



HAL
open science

Recherche de neutrinos lourds avec l'expérience T2K

Mathieu Lamoureux

► **To cite this version:**

Mathieu Lamoureux. Recherche de neutrinos lourds avec l'expérience T2K. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS187 . tel-01835103

HAL Id: tel-01835103

<https://theses.hal.science/tel-01835103>

Submitted on 11 Jul 2018

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

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

NNT : 2018SACLS187

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD
AU SEIN DU COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE
ET AUX ÉNERGIES ALTERNATIVES, IRFU, DPhP

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

par

M. Mathieu Lamoureux

Recherche de neutrinos lourds avec
l'expérience T2K

Thèse présentée et soutenue à l'Orme des merisiers, CEA Saclay, le 26 juin 2018.

Composition du Jury :

M. ALAIN BLONDEL	Professeur Université de Genève	(Président du Jury / Rapporteur)
M. DAVIDE FRANCO	Chargé de recherche Université Paris VII	(Rapporteur)
M. STÉPHANE LAVIGNAC	Chargé de recherche Université Paris-Saclay	(Examineur)
M. CHRISTOS TOURAMANIS	Professeur University of Liverpool	(Examineur)
M. FRANÇOIS VANNUCCI	Professeur Université Paris VII	(Examineur)
M. MARCO ZITO	CEAE06 Université Paris-Saclay	(Directeur de thèse)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier grandement l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse. Je souhaite remercier bien évidemment mon directeur de thèse Marco Zito pour sa confiance et son soutien durant les trois années de thèse, que ce soit sur des pistes de recherches qu'il m'a proposées ou bien à propos de certaines initiatives personnelles (parfois intéressantes, souvent farfelues) qui se sont retrouvées parfaitement co-intégrées dans mon projet de thèse.

Je remercie l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers de m'avoir accueilli pendant ces trois années, en particulier les membres du groupe « neutrinos » permanents (Eddy, Georges, Sandrine, Sara) et non permanents (Francesco, Ciro, Philippe, Sergey, Stephen, Guillermo, Maria et Laura) pour la bonne ambiance au sein du groupe, que ce soit dans le cadre du travail ou en dehors. Une dédicace particulière est à adresser à nos soirées jeux de société qui ont été rendues possible par la participation supplémentaire de Thibault, inséparable voisin de bureau de Philippe.

Merci également à tous les doctorants du labo pour les échanges que nous avons pu avoir durant ces années, en particulier lors de l'incontournable repas du vendredi midi (*Friday lunch*) accompagné de son mail tant attendu. Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du laboratoire pour avoir participé à rendre cette expérience très agréable. Je remercie en particulier Matthieu pour avoir accepté d'être mon parrain de thèse, ainsi que Béatrice et Martine pour leurs accompagnements dans les démarches administratives, y compris liées au casse-tête des missions. Au passage, un merci en demi-teinte à la SNCF, la RATP et Air France pour leur ponctualité fluctuante, mais qui m'ont malgré tout mené à destination lors de mes nombreux déplacements.

Un grand merci aux nombreuses personnes avec qui j'ai pu collaborer et discuter durant ces trois années, que ce soit pendant des formations, des conférences, ou des réunions de collaboration T2K. Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été rendus possibles par le travail de plusieurs centaines de personnes, de la construction du détecteur jusqu'à l'analyse de ses données. Je remercie en particulier Sasha et Sergey pour leur travail joint sur la recherche de neutrinos lourds ainsi que J.M. Levy pour les discussions sur la polarisation de ces derniers, qui m'ont amené à dépoussiérer mes cours de Master. Merci également aux moult théoriciens ayant construit des modèles de neutrino lourd auxquels T2K est sensible, sans quoi cette thèse n'aurait pas eu lieu d'être.

Je fais également une dédicace à mes amis de Master : Charles le dilettante, Florian notre théoricien attitré et Timothée le chasseur de crevettes, pour les nombreuses après-midi au cours des dernières années, à partager nos aventures dans le monde de la recherche.

Enfin, les remerciements ne seraient pas complets sans mes proches, en commençant par mes parents qui m'ont soutenus dans ma passion pour la physique (même lorsque ceci a dépassé leur entendement) et sans qui je ne serais pas arrivé jusque-là. Je remercie également toute ma famille, ainsi que mes amis proches pour leur soutien sans faille.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique des neutrinos	3
1 Les neutrinos dans le Modèle Standard	3
1.1 La découverte des neutrinos	4
1.2 Les oscillations des neutrinos	6
2 Interactions des neutrinos avec la matière	11
2.1 Diffusion quasi-élastique neutrino-noyau	11
2.2 Production résonnante de pion	12
2.3 Production cohérente de pion	12
2.4 Diffusion profondément inélastique	12
2.5 Effets nucléaires	14
2.6 Résumé des interactions des neutrinos	14
2.7 Différences entre les interactions des neutrinos et des antineutrinos	14
3 Masse et nature des neutrinos	16
3.1 Neutrino de Dirac	16
3.2 Neutrino de Majorana	17
3.3 Comparaison des termes de Dirac et de Majorana	17
3.4 Contraintes expérimentales	18
4 Neutrinos lourds	20
4.1 Motivations théoriques et expérimentales	20
4.2 Le mécanisme de <i>seesaw</i>	22
4.3 Les neutrinos au GeV et le modèle ν MSM	26
4.4 Contraintes expérimentales actuelles	27
5 Futur de la physique des neutrinos	34
5.1 Questions ouvertes	35
5.2 Les expériences futures	35
5.3 Perspectives pour la recherche de neutrinos lourds	36
2 L'expérience T2K	39
1 Introduction	39
2 Le faisceau de neutrinos	40
2.1 Principe de fonctionnement	40
2.2 Réalisation	42
2.3 Simulation du flux et incertitudes	44
2.4 Performances	47
3 Le détecteur proche sur l'axe : INGRID	47
4 Le détecteur proche hors de l'axe : ND280	49
4.1 Réalisation et composition	49

4.2	Les chambres à projection temporelle (TPC)	50
4.3	Performances globales de ND280	55
5	Le détecteur lointain : Super-Kamiokande	56
6	Mesure des paramètres d'oscillation des neutrinos	58
3	Étude de la mise à niveau du détecteur proche ND280	63
1	Introduction	63
1.1	Le futur de T2K	63
1.2	Le nouveau détecteur proche	64
2	Simulation et reconstruction	67
2.1	Simulation du détecteur	67
2.2	Pseudo-reconstruction	68
3	Premières études	72
3.1	Sélection d'interactions de ν_μ par courant chargé	72
3.2	Identification du mode d'interaction par séparation en topologie	76
3.3	Sélections des muons contenus dans la cible	77
4	Études complémentaires	78
4.1	La nouvelle cible doit-elle contenir de l'eau ?	79
4.2	Quelle résolution pour les compteurs de temps de vol ?	81
5	Conclusion	83
4	Interactions dans les murs des TPCs	85
1	Introduction	85
1.1	Motivations	85
1.2	Les murs des TPCs	86
1.3	Stratégie	88
1.4	Variables cinématiques transverses	88
1.5	Objectifs de l'analyse	89
2	Sélection	90
2.1	Coupures	90
2.2	Systématiques	91
2.3	Efficacité et pureté de la sélection	92
2.4	Performances en terme de résolution	96
3	Résultats	100
4	Conclusion et perspectives	105
5	Sélection de neutrinos lourds dans ND280	107
1	Introduction	107
2	Signal et bruit de fond attendus	108
2.1	Les différents modes de production/désintégration	108
2.2	Simulation d'événements de signal	111
2.3	Bruits de fond et stratégie de la sélection	115
3	Sélection	117
3.1	Coupures utilisées	118
3.2	Systématiques	123
3.3	Efficacité de sélection du signal	130
4	Étude du bruit de fond	133
4.1	Bruit de fond résiduel	133
4.2	Erreurs associées	134
4.3	Utilisation d'échantillons de contrôle	137

4.4	Traitement de la production cohérente de pions	141
4.5	Conclusion sur le bruit de fond	142
5	Observations dans les données réelles	143
6	Recherche de neutrinos lourds dans ND280	147
1	Approche mode par mode	148
1.1	Généralités	148
1.2	Méthode Feldman-Cousins	151
1.3	Méthode bayésienne	154
1.4	Limites finales avec les données	158
2	Approche combinée	159
2.1	Extension de la sélection	159
2.2	Notations	162
2.3	Méthode	163
2.4	Implémentations	165
2.5	Premiers résultats sans incertitudes	167
2.6	Résultats avec le MCMC	172
2.7	Influence de la probabilité a priori π^U	176
3	Conclusion et perspectives	177
	Conclusion	181
	Bibliographie	183

Introduction

Le neutrino, après avoir été postulé par W. Pauli en 1930 pour expliquer le spectre continu de la désintégration radioactive β , ne fut découvert qu'en 1956 par C. Cowan et F. Reines. Cette longue attente s'explique par le fait que ces neutrinos ont un caractère très fantomatique : une épaisseur d'une année-lumière de plomb suffit à peine pour arrêter la moitié des neutrinos de basse énergie la traversant ; un détecteur de plusieurs (kilo-)tonnes n'est donc qu'une simple passoire pour eux. Depuis, l'existence de trois saveurs de neutrinos (électronique, muonique et tauique) et des anti-neutrinos correspondants a été confirmée, ils viennent donc parfaitement compléter le Modèle Standard de la physique des particules.

La physique des neutrinos aurait pu s'arrêter à ce moment, mais l'Univers en a décidé autrement. Les neutrinos, non contents d'être produits avec une saveur donnée, peuvent changer de saveur entre leur production et leur détection : il s'agit du phénomène d'oscillation. Mais, alors que le Modèle Standard s'accommodait de neutrinos de masse nulle, les oscillations imposent que ceux-ci aient une masse, même si celle-ci est environ un million de fois plus petite que celle de l'électron. Il est donc nécessaire d'étendre d'une certaine façon le Modèle Standard afin d'expliquer ces masses. Ce problème fait encore se questionner les théoriciens et les expérimentateurs et n'a, jusqu'à ce jour, pas trouvé de réponse définitive.

L'une des propositions les plus acceptées consiste à introduire trois nouveaux états de neutrinos dits lourds, qui permettrait d'expliquer naturellement la masse des neutrinos légers par un mécanisme de *seesaw* ("de balançoire"). De plus, l'un d'eux pourrait être un parfait candidat pour la matière noire, une autre des énigmes auxquelles l'Univers ne nous a pas dévoilé de réponse définitive pour le moment. Enfin, des neutrinos lourds avec une masse comprise entre 0.1 et 100 GeV/c² pourraient expliquer pourquoi l'Univers est en grande majorité constitué de matière plutôt que d'antimatière, ou de manière plus métaphysique, pourquoi nous sommes là, à la place d'un Grand Vide. La réponse résiderait dans l'existence de phases de violation de la symétrie Charge-Parité (CP) dans le secteur des leptons, combinée avec le couplage très faible des neutrinos lourds, ce qui leur permettrait de se trouver hors de l'équilibre thermique, condition nécessaire pour la génération de l'asymétrie. Le [chapitre 1](#) présente le modèle considéré ainsi que les différentes contraintes expérimentales actuelles.

L'expérience T2K, présentée dans le [chapitre 2](#), ayant commencée à prendre des données en 2010 et après avoir mesuré plus précisément certains des paramètres d'oscillation des neutrinos, a désormais pour objectif principal de déterminer la valeur de la phase de violation CP δ_{CP} des neutrinos légers. Pour cela, elle utilise un faisceau de neutrinos muoniques (ν_μ) ou d'anti-neutrinos muoniques ($\bar{\nu}_\mu$) produit à J-PARC, sur la côte Est du Japon. Un complexe de détecteurs proches (ND280 + INGRID), situé à 280 mètres, permet de s'assurer de la stabilité du faisceau et de contraindre les modèles de flux et d'interaction des neutrinos. Le détecteur Super-Kamiokande, 295 km plus loin sur la côte Ouest du Japon, permet quant à lui de quantifier les oscillations des (anti-)neutrinos muoniques vers des (anti-)neutrinos électroniques ($\nu_e/\bar{\nu}_e$). La comparaison des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ permet de contraindre la valeur de δ_{CP} .

Le détecteur proche ND280 est utilisé afin de contraindre les modèles d'interaction des neutrinos avec le noyau. Dans le cadre du projet de T2K de continuer à accumuler des données jusqu'en 2026 (et au-delà, si le projet Hyper-Kamiokande voit le jour), le [chapitre 3](#) présente les études d'une mise à niveau de ND280 qui permettrait, grâce à l'installation de nouveaux détecteurs, d'étudier plus efficacement les événements où le neutrino communique une grande partie de son énergie au noyau, encore assez peu contraints par les données actuelles. Cette thèse présente plus particulièrement les étapes de simulation et de sélection mises en place afin de comparer les performances du détecteur actuel et de la mise à niveau.

Toutefois, les données de T2K des huit dernières années n'ont pas non plus livré tous leurs secrets. En particulier, les protons de basse impulsion émis lors d'une interaction sont de véritables messagers des effets nucléaires, même si leur reconstruction représente un défi expérimental. Le [chapitre 4](#) présente une première étude de tels protons, émis lors d'interactions dans les murs des chambres à projection temporelle (TPC) de ND280. Dans le cadre de cette thèse, une première étude de ce nouvel échantillon et une comparaison des prédictions des modèles et des données de T2K sont présentées.

L'analyse principale de cette thèse constitue les deux derniers chapitres ([5-6](#)) et a pour objectif de contraindre l'existence de neutrinos lourds avec une masse comprise entre 140 et 493 MeV/c², en mettant à profit les données de T2K. Le signal recherché est la désintégration de neutrinos lourds (mode leptonique ou semi-leptonique) dans ND280, après que ceux-ci aient été produits dans le faisceau de J-PARC, dans la désintégration de kaons chargés.

La difficulté majeure est toutefois d'être capable d'isoler ce signal attendu d'intensité très faible parmi un lot de données dominé par des interactions de neutrinos légers avec la matière. Le travail de la thèse se concentre sur la définition d'une sélection spécifique des événements de signal dans les TPCs de ND280, et l'étude détaillée des systématiques et du bruit de fond attendu. Des méthodes statistiques ont alors été mises en œuvre afin d'en extraire des contraintes sur les couplages des neutrinos lourds avec les leptons ordinaires.

Physique des neutrinos

La connaissance scientifique possède en quelque sorte des propriétés fractales : nous aurons beau accroître notre savoir, le reste – si infime soit-il – sera toujours aussi infiniment complexe que l'ensemble de départ.

Isaac Asimov

La physique des neutrinos constitue aujourd'hui un des volets les plus importants de la physique des particules. Ce chapitre présente les différentes découvertes liées aux neutrinos, en particulier leur oscillation entre différentes saveurs ([section 1](#)).

Ce dernier fait implique que les neutrinos aient une masse faible non nulle, ce qui nécessite de s'aventurer au delà du Modèle Standard comme présenté dans la [section 3](#). La [section 4](#) considère une extension naturelle du Modèle Standard qui introduit trois leptons neutres supplémentaires, appelés neutrinos lourds, dont l'étude constitue le cœur de cette thèse.

Les expériences futures auront les moyens de répondre à la plupart des questions restantes sur les neutrinos, en particulier en ce qui concerne la violation de CP dans le secteur leptonique, la valeur absolue de leur masse et le mécanisme de génération de ces masses. La [section 5](#) présente ces perspectives.

1 Les neutrinos dans le Modèle Standard

Le neutrino est une particule élémentaire, sans structure interne et sans charge électrique, uniquement sensible aux interactions faible et gravitationnelle.

Leur description, ainsi que celle de leurs oscillations et de leurs interactions, sont particulièrement détaillée dans notre modèle actuel de la physique des particules. Leurs propriétés ont également été mesurées et mises en avant expérimentalement à maintes reprises.

1.1 La découverte des neutrinos

a Historique

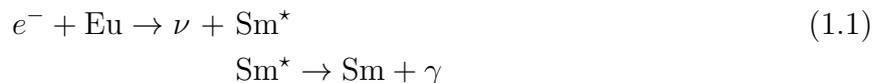
L'existence du neutrino fut suggérée pour la première fois en 1930 par W. Pauli [1] afin d'expliquer le spectre en énergie de la désintégration radioactive β , observé par J. Chadwick dès 1914. L'état de l'art de l'époque laissait supposer qu'il s'agissait d'une simple désintégration à deux corps $n \rightarrow p + e^-$ et donc que l'électron était émis avec une énergie fixe E_0 ; or, il fut observé que son spectre était continu avec $0 < E_e < E_0$.

Afin de ne pas renoncer au principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion, Pauli proposa l'existence d'une particule de masse très faible (supposée nulle), de charge nulle et de spin $1/2$, et interagissant très faiblement avec la matière, qui serait également émise lors de la désintégration β . Elle doit son nom à E. Fermi, « *neutrino* » signifiant « petit neutron » en italien, le neutron tel qu'on le connaît aujourd'hui ayant été découvert en 1932 par J. Chadwick.

Il a fallu attendre vingt-cinq ans, jusqu'en 1956, pour que Cowan et Reines [2] observent pour la première fois le neutrino, par la désintégration bêta inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ dans une grande cuve contenant 4200 litres de liquide scintillant, placée près du réacteur nucléaire de Savannah River (USA), ce qui valut le prix Nobel à Reines en 1995. Le signal était clairement identifié par la détection à quelques μs d'intervalle de deux photons de 511 keV issus de l'annihilation du positron d'une part et d'un signal de la capture du neutron après diffusion multiple dans le liquide d'autre part.

Trois saveurs de neutrinos furent graduellement découvertes : le neutrino électronique ν_e (1956), le neutrino muonique ν_μ (expérience de Brookhaven [3], 1962) et le neutrino tauique ν_τ . Les expériences auprès du LEP au CERN ont montré qu'il n'y avait pas plus de trois saveurs de neutrinos (d'une masse inférieure à $m_Z/2$) se couplant au boson Z dans le Modèle Standard : on s'arrêtera donc à trois neutrinos actifs.

Autre expérience essentielle pour l'estimation des propriétés des neutrinos, Goldhaber, Grodzins et Sunyar ont mesuré en 1957 [4] l'hélicité du neutrino en mesurant la polarité du photon issu de la chaîne :



La conclusion est que le neutrino est d'hélicité gauche seulement. Pour un neutrino de masse nulle, cela correspond également à un neutrino de chiralité gauche uniquement.

b Le Modèle Standard (avec les neutrinos de masse nulle)

Le modèle GSW (Glashow-Salam-Weinberg) décrit l'unification des interactions faible et électromagnétique, et l'ensemble des particules interagissant par ces deux forces [5]. Il constitue l'un des piliers du Modèle Standard de la physique des particules (voir figure 1.1).

Le modèle GSW est décrit par le groupe de symétrie de jauge : $SU(2)_L \times U(1)_Y$, correspondant au produit de l'isospin faible $SU(2)_L$ (où l'indice L indique que le groupe agit seulement sur les composantes de chiralité gauche) et du groupe de l'hypercharge $U(1)_Y$. Les fermions

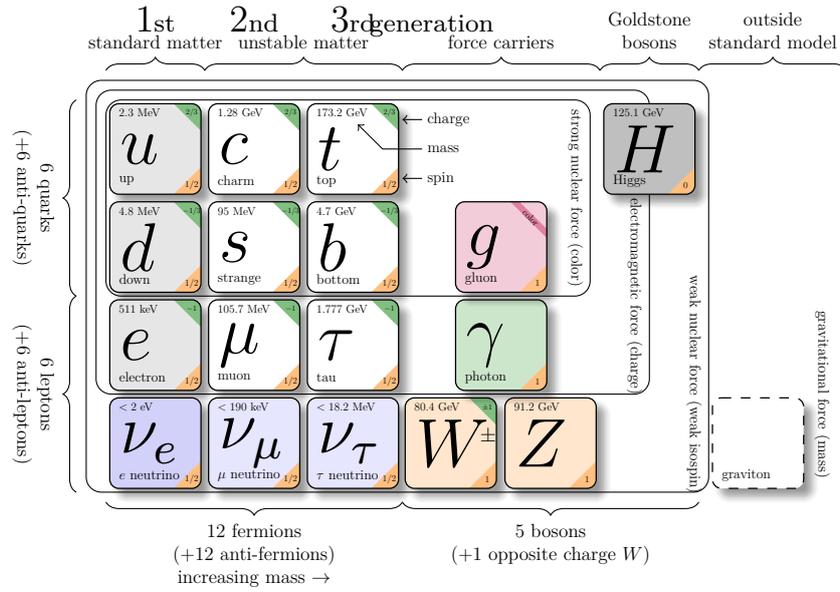


FIGURE 1.1 – Le Modèle Standard de la physique des particules

sont arrangés en doublets pour les champs de chiralité gauche et en singlets pour les champs de chiralité droite, afin de refléter les spécificités introduites par $SU(2)_L$; les neutrinos sont associés aux leptons chargés.

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$

On remarquera alors que le Modèle Standard ne contient pas de neutrinos droits, car il n'y avait aucune preuve expérimentale de leur existence : ils n'ont donc pas été introduits.

Par la symétrie CPT (Charge, Parité, inversion du Temps), à chaque fermion de chiralité gauche correspond un anti-fermion de chiralité droite de charge opposée. Ainsi, dans le Modèle Standard, $\nu_{L\alpha}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) est le neutrino (de chiralité gauche) et son anti-fermion associé $\bar{\nu}_{L\alpha}$ est l'antineutrino (de chiralité droite).

Un neutrino de saveur α interagit par courant chargé (CC) avec le lepton chargé correspondant. Il peut également interagir par courant neutre (NC). Les deux interactions sont décrites par les termes suivants :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{CC} &= \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} \bar{\nu}_{L\alpha} \gamma^{\mu} \ell_{L\alpha} W_{\mu}^{+} + \text{h.c.} \\
 -\mathcal{L}_{NC} &= \frac{g}{\sqrt{2} \cos \theta_W} \sum_{\alpha} \bar{\nu}_{L\alpha} \gamma^{\mu} \nu_{L\alpha} Z_{\mu}^0
 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Plus de détails sur les modes d'interactions sont fournis dans la [section 2](#).

Différence entre hélicité et chiralité

L'hélicité est la projection du spin sur le vecteur impulsion de la particule :

$$h = \vec{\Sigma} \cdot \vec{P} / \|\vec{P}\| \quad (1.4)$$

Si $h < 0$ (resp. $h > 0$), on dit que la particule est d'hélicité gauche (resp. droite).

La chiralité est en revanche l'action de la matrice γ^5 sur les champs : $\gamma^5\psi_R = +\psi_R$ (champ de chiralité droite), $\gamma^5\psi_L = -\psi_L$ (champ de chiralité gauche).

Si on définit $\psi = \psi_L + \psi_R$:

$$\begin{aligned} \psi_L &= \frac{1 - \gamma^5}{2}\psi \equiv P_L\psi \text{ et } \psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi \equiv P_R\psi \\ \bar{\psi}_L &= \bar{\psi}P_R \text{ et } \bar{\psi}_R = \bar{\psi}P_L \text{ donc } \bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R \end{aligned} \quad (1.5)$$

Pour une particule de masse nulle, l'hélicité est équivalente à la chiralité. Pour une particule massive, il est possible de changer l'hélicité en changeant de référentiel, de sorte qu'elle ne constitue pas une propriété intrinsèque de la particule. Voir [6], section 2.7 pour plus de détails.

Masses des leptons chargés Les bosons W et Z acquièrent une masse non-nulle par le mécanisme de brisure spontanée de symétrie, obtenu en introduisant un champ scalaire (de Higgs) Φ ayant une valeur non nulle dans le vide $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$. On introduit dans le Lagrangien des termes d'interaction de Yukawa pour les fermions chargés, ici par exemple pour l'électron :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yuk}} &= -f_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}e \text{ où } e = e_L + e_R \\ &= -f_e \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Celui-ci confère à l'électron une masse $m_e \equiv f_e \frac{v}{\sqrt{2}}$. Le même mécanisme s'applique aux autres fermions chargés. Les neutrinos n'ayant pas de partenaire droit dans le Modèle Standard, ils ne peuvent pas en bénéficier et restent donc de masse nulle.

1.2 Les oscillations des neutrinos

a Découverte

Après la première observation des neutrinos en 1956, ceux-ci n'avaient pas encore fini de surprendre les physiciens de la fin du XXe siècle.

A la fin des années 60, l'expérience Chlorine [7] (mine d'Homestake, Dakota du Sud, USA) se dédia à la mesure du flux des neutrinos électroniques produits dans le Soleil (lors des réactions de fusion), en utilisant un réservoir de 400 m³ de C₂Cl₄ et la réaction bêta inverse sur le Chlore (Cl + $\nu_e \rightarrow$ Ar + e^-). Le flux de neutrinos était estimé en comptant le nombre d'atomes radioactifs d'Argon dans le réservoir après une exposition typique de 60-70 jours. L'expérience mesura trois fois moins de neutrinos électroniques que prédit par le modèle standard solaire :

$$\phi_{\text{mesuré}} \sim 0.3 \times \phi_{\text{attendu}} \quad (1.7)$$

Cette observation est à l'origine de ce qui fut appelé par la suite le problème des neutrinos solaires. Elle fut confirmée par les expériences suivantes : Gallex [8], Sage [9], Kamiokande [10]... L'hypothèse selon laquelle le modèle du Soleil était erroné fut rejetée par les avancées en physique solaire (en particulier en héliosismologie).

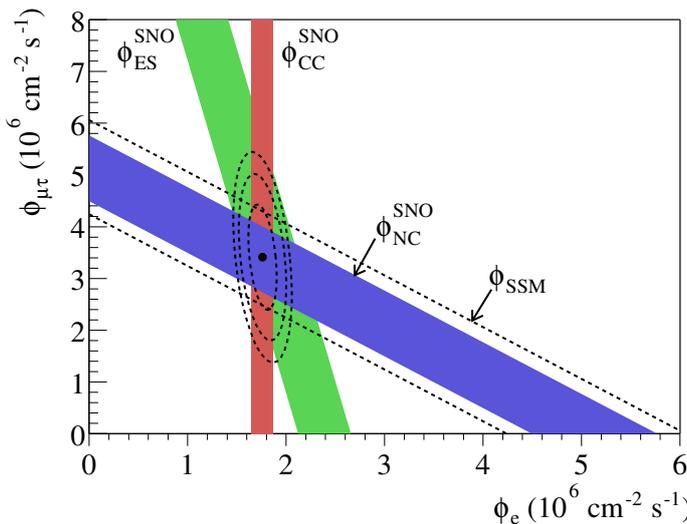
Une des explications restantes consistait donc en l'existence d'un phénomène d'oscillation des neutrinos de la saveur électronique vers une autre saveur (non détectables par les expériences précédentes) lors de leur trajet entre leur point de production dans le Soleil et leur détection sur Terre.

Il aura fallu attendre l'expérience SNO [11], qui, en 2002, publia un résultat important : l'expérience était capable de mesurer à la fois le flux de neutrinos électroniques interagissant par courant chargé, mais aussi le flux total de neutrinos interagissant par courant neutre :

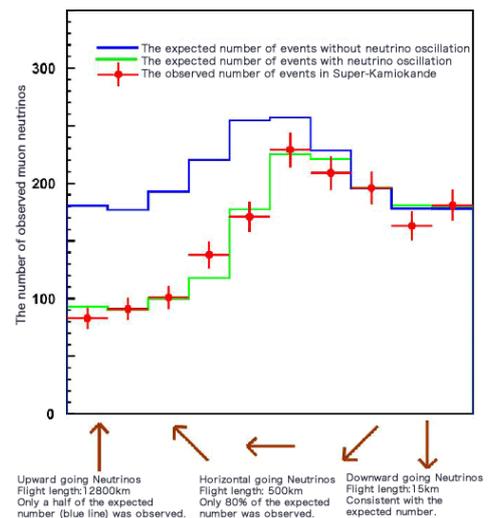
$$\begin{aligned} \phi_{CC} &= \phi_e \text{ et } \phi_{NC} = \phi_e + \phi_\mu + \phi_\tau \equiv \phi_{\text{tot}} \\ \phi_{\text{tot}} &= 5.09_{-0.43}^{+0.44}(\text{stat.})_{-0.43}^{+0.46}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi_e &= 1.76_{-0.05}^{+0.05}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.09}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Le flux total de neutrinos est en accord avec le modèle standard solaire, mais les neutrinos solaires, produits en tant que ν_e , arrivent sur Terre dans un mélange où les ν_e ne représentent qu'une partie du flux total (figure 1.2a) : il s'agit du phénomène d'oscillation.

Entre-temps, en 1998, le détecteur Cherenkov de 50 kilotonnes d'eau Super-Kamiokande [12] a mis en évidence l'oscillation des neutrinos atmosphériques (produits dans les gerbes atmosphériques des rayons cosmiques), en observant la distribution de l'angle zénithal du flux de neutrinos muoniques, fonction de la longueur de parcours des neutrinos (figure 1.2b) et en constatant une déformation de la distribution, ne pouvant s'expliquer que par l'existence d'oscillations.



(a) SNO : contraintes sur la composition en saveur des neutrinos solaires. Flux de $\nu_\mu + \nu_\tau$ vs flux de ν_e . La contrainte imposée par la mesure du courant élastique (ES) $\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$ est également représentée. Figure provenant de [11].



(b) Super-Kamiokande : nombre total d'événements observés en fonction de l'angle, montrant clairement le signal d'oscillation.

FIGURE 1.2 – Premières preuves expérimentales des oscillations des neutrinos.

◆ Théorie

Dès 1957, par analogie avec les oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ dans le secteur des quarks et alors que ν_μ et ν_τ n'étaient pas découverts, B. Pontecorvo [13] envisagea la possibilité d'oscillation $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ et les conséquences dans les expériences de neutrinos de réacteur. Dans le cadre de cette théorie, les neutrinos auraient une masse faible mais non nulle, en opposition avec le Modèle Standard.

Après la découverte des neutrinos muoniques en 1962, Maki, Nakagawa et Sakata [14] proposèrent l'existence d'oscillations $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. La théorie des oscillations a par la suite été étendue à trois saveurs et se décrit de la façon suivante :

- Les neutrinos ont une masse non nulle et leurs états propres de masse ν_i , $i = 1, 2, 3$ (ceux qui se propagent dans l'espace-temps) ne correspondent pas à leur états propres de saveur ν_α , $\alpha = e, \mu, \tau$ (ceux qui interagissent par interaction faible). On écrit :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.9)$$

où U est une matrice 3×3 , unitaire, appelé matrice PMNS en l'honneur des initiateurs de la théorie des oscillations (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata).

- Lors d'une interaction au temps $t = 0$, le neutrino est produit dans un état de saveur défini et, de ce fait, se trouve dans une superposition quantique des états propres de masse. Chaque état propre de masse est propagé en suivant l'équation de Schrödinger, dans son propre référentiel, dans l'approximation de l'onde plane¹. En supposant $c = \hbar = 1$ et en ramenant dans le référentiel du laboratoire, on peut obtenir, après une distance L et un temps t :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \Rightarrow |\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i\rangle \quad (1.10)$$

- Étant donné que le neutrino est toujours supposé de masse très faible et donc ultra relativiste ($t \sim L$), on peut effectuer des simplifications afin d'obtenir :

$$|\nu(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i\rangle \quad (1.11)$$

à une phase globale près.

