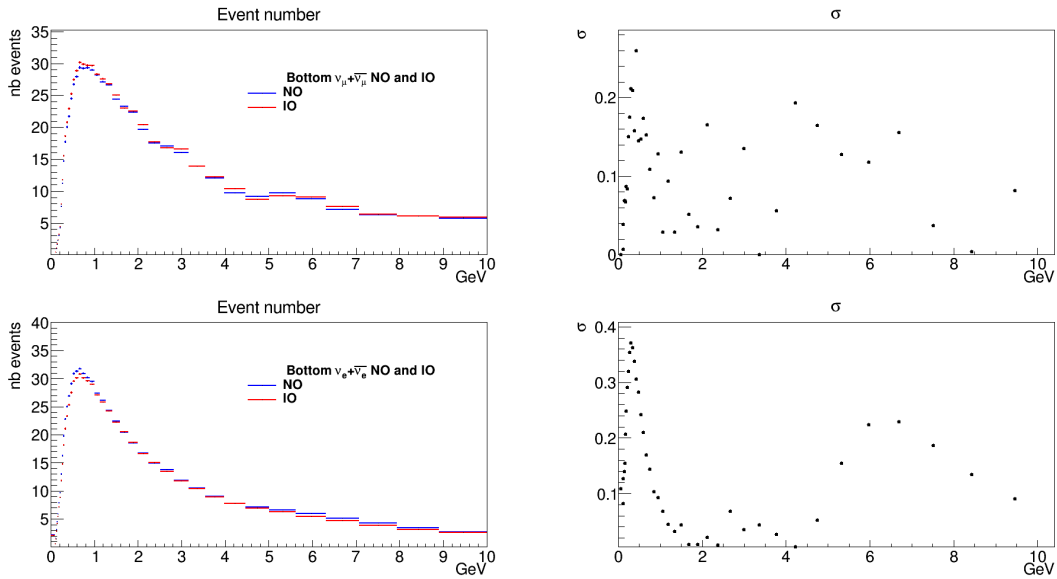


FIGURE 3.25 – Taux d’événements (gauche) pour les  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  (haut) et  $\nu_e + \bar{\nu}_e$  (bas) avec des  $\cos\theta < -0.4$  et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse.

Cette figure présente les taux d’événements pour les  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  (haut gauche) et pour les  $\nu_e + \bar{\nu}_e$  (bas gauche). Comme le pic d’oscillation est présent dans les deux hypothèses, on peut observer une diminution des écarts des taux d’événements par rapport aux figures précédentes. Cela se répercute aussi sur les valeurs de  $\sigma$  avec un maximum à 0,2 pour les  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  et à 0,25 pour les  $\nu_e + \bar{\nu}_e$  pour des neutrinos de 6 GeV contre 0,3 et 0,6 pour  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  respectivement, ce qui baisse donc la sensibilité à la hiérarchie de masse. Arriver à distinguer les neutrinos des antineutrinos sera donc primordial pour obtenir une sensibilité maximale pour la mesure des paramètres d’oscillation pour toutes les sources de neutrinos qui seront détectés dans DUNE.

### 3.6.2 Mesure de la hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ et de $\theta_{23}$

Lors de l’analyse précédente, nous avons utilisé les intervalles en énergie donnés par les flux de neutrinos atmosphériques de HONDA [104] : il y quarante intervalles espacés de manière logarithmique, qui vont de 0,1 GeV à 10 GeV. Pour savoir si ces intervalles sont les plus judicieux, nous avons intégré les taux d’événements sur

l'énergie en faisant varier les bornes de l'intégrale et calculé le  $\sigma$  de l'intégrale. Le résultat est montré sur la figure 3.26.

Les différences relatives des taux d'événements pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse sont calculées en fonction de la borne inférieure (en abscisse) et de la borne supérieure (ordonnée) en énergie pour les (anti)neutrinos muoniques et électroniques et leur somme. On peut immédiatement voir que cela permet d'augmenter les différences relatives pour les saveurs uniques : par exemple, en intégrant les taux d'événements pour les  $\nu_\mu$  de 6 à 10 GeV, la différence relative est de 1 contre 0,35 au maximum sur la figure 3.23. De plus, en observant la somme des neutrinos et antineutrinos d'une même saveur leptonique, il est possible de confirmer la tendance précédente qui indique que la sensibilité à la hiérarchie de masse baisse.

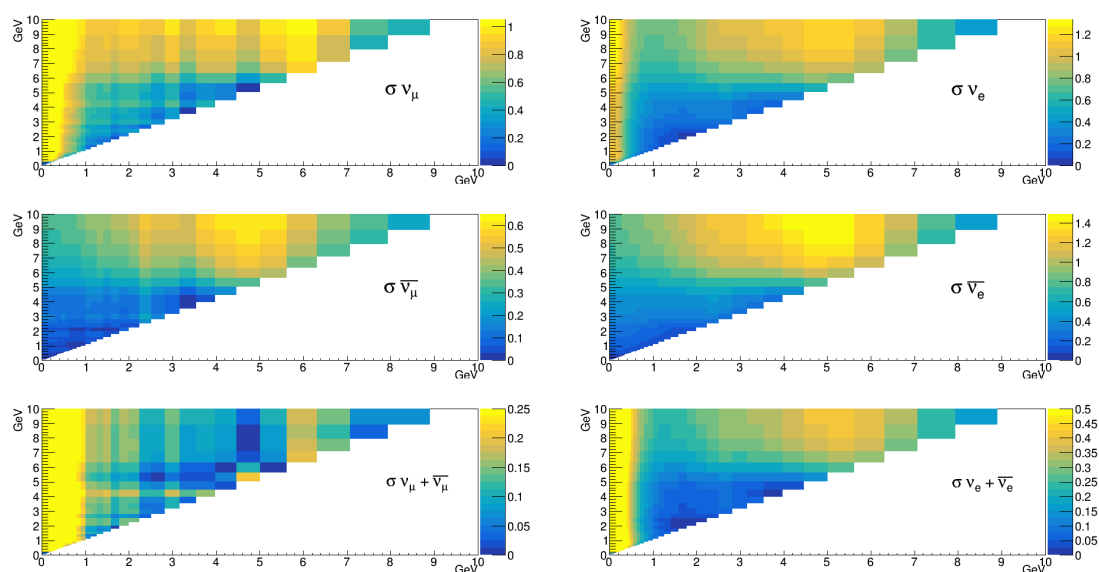


FIGURE 3.26 – Différences relatives des taux d'événements pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de la borne inférieure (en abscisse) et de la borne supérieure (ordonnée) en énergie pour les  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$  et les sommes  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  et  $\nu_e + \bar{\nu}_e$ .

Pour les analyses suivantes, nous nous placerons dans les intervalles les plus sensibles pour chaque saveur, que j'ai rassemblés dans le tableau 3.3 :

	Intervalle en énergie
$\nu_\mu, \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	6-10 GeV
$\nu_e, \nu_e + \bar{\nu}_e$	5,3-10 GeV
$\bar{\nu}_\mu$	4,8-10 GeV
$\bar{\nu}_e$	4,8-10 GeV

TABLE 3.3 – Tableau des intervalles en énergie pour un  $\sigma$  maximal.

### 3.6.3 Hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$

D'après l'éq. 2.2, qui donne une formule approchée de  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ , il existe une dégénérescence due à hiérarchie de masse- $\delta_{CP}$  [115] dans la mesure des oscillations. Par exemple, les oscillations de  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  dues à la hiérarchie de masse normale pourraient être expliquées par des valeurs de  $\delta_{CP}$  en hiérarchie de masse inverse et vice-versa. C'est pourquoi nous allons étudier l'influence de  $\delta_{CP}$  sur la mesure de la hiérarchie de masse.

Les neutrinos atmosphériques permettront surtout d'explorer les paramètres  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{23}^2$ , mais aussi  $\delta_{CP}$  [97]. Ce dernier paramètre est celui qui contient l'information sur la violation de la symétrie CP et il est aussi le moins précisément mesuré. Dans la partie précédente, pour le calcul des taux d'événements, j'ai pris la valeur du meilleur ajustement (*best fit*) de NuFit v5.3 [66], en prenant les données atmosphériques de SuperK pour chaque hypothèse de hiérarchie de masse, soit  $232^\circ$  en NO et  $273^\circ$  en IO. Si on regarde les valeurs à  $3\sigma$  données par NuFit, on obtient que  $\delta_{CP}$  varie entre  $139^\circ$  et  $350^\circ$  en NO et entre  $195^\circ$  et  $342^\circ$  en IO, ce qui montre clairement que la valeur de  $\delta_{CP}$  n'est, pour l'instant, pas du tout contrainte.

Nous avons donc fait le choix d'étudier  $\delta_{CP}$  sur  $2\pi$ . Nous avons fait varier  $\delta_{CP}$  par intervalle de  $18^\circ$  et recalculé les taux d'événements pour chaque valeur de  $\delta_{CP}$ . J'ai ensuite intégré les événements sur les intervalles présentés dans le tableau 3.3. La figure 3.27 montre le résultat en fonction de  $\delta_{CP}$  pour toutes les saveurs étudiées<sup>17</sup>.

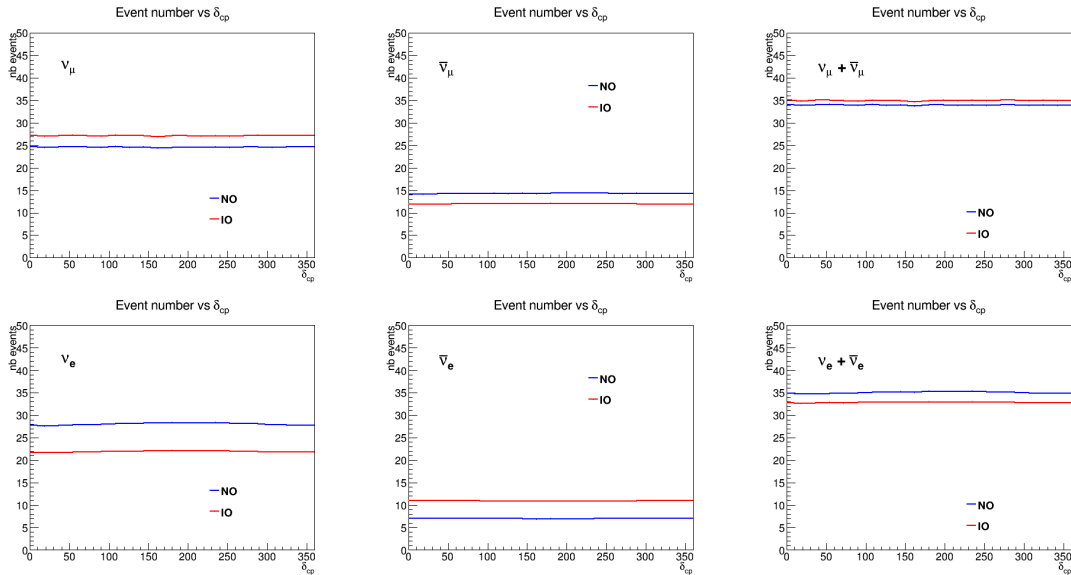


FIGURE 3.27 – Taux d'événements intégrés en fonction de  $\delta_{CP}$  pour les saveurs étudiées (et leur somme) pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs.

On voit que la valeur des taux d'événements ne varie pas en fonction de  $\delta_{CP}$ . Pour confirmer cela, j'ai calculé les différences relatives entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de  $\delta_{CP}$  et elles restent constantes pour toute valeur de  $\delta_{CP}$ , comme dans la figure 3.28. Elle montre la différence relative  $((N_{NO} -$

17. Les saveurs étudiées sont les  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  et leurs antiparticules correspondantes ( $\bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$ ).

$N_{IO}/\sqrt{N_{NO}}$ ) de taux d'événements entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de  $\delta_{CP}$  pour les saveurs (et leur somme) étudiées. Comme précédemment, il est aussi possible de voir, sur cette figure, que les différences relatives pour les sommes neutrinos/antineutrinos sont plus faibles que pour les (anti)neutrinos seuls, ce qui réaffirme la nécessité de pouvoir les différencier. La différence absolue, elle, est inférieure à une dizaine de neutrinos, malgré l'intégration en énergie. Elle est même d'à peine un événement  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  en deux ans avec deux détecteurs.

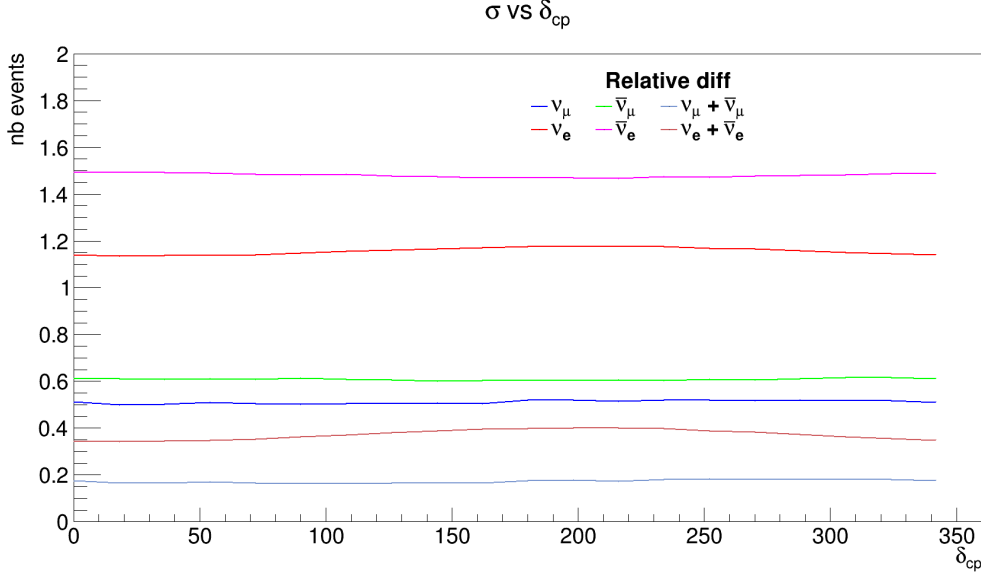


FIGURE 3.28 – Différence relative des taux d'événements intégrés en fonction de  $\delta_{CP}$  entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs.

Cela s'explique par le fait que, pour les neutrinos de plusieurs GeV, l'effet de matière dans la Terre est trop important et la mesure de la hiérarchie de masse n'est pas sensible à  $\delta_{CP}$ . C'est-à-dire qu'il est possible de mesurer la hiérarchie de masse à l'aide de ces neutrinos indépendamment de la valeur de  $\delta_{CP}$ .

### 3.6.4 Hiérarchie de masse en fonction de $\theta_{23}$

L'obtention de l'octant de  $\theta_{23}$  est l'un des objectifs de DUNE. Avec la hiérarchie de masse et la valeur de  $\delta_{CP}$ , c'est l'un des trois paramètres qu'il reste à mesurer<sup>18</sup>. Des expériences de neutrinos atmosphériques et de faisceau ont montré que la valeur de  $\theta_{23}$  est proche de  $45^\circ$  (voir parties 1.2.3 et 1.2.4). Cependant, en plus de la dégénérescence hiérarchie- $\delta_{CP}$ , il existe une dégénérescence de l'octant de  $\theta_{23}$ , donnée par la probabilité de survie des neutrinos muoniques

$$P_{\mu\mu} = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau). \quad (3.12)$$

Une approximation au premier ordre donne

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)(\theta_{23}) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)(\pi/2 - \theta_{23}), \quad (3.13)$$

18. Les autres paramètres ont déjà été mesurés, DUNE cherchera à améliorer la précision de ces mesures.

ce qui nous donne deux solutions dégénérées pour expliquer les oscillations observées dans ces expériences : une dans l'octant inférieur ( $< 45^\circ$ ) et une autre dans l'octant supérieur ( $> 45^\circ$ ). La levée de la dégénérescence est essentielle pour l'étude des paramètres d'oscillation des neutrinos [116].

En plus de cette dégénérescence intrinsèque, il existait aussi une dégénérescence entre  $\delta_{CP}$  et  $\theta_{13}$  [117], ce qui donnait une octuple dégénérescence [118]. Depuis la mesure précise de  $\theta_{13}$ , il reste toujours la quadruple dégénérescence  $\theta_{23}$ -hiérarchie- $\delta_{CP}$  [119] [120] : les oscillations dues à une valeur de  $\theta_{23}$  particulière pourraient être justifiées en modifiant les valeurs de  $\Delta m_{31}^2$  et  $\delta_{CP}$  pour un  $\theta_{23}$  différent. C'est pourquoi la mesure précise de  $\theta_{23}$ , et donc de l'octant, est indispensable pour obtenir la hiérarchie de masse et  $\delta_{CP}$  précisément. De plus, certains modèles [121] donnent aussi une relation directe entre hiérarchie de masse et octant de  $\theta_{23}$ . À noter que la mesure de  $\theta_{23}$  dépendra notamment des interactions non standards [122], de l'unitarité ou non de la matrice PMNS [123] et de l'existence ou non d'un neutrino stérile léger [124].

Comme pour  $\delta_{CP}$  dans la partie précédente, nous allons donc étudier l'influence de  $\theta_{23}$  sur la mesure de la hiérarchie de masse. Les paramètres d'oscillation de NuFit v5.3, incluant les données atmosphériques de Super-K, nous donnent  $\theta_{23}$  dans l'intervalle  $[39.9, 51.1(51.4)]^\circ$  en NO (IO) à  $3\sigma$ . J'ai donc recalculé les taux d'événements, que j'ai intégrés, en faisant varier  $\theta_{23}$  par pas de  $0.65^\circ$  entre  $39^\circ$  et  $52^\circ$ . La figure 3.29 montre les résultats de cette simulation.

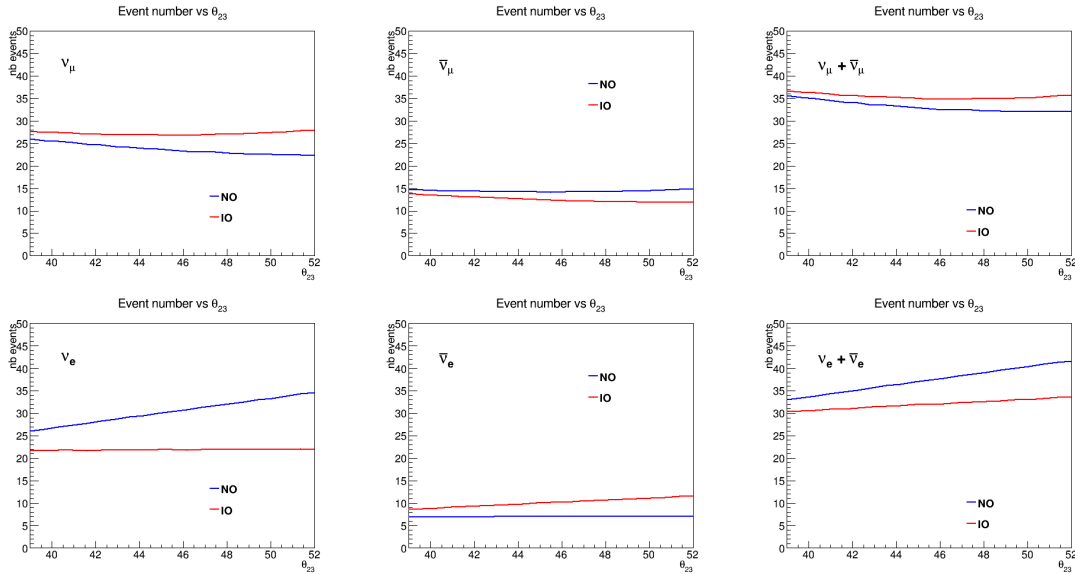


FIGURE 3.29 – Taux d'événements intégrés en fonction de  $\theta_{23}$  pour les saveurs étudiées (et leur somme) pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs.

Nous pouvons en déduire qu'en hiérarchie de masse normale, le nombre de  $\nu_\mu$  diminue et le nombre de  $\nu_e$  augmente quand  $\theta_{23}$  augmente, ce qui signifie que les probabilités d'oscillation augmentent avec  $\theta_{23}$ . Par contre, le nombre de  $\bar{\nu}_\mu$  et de  $\bar{\nu}_e$  reste constant.

De même, en hiérarchie de masse inverse, le nombre de  $\bar{\nu}_\mu$  diminue et le nombre de  $\bar{\nu}_e$  augmente avec  $\theta_{23}$  tandis que  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  restent constants. La différence absolue reste de l'ordre de quelques neutrinos (jusqu'à presque 15 en  $\nu_e$  pour  $\theta_{23} = 52^\circ$ ).

La tendance montre donc que la différence de taux d'événements entre les deux hypothèses augmente avec  $\theta_{23}$ , ce qui est confirmé par la figure 3.30. Cette dernière montre la différence relative de taux d'événements entre les hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de  $\theta_{23}$  pour les saveurs étudiées. De même que pour  $\delta_{CP}$ , la différence relative pour la somme neutrino/antineutrino d'une saveur leptonique est plus faible que celle pour les (anti)neutrinos seuls.

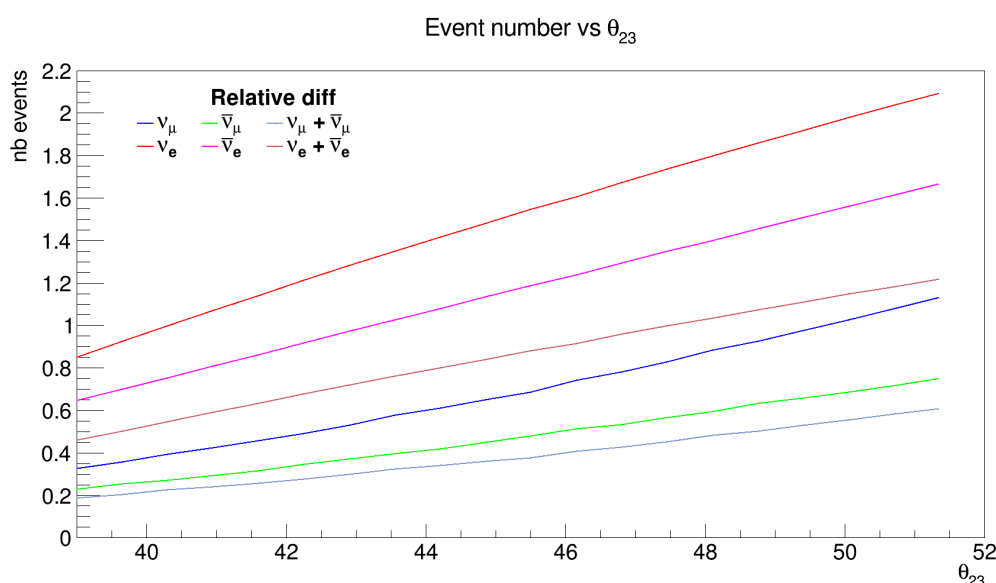


FIGURE 3.30 – Différence relative des taux d'événements intégrés en fonction de  $\theta_{23}$  pour les saveurs étudiées (et leur somme) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs.

Il existe donc une dépendance entre  $\theta_{23}$  et la hiérarchie de masse : plus la valeur de  $\theta_{23}$  est grande, plus DUNE sera sensible à la hiérarchie de masse dans cette région en énergie. À noter que, pour des  $\theta_{23} < 42^\circ$ , la différence d'événements pour les  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  est d'à peine un neutrino sur deux ans avec deux détecteurs sans considérer d'erreurs systématiques. En les rajoutant, l'effet de dégénérescence  $\theta_{23}$ -hiérarchie ne peut pas être négligé, ce qui voudrait dire qu'il serait impossible d'obtenir la hiérarchie de masse si en ne regardait que les événements muoniques et sans mesurer la valeur de  $\theta_{23}$ .

### 3.6.5 Conclusion

Les résultats que nous venons de détailler ont été obtenus en se plaçant dans un cadre idéal, en ayant intégré sur l'énergie et sur  $\cos \theta$  (en prenant les événements avec  $\cos \theta < -0,4$ ), ce qui permet de s'affranchir des imprécisions de reconstruction. De plus, nous n'avons pas pris en compte les erreurs systématiques, qui baisseraient de manière significative la sensibilité<sup>19</sup> obtenue. Malgré cela, il est clair qu'en seulement

19. Correspondant à  $\sigma$  sur les figures.

deux ans avec deux détecteurs, la statistique ne sera pas suffisante pour obtenir avec DUNE une mesure de la hiérarchie de masse à l'aide des neutrinos atmosphériques. Les différences de taux d'événements sont de l'ordre de quelques neutrinos dans l'hypothèse selon laquelle il serait possible de différencier les neutrinos des antineutrinos. Cette différence est encore plus faible, de l'ordre d'un seul neutrino, si on prend la somme des événements  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  d'une saveur leptonique. Ces différences pourront être entièrement comprises dans l'erreur statistique du nombre de neutrinos détectés, ce qui rend peu probable la mesure de la hiérarchie de masse. Nous avons montré, néanmoins, qu'il sera possible d'obtenir la hiérarchie de masse indépendamment de la valeur de  $\delta_{CP}$  mais qu'elle dépendra de la valeur de  $\theta_{23}$ .

Cette analyse a également permis de montrer l'importance de différencier neutrinos et antineutrinos. Nous avons vu les interactions en courant chargé dans la partie 2.2.1. À l'issue de ces trois types d'interactions (QEL, RES, DIS), nous avons un (anti)lepton et un système hadronique. Sans champ magnétique dans les détecteurs, il sera difficile de différencier les leptons des antileptons, qui permettent de revenir à la saveur du neutrino. Il faudrait donc arriver à différencier les protons des neutrons mais il est difficile de connaître les interactions des particules primaires issues du vertex d'interaction neutrino-argon. Ces interactions, appelées interactions dans l'état final, sont à l'origine notamment de pions ( $\pi^+/\pi^-$ ) dont l'étude permettrait potentiellement de remonter à la charge hadronique : 1 dans le cas d'un proton primaire (et donc d'un neutrino initial) ou 0 dans le cas d'un neutron primaire (et donc d'un antineutrino initial). Cette étude servirait aussi pour les neutrinos de faisceau et pourrait être réalisée à l'aide de simulations et de données (du Module-0 en 2024-2025 par exemple). Une composante importante dans cette étude est la réduction du bruit de fond, qui permettrait d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit et de détecter précisément toutes les particules chargées dans l'état final<sup>20</sup>.