La composition en états propres de masse a donc évolué après que le neutrino ait parcouru une distance L (par exemple jusqu'à son point de détection). La probabilité d'oscillation du neutrino vers une saveur β s'écrit alors :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(L) &= |\langle \nu_\beta | \nu(L) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4\Re(W_{\alpha\beta}^{ij}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2\Im(W_{\alpha\beta}^{ij}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

1. Une description plus correcte consiste à décrire le phénomène d'oscillations par la description de paquets d'onde [15].

où $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ est la différence des carrés des masses pour deux états propres i et j , et $W_{\alpha\beta}^{ij} = U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$.

Pour les antineutrinos, il suffit de substituer $U \leftrightarrow U^*$ de sorte que, dans l'équation 1.12, seul le terme imaginaire change de signe.

Cas de deux familles de neutrinos L'équation 1.12 se simplifie si l'on considère seulement deux familles de neutrinos α et β . Dans ce cas, la matrice U peut s'écrire comme une matrice de rotation avec un seul paramètre θ

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

En utilisant les unités les plus communes (Δm^2 en eV^2/c^2 , L en km et E en GeV), on peut alors écrire :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right) \quad (1.14)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)(L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right)$$

Dans ce cas simplifié, les oscillations sont donc décrites par seulement deux paramètres : la différence des carrés des masses Δm^2 (qui donne la période des oscillations) et un angle de mélange θ (qui décrit l'amplitude du phénomène).

Cas de trois familles de neutrinos Le résultat précédent se généralise au cas de trois familles, en écrivant U sous la forme d'un produit de trois matrices de rotation :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. Les oscillations sont donc décrites par 6 paramètres :

- 2 différences de masse, par exemple Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2
- 3 angles de mélange : θ_{12} , θ_{13} , θ_{23}
- 1 phase de violation CP δ_{CP} , appelée ainsi car il s'agit du seul paramètre qui introduit une différence entre les oscillations des neutrinos et celles des antineutrinos
- dans le cas de neutrinos de Majorana, il existe également 2 phases supplémentaires notées α_1 et α_2

Par convention, les indices 1, 2 et 3 sont attribués par contribution décroissante de la composante électronique, i.e. tels que $|U_{e1}| > |U_{e2}| > |U_{e3}|$.

Oscillations dans la matière Les formules présentées précédemment sont valables uniquement dans le cadre d'une propagation dans le vide. Lorsque les neutrinos se propagent dans la matière, ils subissent un déphasage (analogue à un indice de réfraction) par un courant neutre (ce qui affecte indifféremment ν_e , ν_μ et ν_τ) ou par un courant chargé (n'affectant que les ν_e car le seul lepton chargé présent dans la matière ordinaire est l'électron).

Il est donc nécessaire d'introduire un terme supplémentaire dans l'Hamiltonien utilisé équation 1.10, ce qui modifie l'écriture des probabilités d'oscillation des neutrinos dans la matière : $\theta_{ij} \rightarrow \theta_{ij}^M(n_e)$ et $\Delta m_{ij}^2 \rightarrow (\Delta m_{ij}^2)^M(n_e)$, avec n_e la densité d'électrons dans le milieu.

Lors de la traversée d'un milieu à densité variable comme le Soleil, les neutrinos peuvent donc traverser une densité $n_e = n_e^{res}$ telle que $\sin^2(2\theta^M(n_e^{res})) = 1$ et donc la probabilité d'oscillation devient maximale. Il s'agit de l'effet MSW (Mikheïev-Smirnov-Wolfenstein). Plus de détails sont fournis dans [6].

◆ État actuel des connaissances

Après la découverte expérimentale des oscillations des neutrinos par Super-Kamiokande et SNO, puis leur confirmation par KamLAND, les expériences qui ont suivi telles que K2K ou Minos ont permis de déterminer plus précisément la valeur des angles θ_{12} et θ_{23} , ainsi que Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 .

Après des indications de la part de T2K et MINOS grâce à l'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, les expériences Double Chooz [16], Daya Bay [17] et RENO [18] ont mis en évidence en 2012 que l'angle θ_{13} était non nul en observant la disparition des $\bar{\nu}_e$ provenant de réacteurs.

Ceci a ouvert une nouvelle voie vers la détermination de la phase de violation CP δ_{CP} . En effet, l'équation 1.12 permet d'écrire que :

$$|P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)| \propto \sin \delta_{CP} \sin \theta_{12} \sin \theta_{13} \sin \theta_{23} \quad (1.16)$$

si bien que, si l'angle θ_{13} (ou un autre angle de la matrice PMNS) avait été nul, les expériences n'auraient pas été sensibles à δ_{CP} .

paramètre	valeur centrale	intervalle à 3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{eV}^2]$	7.37	6.93–7.97
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} \text{eV}^2]$	2.54 (2.50)	2.41–2.67 (2.37–2.64)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250–0.354
$\sin^2 \theta_{23}$	0.437 (0.569)	0.379–0.616 (0.383–0.637)
$\sin^2 \theta_{13}$	0.0214 (0.0218)	0.0185–0.0246 (0.0186–0.0248)
δ/π	1.35 (1.32)	0.92–1.99 à 2σ (0.83–1.99 à 2σ)

TABLE 1.1 – Résumé des valeurs mesurées pour les paramètres d'oscillations à 3 neutrinos, en juin 2016 [19]. Les valeurs (valeurs entre parenthèses) correspondent à $m_1 < m_2 < m_3$ ($m_3 < m_1 < m_2$), situation appelée ordre normal (ordre inversé).

Des mesures de plus en plus précises des éléments de la matrice PMNS sont désormais possibles avec la génération actuelle d'expériences d'oscillation. On peut aussi placer des premières contraintes sur δ_{CP} . L'expérience T2K et ses résultats sont présentés plus en détail dans le chapitre 2.

Conclusion fondamentale Étant donné l'observation expérimentale et sans équivoque des oscillations des neutrinos et conséquemment de valeurs non nulles pour Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 , il s'ensuit qu'au moins deux des trois neutrinos ont une masse non nulle, en opposition avec les prédictions du Modèle Standard.

Il est donc nécessaire d'étendre le Modèle Standard afin de pouvoir expliquer la masse des neutrinos (et donc expliquer le phénomène d'oscillations).

2 Interactions des neutrinos avec la matière

La découverte des oscillations et les mesures de précision actuelles sont rendues possibles grâce à l'interaction des neutrinos avec la matière et en particulier avec des noyaux atomiques. Il est possible de distinguer les interactions par courant chargé (où un lepton chargé de même saveur que celle du neutrino est émis) et les interactions par courant neutre (où le neutrino est encore présent dans l'état final).

Il existe différents régimes d'interaction selon l'énergie du neutrino E_ν . Plus son énergie est élevée, plus le neutrino pourra sonder des structures fines de la matière :

- $E_\nu < 0.1$ GeV : le neutrino peut interagir avec un noyau atomique dans sa globalité
- $E_\nu \sim 0.1 - 20$ GeV : il pourra interagir avec un (ou plusieurs) des nucléons du noyau
- $E_\nu >$ quelques GeV : le neutrino a suffisamment d'énergie pour résoudre les quarks individuels d'un nucléon et donc éventuellement briser ce dernier

Dans le cadre de l'expérience T2K et donc de cette thèse, le faisceau de neutrinos utilisé est principalement composé d'(anti-)neutrinos muoniques avec une énergie entre 0.1 et 10 GeV. Le signal recherché dans le détecteur consiste dans la majorité des cas à l'identification d'un muon.

Dans la suite, on se concentrera donc sur les interactions par courant chargé, pour des énergies de neutrinos de 0.1 à 10 GeV.

Une description exhaustive est donnée dans [20].

2.1 Diffusion quasi-élastique neutrino-noyau

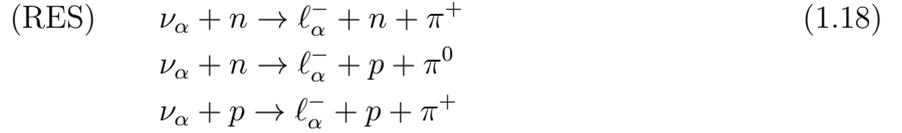
La diffusion quasi-élastique (**QE**) neutrino-noyau par courant chargé constitue le processus dominant pour des énergies de 0.1 à 2 GeV. Le neutrino interagit alors avec l'intégralité d'un nucléon du noyau :

$$\begin{aligned}
 \text{(QE)} \quad \nu_\alpha + n &\rightarrow \ell_\alpha^- + p \quad (\text{pour les neutrinos}) \\
 \bar{\nu}_\alpha + p &\rightarrow \ell_\alpha^+ + n \quad (\text{pour les anti-neutrinos})
 \end{aligned}
 \tag{1.17}$$

Afin de bien modéliser le processus, il est nécessaire de prendre en compte les effets nucléaires, dès lors que l'on considère un noyau plus complexe que l'hydrogène, comme présenté [section 2.5](#).

2.2 Production résonnante de pion

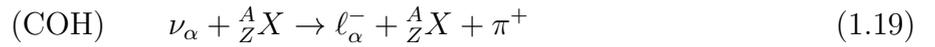
Si l'énergie du neutrino est suffisante ($E_\nu > 0.5$ GeV), le nucléon peut être excité vers une résonance baryonique (**RES**), permettant l'émission d'un méson en plus du lepton chargé. Le cas le plus fréquent est l'émission d'un pion neutre ou chargé par une résonance Δ :



La production résonnante de pions est calculée en utilisant le modèle de Rein-Sehgal [21], qui prend en compte plusieurs dizaines de résonances Δ contribuant à la section efficace.

2.3 Production cohérente de pion

Un neutrino peut également interagir de manière cohérente (**COH**) avec un noyau et produire un pion dans l'état final sans émission de nucléons :



Ce processus devient important lorsque la quadri-impulsion transférée entre le neutrino et le noyau (transportée par le boson W), notée $|t|$ est faible : $|t| \lesssim \hbar^2/R^2$, où R est le rayon du noyau considéré.

Le théorème d'Adler [22] prédit qu'il est possible de relier simplement la section efficace d'interaction de la production cohérente à la section efficace de diffusion élastique pion-noyau, lorsque l'impulsion transférée $Q^2 = 0$:

$$\left. \frac{d^3\sigma_{coh}}{dQ^2 dy d|t|} \right|_{Q^2=0} = \frac{G_F^2}{2\pi^2} f_\pi^2 \frac{1-y}{y} \frac{d\sigma(\pi A \rightarrow \pi A)}{d|t|} \quad (1.21)$$

où $y = E_\pi/E_\nu$ et f_π est la constante de désintégration du pion. Des modèles sont alors nécessaire pour extrapoler à des valeurs de $Q^2 \neq 0$. Le modèle de Rein et Sehgal [23] est le plus communément utilisé. En particulier, ce modèle prédit que la section efficace est proportionnelle à $A^{1/3}$ (où A est le nombre atomique du noyau atomique considéré pour la diffusion cohérente).

Plusieurs expériences ont effectué des mesures de la production cohérente de pions dans différentes gammes d'énergie et sur des noyaux de Carbone ou d'Argon, comme résumé figure 1.3 et tableau 1.2.

Il existe peu de résultats dans la région de T2K d'où la nécessité d' (au moins partiellement) extrapoler à partir de données à plus hautes énergies.

2.4 Diffusion profondément inélastique

Pour $E_\nu > 2$ GeV, on rentre alors dans le régime profondément inélastique (**DIS**). Le neutrino peut résoudre les quarks individuels du nucléon, de sorte qu'il est nécessaire de décrire

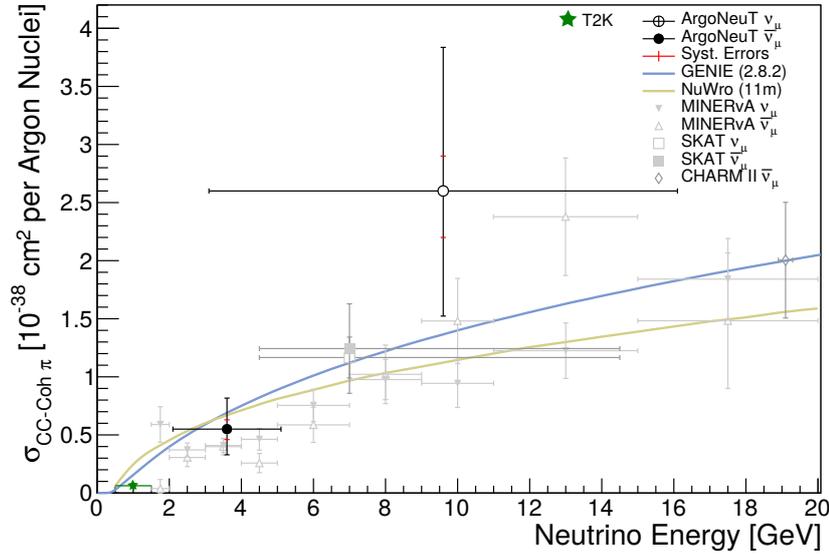


FIGURE 1.3 – Mesure de la section efficace de la production cohérente de pions sur Argon par ArgoNeuT (noir) en fonction de l'énergie. Les résultats sur d'autres noyaux des expériences MINERvA, SKAT, CHARM et T2K sont renormalisés à la section efficace sur Argon grâce au facteur $A^{1/3}$. Les prédictions des générateurs Monte Carlo GENIE et NuWro sont représentées par des lignes continues. Figure originale provenant de [24], avec ajout des résultats de T2K [25] en vert.

TABLE 1.2 – Résultat des différentes mesures de section efficace de la production cohérente de pions : MINERvA [26], SciBooNE [27], T2K [25], ArgoNeuT [24]

Expérience	Cible	Energie du neutrino	Section efficace (par noyau)
MINERvA	C	ν : 1.5-20 GeV	$(3.49 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.37(\text{flux}) \pm 0.20(\text{sys})) \times 10^{-39} \text{ cm}^2$
		$\bar{\nu}$: 1.5-20 GeV	$(2.65 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.31(\text{flux}) \pm 0.30(\text{sys})) \times 10^{-39} \text{ cm}^2$
SciBooNE	C	ν : 2.2 GeV	$< 2.39 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$
T2K	C	ν : 0.5-1.5 GeV	$(3.9 \pm 1.0(\text{stat})_{-1.4}^{+1.5}(\text{sys})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ (Rein-Sehgal model)
			$(3.3 \pm 0.8(\text{stat})_{-1.2}^{+1.3}(\text{sys})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ (Alvarez-Ruso model)
ArgoNeuT	Ar	ν : 3-16 GeV	$(2.6_{-1.0}^{+1.2}(\text{stat})_{-0.4}^{+0.3}(\text{sys})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2$
		$\bar{\nu}$: 2-5 GeV	$(5.5_{-2.1}^{+2.6}(\text{stat})_{-0.7}^{+0.6}(\text{sys})) \times 10^{-39} \text{ cm}^2$

celui-ci en terme de partons (gluons et quarks), qui chacun porte une fraction de l'impulsion du nucléon $\vec{p}_i = x\vec{P}$, caractérisée par des fonctions de distribution de partons $q_i(x)$. En plus du lepton chargé, une gerbe hadronique est alors émise (plusieurs pions, des mésons plus lourds...).

2.5 Effets nucléaires

Les processus précédents, en particulier la diffusion quasi-élastique par courant chargé (CCQE), ont été décrits en termes de nucléons. Or, ceux-ci se trouvent dans un environnement nucléaire. Différents effets peuvent alors modifier l'interaction neutrino-nucléon ou modifier l'état final détecté :

- état initial du noyau : les nucléons sont en mouvement de Fermi (FM pour Fermi Motion) dans le noyau. Plusieurs descriptions sont utilisées couramment, comme le gaz de Fermi relativiste (RFG pour *Relativistic Fermi Gas*) avec une échelle typique d'impulsion $p_F \sim 250$ MeV/c. Dans une première approximation, une interaction neutrino-noyau peut alors simplement être décrite comme une interaction avec un nucléon unique lié, le noyau étant alors excité vers un état 1p1h (1-particule-1-trou).
- effets collectifs : les corrélations nucléon-nucléon peuvent induire des excitations supplémentaires du noyau, telles que npnh (n-particules-n-trous, avec $n > 1$). La contribution de 2p2h semble particulièrement importante lors de l'ajustement des modèles aux données des expériences actuelles [28].
- interaction de l'état final (FSI) : un hadron émis lors de l'interaction peut ré-interagir avec le reste du noyau. Cela peut l'empêcher de sortir du noyau ou au contraire éjecter d'autres hadrons du noyau. Cet effet est particulièrement important à considérer car il peut transformer une production résonnante de pions ($\nu_\mu + N \rightarrow N' + \mu^- + \pi^+$) en un signal de type CC-0 π si le pion a été ré-absorbé dans le noyau.

Tous ces effets dépendent du noyau considéré. Par exemple, le FSI sera plus fort dans un noyau plus lourd, simplement car il y a plus de nucléons avec lesquels interagir.

2.6 Résumé des interactions des neutrinos

La figure 1.4 présente les diagrammes de Feynman des différents modes d'interaction par courant chargé présentés ci-dessus. La figure 1.5 montre différentes mesures de section efficace d'interaction par courant chargé.

2.7 Différences entre les interactions des neutrinos et des antineutrinos

Il est possible d'effectuer la description précédente à la fois pour les interactions des neutrinos et des antineutrinos. En termes de quarks, les interactions à considérer sont :

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u \quad (1.22)$$

$$\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d \quad (1.23)$$

Si les masses des fermions considérés sont négligées, ceux-ci sont produits dans un état propre d'hélicité (-1 pour ν_μ , μ^- , u , d et $+1$ pour $\bar{\nu}_\mu$, μ^+). La figure 1.6 permet alors de constater que la conservation du spin est impossible dans le cas des anti-neutrinos pour $\theta = \pi$, ce qui induit une suppression de la section efficace d'interactions des anti-neutrinos par rapport

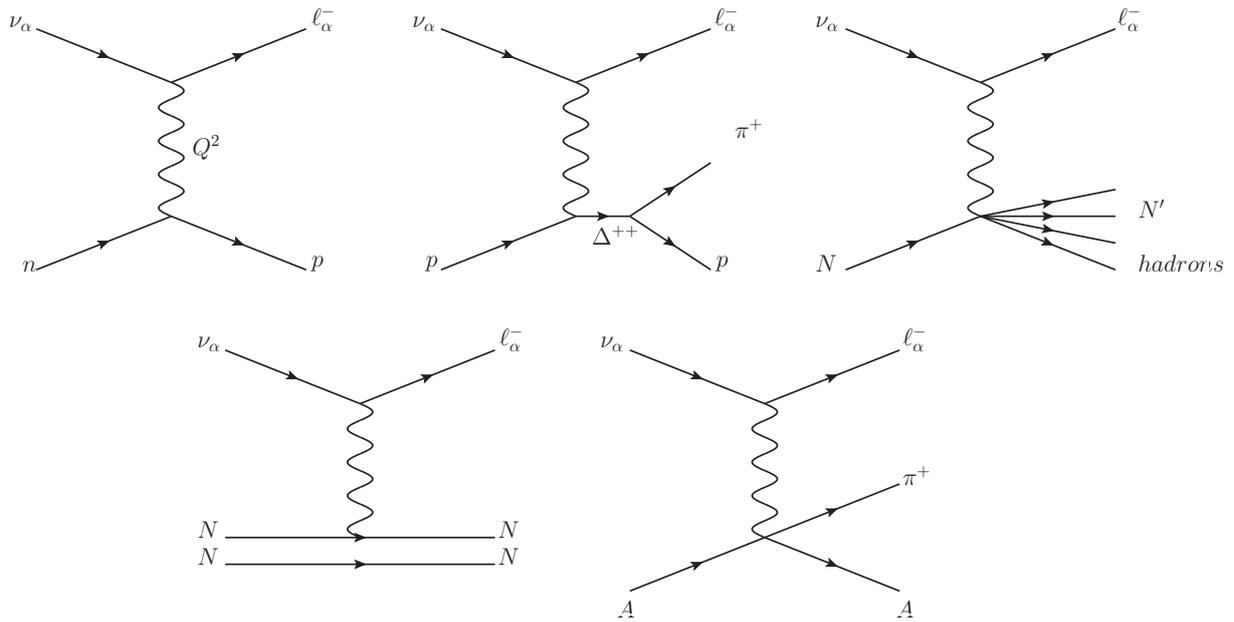


FIGURE 1.4 – Diagrammes de Feynman des différents modes d’interaction par courant chargé. Dans l’ordre (de gauche à droite, de haut en bas) : QE, RES, DIS, 2p2h, COH

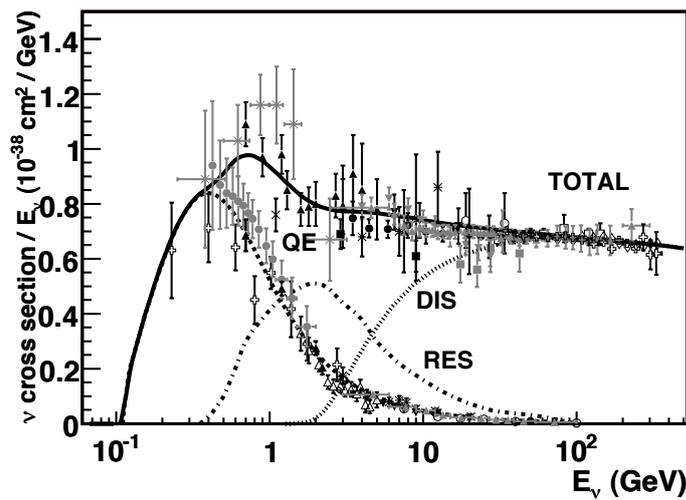


FIGURE 1.5 – Section efficace d’interaction par courant chargé des neutrinos et séparation entre les différents modes, en fonction de leur énergie. Figure provenant de [20].

à celle des neutrinos. En moyenne, la section efficace totale des anti-neutrinos est donc 2 à 3 fois plus faible que celle des neutrinos.

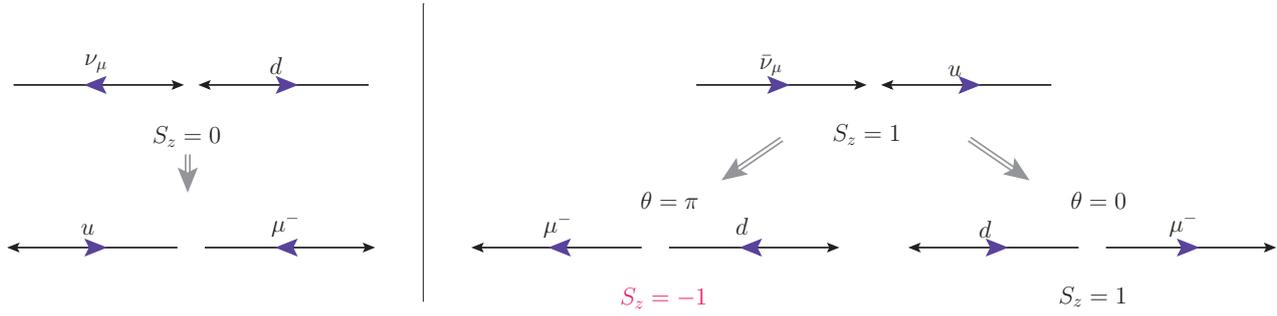


FIGURE 1.6 – Suppression de la section efficace d’interaction des anti-neutrinos pour $\cos \theta = -1$, la suppression est totale dans le cas où tous les fermions considérés sont de masse nulle (hélicité = chiralité).

3 Masse et nature des neutrinos

Les quarks et les leptons e, μ, τ possédant une charge électrique, il n’est pas possible que le quark (resp. lepton) et l’anti-quark (resp. anti-lepton) soit la même particule : ce sont donc des particules de Dirac. Le neutrino ne portant pas de charge électrique, il n’a pas cette restriction et peut donc être soit une particule de Dirac (neutrino \neq antineutrino, section 3.1), soit une particule de Majorana (neutrino = antineutrino, section 3.2).

La question de la nature des neutrinos (Dirac vs Majorana) est également intrinsèquement liée à la question de l’origine de leur masse.

3.1 Neutrino de Dirac

L’introduction de trois nouveaux états de chiralité droite ν_R , singlets sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (donc n’interagissant que gravitationnellement) permet de construire un terme de masse comme il a été fait pour les quarks et les leptons chargés par le mécanisme de Higgs.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Dirac}} &= - \sum_{\alpha, \beta = \{e, \mu, \tau\}} \bar{\nu}_{L, \alpha} (m_D)_{\alpha \beta} \nu_{R, \beta} + \text{h.c.} \\ &= - \bar{\nu}_L m_D \nu_R + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.24)$$

où m_D est une matrice complexe 3×3 . La matrice m_D peut être diagonalisée : $m_D = U^\dagger m V$ où U et V sont des matrices unitaires et $m = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$

Les états propres sont notés ν_{iL} et ν_{iR} , de valeurs propres correspondantes m_i ($i = 1, 2, 3$). On définit $\nu_{\alpha L} = \sum_i U_{\alpha i} \nu_{iL}$ et $\nu_{\alpha R} = \sum_i V_{\alpha i} \nu_{iR}$.

Si on note $\nu \equiv \nu_L + \nu_R = (\nu_1 \ \nu_2 \ \nu_3)^T$ alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = - \sum_{i=1}^3 m_i \bar{\nu}_i \nu_i \quad (1.25)$$

ν_i est un état propre de masse définie m_i et $\nu_{\alpha L}$ est un mélange des états propres de masse, relié à ceux-ci par $U =$ matrice PMNS.

3.2 Neutrino de Majorana

On définit C la matrice unitaire de conjugaison de charge² et l'opération de conjugaison de charge $\nu_L \rightarrow (\nu_L)^c \equiv C\bar{\nu}_L^T$, $\nu_R \rightarrow (\nu_R)^c \equiv C\bar{\nu}_R^T$. Comme nous l'avons vu précédemment, la chiralité est définie par l'action de la matrice γ_5 sur le champ. Autrement dit, $\gamma_5\nu_L = -\nu_L$ et $\gamma_5\nu_R = +\nu_R$.

En utilisant les propriétés de γ_0 et γ_5 , on trouve que $\gamma_5(\nu_L)^c = (\nu_L)^c$ et $\gamma_5(\nu_R)^c = -(\nu_R)^c$. Ainsi l'opération de conjugaison de charge transforme une particule de chiralité gauche (resp. droite) en une antiparticule de chiralité droite (resp. gauche).

Il est alors possible de définir un terme de masse selon le même schéma qu'à l'équation 1.24, en utilisant seulement ν_L et $(\nu_L)^c$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Maj}} &= -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\nu}_{L,\alpha}(m_M)_{\alpha\beta}(\nu_{L,\beta})^c + \text{h.c.} \\ &= -\frac{1}{2} \bar{\nu}_L m_M (\nu_L)^c + \text{h.c.}\end{aligned}\quad (1.26)$$

La matrice 3×3 m_M est symétrique et peut donc être diagonalisée sous la forme $m_M = UmU^T$, où U est une matrice unitaire et $m = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$.

Si on note $\nu^M \equiv \nu_L^M + \nu_R^M \equiv U^\dagger \nu_L + (U^\dagger \nu_L)^c = (\nu_1 \ \nu_2 \ \nu_3)^T$ alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Maj}} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i \bar{\nu}_i \nu_i \quad (1.27)$$

On peut remarquer que $(\nu^M)^c = \nu^M$. Ceci est la condition de Majorana et nous indique que le neutrino est sa propre antiparticule.

Toutefois, un tel terme de masse brise l'invariance de jauge à moins de provenir d'une brisure spontanée de symétrie d'un opérateur de dimension ≥ 5 . Ainsi, l'existence d'un terme de Majorana de ce type serait une indication claire d'existence de nouvelle physique à plus haute énergie.

3.3 Comparaison des termes de Dirac et de Majorana

Nous avons vu que les termes de masse (équations 1.25 et 1.27) s'écrivent d'une façon similaire, mais avec une définition différente de ν_i ($i = 1, 2, 3$).

Dans les deux cas, l'état propre d'interaction $\nu_{\alpha L}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$), le seul se couplant aux courants chargé et neutre dans le Modèle Standard, est un mélange des états propres de masse :

$$\nu_{\alpha L} = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_{iL} \quad (1.28)$$

où U est la matrice PMNS (unitaire, 3×3).

Désormais, estimons si les termes de masse introduits précédemment sont invariants sous une transformation globale de jauge $U(1)$:

2. C vérifie $C\gamma_\mu^T C^{-1} = -\gamma_\mu$ et $C^T = -C$. On en déduit que $C\gamma_5^T C^{-1} = \gamma_5$.

$$\nu_L \rightarrow \nu'_L = e^{i\Lambda}\nu_L, \nu_R \rightarrow \nu'_R = e^{i\Lambda}\nu_R, (\nu_L)^c \rightarrow (\nu'_L)^c = e^{-i\Lambda}(\nu_L)^c \quad (1.29)$$

A partir des équations 1.24 et 1.27, on trouve que :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{Dirac}} &= -\bar{\nu}'_L m_D \nu'_R + \text{h.c.} = -(e^{-i\Lambda}\bar{\nu}_L) m_D (e^{i\Lambda}\nu_R) + \text{h.c.} = \mathcal{L}_{\text{Dirac}} \\ \mathcal{L}'_{\text{Maj}} &= -\frac{1}{2}\bar{\nu}'_L m_M (\nu'_L)^c + \text{h.c.} = -\frac{1}{2}(e^{-i\Lambda}\bar{\nu}_L) m_M (e^{-i\Lambda}(\nu_L)^c) + \text{h.c.} \neq \mathcal{L}_{\text{Maj}} \end{aligned} \quad (1.30)$$

L'invariance du terme de masse de Dirac implique, d'après le théorème de Noether, qu'il est alors possible de définir une charge conservée : il s'agit du nombre leptonique total L tel que $L(\nu_i) = +1$ et $L(\bar{\nu}_i) = -1$. On peut alors distinguer le neutrino ν_i de l'antineutrino $\bar{\nu}_i$, de même masse m_i .

Au contraire, la non-invariance du terme de masse de Majorana sous une transformation globale de jauge implique qu'il n'existe pas de nombre leptonique conservé permettant de distinguer neutrinos et antineutrinos.

Il est toutefois possible de définir ce que l'on appelle neutrinos et antineutrinos dans le cas Majorana, en se basant sur l'hélicité h (défini équation 1.4) et en utilisant le raisonnement suivant :

- Le terme d'interaction faible par courant chargé \mathcal{L}_{CC} (équation 1.3) montre que la création de neutrinos de Majorana ultra-relativistes avec une hélicité négative, par le courant $\bar{\ell}_L \gamma_\mu \nu_L$, est supprimée d'un facteur m/E par rapport à l'hélicité positive.
- De même, la création de neutrinos de Majorana ultra-relativistes avec une hélicité positive, par le courant $\bar{\nu}_L \gamma_\mu \ell_L$, est supprimée d'un facteur m/E par rapport à l'hélicité négative.
- Ainsi, le neutrino de Majorana d'hélicité négative interagit comme un neutrino de Dirac d'hélicité négative alors que le neutrino de Majorana d'hélicité positive interagit comme un antineutrino de Dirac d'hélicité positive.
- On peut donc définir, dans le contexte de Majorana, le terme *neutrino* comme étant le neutrino de Majorana d'hélicité négative et le terme *antineutrino* comme étant le neutrino de Majorana d'hélicité positive

Le terme de masse de Majorana est le seul terme du Modèle Standard brisant l'invariance de jauge. Néanmoins, la masse des neutrinos étant faible, ce terme est petit et il est donc possible de définir un nombre leptonique total effectif L_{eff} , conservé dans tout processus non sensible à la masse des neutrinos. Le *neutrino* a $L_{\text{eff}} = +1$ alors que l'*antineutrino* a $L_{\text{eff}} = -1$. Le terme de masse de Majorana est alors introduit comme une perturbation qui correspond à une transition $\Delta L_{\text{eff}} = \pm 2$, i.e. à une violation du nombre leptonique effectif.

Un processus intéressant mettant en jeu cette violation est la désintégration double-béta sans émission de neutrinos (section 3.4).

3.4 Contraintes expérimentales

Somme des masses des neutrinos De par l'existence du phénomène d'oscillation (section 1.2), nous savons qu'au moins deux neutrinos sur trois sont massifs. Toutefois, les expériences d'oscillation ne sont sensibles qu'à la différence des masses au carré (voir équation 1.12).

De plus, les expériences étant au première ordre sensibles seulement à la valeur absolue $|\Delta m_{31}^2|$, nous ne connaissons pas l'ordre des masses³. Grâce aux expériences de neutrinos solaires (sensibles aux effets de matière importants dans le Soleil), nous savons néanmoins que Δm_{21}^2 est positive, i.e. $m_1 < m_2$. Les choix restants sont donc l'ordre dit normal ($m_1 < m_2 < m_3$) et l'ordre dit inversé ($m_3 < m_1 < m_2$) des masses des neutrinos.

Ainsi, en se basant sur les mesures présentées dans le tableau 1.1, il est possible d'obtenir une limite inférieure sur la somme des masses des neutrinos : $\sum_i m_i \geq 0.06(0.10)$ eV à 95% de niveau de confiance dans le cas de la hiérarchie normale (resp. inversée).

La cosmologie fournit également une contrainte supérieure sur la somme des masses des neutrinos. Par un effet purement gravitationnel, les neutrinos ralentissent la formation des structures de matière dans l'Univers, si bien que l'observation de la répartition de matière permet de contraindre le rôle des neutrinos et en particulier leurs masses. La limite actuelle, obtenue en combinant les résultats des mesures des spectres Lyman- α de quasars avec les données SDSS/BOSS et les mesures du fond diffus cosmologique par l'expérience Planck, est : $\sum_i m_i \leq 0.15$ eV à 95% de niveau de confiance [29].

Mesure directe de la masse des neutrinos Diverses expériences cherchent à déterminer de manière directe la masse associée au neutrino électronique, en utilisant la désintégration β

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.31)$$

La largeur de désintégration différentielle de ce processus en fonction de l'énergie cinétique T de l'électron émis s'écrit

$$\frac{d\Gamma}{dT} = \frac{G_F^5 m_e^5}{2\pi^3} \cos^2 \theta_C |\mathcal{M}|^2 F(Z, E_e) E_e p_e (Q_\beta - T) \sqrt{(Q_\beta - T)^2 - m_{\nu_e}^2} \quad (1.32)$$

où $Q_\beta \equiv M_X - M_Y - m_e$ est la chaleur de réaction du processus, θ_C est l'angle de Cabibbo, \mathcal{M} est l'élément de matrice nucléaire associé au noyau considéré, et F la fonction de Fermi.

On remarque que la valeur maximale d'énergie cinétique T_{max} est gouvernée par le dernier facteur, d'où $T_{max} = Q_\beta - m_{\nu_e}$. Ceci implique que la connaissance de Q_β et une mesure précise de la fin du spectre de l'électron permettraient de déterminer m_{ν_e} . Par exemple, les expériences Mainz et Troitzk ou l'expérience en cours KATRIN (**K**ARlsruhe **T**RITium **N**eutrino **e**xperiment, Allemagne) utilisent une source de Tritium (${}^3\text{H}$) pour laquelle $Q_\beta = 18.574$ keV.

La meilleure limite actuelle est $m_{\nu_e} < 2.00$ eV (95% CL)[19]. KATRIN [30] prévoit d'atteindre une sensibilité de l'ordre de 0.2 eV dans les prochaines années.

Le neutrino électronique n'étant pas un état propre de masse, la masse effective m_{ν_e} est en fait la somme incohérente des contributions des différents états propres de masse m_i :

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2 \quad (1.33)$$

D'autres expériences se consacrent également à la mesure de la masse du neutrino muonique (dans la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) ou du neutrino tauique (par exemple $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$) mais les limites sont beaucoup moins contraignantes [19] :

$$m_{\nu_\mu} < 0.19 \text{ MeV (90\% CL)}, \quad m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV (95\% CL)} \quad (1.34)$$

3. Cela est dû au fait que le terme dominant est en $\sin^2 [\Delta m^2]$. Le signe de Δm^2 n'intervient que par l'introduction des effets de matière.

Désintégration double-bêta sans émission de neutrinos Différentes expériences sont dédiées à la recherche du processus rare de désintégration double-bêta d'un noyau sans émission de neutrinos dans l'état final, processus autorisé uniquement lorsque le neutrino est une particule de Majorana, tel que discuté [section 3.3](#).



La largeur de désintégration d'un tel processus peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \Gamma_{0\nu\beta\beta} &= G \times |M|^2 m_{\beta\beta}^2 \\ m_{\beta\beta} &\equiv \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \end{aligned} \quad (1.36)$$

où G est un facteur cinématique, M est un élément de matrice nucléaire, $m_{\beta\beta}$ est la masse de Majorana effective du neutrino électronique.

Le protocole expérimental est assez proche de celui de la mesure directe de la masse du neutrino électronique. On considère un noyau connu pour sa désintégration $2\nu\beta\beta$ tel que le ${}^{76}\text{Ge}$ (temps de demi-vie $t_{1/2}^{2\nu} = (1.8 \pm 0.1) \times 10^{21}$ ans). Le spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons émis T^{ee} est continu jusqu'à une énergie maximale $T_{max}^{ee} \simeq Q_{\beta\beta} \equiv M_X - M_Y - 2m_e (= 2039 \text{ keV dans le cas de } {}^{76}\text{Ge})$.

Toutefois, dans le cas d'une désintégration $0\nu\beta\beta$, les électrons ont accès à toute l'énergie de la réaction et on s'attend donc seulement à $T^{ee} = Q_{\beta\beta}$. La non-observation d'un tel pic permet de mettre une limite sur le temps de demi-vie $t_{1/2}^{0\nu} \propto 1/\Gamma_{0\nu\beta\beta}$ et donc sur la masse $m_{\beta\beta}$.

Les recherches de $0\nu\beta\beta$ permettent donc à la fois de mettre une contrainte sur $m_{\beta\beta}$ et donc indirectement sur la masse absolue des neutrinos, mais également de déterminer si le neutrino est une particule de Majorana ou non. De plus, dans le cas du Modèle Standard sans neutrino stérile, cette contrainte donne également des informations sur la hiérarchie de masse.

4 Neutrinos lourds

Cette section discute des motivations pour l'existence de nouveaux neutrinos lourds ($M \gg eV$), d'un modèle permettant de les décrire et des différentes contraintes expérimentales obtenues à ce jour.

4.1 Motivations théoriques et expérimentales

a

Masse des neutrinos

Du fait des oscillations, il est donc établi que les neutrinos ont une masse non nulle. Les contraintes expérimentales impliquent toutefois que cette masse est faible (en dessous de l'eV), plusieurs ordres de grandeur plus petite que pour toutes les autres particules élémentaires massives (le plus léger étant l'électron : $m_e = 511 \text{ keV}$).

La [section 3](#) a présenté deux approches différentes permettant d'écrire un terme de masse pour les neutrinos : masse de Dirac ou masse de Majorana. Il est possible de généraliser en

considérant un modèle introduisant n nouveaux états de chiralité droite ν_R^I ($I = 0, \dots, n-1$) et en écrivant à la fois un terme de Dirac de la forme 1.24, un terme de Majorana pour les neutrinos gauches de la forme 1.26 et un second terme de Majorana pour les neutrinos droits.

Ainsi le Lagrangien le plus général incluant ces composantes est [31] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^D + \mathcal{L}^L + \mathcal{L}^R = -\bar{\nu}_L m_D \nu_R - \frac{1}{2} \bar{\nu}_L m_L (\nu_L)^c - \frac{1}{2} \overline{(\nu_R)^c} m_R \nu_R + \text{h.c.} \quad (1.37)$$

où m_D est une matrice de dimension $n \times 3$, m_L de dimension 3×3 et m_R de dimension $n \times n$). On peut alors écrire le terme de masse comme :

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \nu_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D^T & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \nu_R^c \end{pmatrix} \mathfrak{M} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.38)$$

où \mathfrak{M} est la matrice $(3+n) \times (3+n)$ décrivant les masses des $(3+n)$ neutrinos et leur mélange (gauche-gauche, droit-droit, gauche-droit).

\mathcal{L}^L n'est pas invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et brise donc les symétries du Modèle Standard. En revanche, ν_R est un singlet donc le terme \mathcal{L}^R est autorisé. Dans la suite, on supposera alors que $m_L = 0$ et ainsi que seuls les neutrinos droits ont un terme de masse de Majorana. Il est toutefois possible de considérer également le cas général avec $m_L \neq 0$ (voir section 6.4 de [6]).

Il est à noter qu'il serait possible de considérer également $m_R = 0$. Toutefois, une telle description n'est pas naturelle car le terme \mathcal{L}^R ne brise aucune symétrie du Modèle Standard et n'a donc aucune raison de ne pas être écrit.

Plusieurs scénarios sont alors envisageables, selon la hiérarchie entre les éléments des matrices m_D et m_R :

$m_R \ll m_D$: c'est le cas pseudo-Dirac dans lequel, pour $n = 3$, les neutrinos sont des particules de Dirac (seul un terme comme dans l'équation 1.24 intervient).

$m_R \sim m_D$: dans ce cas, \mathfrak{M} est diagonalisable sous la forme :

$$\mathfrak{M} = \mathcal{U} \text{diag}(m_1, m_2, m_3, M_1, \dots, M_N) \mathcal{U}^T \quad (1.39)$$

Le mélange entre neutrinos actifs et stériles est alors important. Ce scénario est en désaccord avec les observations des oscillations.

$m_R \gg m_D$: il s'agit de la limite *seesaw*, qui sera détaillée dans la section 4.2. Dans cette limite, des nouveaux états de neutrinos lourds apparaissent et expliquent naturellement la petitesse de la masse des neutrinos légers.

b Cosmologie et astrophysique

Dans le domaine de la cosmologie et de l'astrophysique, il existe différentes questions ouvertes pour lesquelles les neutrinos ont souvent été proposé comme élément de réponse. Parmi celles-ci se trouvent :

- la composition et l'origine de la matière noire, qui constitue environ 27% du contenu total en énergie de l'Univers d'après les dernières observations du satellite Planck [32]. Un neutrino lourd constitue un candidat idéal de matière noire (faible interaction, longue durée de vie).

➤ l'asymétrie entre baryons et anti-baryons telle qu'observée dans l'Univers. Alors que le scénario du Big Bang implique une production en quantité égale de baryons B et d'anti-baryons \bar{B} , l'Univers observable contient principalement des baryons ; si on note par n la densité, alors on peut définir l'asymétrie η_B [33] :

$$\begin{aligned}\eta_B &\equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \Big|_{T=3\text{K}} \simeq \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_B + n_{\bar{B}}} \Big|_{T \gg 1 \text{ GeV}} \\ \eta_B^{BBN} &= (5.80 \pm 0.27) \times 10^{-10} \\ \eta_B^{CMB} &= (6.21 \pm 0.12) \times 10^{-10}\end{aligned}\tag{1.40}$$

où η_B^{BBN} est la valeur obtenue en utilisant l'abondance des éléments légers tels que l'Hélium et le Lithium et η_B^{CMB} correspond à la valeur extraite des données du fond diffus cosmologique observé par le satellite Planck.

Il est donc nécessaire que, durant une période donnée (appelée baryogenèse), certains processus physiques aient eu lieu afin de créer une asymétrie entre la matière et l'anti-matière. Les conditions requises pour une telle situation sont les conditions de Sakharov [34] :

1. violation du nombre baryonique B
2. violation de la symétrie C ⁴ et de la symétrie CP ⁵
3. interaction hors équilibre thermique

Comme il le sera présenté plus en détail dans la [section 4.3](#), l'introduction de neutrinos lourds permet de satisfaire ces conditions.

4.2 Le mécanisme de *seesaw*

Dans la [section 4.1.a](#), nous avons vu qu'il était possible de construire un modèle de masse pour les neutrinos par l'introduction de n nouveaux états, de chiralité droite, stériles et présentant un terme de masse de Majorana. Étant donné qu'il existe seulement trois neutrinos actifs, il est naturel de considérer symétriquement $n = 3$, tel qu'il sera fait dans la suite.

On peut définir la matrice de mélange actifs-stériles Θ :

$$\Theta = m_D m_R^{-1}\tag{1.41}$$

Dans la limite $m_R \gg m_D$, $\Theta \ll 1$ (condition de *seesaw*), il est possible de diagonaliser par bloc la matrice \mathfrak{M} en faisant un développement limité en Θ . En effet,

$$\mathfrak{M} = \nu \begin{pmatrix} M_\nu & 0 \\ 0 & M_N \end{pmatrix} \nu^T\tag{1.42}$$

4. une théorie est invariante sous la symétrie C si elle est invariante sous la transformation inversant toutes les charges des particules mises en jeu (opérateur C)

5. idem que la symétrie C avec l'opérateur CP où P est l'opérateur de parité

$$\text{avec } M_\nu = -\Theta m_R \Theta^T \quad (1.43)$$

$$M_N = m_R + \frac{1}{2} \left(\Theta^\dagger \Theta m_R + m_R^T \Theta^T \Theta^\star \right) \quad (1.44)$$

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} - \frac{1}{2} \Theta \Theta^\dagger & \Theta \\ -\Theta^\dagger & \mathbf{1} - \frac{1}{2} \Theta^T \Theta \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\Theta^3) \quad (1.45)$$

Les matrices M_ν et M_N se diagonalisent alors de manière classique, afin d'obtenir le terme de masse sous la forme :

$$\frac{1}{2} \left[\bar{\nu}_L \underbrace{\begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix}}_{m_\nu^{\text{diag}}} \bar{\nu}_L^c + \bar{\nu}_R^c \underbrace{\begin{pmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & M_n \end{pmatrix}}_{m_N^{\text{diag}}} \bar{\nu}_R \right] + \text{h.c.} \quad (1.46)$$

$$\text{avec } \mathcal{U} \equiv \mathcal{V} \times \begin{pmatrix} U_\nu & 0 \\ 0 & U_N \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

$$v_L \equiv U_\nu^\dagger \left(\left(\mathbf{1} - \frac{1}{2} \Theta \Theta^\dagger \right) \nu_L - \Theta \nu_R^c \right)$$

$$v_R \equiv U_N^\dagger \left(\left(\mathbf{1} - \frac{1}{2} \Theta^T \Theta^\star \right) \nu_R + \Theta^T \nu_L^c \right)$$

On constate que nous avons deux catégories d'états propres de masse :

- Les 3 v_L sont les neutrinos dits légers, ils contribuent à l'interaction faible avec le terme en ν_L (d'ordre 1). Les masses propres sont de l'ordre de $\Theta^2 m_R \sim m_D^2/m_R$, d'après l'équation 1.43. Il s'agit de la caractéristique du mécanisme de *seesaw*⁶ : plus m_R est grande, plus les neutrinos « légers » ont une masse propre faible, ce qui explique naturellement la petitesse de la masse des neutrinos telle que contrainte expérimentalement (section 3.4). Les neutrinos actifs se mélangent via la matrice U_ν qui correspond, dans le cadre classique des oscillations, à la matrice PMNS (section 1.2).
- Les 3 v_R sont les neutrinos dits lourds, ils contribuent à l'interaction faible seulement via un terme supprimé d'un facteur Θ , d'où le nom de « stérile » qui leur est généralement attribué, même s'ils ne le sont pas stricto sensu. Leur masse est de l'ordre de grandeur des valeurs propres de m_R . La matrice de mélange U_N est l'analogue de la matrice PMNS pour les neutrinos lourds.

La matrice Θ caractérise le mélange entre les neutrinos légers et les neutrinos lourds. Ce mélange (lié au couplage de Yukawa Y) est faible par définition de la condition de *seesaw* et est contraint par la nécessité d'avoir $m_i \lesssim 1$ eV (voir figure 1.7). Il est toutefois le seul portail d'observation pour la recherche des neutrinos stériles. Expérimentalement, le neutrino lourd intervient dans les interactions par le terme $U_N^\dagger \Theta^T \nu_L^c$, de sorte que les expériences sont sensibles à la matrice

6. plus précisément, il s'agit du mécanisme de *seesaw* de type I

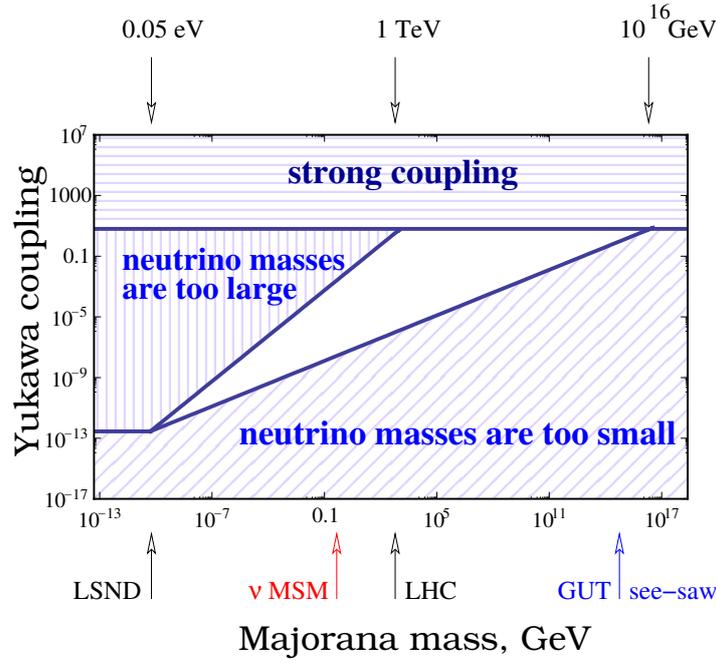


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de l'échelle de grandeur du couplage de Yukawa $Y \sim \Theta m_N$ en fonction de l'échelle de la matrice de masse de Majorana m_R . La région centrale non grisée correspond à la région autorisée afin de satisfaire les conditions de *seesaw* et avoir $m_i \lesssim 1 \text{ eV}$

$$\theta_{\alpha I} \equiv (\Theta U_N^*)_{\alpha I} \quad (1.48)$$

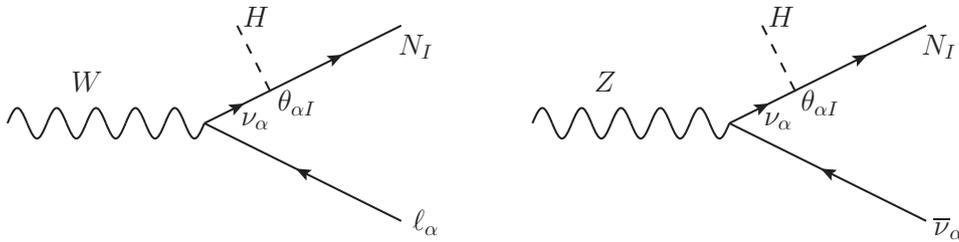


FIGURE 1.8 – Représentation de Feynman de la contribution des neutrinos lourds à l'interaction faible de courant α .

Il correspond alors exactement au facteur à introduire à chaque vertex d'un diagramme de Feynman dans lequel l'on souhaite remplacer un neutrino actif de saveur α par un neutrino lourd (voir figure 1.8). Dans la suite, le vertex $\theta_{\alpha I}$ et le propagateur ν_α seront condensés au niveau du vertex du boson W/Z , de sorte que la figure 1.8 se résume en un vertex $W \rightarrow N_I + \ell_\alpha$ ou $Z \rightarrow N_I + \nu_\alpha$ (avec un facteur $\theta_{\alpha I}$). Dans la plupart des situations, la quantité pertinente est alors :

$$U_{\alpha I}^2 \equiv \theta_{\alpha I} \theta_{\alpha I}^* = \Theta_{\alpha I} \Theta_{\alpha I}^* \quad (1.49)$$

qui correspond au mélange des trois neutrinos lourds avec le courant (neutre ou chargé) de saveur α . Dans les situations sans possibilités de confusion, l'indice I sera omis : $N_I \rightarrow N$, $U_{\alpha I}^2 \rightarrow U_\alpha^2$.

Dans le cadre du modèle décrit dans cette section, les neutrinos actifs et les neutrinos stériles sont des particules de Majorana. En effet, on peut définir :

$$N \equiv v_R + v_R^c \text{ et } \nu \equiv v_L + v_L^c \quad (1.50)$$

de sorte que $N^c = N$ et $\nu^c = \nu$ (condition de Majorana) et que le terme dans le Lagrangien se simplifie en :

$$\frac{1}{2}\bar{N}(i\cancel{\partial} - M_N^{\text{diag}})N + \frac{1}{2}\bar{\nu}(i\cancel{\partial} - m_\nu^{\text{diag}})\nu \quad (1.51)$$

où les termes cinétiques ont également été réintroduits.

Dans la suite, on appellera neutrinos lourds ou leptons neutres lourds (**Heavy Neutral Leptons**, HNL) les particules de Majorana notées N_I ($I = 1, 2, 3$) et neutrinos légers les particules de Majorana notées ν_i ($i = 1, 2, 3$).

Ainsi, pour la physique des oscillations, les notations restent les mêmes : ν_i états propres de masse ; ν_α états propres de saveur ; $(U_\nu)_{\alpha i}$ leur matrice de mélange (PMNS).

La section efficace d'interaction d'un neutrino lourd avec la matière est supprimée par rapport à celles des neutrinos légers d'un facteur U_α^2 , ce qui rend un tel processus extrêmement rare. En revanche, de par sa masse « élevée », un neutrino lourd peut se désintégrer, par courant neutre ou par courant chargé, en utilisant comme médiateur respectivement un boson Z ou un boson W . Les canaux principaux de désintégration sont (où α et β désignent des saveurs leptoniques, M un méson) :

$$\nu_\alpha \nu_\beta \bar{\nu}_\beta, \quad \gamma \nu_\alpha, \quad M^0 \nu_\alpha, \quad M^+ \ell_\alpha^-, \quad \ell_\beta^+ \ell_\beta^- \nu_\alpha, \quad \ell_\alpha^- \ell_\beta^+ \nu_\beta \quad (1.52)$$

Dans ces cas, la largeur de désintégration $\Gamma(N \rightarrow \dots)$ est proportionnelle à U_α^2 .

Comme nous l'avons vu, les neutrinos sont des particules de Majorana, si bien que les canaux de désintégration conjugués sont tout aussi probables (il n'y a pas de suppression d'hélicité comme il peut y en avoir pour les interactions des 3 neutrinos légers). Par exemple :

$$\Gamma(N \rightarrow \pi^- \mu^+) = \Gamma(N \rightarrow \pi^+ \mu^-) \quad (1.53)$$

Plus de détails sont fournis dans la revue [35], utilisant les mêmes notations qu'introduites précédemment.

○ Nombre de paramètres physiques

Le mécanisme de *seesaw* est entièrement décrit par la définition des matrices m_D et m_M , ce qui correspond à 18 paramètres physiques que l'on peut décomposer de la façon suivante :

- 3 masses m_i pour les neutrinos légers
- 3 masses M_I pour les neutrinos lourds
- 6 angles de mélange (qui peuvent être séparé en 3 angles de mélange θ_{ij} de la matrice PMNS et 3 angles de mélange ω_{ij} pour le secteur des neutrinos lourds)
- 6 phases de violation CP

? Quid des neutrinos stériles légers ($m \sim 1$ eV) ?

Certaines expériences d'oscillation (par exemple LSND) ont observé des anomalies dans le spectre des neutrinos après oscillations, qui pourraient être expliquées par l'existence d'une quatrième famille de neutrinos ($i = 4$) avec $\Delta m_{41}^2 \sim 1$ eV².

Il est tout à fait possible que celle-ci soit introduite dans un modèle de type *seesaw* tel que développé dans cette section, par exemple $N_1 \equiv \nu_4$. Toutefois dans ce cas, le mécanisme de *seesaw* échoue à expliquer naturellement la masse des neutrinos, car il est nécessaire d'introduire un couplage de Yukawa très petit devant celui des autres fermions.

Dans la plupart des articles, le neutrino stérile léger est donc simplement ajouté comme un quatrième état propre de masse ν_4 et un quatrième état propre d'interaction ν_s (stérile car il ne se couple pas à l'interaction faible, les expériences auprès du LEP n'ayant observé que 3 neutrinos se couplant au boson Z). La matrice PMNS est alors étendue en une matrice 4×4 telle que : $|U_{e4}|, |U_{\mu4}|, |U_{\tau4}| \ll |U_{s4}|$.

Ces anomalies sont controversées, plusieurs observations récentes excluant les régions de $|U_{e4}| - m_4$ qui permettraient d'expliquer les anomalies sus-citées (e.g. IceCube [36]). Des études sont également en cours afin de déterminer si les anomalies observées ne sont pas simplement le signe d'une mécompréhension du spectre des neutrinos issus des réacteurs (e.g. le projet NENuFAR en France).

Voir [37] pour un traitement détaillé du cas des neutrinos stériles légers.

4.3 Les neutrinos au GeV et le modèle ν MSM

Le mécanisme de *seesaw* présenté en section 4.2 permet, par l'introduction de trois nouveaux neutrinos lourds avec une masse $M_N \gg 1$ eV, de justifier la masse non-nulle des neutrinos et la petitesse de celle-ci. Toutefois, la masse de ces nouvelles particules est libre entre $\mathcal{O}(\text{keV})$ et l'échelle de grande unification (10^{16} GeV). Plusieurs scénarios ont alors été suggérés, afin de contraindre plus précisément M_N .

En 2005, T. Asaka et M. Shaposhnikov [38][39] proposèrent un modèle contenant :

- un neutrino lourd N_1 de masse M_1 de l'ordre du keV, avec une très longue durée de vie
- deux neutrinos lourds N_2 et N_3 tels que :

$$100 \text{ MeV} < M_2, M_3 < 80 \text{ GeV}, \quad \left| \frac{M_2 - M_3}{M_2 + M_3} \right| \lesssim 10^{-3} \quad (1.54)$$

Ce modèle est appelé ν MSM pour *Neutrino Minimal Standard Model*⁷. Les motivations sont les suivantes :

- N_1 constitue un excellent candidat pour la matière noire. Si son temps de vie est suffisamment long (supérieur à l'âge de l'Univers), il pourrait avoir été produit dans l'Univers primordial et survivre jusqu'à aujourd'hui. Il est donc nécessaire que son couplage $U_1^2 = \sum_{\alpha=\{e,\mu,\tau\}} U_{\alpha 1}^2$ soit très faible.

7. Le nom provient du fait qu'il s'agit d'un modèle avec un nombre limité de nouveaux paramètres mais qui permet d'expliquer un grand nombre de phénomènes.

➤ N_2 et N_3 , de par leurs masses très proches, permettent de générer à eux seuls une asymétrie du nombre leptonique. Ensuite, par le mécanisme des sphalérons⁸, la violation du nombre leptonique L est convertie en violation du nombre baryonique B (le processus complet est alors appelé baryogenèse via leptogenèse), ce qui satisfait la première condition de Sakharov. De plus, le modèle contient 6 phases de violation CP, ce qui permet amplement de satisfaire la deuxième condition de Sakharov.

Enfin, la faiblesse du couplage U_α^2 entre les fermions ordinaires et les neutrinos lourds permet à ces derniers d'être hors équilibre thermique lors de la baryogenèse, respectant ainsi la dernière condition de Sakharov.

Il s'agit du scénario de leptogénèse ARS (pour Akhmedov, Rubakov et Smirnov), dont une description complète est présentée dans la revue [40].

Des modèles plus récents [41] suggèrent l'existence de trois neutrinos lourds entre 100 MeV et 80 GeV (en abandonnant l'idée d'expliquer la matière noire avec un neutrino au keV), ce qui permettrait d'expliquer la baryogenèse sans avoir recours au réglage de précision des paramètres nécessaires dans le ν MSM (deuxième condition de l'équation 1.54).

4.4 Contraintes expérimentales actuelles

Dans cette section, nous allons nous intéresser particulièrement aux neutrinos lourds du ν MSM et aux contraintes qui ont pu être apportées sur leur masses et leur couplage U_α^2 . toutefois, il est important de noter que les contraintes apportées sont indépendantes du modèle considéré : une contrainte sur le couplage U_α^2 d'un neutrino lourd d'une masse donnée (par exemple 400 MeV/ c^2) ne dépend pas du modèle sous-jacent.

a

Neutrino au keV

Recherche directe Un tel neutrino ne peut se désintégrer que par les canaux

$$N_1 \rightarrow \nu\nu\bar{\nu} \text{ ou } N \rightarrow \gamma\nu \quad (1.55)$$

De plus, afin de constituer un bon candidat pour la matière noire, son couplage $U_1^2 = \sum_{\alpha=\{e,\mu,\tau\}} U_{\alpha 1}^2$ doit être très faible (et sa durée de vie très longue), ce qui anéantit les chances de le produire et détecter en laboratoire.

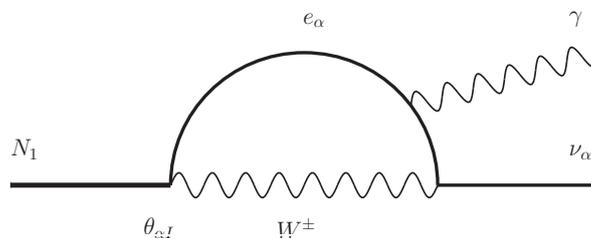


FIGURE 1.9 – Diagramme de Feynman de la désintégration du neutrino lourd $N_1 \rightarrow \gamma\nu_\alpha$.

8. Il s'agit d'une solution des équations de champ électrofaible, qui implique des processus non-perturbatifs dans lesquels les nombres baryonique B et leptonique L ne sont pas conservés ; seulement leur différence $B - L$ l'est.

Sa détection directe passe nécessairement par une recherche astrophysique dans le domaine des rayons X. En effet, la désintégration $N_1 \rightarrow \gamma\nu$ (voir diagramme de Feynman [figure 1.9](#)) produirait une raie très distincte à $E_\gamma = M_1/2$ (où M_1 est la masse du neutrino lourd) dans les régions de l'Univers denses en matière noire. La non-observation d'un tel signal permet alors de mettre une limite supérieure dans le plan $U_1^2 - M_1$ sachant que

$$\Gamma(N_1 \rightarrow \nu\gamma) \simeq (5.5 \times 10^{-22}) \times U_1^2 \times \left(\frac{M_1}{1 \text{ keV}}\right)^5 s^{-1} \quad (1.56)$$

Les résultats obtenus par les observations astrophysiques dans les rayons X sont présentés [figure 1.10](#).

Des analyses controversées [\[42\]\[43\]](#) font évidence d'une raie à 3.5 keV qui pourrait correspondre à un neutrino lourd d'une masse de 7 keV mais la méthode utilisée et la conclusion énoncée ne font pas unanimité dans la communauté.