\* \* \*

---

20. Se référer à l'étude du bruit cohérent dans la partie 2.4.4.

# Chapitre 4

## Étude des paramètres d'oscillation dans DUNE

### Contents

---

<b>4.1</b>	<b>Les outils de la simulation . . . . .</b>	<b>119</b>
4.1.1	GENIE . . . . .	120
4.1.2	GEANT4 . . . . .	120
4.1.3	Énergie déposée . . . . .	122
<b>4.2</b>	<b>MaCh3 . . . . .</b>	<b>127</b>
4.2.1	Vraisemblance . . . . .	127
4.2.2	Chaînes de Markov . . . . .	129
4.2.3	Algorithme Metropolis-Hastings . . . . .	130
4.2.4	Application à l'oscillation des neutrinos . . . . .	132
<b>4.3</b>	<b>Simulation des neutrinos atmosphériques . . . . .</b>	<b>133</b>
<b>4.4</b>	<b>Analyse statistique . . . . .</b>	<b>137</b>
4.4.1	Influence du nombre de pas et de la statistique de la simulation Monte-Carlo . . . . .	138
4.4.2	Retour pour une exposition de 40 kt.an . . . . .	140
4.4.3	Analyse pour une exposition de 400 kt.an . . . . .	144
4.4.4	Influence de la différenciation $\nu/\bar{\nu}$ . . . . .	146
4.4.5	Étude de la sensibilité . . . . .	148
4.4.6	Approches préliminaires sur les erreurs systématiques . . . . .	151
4.4.7	Conclusion . . . . .	153

---

Bien que nous ayons montré qu'il sera compliqué d'obtenir la hiérarchie de masse pendant les années avant le faisceau, les neutrinos atmosphériques restent, toutefois, très intéressants (voir partie 3.1). Nous allons considérer toute la durée de l'expérience pour les analyses suivantes. Par simplicité, nous considérerons que cela correspond à dix ans avec quatre détecteurs, soit une exposition de 400 kt.an. Je présenterai, tout d'abord, les outils utilisés pour effectuer les simulations et les analyses, puis les résultats obtenus à l'aide du développement de ces outils.

## 4.1 Les outils de la simulation

Les simulations de DUNE passent par plusieurs étapes. Tout d'abord, le logiciel GENIE génère des événements neutrinos puis le logiciel GEANT4 simule ces événements dans un détecteur. La collaboration utilise, ensuite, le logiciel Pandora [125] pour faire passer les événements à travers deux étapes de reconstruction qui fournissent toutes les informations (saveur, énergie, angle...) et introduisent les erreurs de reconstruction et les efficacités des détecteurs. Toutes ces étapes de simulations sont faites à l'aide du logiciel LArsoft (*Liquid Argon Software*) développé et utilisé par toutes les expériences de LArTPC. L'analyse des données simulées est faite par le logiciel MaCh3 (*Markov Chain 3*). Celui-ci analyse, avec une approche bayésienne, les données reconstruites en se basant sur des chaînes de Markov Monte Carlo [126], dont nous reparlerons dans la suite. La figure 4.1 montre les étapes de simulations et d'analyses que je viens de présenter.

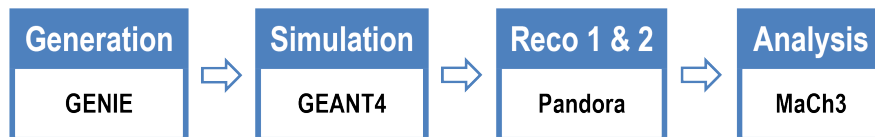


FIGURE 4.1 – Schéma des étapes de génération, simulation, reconstruction et d'analyse de DUNE.

Le logiciel GENIE donne les particules finales issues des interactions neutrino-noyau ainsi que leur énergie et leur impulsion. Le logiciel GEANT4 simule ces particules dans un détecteur qui a été modélisé et fournit l'énergie déposée par chaque particule pendant sa trajectoire au sein du détecteur. La première étape de reconstruction traduit l'énergie déposée en nombre d'électrons d'ionisation, ce qui nous donne les signaux mesurés par les détecteurs. La seconde étape fournit toutes les informations relatives à ces particules à partir de ces signaux. Dans cette thèse, nous nous arrêterons à l'étape de simulation pour effectuer nos analyses. Cela permet de s'affranchir des erreurs systématiques et de reconstruction. Enfin, MaCh3 se sert de ces informations pour obtenir les valeurs des paramètres d'oscillation.

### 4.1.1 GENIE

GENIE, *Generates Events for Neutrino Interaction Experiments* [76], est un générateur Monte Carlo orienté objet en C++. Le but du générateur est d'être assez général pour couvrir des énergies allant du MeV au PeV, toutes les saveurs de neutrinos et toutes les cibles possibles. Pour notre étude, nous avons utilisé la version v3.04 de GENIE, avec laquelle nous avons généré au total 41 millions d'événements ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ ) en suivant le ratio donné par le flux non oscillé que nous avons vu précédemment (voir partie 3.4.3). Nous avons généré ces événements entre 0,1 et 10 GeV. Dans cet intervalle en énergie, les interactions en courant chargé sont les interactions que nous avons vu dans la partie 2.2.1, soit QEL, RES et DIS.

Pour une saveur donnée, GENIE effectue un tirage aléatoire sur l'énergie en suivant la distribution d'un flux en fonction de l'énergie. Il calcule, à partir des sections efficaces, la probabilité qu'un neutrino ait interagi. GENIE compare ensuite cette probabilité à un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1 pour déterminer s'il conserve ou non cet événement. Pour notre cas, nous avons utilisé des sections efficaces pré-compilées de GENIE, nommées G1802a00000-k250-e1000, en prenant comme cible des noyaux d'argon 40. Pour calculer ces sections efficaces, GENIE utilise les modèles de Llewellyn-Smith (CCQEL) [81], de Berger-Sehgal (CC et NC RES) [84] et Bodek-Yang (CC et NC DIS) [85]. D'autres modèles sont utilisés, tels que le modèle nucléaire de Bodek-Ritchie [127] pour modéliser les noyaux ou encore le modèle d'Ahrens [128] pour les diffusions élastiques en courant neutre. GENIE génère des neutrinos jusqu'à atteindre le nombre d'événements demandé. Le flux utilisé suit une fonction exponentielle décroissante par laquelle il est possible d'approximer le flux de neutrinos atmosphériques.

Nous avons simulé 21 millions d'événements  $\nu_\mu$ , 12 millions de  $\nu_e$ , 5 millions de  $\bar{\nu}_\mu$  et 3 millions de  $\bar{\nu}_e$ . Pour chacun de ces événements, GENIE nous donne les particules, le type d'interaction ainsi que l'énergie, l'impulsion impliquées dans l'événement, soient les particules incidentes, primaires et finales. Les particules incidentes et primaires correspondent aux particules impliquées dans le vertex d'interaction du neutrino, c'est-à-dire le neutrino et le nucléon/quark initiaux, le lepton et le système hadronique. Les particules finales sont toutes les particules issues des particules primaires qui se sont désintégrées ou qui ont interagi avec les nucléons des noyaux d'argon. Ce sont elles que nous allons simuler dans un détecteur.

### 4.1.2 GEANT4

GEANT4, *GEometry ANd Tracking* [129], est un outil permettant de simuler le passage de particules dans la matière. Nous avons simulé un détecteur LArTPC de  $60 \times 12 \times 12 \text{ m}^3$ , soit 12 kt d'argon liquide au sein duquel nous allons propager les particules finales de GENIE. Les particules déposent de l'énergie au sein du détecteur en se propageant. Dans la réalité, les particules chargées ionisent l'argon et créent des électrons d'ionisation qui seront collectés par les CRP. Avec GEANT4, nous obtenons seulement l'énergie déposée et les trajectoires de toutes les particules, qu'elles soient chargées ou neutres. Cela correspondrait à un cas idéal où il n'y aucune perte d'électrons d'ionisation et où on arrive à reconstruire parfaitement tous les événements.

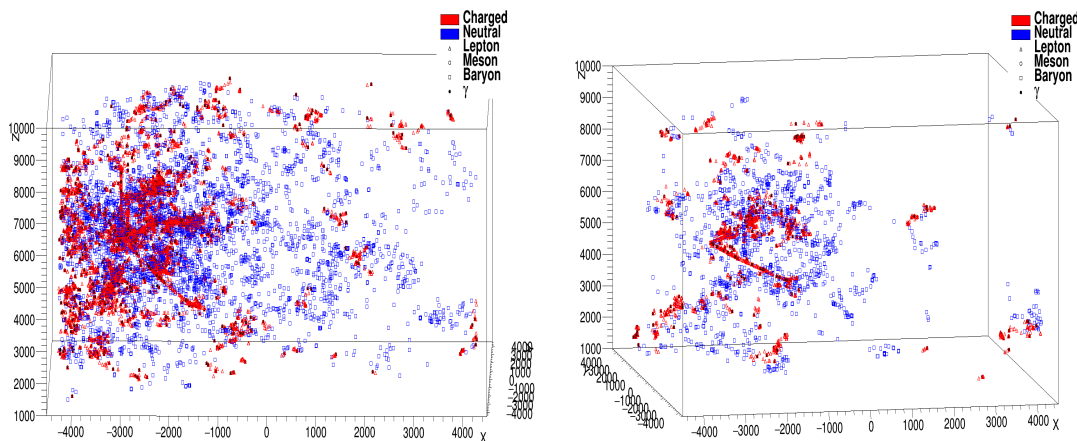


FIGURE 4.2 – Visualisation de deux événements à l’aide de GEANT4 dans une LArTPC de 12 kt d’argon liquide. À gauche, un événement issu d’un neutrino muonique de 10 GeV et, à droite, un neutrino muonique de 1 GeV. En bleu, les particules neutres et, en rouge, les particules chargées.

La figure 4.2 montre l’exemple de deux événements de type neutrinos muoniques dans GEANT4 : à gauche un de 10 GeV et à droite un de 1 GeV, que j’ai propagés de manière horizontale au sein du détecteur. Grâce à cela, nous pouvons suivre les trajectoires des particules. Les particules chargées sont en rouge ; ce sont celles que nous pourrions détecter dans DUNE puisqu’elles vont ioniser le milieu. Les différents types de particules (leptons, mésons et baryons) sont représentés. Les photons sont en noir et les particules neutres, que nous ne détecterons pas dans DUNE, sont en bleu.

Il est possible de voir, sur la figure de droite, une droite rouge (centre gauche) qui correspond au lepton (ici muon). Pour un événement d’énergie assez faible, elle est facilement reconnaissable mais il est clair qu’en augmentant l’énergie, la complexité est décuplée. L’événement de gauche montre un bien plus grand nombre de particules dans lequel il est déjà difficile d’apercevoir le muon.

Le cas d’un événement de type neutrino électronique est encore différent. L’exemple d’un neutrino électronique de 10 GeV est montré sur la figure 4.3. Sur la figure de gauche, toutes les particules sont montrées et, à droite, par simplicité, je n’ai représenté que les particules chargées, celles qui peuvent être détectées.

Le vertex d’interaction est clairement visible sur la figure de droite. Il est aussi possible d’observer deux zones intéressantes : une droite assez nette qui correspond à la trajectoire du proton, et une gerbe qui correspond à la gerbe électronique. Cela est confirmé par la concentration de photons visibles proche de la gerbe sur la figure de gauche.

Bien que, dans nos exemples, il soit assez facile de distinguer un neutrino muonique d’un neutrino électronique, il est bien plus difficile de le faire à l’aide de Pandora, qui possède bien moins d’informations. DUNE entraîne des réseaux de neurones afin de pouvoir reconstruire les événements avec une grande précision, no-

tamment en arrivant à distinguer les particules en fonction de la trace obtenue grâce aux énergies déposées. Nous allons donc nous intéresser plus en détail à ces énergies.

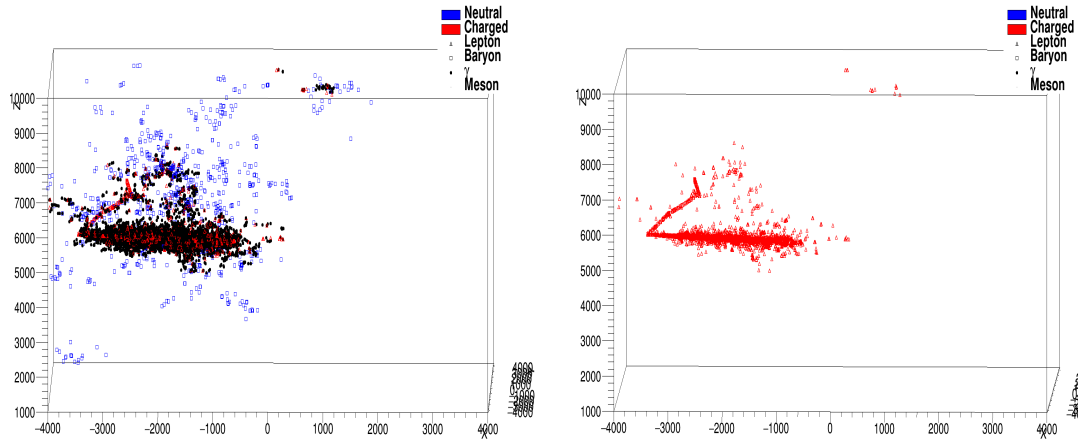


FIGURE 4.3 – Visualisation d'un événement de type neutrino électronique de 10 GeV avec toutes les particules produites (gauche) et seulement celles chargées (droite).

### 4.1.3 Énergie déposée

La reconstruction est faite à partir de l'énergie déposée. La compréhension de celle-ci est donc primordiale. Le but est d'arriver à établir un lien entre l'énergie du neutrino et l'énergie déposée dans le détecteur : s'il existe des différences entre l'énergie déposée et l'énergie vraie du neutrino, il faut savoir comment adapter la reconstruction pour les prendre en compte. Des erreurs rendront la reconstruction fautive, ce qui impactera l'analyse : si la reconstruction est mauvaise, la distribution des événements en fonction de l'énergie sera incorrecte et les analyses pour obtenir les paramètres d'oscillation seront fausses. Une source d'erreur pour les événements de neutrinos muoniques est la longue trace que laissent les muons dans le détecteur. Si elle n'est pas entièrement incluse dans le détecteur, toute l'énergie du muon n'est pas collectée et il n'est pas possible de remonter à l'énergie du neutrino. Pour les neutrinos électroniques, l'électron forme une gerbe électronique avec une trace plus dispersée mais plus courte.

Pour étudier l'énergie déposée des neutrinos muoniques, j'ai commencé par simuler l'interaction de 5000  $\nu_\mu$  horizontaux de 1 GeV à l'extrémité du détecteur de sorte que toutes les particules soient contenues (cas idéal). La figure 4.4 montre le résultat de cette simulation.

La première figure (en haut à gauche) correspond à la somme de toutes les énergies déposées dans le détecteur. On peut voir que, sur 1 GeV, 838 MeV en moyenne sont déposés, ce qui correspond à un déficit de plus de 150 MeV. De plus, cette somme est faite en considérant un temps infini. Lors des interactions, certains noyaux sont excités et leur demi-vie peut être longue. En recalculant cette somme sur une fenêtre de 5 ms, l'énergie récupérée par ces noyaux est perdue et on obtient une énergie déposée moyenne de 832,3 MeV.

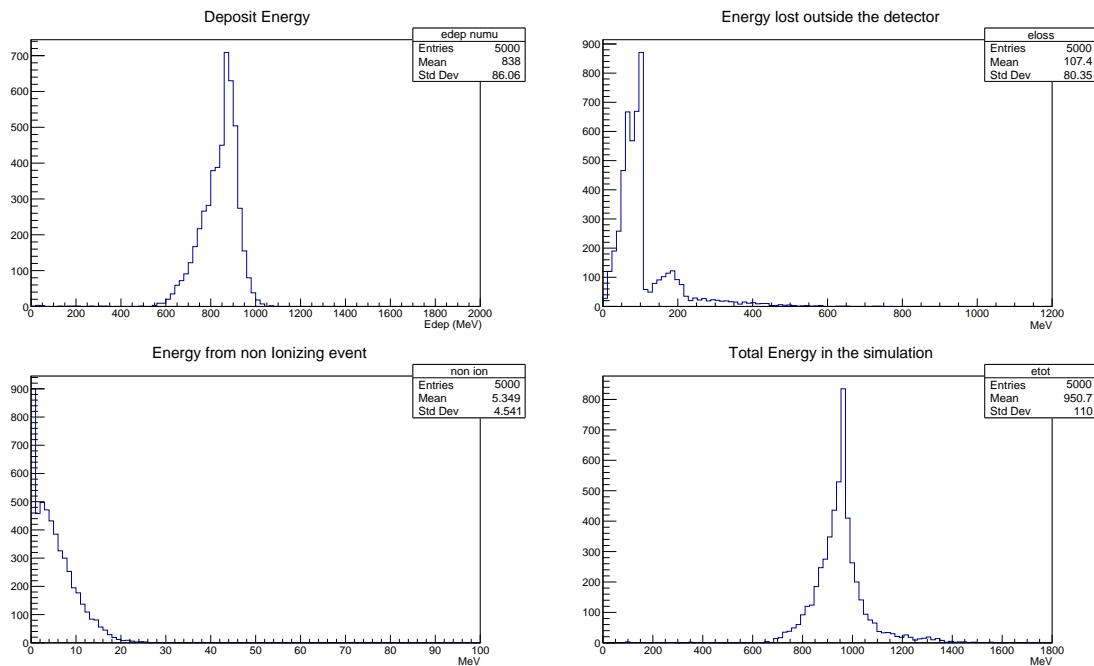


FIGURE 4.4 – Figures montrant les répartitions de l’énergie du neutrino muonique (de 1 GeV) dans le détecteur en fonction des différentes interactions : énergie déposée, énergie perdue en dehors du détecteur, énergie d’événements ionisants et la somme des trois.

Bien que, pour des neutrinos de 1 GeV, il soit rare que les particules ne soient pas contenues dans le détecteur, la partie majoritaire de l’énergie manquante se retrouve en dehors du détecteur, visible sur la deuxième figure (en haut à droite). En moyenne, 107,4 MeV sur les plus de 150 MeV perdus sont à l’extérieur du détecteur. Cela est, en partie, dû à la capture ou à la désintégration du muon qui forme une paire de neutrinos :



Ces neutrinos sortent du détecteur sans y déposer d’énergie. En comparant l’énergie perdue moyenne à la masse du muon au repos (105,66 MeV/c<sup>2</sup>), on remarque que la quasi-totalité de l’énergie perdue vient du lepton. Il serait important de rajouter une compensation de 105,66 MeV à l’énergie déposée pour compenser cet effet.

Une autre source de différences entre l’énergie déposée et l’énergie du neutrino vient des interactions non-ionisantes (diffusions élastiques neutron-neutron). La troisième figure (en bas à gauche) représente cette portion d’énergie. En moyenne, on perd 5,3 MeV pour un neutrino de 1 GeV à travers ces interactions, ce qui est une source minoritaire.

La quatrième figure (en bas à droite) représente la somme de toutes ces énergies, mais elle n’atteint toujours pas 1 GeV : il manque toujours environ 50 MeV. En effec-

tuant cette même opération<sup>1</sup> à plusieurs énergies, entre 0,1 et 10 GeV, une différence finale d'environ 50 à 100 MeV (pour les plus hautes énergies) persiste. L'hypothèse est que cette différence vient des noyaux excités. Par exemple, après l'interaction, il est possible d'obtenir des noyaux d'argon 39 de masse  $36,2861 \text{ GeV}/c^2$  tandis que l'argon 40 a une masse de  $37.2158 \text{ GeV}/c^2$ . La différence, inférieure à la masse du neutron les différenciant, provient du fait que l'argon 39, non stable, possède une énergie de liaison supérieure.

J'ai effectué une simulation de 100000  $\nu_\mu$  distribués uniformément en énergie entre 0,1 et 10 GeV et j'ai comparé l'énergie déposée à l'énergie du neutrino (voir figure 4.5).

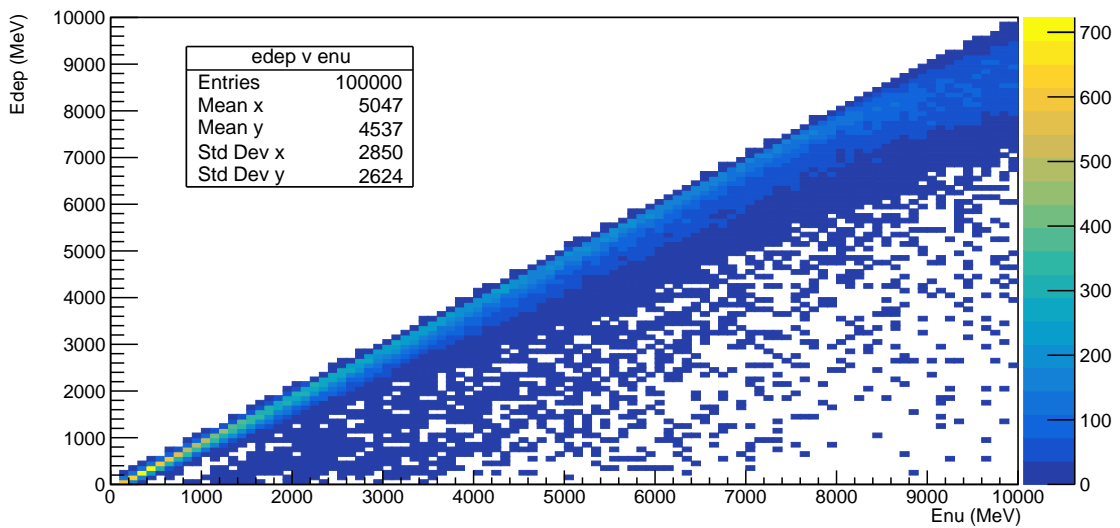


FIGURE 4.5 – Énergie déposée en fonction de l'énergie du neutrino.

La figure montre que, jusqu'à environ 8 GeV, l'énergie déposée est proche de l'énergie du neutrino avec comme différence majoritaire la masse du muon. On remarque, cependant, que la distribution de l'énergie déposée s'élargit quand l'énergie augmente ce qui correspond à une augmentation du nombre d'événements non contenus. En particulier, cela signifie que les traces des muons ne sont plus entièrement contenues dans le détecteur. Les muons perdent en moyenne  $2,1 \text{ MeV}/\text{cm}$  dans l'argon liquide, ce qui correspond à des traces de 38 m pour  $8 \text{ GeV}$ <sup>2</sup>. Un muon de 8 GeV issu de l'interaction générée à 6 m au dessus du bas du détecteur<sup>3</sup> avec un angle supérieur à  $10^\circ$  par rapport à l'horizontal sortirait du détecteur avant d'avoir déposé toute son énergie.

Cela nous montre qu'à haute énergie, l'énergie manquante sera plus élevée, puisqu'une partie des particules ne seront pas contenues. Une partie des événements à ces énergies ne pourra donc pas être prise en compte, ce qui baisse significativement la statistique. Pour ces analyses, les neutrinos ont été placés à l'extrémité du détecteur

1. C'est-à-dire en comptabilisant toutes les énergies accessibles dans GEANT4.
2. Le muon récupère la quasi totalité de l'énergie d'interaction par rapport au système hadronique.
3. Dans le plan de la cathode du VD par exemple.

pour pouvoir contenir les traces les plus longues possibles et, ainsi, maximiser la statistique. Cependant, elle est réduite par le fait que les neutrinos atmosphériques et de faisceau peuvent interagir à n'importe quelle position au sein du détecteur. La figure 4.6 montre l'énergie déposée pour des événements à différentes énergies (1, 3, 7 et 10 GeV) pour des  $\nu_\mu$  pour lesquels l'impulsion et la position du vertex d'interaction ont été tirées aléatoirement. Les énergies déposées ont été sommées et représentées sur les figures et la ligne rouge correspond à l'énergie du neutrino.

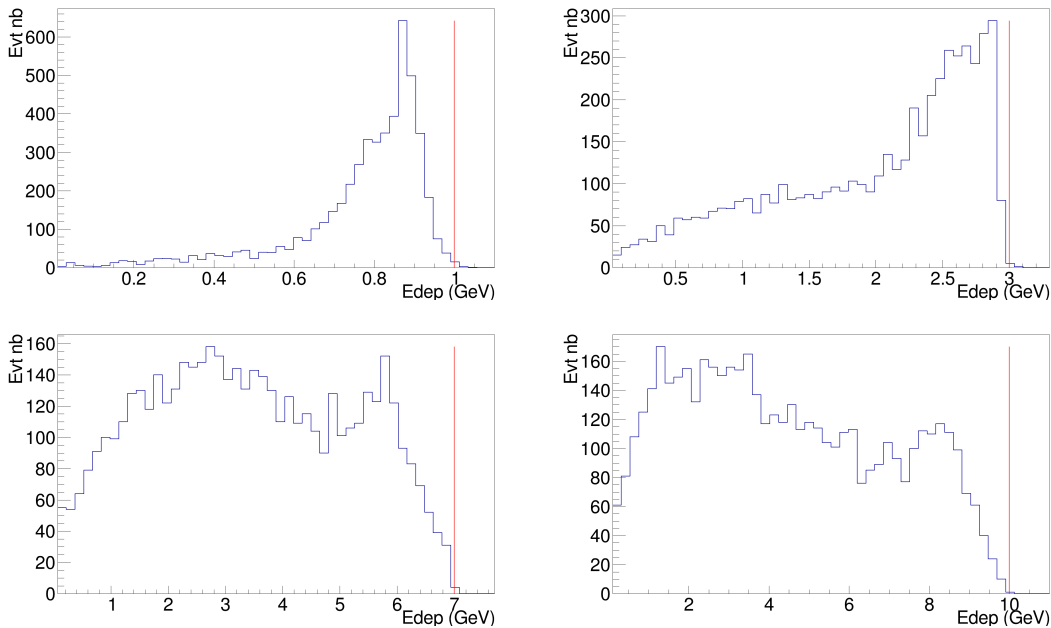


FIGURE 4.6 – Histogrammes des énergies déposées dans le détecteur pour des  $\nu_\mu$  de 1, 3, 7 et 10 GeV générés avec une position et une direction aléatoire et, en rouge, l'énergie du neutrino.

Les figures montrent que, pour des neutrinos de 1 GeV, l'énergie déposée est similaire à ce que nous avons obtenu précédemment. Quelques neutrinos ont dû être simulés proche du bord du détecteur, puisque certains événements ont des énergies déposées inférieures à 0,4 GeV. Pour 3 GeV, il y a un pic d'événements proches du maximum correspondant aux neutrinos qui sont entièrement contenus. Il y a, cependant, beaucoup plus d'événements qui ne sont pas contenus, puisque leur énergie déposée est très inférieure à l'énergie du neutrino. Cette tendance s'accroît quand l'énergie du neutrino augmente. Pour 7 et 10 GeV, il n'est plus possible d'observer un pic proche de l'énergie du neutrino. Au contraire, il y a une baisse d'événements à ces énergies, et le nombre d'événements non contenus augmente. Ces événements ne pourront donc pas être comptabilisés, ce qui réduit significativement la statistique (déjà faible dans cette région) et la sensibilité.

Actuellement, les reconstructions en angle et en énergie ne sont pas correctement implémentées pour les neutrinos atmosphériques : le logiciel Pandora a été conçu dans le contexte de neutrinos de faisceau, très différent des neutrinos atmosphériques. Ces derniers peuvent venir de toutes les directions et sont étudiés à des énergies plus élevées que les neutrinos de faisceau qui ne viennent que d'une seule direction. Pour nos analyses, nous n'allons donc pas effectuer les étapes de reconstruction mais nous

utiliserons les énergies et angles du lepton comme énergie et angle reconstruits, à l'instar de ce que faisait Super-K [114] avant l'ajout du gadolinium dans le détecteur pour pouvoir détecter les neutrons.

L'énergie du lepton est l'énergie de la particule avant qu'elle ne dépose de l'énergie dans le détecteur et l'angle du lepton correspond à l'angle zénithal  $\theta$  correspondant à  $P_{Z\text{lepton}}/P_{\text{lepton}}$ .