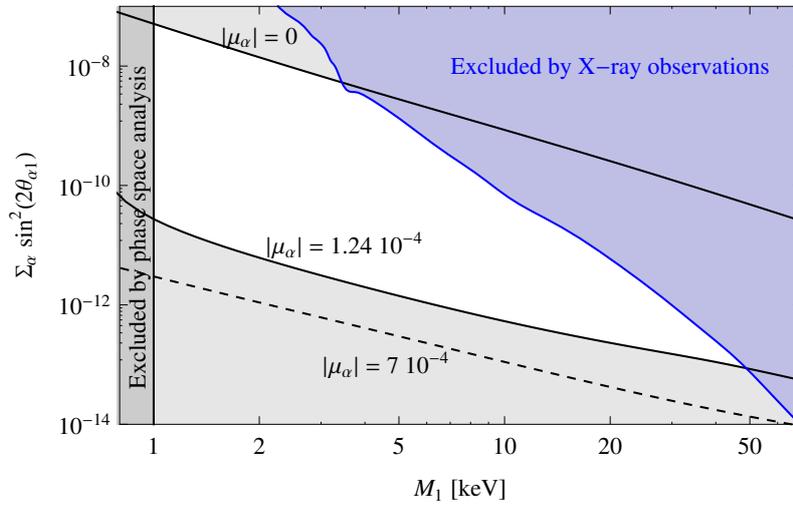


FIGURE 1.10 – Différentes contraintes sur le neutrino lourd au keV, candidat pour la matière noire, dans le plan $U_1^2 \equiv \sum_\alpha \sin^2(2\theta_{\alpha 1}) - M_1$. La région bleue est exclue par les observations en rayon X. La région délimitée par les deux lignes continues noires correspond à une densité de matière noire compatible avec les observations et avec une asymétrie leptonique $|\mu_\alpha|$ comprise entre 0 (pas d'asymétrie) et 1.24×10^{-4} (asymétrie leptonique maximale prédite par les modèles). Figure provenant de [\[44\]](#).

Recherche indirecte

- Si N_1 constitue toute la matière noire dans l'Univers alors l'abondance de N_1 doit correctement reproduire la densité de matière noire observée Ω_{DM} . Ceci correspond donc à une ligne dans le plan $U_1^2 - M_1$. Toutefois, la situation se complexifie en prenant en compte l'asymétrie leptonique $\mu_\alpha \equiv (n_{\text{leptons}}^{\text{flavour } \alpha} - n_{\text{antileptons}}^{\text{flavour } \alpha})/s$ (asymétrie entre nombre de leptons et d'antileptons, divisé par la densité d'entropie) qui est nécessaire afin de produire N_1 par un processus résonnant [\[44\]](#) (effet MSW⁹ entre un neutrino actif ν_α et le neutrino stérile). Les limites ainsi obtenues sont présentées [figure 1.10](#).
- En tant que candidat de matière noire, N_1 est contraint par les observations astrophysiques galactiques. En particulier, Tremaine-Gunn [\[45\]](#) imposent une limite sur la masse de N_1

9. décrit [section 1.2.b](#)

afin que ceux-ci puissent former les halos de matière noire des galaxies, sans violer le principe d'exclusion de Pauli : $M_1 > 400$ eV. Combinée avec d'autres considérations astrophysiques, la région en-dessous de 1 keV est défavorisée.

- Enfin, N_1 a une influence sur la formation des structures à petite échelle. Toutefois, les processus en jeu sont hautement non linéaires et les limites obtenues dépendent grandement du mode de production de N_1 (thermique, résonnante, non thermique, hors Modèle Standard...). Un exemple d'analyse est présentée dans [46].

Il est à noter que toutes les limites précédentes sont relâchées si N_1 ne constitue qu'une partie de la matière noire et non sa totalité, ou si le mode de production de N_1 est exotique (hors Modèle Standard).

◆ b Neutrinos de l'ordre du GeV

Cette section fait référence aux neutrinos lourds avec une masse comprise entre 100 MeV et 80 GeV. Dans le cas de deux états de masses dégénérés, comme dans le ν MSM, le couplage auquel une expérience sera sensible est $\sum_{I=2,3} U_{\alpha I}^2$. En revanche, si les états de masse peuvent être séparés, alors le couplage accessible est directement $U_{\alpha I}^2$. Dans la suite, on notera génériquement U_α^2 le couplage que l'on peut évaluer.

La [figure 1.11](#) résume les principales limites obtenues par les expériences citées ci-dessous.

Recherche directe Par recherche directe, il est entendu que nous observons directement et sans équivoque l'interaction d'un neutrino lourd. Il existe deux méthodes de détection directe :

- détection de la production du neutrino lourd ou plus précisément de l'énergie manquante emportée par celui-ci. Un méson peut se désintégrer en neutrino lourd à la place d'un neutrino léger si la cinématique le permet et avec une largeur de désintégration proportionnelle à U_α^2 (dans le cas d'un courant neutre/chargé de saveur α).

$$M^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu_\alpha \Rightarrow M^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N \quad (1.57)$$

La stratégie consiste donc à la recherche d'un pic dans la distribution en énergie du lepton chargé ℓ_α^\pm sortant. La position et l'intensité d'un tel pic permet d'extraire la masse du neutrino lourd et son couplage U_α^2 (le nombre d'événements étant proportionnel à U_α^2). La non-observation d'excès dans la distribution permet de mettre une limite sur U_α^2 .

- détection des produits de désintégration du neutrino lourd dans un canal $N \rightarrow \ell_\beta + X$ ou $N \rightarrow \nu_\beta + X'$ (facteur U_β^2 dans la largeur de désintégration), on peut alors chercher un excès dans la distribution de masse invariante des particules produites afin d'en extraire M_N ou effectuer une simple expérience de comptage de tels événements, si l'on connaît le bruit de fond attendu. Toutefois, il est nécessaire que ce neutrino lourd ait été produit auparavant, ce qui induit un facteur U_α^2 pour sa production. Ainsi le nombre d'événements est proportionnel à $U_{exp}^4 \equiv U_\alpha^2 U_\beta^2$.

En l'absence de signal, la méthode consiste à balayer les différentes masses possibles et à définir une limite supérieure sur le couplage du neutrino lourd avec les courants électroniques (U_e^2), muoniques (U_μ^2) et tauiques (U_τ^2). Les limites ainsi obtenues dans le plan $U_\alpha^2 - M_N$ par différentes expériences sont résumées dans les [figures 1.11a](#), [1.11b](#) et [1.11c](#) :

E949,NA62 [47][48] L'expérience E949 a analysé le canal $K^+ \rightarrow \mu^+ N$. Elle a donc accès au couplage au courant muonique des neutrinos lourds tels que $M_N < m_K - m_\mu = 388 \text{ MeV}/c^2$. Les limites sont de l'ordre de $U_\mu^2 \lesssim 10^{-9} - 10^{-8}$. Diverses expériences à plus petite échelle ont également étudié les canaux $K^+ \rightarrow \mu^+ N$ et $\pi^+ \rightarrow \mu^+ N$, tel que reporté dans [49] avec des sensibilités bien inférieures ($U_\mu^2 \lesssim 10^{-6}$). Enfin, la collaboration NA62 a étudié ces canaux avec des limites de l'ordre de 10^{-6} mais les nouvelles données de l'expérience sont encore en cours d'analyse.

DELPHI [50] L'expérience a cherché des neutrinos lourds produits dans la désintégration de bosons Z (produits dans une collision e^+e^- à LEP). Différentes stratégies ont été adoptées selon la masse et le temps de vie du neutrino lourd (produits de désintégration spécifiques, vertex déplacés...). Des limites ont ainsi été obtenues pour $3.5 < M_N < 50 \text{ GeV}/c^2$ avec $U_\alpha^2 \lesssim 10^{-5}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$).

LHCb [51] La recherche de neutrinos lourds à travers la désintégration $B^- \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^-$ permet de mettre des limites dans la région $0.25 < M_N < 5 \text{ GeV}/c^2$. La stratégie adoptée est similaire à celle de DELPHI.

PS191 [52][53] Les neutrinos lourds sont produits dans la désintégration de pions et kaons produits ($\pi/K^+ \rightarrow e^+ N$, $\pi/K^+ \rightarrow \mu^+ N$), dans l'interaction de protons de 19.2 GeV avec une cible de Beryllium. PS191 a cherché la désintégration de ces neutrinos dans un volume rempli d'Hélium en $e^+e^- \nu_e$, $\mu^- \pi^+$, $e^- \pi^+$ et $\mu^- e^+ \nu_e$. Les limites sont obtenues en considérant chaque canal indépendamment et donc correspondent à des limites sur U_e^2 , U_μ^2 ou $U_e U_\mu$, en fonction de la masse du neutrino lourd (entre 140 et 450 MeV/c^2).

ATLAS,CMS [54] Des recherches de neutrinos lourds par une signature de deux leptons de même signe (un à la production, un à la désintégration du neutrino possible, processus de violation du nombre leptonique, rendu possible car N est une particule de Majorana) ont été effectués. Des études plus approfondies sont en cours avec les plus récentes données des expériences [55].

Recherche indirecte Par recherche indirecte, il est entendu que nous observons un processus qui serait rendu possible par l'existence de neutrinos lourds (même s'il ne s'agit pas de la seule explication possible pour un tel processus).

Observation de conversion leptonique Le canal $\mu \rightarrow e\gamma$ est influencé par la présence de neutrinos lourds (voir diagramme de Feynman de la figure 1.12). On peut écrire le rapport d'embranchement d'un tel processus (par rapport au processus dominant) :

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \simeq \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e)} = \frac{3\alpha_{\text{em}}}{32\pi} \left| \sum_I \theta_{\mu I}^* \theta_{eI} G \left(\frac{M_I^2}{M_W^2} \right) \right|^2 \quad (1.58)$$

où G est une fonction simple de la masse du neutrino lourd. Les limites obtenues par l'expérience MEG [57] sur la non-observation d'un tel signal ($B(\mu \rightarrow e\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$) peuvent alors être converties en limites supérieures sur le couplage des neutrinos lourds. Par rapport aux contraintes obtenues par la recherche directe, ces contraintes sont faibles : $U_\alpha^2 < 10^{-3}$. D'autres canaux intéressants sont également $\tau \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$ et $\mu \rightarrow eee$, mais les contraintes sont encore plus faibles.

Désintégration double-bêta sans émission de neutrinos Les neutrinos lourds affectent la largeur de désintégration du processus $0\nu\beta\beta$ (équation 1.36).

$$m_{\beta\beta} \equiv \left| \sum_i (U_\nu)_{ei}^2 m_i + \sum_I \theta_{eI}^2 M_I f_A(M_I) \right|$$

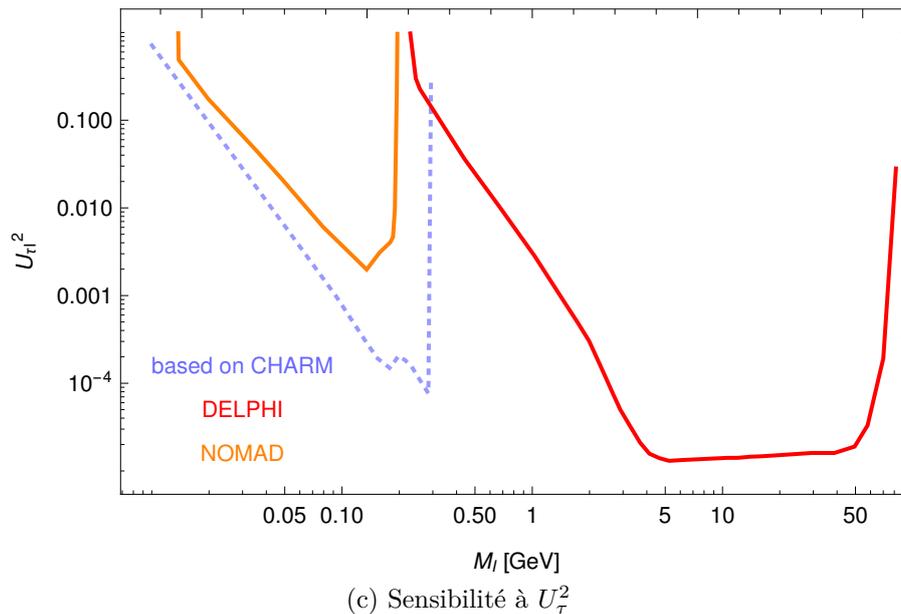
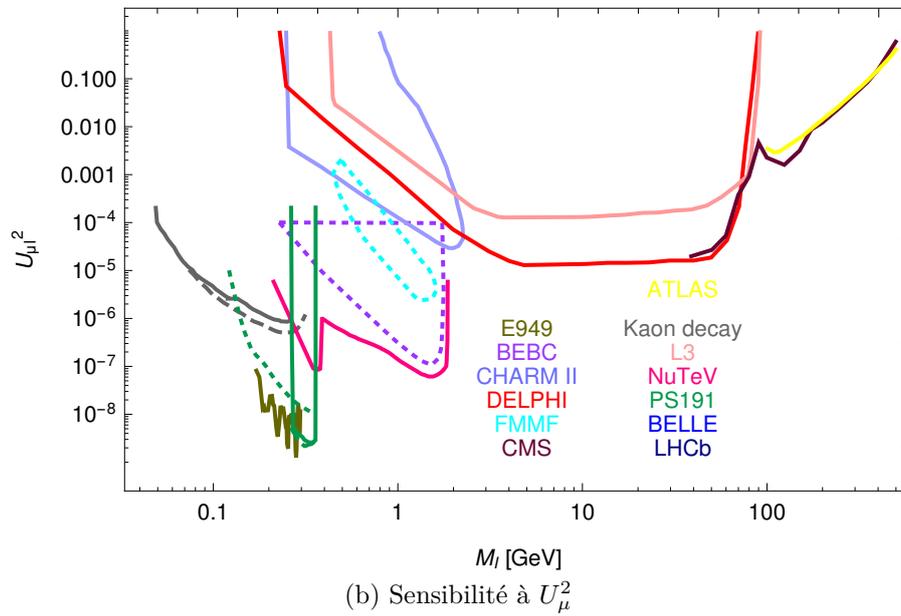
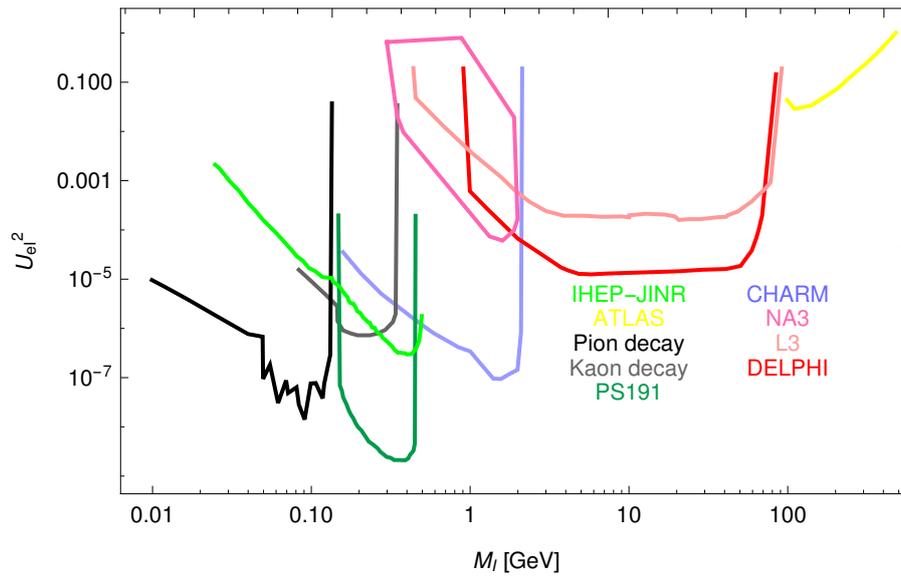
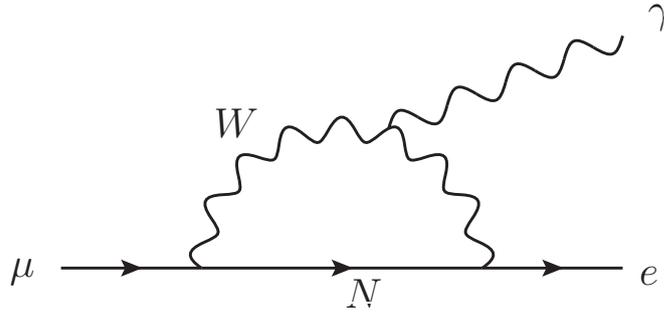


FIGURE 1.11 – Limites supérieures sur les neutrinos lourds dans le plan $U_\alpha^2 - M_N$ obtenues par différentes expériences. Figure extraite de [56].

FIGURE 1.12 – Diagramme de Feynman du processus $\mu \rightarrow e\gamma$

où $m_{\beta\beta}$ est la masse de Majorana effective du neutrino électronique et $f_A = F_A (M_A/M_I)^2$ (F_A et M_A dépendent du noyau considéré). Les contraintes obtenues par des expériences comme NEMO ou GERDA sur $m_{\beta\beta}$ peuvent donc être converties en limite supérieure sur le couplage des neutrinos lourds avec l'électron U_e^2 [58].

Contraintes sur les paramètres d'oscillation et sur les masses des neutrinos L'équation 1.43 implique une relation entre le couplage des neutrinos lourds et la masse des neutrinos légers. Si le couplage U_α^2 est trop grand alors les neutrinos légers auront une masse trop importante, en opposition avec les contraintes expérimentales actuelles (voir section 3.4). Généralement, l'analyse est effectuée en utilisant la paramétrisation de Casas-Ibarra pour la matrice m_D :

$$m_D = U_{PMNS} \sqrt{m_\nu^{\text{diag}}} \mathcal{R}^T \sqrt{m_N^{\text{diag}}} \quad (1.59)$$

où U_{PMNS} est la matrice PMNS habituelle, m_ν^{diag} et m_N^{diag} sont les matrices définies équation 1.46, la matrice m_D est celle définie équation 1.38. La matrice \mathcal{R} est paramétrée comme une matrice de rotation avec 3 angles complexes γ_{12} , γ_{13} et γ_{23} .

En incluant les contraintes sur les paramètres d'oscillations avec leurs incertitudes et en générant aléatoirement les valeurs des masses des neutrinos légers en respectant les contraintes sur Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2 (des oscillations) et sur $\sum_i m_i$ (de la cosmologie) et les masses des neutrinos lourds, il est ainsi possible de scanner l'espace des paramètres et de définir les régions compatibles avec les contraintes actuelles. Voir par exemple [59] et la figure 1.13 pour l'application d'une telle méthode.

Il est intéressant de constater que les expériences actuelles n'ont pas encore sondé la région délimitée par cette analyse.

Nucléosynthèse primordiale Dans le scénario proposé dans le ν MSSM, les neutrinos lourds ont été produits lorsque l'Univers avait une température supérieure à $T_{EW} \sim 200$ GeV. Toutefois, il est nécessaire qu'ils se soient désintégrés avant la nucléosynthèse primordiale (*Big Bang Nucleosynthesis* ou BBN) à $T \sim 10$ MeV, afin qu'ils n'affectent pas l'abondance des éléments légers produits durant la BBN. En effet, si les neutrinos lourds se désintégraient pendant la BBN, alors leurs produits de désintégration (avec une énergie de l'ordre de $M_N > 100$ MeV) pourraient briser les noyaux nouvellement formés ou bien rompre l'équilibre thermique nécessaire au déroulement de la nucléosynthèse.

Cela impose donc une limite supérieure sur la durée de vie des neutrinos lourds ($\tau < 0.1s$), et donc une limite inférieure sur le couplage $U^2 = \sum_\alpha U_\alpha^2$. Il est à noter que la limite est uniquement sur la somme des contributions des trois saveurs, elle est également très dépendante du modèle cosmologique utilisé. Voir figure 1.14.

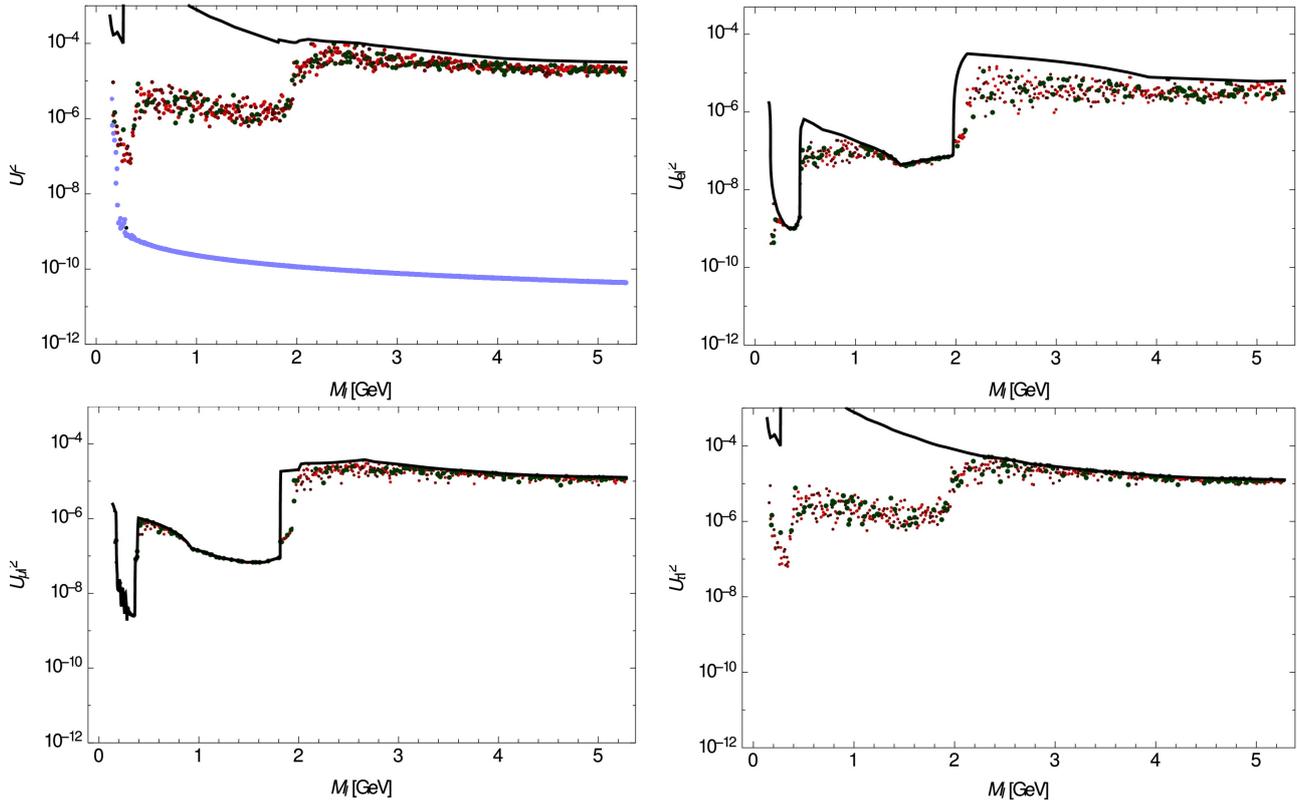


FIGURE 1.13 – Espace des paramètres, dans les plans $U^2 - M_N$ (en haut à gauche), $U_e^2 - M_N$ (en haut à droite), $U_\mu^2 - M_N$ (en bas à gauche) et $U_\tau^2 - M_N$ (en bas à droite), couvert par la paramétrisation de Casas-Ibarra, comparé avec les limites supérieures actuelles (ligne noire). Chaque point correspond à la valeur maximale de $U_{\alpha I}^2$ pour une masse donnée. La ligne bleue correspond à la valeur minimale de $U^2 \equiv \sum_\alpha U_\alpha^2$ afin de satisfaire le mécanisme de *seesaw*. Le balayage est effectué en supposant un ordre normal de la masse des neutrinos légers et $m_1 = 0.23$ eV. Figure provenant de [59].

Baryogenèse via leptogenèse Comme cela a déjà été présenté [section 4.3](#), une des motivations principales pour le ν MSM est l'explication de la symétrie matière-antimatière. L'observation de l'asymétrie (voir équation 1.40) impose donc des contraintes sur le couplage des neutrinos lourds afin que ceux-ci puissent générer exactement l'asymétrie observée dans l'Univers. Les limites obtenues sont reportées [figure 1.14](#).

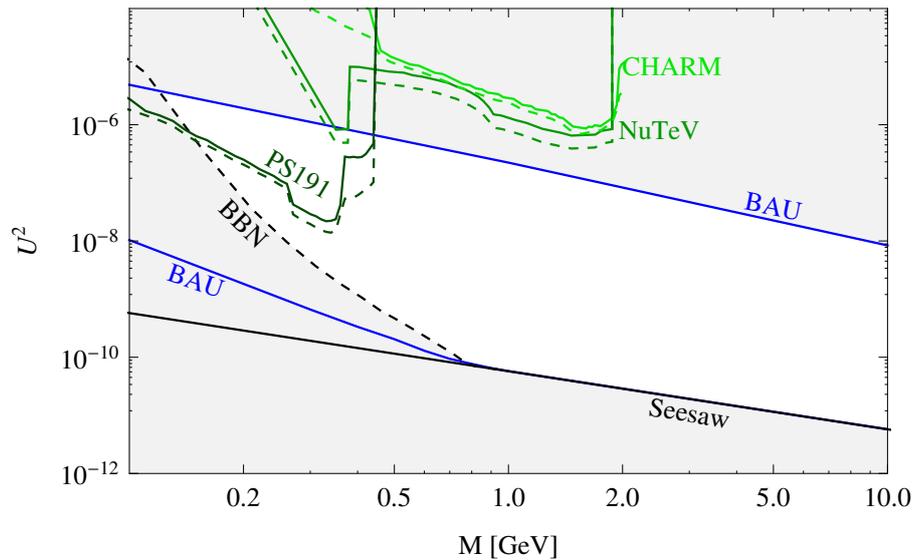


FIGURE 1.14 – Contraintes dans le plan $U^2 - M_N$ dans le cadre du ν MSM. La région entre les deux lignes bleues est celle autorisée par les contraintes sur la baryogenèse. La ligne noire en pointillé correspond à la contrainte de la nucléosynthèse primordiale. La ligne noire continue est la limite obtenue en imposant que le ν MSM explique les masses observées dans les expériences d’oscillation. Les autres courbes représentent les contraintes expérimentales obtenues, telles que déjà présentées figure 1.11a. Figure provenant de [35].

🔍 Nombre de neutrinos au GeV

Tel que décrit précédemment, le ν MSM contient deux neutrinos au GeV alors que d’autres modèles en introduisent trois :

- Le ν MSM a l’avantage avec trois neutrinos (1 au keV, 2 au GeV) de pouvoir expliquer à la fois la matière noire, la masse des neutrinos et la baryogenèse avec un nombre relativement réduit de paramètres.
- Toutefois, étant donné que seuls les deux neutrinos au GeV contribuent réellement aux deux derniers points, l’espace des paramètres est plus restreint (1 seul angle ω_{23}) et certains ajustements fins sont nécessaires (par exemple la condition 1.54), en particulier afin de permettre la baryogenèse.
- L’utilisation de trois neutrinos au GeV permet de relâcher grandement l’espace des phases (3 angles de mélange au lieu de 1) afin de satisfaire les conditions de la baryogenèse. Les limites de la cosmologie présentées précédemment sont alors à réviser (mais attendues comme beaucoup plus lâches).

5

Futur de la physique des neutrinos

Nous avons vu dans la section précédente que les neutrinos lourds constituent une approche prometteuse pour la recherche en physique des neutrinos dans le futur proche. Toutefois, bien d’autres questions sont encore en suspens dans le domaine et de nombreuses expériences sont en prise de données ou en cours de conception afin de répondre à ces questions.

5.1 Questions ouvertes

Tel que présenté dans la [section 1](#), nous connaissons aujourd'hui les points suivants :

- il y a trois neutrinos : ce sont des particules neutres, de masses m_1, m_2, m_3 très faibles ($m_i < 1$ eV)
- nous n'avons observé que les neutrinos gauches et les antineutrinos droits associés
- $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \Delta m_{21}^2$ et $|\Delta m_{31}^2|$ sont connus avec une relativement bonne précision, grâce aux expériences d'oscillations accélérateur (T2K, NOvA), réacteur (Double CHOOZ, Daya Bay, RENO) et solaire (BOREXINO, SNO...)

Il reste toutefois quelques questions ouvertes

Hiérarchie La hiérarchie des états propres de masse des neutrinos est encore à déterminer. Les possibilités sont celles d'une hiérarchie normale ($m_1 < m_2 < m_3$), inversée ($m_3 < m_1 < m_2$) ou dégénérée ($m_1, m_2, m_3 \gg |\Delta m|$). Le dernier cas étant défavorisé par les observations, on peut alors remplacer la notion de hiérarchie par la notion d'ordre des neutrinos (normal ou inversé).

Masse absolue Même si les expériences d'oscillation et la cosmologie permettent de mettre des contraintes assez fortes sur la somme des masses des neutrinos, nous ne connaissons pas encore la valeur absolue de celles-ci.

Octant de θ_{23} L'octant de θ_{23} n'est pas connu. Autrement dit nous ne savons pas si $\theta_{23} < 45^\circ$, $\theta_{23} > 45^\circ$ ou $\theta_{23} = 45^\circ$. Dans le dernier cas, les oscillations sont dites maximales car le terme intervenant dans la probabilité d'oscillation est $\sin 2\theta_{23} = 1$.

Violation CP La valeur de la phase de violation CP $\delta_{CP} \in]-\pi, \pi]$ est à déterminer. Les premières indications tendent vers une valeur de $-\frac{\pi}{2}$, ce qui correspond à une violation CP maximale (car le terme intervenant dans la probabilité d'oscillation est $\pm \sin \delta_{CP}$).

Neutrinos stériles légers Comme évoqué [section 4.2](#), plusieurs expériences de neutrinos, principalement sur réacteur, ont observé des indications de l'existence d'un neutrino stérile léger d'une masse d'environ 1 eV. Il reste donc à comprendre si ce neutrino hypothétique existe vraiment ou si les observations ne sont en fait que les reliques d'une mésestimation du flux de neutrinos provenant de réacteurs.

Nature du neutrino De par sa particularité d'être le seul fermion neutre, le neutrino est potentiellement sa propre antiparticule (particule de Majorana) ou non (particule de Dirac). Dans le cas Majorana, il serait donc possible d'observer des processus autrement interdits, comme la désintégration double-bêta sans émission de neutrinos.

5.2 Les expériences futures

Pour répondre aux questions évoquées dans la section précédente, plusieurs expériences sont en cours d'élaboration. Nous pouvons distinguer différentes catégories :

Les futures expériences à longue ligne de base Concernant les expériences sur accélérateur, les expériences Hyper-Kamiokande [\[60\]](#) (utilisant la même ligne de faisceau que T2K) et DUNE [\[61\]](#) (utilisant un faisceau produit à Fermilab, USA) sont prévues pour d'ici 2025. Leur

objectif est de déterminer l'octant de θ_{23} et la valeur de δ_{CP} . De par sa longue ligne de base de plus de 1000 kilomètres, DUNE (USA) est également sensible à la hiérarchie de masse.

L'expérience JUNO [62] (*Jiangmen Underground Neutrino Observatory*, en Chine) sera quant à elle dédiée à l'observation des oscillations des neutrinos provenant de deux centrales nucléaires (avec additionnellement l'observation des neutrinos solaires, atmosphériques et de supernovas), afin de déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos, tout en apportant des mesures complémentaires des paramètres d'oscillation.