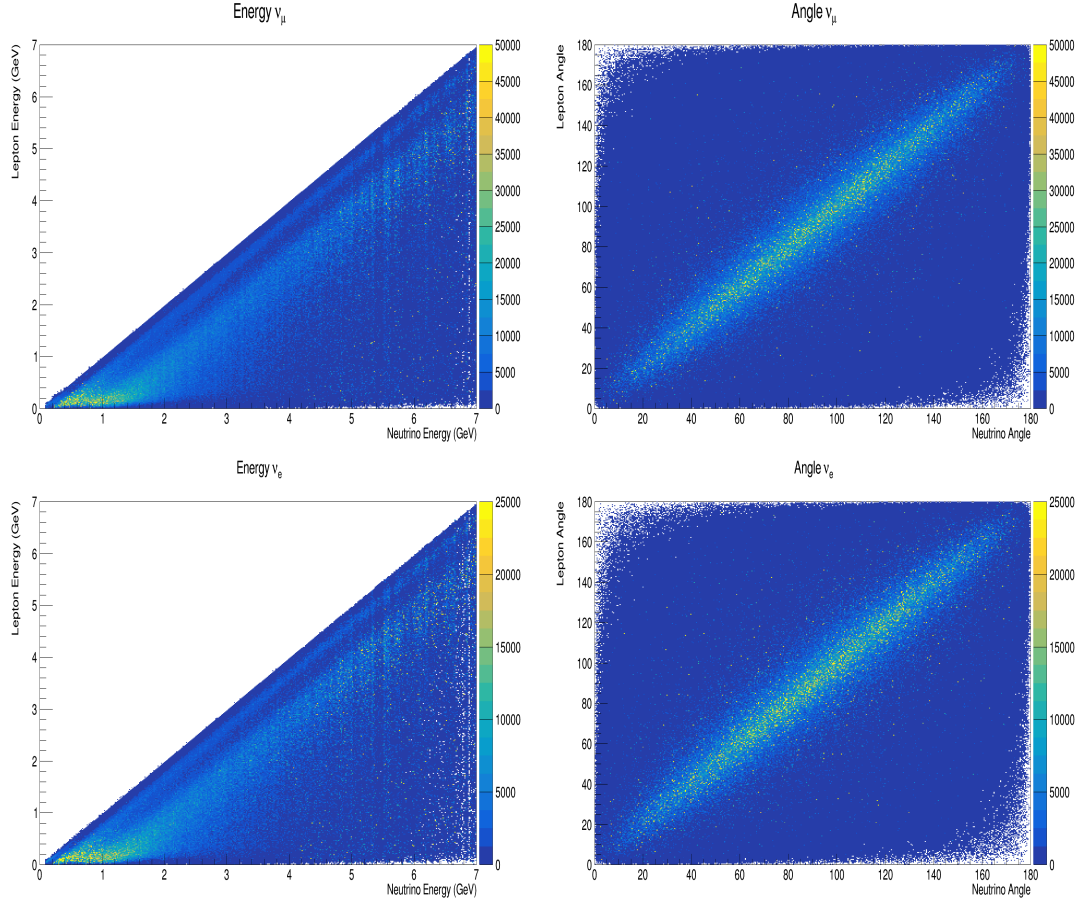


FIGURE 4.7 – Énergie du lepton en fonction de l'énergie du neutrino (gauche) et angle du lepton en fonction de l'angle du neutrino (droite) pour des  $\nu_\mu$  (haut) et des  $\nu_e$  (bas)

La figure 4.7 représente l'énergie initiale du lepton en fonction de l'énergie du neutrino (gauche) et l'angle zénithal du lepton en fonction de l'angle zénithal du neutrino (droite) pour les  $\nu_\mu$  (haut) et les  $\nu_e$  (bas) pour les neutrinos de ma simulation. Les angles leptoniques ont une distribution telle que 95% des leptons sont à  $\pm 30^\circ$  par rapport à l'angle du neutrino pour les deux saveurs. Les leptons issus de neutrinos avec des énergies inférieures au GeV possèdent des énergies proches de 0 et ils peuvent être considérés comme mal reconstruits. Pour les neutrinos avec des énergies supérieures au GeV, il est possible de voir, sur les figures de gauche, qu'il existe deux tendances : la première montre que les leptons ont des énergies inférieures à l'énergie du neutrino d'environ une centaine de MeV, comme nous l'avons vu précédemment. La deuxième, plus large, montre des énergies leptoniques inférieures d'environ 1 GeV. Les résultats sont similaires pour les antineutrinos.

Pour cette thèse, nous n’apporterons pas de modifications à ces énergies “reconstruites” afin de pouvoir nous affranchir du vertex hadronique et des erreurs systématiques correspondantes. De plus, le développement de MaCh3 effectué dans cette thèse permettra de moduler les erreurs à considérer tout en réduisant le temps de calcul. Nous allons donc utiliser les données que nous venons de voir pour effectuer une analyse statistique bayésienne à l’aide de MaCh3.

## 4.2 MaCh3

MaCh3 (Markov Chain 3) est un logiciel développé par la collaboration T2K pour l’analyse des oscillations et adapté par DUNE<sup>4</sup> pour y inclure les données des détecteurs proches et lointains. Le logiciel se base sur la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov avec une approche bayésienne. Je vais d’abord faire un court rappel des deux approches probabilistes puis présenter plus en détail MaCh3.

### 4.2.1 Vraisemblance

Les mesures sont données, généralement, avec un intervalle de confiance ou une incertitude. Pour arriver à ces valeurs, il existe deux approches possibles : l’approche fréquentiste et l’approche bayésienne. Les deux se basent sur la fonction de vraisemblance.

Prenons, par exemple, un jeu de données  $D = [d_1, \dots, d_n]$ , réalisations d’une variable aléatoire  $X = [X_1, \dots, X_n]$ , à l’aide duquel nous allons chercher à mesurer un ou plusieurs paramètres physiques  $\theta = [\theta_1, \dots, \theta_m]$ . En définissant  $x$ , une réalisation quelconque, l’ensemble des variables aléatoires est défini par une densité de probabilité  $f_X(x)$  et dépend de  $\theta$ . On définit alors deux objets :

- la densité de probabilité de  $X$  correspondant à  $f_X(x)$ , pour des valeurs de  $\theta = \theta_0$ , avec  $\theta_0$  fixé aux vraies valeurs de  $\theta$ . On définit une fonction  $g$  telle que

$$f_X(x) = g(x, \theta) \quad \text{et} \quad \int f_X(x) dx = 1, \quad (4.2)$$

- la fonction de vraisemblance des paramètres  $\theta$ , où on fixe  $x$  au jeu de données  $D$  :

$$\mathcal{L}(\theta) = g(D, \theta) \quad (4.3)$$

À partir de là, il existe deux approches différentes : l’approche fréquentiste et l’approche bayésienne.

### Approche fréquentiste

Dans cette approche,  $\theta$  a une valeur unique que l’on cherche à estimer à l’aide de  $\mathcal{L}(\theta)$ . Pour cela, nous définissons une variable aléatoire  $\hat{\theta}$  qu’on appelle aussi estimateur. Le plus commun est l’estimateur pour lequel la fonction de vraisemblance est maximale : l’estimateur du maximum de vraisemblance. Le plus souvent, les études se basent sur des méthodes Monte-Carlo afin de pouvoir approcher des propriétés

---

4. Qui a choisi l’approche bayésienne.

asymptotiques de cet estimateur. Dans ce cas, l'estimateur se rapproche d'une loi multinormale d'espérance  $\theta_0$ . On définit alors le rapport de vraisemblance

$$-2 \ln \lambda(\theta) = \mathcal{L}(\theta) / \mathcal{L}(\hat{\theta}) \quad (4.4)$$

qui suit une loi de  $\chi^2$ , avec  $m$  degrés de liberté<sup>5</sup> pour construire les intervalles de confiance. Un intervalle  $[a, b]$  de niveau  $\alpha$  est défini tel que

$$\int_a^b P(\theta_0 \in [a, b]) = \alpha \quad (4.5)$$

Dans le cas d'un seul paramètre, les bornes de l'intervalle de confiance sont définies par  $-2 \ln \lambda(\theta) = n^2$ , avec  $n$  le nombre de  $\sigma$ <sup>6</sup>.

### Approche bayésienne

Dans l'approche bayésienne, les paramètres sont des variables aléatoires que l'on estime en fonction des données. Les densités de probabilités associées sont donc définies *a posteriori* des mesures. Les probabilités sont interprétées comme des degrés de crédibilité. L'approche repose sur le théorème de Bayes :

$$P(\theta|D) = \frac{P(D|\theta)P(\theta)}{P(D)}, \quad (4.6)$$

avec  $\theta$  l'ensemble des paramètres et  $D$  le jeu de données. On définit :

- $P(\theta|D)$ , qu'on appelle "*posterior*", la probabilité d'une hypothèse  $\theta$  sachant les données  $D$ ,
- $P(D|\theta)$ , la "fonction de vraisemblance"  $\mathcal{L}$  définie plus tôt, la probabilité des données pour une valeur de  $\theta$ .
- $P(\theta)$ , qu'on appelle "*prior*", la densité de probabilité des paramètres avant la mesure. Cette densité est souvent fixée arbitrairement de manière uniforme s'il n'y a aucune connaissance *a priori* des paramètres.
- $P(D)$ , la probabilité de la mesure des données, qui est constante et sert de normalisation au *posterior*.

La théorème de Bayes re-pondère le *prior* en fonction de la fonction de vraisemblance pour obtenir la densité de probabilité *a posteriori*. Les données favorisent certaines valeurs des paramètres avec la plus probable correspondant au maximum de vraisemblance. Il est ensuite possible de construire les intervalles de crédibilité directement tel que

$$\int_a^b P(\theta|D) d\theta = \alpha \quad (4.7)$$

5. Autant que de paramètres à évaluer.

6. Avec  $n = 1$  qui équivaut à un intervalle de confiance à 68%,  $n = 2$  à 95%...

Les deux approches sont identiques quand le nombre de mesures (données) est infini et quand le prior est uniforme. J'ai rassemblé, dans le tableau 4.1, un résumé des différences entre les deux approches.

	<b>Fréquentiste</b>	<b>Bayésienne</b>
<b>Probabilité</b>	Fréquence d'apparition	Degré de croyance
<b>Paramètres</b>	Fixés (une fois choisis)	Variables
<b>Mesures</b>	Fluctuent	Fixées (une fois observées)

TABLE 4.1 – Différences entre l'approche fréquentiste et l'approche bayésienne.

### 4.2.2 Chaînes de Markov

Le principe d'une expérience de physique des particules se base sur un taux de comptage d'événements répondant à certains critères que l'on compare à des modèles. Les chaînes de Markov permettent d'échantillonner de manière exacte le posterior.

Une chaîne de Markov est une séquence semi-aléatoire d'événements ou d'états  $\vec{Z} = [Z_1, \dots, Z_n]$  tels que la probabilité de l'événement  $n$  ne dépend que de l'événement  $n - 1$ . De plus, chaque événement est atteint aléatoirement et la chaîne ne garde pas en mémoire les événements de rang strictement inférieur à  $n - 1$ . La chaîne doit posséder plusieurs propriétés :

- irréductible : la chaîne est irréductible si chaque  $Z_i$  peut être atteint avec un nombre de pas fini, soit  $P(X_{t+\tau} = Z_i | X_t = Z_j) > 0$ ,
- apériodique : si  $PGCD(t : P(X_t = Z_i | X_0 = Z_1) > 0) = 1$ , alors la chaîne est apériodique,
- récurrente : un événement  $Z_i$  est récurrent si la probabilité que la chaîne de Markov retourne à cet événement est non-nulle ; plus particulièrement, on dit qu'elle est positivement récurrente si le nombre de pas est fini.

Si une chaîne possède ces trois propriétés, alors elle est :

- ergodique : s'il est possible d'atteindre n'importe quel état  $Z_i$  à partir de n'importe quel état  $Z_0$ . Une chaîne est ergodique si elle est apériodique, irréductible et récurrente positivement,
- stationnaire : si on définit  $P$  la matrice de probabilité décrivant la transition dans un état  $Z_i$  à partir d'un état  $Z_j$ , alors la distribution  $Z$  est stationnaire si  $Z = ZP$ ,
- unique : une chaîne apériodique et irréductible possède une distribution stationnaire unique,

- convergente : de même, une chaîne apériodique et irréductible converge vers une unique distribution stationnaire de  $Z$  tel que  $P(X_t = Z_i | X_0 = Z_0)$  tend vers  $Z(t)$  quand  $t$  tend vers  $\infty$ .

Si une chaîne possède ces propriétés, alors elle fournit une bonne approximation, à partir d'un certain pas  $n$  de la distribution du *posterior*. Il existe plusieurs méthodes pour créer ces chaînes de Markov telles que les chaînes de Markov Hamiltoniennes [130], l'échantillonnage de Gibbs [131] ou encore les échantillonnages “*nested*” [132]. La méthode la plus commune, employée dans MaCh3, est l'algorithme Metropolis-Hastings [133].

### 4.2.3 Algorithme Metropolis-Hastings

Cet algorithme permet de créer des chaînes de Markov possédant les propriétés discutées dans la partie précédente. On cherche à estimer les valeurs de l'ensemble des paramètres  $\theta_0$  en obtenant la densité de probabilité  $P(\theta_0|D)$ . Pour cela, on tire aléatoirement des valeurs hypothétique  $\theta_i$  pour le premier pas  $i = 1$ . Chaque pas successif est ensuite tiré selon une fonction d'échantillonnage  $J(\theta_{i+1}|\theta_i)$ , définie notamment par la taille du pas d'échantillonnage qui impacte la vitesse de convergence de la chaîne. La densité de probabilité du *posterior*, qui est actualisée à chaque étape, permet de calculer le ratio de Metropolis-Hastings :

$$r_{MH} = \frac{P(\theta_{i+1}|D)J(\theta_i|\theta_{i+1})}{P(\theta_i|D)J(\theta_{i+1}|\theta_i)}. \quad (4.8)$$

La fonction de transition est définie telle que

$$A(\theta_{i+1}, \theta_i) = \min\{1, r_{MH}\}. \quad (4.9)$$

Pour valider le pas  $i + 1$ , on tire uniformément  $u \in [0, 1]$  et le pas est accepté si  $A(\theta_{i+1}, \theta_i) \geq u$ , sinon, dans le cas où  $A(\theta_{i+1}, \theta_i) < u$ , il est refusé et la chaîne stagne.

D'après l'eq. 4.6 de Bayes, on sait que  $P(\theta|D)$  dépend de la vraisemblance et d'un facteur de normalisation non trivial<sup>7</sup>. Ce facteur se simplifie dans la fonction de transition :

$$A(\theta_{i+1}, \theta_i) = \min \left\{ 1, \frac{\mathcal{L}(\theta_{i+1})J(\theta_i|\theta_{i+1})}{\mathcal{L}(\theta_i)J(\theta_{i+1}|\theta_i)} \right\}. \quad (4.10)$$

La figure 4.8 est un schéma du fonctionnement des chaînes de Markov Monte Carlo [134]. La distribution rose en relief est la distribution que l'on cherche à échantillonner. Les pas successifs sont calculés en fonction du pas précédent. Les pas 3 et 5 sont rejetés ; les pas 2 et 4 sont donc comptés une seconde fois dans l'histogramme final (histogramme vert en bas). Cet histogramme est obtenu au bout d'un grand nombre de pas.

7. Dans notre cas, le *prior*  $P(\theta)$  est uniforme.

Nous avons donc créé une chaîne de Markov dont l'avantage principal est la possibilité d'échantillonner des distributions à plusieurs dimensions. Dans notre étude de l'oscillation des neutrinos, nous avons six paramètres : trois angles de mélange  $\theta_{ij}$ ,  $\delta_{CP}$  et deux  $\Delta m_{ij}^2$ <sup>8</sup>. Pour prendre en compte les incertitudes systématiques (plus de 100 pour DUNE), il faut rajouter des paramètres de nuisance  $\zeta$ , tel que  $P(\theta|D)$  devient  $P(\theta, \zeta|D)$ . Ces paramètres de nuisance sont traités de la même manière (calcul de la vraisemblance) que les paramètres à mesurer.

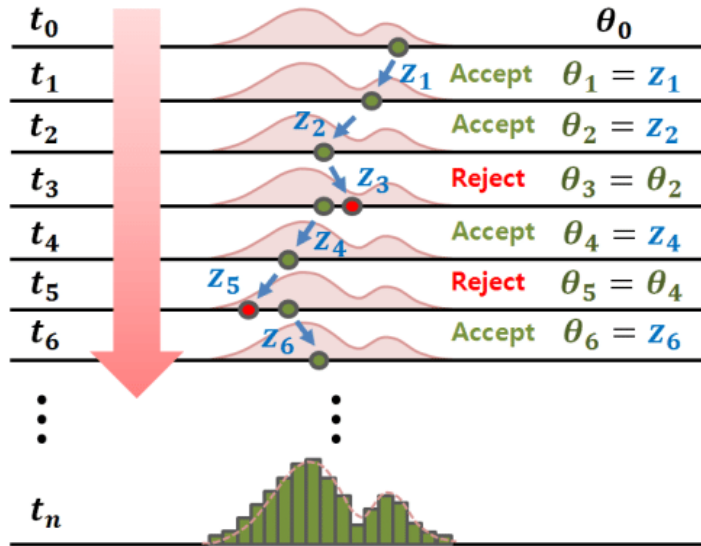


FIGURE 4.8 – Schéma du fonctionnement des chaînes de Markov Monte Carlo.

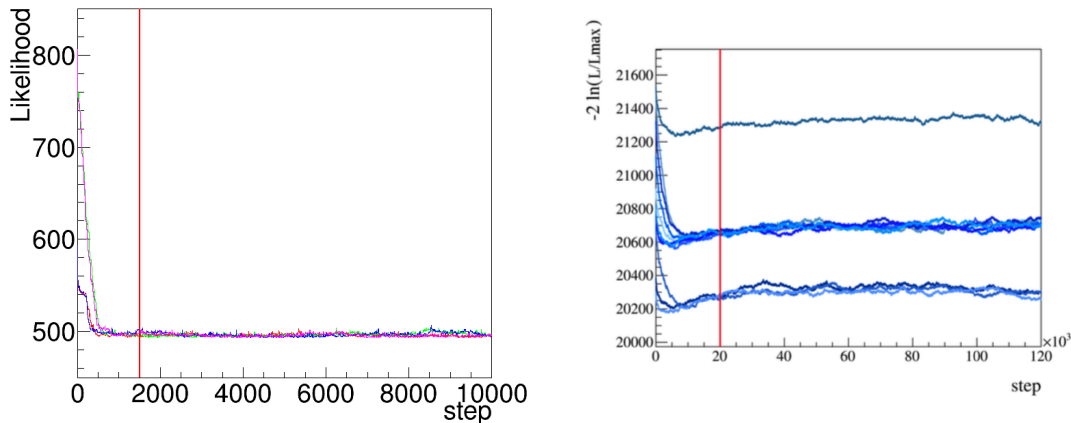


FIGURE 4.9 – Exemple de fonction de vraisemblance d'une chaîne de Markov Monte-Carlo ergodique (gauche) et exemple d'une chaîne non ergodique (droite).

Cette chaîne n'est, cependant, pas immédiatement exploitable. Il faut s'assurer que la chaîne a dépassé l'étape de "burn-in", est entrée dans la zone stationnaire et converge vers la bonne valeur. Pour cela, on peut regarder la vraisemblance en fonction du pas de la chaîne. La figure 4.9 (gauche) montre des vraisemblances pour quelques chaînes de Markov pour une même distribution.

8. Comprend donc la hiérarchie de masse.

Tous les pas à gauche de la ligne rouge, qui correspondent à la zone de *burn-in*, sont ignorés. Les pas à droite correspondent à la zone stationnaire. À titre informatif, la figure de droite<sup>9</sup> [135] représente les vraisemblances pour une chaîne incorrectement générée et non ergodique : des chaînes indépendantes ne convergent pas vers la même valeur finale de vraisemblance. Pour remédier à cela, il faut adapter la taille du pas d'échantillonnage (généralement l'augmenter).

De plus, les valeurs successives des paramètres sont corrélées entre elles puisque la valeur du pas  $i$  dépend de la valeur du pas  $i - 1$ . En effectuant une Transformée de Fourier rapide (FFT) de la chaîne, il est possible d'obtenir sa fonction d'auto-corrélation. Cette fonction caractérise la corrélation entre deux valeurs (des paramètres à mesurer) séparées de  $k$  pas. On peut aussi définir cette fonction telle que :

$$\mathcal{A}(k) = \frac{\rho(k)}{\rho(0)} \quad (4.11)$$

$$\rho(k) = \frac{1}{N - k} \sum_i^{N-k} (x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x})$$

On obtient ainsi une longueur de corrélation de la chaîne  $n_c$  et on crée un échantillon simple en prenant une valeur tous les  $n_c$  pas de la chaîne. Ainsi, puisque toutes ces coupures réduisent l'efficacité de calcul, il est important de générer un grand nombre de pas. En réalité, cela n'est fait, généralement, que s'il existe des problèmes de mémoire : la suppression des pas corrélés peut être faite sans perte d'information, mais les conserver permet d'obtenir des figures plus lisses. L'auto-corrélation sert surtout à vérifier les propriétés de la chaîne.

#### 4.2.4 Application à l'oscillation des neutrinos

Nous allons appliquer le principe des chaînes de Markov Monte Carlo (MCMC) aux neutrinos atmosphériques. Nous allons utiliser MaCh3 pour analyser la sensibilité sur les paramètres d'oscillation. Pour rappel nous allons prendre l'angle et l'énergie du lepton en tant qu'angle et énergie reconstruits. Nous allons aussi ignorer les incertitudes systématiques, soit les incertitudes provenant des détecteurs ou du vertex hadronique qui dépendent fortement du modèle. Il en existe plus d'une centaine et elles sont peu étudiées dans DUNE pour l'instant. Le but est, tout d'abord, de voir l'effet d'une erreur statistique sur la mesure des paramètres d'oscillation. Le second but est de réduire le temps de calcul pour pouvoir étudier efficacement les effets des erreurs systématiques une fois implémentées. Les erreurs ayant le plus grand effet sur la sensibilité des paramètres d'oscillation pourront être étudiées plus en détail afin de pouvoir les réduire avant le début de la phase physique de DUNE, en 2029-2030.

Pour effectuer son analyse, MaCh3 compare des données avec une simulation Monte-Carlo appelée "*sample*" (statistique/simulation Monte-Carlo). Comme il n'existe pas encore de données, les taux d'événements oscillés en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal  $\theta$  ont été utilisés. Pour les calculer, nous avons pris les paramètres

9. Cette figure est tirée du cours de Leïla Haegel donné à l'École des Statistiques 2024.

d'oscillation de NuFit v5.3 avec les atmosphériques de SK (voir partie 4.1 et partie 3.5.3), puis les avons normalisés à quatre détecteurs pour une durée de 10 ans, soit à une exposition de 400 kt.an. Cela permet d'obtenir des histogrammes à deux dimensions en énergie  $E$  et en  $\cos \theta$  du nombre d'événements. À chaque pas, MaCh3 va calculer les taux d'événements à partir de la simulation en modifiant les paramètres d'oscillation, puis va les comparer aux données : le logiciel va calculer la fonction de vraisemblance qui suit une distribution de Poisson [136] telle que

$$\mathcal{L} = \sum_{\text{energie}} \sum_{\cos \theta} N_{MCMC}(E, \cos \theta) - N_{\text{data}}(E, \cos \theta) + N_{\text{data}}(E, \cos \theta) \times \log(N_{\text{data}}(E, \cos \theta)/N_{MCMC}(E, \cos \theta)) \quad (4.12)$$

avec  $N_{MCMC}$  et  $N_{\text{data}}$  le nombre d'événements dans l'intervalle en énergie et en  $\cos \theta$  pour la simulation et les données respectivement<sup>10</sup>. MaCh3 calcule donc la fonction de vraisemblance totale en sommant la fonction de vraisemblance de chaque intervalle et détermine ensuite si le pas est accepté ou non. Si le pas est accepté, MaCh3 va remplir des histogrammes, pour chaque paramètre que nous cherchons à évaluer, avec la valeur de ce paramètre pour le pas en question. Si le pas est refusé, les valeurs du pas précédent sont conservées. Nous obtenons, au final, une distribution qui correspond à la mesure de chacun de ces paramètres.

Dans une analyse réelle,  $N_{\text{data}}$  sont les données obtenues. Dans le cas de MaCh3, les oscillations sont calculées à l'aide du logiciel CUDAProb3 [137]. OscProb calcule la probabilité d'oscillation pour chaque événement, tandis que CUDAProb3 calcule un oscillogramme qui dépend de l'énergie et de l'angle zénithal. Ensuite, en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal du neutrino pour chaque événement, il va aller chercher la probabilité d'oscillation dans l'oscillogramme. Les deux se basent sur le même modèle de la Terre PREM et obtiennent des valeurs assez similaires pour les taux d'événements mais CUDAProb3 permet de réduire drastiquement<sup>11</sup> le temps de calcul.

## 4.3 Simulation des neutrinos atmosphériques

À l'aide des outils présentés précédemment, nous allons pouvoir mener une étude sur les neutrinos atmosphériques. Pour rappel, nous avons généré 41 millions d'événements  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$  au sein d'une LArTPC de 10 kt d'argon liquide. J'ai effectué un tirage aléatoire des événements dans la simulation en suivant la distribution des événements oscillés<sup>12</sup>. Cela a permis d'obtenir un jeu de données qui suit cette distribution en introduisant une fluctuation statistique. Par la suite, à chaque pas, MaCh3 va calculer le nombre d'événements oscillés avec CUDAProb3 à partir de simulations Monte-Carlo de différentes tailles. Ce sont des sous-ensembles d'événements, obtenus à partir des événements simulés, qui me permet-

10. Pour obtenir le nombre d'événements, il suffit de multiplier le taux d'événements  $\Gamma$  par la durée en seconde (ici 10 ans).

11.  $\approx 0,1$  s pour  $10^6$  événements, contre  $\approx 20$  min avec OscProb.

12. Cette fois, ils ont été calculés avec CUDAProb pour ne pas introduire d'erreur systématique liée au logiciel utilisé pour calculer les probabilités d'oscillations.

tront d'étudier l'effet statistique en fonction du nombre d'événements dans la simulation Monte-Carlo afin de pouvoir optimiser le temps de calcul.

Une fois le nombre d'événements obtenu, MaCh3 calcule la fonction de vraisemblance afin d'accepter ou de refuser le pas. L'ensemble des pas successifs constitue la chaîne de Markov. Comme exposé précédemment, une chaîne de Markov doit être ergodique pour pouvoir être exploitée. Nous allons donc vérifier si nos chaînes ont été générées correctement.

### Réglage du pas

À chaque pas de la chaîne, MaCh3 fait varier les paramètres d'oscillation semi-aléatoirement pour calculer les taux d'événements. Il le fait en faisant varier la valeur de chaque paramètre dans un intervalle donné qui dépend du paramètre. La taille de cet intervalle est le pas d'échantillonnage. Dans l'analyse, les six paramètres d'oscillation<sup>13</sup> sont étudiés, bien que les neutrinos atmosphériques soient principalement sensibles à  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$  et  $\delta_{CP}$ . Le pas d'échantillonnage influe sur l'ergodicité de la chaîne ainsi que sur la fonction de transition A. Un pas trop petit peut empêcher une chaîne d'atteindre toutes les valeurs possibles des paramètres; elle ne serait donc pas irréductible. Elle peut notamment piéger la chaîne dans un minimum local de vraisemblance par exemple. Un pas trop grand réduit le rapport  $r_{MH}$  et très peu de pas seront acceptés. Il faut donc régler la taille du pas d'échantillonnage pour pouvoir obtenir des résultats corrects. Pour la régler, nous allons utiliser la fonction d'auto-corrélation.