Les expériences de $0\nu\beta\beta$ Comme présenté section 3.4, l'observation de la désintégration double-bêta sans émission de neutrinos permettrait de mettre un terme à la question de la nature du neutrino.

On peut citer par exemple les expériences actuelles KamLAND-ZEN (étudiant l'isotope ^{136}Xe) et GERDA (^{76}Ge) ou les expériences futures CUORE et SNO+ (^{130}Te). Les limites actuelles sur $m_{\beta\beta}$ sont de l'ordre de 0.2 eV.

Les expériences d'astrophysique Le détecteur IceCube, situé en Antarctique et actuellement en prise de données, consiste en un volume de 1 km³ de glace instrumenté avec 5160 modules optiques. Lorsqu'une particule chargée, produite par interaction des neutrinos avec la matière terrestre, traverse le détecteur, il émet de la lumière Cherenkov qui est alors détectée par les modules optiques. Le détecteur est dédié à l'étude des neutrinos de très haute énergie ($E > \text{TeV}$) provenant d'événements astrophysiques. Le télescope à neutrinos KM3NeT (*KiloMeter Cube(3) Neutrino Telescope*) de près de 200000 capteurs de photons, en construction dans les abysses de la mer Méditerranée, présente une structure et un objectif similaires.

Recherche de neutrinos stériles légers Diverses expériences telles que STEREO et SoLiD cherchent à confirmer ou infirmer l'hypothèse d'un neutrino stérile léger, qui modifierait la forme des oscillations à très courte distance (typiquement quelques mètres) des anti-neutrinos électroniques produits dans un réacteur ou provenant d'une source radioactive. Les limites obtenues sont dans le plan $\Delta m_{\text{sterile}}^2 - \sin^2 2\theta_{\text{sterile}}$.

5.3 Prospectives pour la recherche de neutrinos lourds

En plus des expériences de $0\nu\beta\beta$ évoquées dans la section précédente et des contraintes imposées par la cosmologie et l'astrophysique qui vont s'améliorer dans les années à venir, plusieurs expériences sont sensibles directement aux neutrinos lourds, comme présenté section 4.4.b.

Expériences non dédiées Nous pouvons évoquer DUNE [61] et FCC [63] (Future Circular Collider, potentiel futur collisionneur électron-électron, électron-hadron ou hadron-hadron en projet comme successeur du LHC). La méthode de détection pour DUNE est similaire à celle de PS191 ou T2K alors que celle de FCC est similaire à celles des expériences ATLAS et CMS.

Expérience dédiée SHiP SHiP (*Search for Hidden Particles*) [64][65] est un projet d'expérience dite de *Beam Dump* (décharge de faisceau) dans laquelle un faisceau de protons de 400 GeV du SPS¹⁰ du CERN est envoyé sur une cible afin de produire des particules exotiques.

10. Super-synchrotron à protons de 7 km de circonférence qui a pour objectif principal d'accélérer les particules avant de les insérer dans le tunnel du LHC

Un détecteur, placé après un absorbeur de hadrons (pour arrêter les pions et les kaons) et un bouclier à muons (muon shield, bloc de ~ 50 mètres de long d'un matériel lourd comme du Tungstène), permettrait alors, entre autres, de détecter les produits de désintégration des neutrinos lourds. Le détecteur consiste en fait en une cavité dans laquelle le vide a été fait, équipée de différents détecteurs afin d'effectuer un veto du bruit de fond et de tracer les particules chargées émises pour reconstruire leur énergie et leur nature.

Un schéma du dispositif de SHiP est présenté [figure 1.15](#).

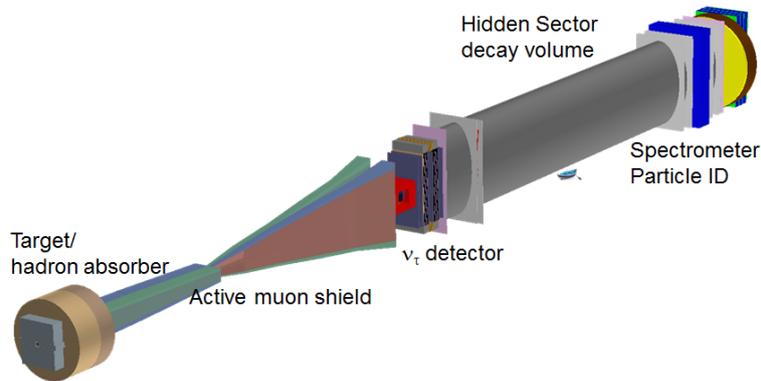


FIGURE 1.15 – Représentation de l'installation de SHiP

La statistique attendue est suffisante afin de permettre une recherche d'excès dans la distribution de masse invariante, plutôt qu'une simple expérience de comptage de basse statistique comme pour PS191 et T2K. L'énergie du faisceau de protons est telle que les neutrinos lourds pourraient alors être produits lors de la désintégration de mésons D (ou même mésons B), contrairement à PS191 et T2K qui n'ont accès qu'aux pions et kaons. Ainsi il est possible d'atteindre des masses de neutrinos lourds non étudiées jusqu'à maintenant.

Resumé des prospectives Les sensibilités attendues des trois expériences mentionnées ci-dessus sont reportées [figure 1.16](#). En complément des recherches en cours et des différentes recherches indirectes ou complémentaires, il n'est pas impossible que les expériences futures permettent d'obtenir une réponse définitive sur l'existence des neutrinos lourds du ν MSM ($m < 100$ GeV) d'ici une dizaine ou une vingtaine d'années, l'espace des paramètres accessibles n'étant pas extensible à l'infini, à cause des contraintes du mécanisme de *seesaw*.

Il est intéressant de constater la diversité des observables sur lesquelles les neutrinos lourds ont un impact, tel que présenté [figure 1.17](#) dans les cadres roses, ce qui multiplie donc les occasions d'observer de la nouvelle physique dans les prochaines années. L'espace des paramètres est vaste et peu de régions (représentées en gris) ont été rejetées.

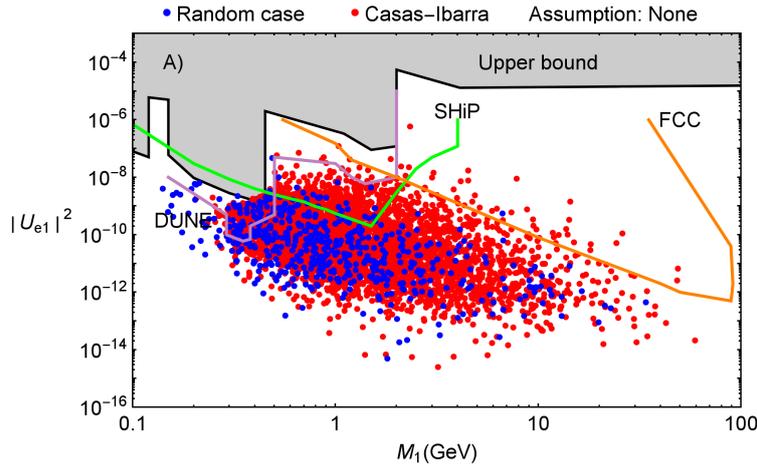


FIGURE 1.16 – Espace des paramètres (dans le plan $U_e^2 - M_N$) couverts par une paramétrisation telle que décrite section 4.4.b (points rouges et bleus), comparé avec les limites supérieures actuelles (région grise) et les sensibilités attendues pour les expériences futures (DUNE, SHiP, FCC). Figure provenant de [66].

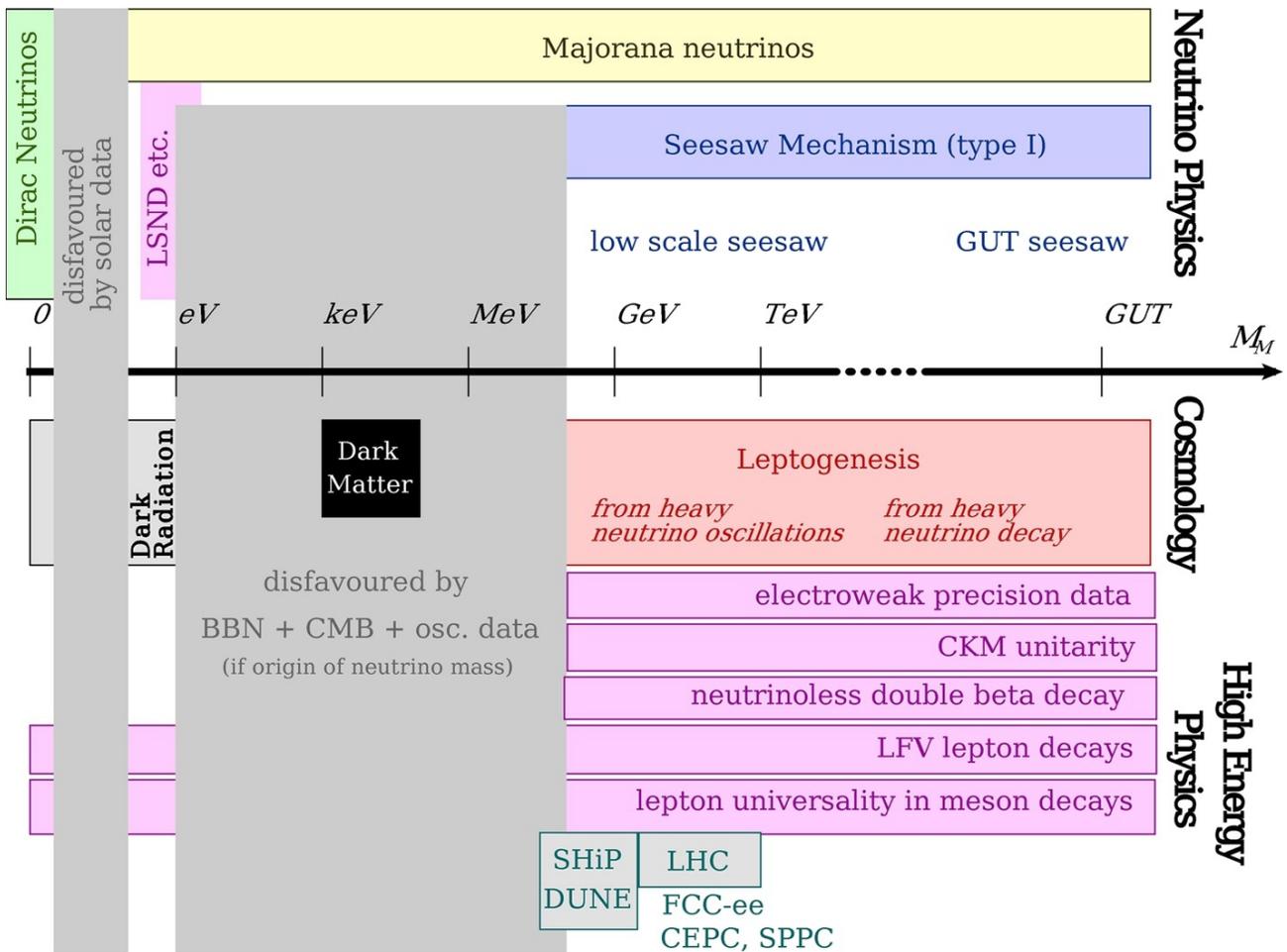


FIGURE 1.17 – Vue générale schématique des différentes régions en masse autorisées pour les neutrinos lourds, avec leurs conséquences sur la physique. La région grisée s'étendant de 1 eV à 100 MeV est défavorisée principalement par des considérations de cosmologie. Figure provenant de [59].

L'expérience T2K

Toute technologie suffisamment avancée est indiscernable de la magie.

Arthur C. Clarke

1 Introduction

L'expérience T2K (Tokai to Kamioka) est une expérience d'oscillation des neutrinos à longue ligne de base ($L \sim 295$ km). Elle est constituée de deux sites :

- l'accélérateur produisant le faisceau de neutrinos (J-PARC) et le complexe des détecteurs proches (ND280, INGRID) sont situés dans la ville de Tokai, préfecture d'Ibaraki, sur la côte est du Japon. Le site accueille d'autres expériences de physique nucléaire et de physique médicale, bénéficiant également des faisceaux de J-PARC.
- la mine de Kamioka, près du village d'Higashi-Mozumi, préfecture de Gifu, sur la côté ouest du Japon, à 295 km de Tokai, accueille le détecteur lointain (Super-Kamiokande). Il est situé dans un tunnel situé sous le sommet du Mont Ikenoyama, soit 1000 mètres de roche. La mine abrite d'autres expériences, de la biologie à la physique nucléaire.

La collaboration T2K consiste en plus de 500 physiciens et personnels techniques provenant de 63 instituts dans 11 pays. Elle bénéficie également du soutien matériel et logistique du KEK (Organisme de Recherche sur les Accélérateurs de Haute Energie, au Japon).

Le principe de l'expérience est le suivant :

1. Un faisceau de neutrinos est produit à partir de l'interaction de protons de 30 GeV avec une cible de graphite. Les neutrinos ont une énergie moyenne de 0.6 GeV et sont principalement des neutrinos muoniques. Voir [section 2](#).
2. Les neutrinos se propagent jusqu'aux détecteurs proches INGRID et ND280 (situés à 280 m de la cible) qui permettent de contrôler la stabilité et la composition du faisceau. ND280 permet également de contrôler les incertitudes de flux et de section efficace d'interaction des neutrinos. Voir [sections 3 et 4](#).

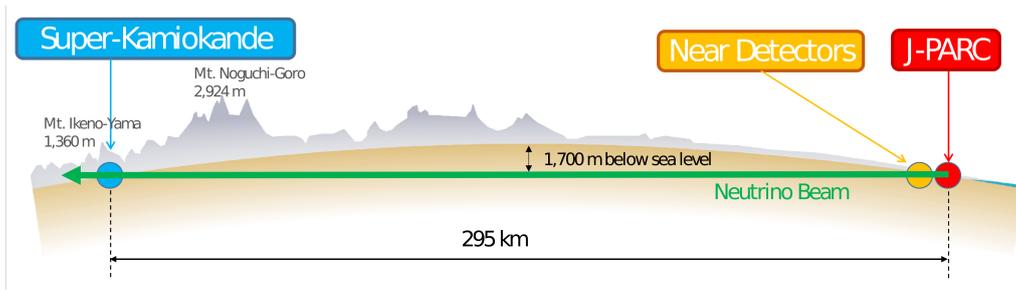


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de l'expérience T2K en coupe transversale du Japon.

On a $\Delta m_{32}^2 L/E \sim 10^{-3}$ et $\Delta m_{21}^2 L/E \sim 10^{-5}$, ce qui signifie (suivant l'équation 1.12) que les neutrinos n'ont pas encore eu le temps d'osciller.

- Le faisceau se propage alors jusqu'au détecteur lointain Super-Kamiokande (SK) situé à 295 km. On a $\Delta m_{32}^2 L/E \sim 1$ et $\Delta m_{21}^2 L/E \sim 10^{-2}$, les neutrinos ont donc pu osciller entre leur point de production et SK et l'expérience est principalement sensible à Δm_{32}^2 . Voir section 5.

Les objectifs principaux de l'expérience sont les suivants :

- mesure précise de Δm_{32}^2 et θ_{23} en analysant la disparition des neutrinos et antineutrinos muoniques dans le faisceau, i.e. avec $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ (resp. $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$)
- mesure de la phase de violation CP δ_{CP} en analysant le canal d'apparition des neutrinos et antineutrinos électroniques, i.e. avec $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ (resp. $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$)
- étude des interactions de neutrinos et en particulier mesure des sections efficaces d'interactions en utilisant le détecteur proche ND280

L'expérience et ses différents détecteurs sont décrits en détail dans [67].

2 Le faisceau de neutrinos

Afin d'effectuer une expérience d'oscillation des neutrinos à longue ligne de base, il est nécessaire d'avoir un faisceau intense et stable, afin de pouvoir assurer à la fois une statistique suffisante et une bonne qualité des résultats.

2.1 Principe de fonctionnement

Avant de rentrer dans les détails techniques de la ligne de faisceau, commençons par évoquer les principes physiques permettant d'obtenir un faisceau de neutrinos principalement muoniques à une énergie moyenne de 600 MeV, tel que présenté dans la figure 2.2.

Chaîne de réactions Les protons de 30 GeV produits à l'accélérateur J-PARC et stockés dans l'anneau principal (MR) sont extraits vers la ligne de faisceau neutrino, dirigée vers la direction de SK. Ils sont alors envoyés sur une cible de graphite de 91.4 cm de long dans laquelle ils interagissent et produisent des hadrons, principalement des pions et des kaons chargés.

Ces pions et kaons sont alors focalisés par trois cornes magnétiques. Selon que l'on veuille un faisceau composé principalement de neutrinos muoniques (resp. d'antineutrinos muoniques), le sens du courant dans les cornes peut être inversé afin de focaliser les hadrons de charge positive

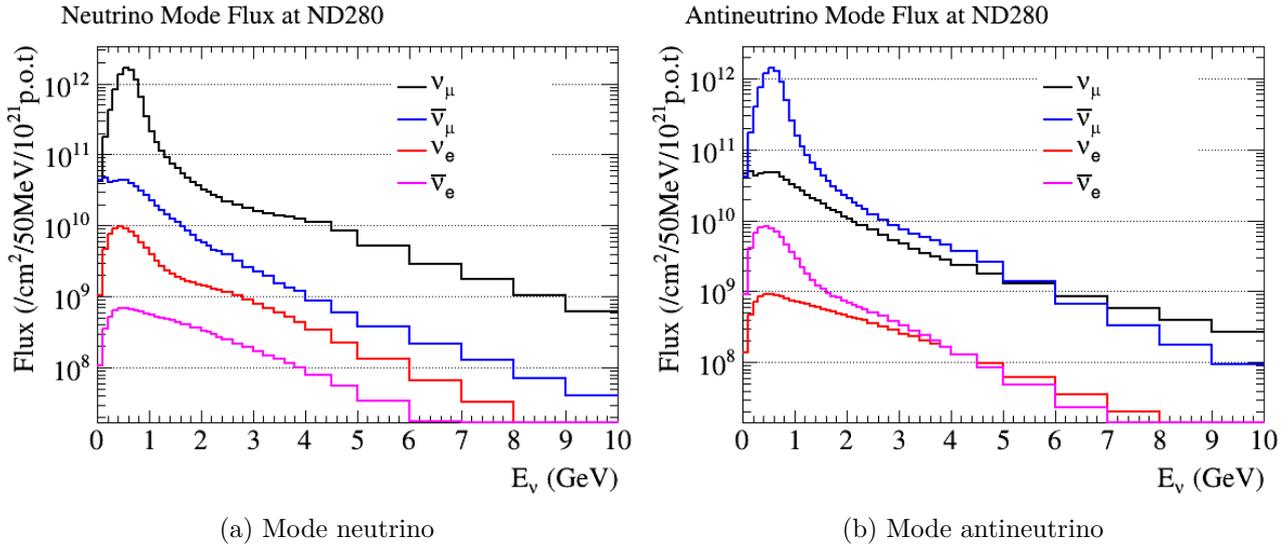


FIGURE 2.2 – Composition du faisceau en saveur de neutrinos au niveau du détecteur proche ND280, en fonction de l'énergie.

(resp. négative). On parlera de mode neutrino ou FHC pour *Forward Horn Current* (resp. mode antineutrino ou RHC pour *Reversed Horn Current*).

Les hadrons focalisés vont alors se désintégrer en vol dans le tunnel de désintégration long de 96 m, majoritairement en ν_μ (resp. $\bar{\nu}_\mu$) :

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu, & \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\
 K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu, & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

De par le fait que les rapports d'embranchement ne sont pas 100% et que les leptons chargés sortants peuvent à leur tour se désintégrer, des contaminations supplémentaires sont attendues de la part des désintégrations suivantes (liste non exhaustive) :

$$\begin{aligned}
 K^+ &\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e, & K^- &\rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \\
 \mu^+ &\rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e, & \mu^- &\rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Comme présenté figure 2.2, en mode neutrino, la pureté du faisceau en ν_μ est 93.3%, avec 5.6% de $\bar{\nu}_\mu$ provenant principalement de π^- qui n'ont pas été défléchis et 1.1% de ν_e provenant de μ^+ et K^+ .

A la fin du tunnel de désintégration se trouve un bloc de 75 tonnes de graphite (dit *beam dump*) afin d'arrêter les hadrons qui ne se sont pas encore désintégrés et les produits de désintégrations tels que les muons, afin de réduire la contamination introduite par ces derniers dans le faisceau.

Principe du hors-axe Les détecteurs ND280 et Super-Kamiokande ne sont en fait pas situés exactement sur l'axe de la ligne de faisceau neutrino. Ils sont en effet situés 2.5° hors de l'axe. Cette technique permet d'obtenir un spectre en énergie du neutrino plus étroit et centré sur l'énergie intéressante pour l'observation du signal d'oscillation à Super-Kamiokande ($1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{E_\nu} = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow E_\nu = 0.6 \text{ GeV}$ pour $L = 295 \text{ km}$).

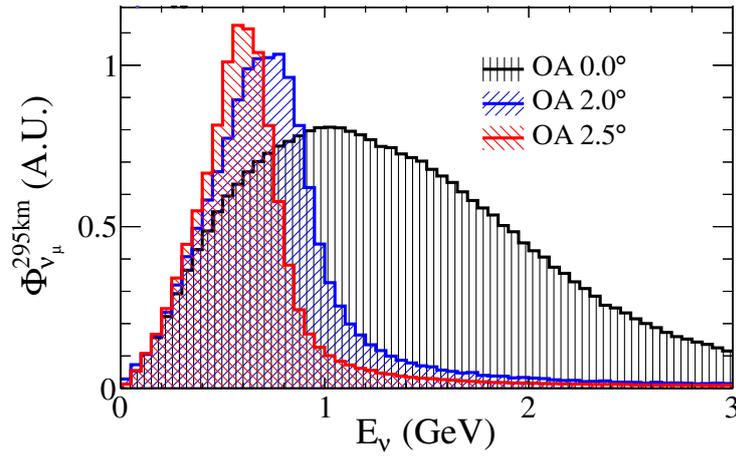


FIGURE 2.3 – Spectre en énergie attendu au détecteur lointain Super-Kamiokande en fonction de l'angle hors-axe utilisé, en unités arbitraires. La courbe en noire montre le spectre sur l'axe.

En effet, considérons la désintégration du pion $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Dans le référentiel du pion au repos, l'énergie du neutrino est :

$$E_\nu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 29.8 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

En repassant dans le référentiel du laboratoire, $(E_\nu^*, \theta^*) \rightarrow (E_\nu, \theta)$ (où θ est l'angle entre le neutrino et l'axe Z, défini comme étant la direction de la ligne de faisceau), l'angle d'émission du neutrino θ est tel que :

$$\begin{aligned} \tan \theta &\sim \frac{E_\nu^* \sin \theta}{E_\nu} \leq \frac{29.8 \text{ MeV}}{E_\nu} \\ \Leftrightarrow E_\nu &\lesssim \frac{29.8 \text{ MeV}}{\tan \theta} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ainsi, pour un angle θ différent de zéro, le spectre des neutrinos est plus étroit et à plus basse énergie. La figure 2.3 présente le flux de T2K simulé pour différents angles θ est montrée. En choisissant $\theta = 2.5^\circ$, le spectre est plus étroit et présente un maximum à 600 MeV, ce qui correspond exactement au maximum des oscillations dominées par Δm_{32}^2 à une distance de 295 km.

De plus, la cinématique des désintégrations à 3 corps qui contribuent aux contaminations en neutrinos électroniques (equation 2.2) n'est pas affectée par la stratégie du hors-axe, si bien que la contamination de ν_e sera moindre.

2.2 Réalisation

Le schéma de fonctionnement du faisceau est présenté figure 2.4. Il est composé des éléments suivants :

Production du faisceau de protons Le faisceau commence par un accélérateur linéaire (LINAC) qui permet d'atteindre des énergies de protons de 181 MeV, suivi d'un synchrotron rapide (RCS) qui accélère jusqu'à 3 GeV. Enfin, les protons sont envoyés dans l'anneau principal (MR) pour être accélérés jusqu'à 30 GeV.

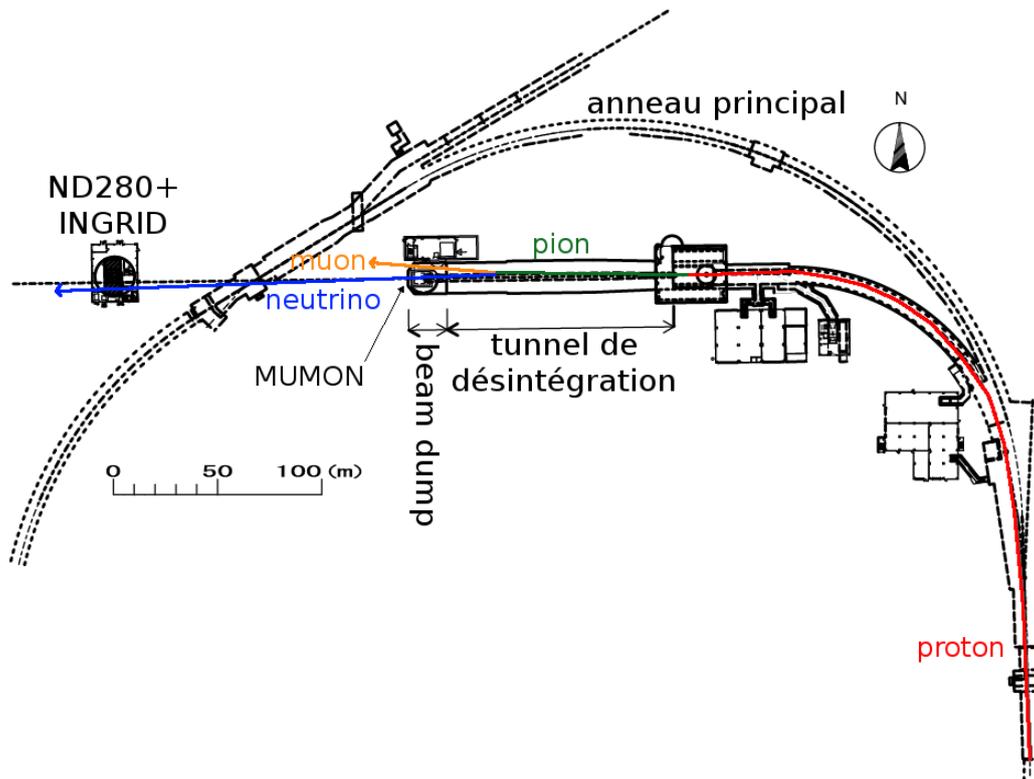


FIGURE 2.4 – Schéma de la ligne de faisceau T2K, de la ligne de faisceau primaire aux détecteurs proches ND280 et INGRID. Un événement type est représenté en couleur, avec un muon d’une énergie supérieure à 5 GeV, qui peut donc traverser le *beam dump* et être détecté par le moniteur à muons.

Le faisceau de protons est regroupé par lots de $5.6\mu\text{s}$, espacés de 2.5 – 3.5 s, contenant 3×10^{14} protons. Chaque lot est composé de 8 paquets de protons mesurant chacun 58 ns. Cela permet d’atteindre une puissance maximale de faisceau de 750 kW.

Le nombre de données accumulées dans l’expérience est exprimée en nombre de protons sur cible ou POT (*Protons On Target*). Ainsi, l’objectif principal de la prise de données actuelle de T2K, qui s’étend de 2010 à ~ 2021 a pour objectif d’accumuler 7.8×10^{21} POT, à répartir entre mode neutrino et mode antineutrino.

Les données sont regroupées en périodes appelées *runs*. Par exemple, le *run 4* s’étend d’Octobre 2012 à Mai 2013. Les données accumulées sont représentées [figure 2.5](#)

Ligne de faisceau primaire Les protons sont extraits du MR et sont redirigés de $\sim 90^\circ$ vers la direction de Super-Kamiokande en utilisant des aimants normaux (pour focaliser et ajuster le faisceau) et supraconducteurs (pour courber le faisceau).

Cible La cible est contenue dans une enceinte d’aluminium remplie d’hélium, entourée de blocs de fer pour assurer le blindage du système. Un système de refroidissement est également en place, afin de maintenir la cible en-dessous de 800°C .

La cible est constituée d’un cylindre de graphite ($\rho = 1.8 \text{ g/cm}^3$) de 91.4 cm de long et d’un diamètre de 3 cm. Le matériau a été choisi pour son excellente résistance aux hautes températures et radiations auxquelles la cible est soumise.

Cornes magnétiques [68] Les cornes permettent de focaliser les hadrons issus de l’interaction des protons avec la cible avec une charge donnée (positive en mode neutrino, négative en

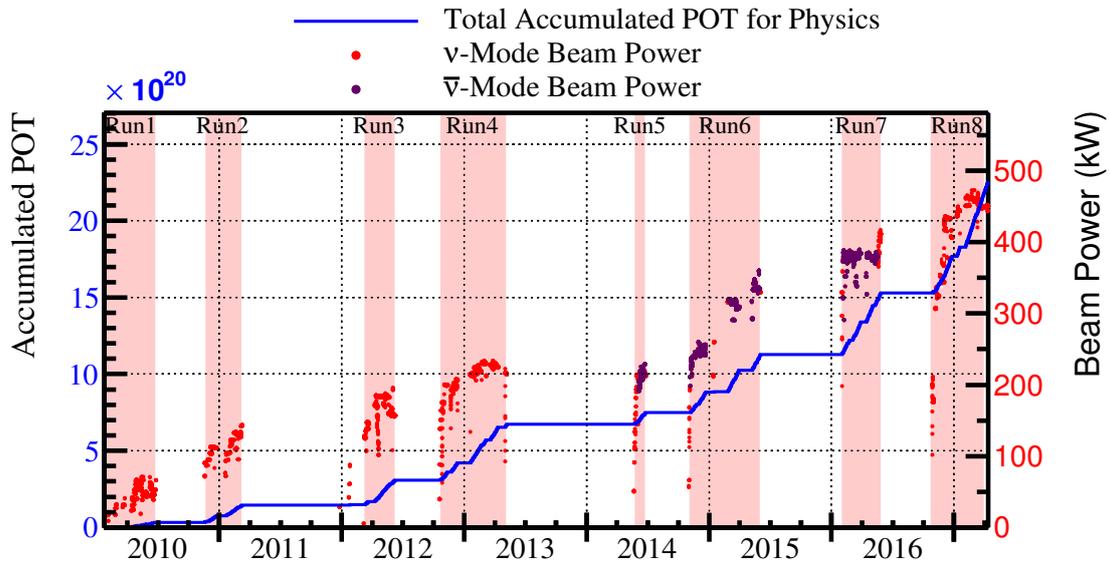


FIGURE 2.5 – Protons sur cible accumulés de 2010 à printemps 2017.

mode antineutrino). Des courants pulsés de 300 – 320 kA les parcourent permettant d’obtenir des champs magnétiques de plusieurs Teslas.

Les cornes sont positionnées de façon à ce que les mésons sélectionnés quittent le système parallèlement à la direction du faisceau primaire de protons.

Tunnel de désintégration et arrêt du faisceau Le tunnel permet la désintégration des hadrons en neutrinos. Sa longueur de 96 m a été optimisée afin de laisser le plus de hadrons possibles se désintégrer, tout en étant suffisamment court pour éviter un trop grand nombre de désintégrations de muons (qui produiraient des contaminations). Sa section transverse est de 1.4×1.7 m au début du tunnel et 3.0×5.0 m à la fin du tunnel, afin de couvrir les directions hors axe jusqu’au 2.5° de Super-Kamiokande.

Le tunnel est rempli d’Hélium et ses murs sont couverts de plaques de fer équipées d’un système de refroidissement afin de garder la température du mur et du béton environnant en-dessous de 100°C .

L’extrémité du tunnel est constituée d’un bloc de 75 tonnes de graphite, il mesure ~ 3 m de long pour une hauteur de ~ 5 m et une largeur de ~ 2 m. Des plaques de fer entourent le graphite, pour une épaisseur totale de fer de 2.4 m. Toutes les particules sont arrêtées, sauf les muons avec une énergie supérieure à ~ 5 GeV.

Ces muons sont alors détectés par un système de détecteurs appelé MUMON (pour moniteur de muons ou *MUon MONitor*), qui est utilisé afin de vérifier l’intensité et le profil transverse du faisceau, afin de s’assurer de sa stabilité.

2.3 Simulation du flux et incertitudes

Le flux attendu aux détecteurs proches et lointain est estimé à partir de simulation avec le programme JNUBEAM (basé sur une simulation GEANT3) :

1. Pour la simulation de l’interaction du proton avec la cible et la production des hadrons, les résultats de l’expérience NA61 [69] (détaillée dans l’encadré suivant) sont utilisés afin de contraindre les modèles de productions de hadrons à l’énergie de T2K.

2. Les hadrons sont alors propagés à travers la géométrie et le champ magnétique de la ligne de faisceau, en particulier au niveau des cornes magnétiques, du tunnel de désintégration et de l'arrêt du faisceau.
3. Leur désintégration est simulée avec JNUBEAM, en ne stockant que les neutrinos croisant la direction d'un des trois détecteurs de l'expérience. Le détecteur lointain peut être considéré comme ponctuel pour les calculs (vu sa distance), mais les détecteurs proches doivent être considérés avec leur géométrie complète.

Le flux ainsi simulé est présenté [figure 2.2](#) en décomposant par saveur et neutrino/antineutrino ou [figure 2.6](#) en décomposant par parent du neutrino pour une saveur donnée.

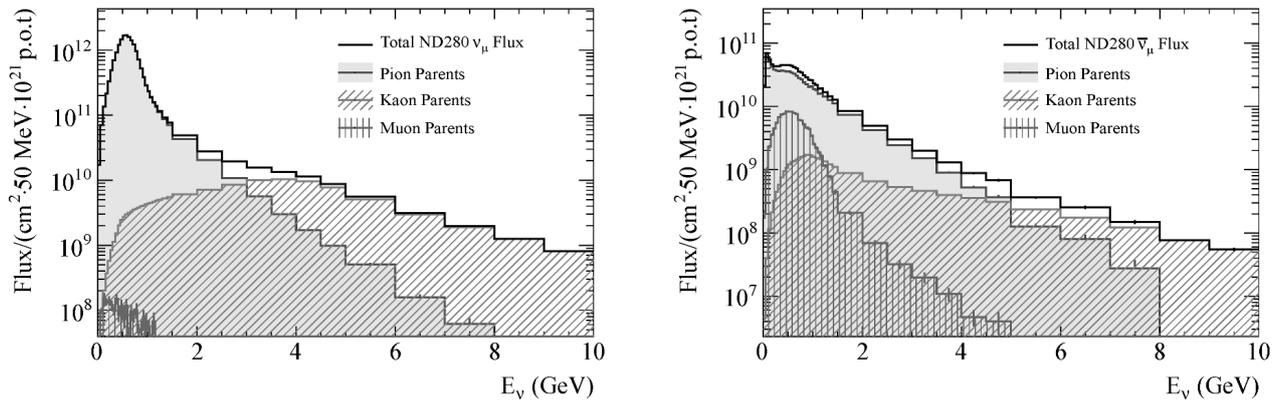


FIGURE 2.6 – Prediction du flux de ν_μ (gauche) et $\bar{\nu}_\mu$ (droite) au niveau du détecteur proche ND280, dans le faisceau en mode neutrino, séparé par contribution des différents parents (kaons, pions, muons). Figure provenant de [70].

L'incertitude sur ce flux doit à la fois prendre en compte les erreurs sur la production des parents des neutrinos, et également toutes les erreurs systématiques liées à l'intensité et la direction du faisceau, la performance des cornes magnétiques... Les détails sur la modélisation du flux de T2K, incluant les contraintes de NA61, sont présentés dans [70].

L'expérience NA61/SHINE

L'expérience NA61/SHINE (pour *SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment*) utilise un faisceau de protons produits auprès du Supersynchrotron à protons (SPS) du CERN.

Le détecteur de NA61, présenté [figure 2.7](#), consiste principalement en

- quatre chambres à projection temporelle (TPC), permettant de mesurer précisément la charge, l'impulsion et le type de chaque particule les traversant
- des détecteurs de temps de vol qui permettent d'évaluer la vitesse des particules

Les mesures effectuées par NA61 pour T2K, entre 2007 et 2010, utilisent un faisceau de protons de 31 GeV/c et :

- soit une cible de graphite de 2 cm d'épaisseur, dite cible mince, afin de mesurer précisément l'interaction proton-carbone
- soit une réplique de la cible de T2K, permettant de prendre en compte également les réinteractions dans la cible

Les derniers résultats de NA61 [71] ont permis de réduire l'incertitude sur le flux de neutrinos à T2K de 25% à environ 10%.

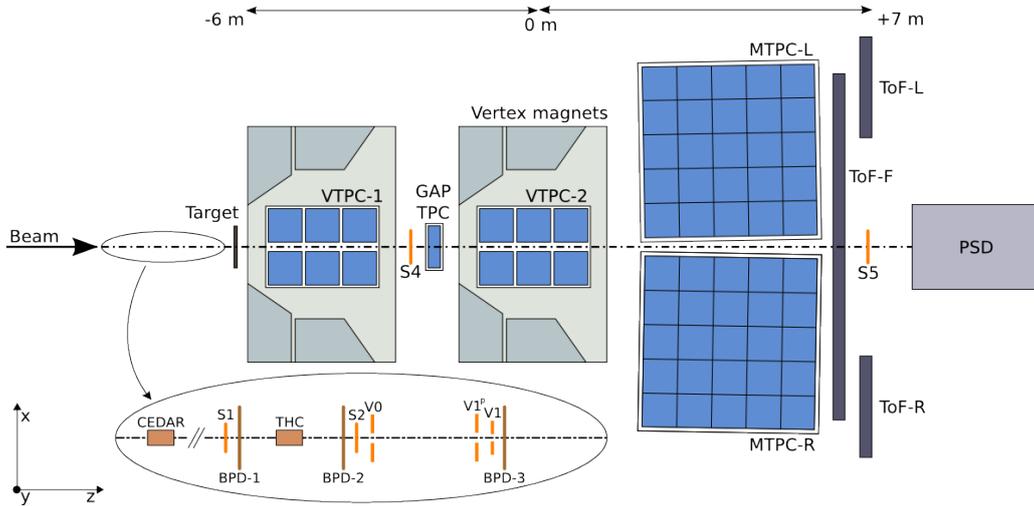
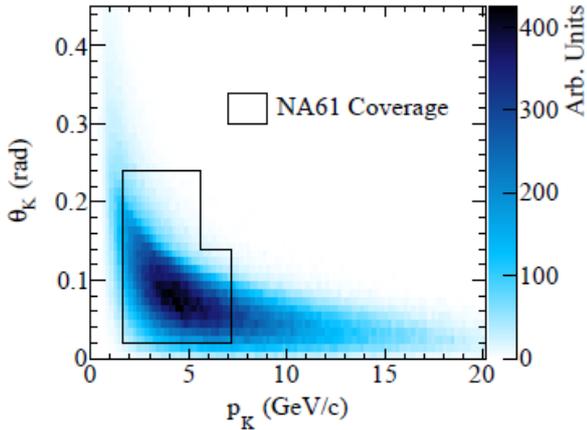


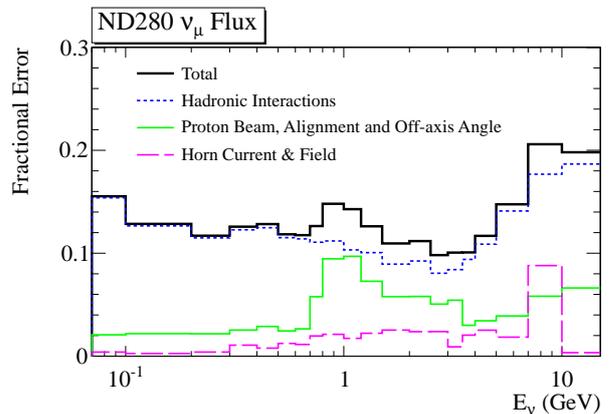
FIGURE 2.7 – Schéma de l'expérience NA61/SHINE. Figure provenant de [71].

Flux de kaons et incertitudes associées On peut constater dans la [figure 2.6](#) que la contribution des kaons $R(K) \equiv \frac{N_K}{N_{tot}}$ correspond seulement à environ 5% du flux total de neutrinos, même si elle a tendance à être plus importante que celle des pions pour des énergies supérieures à 3 GeV.

Dans le cadre de l'analyse principale de cette thèse, détaillée dans le [chapitre 5](#), nous nous intéresserons uniquement aux kaons (se désintégrant en neutrino lourd plutôt qu'en neutrino léger). Les simulations montrent que les neutrinos lourds considérés dans l'analyse proviennent principalement de kaons correspondant à une énergie de neutrino léger E_ν comprise entre 0.5 et 6 GeV. Il est nécessaire de connaître précisément le spectre et les erreurs associées au flux de kaons à ces énergies.



(a) Espace des phases des kaons produits dans le faisceau de J-PARC, la région entourée correspond à celle couverte par l'expérience NA61.



(b) Erreur relative sur le flux de ν_μ à ND280, en fonction de l'énergie du neutrino, pour le faisceau en mode neutrino.

FIGURE 2.8 – Figures provenant de [70].

La [figure 2.8a](#) présente l'espace des phases des kaons couvert par T2K et par NA61. Le flux de T2K est bien couvert par les mesures effectuées par NA61, qui peut donc bien être utilisé pour estimer les incertitudes associées.

De façon simplifiée, nous pouvons écrire l'incertitude totale sur le flux :

$$\begin{aligned} \frac{\delta N_{tot}}{N_{tot}} &= \frac{\delta N_{\pi}}{N_{tot}} \oplus \frac{\delta N_K}{N_{tot}} \\ &= R(\pi) \times \left(\frac{\delta N_{\pi}}{N_{\pi}} \right) \oplus R(K) \times \left(\frac{\delta N_K}{N_K} \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

où l'approximation $N_{tot} = N_{\pi} + N_K$ est utilisée, en négligeant la contribution des muons (on voit en effet dans la [figure 2.6](#) que celle-ci est plusieurs ordres de grandeur inférieure à celles des pions et des kaons).

L'erreur relative totale, i.e. $\frac{\delta N_{tot}}{N_{tot}}$ est présentée [figure 2.8b](#) :

- A basse énergie, cette erreur est dominée par les pions, qui ne sont pas d'intérêt.
- Entre 3 et 6 GeV, les kaons sont dominants ($R(K) \gg R(\pi)$) et on a $\frac{\delta N_K}{N_K} \sim \frac{\delta N_{tot}}{N_{tot}} < 15\%$.
On peut donc en conclure que, dans le cadre d'une analyse se consacrant seulement au flux de kaons correspondant à $E_{\nu} < 6$ GeV, l'erreur est également inférieure à 15%.
Dans la suite de cette thèse, nous utiliserons donc cette valeur de 15% comme erreur de normalisation sur le flux de kaons.

2.4 Performances

Les performances et la stabilité du faisceau de neutrinos sont contrôlés par le moniteur à muons MUMON et par le détecteur proche INGRID (voir [section 3](#)). Ils assurent le maintien d'une bonne qualité des données obtenues, et procurent également des mesures afin d'affiner les simulations du flux.

La [figure 2.9](#) montre la stabilité de l'intensité et de la direction du faisceau, en fonction du temps (pour les périodes de prise de données s'étendant de Juin 2010 à Mai 2013).

3 Le détecteur proche sur l'axe : INGRID

Le détecteur sur l'axe INGRID (pour *Interactive Neutrino GRID*) a pour but de contrôler l'intensité et la direction du faisceau de neutrinos, en détectant des interactions de neutrinos avec le fer avec une statistique suffisamment importante pour effectuer des contrôles journaliers (~ 10000 événements par jour). Le centre du faisceau est déterminé avec une précision de l'ordre de 10 cm, ce qui correspond à un angle de ~ 0.4 mrad à 280 m.

INGRID consiste en 16 modules identiques, disposés en croix (voir [figure 2.10a](#)), couvrant ainsi une surface de 10 m \times 10 m perpendiculairement à la direction du faisceau. Chaque module est composé d'une alternance de plaques de fer et de scintillateurs plastiques dont le signal est lu par des fibres optiques connectées à des MPPC (compteur de photon multi-pixel ou *Multi-Pixel Photon Counter*).

Un module supplémentaire, appelé *Proton Module*, a également été installé au centre de la croix, avec une granularité plus fine.

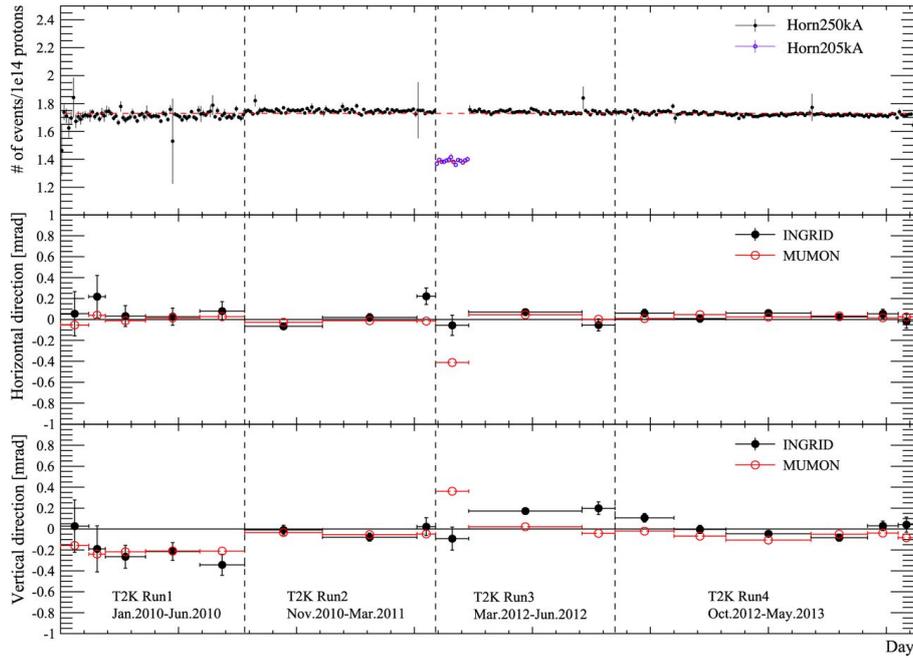
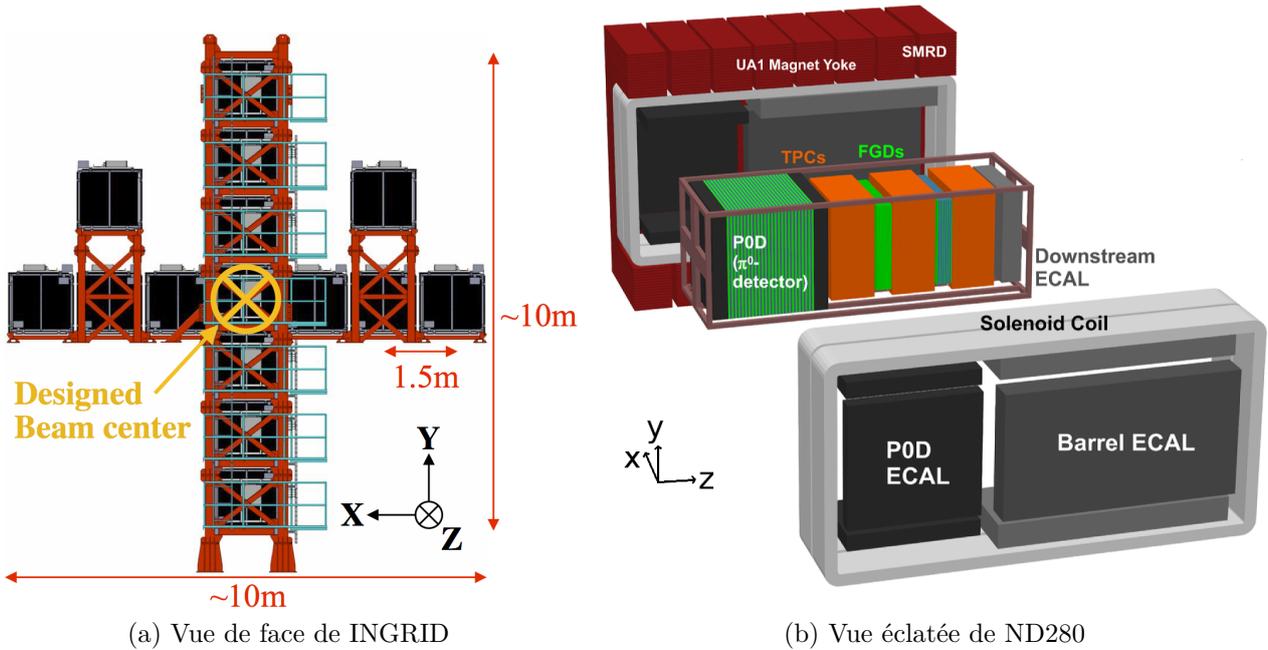


FIGURE 2.9 – Stabilité du faisceau en fonction du temps : le panneau supérieur montre le taux d'événements neutrinos à INGRID (par 10^{14} POT), les deux panneaux suivants montre la direction du faisceau, telle que mesurée par MUMON et INGRID.



(a) Vue de face de INGRID

(b) Vue éclatée de ND280

FIGURE 2.10 – Schéma des deux détecteurs proches.

4 Le détecteur proche hors de l'axe : ND280

4.1 Réalisation et composition

Le détecteur proche ND280 (pour *Near Detector 280*) a été conçu afin de mesurer le spectre en énergie des neutrinos, le contenu en saveur avant les oscillations et les sections efficaces d'interaction des neutrinos. Il est représenté sur la [figure 2.10b](#). Il consiste en un assemblage de différents détecteurs (décrits ci-dessous), au sein d'un aimant, qui permet, en courbant les traces des particules chargées produites lors de l'interaction, de mesurer à la fois leur charge et leur impulsion.

Ainsi, il est possible de définir des échantillons enrichis en interactions de neutrinos (respectivement d'anti-neutrinos) et également d'estimer l'énergie du neutrino initial dans le cas simple d'une interaction quasi élastique par courant chargé (CCQE) :



L'aimant Le détecteur réutilise l'aimant de l'expérience UA1, qui permet d'appliquer un champ magnétique uniforme de 0.2 T, perpendiculaire à la direction du faisceau de neutrinos. Ces dimensions internes (le volume utile pour les détecteurs) sont de $3.5 \times 3.6 \times 7.0 \text{ m}^3$ pour des dimensions externes de $5.6 \times 6.1 \times 7.6 \text{ m}^3$. Il est constitué de deux moitiés comprenant chacune deux bobines solénoïdales parcourues par un courant de 2900 A et huit plaques d'acier en forme de C qui permettent le retour de champ. Sa masse est d'environ 850 tonnes.

Le détecteur de π^0 [\[72\]](#) Le POD (pour *Pi0 Detector*) est situé à l'arrière du détecteur (la plus proche du point de production des neutrinos) et est constitué d'une alternance de plans de scintillateurs plastiques (formés de barres alternées dans les directions X et Y, perpendiculaires au faisceau) et de plaques de plomb et de laiton. La partie centrale du détecteur dispose également de sections pouvant être remplies d'eau ou d'air, intercalées avec des plans de scintillateurs.

Le traceur central (ou *tracker*) Le *tracker* est constitué de 2 FGDs (détecteurs à grains fins ou *Fine Grained Detectors*), intercalés avec 3 TPCs (chambres à projection temporelle ou *Time Projection Chambers*). Les FGDs servent de cible pour les interactions de neutrinos et mesurent finement la position de l'interaction, alors que les TPCs permettent de reconstruire la trajectoire des particules chargées produites et de les identifier.

FGD[\[73\]](#) Les détecteurs à grains fins sont composés d'un empilement de plans de scintillateurs, chaque plan étant constitué de barres scintillantes en polystyrène, alignées selon X et Y (directions perpendiculaires au faisceau). Les barres sont pourvues d'une fibre convertisseuse de longueur d'onde dont l'une des deux extrémités est relié à un compteur de photon multi-pixel (MPPC).

Les FGDs mesurent $2 \times 2 \times 0.3 \text{ m}^3$. Dans le second FGD, les plans de scintillateurs sont alternés avec des modules remplis d'eau (passive), afin de permettre de mesurer la section efficace d'interaction des neutrinos sur l'Oxygène.

TPC[74] Les chambres à projection temporelle (ou TPC pour *Time Projection Chamber*) sont des détecteurs gazeux. Elles reconstruisent finement en 3D la trajectoire des particules chargées les traversant, permettant ainsi de déterminer la charge, l'impulsion et l'identité (muon/pion, électron, proton...) de ces traces. Les TPCs sont décrites plus en détail dans la [section 4.2](#).

Les calorimètres électromagnétiques[75] Les calorimètres électromagnétiques (ou ECal pour *Electromagnetic Calorimeter*) ont pour objectif de compléter la reconstruction du traceur central par la détection des photons et la mesure de l'énergie des particules chargées quittant le traceur. Ils permettent en particulier la reconstruction des pions neutres issus d'une interaction de neutrinos. Ils sont disposés tel que présentés [figure 2.10b](#) et peuvent être séparés en trois catégories :

- le *downstream ECal* (DSECal) est situé en aval du détecteur, perpendiculairement à Z
- le *P0D ECal* entoure la P0D sur les 4 faces parallèles à Z
- le *Barrel ECal* entoure le traceur central (TPCs+FGDs) sur les 4 faces parallèles à Z

Chaque calorimètre est composé d'une alternance de barres scintillantes (traversées par des fibres optiques convertisseuses de longueur d'onde) avec des feuilles de plomb de 1.75 mm d'épaisseur (4 mm pour le P0D ECal). L'orientation des barres est alternée entre chaque couche de barres scintillantes. La ou les extrémités des barres sont reliées à des MPPC.

Le P0D ECal et le barrel ECal sont constitués de 31 couches alors que le DSECal en dispose de 34.

Le SMRD[76] (pour *Side Muon Range Detector*) Le SMRD est, comme son nom l'indique, destiné à la détection des muons produits dans le traceur et s'échappant du détecteur. Il permet également d'identifier (et rejeter) les événements provenant de l'extérieur du détecteur tels que les interactions de neutrinos dans l'aimant et les rayons cosmiques.

Il consiste donc en 440 modules de scintillateurs fonctionnant sur le même principe que présenté précédemment (fibres optiques reliées à des MPPC). Ils sont insérés dans les interstices des retours de champ de l'aimant.

4.2 Les chambres à projection temporelle (TPC)



Réalisation

Chacune des TPC est constituée d'une enceinte remplie de gaz, maintenue à la pression atmosphérique. Les dimensions totales d'une TPC sont de $2.3 \times 2.4 \times 1.0$ m. Une représentation simplifiée du système est présentée [figure 2.11](#). La description complète des TPCs est effectuée dans [74].

L'enceinte Afin de contenir le gaz et le système central du détecteur, une enceinte en trois couches a été construite, constituée de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur de :

Cage externe Il s'agit d'une cage de 15.2 mm d'épaisseur, composée de 13.6 mm de Rohacell (mousse plastique) recouverte d'un plan d'aluminium de 0.8 mm des deux côtés. L'aluminium permet d'assurer la solidité mécanique de l'enceinte tout en empêchant le

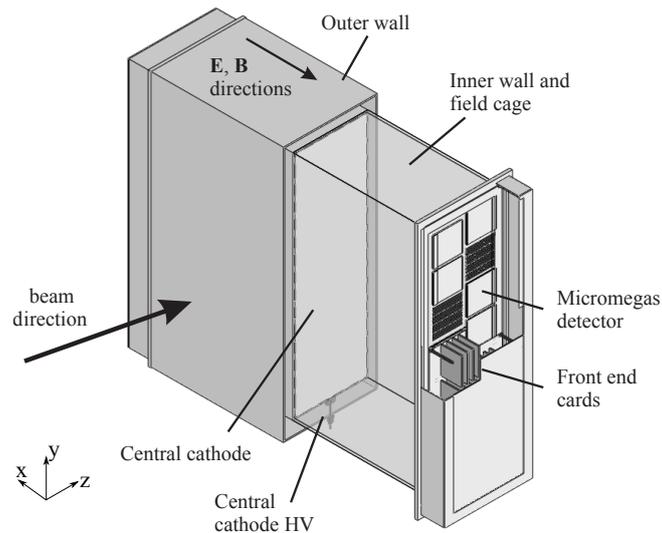


FIGURE 2.11 – Représentation simplifiée en coupe d'une chambre à projection temporelle. La direction du faisceau correspond à Z et la direction des champs électriques et magnétiques à X. Figure provenant de [74].

Rohacell d'être en contact avec le gaz (pour éviter toute contamination). Pour référence, les faces perpendiculaires au faisceau (dites « en amont » et « en aval ») ont des dimensions de $2302 \times 2400 \times 15.2$ mm et une masse de 10.1 kg.

Espace entre les deux cages Une épaisseur de 68 mm (118 mm pour le bas du détecteur) est rempli de gaz CO_2 sur les faces en amont/en aval et dessus/dessous. Ce gaz permet d'isoler la cage externe de la haute-tension appliquée sur la cage interne.

Cage interne Il s'agit d'une cage de 13.2 mm d'épaisseur, composée de 11.6 mm de Rohacell, recouverte d'un plan de G10 (matériau composite à base de fibre de verre) sur lequel sont disposées des pistes de cuivre de 10 mm de largeur, espacées de 11.5 mm. La dimension totale de la cage interne est de $1808 \times 2230 \times 854$ mm. La masse de la face en amont du détecteur est de 6.9 kg.

Les deux cages sont également traversées par les différents services, comme l'alimentation des hautes tensions, les circuits de gaz, etc...

Le cœur du détecteur Au sein de l'enceinte interne du détecteur se trouve le gaz de dérive. Il est composé d'argon, de CF_4 (perfluorocarbure) et de $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (isobutane) en proportions volumiques 95 : 3 : 2. Le CF_4 permet d'augmenter la vitesse de dérive des électrons, l'isobutane absorbe les photons émis par les avalanches afin de les empêcher de provoquer une décharge électrique (*quenching*).

Une cathode centrale dans le plan YZ permet d'appliquer un champ électrique parallèle au champ magnétique (direction X). Une tension de 25 kV est appliquée entre la cathode et les deux plans de lectures situés de part et d'autre, à 90 cm, ce qui correspond donc à un champ électrique de 280 V/cm (voir figure 2.11).

La chaîne de détection est :

1. Lorsqu'une particule chargée traverse la TPC, elle ionise le gaz de dérive le long de sa trajectoire et émet donc des électrons.

2. Ces électrons sont accélérés par le champ électrique et dérivent selon X vers le plan de lecture. Ils subissent également une diffusion transverse par interaction coulombienne (estimée d'environ $250 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$).
3. Le plan de lecture (présenté figure 2.12) est constitué de détecteurs MicroMegas qui multiplient et amplifient le signal des électrons : un champ électrique intense de 27 kV/cm entre l'anode et une micro-grille située à $128 \mu\text{m}$ accélère les électrons afin qu'ils produisent d'autres électrons par ionisation et ainsi de suite jusqu'à obtenir une avalanche. Cette avalanche permet d'obtenir un courant électrique détectable au niveau des pads.
4. Les *pads* pavent le plan YZ, chacun mesurant $6.9 \times 9.7 \text{ mm}^2$. Ainsi, il est possible de reconstruire la trajectoire de la particule initiale dans le plan YZ. Un plan de lecture contient 12 modules MicroMegas disposés en 2 colonnes, chacun composé d'un pavage de 48×36 pads (pour une taille de $359.1 \times 342.3 \text{ mm}^2$).
5. Les signaux de chaque module sont lus et numérisés par l'électronique, détaillée figure 2.13 et dans [74].
6. La comparaison des temps d'arrivée du signal au niveau des pads permet de reconstruire la trajectoire relative de la particule selon X. Si un autre détecteur (comme un FGD) fournit la position absolue en X à l'entrée ou à la sortie de la TPC, il est alors possible de reconstruire complètement la trajectoire 3D de la particule.

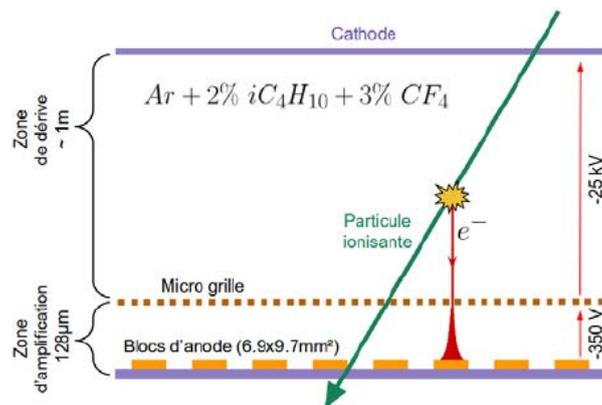


FIGURE 2.12 – Schéma du principe de fonctionnement d'une TPC avec un agrandissement sur le détecteur MicroMegas (= zone d'amplification).

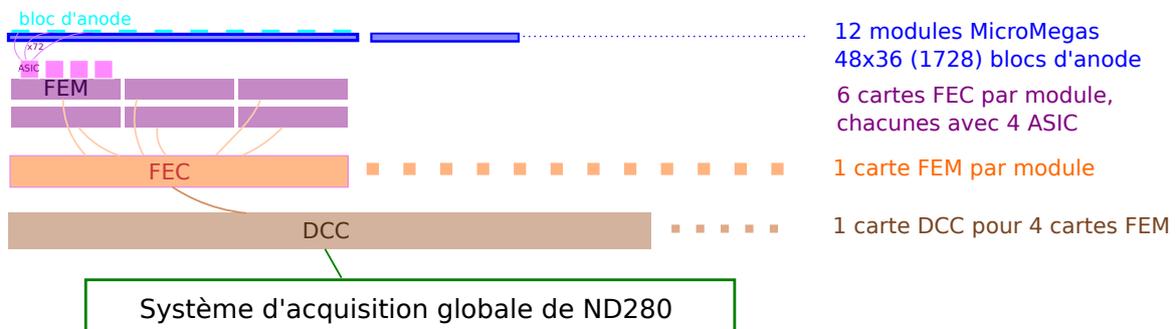


FIGURE 2.13 – Schéma de l'électronique d'une TPC.