La fonction d'auto-corrélation permet d'estimer la corrélation entre deux pas. Nous allons introduire une variable appelée "Lag". Elle représente le degré de corrélation entre des pas espacés de  $n$  pas et est définie tel que

$$Lag(n) = Corr(Z_i, Z_{i-n}) \quad (4.13)$$

La figure 4.10 montre un exemple de fonctions d'auto-corrélation pour une chaîne de Markov pour chacun des paramètres d'oscillation en fonction du degré de corrélation.

En observant les courbes correspondant à  $\delta_{CP}$ ,  $\Delta m_{23}^2$  et  $\sin^2 \theta_{23}$ , on peut voir que les fonctions d'auto-corrélation décroissent et deviennent inférieures à 0,2 pour des degrés de corrélation inférieurs à 5000. Les pas distancés de plus de 5000 pas sont donc peu corrélés. Ce sont des exemples de paramètres pour lesquels la taille du pas est correcte.

Les courbes correspondant à  $\Delta m_{12}^2$ ,  $\sin \theta_{13}$  et  $\sin \theta_{12}$  montrent des fonctions d'auto-corrélation qui décroissent lentement et deviennent inférieures à 0,2 pour des degrés de corrélation supérieurs à 10000. Ce qui n'est pas souhaitable puisque cela signifie que la taille du pas est trop petite. Ce sont des exemples de tailles de pas non adaptées. Il a donc fallu les ajuster.

---

13. Les trois angles de mélanges  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$ , les deux différences de masse  $\Delta m_{12}^2$  et  $\Delta m_{23}^2$  et  $\delta_{CP}$ .

Les paramètres sont potentiellement corrélés entre eux : l'ajustement de la taille du pas d'un paramètre peut influencer les autres. La figure 4.11 montre les résultats pour des chaînes après avoir ajusté la taille des pas pour chaque paramètre.

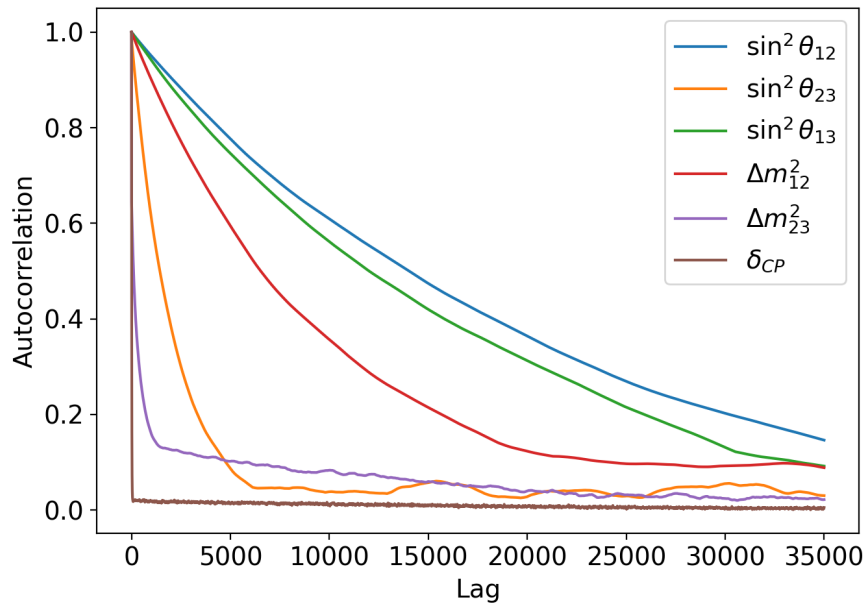


FIGURE 4.10 – Exemples de fonctions d'auto-corrélation pour chacun des paramètres d'oscillation en fonction du degré de corrélation.

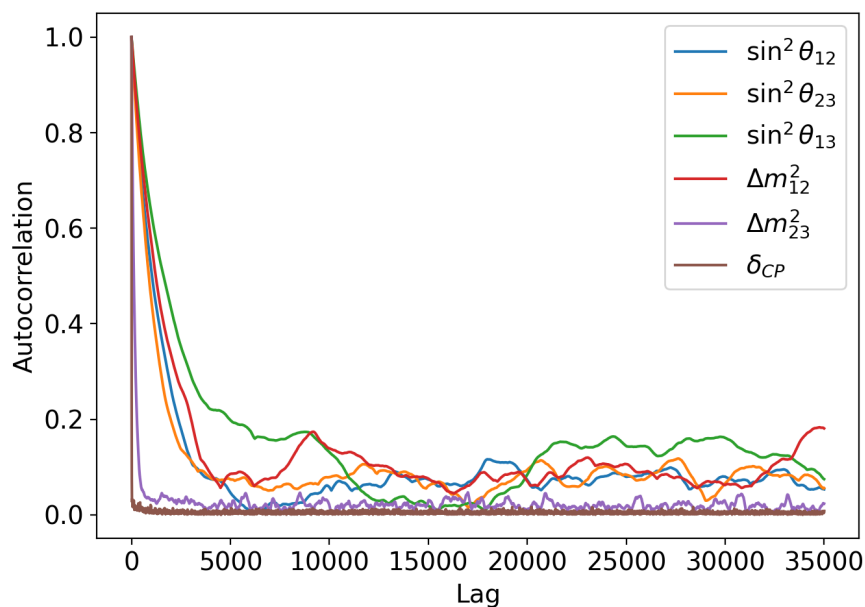


FIGURE 4.11 – Exemples de fonctions d'auto-corrélation après ajustement de la taille des pas.

Pour celle-ci, tous les paramètres ont des auto-corrélations inférieures à 0,2 pour des degrés de corrélation inférieurs à 10000. Pour confirmer que les chaînes sont correctement générées, il est intéressant d'observer la trace de ces paramètres.

La figure 4.12 représente ces traces, soit la valeur de la distribution en fonction du pas, pour quatre de ces paramètres. Les neutrinos atmosphériques dans DUNE sont surtout sensibles à  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\theta_{23}$  et  $\delta_{CP}$ . En observant les traces de ces paramètres, nous pouvons voir qu'elles parcourent des valeurs dans un intervalle avant de se stabiliser. L'exemple de  $\sin^2 \theta_{13}$  est représentatif des paramètres auxquels l'expérience n'est pas ou peu sensible. Sa valeur ne se stabilise pas mais reste dans l'intervalle de crédibilité. À noter : les valeurs visualisées sont les valeurs pour les pas acceptés. Lors de la génération de la chaîne, MaCh3 parcourt aussi des valeurs en dehors des intervalles de crédibilité mais ces pas peuvent ne pas être acceptés.

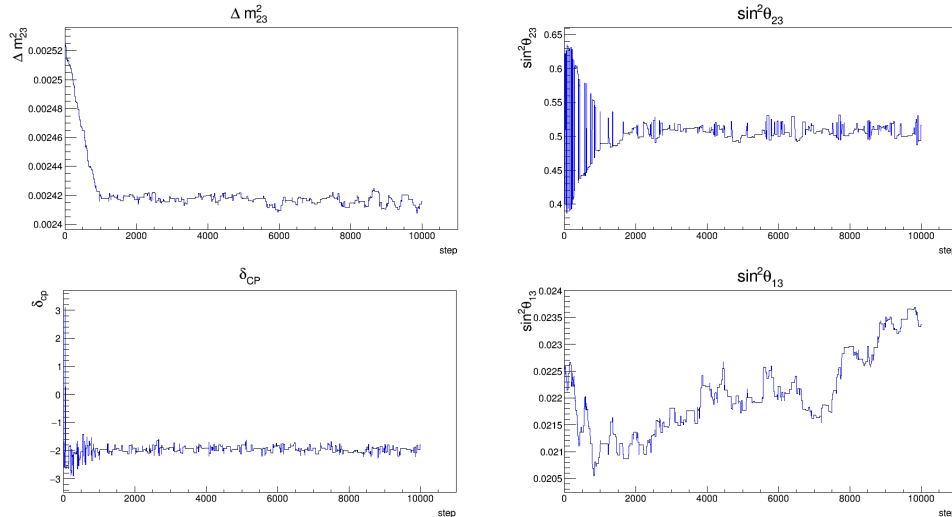


FIGURE 4.12 – Traces pour  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\sin^2 \theta_{23}$ ,  $\delta_{CP}$  et  $\sin^2 \theta_{13}$ .

En comparant la distribution de ces valeurs acceptées au *prior* (voir figure 4.13), il est possible de voir que, pour  $\sin^2 \theta_{12}$ ,  $\sin^2 \theta_{13}$  et  $\Delta m_{12}^2$ , les valeurs des intervalles de crédibilité correspondent à ceux du *prior*. Nous ne sommes donc pas sensibles à ces paramètres. Ce qui n'est pas le cas pour  $\sin^2 \theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$  et  $\delta_{CP}$ , pour lesquels le *prior* est plat.

Il reste à vérifier si la chaîne converge bien. Pour cela, j'ai lancé des analyses en partant de valeurs initiales différentes pour les paramètres d'oscillation. La figure 4.14 montre la trace de  $\Delta m_{23}^2$  (gauche) et la vraisemblance totale (droite) pour ces chaînes.

J'ai initialisé les quatre chaînes avec deux valeurs initiales de  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\sin^2 \theta_{23}$  et  $\delta_{CP}$  différentes. La trace de  $\Delta m_{23}^2$  montre bien que les chaînes sont initialisées à  $2, 5 \cdot 10^{-3}$  et à  $2, 3 \cdot 10^{-3}$ , et qu'elles convergent vers  $2, 43 \cdot 10^{-3}$ , au bout d'environ 500 pas. La valeur limite correspond bien à la valeur utilisée pour calculer les oscillations.

La vraisemblance confirme cette convergence. Comme les chaînes sont initialisées avec des paramètres d'oscillation différents, les vraisemblances initiales sont différentes mais convergent vers 500 au bout d'environ 1000 pas. Cette figure permet aussi d'obtenir la longueur du *burn-in*. Cette région correspond aux premiers pas avant que la chaîne ne converge et sera ignorée dans toutes les analyses à venir.

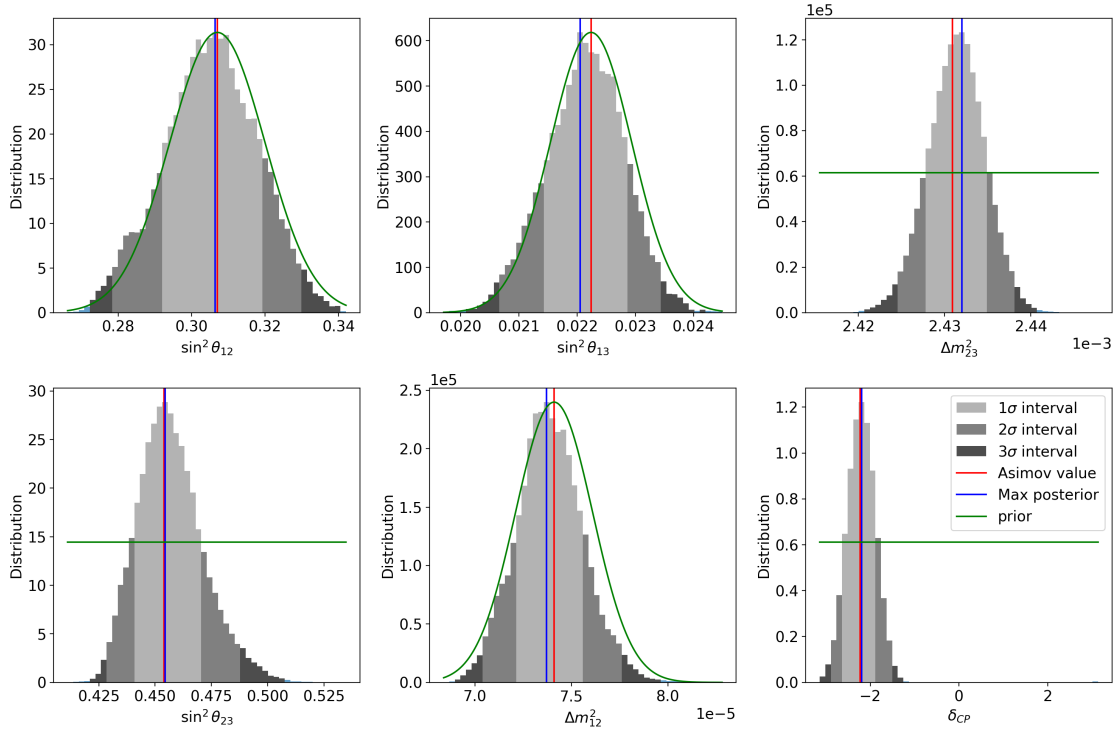


FIGURE 4.13 – Distributions des paramètres d’oscillation comparées au *prior*.

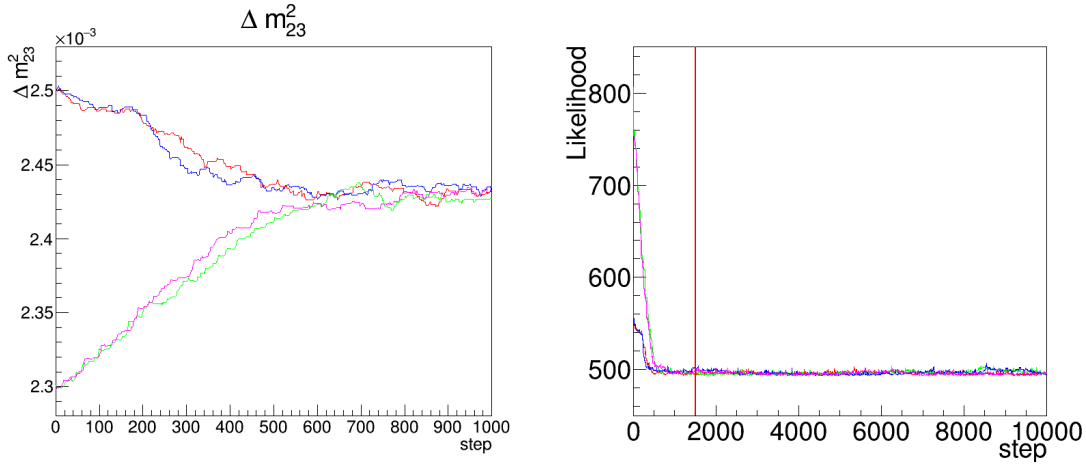


FIGURE 4.14 – Trace de  $\Delta m_{23}^2$  (gauche) et la vraisemblance totale (droite) pour des chaînes de Markov, générées avec des valeurs de paramètres d’oscillation initiales différentes.

## 4.4 Analyse statistique

Après avoir fait ces vérifications, nous avons donc pu lancer plusieurs simulations. En premier lieu, nous avons voulu vérifier que notre implémentation dans MaCh3 était fonctionnelle. Pour cela, nous avons utilisé une simulation appelée Asimov en tant que données. Avec cette configuration, MaCh3 calcule les taux d’événements pour une exposition de 400 kt.an à partir des simulations MC et compare les valeurs obtenues avec les mêmes simulations MC en faisant varier les paramètres d’oscillation. Cela permet de n’avoir aucune erreur systématique.

La figure 4.15 montre les distributions obtenues pour les six paramètres d'oscillation. Pour cette simulation, nous avons simulé une chaîne de Markov d'un million de pas et en différenciant les neutrinos des antineutrinos.

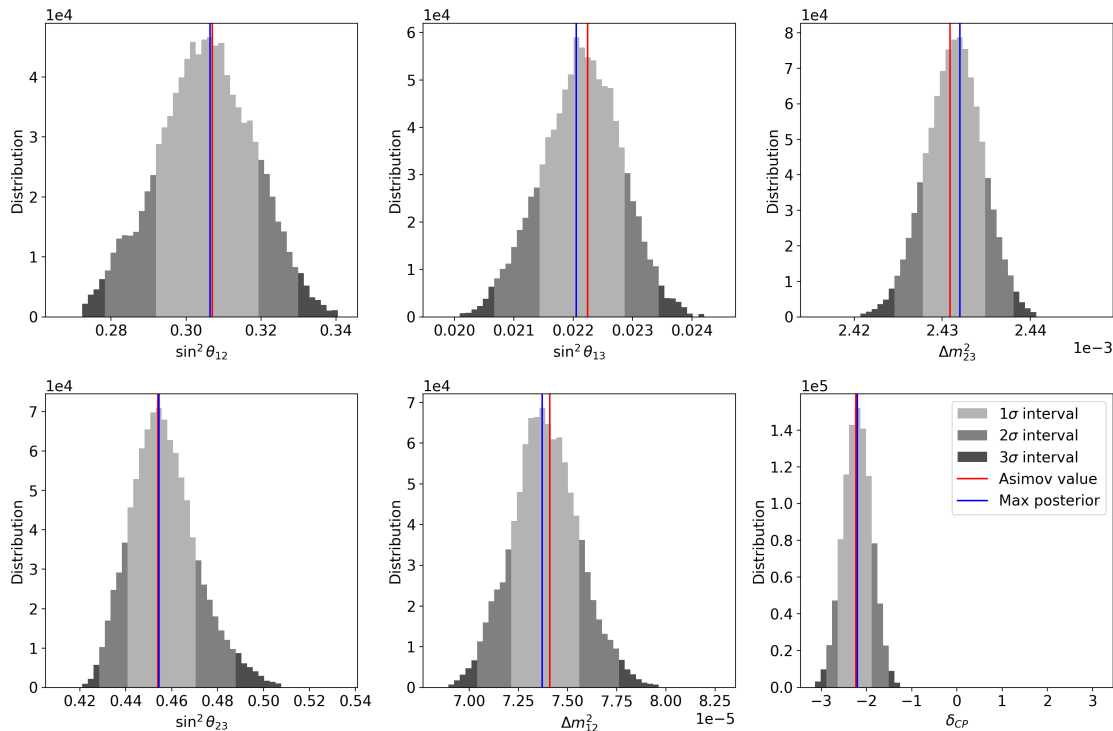


FIGURE 4.15 – Distributions des six paramètres d'oscillation obtenues avec MaCh3, sans erreur systématique.

Pour chaque paramètre, les intervalles à 1, 2 et  $3\sigma$  sont représentés. Les lignes rouges correspondent aux valeurs<sup>14</sup> des paramètres utilisées pour calculer les taux d'événements pour les données (ici simulation Asimov). La ligne bleue est la valeur du paramètre pour un maximum de *posterior*.

De ces figures, nous pouvons conclure que les valeurs obtenues par MaCh3 (*posterior* maximal) sont très proches des valeurs utilisées. *A priori*, sans erreur, une exposition de 400 kt.an est suffisante pour contraindre la hiérarchie de masse et l'octant de  $\theta_{23}$  à au moins  $3\sigma$ <sup>15</sup>. Cette analyse permet aussi de confirmer que MaCh3 fonctionne correctement. Nous pouvons donc ajouter une fluctuation statistique sur le nombre d'événements mesurés.

#### 4.4.1 Influence du nombre de pas et de la statistique de la simulation Monte-Carlo

Pour optimiser le temps de calcul pour l'étude des incertitudes systématiques, nous avons étudié l'influence du nombre de pas et de la taille de la simulation Monte-Carlo (MC) que MaCh3 compare aux données. Ces deux paramètres sont directement corrélés au temps de calcul.

14. Valeurs de NuFit v5.3 avec les atmosphériques de SK

15. Pour des paramètres d'oscillation aux valeurs de NuFit v5.3 avec les atmosphériques de SK.

La figure 4.16 montre les valeurs du maximum du *posterior* et l'intervalle de crédibilité à  $1\sigma$  obtenus par MaCh3 pour les six paramètres d'oscillation pour quatre tailles de simulations MC différentes et les compare aux valeurs Asimov<sup>16</sup> (pointillé). Les tailles de ces simulations correspondent à environ 100, 200, 300 et 500 fois le nombre d'événements attendus.

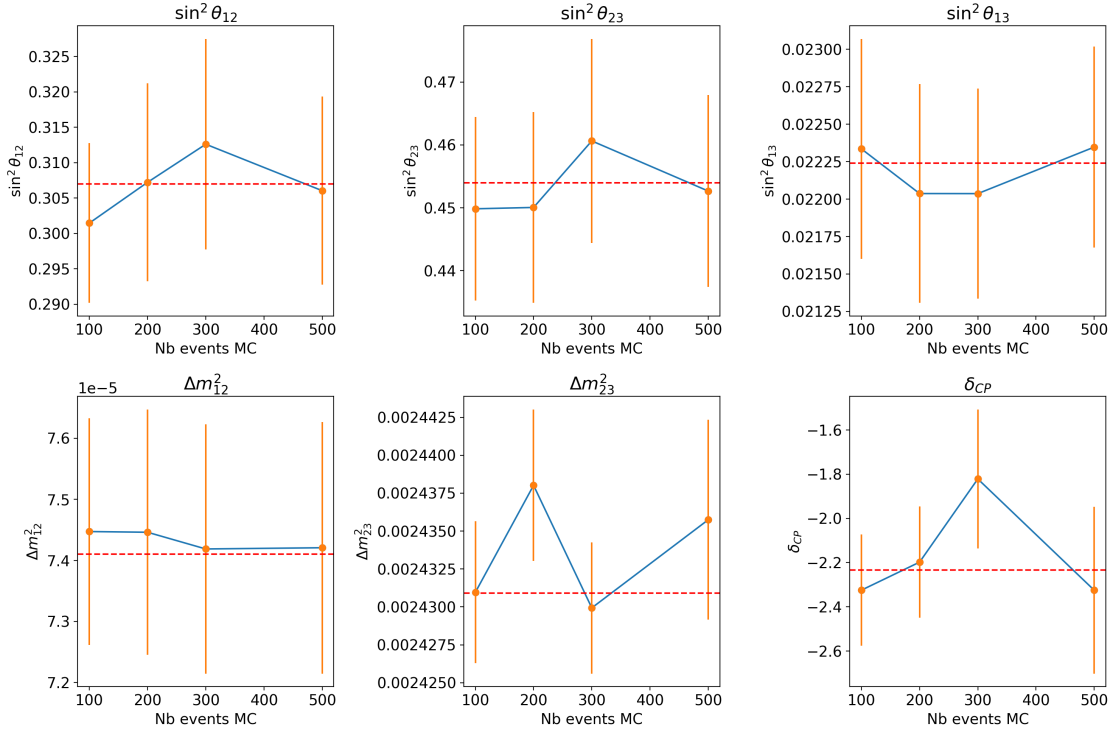


FIGURE 4.16 – Valeurs et intervalles à  $1\sigma$  obtenus par MaCh3 pour les paramètres d'oscillation en fonction de la taille des simulations MC.

Il est possible d'en déduire qu'*a priori*, la taille des simulations n'influe que peu sur les valeurs et les intervalles de crédibilité : les valeurs du maximum du *posterior* sont proches de la valeur Asimov et les tailles des intervalles de crédibilité à  $1\sigma$  sont semblables. Nous nous limiterons donc à une taille de simulations MC 100 fois plus importante que le nombre de neutrinos attendus.

Pour cette taille, nous avons donc effectué une analyse avec six millions de pas. La figure 4.17 montre l'influence du nombre de pas sur les valeurs du maximum du *posterior* et sur les intervalles de crédibilité à  $1\sigma$  des six paramètres d'oscillation et les compare aux valeurs Asimov (pointillé).

On voit que le nombre de pas n'influe que légèrement, encore moins que la taille des simulations, sur la valeur du maximum du *posterior* pour tous les paramètres d'oscillation. Les intervalles restent de même taille en fonction du nombre de pas. Nous savons donc que nous pouvons nous limiter à un million de pas désormais pour effectuer des études rapides.

16. Ce sont les valeurs de NuFit

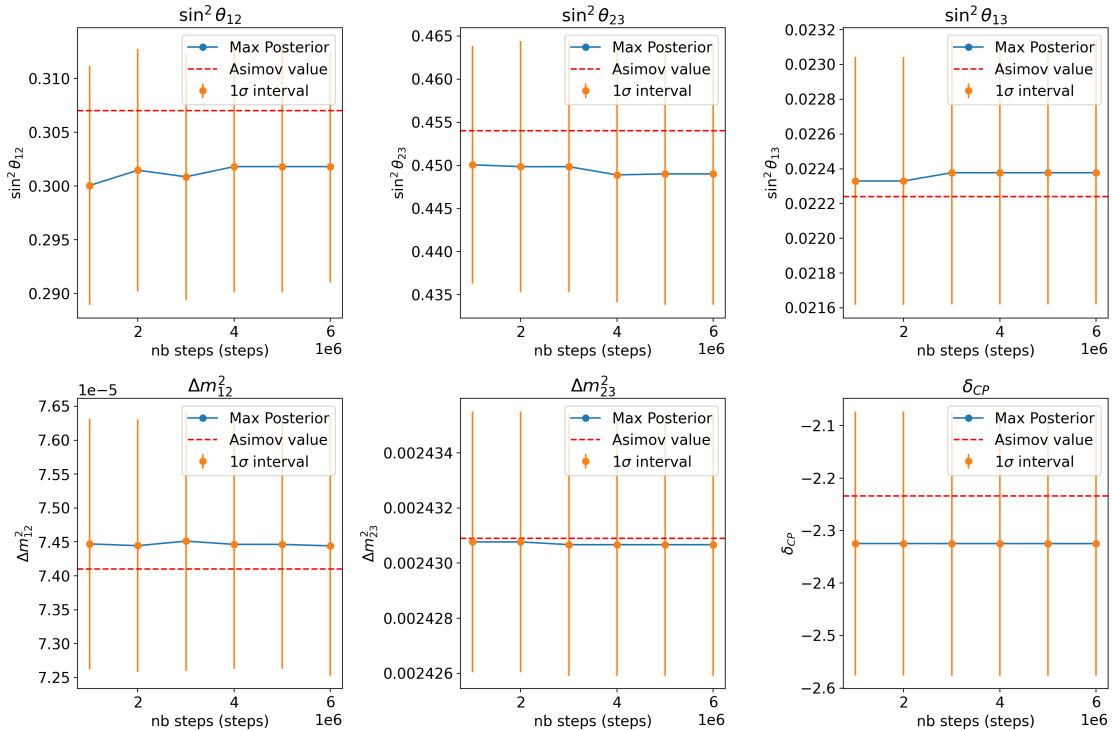


FIGURE 4.17 – Valeurs et intervalles à  $1\sigma$  obtenus par MaCh3 pour les paramètres d'oscillation en fonction du nombre de pas.

#### 4.4.2 Retour pour une exposition de 40 kt.an

MaCh3 permet de réaliser une analyse combinée des  $\nu_\mu$  et des  $\nu_e$ , ce que n'a pas pu faire l'analyse présentée dans la partie 3.6. Nous avons donc effectué une nouvelle analyse pour une exposition de deux détecteurs pendant deux ans, c'est-à-dire 40 kt.an, pour pouvoir comparer les deux résultats. Nous avons aussi introduit une fluctuation statistique sur le nombre d'événements mesurés<sup>17</sup>.