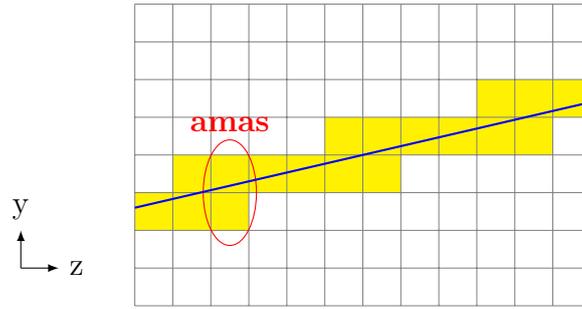


FIGURE 2.14 – Schématisation de l'algorithme de reconstruction

b Reconstruction et performances

Comme évoqué précédemment, les TPCs ont trois rôles importants : détermination de la trajectoire des particules chargées, de leur impulsion et identification de leur nature.

Trajectoire Dans le cas d'une trace horizontale (suivant l'axe du faisceau, i.e. Z) (resp. verticale i.e suivant Y), les informations des pads voisins sur la même colonne (resp. ligne) sont rassemblées en amas (*cluster*) comme sur la [figure 2.14](#). Le nombre de pads dans un amas dépend de la diffusion subie par les électrons, mais il est usuellement de 1 à 3.

Les différents amas sont alors associés pour former une trace grâce à un algorithme de reconnaissance des formes (*pattern recognition*).

Lorsqu'un segment a été trouvé dans une TPC, un algorithme d'appariement permet d'identifier les éventuels segments correspondant à la même particule dans les autres TPCs et les autres détecteurs.

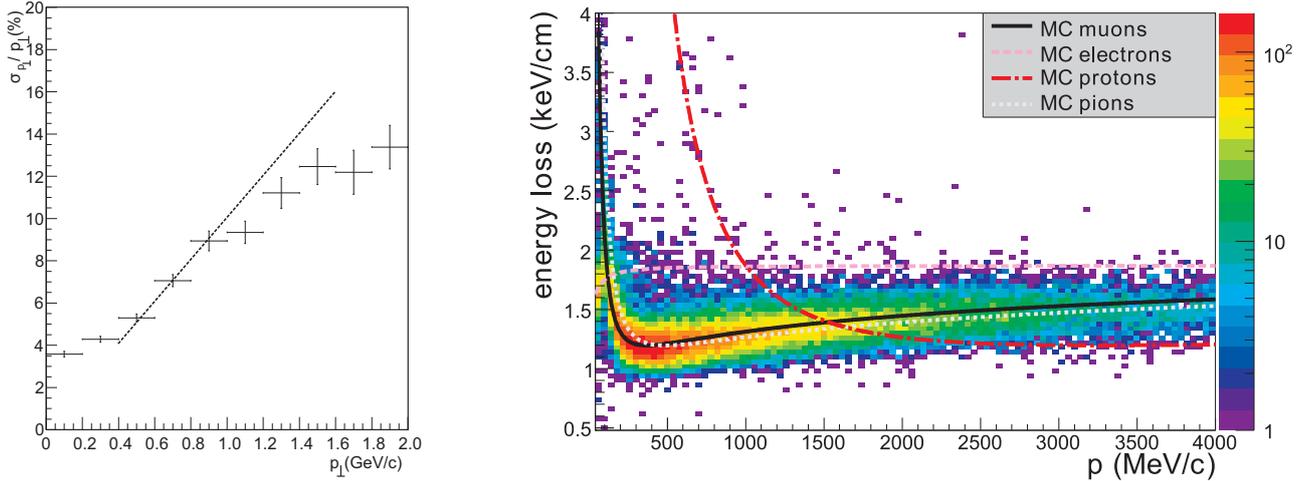
Impulsion Dans un champ magnétique \vec{B} , les particules chargées effectuent une trajectoire courbe dont le rayon est proportionnel à leur impulsion transverse à \vec{B} (notée p_{\perp}). De plus, la direction de courbure indique s'il s'agit d'une particule négative ou positive. Ainsi, en reconstituant leur trajectoire, il est possible de reconstruire la charge et l'impulsion de la particule.

La résolution sur l'impulsion est principalement limitée par la résolution spatiale sur la courbure κ de la trace, qui est donnée par la formule de Gluckstern [77] :

$$\frac{\sigma_{p_{\perp}}}{p_{\perp}} = \frac{\sigma_x(\text{m}) \times p_{\perp}(\text{GeV})}{0.3B(\text{T}) \times L(\text{m})^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (2.7)$$

où B est la valeur du champ magnétique ($B = 0.2$ T pour ND280), L est la longueur parcourue par la trace, N le nombre de points de mesure (typiquement 72 pour une trace traversant toute la TPC, correspondant au nombre de pads selon Z) et σ_x est la résolution spatiale sur un point (environ 0.7 mm). Ainsi, la résolution attendue pour une trace de 1 GeV/c est de l'ordre de 8%. La [figure 2.15a](#) présente la résolution obtenue avec des données de simulation.

Si on note η l'angle entre la trace et le champ magnétique, alors l'impulsion totale p vérifie $p = p_{\perp} / \sin \eta$. Ainsi la résolution sur l'impulsion totale dépend de $\frac{\sigma_{p_{\perp}}}{p_{\perp}}$ et de $\frac{\sigma_{\eta}}{\eta}$ (le deuxième terme étant négligeable devant le premier).



(a) Résolution en impulsion transverse au champ magnétique, la ligne en pointillé correspond à l'objectif initial de T2K.

(b) Distribution de l'énergie perdue par une particule par unité de longueur en fonction de son impulsion, pour des particules de charge négative, comparée aux courbes attendues pour les muons, électrons, protons et pions.

FIGURE 2.15 – Performances des TPC. Figures provenant de [74].

Identification des particules La mesure de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx en keV/cm) des particules dans le gaz permet d'identifier leur nature. En effet, pour une impulsion donnée, différents types de particules ne déposent pas la même quantité d'énergie comme le montre la [figure 2.15b](#).

L'énergie perdue par unité de longueur dE/dx est calculée à partir de la moyenne tronquée de la charge déposée dans les *clusters* associés à la trace. En sont extraits les écarts normalisés ou *pulls* indiquant à combien de déviations standards la valeur mesurée se situe de la valeur attendue pour une hypothèse de particule donnée et pour une impulsion donnée (en supposant un comportement gaussien) :

$$\text{pull}(\text{hypothèse } i) = \delta_i = \frac{\frac{dE}{dx}|_{\text{mesurée}} - \frac{dE}{dx}|_{\text{attendue}}^{\text{hypothèse } i}}{\sigma \left(\frac{dE}{dx}|_{\text{mesurée}} - \frac{dE}{dx}|_{\text{attendue}}^{\text{hypothèse } i} \right)} \quad \text{où } i = e, \mu, \pi, p \quad (2.8)$$

Il est alors possible de définir le paramètre de vraisemblance (*likelihood*) :

$$\mathcal{L}_i = \frac{e^{-\delta_i^2/2}}{\sum_j e^{-\delta_j^2/2}} \quad (2.9)$$

Cette information, combinée avec la mesure de la charge (+1 ou -1), permet d'identifier les particules. Ainsi, par exemple, sélectionner des protons revient à considérer dans la [figure 2.15b](#) les traces positives avec un dE/dx proche de la courbe rouge, i.e. avec un *pull* δ_p proche de 0 (et les autres plus éloignés), ou de manière équivalente \mathcal{L}_p proche de 1. En pratique, à cause de la résolution limitée de la mesure de l'énergie et du recouvrement des différentes courbes :

- de telles coupures ont une efficacité inférieure à 100% et des contaminations sont présentes
- les muons et les pions ayant des courbes très similaires, il n'est pas possible de les distinguer avec les TPCs (il faudra par exemple utiliser le calorimètre électromagnétique)

- pour $100 < p < 200$ MeV/c, muons/pions et électrons sont difficiles à distinguer dans les TPCs car leurs courbes en dE/dx se croisent
- de même pour les protons et les positrons autour de 1 GeV/c

4.3 Performances globales de ND280

Les premières années de prise de données de T2K ont permis de confirmer que le détecteur ND280 atteignait les performances requises. Des exemples d'événements tels que détectés par ND280 sont représentés [figure 2.16](#).



FIGURE 2.16 – Visualisation d'événements capturés dans le détecteur ND280

Les événements de neutrino à ND280 sont classés selon le nombre et la nature des traces de l'événement. Ainsi, par exemple, une des principales analyses consiste à sélectionner tous les événements contenant un candidat μ^- (en utilisant les informations des TPCs discutées [figure 4.2.b](#)) et commençant dans une des deux FGDs, puis à séparer l'échantillon ainsi sélectionné en trois sous-échantillons selon le nombre de pions reconstruits :

ν_μ CC-0 π sélection d'événements avec un muon mais pas de pions dans l'état final. Cet échantillon est principalement constitué de diffusion quasi-élastique, avec une contribution de production résonnante de pion dans laquelle le pion a réinteragi dans le noyau avant de pouvoir être détecté.

ν_μ CC-1 π^+ sélection d'événements avec un muon et exactement un pion positif dans l'état final. La contribution dominante de cet échantillon est la production résonnante de pions.

ν_μ CC-autres sélection d'événements avec un muon et plus d'un pion dans l'état final (ou un pion autre qu'un π^+). Il s'agit alors principalement de diffusions profondément inélastiques.

Ces catégories sont appelées « topologies ». On peut également définir des topologies pour la sélection d'événements d'anti-neutrinos muons ($\bar{\nu}_\mu$ CC-0 π , $\bar{\nu}_\mu$ CC-1 π^- , $\bar{\nu}_\mu$ CC-autres), de neutrinos électroniques...

Il est intéressant d'estimer l'efficacité et la pureté de telles sélections avec des simulations Monte Carlo. Par exemple pour la sélection ν_μ CC-0 π :

- l'efficacité est définie comme étant la fraction d'événements « vrai ν_μ CC-0 π » (en se basant sur la vérité Monte Carlo) qui survivent dans l'échantillon sélectionné ν_μ CC-0 π
- la pureté est la fraction de « vrais ν_μ CC-0 π » dans l'échantillon ν_μ CC-0 π , le reste étant des contaminations liées à un échec de reconstruction (pion non reconstruit, mauvaise identification...)

La [figure 2.17](#) permet de constater l'excellent accord entre les données et les simulations pour l'échantillon ν_μ CC- 0π , avec une pureté de la sélection d'environ 70%. De plus, l'efficacité de sélection a été estimée à environ 50%. Enfin, les erreurs systématiques liées au détecteur sont de l'ordre de 2%.

Pour les échantillons ν_μ CC- $1\pi^+$ et ν_μ CC-autres, les puretés sont respectivement de 54% et 73%, les efficacités de 27% et 28%, et les systématiques de 3% et 6%.

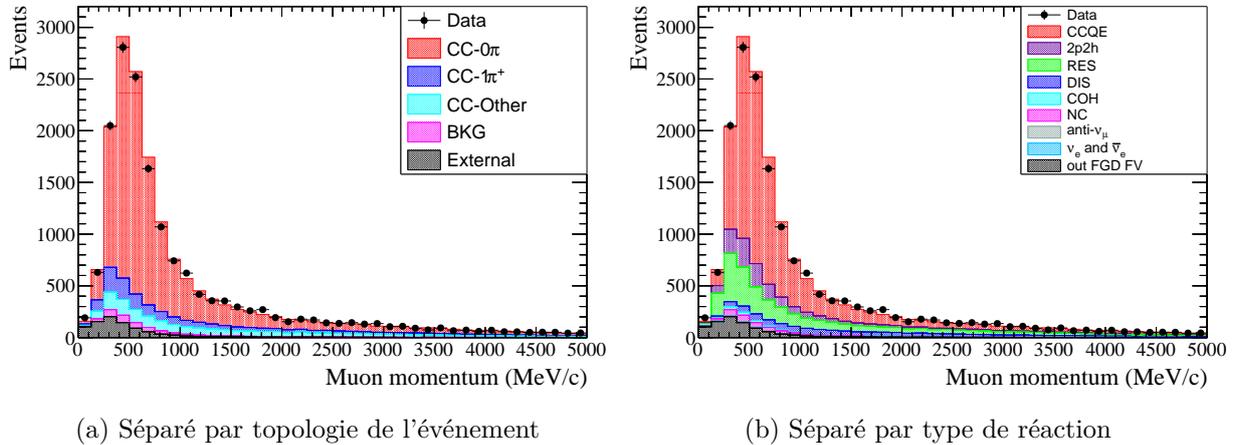


FIGURE 2.17 – Distribution de l'impulsion du candidat muon dans l'échantillon ν_μ CC- 0π dans le FGD 1. Les points noirs représentent les données de T2K et l'histogramme en couleur présente la distribution attendue du Monte-Carlo, séparé entre les différentes vraies topologies (gauche) et les différents modes d'interaction tels que présentés [chapitre 1](#) (droite) (NC=Courant Neutre).

Une connaissance précise de la réponse du détecteur en terme de pureté, d'efficacité et de systématiques permet d'effectuer des mesures précises de sections efficaces d'interaction. L'étude détaillée des résultats, comparée avec les prédictions fournies par les générateurs Monte-Carlo, permet en particulier de comparer différents modèles théoriques. Par exemple, la [figure 2.18](#) présente les résultats de l'analyse inclusive de l'interaction des ν_μ par courant chargé sur carbone, comparés aux prédictions des modèles théoriques implémentés dans les générateurs Monte-Carlo NEUT et GENIE.

5 Le détecteur lointain : Super-Kamiokande

Le détecteur Super-Kamiokande (ou SK) est situé à 295 km du point de production, à 1000 mètres de profondeur sous le sommet du mont Ikenoyama. Le détecteur consiste en une cuve cylindrique remplie avec 50 kilotonnes d'eau pure, instrumentée de tubes photomultiplicateurs (PMT). Comme on peut le voir [figure 2.19](#), il est séparé en deux volumes principaux :

- Un volume interne, cylindre de 33.8 m de diamètre et de 36.2 m de hauteur, pourvu de 11129 PMT de 50 cm de diamètre qui pavent la paroi interne, pointant vers l'intérieur du détecteur.
- Un volume externe, entourant le précédent, de 2 m d'épaisseur. Il contient 1885 PMT pointant vers l'extérieur du détecteur.

Super-Kamiokande prend des données depuis 1996, son comportement est donc très bien compris et sa calibration en énergie est précise au niveau du pourcent. Le détecteur n'étudie

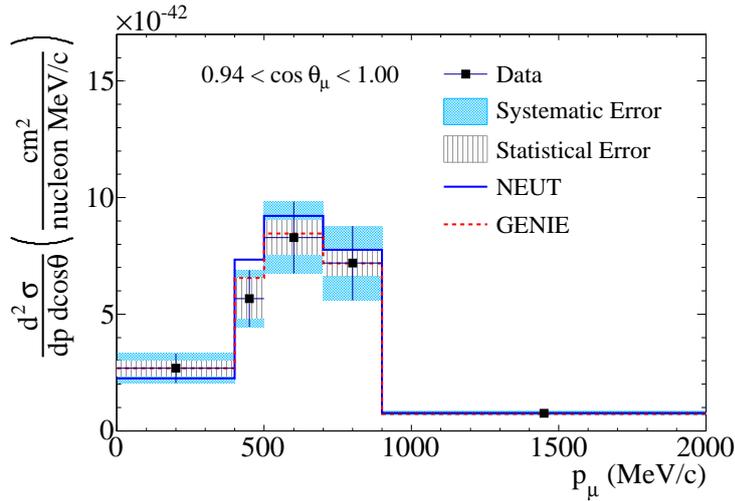


FIGURE 2.18 – Section efficace différentielle inclusive des ν_μ sur carbone en fonction de l’impulsion du muon. Les prédictions des générateurs Monte-Carlo NEUT et GENIE sont présentées en bleu et rouge. Figure provenant de [78].

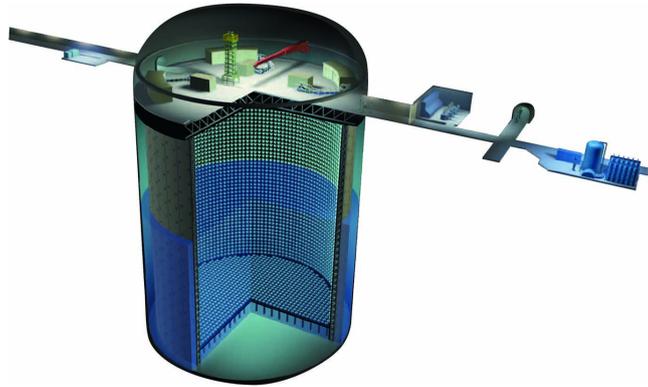


FIGURE 2.19 – Représentation schématique du détecteur Super-Kamiokande.

pas seulement les neutrinos provenant du faisceau de J-PARC mais permet également d’étudier entre autres les neutrinos atmosphériques, les neutrinos solaires et la durée de vie du proton.

Lorsqu’une particule chargée (par exemple issue de l’interaction d’un neutrino) traverse le détecteur avec une vitesse plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu ($\beta \equiv v/c > 1/n$, où $n \simeq 1.33$ est l’indice de réfraction du milieu), elle émet un cône de lumière Cherenkov d’angle d’ouverture θ avec $\cos \theta = 1/(\beta n)$. L’intensité et donc le nombre de PMT allumés dépend de l’énergie de la particule.

Dans l’eau, si $v \simeq c$ alors on a $\theta = \theta_{max} = 42^\circ$. De plus, la condition $\beta > 1/n$ impose un seuil en énergie pour détecter une particule : 1.4 GeV pour les protons, 160 MeV pour les muons, 775 keV pour les électrons.

Lors de l’interaction d’un neutrino par courant chargé dans le volume interne, un muon ou un électron (selon la saveur du neutrino incident) est émis, avec éventuellement d’autres particules. Toutefois aux énergies de T2K, la plupart du temps, seul le muon ou l’électron est au-dessus du seuil en énergie (dit seuil Cherenkov). Le détecteur interne permet donc de détecter distinctement l’anneau de lumière Cherenkov émis par ce lepton.

Les électrons vont subir des diffusions multiples dans l’eau, ce qui va changer légèrement sa direction de propagation et donc le centre de son anneau de lumière. Ainsi l’anneau d’un électron sera plus diffus que celui qu’aurait laissé un muon. Voir la comparaison figure 2.20.

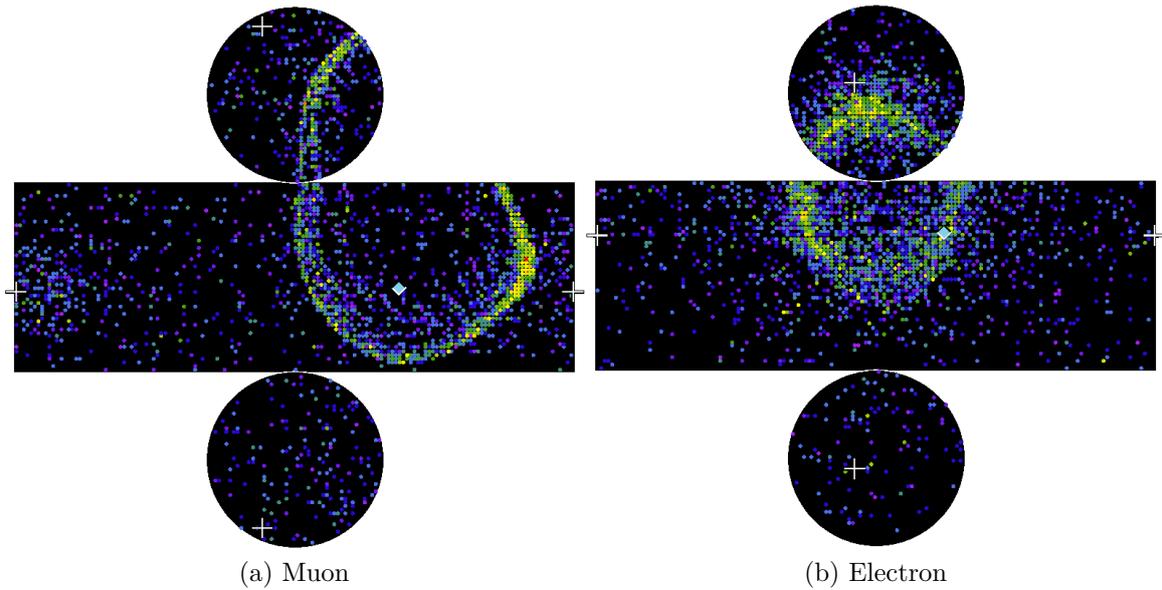


FIGURE 2.20 – Exemples d'événements reconstruits par Super-Kamiokande

Par conséquent, le détecteur est capable de reconstruire :

- la saveur du neutrino incident grâce à la forme de l'anneau (en utilisant un algorithme de reconnaissance de formes)
- l'énergie du lepton chargé grâce au nombre de PMT touchés, qui est relié à la longueur de la trace
- la position de l'interaction et la direction du lepton avec la position et l'orientation de l'anneau

L'énergie du (anti-)neutrino E_ν est alors estimée en supposant une interaction de type CCQE (sans aucun effet nucléaire). Dans le cas d'un neutrino :

$$E_\nu = \frac{m_p^2 - m_\ell^2 + 2E_\ell(m_n - E_b) - (m_n - E_b)^2}{2[(m_n - E_b) - E_\ell + p_\ell \cos \theta_\ell]} \quad (2.10)$$

où $m_{p,n,\ell}$ sont les masses du proton, neutron et lepton, E_ℓ , p_ℓ , θ_ℓ l'énergie, l'impulsion et l'angle d'émission du lepton, et E_b l'énergie de liaison du noyau considéré (Oxygène dans le cas de Super-Kamiokande).

Toutefois, ne disposant pas de champ magnétique, le détecteur ne fournit pas d'information sur la charge du lepton et donc n'indique pas si l'événement provient d'un neutrino ou d'un antineutrino.

Afin de contrôler le bruit de fond, provenant en particulier de rayons cosmiques, les détecteurs placés dans le volume externe servent de veto.

6 Mesure des paramètres d'oscillation des neutrinos

Comme présenté [section 1](#), T2K a pour objectif de mettre une contrainte sur les paramètres d'oscillation en observant l'apparition de ν_e ou la disparition de ν_μ à Super-Kamiokande. La procédure suivie est détaillée [figure 2.21](#) :

- Les données de l'expérience NA61 (section 2.3) et de INGRID sont utilisées afin de contraindre le modèle du flux de neutrinos produits dans T2K.
- Des mesures extérieures et la collaboration avec des théoriciens permettent de définir un modèle d'interactions des neutrinos et les sections efficaces aux détecteurs proche et lointain.
- Les données de ND280, sélectionnées comme présenté section 4.3, sont utilisées afin d'effectuer un ajustement de tous les paramètres de flux et de section efficace présents dans les modèles sus-mentionnés. Les paramètres d'oscillations ne rentrent pas en jeu car les neutrinos n'ont pas eu le temps d'osciller en 280 mètres.
- Ainsi, il est possible d'extrapoler les données du détecteur proche afin d'estimer le flux attendu au détecteur lointain en l'absence d'oscillations.
- Indépendamment, les données réelles de Super-Kamiokande sont calibrées et sont alors utilisées pour effectuer un ajustement global des paramètres d'oscillation θ_{13} , θ_{23} , $\Delta m_{31/32}^2$ et δ_{CP} . Les paramètres θ_{12} et Δm_{21}^2 , auxquels T2K est très peu sensible, sont fixés aux valeurs nominales mesurées par d'autres expériences.

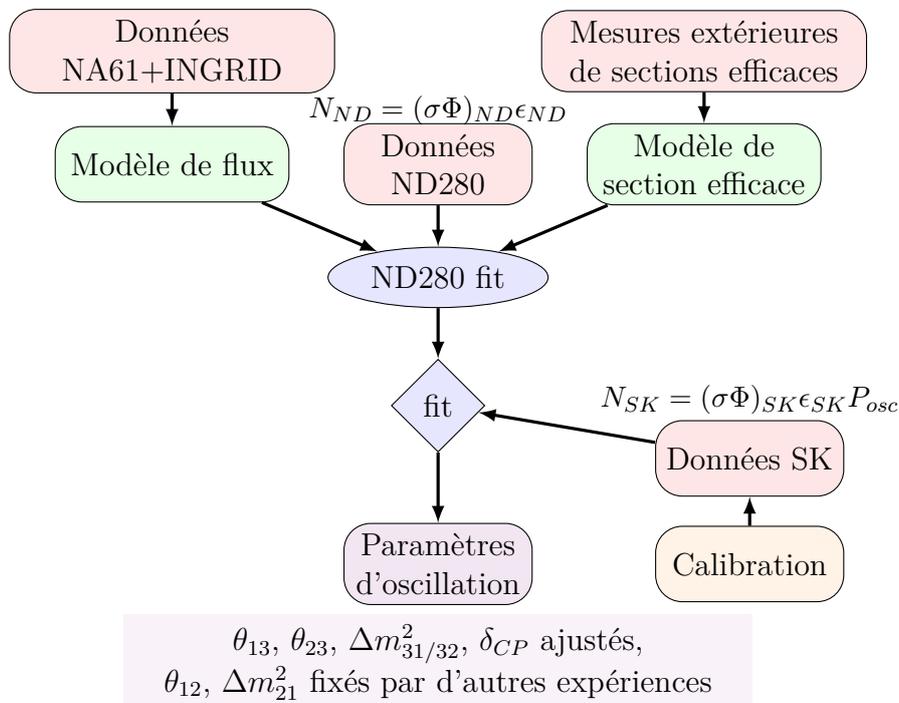


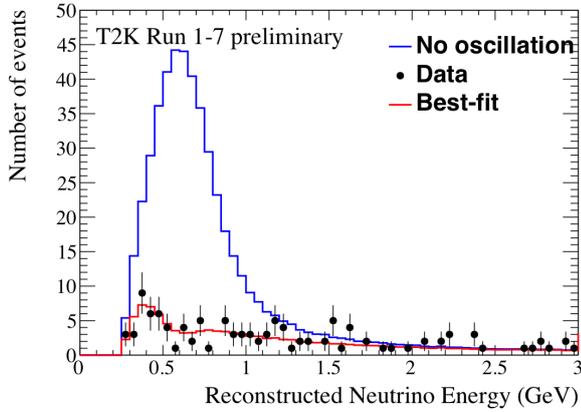
FIGURE 2.21 – Stratégie pour l'analyse d'oscillation de TK2. Les données de ND280 (nombre d'événements N_{ND}) permettent d'extraire, en combinaison avec d'autres mesures, le produit section efficace d'interaction \times flux de neutrinos $(\sigma\Phi)_{ND}$. Celui-ci est alors extrapolé au détecteur lointain Super-Kamiokande : $(\sigma\Phi)_{SK}$. ϵ représente les efficacités de sélection et P_{osc} est la probabilité d'oscillation.

A partir des spectres en énergie reconstruite des neutrinos détectés à Super-Kamiokande (voir figure 2.22) et en estimant le bruit de fond et les incertitudes attendues, il est donc possible de mettre des contraintes sur θ_{23} et Δm_{32}^2 (voir figure 2.23).

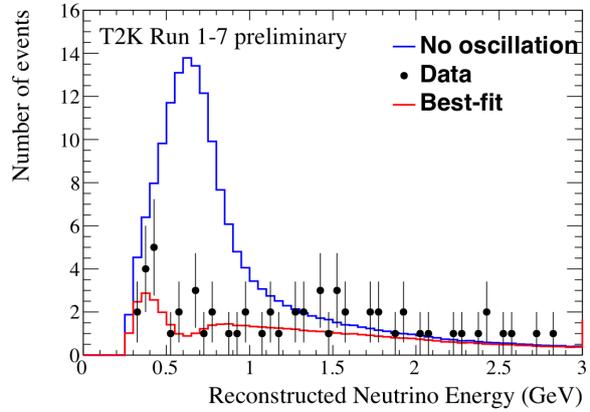
La mesure de l'apparition $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ a été la première observation directe de l'apparition d'une nouvelle saveur dans un faisceau de neutrinos. Elle a permis de donner une première indication de fait que l'angle θ_{13} est non nul. Aujourd'hui, en utilisant les mesures précises de

θ_{13} effectuées auprès des réacteurs nucléaires (par exemple Daya Bay), elle permet à T2K de contraindre pour la première fois la valeur de la phase δ_{CP} (voir figure 2.24).

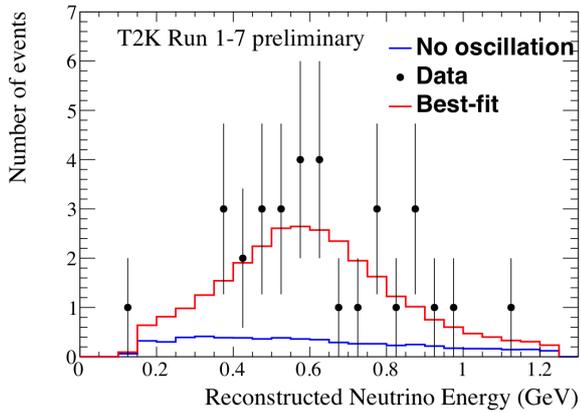
L'hypothèse de la conservation de CP ($\delta_{CP} = 0, \pi$) est rejetée avec 2σ . De plus, les données de T2K préfèrent légèrement l'ordre normal à l'ordre inversé.



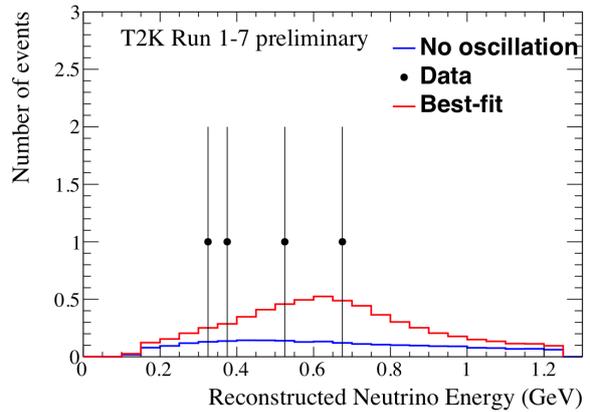
(a) Événements « muon » en mode neutrino



(b) Événements « muon » en mode anti-neutrino



(c) Événements « électron » en mode neutrino



(d) Événements « électron » en mode anti-neutrino

FIGURE 2.22 – Spectre en énergie reconstruite du neutrino à Super-Kamiokande, avec les données couvrant de Janvier 2010 à Mai 2016. Le meilleur ajustement de modèle (les paramètres libres étant θ_{23} , δ_{CP} et la hiérarchie de masse) est représenté en rouge. Le résultat est comparé aux prédictions de spectre en l'absence d'oscillations en bleu.

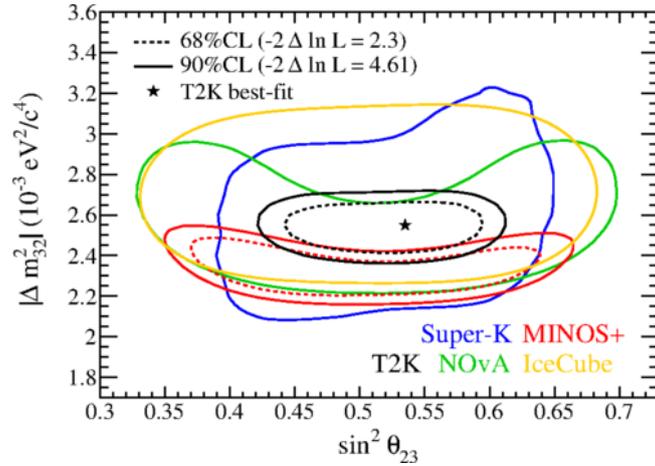


FIGURE 2.23 – Intervalles de confiance à 68% et 90% sur la mesure de $\sin^2 \theta_{23}$ et Δm_{32}^2 par T2K, en supposant un ordre normal. Les données d'autres expériences sont présentées en couleur. Figure provenant de [79].