La figure 4.18 montre les nouveaux résultats obtenus en supposant la différenciation  $\nu/\bar{\nu}$ . On voit que les valeurs de  $\Delta m_{23}^2$  peuvent être positives (hiérarchie de masse normale) ou négatives<sup>18</sup> (hiérarchie de masse inverse). La statistique pour 40 kt.an donne un facteur de Bayes de 380, ce qui correspond à une très forte indication [138]. Le facteur de Bayes permet de comparer deux hypothèses et est défini tel que :

$$B_F = \frac{P(D|H_1)}{P(D|H_2)} \quad (4.14)$$

Nous pouvons aussi voir que, pour cette exposition et en différenciant  $\nu/\bar{\nu}$ , DUNE ne pourra pas obtenir l'octant de  $\theta_{23}$  ni mesurer la valeur de  $\delta_{CP}$ . Les valeurs du maximum du *posterior* ne sont pas identiques aux valeurs Asimov. et les intervalles de crédibilité pour  $\delta_{CP}$  parcourent presque entièrement le domaine de  $[-\pi, \pi]$ . Ceux de  $\theta_{23}$  englobent les deux octants, il n'est donc pas possible de lever la dégénérescence.

17. Dans la suite, une fluctuation statistique sur le nombre d'événements mesurés sera toujours rajoutée.

18. Il y a très peu de points donc l'axe des abscisses est logarithmique. La figure 4.21 montre une figure agrandie.

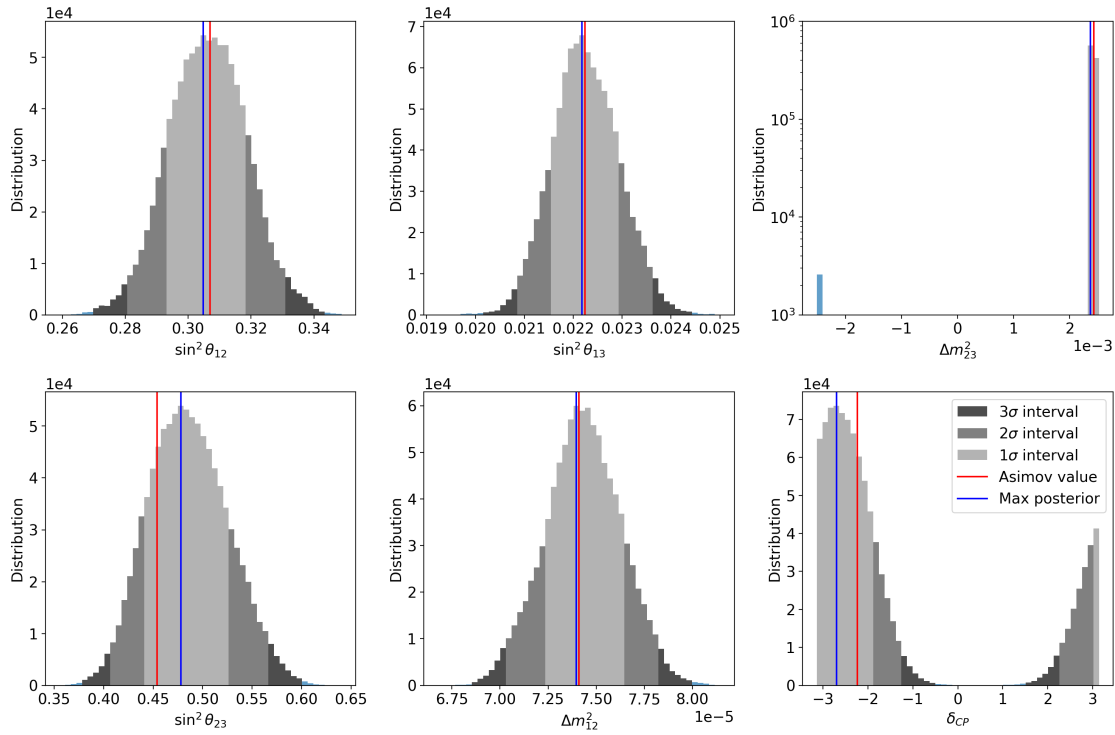


FIGURE 4.18 – Intervalles de crédibilité à  $3\sigma$  des paramètres d’oscillation pour une exposition de 40 kt.an, en séparant  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  en hiérarchie de masse normale.

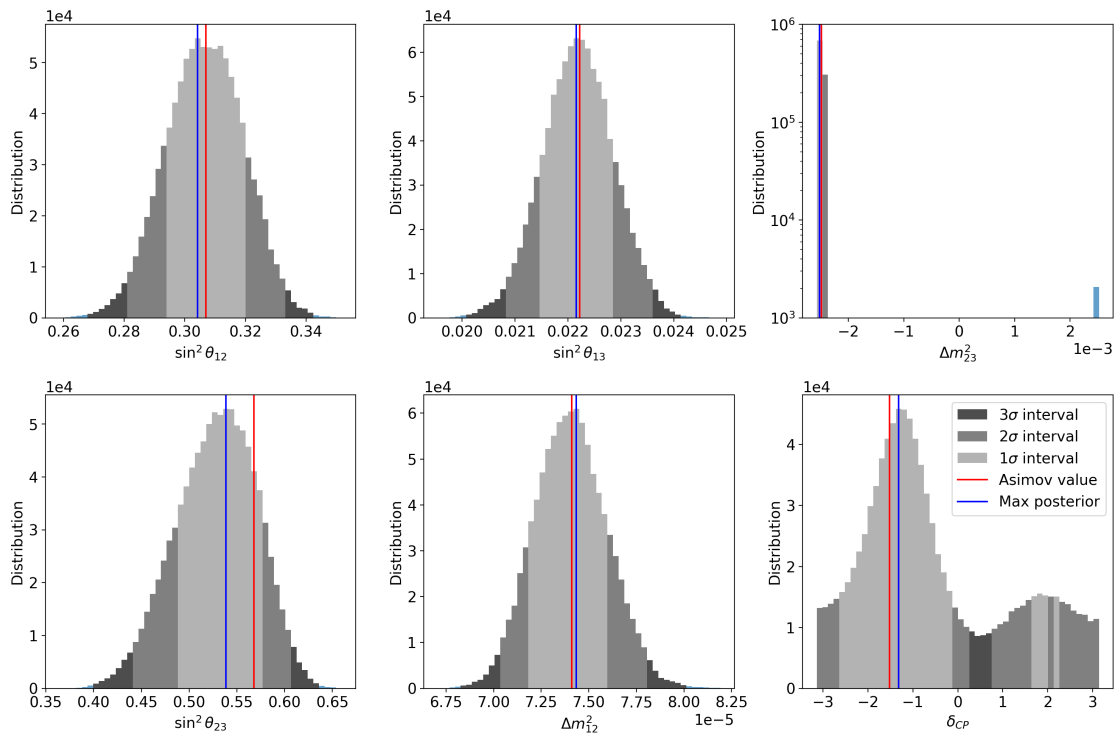


FIGURE 4.19 – Intervalles de crédibilité à  $3\sigma$  des paramètres d’oscillation pour une exposition de 40 kt.an en séparant  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  en hiérarchie de masse inverse.

En effectuant la même analyse pour des valeurs des paramètres en hiérarchie de masse inverse (voir figure 4.19), on obtient les mêmes conclusions :  $\Delta m_{23}^2$  peut prendre des valeurs négatives et quelques valeurs positives ( $B_F = 470$ ) et de même, les intervalles de crédibilité de  $\theta_{23}$  englobent les deux octants et ceux de  $\delta_{CP}$  l'intervalle  $[-\pi, \pi]$ .

### Somme $\nu/\bar{\nu}$

La figure 4.20 montre les résultats d'une analyse effectuée en reprenant l'hypothèse de la hiérarchie de masse normale et en supposant qu'il n'est pas possible de différencier les neutrinos des antineutrinos. Elle confirme que la sensibilité baisse quand  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  sont sommés : les intervalles de crédibilité, pour  $\delta_{CP}$  et pour  $\theta_{23}$ , sont plus grands par rapport à ceux présentés figure 4.18. Par exemple, l'intervalle à  $3\sigma$  pour  $\delta_{CP}$  parcourt plus de valeurs quand on somme  $\nu + \bar{\nu}$ . Pour  $\Delta m_{23}^2$ , cela se traduit par plus de valeurs en hiérarchie de masse inverse : l'intervalle de crédibilité à  $3\sigma$  contient plus de valeurs négatives ( $\approx 3 \cdot 10^4$  (pour  $10^6$  valeurs au total)) et  $B_F = 26$ , ce qui est bien plus faible comparé à la valeur du facteur de Bayes en différenciant  $\nu/\bar{\nu}$ . Cette valeur correspond à une indication moyennement forte.

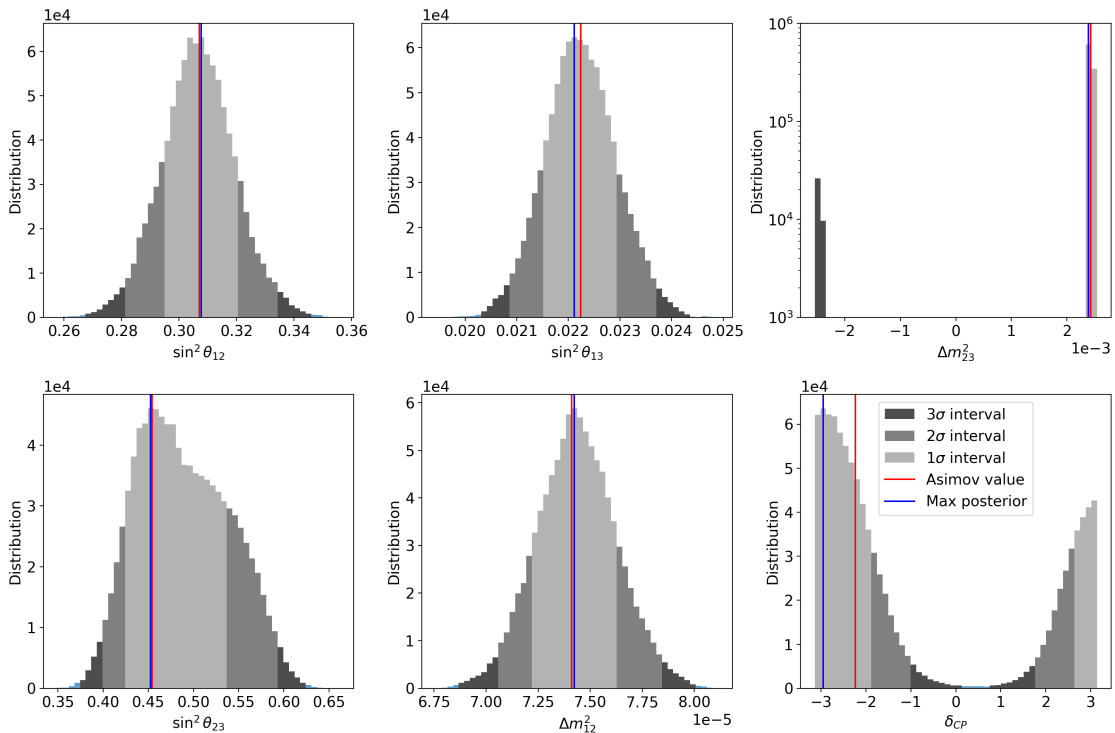


FIGURE 4.20 – Intervalles de crédibilité à  $3\sigma$  des paramètres d'oscillation pour une exposition de 40 kt.an en sommant les événements  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  d'une même saveur leptonique en hiérarchie de masse normale.

La figure 4.21 montre la distribution de  $\Delta m_{23}^2$  de manière plus détaillée. La figure de gauche montre cette distribution dans le cas où les taux d'événements neutrinos et les antineutrinos d'une même saveur leptonique sont séparés et, celle de droite, dans le cas où les deux sont sommés. Il est possible de confirmer qu'il y a beaucoup plus de valeurs négatives pour  $\Delta m_{23}^2$  sur la figure de droite par rapport à la figure

de gauche. Ce qui signifie que pour cette valeur de  $\Delta m_{23}^2$ , la hiérarchie de masse ne peut pas être contrainte à  $3\sigma$ .

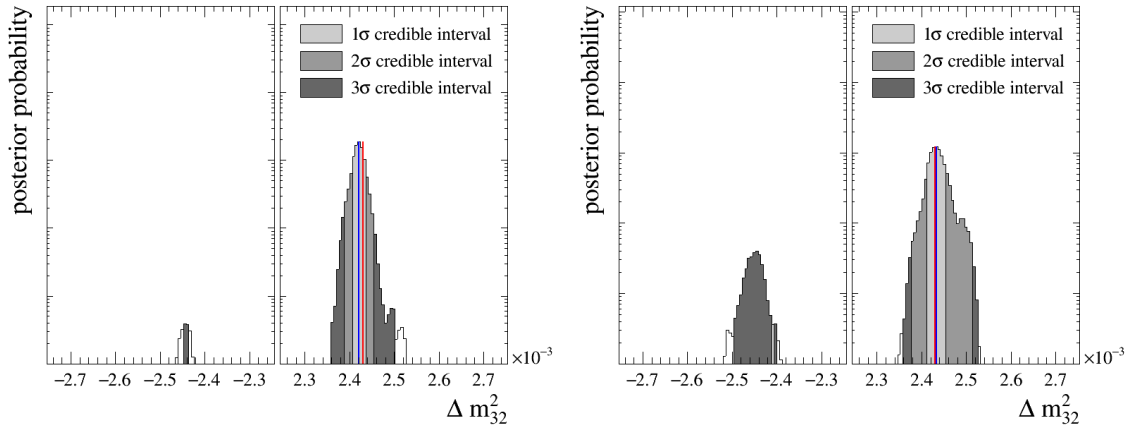


FIGURE 4.21 – Distribution de  $\Delta m_{23}^2$  pour une exposition de 40 kt.an en différenciant  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  (gauche) ou en les sommant (droite) en hiérarchie de masse normale. L'axe des abscisses est logarithmique.

### Cas réaliste

La construction des détecteurs lointains, notamment celle du Horizontal Drift, a pris du retard. Il est donc assez peu probable d'avoir deux détecteurs pendant deux ans avant d'avoir le faisceau, ce qui risque de diminuer encore plus l'exposition (de 40 kt.an) que l'on a envisagée jusqu'à maintenant. Selon l'hypothèse la plus réaliste, nous aurons un détecteur (le VD) pour un ou deux ans et un deuxième pour moins d'un an. Dans ce cas là, DUNE ne serait pas capable de différencier les neutrinos des antineutrinos. J'ai donc effectué une analyse en arrondissant cette exposition à 20 kt.an. Les résultats sont montrés sur la figure 4.22.

On voit que la distribution de  $\delta_{CP}$  est plus plate (pic à  $5 \cdot 10^4$  contre pic à  $6 \cdot 10^4$  sur la figure 4.20). Celle de  $\theta_{23}$  englobe toujours les deux octants, elle est donc non contrainte, et celle de  $\Delta m_{23}^2$  possède aussi plus de valeurs négatives : l'intervalle à  $2\sigma$  en contient (ce qui n'était pas le cas dans pour une exposition de 40 kt.an) et  $B_F = 5$  (indication modérée). La hiérarchie de masse est donc moins contrainte. Sans surprise, une exposition plus faible mène à une sensibilité plus faible. La conclusion du chapitre 3 reste inchangée : il est très peu probable que DUNE puisse mesurer la hiérarchie de masse avec les neutrinos atmosphériques avant de l'obtenir avec le faisceau.

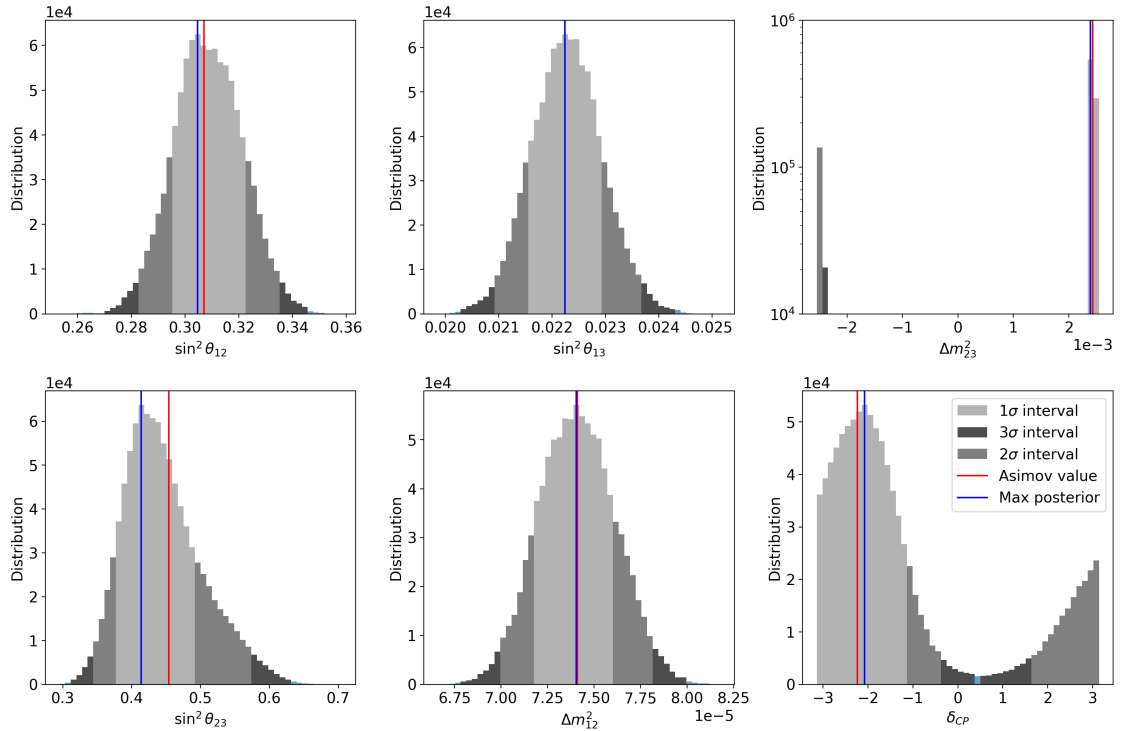


FIGURE 4.22 – Intervalles de crédibilité à  $3\sigma$  des paramètres d'oscillation pour une exposition de 20 kt.an en sommant  $\nu$  et  $\bar{\nu}$  en hiérarchie de masse normale.

### 4.4.3 Analyse pour une exposition de 400 kt.an

En étendant l'analyse à une exposition de 400 kt.an, nous avons utilisé un jeu de données qui comprend une fluctuation statistique sur le nombre d'événements mesurés. Les simulations MC ont une taille 100 fois supérieure au nombre d'événements attendus et nous avons généré des chaînes de Markov de  $6 \cdot 10^6$  de pas. La figure 4.23 montre les intervalles de crédibilité jusqu'à  $3\sigma$  pour les paramètres d'oscillation en prenant en compte une fluctuation statistique.

Nous pouvons voir que les valeurs obtenues sont proches des valeurs Asimov. Si on compare avec la figure 4.15, les intervalles de crédibilité avec la fluctuation statistique sont plus larges. Donc, en ne prenant en compte que cette fluctuation, une exposition de 400 kt.an est suffisante pour contraindre l'octant de  $\theta_{23}$  et la hiérarchie de masse à plus de  $3\sigma$  pour ces valeurs (Asimov) des paramètres, puisque les distributions ne changent pas d'octant ou de hiérarchie. Cependant, il n'est pas possible d'exclure une valeur de  $\delta_{CP} = 0 [\pi]$ <sup>19</sup> à  $3\sigma$  puisqu'elle est comprise dans la distribution.

19. Et donc de prouver la violation de la symétrie CP.

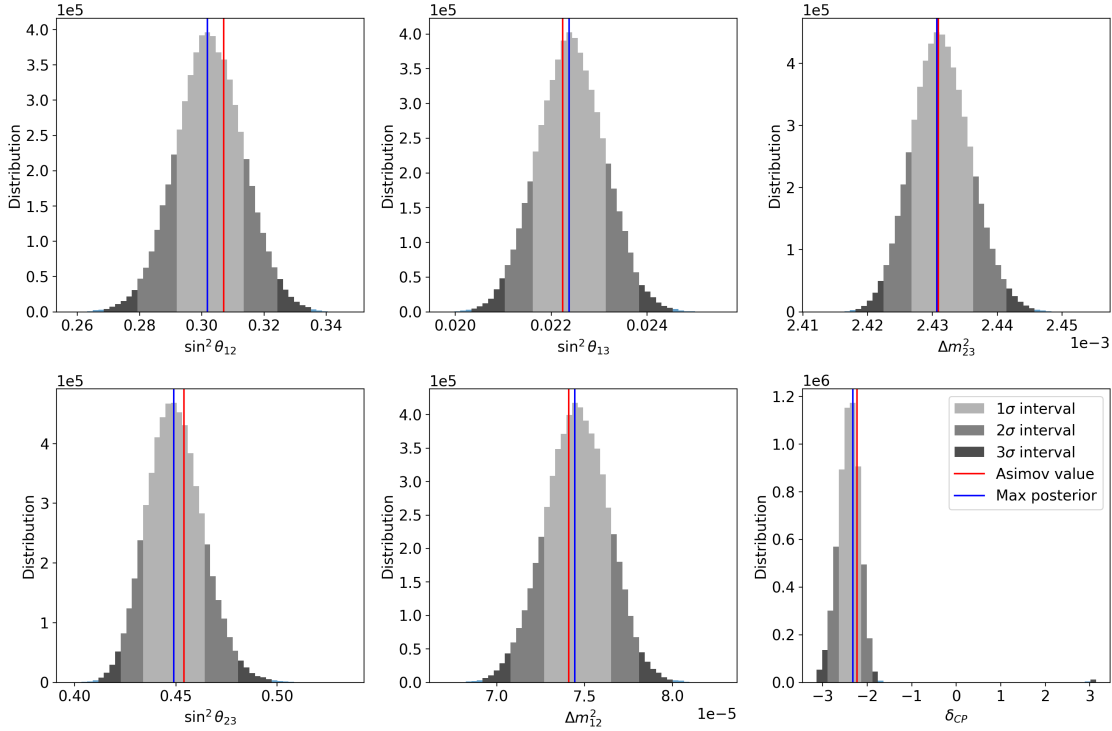


FIGURE 4.23 – Intervalles de crédibilité à  $3\sigma$  des paramètres d’oscillation pour exposition de 400 kt.an en hiérarchie de masse normale.

Les paramètres peuvent être corrélés entre eux, c’est pourquoi nous regardons aussi les distributions en fonction de deux paramètres, appelées contours d’exclusion. La figure 4.24 permet de visualiser la corrélation entre  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{23}^2/\delta_{CP}$  et la figure 4.25 toutes les corrélations. Nous pouvons remarquer que, pour les neutrinos atmosphériques, l’analyse tranche sur un octant de  $\theta_{23}$  et une hiérarchie de masse ( $\Delta m_{23}^2$ ).

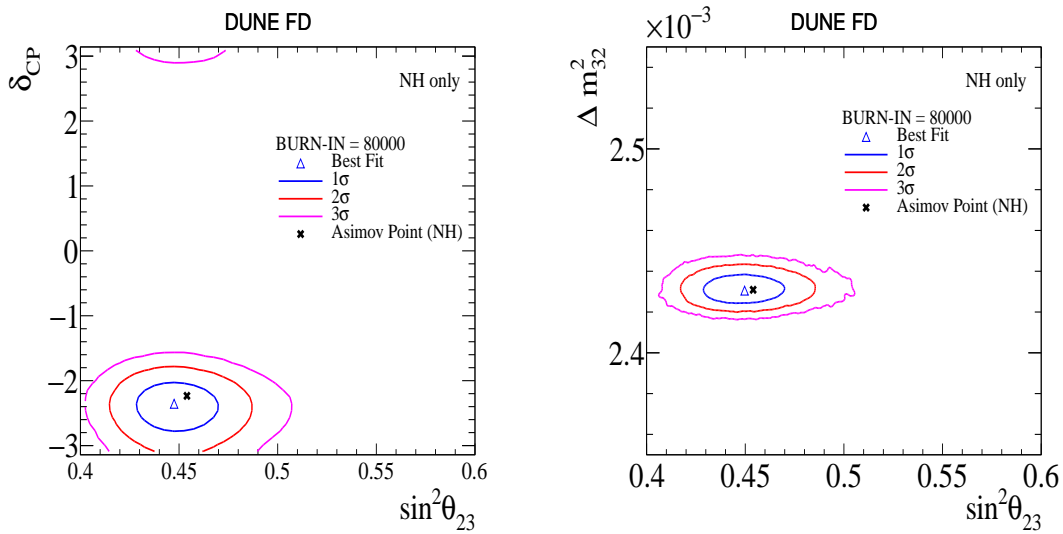


FIGURE 4.24 –  $\delta_{CP}$  en fonction de  $\theta_{23}$  (gauche) et  $\Delta m_{23}^2$  en fonction de  $\theta_{23}$  (droite).

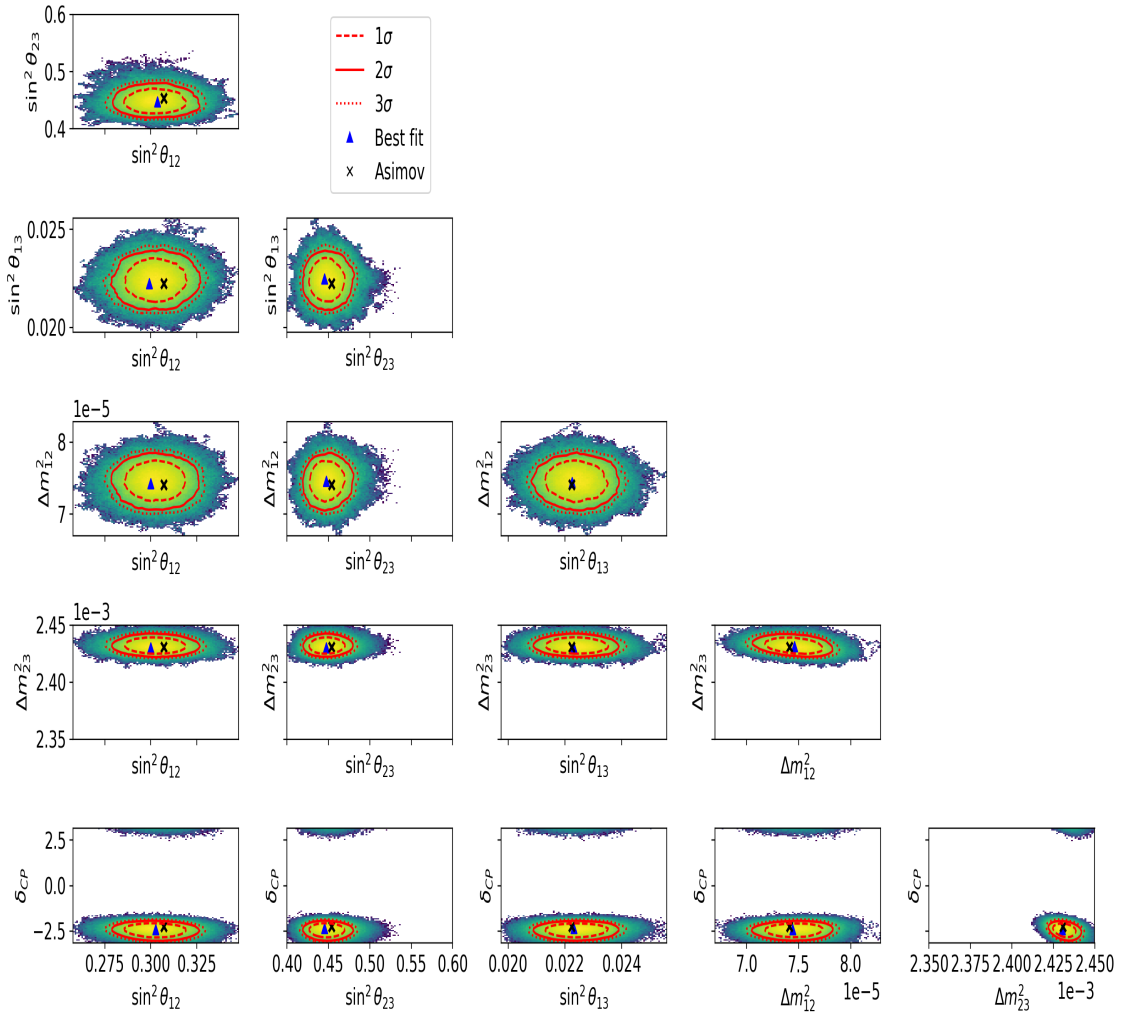


FIGURE 4.25 – Contours d'exclusion à deux dimensions des paramètres d'oscillation pour une exposition de 400 kt.an.

En lançant des analyses pour la même exposition mais avec les valeurs de NuFit v5.3 en hiérarchie de masse inverse, nous avons obtenu la même conclusion : la hiérarchie de masse et l'octant de  $\theta_{23}$  sont contraints mais pas  $\delta_{CP}$ .

#### 4.4.4 Influence de la différenciation $\nu/\bar{\nu}$

Dans la partie précédente, nous avons considéré que les neutrinos pouvaient être différenciés des antineutrinos. Nous avons vu que le fait de sommer les neutrinos et les antineutrinos d'une même saveur réduisait la sensibilité. Comme DUNE n'est pas certaine de pouvoir les différencier dès le début de la prise de données, nous allons comparer les résultats précédents avec une analyse en sommant les  $\nu$  et les  $\bar{\nu}$ .

Pour cette dernière, nous prenons un jeu de données et des simulations MC où les taux d'événements  $\nu$  et les  $\bar{\nu}$  d'une même saveur ont été sommé. Nous nous plaçons dans le même cadre : des simulations MC de taille 100 fois la statistique attendue et six millions de pas.

La figure 4.26 montre les valeurs du maximum du *posterior* et les intervalles de crédibilité à  $1\sigma$  en différenciant ou non les neutrinos des antineutrinos. Les points pour “ $\nu/\bar{\nu}$ ” (bleu) correspondent à l’analyse qui différencie les neutrinos des antineutrinos. Le cas contraire est représenté par les points pour “ $\nu + \bar{\nu}$ ” (orange). En comparant ces deux cas, on remarque que, pour  $\nu + \bar{\nu}$ , les points sont généralement plus éloignés de la valeur Asimov (trait rouge) que pour  $\nu/\bar{\nu}$ . De plus, les intervalles de crédibilité sont plus larges lorsque l’on somme les  $\nu$  et les  $\bar{\nu}$  d’une même saveur leptonique. Cela est particulièrement visible pour  $\delta_{CP}$  et  $\Delta m_{23}^2$ .

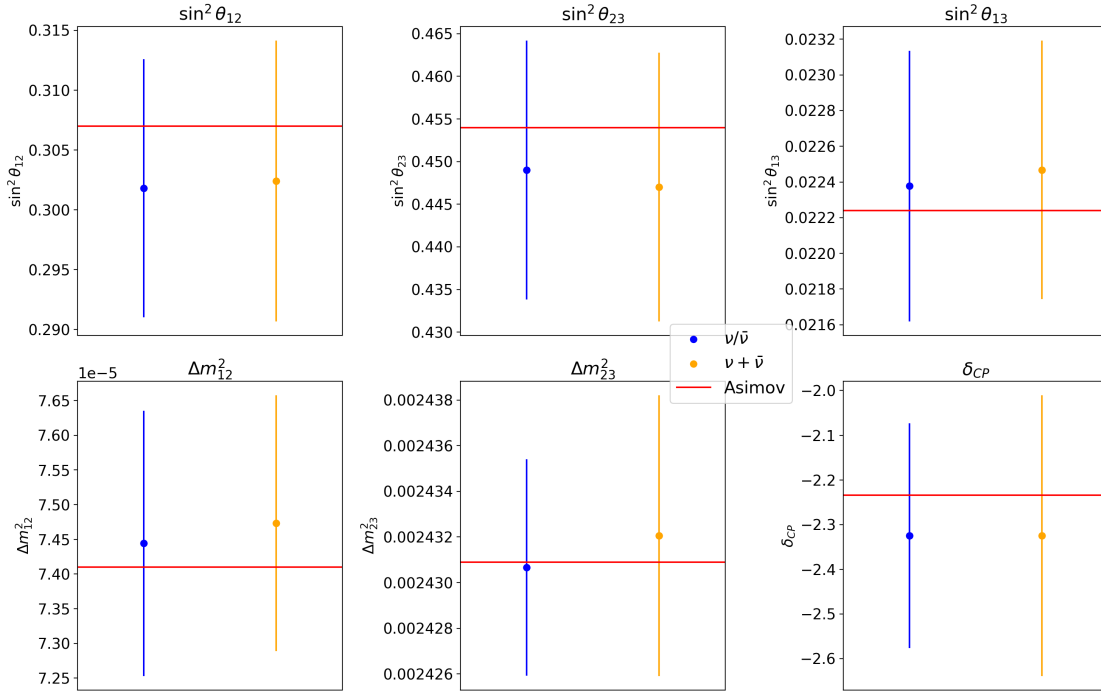


FIGURE 4.26 – Valeurs du maximum du *posterior* et intervalle de crédibilité à  $1\sigma$  pour les paramètres d’oscillation, en séparant ou non les  $\nu/\bar{\nu}$ .

Le tableau 4.2 rassemble la valeur du maximum du *posterior* obtenue, la valeur utilisée pour créer le jeu de données (Asimov) et les intervalles à  $1\sigma$  et à  $3\sigma$  pour chacun des paramètres pour les deux hypothèses de reconstruction. Il permet de visualiser plus précisément ces intervalles et confirme ce que montre la figure 4.26 : le fait de ne pas différencier les neutrinos des antineutrinos diminue la sensibilité de DUNE bien qu’il reste possible de contraindre les paramètres d’intérêts.

	$\nu/\bar{\nu}$		
	<i>Posterior</i> /Asimov	$1\sigma$	$3\sigma$
$\sin^2 \theta_{12}$	0.302/0.307	[0.292, 0.313]	[0.269, 0.335]
$\sin^2 \theta_{23}$	0.449/0.454	[0.434, 0.464]	[0.412, 0.497]
$\sin^2 \theta_{13}$	0.0224/0.0222	[0.0216, 0.0231]	[0.0203, 0.0245]
$\frac{\Delta m_{12}^2}{10^{-5} eV}$	7.444/7.41	[7.269, 7.651]	[6.918, 8.002]
$\frac{\Delta m_{23}^2}{10^{-3} eV}$	2.431/2.431	[2.427, 2.436]	[2.418, 2.446]
$\delta_{CP}$	-2.325/-2.234	[-2.639, -2.136]	[-3.142, -1.759] $\cup$ [3.016, 3.142]
	$\nu + \bar{\nu}$		
	<i>Posterior</i> /Asimov	$1\sigma$	$3\sigma$
$\sin^2 \theta_{12}$	0.302/0.307	[0.291, 0.314]	[0.271, 0.338]
$\sin^2 \theta_{23}$	0.447/0.454	[0.434, 0.466]	[0.411, 0.506]
$\sin^2 \theta_{13}$	0.0225/0.0222	[0.0217, 0.0232]	[0.0204, 0.0246]
$\frac{\Delta m_{12}^2}{10^{-5} eV}$	7.473/7.41	[7.304, 7.673]	[6.966, 8.042]
$\frac{\Delta m_{23}^2}{10^{-3} eV}$	2.432/2.431	[2.425, 2.438]	[2.415, 2.451]
$\delta_{CP}$	-2.325/-2.234	[-2.639, -2.011]	[-3.142, -1.508] $\cup$ [2.890, 3.142]

TABLE 4.2 – Maximum du *posterior*, valeur Asimov et intervalles de crédibilité à  $1\sigma$  et à  $3\sigma$  pour les six paramètres d'oscillation pour les deux hypothèses de reconstruction : différenciation ou non des neutrinos et des antineutrinos.

#### 4.4.5 Étude de la sensibilité

En étudiant la fluctuation statistique pour obtenir des sensibilités sur les paramètres d'oscillation, on a remarqué qu'il existait un biais sur la valeur de  $\delta_{CP}$ . La sensibilité sur ce paramètre provient des neutrinos de basse énergie ( $< \text{GeV}$ ). Cependant, à cause de la manière dont les événements sont générés par GENIE (suivant la section efficace), la statistique à basse énergie est très faible. Les calculs de taux d'événements effectués à partir de ces simulations MC sont donc biaisés. La figure 4.27 montre la différence relative du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de  $\cos \theta$  pour deux hypothèses sur la valeur de  $\delta_{CP} = 0$  ou  $-\pi/2$ . La différence relative correspond à l'échelle sur les figures et est définie pour chaque intervalle en  $\cos \theta$  et en énergie telle que

$$\Delta_{ij} = (N_{ij}^{hyp1} - N_{ij}^{hyp2}) / \sqrt{N_{ij}^{hyp1}} \quad (4.15)$$

Il existe vingt intervalles en  $\cos\theta$  allant de -1 à 1 et trente en énergie, allant de 0 à 10 GeV. Ces intervalles sont définis dans MaCh3 et ont aussi été utilisés dans la partie suivante.

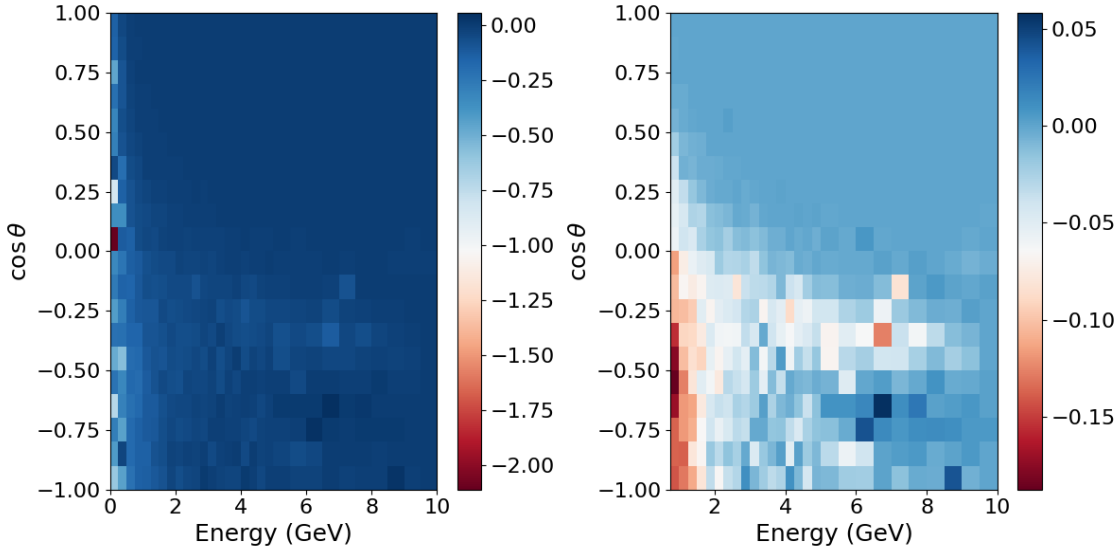


FIGURE 4.27 – Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de  $\cos\theta$  pour  $\delta_{CP} = 0$  ou  $-\pi/2$  entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite).

La figure de gauche montre que la sensibilité sur  $\delta_{CP}$  se trouve à très basse énergie et pour des neutrinos horizontaux<sup>20</sup> (voir le *bin* rouge). Pour s'affranchir des erreurs dues à la faible statistique des événements de basse énergie dans la simulation, nous avons exclu ces derniers (voir figure de droite ne comprenant que les événements d'énergie supérieure à 750 MeV). Il est possible de voir que l'échelle varie entre 0.05 et -0.15 alors que, pour la figure de gauche, elle variait de 0 à -2. La sensibilité à  $\delta_{CP}$  est donc faible à haute énergie. Afin de vérifier les résultats précédents sur  $\delta_{CP}$ , il faudrait recréer des simulations MC avec un plus grand nombre d'événements de très basse énergie.

Au contraire, les différences relatives entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse (voir figure 4.28) et les deux octants de  $\theta_{23}$  (voir figure 4.29) montrent qu'elles sont principalement à haute énergie (vers 7 GeV, *bin* rouge pour la hiérarchie de masse et *bin* bleu foncé pour l'octant), surtout pour la hiérarchie de masse. Les événements de basse énergie n'ont que peu d'impact pour la mesure de ces paramètres. Nous ne nous focaliserons désormais que sur les trois paramètres qui nous ont intéressés dans cette partie.

20. Ces neutrinos ont une distance d'oscillation similaire à celle des neutrinos de faisceau.

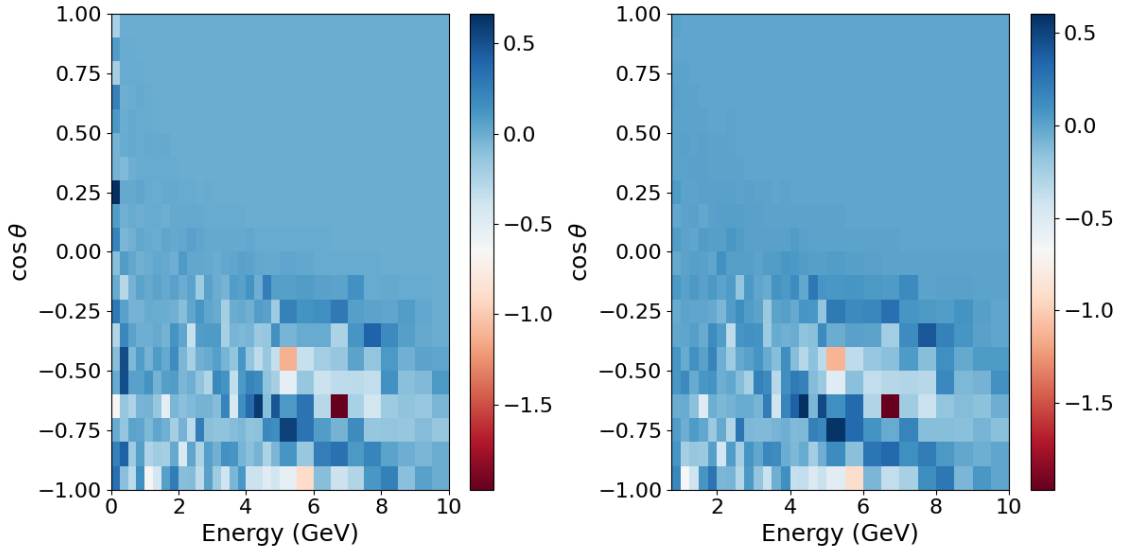


FIGURE 4.28 – Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de  $\cos \theta$  pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour  $\delta_{CP} = -\pi/2$  entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite).

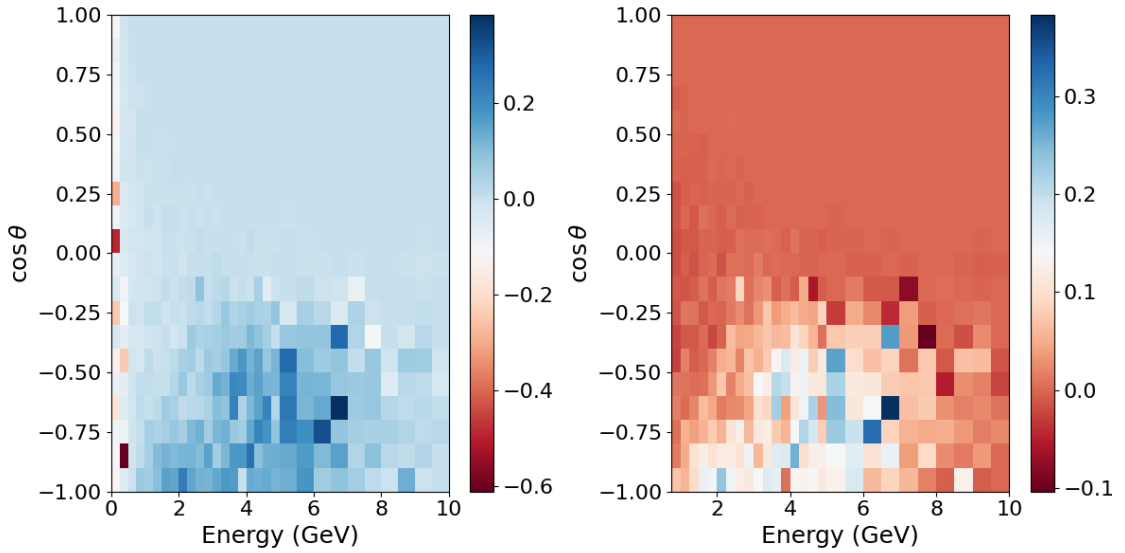


FIGURE 4.29 – Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de  $\cos \theta$  pour deux octants de  $\theta_{23}$  pour  $\delta_{CP} = -\pi/2$  entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite).

### 4.4.6 Approches préliminaires sur les erreurs systématiques

Pour étudier l'influence des erreurs systématiques sur la mesure des paramètres d'oscillation, nous en avons introduit sur les données sans modifier la simulation MC :

- sur l'énergie : une erreur gaussienne sur la valeur de l'énergie du lepton,
- sur l'angle : une erreur gaussienne sur la valeur de l'angle lepton,
- sur le flux : une erreur définie par  $\phi = \phi(1 + \cos \theta)$ ,
- des combinaisons de ces erreurs.

#### Énergie

L'incertitude systématique introduite sur l'énergie correspond à la procédure de reconstruction de la valeur de l'énergie du lepton. La figure 4.30 montre les distributions pour  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$  et  $\delta_{CP}$  pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur de l'énergie du lepton.

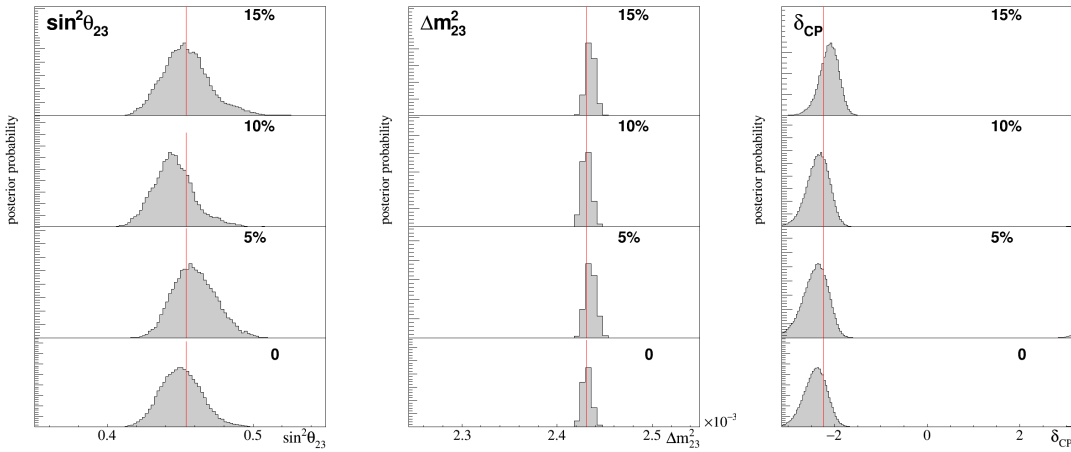


FIGURE 4.30 – Distributions pour  $\theta_{23}$  (gauche),  $\Delta m_{23}^2$  (centre) et  $\delta_{CP}$  (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur de l'énergie du lepton.

Il est possible de voir que les différences sont faibles : l'écart relatif maximal entre la valeur du maximum du *posterior* et la valeur nominale<sup>21</sup> (en rouge) est inférieur à 7% pour  $\delta_{CP}$ , à 2% pour  $\theta_{23}$  et à 1% pour  $\Delta m_{23}^2$ . Cela vient du fait que les intervalles en énergie choisis sont suffisamment larges pour pouvoir ignorer l'influence de cette erreur.

#### Angle

Nous avons fait de même pour l'angle du lepton en introduisant une erreur gaussienne de 10, 15 ou 20° (voir figure 4.31).

Dans ce cas, les différences sont plus visibles : l'écart relatif maximal entre la valeur du maximum du *posterior* et la valeur nominale est de 50% pour  $\delta_{CP}$ , de 11% pour  $\theta_{23}$  et inférieur à 2% pour  $\Delta m_{23}^2$ . La tendance montre que, plus l'erreur est grande, plus la valeur centrale est éloignée de la valeur utilisée. Il s'avère que, pour l'instant, la reconstruction de l'angle est mauvaise à très basse énergie (environ 30° à 1 GeV et s'améliore quand l'énergie augmente). Cela est dû au fait que la

21. Aussi appelée Asimov précédemment.

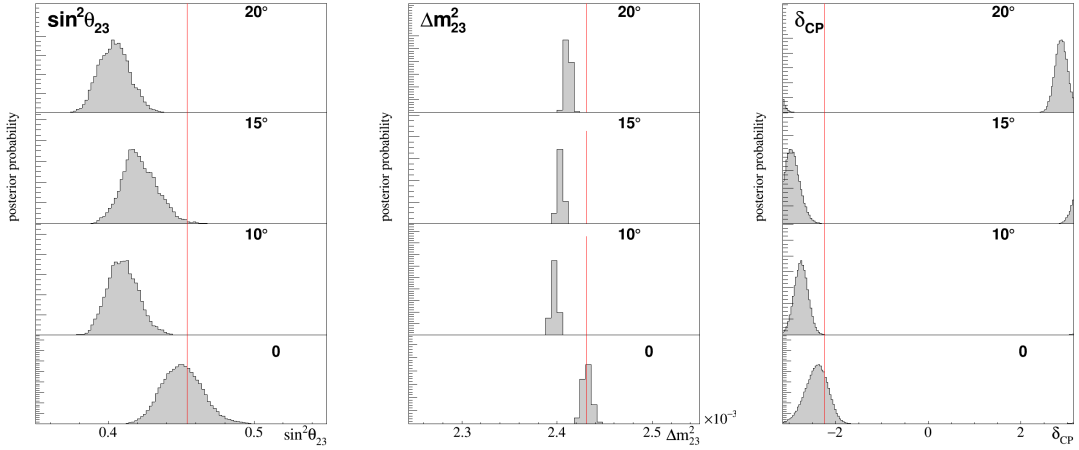


FIGURE 4.31 – Distributions pour  $\theta_{23}$  (gauche),  $\Delta m_{23}^2$  (centre) et  $\delta_{CP}$  (droite) pour  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $20^\circ$  d'erreur sur la valeur de l'angle du lepton.

courte trace du lepton ne permet pas d'obtenir un angle leptonique exact. Il faudra donc améliorer cette reconstruction pour que DUNE puisse mesurer les valeurs des paramètres d'oscillation avec précision.

## Flux

L'erreur introduite sur le flux est une erreur arbitraire définie par

$$\phi_\nu = \phi_\nu(1 + n \times \cos \theta) \quad (4.16)$$

avec  $n = 0.05, 0.10, 0.15$ .

Cela revient à diminuer le flux des neutrinos venant du bas et à augmenter le flux des neutrinos venant du haut. Les distributions sont montrées sur la figure 4.32.

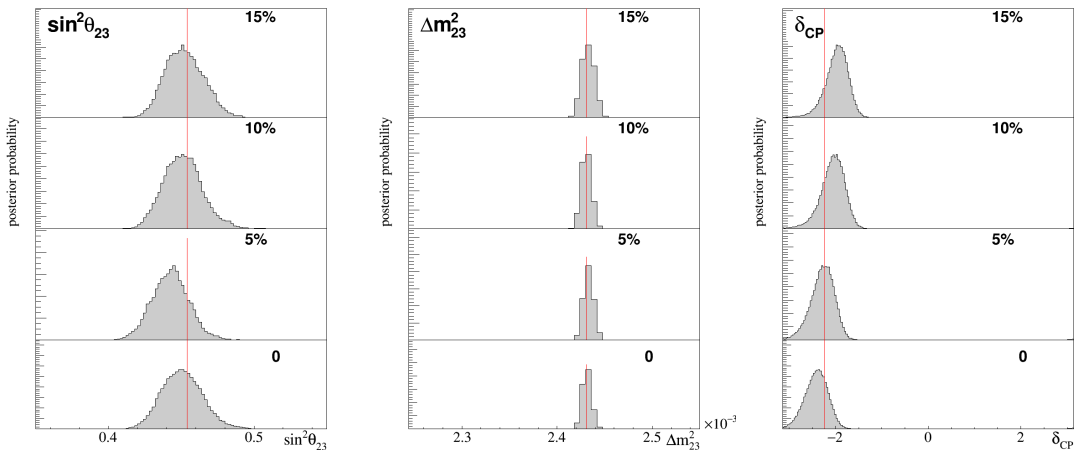


FIGURE 4.32 – Distributions pour  $\theta_{23}$  (gauche),  $\Delta m_{23}^2$  (centre) et  $\delta_{CP}$  (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur des flux.

Comme pour l'erreur sur l'énergie, les différences sont faibles : l'écart relatif maximal entre la valeur du maximum du *posterior* et la valeur nominale est inférieur à 12% pour  $\delta_{CP}$ , à 2% pour  $\theta_{23}$  et à 1% pour  $\Delta m_{23}^2$ .

## Combinaison

Comme les erreurs peuvent provenir de plusieurs sources à la fois, nous avons combiné ces trois incertitudes. En reprenant les mêmes magnitudes que précédemment, nous avons introduit des combinaisons d'erreurs : 5, 10 puis 15% d'erreur sur l'énergie et le flux, combiné à  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $20^\circ$  sur l'angle.

Il est possible d'observer (voir figure 4.33) que la valeur du maximum du *posterior* s'éloigne de la valeur nominale (valeur utilisée) quand les erreurs augmentent. De plus, dans un cas particulier (10% et  $15^\circ$  d'erreur), la hiérarchie de masse inverse est privilégiée alors que les données ont été générées avec une hypothèse de hiérarchie de masse normale.

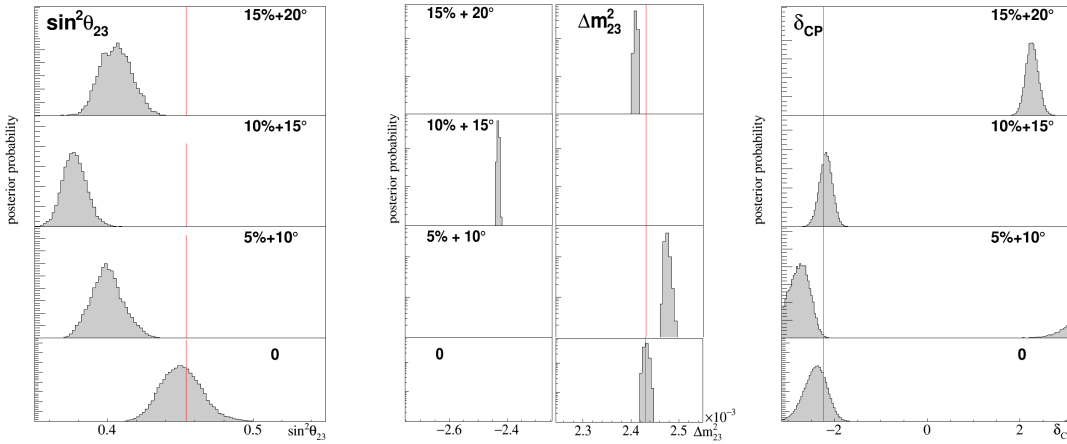


FIGURE 4.33 – Distributions pour  $\theta_{23}$  (gauche),  $\Delta m_{23}^2$  (centre) et  $\delta_{CP}$  (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur de l'énergie du lepton et sur la valeur du flux et 0,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $20^\circ$  sur la valeur de l'angle du lepton.

Considérant les distributions, il est difficile de tirer des conclusions sur cette introduction préliminaire des erreurs systématiques. Il faudra, par la suite, approfondir leur étude pour comprendre l'origine des formes des distributions.

### 4.4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord eu un aperçu des logiciels GENIE et GEANT. Nous avons ensuite pu étudier le principe d'une analyse statistique avec une approche bayésienne à travers le concept de chaîne de Markov Monte Carlo. Cette analyse se fait à l'aide de MaCh3, qui a été adapté pour les neutrinos atmosphériques. Après avoir vérifié que le logiciel fonctionnait bien et après avoir défini un nombre de pas et une taille de simulations MC, nous avons pu réaliser une première analyse, qui a permis d'approfondir l'analyse du chapitre 3. Les conclusions restent les mêmes : il est peu probable de mesurer la hiérarchie de masse en deux ans avec deux détecteurs. On a également pu vérifier qu'il n'était pas possible d'obtenir l'octant de  $\theta_{23}$ , ni la valeur de  $\delta_{CP}$ .

Nous avons, finalement, étendu l'analyse à dix ans d'expérience (400 kt.an) et nous avons montré que, pour les valeurs des paramètres d'oscillation données par NuFit v5.3 avec les neutrinos atmosphériques de Super-K et en ne prenant en compte

que la fluctuation statistique, il est possible de contraindre la hiérarchie de masse et l'octant de  $\theta_{23}$  à au moins  $3\sigma$ . Cependant, une valeur de  $\delta_{CP} = 0[\pi]$  ne peut pas être écartée à plus de  $3\sigma$ . Les deux analyses (à 40 kt.an et à 400 kt.an) ont aussi permis de confirmer l'importance de la séparation  $\nu/\bar{\nu}$  pour avoir une sensibilité maximale aux paramètres. En étudiant plusieurs jeux de données avec une fluctuation statique, nous avons remarqué que le faible nombre d'événements à très basse énergie biaisait la valeur du maximum du *posterior* pour  $\delta_{CP}$ .

Ces analyses ont, enfin, permis d'optimiser le temps de calcul. Le but était de pouvoir étudier les erreurs systématiques précisément pour obtenir une liste de celles qui impactent le plus la mesure des paramètres d'oscillation afin de les réduire au maximum avant le début de la prise de données. Nous avons débuté ce travail de recherche en introduisant des erreurs systématiques sur l'énergie du lepton, l'angle du lepton et sur le flux. Nous avons pu voir que l'erreur sur l'angle avait un impact dominant sur la valeur des paramètres d'oscillation obtenue mais qu'il faudra approfondir l'étude de ces erreurs pour pouvoir confirmer et comprendre ces résultats. Le développement de MaCh3 effectué dans cette thèse a justement permis de réaliser des analyses avec une statistique vingt fois plus grande qu'auparavant pour un temps bien plus court<sup>22</sup>. MaCh3 va donc permettre d'étudier les erreurs systématiques plus précisément.

\* \* \*

---

22. Il est dur de l'estimer puisque les analyses n'ont pas été réalisées sur les mêmes machines.

# Conclusion

Dès 2030, DUNE commencera son opération avec le faisceau de neutrinos le plus puissant au monde. L'expérience devrait permettre, pour la première fois, de mesurer tous les paramètres d'oscillation avec précision, notamment la hiérarchie de masse, l'octant de  $\theta_{23}$  et la valeur de  $\delta_{CP}$ . La mesure de ce dernier paramètre sera possible à travers l'étude de l'oscillation des (anti)neutrinos muoniques en (anti)neutrinos électroniques. Une valeur différente de  $\pi$  ou de 0 confirmerait la violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique et pourrait apporter des éléments de réponse pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers.

En parallèle, DUNE pourra détecter les neutrinos provenant d'autres sources tels que les neutrinos solaires, de supernovae ou encore les neutrinos atmosphériques. La similitude de ces derniers avec les neutrinos de faisceau permettront d'obtenir des résultats avec des systématiques indépendantes de celles du faisceau. Ces résultats serviront à confirmer les valeurs des paramètres obtenues avec le faisceau et à les comparer avec celles d'autres expériences, notamment Hyper-Kamiokande.

Le premier chapitre de cette thèse m'a permis d'introduire les concepts physiques en rapport avec les neutrinos et de mentionner les résultats obtenus par toutes les expériences passées grâce auxquelles DUNE a pu voir le jour. J'ai fini ce chapitre par une présentation des valeurs des paramètres d'oscillation qui ont été utilisées tout au long de ma thèse et qui proviennent de NuFit v5.3.

Dans le deuxième chapitre, j'ai présenté DUNE en abordant les probabilités d'oscillation dans la matière auxquelles on s'attend pour une distance d'oscillation de 1285 km et la durée estimée pour mesurer les différents paramètres. J'ai ensuite étudié les trois interactions (quasi-élastique, résonante et profondément inélastique) majeures qui seront observées au sein des détecteurs de DUNE, en particulier leurs sections efficaces. Cela m'a amené ensuite à donner un aperçu des instruments que va utiliser la collaboration pour détecter ces neutrinos. Les détecteurs lointains sont des chambres à projection temporelle à dérive horizontale ou verticale. Cette technologie est nouvelle et, comme le LPSC construira la quasi-totalité des CRP *top*, je me suis attardé sur la présentation des prototypes et de ma contribution à l'installation des capteurs de niveau et l'étude du bruit des premiers CRP.

Les neutrinos atmosphériques sont le sujet d'étude détaillé dans les chapitres 3 et 4. La collaboration n'a commencé à s'y intéresser que très récemment. Comme peu de ressources existaient à ce sujet dans DUNE, nous nous sommes inspirés de Super-Kamiokande pour les étudier. Pour commencer, nous avons étudié leur flux à travers le modèle HKKM, puis leurs oscillations au sein de la Terre. Cela a per-

mis de calculer les taux d'événements attendus, et compte tenu de la quantité non négligeable de ces neutrinos, il a été intéressant d'étudier la possibilité de mesurer la hiérarchie de masse avant la mise en marche du faisceau de neutrinos. Nous avons comparé les taux d'événements pour les deux hypothèses de hiérarchie. L'analyse, réalisée dans un cas idéal, a montré qu'il est très peu probable de pouvoir mesurer quoi que ce soit pour cette exposition : les différences entre les deux hypothèses sont trop faibles alors qu'aucune systématique n'a été prise en compte. Cette étude a cependant permis de montrer l'importance de pouvoir différencier les neutrinos des antineutrinos.

Les neutrinos atmosphériques restant une source abondante de neutrinos, l'analyse a été étendue à toute la durée de l'expérience. À l'aide des logiciels GENIE et GEANT4, 41 millions d'événements  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  ont été simulés dans une LArTPC. J'ai pu montrer la limite des détecteurs pour la reconstruction des neutrinos de hautes énergies en étudiant les énergies déposées : les muons issus des (anti)neutrinos muoniques de plusieurs GeV laissent de longues traces qui ne sont pas forcément contenues dans le détecteur. De tels événements ne peuvent donc pas être reconstruits, puisqu'il est impossible de remonter à l'énergie du neutrino, et devront être ignorés lors de l'analyse. En attendant que les reconstructions en angle et en énergie des neutrinos soient plus précises, nous avons utilisé l'énergie et l'angle (plus facilement accessibles) des leptons chargés. À partir des neutrinos simulés avec GENIE et GEANT4, des jeux de données ont été constitués en introduisant une fluctuation statistique. Ces données simulées ont ensuite été analysées avec MaCh3, un logiciel se basant sur les chaînes de Markov Monte Carlo avec une approche bayésienne. MaCh3 utilise la simulation et calcule les taux d'événements attendus pour des valeurs de paramètres d'oscillation données. Il compare ensuite ces taux d'événements au jeu de données en calculant la vraisemblance. En se basant sur celle-ci, MaCh3 valide ou non le pas et l'ensemble de ces pas constitue une chaîne de Markov. On obtient ainsi une distribution des paramètres que l'on cherche à estimer.

Après avoir effectué les vérifications montrant que les chaînes générées étaient exploitables, nous avons étudié l'effet de la statistique des simulations Monte-Carlo et du nombre de pas sur les intervalles de crédibilité pour les paramètres d'oscillation et les avons fixées. Une première analyse pour une exposition de 40 kt.an (c'est-à-dire deux ans avec deux détecteurs) a été réalisée afin d'approfondir celle faite dans le troisième chapitre. Elle montre que la statistique n'est pas suffisante pour trancher sur la hiérarchie de masse ou sur l'octant de  $\theta_{23}$ . Il n'est pas non plus possible d'obtenir une mesure de  $\delta_{CP}$  compte tenu des larges intervalles de crédibilité parcourant la quasi-totalité des valeurs entre  $[-\pi, \pi]$ . Bien que MaCh3 permette une analyse combinée des différents saveurs, la conclusion du chapitre 3 ne change pas : il sera peu probable de pouvoir mesurer la hiérarchie de masse avant la mise en marche du faisceau, surtout dans le cas plus réaliste d'une exposition de 20 kt.an.

Nous avons ensuite réalisé une analyse pour une exposition de 400 kt.an. avec les paramètres d'oscillation de NuFit v5.3<sup>23</sup>. L'analyse montre qu'il est possible de contraindre la hiérarchie de masse et l'octant de  $\theta_{23}$  à plus de  $3\sigma$ . Cependant, il n'est pas possible d'exclure une valeur de  $\delta_{CP} = 0$   $[\pi]$  à  $3\sigma$ . La comparaison de

23. Avec les neutrinos atmosphériques de Super-K

plusieurs analyses effectuées pour différentes expositions avec ou sans l'hypothèse de la séparation  $\nu/\bar{\nu}$  a montré l'importance de cette dernière : la sensibilité aux paramètres est plus basse quand on somme les neutrinos et les antineutrinos d'une même saveur leptonique. De plus la comparaison de plusieurs analyses effectuées avec différentes fluctuations statistiques a montré un biais sur la valeur mesurée de  $\delta_{CP}$  à cause d'une faible statistique d'événements à basse énergie où la sensibilité à  $\delta_{CP}$  est maximale.

Ces études ont permis de développer MaCh3 pour les neutrinos atmosphériques et sont un premier pas vers l'étude des erreurs systématiques que nous avons pu étudier préliminairement. L'ajout de ces erreurs peut être effectué simplement et leur influence sur la mesure des paramètres d'oscillation peut être étudiée plus efficacement à l'aide du développement de MaCh3 réalisé dans l'objectif d'optimiser les temps de calculs. En approfondissant l'étude des erreurs systématiques, il sera possible de définir une liste de systématiques ayant un impact important et de pouvoir travailler dessus afin de les réduire avant le début de la prise de données.

\* \* \*



# Bibliographie

- [1] W. Pauli. pen letter to the group of radioactive people at the gauverein meeting in tübingen, 1930.
- [2] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81(8) :1562–1567, August 1998.
- [3] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, November 1962.
- [4] H. Nunokawa, S. Parke, and J. W. F. Valle. CP Violation and Neutrino Oscillations. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(2) :338–402, April 2008. arXiv : 0710.0554.
- [5] B. Abi et al. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume I : Introduction to DUNE. arXiv :2002.02967 [*hep-ex, physics :physics*], September 2020. arXiv : 2002.02967.
- [6] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen spectrum der  $\beta$ -strahlen von radium b + c. *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, 16 :383, 1914.
- [7] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 136(830) :692–708, 1932.
- [8] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. *Physical Review*, 92(3) :830–831, November 1953.
- [9] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, Jul 1962.
- [10] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504(3) :218–224, 2001.
- [11] G. F. Abellán et al. Improved cosmological constraints on the neutrino mass and lifetime. *Journal of High Energy Physics*, 2022(8), August 2022.
- [12] B. T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, 496(1) :505, mar 1998.
- [13] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 34 :247, 1957.
- [14] Y. Fukuda et al. Measurement of a small atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio. *Physics Letters B*, 433(1–2) :9–18, August 1998.
- [15] S. Fukuda et al. The Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2-3) :418–462, April 2003.

- [16] B. Aharmim et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review C*, 88(2) :025501, August 2013.
- [17] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Physical Review Letters*, 10(12) :531–533, June 1963.
- [18] M. Kobayashi and T. Maskawa. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2) :652–657, 02 1973.
- [19] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 34 :247, 1957.
- [20] C. Giunti and C. W. Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [21] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17 :2369–2374, May 1978.
- [22] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov. Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy. *Nuovo Cim. C*, 9 :17–26, 1986.
- [23] Shahaf Aharony Shapira. Current bounds on baryogenesis from complex yukawa couplings of light fermions. *Physical Review D*, 105(9), May 2022.
- [24] N. E. Mavromatos. Matter-antimatter asymmetry in the universe via string-inspired cpt violation at early eras. *Journal of Physics : Conference Series*, 952 :012006, January 2018.
- [25] A. D. Sakharov. Violation of cp invariance, c asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5 :32–35, 1967.
- [26] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, Feb 1957.
- [27] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109 :193–198, Jan 1958.
- [28] E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak. Chirality invariance and the universal fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109 :1860–1862, Mar 1958.
- [29] RENO Collaboration. Reno : An experiment for neutrino oscillation parameter  $\theta_{13}$  using reactor neutrinos at yonggwang, 2010.
- [30] J. Cao and K.-B. Luk. An overview of the daya bay reactor neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 908 :62–73, 2016. Neutrino Oscillations : Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015.
- [31] JUNO Collaboration. Juno physics and detector. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, page 103927, March 2022.
- [32] D. D’Angelo et al. Recent borexino results and prospects for the near future. *EPJ Web of Conferences*, 126, 05 2014.
- [33] GALLEX Collaboration. GALLEX solar neutrino observations : results for GALLEX IV. *Physics Letters B*, 447(1-2) :127–133, February 1999.
- [34] J. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III : Results for the 2002–2007 data-taking period. *Phys. Rev. C*, 80 :015807, 2009.

- [35] A. Bellerive et al. The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Physics B*, 908 :30–51, 2016. Neutrino Oscillations : Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015.
- [36] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of b8 solar neutrinos from measurements with nacl dissolved in the heavy-water detector at the sudbury neutrino observatory. *Physical Review C*, 72(5), November 2005.
- [37] A. Piepke. Kamland : A reactor neutrino experiment testing the solar neutrino anomaly. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 91(1) :99–104, 2001. Neutrino 2000.
- [38] D. Basilico et al. Final results of borexino on cno solar neutrinos. *Phys. Rev. D*, 108 :102005, Nov 2023.
- [39] T. Kajita. Atmospheric neutrinos and discovery of neutrino oscillations. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 86(4) :303–321, 2010.
- [40] R. Becker-Szendy et al. Neutrino measurements with the IMB detector. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 38 :331–336, 1995.
- [41] M. Aglietta et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the nusex experiment. *Europhysics Letters*, 8(7) :611, apr 1989.
- [42] Ch. Berger. Recent results from the frejus experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 264(1) :24–27, 1988.
- [43] M. H. Ahn et al. Measurement of neutrino oscillation by the k2k experiment. *Physical Review D*, 74(7), October 2006.
- [44] K. Abe et al. The t2k experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 659(1) :106–135, December 2011.
- [45] M. G. Aartsen et al. Pingu : a vision for neutrino and particle physics at the south pole. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 44(5) :054006, April 2017.
- [46] F. Halzen and A. Kheirandish. Icecube and high-energy cosmic neutrinos, 2022.
- [47] E. Drakopoulou. Km3net : Status and physics results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1056 :168592, 2023.
- [48] M. Spurio. Results from the antares neutrino telescope. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 291–293 :175–182, October 2017.
- [49] C. Gustavino. The opera experiment. *Journal of Physics : Conference Series*, 39(1) :326, may 2006.
- [50] J. Altegoer et al. The nomad experiment at the cern sps. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 404(1) :96–128, 1998.
- [51] J. Evans. The minos experiment : results and prospects, 2013.
- [52] A. Para and M. Szleper. Neutrino oscillations experiments using off-axis numi beam, 2001.

- 
- [53] P. Adamson et al. First measurement of muon-neutrino disappearance in NOvA. *Physical Review D*, 93(5) :051104, March 2016. arXiv : 1601.05037.
- [54] L. Kolupaeva and for the NOvA collaboration. Recent three-flavor neutrino oscillation results from the nova experiment. *Journal of Physics : Conference Series*, 1690(1) :012172, dec 2020.
- [55] M.A. Acero et al. Improved measurement of neutrino oscillation parameters by the nova experiment. *Physical Review D*, 106(3), August 2022.
- [56] K. Abe et al. Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations. *Nature*, 580(7803) :339–344, April 2020. arXiv : 1910.03887.
- [57] K. Hirata et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1490–1493, Apr 1987.
- [58] R. M. Bionta et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1494–1496, Apr 1987.
- [59] E. N. Alekseev et al. Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research. *JETP Lett.*, 45 :589–592, 1987.
- [60] M. Aglietta et al. On the neutrino burst from sn 1987a detected in the mt. blanc lsd experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 3 :453–462, 1988.
- [61] G. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroeder. The galactic supernova rate. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 92 :487–493, 05 1994.
- [62] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration. Hyper-Kamiokande Design Report. *arXiv :1805.04163 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :physics]*, November 2018. arXiv : 1805.04163.
- [63] C. Lunardini and I. Tamborra. Diffuse supernova neutrinos : oscillation effects, stellar cooling and progenitor mass dependence. *JCAP*, 07 :012, 2012.
- [64] T. Kafka. Final atmospheric neutrino oscillation results from Soudan 2. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39 :310–312, 2006.
- [65] J. Konijn et al. The chorus experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 48(1) :183–187, 1996. Proceedings of the Fourth International Workshop on Theoretical and Phenomenological Aspects of Underground Physics.
- [66]
- [67] Ivan Esteban, M.C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou. The fate of hints : updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. *Journal of High Energy Physics*, 2020(9), September 2020.
- [68] M. Aker et al. Katrin : status and prospects for the neutrino mass and beyond. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 49(10) :100501, September 2022.
- [69] S. Ganguly. Neutrino program at fermilab – enhancing proton beam power and accelerator infrastructure, 2024.

- [70] A. Abed Abud et al. Deep underground neutrino experiment (dune) near detector conceptual design report, 2021.
- [71] B. Abi et al. Deep underground neutrino experiment (dune), far detector technical design report, volume iv : Far detector single-phase technology, 2020.
- [72] DUNE Collaboration. The dune far detector vertical drift technology, technical design report, 2023.
- [73] B. Abi et al. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume II : DUNE Physics. *arXiv :2002.03005 [hep-ex, physics :physics]*, March 2020. arXiv : 2002.03005.
- [74] S. K. Agarwalla et al. Resolving the octant of  $\vartheta_{23}$  with t2k and nova. *Journal of High Energy Physics*, 2013(7), July 2013.
- [75] B. Abi et al. Supernova neutrino burst detection with the deep underground neutrino experiment - dune collaboration. *Eur. Phys. J. C*, 81(5) :423, 2021.
- [76] C. Andreopoulos et al. The genie neutrino monte carlo generator : Physics and user manual, 2015.
- [77] D. Casper. The nuance Neutrino Simulation, and the Future. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 112(1-3) :161–170, November 2002. arXiv : hep-ph/0208030.
- [78] J. A. Formaggio and G. P. Zeller. From eV to EeV : Neutrino Cross Sections Across Energy Scales. *Reviews of Modern Physics*, 84(3) :1307–1341, September 2012. arXiv : 1305.7513.
- [79] A. A. Aguilar-Arevalo et al. First measurement of the muon neutrino charged current quasielastic double differential cross section. *Physical Review D*, 81(9) :092005, May 2010.
- [80] P. Machado, H. Schulz, and J. Turner. Tau neutrinos at dune : New strategies, new opportunities. *Physical Review D*, 102(5), September 2020.
- [81] C.H. Llewellyn Smith. Neutrino reactions at accelerator energies. *Physics Reports*, 3(5) :261–379, June 1972.
- [82] H. Budd, A. Bodek, and J. Arrington. Modeling Quasi-elastic Form Factors for Electron and Neutrino Scattering. *arXiv :hep-ex/0308005*, September 2003. arXiv : hep-ex/0308005.
- [83] A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford, and H. Budd. Vector and Axial Nucleon Form Factors :A Duality Constrained Parameterization. *The European Physical Journal C*, 53(3) :349–354, February 2008. arXiv : 0708.1946.
- [84] Ch. Berger and L. M. Sehgal. Lepton mass effects in single pion production by neutrinos. *Physical Review D*, 76(11), December 2007.
- [85] A. Bodek and U. K. Yang. Higher twist,  $\xi_w$  scaling, and effective lo pdfs for lepton scattering in the few gev region. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 29(8) :1899–1905, July 2003.
- [86] A. Kayis-Topaksu et al. Cross-section measurement for quasi-elastic production of charmed baryons in  $\nu n$  interactions. *Physics Letters B*, 575(3) :198–207, 2003.
- [87] Yoshinari Hayato and Luke Pickering. The neut neutrino interaction simulation program library. *The European Physical Journal Special Topics*, 230(24) :4469–4481, October 2021.

- [88] T. Golan, J.T. Sobczyk, and J. Żmuda. NuWro : the Wrocław Monte Carlo Generator of Neutrino Interactions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 229-232 :499, August 2012.
- [89] Luisella Lari, Lia Meringa, and Allan Rowe. In-Kind Contributions : The PIP-II Project at Fermilab. *JACoW, IPAC2022 :MOPOST020*, 2022.
- [90] C. Rubbia. The Liquid Argon Time Projection Chamber : A New Concept for Neutrino Detectors, 5 1977.
- [91] P. Cennini et al. Performance of a three-ton liquid argon time projection chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 345(2) :230–243, 1994.
- [92] F. Arneodo et al. Performance of the 10m<sup>3</sup> icarus liquid argon prototype. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 498(1) :292–311, 2003.
- [93] S. Amerio et al. Design, construction and tests of the icarus t600 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 527(3) :329–410, 2004.
- [94] F. Arneodo et al. Performance of a liquid argon time projection chamber exposed to the cern west area neutrino facility neutrino beam. *Physical Review D*, 74(11), December 2006.
- [95] C. Amsler et al. ArgonCube : a novel, fully-modular approach for the realization of large-mass liquid argon TPC neutrino detectors, 2015.
- [96] R. Acciarri et al. Design and construction of the microboone detector. *Journal of Instrumentation*, 12(02) :P02017–P02017, February 2017.
- [97] K. J. Kelly et al. Sub-gev atmospheric neutrinos and cp-violation in dune. *Physical Review Letters*, 123(8), August 2019.
- [98] K. J. Kelly et al. Dune atmospheric neutrinos : Earth tomography. *Journal of High Energy Physics*, 2022(5), May 2022.
- [99] Wolfgang Bietenholz. The most powerful particles in the universe : a cosmic smash. *Revista Cubana de Fisica*, 31, 05 2013.
- [100] T. K. Gaisser and M. Honda. Flux of atmospheric neutrinos. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 52(1) :153–199, December 2002.
- [101] J. Alcaraz et al. Cosmic protons. *Physics Letters B*, 490(1) :27–35, 2000.
- [102] R. A. Alpher. Theoretical geomagnetic effects in cosmic radiation. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 55(4) :437–471, 1950.
- [103] G. Battistoni et al. The fluka atmospheric neutrino flux calculation. *Astroparticle Physics*, 19(2) :269–290, May 2003.
- [104] M. Honda et al. Atmospheric neutrino flux calculation using the nrlmsise-00 atmospheric model. *Phys. Rev. D*, 92 :023004, Jul 2015.
- [105] J. M. Picone et al. Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A12) :SIA 15–1–SIA 15–16, 2002.
- [106] S. Roesler, R. Engel, and J. Ranft. Advanced monte carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications, 2001.

- [107] K. Niita et al. Phits—a particle and heavy ion transport code system. *Radiation Measurements*, 41(9) :1080–1090, 2006. Space Radiation Transport, Shielding, and Risk Assessment Models.
- [108] K. Hanssget and J Ranft. *Compt. phys. comm* 43, 1986.
- [109]
- [110] P. Alken et al. International geomagnetic reference field : the thirteenth generation.
- [111] A Kumar et al. Invited review : Physics potential of the ical detector at the india-based neutrino observatory (ino). *Pramana*, 88(5), April 2017.
- [112] J. A. B. Coelho. Oscprob neutrino oscillation calculator.
- [113] Adam M. Dziewonski and Don L. Anderson. Preliminary reference earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4) :297–356, 1981.
- [114] K. Abe and et al. Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in super-kamiokande i-iv. *Physical Review D*, 97(7), April 2018.
- [115] H. Minakata and H. Nunokawa. Exploring neutrino mixing with low energy superbeams. *Journal of High Energy Physics*, 2001(10) :001–001, October 2001.
- [116] A. de Gouvêa and K J. Kelly. Neutrino versus antineutrino oscillation parameters at dune and hyper-kamiokande experiments. *Physical Review D*, 96(9), November 2017.
- [117] P. Huber and W. Winter. Neutrino factories and the “magic” baseline. *Physical Review D*, 68(3), August 2003.
- [118] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant. Breaking eightfold degeneracies in neutrino cp violation, mixing, and mass hierarchy. *Physical Review D*, 65(7), March 2002.
- [119] P. Coloma, H. Minakata, and S. J. Parke. Interplay between appearance and disappearance channels for precision measurements of  $\theta_{23}$  and  $\delta_{CP}$ . *Physical Review D*, 90(9), November 2014.
- [120] H. Minakata and S. J. Parke. Correlated, precision measurements of  $\theta_{23}$  and  $\delta_{CP}$  using only the electron neutrino appearance experiments. *Physical Review D*, 87(11), June 2013.
- [121] A. E. Cárcamo Hernández et al. Predictive pati-salam theory of fermion masses and mixing. *Journal of High Energy Physics*, 2017(7), July 2017.
- [122] S. K. Agarwalla, S. S. Chatterjee, and A. Palazzo. Degeneracy between  $\theta_{23}$  octant and neutrino non-standard interactions at dune. *Physics Letters B*, 762 :64–71, November 2016.
- [123] D. Dutta, P. Ghoshal, and S. K. Sehrawat. Octant of  $\theta_{23}$  at long baseline neutrino experiments in the light of nonunitary leptonic mixing. *Physical Review D*, 95(9), May 2017.
- [124] S.K. Agarwalla, S. S. Chatterjee, and A. Palazzo. Octant of  $\theta_{23}$  in danger with a light sterile neutrino. *Physical Review Letters*, 118(3), January 2017.
- [125] MicroBooNE collaboration. The pandora multi-algorithm approach to automated pattern recognition of cosmic-ray muon and neutrino events in the microboone detector, 2017.

- [126] A. O’Hagan and J. J. Forster. *Kendall’s Advanced Theory of Statistics, volume 2B : Bayesian Inference, second edition*, volume 2B. Arnold, 2004.
- [127] A. Bodek and J. L. Ritchie. Further studies of Fermi-motion effects in lepton scattering from nuclear targets. *Physical Review D*, 24(5) :1400–1402, September 1981.
- [128] L. A. Ahrens et al. Measurement of neutrino-proton and antineutrino-proton elastic scattering. *Phys. Rev. D*, 35 :785–809, Feb 1987.
- [129] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, July 2003.
- [130] M. Betancourt. A conceptual introduction to hamiltonian monte carlo, 2018.
- [131] M. Hollander and J. Sethuraman. Nonparametric statistics : Advanced computational methods. In Neil J. Smelser and Paul B. Baltes, editors, *International Encyclopedia of the Social & Behavioral Sciences*, pages 10660–10667. Pergamon, Oxford, 2001.
- [132] Johannes Buchner. Nested sampling methods. *Statistics Surveys*, 17(none), January 2023.
- [133] S. Chib and E. Greenberg. Understanding the metropolis-hastings algorithm. *The American Statistician*, 49(4) :327–335, 1995.
- [134] S-S. Jin, H. Ju, and H-J Jung. Adaptive markov chain monte carlo algorithms for bayesian inference : recent advances and comparative study. *Structure and Infrastructure Engineering*, 06 2019.
- [135]
- [136]
- [137] Felix Kallenborn, Christian Hundt, Sebastian Böser, and Bertil Schmidt. Massively parallel computation of atmospheric neutrino oscillations on cuda-enabled accelerators. *Computer Physics Communications*, 234 :235–244, 2019.
- [138] L Held and M Ott. On p-values and bayes factors. *Annual Review of Statistics and Its Application*, 5(Volume 5, 2018) :393–419, 2018.
- [139] A. Yu. Smirnov. The msw effect and solar neutrinos, 2003.
- [140] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, Apr 1966.
- [141] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. Comparison of 3-dimensional and 1-dimensional schemes in the calculation of atmospheric neutrinos. *Physical Review D*, 64(5), August 2001.
- [142] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8) :083C01, 08 2022.
- [143] E. L. Snider and G. Petrillo. LArSoft : Toolkit for Simulation, Reconstruction and Analysis of Liquid Argon TPC Neutrino Detectors, . *J. Phys. Conf. Ser.*, 898(4) :042057, 2017.

# Table des figures

1.1	Modèle Standard de la physique des particules. . . . .	13
1.2	Schéma illustrant les deux hypothèses de hiérarchie de masse des neutrinos. . . . .	22
1.3	Flux des différentes sources de neutrinos en fonction de leur énergie. . . . .	23
1.4	Résultats de Double Chooz sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ . . . . .	24
1.5	Flux de neutrinos solaires selon la réaction source [32]. . . . .	25
1.6	Flux de neutrinos muoniques et tauiques en fonction du flux de neutrinos électroniques par l'expérience SNO [35]. . . . .	27
1.7	Ajustement de $\Delta m_{12}^2$ et de $\theta_{12}$ . a) par l'expérience KamLAND seule ; b) par combinaison de KamLAND et des expériences de neutrinos solaires [36]. . . . .	27
1.8	Génèse des neutrinos atmosphériques [39]. . . . .	29
1.9	Schéma du principe de l'expérience DUNE. . . . .	30
1.10	Ajustement de $\Delta m_{32}^2$ en fonction de $\sin^2 \theta_{23}$ [54]. . . . .	31
1.11	Zone d'exclusion de $\sin^2 \theta_{23}$ en fonction de $\delta_{CP}$ par T2K et NO $\nu$ A [55]. . . . .	32
1.12	Exemple de flux de neutrinos attendu d'une supernova à 10 kpc. . . . .	33
2.1	Schéma de l'expérience DUNE. À gauche SURF, où seront les détecteurs lointains, et à droite le Fermilab, où se situeront les détecteurs proches et le faisceau de neutrinos. . . . .	39
2.2	Contribution des différents termes (“ <i>reactor</i> ”, “ <i>interference</i> ” et “ <i>solar</i> ”) de l'eq. 2.2 à la probabilité d'oscillation d'un $\nu_\mu$ en $\nu_e$ en fonction de l'énergie du neutrino pour DUNE, qui a une distance d'oscillation de 1285 km dans la matière, pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de l'énergie des neutrinos. La zone grise correspond au flux de neutrinos attendus pour DUNE et qui n'auraient pas oscillé. . . . .	41
2.3	Probabilité d'oscillation en fonction de l'énergie du neutrino pour différentes valeurs de $\delta_{CP} = -\pi/2$ (bleu), 0 (rouge), $\pi/2$ (vert), en supposant une hiérarchie normale. À gauche pour des neutrinos et à droite pour des antineutrinos [73]. . . . .	42
2.4	Flux du faisceau de neutrinos pour les modes neutrino (gauche) et antineutrino (droite). . . . .	43
2.5	Taux de comptage des événements $\nu_\mu$ en énergie reconstruite en modes neutrino (gauche) et antineutrino (droite) pour une exposition de trois ans et demi chacun. Les figures supposent la hiérarchie de masse normale. . . . .	43

2.6	Flux du faisceau de neutrinos au détecteur proche pour différentes positions sur et hors-axe du faisceau pour les modes neutrino et antineutrino. . . . .	44
2.7	(gauche) Sensibilité à la violation de la symétrie CP en fonction de $\delta_{CP}$ . (droite) Sensibilité à la violation de la symétrie CP en supposant la violation maximale ( $\delta_{CP} = -\pi/2$ ), pour 50% et 75% des valeurs possibles de $\delta_{CP}$ . . . . .	46
2.8	(gauche) Sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse en fonction de $\delta_{CP}$ pour sept ans (bleu) et dix ans (orange) de prise de données. (droite) Sensibilité à la hiérarchie de masse pour $\delta_{CP} = -\pi/2$ et pour toutes les valeurs de $\delta_{CP}$ en fonction du nombre d'années de prise de données. . . . .	46
2.9	Sensibilité de DUNE à l'octant de $\theta_{23}$ en fonction de $\sin^2 \theta_{23}$ . . . . .	47
2.10	Sections efficaces normalisées en énergie en fonction de l'énergie du neutrino, entre 100 MeV et 100 GeV, pour les trois interactions principales en courant chargé d'un neutrino muonique sur un noyau isoscalaire (ici Carbone 12) [78] [79]. Les sections efficaces quasi-élastiques sont en rouges, les résonantes en bleu, les profondément inélastiques en vert et en noir la somme des trois. . . . .	48
2.11	Schéma d'une diffusion à deux corps. . . . .	50
2.12	Schéma pour la diffusion à deux corps dans les deux référentiels : à gauche celui du centre de masse et à droite celui du laboratoire. . . . .	50
2.13	Sections efficaces divisées par l'énergie du neutrino des 3 interactions principales en courant chargé d'un neutrino muonique sur un noyau d'Argon 40 en fonction d'une énergie neutrino entre 50 MeV et 100 GeV. . . . .	54
2.14	Sections efficaces en fonction de l'énergie du neutrino pour des neutrinos muoniques pour différentes valeurs de masse axiale et de cible [79].	55
2.15	Schéma du faisceau de neutrinos au Fermilab. . . . .	57
2.16	Schéma d'une LArTPC. Les électrons issus de l'ionisation dérivent de la gauche vers la droite vers l'anode et sont détectés par des plans d'induction et de collection qui permettent de visualiser la propagation des particules chargées au sein du détecteur. . . . .	58
2.17	Schéma d'un détecteur lointain. Le cryostat fait $18 \times 19 \times 66 \text{ m}^3$ et, pour échelle, une personne de taille moyenne a été placée en bas à gauche du schéma. . . . .	59
2.18	Schémas du hall représentant les différents détecteurs sur l'axe du faisceau (gauche) et avec ND-LAr et ND-GAr en position hors-axe (droite). La flèche <i>Beam axis</i> montre la direction du faisceau. . . . .	60
2.19	Schéma des cavernes et placement des modules du FD dans les cavernes de la mine de Homestake, à 1500 m sous terre. . . . .	63
2.20	Un module d'Horizontal Drift de 17 kt montrant la succession d'anodes et de cathodes de 58 m de long (l'axe en profondeur) par 12 m de haut ainsi que la cage de champ entourant les zones de dérive. . . . .	65
2.21	Schéma d'un APA. Les lignes vertes et magenta montrent une partie des plans d'induction et les lignes bleues correspondant à une partie des plans de collection et de blindage électrique. La partie en bleue, sur la droite, correspond à l'électronique froide. . . . .	65

2.22	Schéma des APA sur lequel on peut voir les barres de photodétecteurs en gris. . . . .	66
2.23	Schéma de conception du VD. En marron, les CRP sur base de PCB avec la superstructure les portant, en gris. Sur la gauche, les détails des CRP avec les couches en <i>strips</i> . Au centre, en gris foncé, se situe la cathode. Les carrés verts sur les bords du cryostat et sur la cathode sont les photodétecteurs. En blanc, la cage de champ tout autour du cryostat. . . . .	68
2.24	Schéma d'un CRU avec les deux vues d'induction et la vue de collection de haut (gauche) et en coupe (droite). La ligne au milieu, sur la gauche, marque la discontinuité des bandes de collections. . . . .	69
2.25	Schéma d'une superstructure comprenant six CRP avec, en bas, une vue déconstruite d'un CRP avec des PCB (marrons), une carte d'adaptation (vert) et des connecteurs de bord formant ensemble un CRU. Le cadre en composite est en noir et orange. . . . .	70
2.26	Schéma des lignes de champ calculées au niveau de l'anode. Les électrons d'ionisation suivent ces lignes de champ et sont guidés à travers les trous. . . . .	70
2.27	Schéma du CRP 1 qui combine les technologies CRP <i>top</i> (TDE) et CRP <i>bottom</i> (BDE). . . . .	72
2.28	Photo de l'installation d'un CRP dans la Cold-Box. On peut voir la cathode à l'intérieur avec un X-ARAPUCA (détecteur blanc sous la cathode) et, au-dessus, le toit de la Cold-Box et un CRP suspendu à celui-ci. . . . .	72
2.29	Schéma du Module-0 dans le cryostat NP02, avec le faisceau entrant dans le cryostat diagonalement. . . . .	73
2.30	Photo de l'intérieur du cryostat NP02. On y voit tout en haut les deux CRP <i>top</i> et, au milieu, la cathode. . . . .	74
2.31	Schéma d'une superstructure de six CRP avec, en jaune, les emplacements des capteurs de niveau. . . . .	75
2.32	Schéma d'un capteur de niveau. La partie marron est la partie correspondant aux circuits imprimés en peigne. Le reste est le support. . . . .	76
2.33	Caractérisation des capteurs de niveau dans l'azote liquide. À gauche, la capacité et la hauteur (en mm) de l'azote liquide en fonction du temps et, à droite, la capacité en fonction de la hauteur du niveau d'azote. . . . .	77
2.34	Photo de l'installation des capteurs de niveau et du branchement. Photo de deux capteurs de niveau au centre du CRP (gauche) et photo des branchements pour obtenir les données des capteurs de niveau (droite). . . . .	77
2.35	Capture d'écran du site web permettant de lire les données des capteurs de niveau en temps réel et photos du placement de ces derniers (rectangles verticaux) sur la structure du CRP. . . . .	78
2.36	Mesure des six capteurs de niveau lors du remplissage de la Cold-Box avec de l'argon liquide pour les tests du CRP 1. La figure de droite est un agrandissement d'une région de la figure de gauche. . . . .	78

2.37	Transformée de Fourier des données du test du CRP 1 avec la fréquence en fonction du numéro du <i>strip</i> . En haut à gauche la figure pour l'induction 1, à droite l'induction 2 et en bas la collection. . . . .	79
2.38	Transformée de Fourier des données du test du CRP 2 avec la fréquence en fonction du numéro de <i>strip</i> . En haut à gauche la figure pour l'induction 1, à droite l'induction 2 et en bas la collection. . . . .	80
2.39	Schéma d'un CRU avec les deux vues d'induction et la vue de collection. Des <i>strips</i> de longueurs différentes ont été surlignées sur la figure. . . . .	80
2.40	Signal de bruit total obtenu sur les CRP 4 (rouge) et 5 (bleu) en fonction des <i>strips</i> ( <i>channels</i> ). . . . .	81
2.41	Valeurs de $p_0$ et de $p_i$ en fonction du numéro du <i>strip</i> pour l'ajustement linéaire du rapport entre le signal sur chaque <i>strip</i> et un signal moyen calculé par vue (inductions 1, 2 et collection). . . . .	81
3.1	Genèse des neutrinos atmosphériques [39]. . . . .	86
3.2	Flux des rayons cosmiques en fonctions de l'énergie. La ligne en pointillé représente la fonction $E^{-3}$ [99] . . . . .	87
3.3	Taux de $\nu + \bar{\nu}$ en fonction de l'énergie et du cosinus de l'angle zénithal sans champ magnétique (gauche) et le ratio de $\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ , calculé pour le site de Super-Kamiokande [100]. . . . .	88
3.4	Ratio de contribution des pions et des kaons aux (anti)neutrinos muoniques et aux muons en fonction de l'énergie. La courbe rouge correspond à la verticale et la courbe bleue $\theta = 0^\circ$ en pointillé à $\theta = 60^\circ$ [100].	89
3.5	Schéma des différentes sphères utilisées pour le calcul des flux de neutrinos avec des exemples de particules générées sur la surface d'injection.	92
3.6	Comparatif de la densité de l'air par saison entre le modèle NRLMSISE-00 et le modèle US Standard'76 en fonction de l'altitude pour quatre sites de détecteurs : KAM pour SuperKamiokande, INO pour INO, SPL pour le pôle sud (IceCube) et PYH pour Pyhäsalmi. . . . .	93
3.7	Rapport entre un flux moyenné dans toutes les directions et des flux saisonniers (juin-août et décembre-février en bleu et en vert) en fonction de l'énergie (allant de 0,1 à 1000 GeV) pour les quatre sites. Pour le site KAM, le rapport a aussi été calculé en utilisant le modèle US Standard'76 (courbe rouge). . . . .	94
3.8	Rapport des flux saisonniers sur le flux moyen annuel en fonction de l'énergie à Homestake pour toutes les saveurs. . . . .	94
3.9	Flux de neutrinos en fonction de l'angle azimutal pour des neutrinos des quatre saveurs atmosphériques à 1 GeV. Sont représentés les flux pour différents intervalles de $\cos(\theta)$ . . . . .	95
3.10	Flux de $\bar{\nu}_\mu$ en fonction de l'angle azimutal pour différentes énergies (0,5 GeV, 1 GeV, 3,2 GeV, 5 GeV et 10 GeV). Sont représentés les flux pour différentes valeurs de $\cos(\theta)$ pour le site de DUNE. . . . .	96
3.11	Flux de neutrinos en fonction de l'angle azimutal pour des neutrinos atmosphériques des quatre saveurs à 3,2 GeV sur le site de Super-K. Sont représentés les flux pour différents intervalles de $\cos(\theta)$ . . . . .	97

3.12	Flux de neutrinos en fonction de l'angle azimutal pour des neutrinos des quatre saveurs atmosphériques à 3,2 GeV sur le site d'Homestake. Sont représentés les flux pour différents intervalles de $\cos(\theta)$ . . . . .	97
3.13	Composante horizontale du champ magnétique terrestre. Plusieurs sites expérimentaux sont indiqués. . . . .	98
3.14	Flux de neutrinos en fonction du cosinus de l'angle zénithal à différentes énergies (0,5 GeV, 1 GeV, 3,2 GeV, 5 GeV et 10 GeV) pour toutes les saveurs. Le flux correspondant à une activité solaire maximale est en trait plein et celui correspondant à une activité minimale est en pointillé. . . . .	98
3.15	Taux d'événements par courant chargé des neutrinos atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour DUNE pour un an avec un détecteur.	100
3.16	Taux d'événements totaux et par courant neutre (NC) des neutrinos atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour DUNE pour un an avec un détecteur. . . . .	101
3.17	Schéma de la Terre avec ses quatre couches principales. Deux neutrinos avec des trajectoires différentes et l'angle zénithal $\theta$ y sont représentés. Le détecteur est au point d'intersection des deux neutrinos.	102
3.18	Oscillogramme en fonction de $\cos\theta$ et de $L/E$ avec les paramètres d'oscillation de NuFit v5.3 avec les données atmosphériques de Super-K pour une hiérarchie de masse normale. Différentes valeurs d'énergie sont tracées. . . . .	103
3.19	Oscillogramme des probabilités d'oscillation en fonction de $\cos\theta$ et de l'énergie du neutrino. Les figures du haut montrent les probabilités d'oscillation pour les neutrinos : $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (gauche) et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (droite), et celles du bas les probabilités pour les antineutrinos. Les paramètres d'oscillation utilisés sont les paramètres de NuFit v5.3 avec les données atmosphériques de Super-K pour une hiérarchie de masse normale. . . . .	104
3.20	Taux d'événements par courant chargé attendus pour une exposition de 10 kt.an oscillés selon les paramètres de NuFit v5.3 (trait plein) et non oscillé (pointillé) ( $\nu_\mu$ en bleu, $\bar{\nu}_\mu$ en vert, $\bar{\nu}_e$ en rouge et $\bar{\nu}_e$ en mangenta). . . . .	105
3.21	Frise chronologique des étapes importantes de DUNE. . . . .	107
3.22	Taux d'événements (gauche) pour les $\nu_\mu$ (haut) et $\nu_e$ (bas) avec des $-0.4 < \cos\theta < 0.4$ et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse. . . . .	108
3.23	Taux d'événements (gauche) pour les $\nu_\mu$ (haut) et $\nu_e$ (bas) avec des $\cos\theta < -0.4$ et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse. . . . .	109
3.24	Taux d'événements (gauche) pour les $\bar{\nu}_\mu$ (haut) et $\bar{\nu}_e$ (bas) avec des $\cos\theta < -0.4$ et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse. . . . .	110
3.25	Taux d'événements (gauche) pour les $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (haut) et $\nu_e + \bar{\nu}_e$ (bas) avec des $\cos\theta < -0.4$ et différence relative (droite) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse. . . . .	111

3.26	Différences relatives des taux d'événements pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse en fonction de la borne inférieure (en abscisse) et de la borne supérieure (ordonnée) en énergie pour les $\nu_\mu$ , $\nu_e$ , $\bar{\nu}_\mu$ , $\bar{\nu}_e$ et les sommes $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ et $\nu_e + \bar{\nu}_e$ . . . . .	112
3.27	Taux d'événements intégrés en fonction de $\delta_{CP}$ pour les saveurs étudiées (et leur somme) pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs. . . . .	113
3.28	Différence relative des taux d'événements intégrés en fonction de $\delta_{CP}$ entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs. . . . .	114
3.29	Taux d'événements intégrés en fonction de $\theta_{23}$ pour les saveurs étudiées (et leur somme) pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs. . . . .	115
3.30	Différence relative des taux d'événements intégrés en fonction de $\theta_{23}$ pour les saveurs étudiées (et leur somme) entre les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour deux ans et deux détecteurs. . . . .	116
4.1	Schéma des étapes de génération, simulation, reconstruction et d'analyse de DUNE. . . . .	119
4.2	Visualisation de deux événements à l'aide de GEANT4 dans une LArTPC de 12 kt d'argon liquide. À gauche, un événement issu d'un neutrino muonique de 10 GeV et, à droite, un neutrino muonique de 1 GeV. En bleu, les particules neutres et, en rouge, les particules chargées. . . . .	121
4.3	Visualisation d'un événement de type neutrino électronique de 10 GeV avec toutes les particules produites (gauche) et seulement celles chargées (droite). . . . .	122
4.4	Figures montrant les répartitions de l'énergie du neutrino muonique (de 1 GeV) dans le détecteur en fonction des différentes interactions : énergie déposée, énergie perdue en dehors du détecteur, énergie d'événements ionisants et la somme des trois. . . . .	123
4.5	Énergie déposée en fonction de l'énergie du neutrino. . . . .	124
4.6	Histogrammes des énergies déposées dans le détecteur pour des $\nu_\mu$ de 1, 3, 7 et 10 GeV générés avec une position et une direction aléatoire et, en rouge, l'énergie du neutrino. . . . .	125
4.7	Énergie du lepton en fonction de l'énergie du neutrino (gauche) et angle du lepton en fonction de l'angle du neutrino (droite) pour des $\nu_\mu$ (haut) et des $\nu_e$ (bas) . . . . .	126
4.8	Schéma du fonctionnement des chaînes de Markov Monte Carlo. . . . .	131
4.9	Exemple de fonction de vraisemblance d'une chaîne de Markov Monte-Carlo ergodique (gauche) et exemple d'une chaîne non ergodique (droite). . . . .	131
4.10	Exemples de fonctions d'auto-corrélation pour chacun des paramètres d'oscillation en fonction du degré de corrélation. . . . .	135
4.11	Exemples de fonctions d'auto-corrélation après ajustement de la taille des pas. . . . .	135
4.12	Traces pour $\Delta m_{23}^2$ , $\sin^2 \theta_{23}$ , $\delta_{CP}$ et $\sin^2 \theta_{13}$ . . . . .	136
4.13	Distributions des paramètres d'oscillation comparées au <i>prior</i> . . . . .	137

4.14	Trace de $\Delta m_{23}^2$ (gauche) et la vraisemblance totale (droite) pour des chaînes de Markov, générées avec des valeurs de paramètres d'oscillation initiales différentes. . . . .	137
4.15	Distributions des six paramètres d'oscillation obtenues avec MaCh3, sans erreur systématique. . . . .	138
4.16	Valeurs et intervalles à $1\sigma$ obtenus par MaCh3 pour les paramètres d'oscillation en fonction de la taille des simulations MC. . . . .	139
4.17	Valeurs et intervalles à $1\sigma$ obtenus par MaCh3 pour les paramètres d'oscillation en fonction du nombre de pas. . . . .	140
4.18	Intervalles de crédibilité à $3\sigma$ des paramètres d'oscillation pour une exposition de 40 kt.an, en séparant $\nu$ et $\bar{\nu}$ en hiérarchie de masse normale. . . . .	141
4.19	Intervalles de crédibilité à $3\sigma$ des paramètres d'oscillation pour une exposition de 40 kt.an en séparant $\nu$ et $\bar{\nu}$ en hiérarchie de masse inverse. . . . .	141
4.20	Intervalles de crédibilité à $3\sigma$ des paramètres d'oscillation pour une exposition de 40 kt.an en sommant les événements $\nu$ et $\bar{\nu}$ d'une même saveur leptonique en hiérarchie de masse normale. . . . .	142
4.21	Distribution de $\Delta m_{23}^2$ pour une exposition de 40 kt.an en différenciant $\nu$ et $\bar{\nu}$ (gauche) ou en les sommant (droite) en hiérarchie de masse normale. L'axe des abscisses est logarithmique. . . . .	143
4.22	Intervalles de crédibilité à $3\sigma$ des paramètres d'oscillation pour une exposition de 20 kt.an en sommant $\nu$ et $\bar{\nu}$ en hiérarchie de masse normale. . . . .	144
4.23	Intervalles de crédibilité à $3\sigma$ des paramètres d'oscillation pour exposition de 400 kt.an en hiérarchie de masse normale. . . . .	145
4.24	$\delta_{CP}$ en fonction de $\theta_{23}$ (gauche) et $\Delta m_{23}^2$ en fonction de $\theta_{23}$ (droite). . . . .	145
4.25	Contours d'exclusion à deux dimensions des paramètres d'oscillation pour une exposition de 400 kt.an. . . . .	146
4.26	Valeurs du maximum du <i>posterior</i> et intervalle de crédibilité à $1\sigma$ pour les paramètres d'oscillation, en séparant ou non les $\nu/\bar{\nu}$ . . . . .	147
4.27	Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de $\cos\theta$ pour $\delta_{CP} = 0$ ou $-\pi/2$ entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite). . . . .	149
4.28	Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de $\cos\theta$ pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse pour $\delta_{CP} = -\pi/2$ entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite). . . . .	150
4.29	Différences relatives du nombre d'événements en fonction de l'énergie et de $\cos\theta$ pour deux octants de $\theta_{23}$ pour $\delta_{CP} = -\pi/2$ entre 0 et 10 GeV (gauche) et entre 750 MeV et 10 GeV (droite). . . . .	150
4.30	Distributions pour $\theta_{23}$ (gauche), $\Delta m_{23}^2$ (centre) et $\delta_{CP}$ (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur de l'énergie du lepton. . . . .	151
4.31	Distributions pour $\theta_{23}$ (gauche), $\Delta m_{23}^2$ (centre) et $\delta_{CP}$ (droite) pour $0^\circ$ , $10^\circ$ , $15^\circ$ et $20^\circ$ d'erreur sur la valeur de l'angle du lepton. . . . .	152
4.32	Distributions pour $\theta_{23}$ (gauche), $\Delta m_{23}^2$ (centre) et $\delta_{CP}$ (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur des flux. . . . .	152

4.33 Distributions pour  $\theta_{23}$  (gauche),  $\Delta m_{23}^2$  (centre) et  $\delta_{CP}$  (droite) pour 0, 5, 10 et 15% d'erreur sur la valeur de l'énergie du lepton et sur la valeur du flux et 0, 10°, 15° et 20° sur la valeur de l'angle du lepton. . 153

# Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulant les différents paramètres d'oscillation obtenus à l'aide d'ajustements globaux et leurs erreurs. Les valeurs sont données dans l'hypothèse de la hiérarchie de masse normale et de la hiérarchie de masse inverse et prennent en compte les données atmosphériques de Super-K. Ici "pma" signifie "point du meilleur ajustement" [66]. . . . .	36
2.1	Tableau récapitulant la précision sur les paramètres qu'il est possible d'obtenir en fonction du nombre d'années de prise de données pour $\sin^2 \theta_{23} = 0.580$ . . . . .	47
2.2	Tableau des valeurs des constantes utilisées. . . . .	52
2.3	Tableau récapitulant les différents composants des ND, leurs caractéristiques, leurs fonctions et la physique étudiée pour le ND. . . . .	62
3.1	Tableau des taux d'événements atmosphériques non oscillés entre 0 et 10 GeV pour 10 kt.an. . . . .	101
3.2	Tableau des taux d'événements atmosphériques oscillés entre 0 et 10 GeV pour 10 kt.an pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse. . . . .	106
3.3	Tableau des intervalles en énergie pour un $\sigma$ maximal. . . . .	112
4.1	Différences entre l'approche fréquentiste et l'approche bayésienne. . . . .	129
4.2	Maximum du <i>posterior</i> , valeur Asimov et intervalles de crédibilité à $1\sigma$ et à $3\sigma$ pour les six paramètres d'oscillation pour les deux hypothèses de reconstruction : différenciation ou non des neutrinos et des antineutrinos. . . . .	148