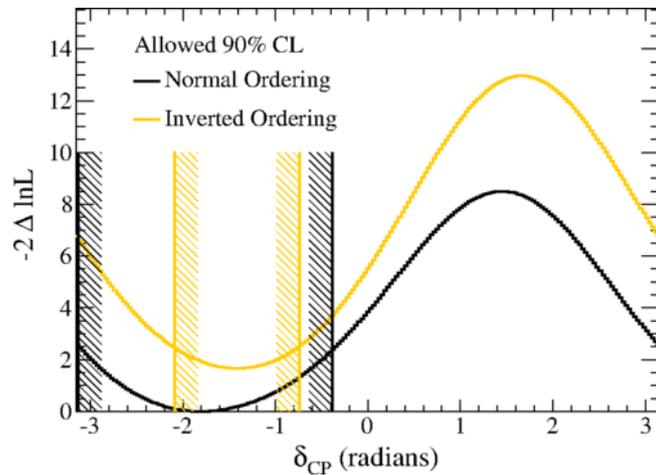


FIGURE 2.24 – Distribution de $\Delta\chi^2$ mesuré par T2K en fonction de δ_{CP} et de l'ordre des masses (normal/inversé). La méthode Feldman-Cousins [80] est utilisé pour estimer les intervalles de confiance à 90%, représentés par les lignes noires et jaunes. Les contraintes des expériences d'oscillation auprès de réacteurs sont appliquées afin de réduire les incertitudes sur l'angle θ_{13} (qui est marginalisé ici). Figure provenant de [79].

Étude de la mise à niveau du détecteur proche ND280

La science n'est jamais qu'une succession de questions conduisant à d'autres questions.

Terry Pratchett

Dans le chapitre précédent, le détecteur ND280 a été décrit. Toutefois, celui-ci présente des limitations intrinsèques détaillées dans ce chapitre, qui justifient donc une éventuelle mise à niveau de ce détecteur, afin de pouvoir améliorer la précision de la mesure des paramètres d'oscillation des neutrinos dans le futur.

Le travail effectué se concentre particulièrement sur la simulation et les premières études effectuées sur ce nouveau détecteur, permettant ainsi de guider vers le choix définitif de la géométrie et de la technologie de celui-ci.

1 Introduction

1.1 Le futur de T2K

Le projet initial de l'expérience T2K était d'accumuler des données jusqu'en 2021, avec un objectif de 7.8×10^{21} protons-sur-cible. En 2016, une extension de la période de prise de données jusqu'en 2026 pour un objectif de 20×10^{21} protons-sur-cible a été proposé aux organismes de financement japonais [81]. Cette période est appelée « phase II » ou « T2K-II » pour la différencier de la phase I, se terminant en 2021. Le calendrier prévisionnel est présenté figure 3.1.

Elle requiert en particulier la mise à niveau de l'anneau principal de l'accélérateur de J-PARC afin d'atteindre une puissance maximale de faisceau de 1.3 MW (contre 450 kW actuellement).

Ce projet s'inscrit dans le programme à plus long terme de la prochaine génération d'expériences d'oscillations de neutrinos à longue ligne de base au Japon, plus particulièrement avec la collaboration Hyper-Kamiokande qui a pour objectif de construire un détecteur lointain situé à la même distance et avec la même technologie que Super-Kamiokande mais avec un volume 10 fois supérieur [60].

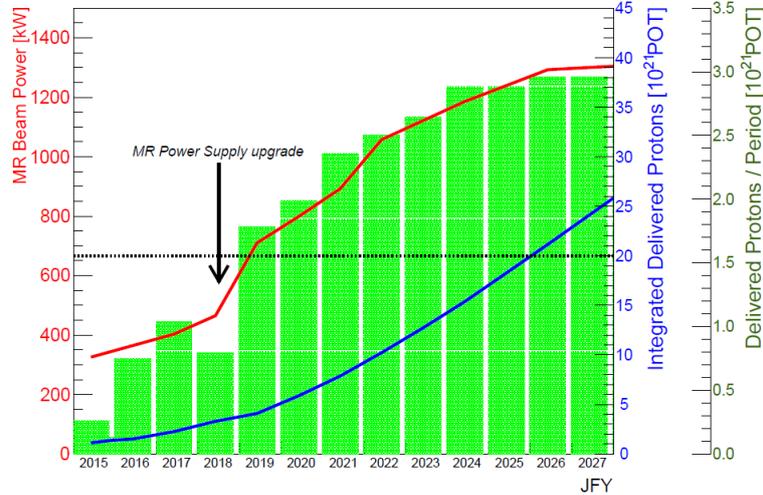


FIGURE 3.1 – Calendrier prévisionnel de la prise de données avec T2K-I + T2K-II en fonction de l'année fiscale japonaise (JFY) commençant au 1er avril de l'année calendaire correspondante. Figure provenant de [81].

Ce gain important en terme de nombre d'événements au détecteur lointain doit nécessairement s'accompagner d'une amélioration des erreurs systématiques contraintes avec le détecteur proche. Il est donc naturel d'envisager un programme de mise à niveau du détecteur proche ND280 permettant d'atteindre cet objectif

En effet, la [figure 3.2](#) présente la comparaison de la sensibilité à δ_{CP} dans le cas des erreurs systématiques actuelles et celui sans erreurs systématiques. On peut remarquer que la sensibilité attendue pour la fin de T2K-I (7.8×10^{21} POT) n'est pas particulièrement impactée par les systématiques, au contraire du résultat attendu pour T2K-II. Il a été estimé que réduire ces systématiques de $\sim 6\%$ à $3 - 4\%$ permettrait d'éviter d'être limité par celles-ci.

1.2 Le nouveau détecteur proche

Limitations actuelles L'une des principales limitations systématiques des analyses actuelles de T2K provient du fait que la reconstruction de l'énergie du neutrino au détecteur lointain est effectuée en supposant une interaction quasi-élastique, c'est-à-dire en utilisant seulement l'impulsion et la direction du lepton sortant (muon ou électron). La présence de particules supplémentaires (non détectées) ou d'effets nucléaires introduit un biais dans la relation entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie du neutrino (qui est le paramètre clé pour les oscillations).

Dans ce cadre, le rôle du détecteur proche est de contraindre au mieux les modèles d'interaction des neutrinos, afin de comprendre les distorsions provoquées par toute déviation du régime quasi-élastique, et ainsi permettre d'améliorer les mesures des paramètres d'oscillation.

Néanmoins, le détecteur ND280 actuel, présenté [chapitre 2](#) et [figure 3.3](#), a été optimisé afin de reconstruire les interactions de neutrinos dans lesquelles le lepton sortant est émis vers l'avant (avec un angle relativement faible par rapport au neutrino incident), ce qui ne permet

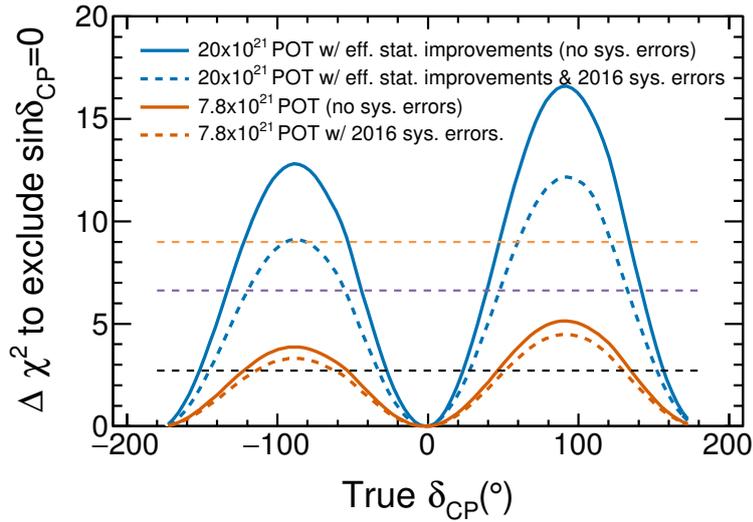


FIGURE 3.2 – Comparaison de la sensibilité à δ_{CP} obtenue avec 20×10^{21} (7.8×10^{21}) protons-sur-cible (répartis équitablement entre mode neutrino et anti-neutrino), avec les erreurs systématiques actuelles (2016) et sans erreurs systématiques. Les lignes horizontales noire, bleue et orange correspondent respectivement à $CL = 90\%$, 99% et 3σ . La hiérarchie de masse est supposée normale et déterminée par une autre expérience. Figure provenant de [81].

pas de couvrir efficacement tout l'espace des phases des interactions de neutrinos, en particulier celles où le lepton est émis à grand angle (typiquement à angle droit par rapport à la direction du neutrino) ou vers l'arrière.

Légende : FGDs, TPCs, P0D, ECal

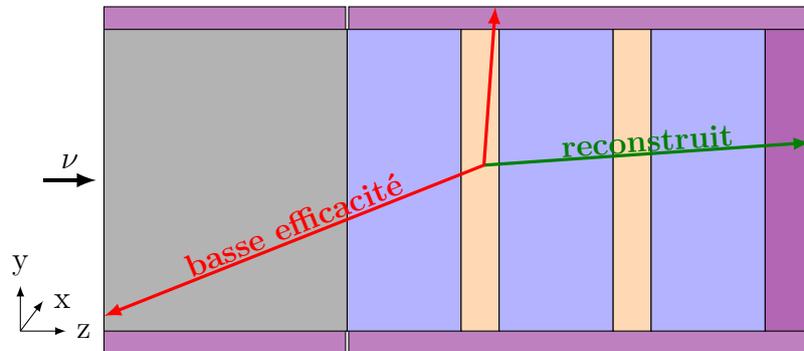


FIGURE 3.3 – Schéma du détecteur ND280 actuel et de ses limitations.

La figure 3.4 présente l'efficacité de sélection des muons en fonction de l'angle, dans les analyses actuelles [82].

De plus, les FGDs actuels, constitués de barres de scintillateurs alternées selon X et Y, ne permettent pas de reconstruire efficacement les protons et les pions de basse impulsion s'arrêtant à l'intérieur¹, qui permettraient de mieux comprendre les effets nucléaires lors d'une interaction.

1. L'effet est particulièrement important pour les traces émises perpendiculairement à l'axe Z, car celles-ci ne traversent alors qu'une ou deux barres de scintillateur, ce qui n'est pas suffisant pour la reconstruction.

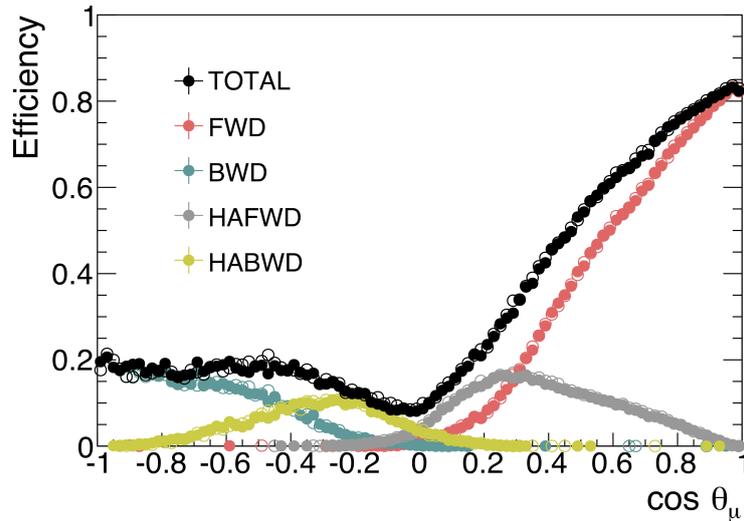


FIGURE 3.4 – Efficacité de sélection des muons émis lors d’une interaction $\nu_\mu CC$ dans le FGD 1, en fonction de son angle d’émission (par rapport à l’axe z). Figure provenant de [82].

Nouvelle géométrie Plusieurs configurations ont alors été considérées afin de résoudre ces problèmes, celle ayant été retenue au final est présentée figure 3.5.

Légende : FGDs, TPCs, P0D, ECal, nouvelle cible, nouvelles TPCs, compteurs de temps de vol

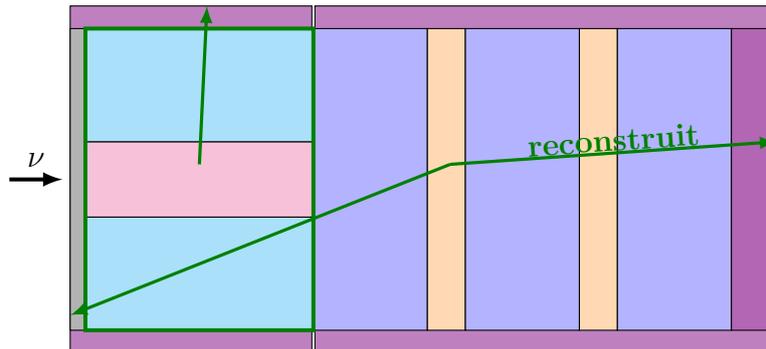
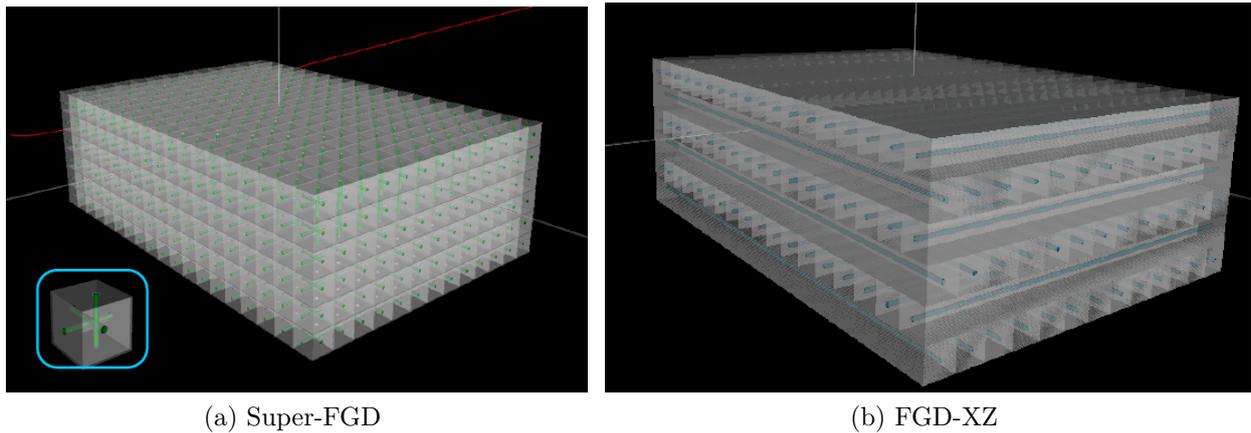


FIGURE 3.5 – Schéma de la mise à niveau du détecteur ND280.

La partie centrale du détecteur à π^0 (P0D) est remplacée par une nouvelle cible de type scintillateur située entre deux nouvelles chambres à projection temporelle. Ce système est alors entouré de six compteurs de temps de vol, permettant de mesurer précisément la direction des traces et d’améliorer leur identification. Le reste du détecteur (FGDs actuels, TPCs actuelles, calorimètres) reste en place.

Cette nouvelle configuration permet alors de reconstruire plus efficacement les traces émises à grand angle grâce aux deux nouvelles TPCs. Les compteurs de temps de vol permettent de s’assurer que la trace provient bien de la cible et non pas des parties externes du détecteur. Les études quantitatives de l’amélioration attendue sont présentées dans la section 2.1.

La cible consiste en un nouveau type de scintillateur plastique de très fine granularité, appelé Super-FGD [83] et présenté figure 3.6a. Il est composé d’un assemblage de cubes de scintillateur de 1 cm^3 (polystyrène dopé), lus par trois fibres convertisseuses de longueur d’onde, équipées de MPPCs. Ainsi, le détecteur mesurant $1.8 \times 0.6 \times 2.0\text{ m}^3$, cela correspond à environ 2 160 000 cubes, 58 800 canaux et 65 kilomètres de fibre.



(a) Super-FGD

(b) FGD-XZ

FIGURE 3.6 – Représentation schématique des technologies proposées pour la nouvelle cible. Figures provenant de [84].

Un tel détecteur possède une vue dans chaque plan (XY, YZ, XZ) et ne présente donc pas les limitations des FGDs actuelles, présentées dans le paragraphe précédent.

Pour comparaison et comme solution de secours dans le cas où le développement du Super-FGD présente des difficultés inattendues, il a également été choisi de considérer l'utilisation d'un FGD-XZ, c'est-à-dire composé de la même manière que les FGDs actuels mais avec des barres de scintillateur selon X et Z au lieu de X et Y, tel que présenté figure 3.6b.

Les deux nouvelles TPCs horizontales seraient construites de la même manière que les TPCs actuelles. Il est envisagé d'utiliser des modules Micromegas résistifs, aux performances accrues par rapport aux modules actuels.

Les compteurs de temps de vol sont quant à eux constitués de quelques couches de scintillateur plastique (typiquement quelques centimètres), permettant d'atteindre une résolution en temps typique de 0.6 ns pour toute trace traversant le compteur.

Alors que la masse utile (masse totale des cibles pour les interactions de neutrinos) est de l'ordre de 2.2 tonnes pour le détecteur actuel (~ 1 tonne par FGD), celle-ci est de 4.3 tonnes pour la mise à niveau, grâce à la nouvelle cible.

La figure 3.7 présente l'intégration du détecteur.

2 Simulation et reconstruction

2.1 Simulation du détecteur

Il est nécessaire de simuler le détecteur et sa réponse, afin d'en estimer les performances. Le détecteur complet a été simulé avec une géométrie simplifiée dans GEANT4 [85]. Néanmoins, afin de pouvoir comparer la configuration actuelle (figure 3.3) et la configuration proposée pour la mise à niveau (figure 3.5), les deux géométries ont été implémentées en parallèle. La figure 3.8 présente par exemple la géométrie simulée de la mise à niveau.

Des événements d'interactions de neutrino sont générés avec GENIE [86]. Ainsi, il est possible de reproduire l'efficacité de la figure 3.4 d'une part et de déterminer l'efficacité attendue dans le cadre de la mise à niveau d'autre part.

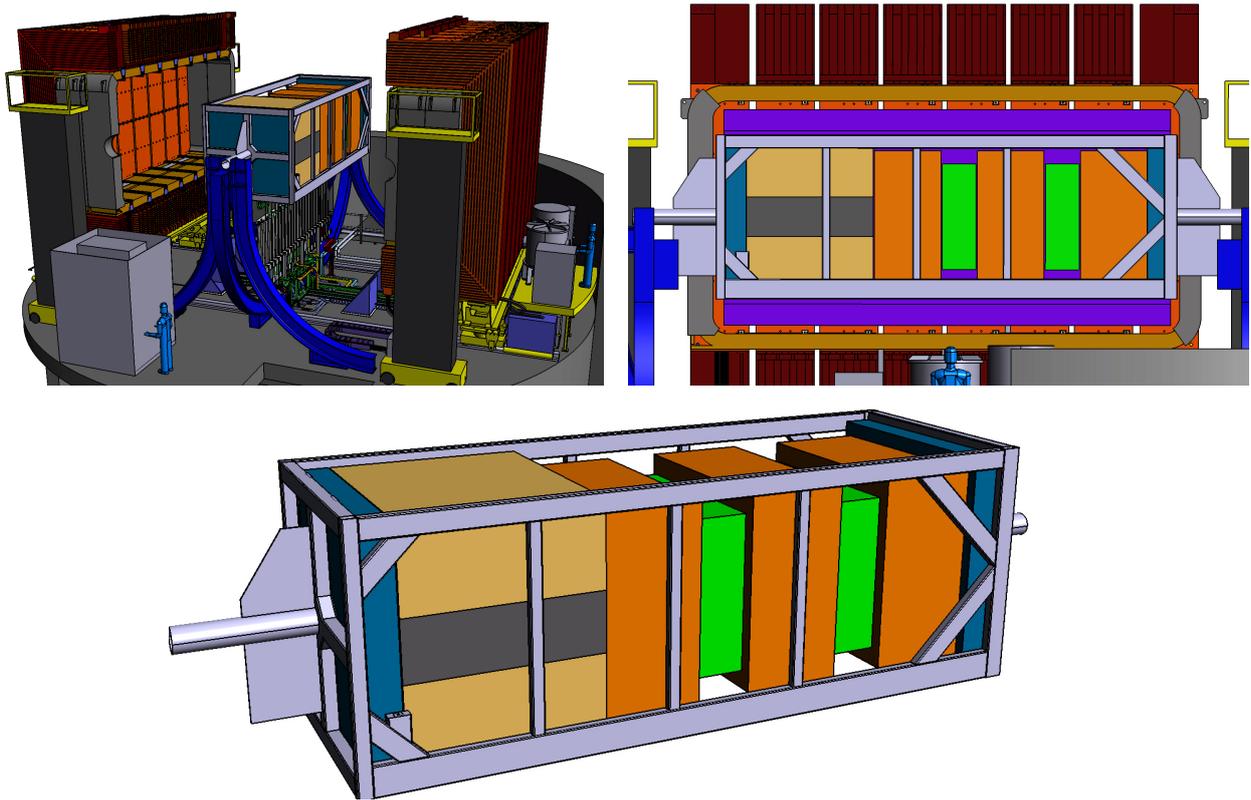


FIGURE 3.7 – Dessins techniques du détecteur réalisés par CAO (Conception Assistée par Ordinateur).

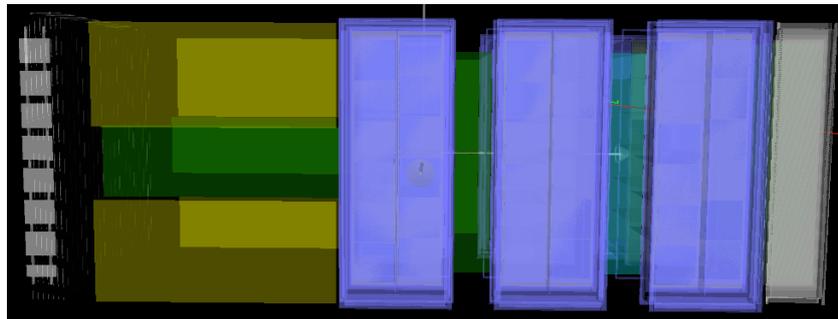


FIGURE 3.8 – Visualisation du détecteur (mise à niveau) simulé avec GEANT4.

Une simulation détaillée de la nouvelle cible avec sa structure interne a également été effectuée. La réponse du scintillateur et des fibres y est simulée. Cette simulation permet donc d'estimer l'impact de l'utilisation d'un Super-FGD par rapport à un FGD, indépendamment du reste du détecteur.

Dans cette thèse, le travail se concentre principalement sur la simulation du détecteur complet, avec l'utilisation de paramétrisations permettant de reproduire la réponse du détecteur (= traces reconstruites) à partir des traces vraies issues de la simulation.

2.2 Pseudo-reconstruction

Dans les fichiers de sortie de la simulation du détecteur complet, toutes les traces chargées avec une énergie supérieure à 5 MeV sont stockées, aucune réponse ou reconstruction n'est encore appliquée. Afin de correctement reproduire ce qui est attendu dans le détecteur, il est

alors nécessaire d'appliquer certains critères de sélection sur les traces afin de les qualifier comme « reconstruites ». De même, l'impulsion, la position et la direction de chaque trace doivent subir certaines opérations afin de simuler la réponse du détecteur (effets de résolution).

On parle alors de pseudo-reconstruction, car la topologie spécifique de chaque événement n'est pas prise en compte : l'application de critères simples basés sur les informations vraies permet de reproduire correctement, en moyenne, l'effet d'une véritable reconstruction (qui sera développée ultérieurement, d'ici l'installation du détecteur final au Japon).

Des critères similaires sont appliqués dans la simulation simplifiée du détecteur actuel et dans la simulation de la mise à niveau, afin de pouvoir comparer sans biais les résultats. Les paragraphes suivants présentent les détails pour chaque sous-détecteur.

TPCs

- Une trace est dite reconstruite dans une TPC si la longueur du segment de cette trace dans la TPC dans le plan YZ (parallèle au plan des Micromegas) est > 20 cm. En effet, cela correspond alors à une trace laissant de l'énergie dans plus d'une vingtaine de *pads*².
- Pour chaque trace, son impulsion reconstruite p_{reco} et son énergie perdue par unité de longueur $dE/dx|_{\text{reco}}$ sont estimées en appliquant une variation gaussienne sur la valeur vraie du paramètre, la largeur de la gaussienne étant choisie comme étant la résolution obtenue sur les paramètres dans les TPCs actuelles.
- L'identification de la nature de la particule est alors effectuée de la même façon qu'au [chapitre 2, figure 4.2.b](#), avec $dE/dx|_{\text{reco}}$ et les paramètres de vraisemblance \mathcal{L}_i ($i = \mu, \pi, e, p$) pour chaque nature de particules.
- Un taux de mauvaise identification de la charge (+1/-1) de la trace est également appliqué, en fonction de son impulsion et de sa direction et en se basant sur les performances du détecteur ND280 actuel.

FGDs actuelles

- Une trace contenue dans un FGD est dite reconstruite si sa longueur L est supérieure à 7 cm et $\Delta z = |z_{\text{fin}} - z_{\text{début}}| > 4$ cm, ce qui correspond aux traces traversant au moins quatre plans de scintillateurs (chacun ayant une épaisseur de ~ 1 cm). En effet, dans la reconstruction actuelle, ce critère est utilisé afin de définir les traces de bonne qualité.
- L'identification de la nature des particules est paramétrée très simplement, en se basant sur les performances actuelles : un muon/pion est correctement identifié dans 70% des cas ; un électron/proton est mal identifié comme un muon/pion dans 7% des cas. Ces taux sont donc appliqués événement par événement afin de reproduire correctement le comportement attendu des données.
- Les FGDs sont également utilisés afin d'identifier les électrons/positrons provenant de la chaîne $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ (dits électrons de Michel) et ainsi identifier des pions dont les traces sont trop courtes pour être reconstruites directement. Dans les FGDs actuels, l'efficacité de sélection de ces électrons est de 56% (resp. 42%) dans le FGD 1 (resp. FGD 2). Ainsi, ces nombres sont utilisés afin de paramétrer cet effet.

2. Ceci est en accord avec les analyses actuelles, où le critère de qualité utilisé est de sélectionner les traces avec plus de 18 *pads*.

Super-FGD/FGD-XZ

- La simulation de la cible, présentée [section 2.1](#), permet d'effectuer une véritable reconstruction des traces contenues dans la cible avec des critères simples :
 - la réponse d'un MPPC donné (connecté à une fibre donnée) est considérée seulement si au moins 2 photo-électrons sont détectés
 - au moins 6 fibres (donc MPPC) doivent avoir été touchées
 - les fibres sur les bords du détecteur ne doivent pas avoir été activées, ce qui permet de s'assurer que la trace est contenue dans la cible
 - deux traces sont dites séparées si elles sont distantes d'au moins un cube (1 cm)

Ainsi, il est possible d'estimer l'efficacité de sélection d'une trace donnée en fonction de son angle et de son impulsion. Ce résultat est alors utilisé pour paramétrer la reconstruction dans la simulation du détecteur complet. Pour le cas d'un FGD-XZ, une reconstruction similaire est utilisée (avec des barres au lieu des cubes).

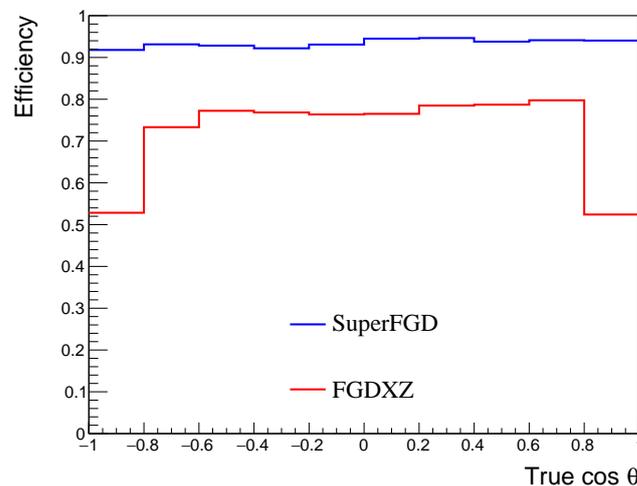


FIGURE 3.9 – Efficacité de reconstruction d'un muon en fonction de son angle d'émission (par rapport à Z), dans un Super-FGD, comparé avec un FGD-XZ. Figures provenant de [84].

- La [figure 3.9](#) présente l'efficacité de reconstruction d'un muon dans les deux cas précédents. Comme attendu, le FGD XZ présente une efficacité amoindrie pour $\cos \theta = \pm 1$, c'est-à-dire lorsque le muon est émis parallèlement à une barre de scintillateur alors que le Super-FGD a une efficacité constante en fonction de $\cos \theta$.
- L'identification de la nature des particules est effectuée en se basant sur l'énergie d'ionisation déposée en terme de nombre de photo-électrons. Ainsi, de la même façon que pour les TPCs, il est possible de comparer l'énergie déposée reconstruite et l'énergie déposée pour un type donné de particule. Par exemple, pour le Super-FGD, la probabilité de correctement identifier un muon/pion est en moyenne de 92% (celle-ci dépend en réalité de son impulsion) et la probabilité de mal identifier un proton comme un muon est en moyenne de 17%.
- Les électrons de Michel sont identifiés de la même façon que pour les FGDs actuels. En attente de mesures précises sur faisceau, l'efficacité utilisée par défaut est de 50%.

ECal

- Les simulations du calorimètre actuel permettent d'estimer l'efficacité de reconstruction d'une trace dans celui-ci (puis de bien l'associer à un segment dans un FGD par exemple) en fonction de son impulsion et de son angle d'entrée (informations vraies du Monte Carlo). Ces efficacités sont donc utilisées pour paramétrer la reconstruction.
- De même, pour une impulsion et un angle donnés, la distribution des variables d'identification dans l'ECal est connue. En utilisant un échantillonnage aléatoire, il est donc possible de paramétrer cette identification.

P0D

- Par simplification, le P0D n'a pas été simulé dans la géométrie du détecteur actuel. Toutefois, celui-ci est utilisé pour les traces émises vers l'arrière.
- Afin de reproduire correctement les résultats des analyses officielles, il a été décidé de considérer les traces traversant le début de la TPC 1 (en amont du volume actif) comme étant détecté dans le P0D, avec une certaine efficacité prise comme étant l'efficacité d'appariement TPC-P0D des analyses actuelles ($\sim 5\%$ pour les muons d'impulsion inférieure à $200 \text{ MeV}/c$ ³, et $> 90\%$ pour les muons d'impulsion supérieure à $300 \text{ MeV}/c$).

Reconstruction du sens de la trace Le temps d'arrivée de la trace dans chaque sous-détecteur peut être mesuré avec une certaine résolution, tel que résumé [tableau 3.1](#). La résolution des FGDs a été estimée en se basant sur les données actuelles : pour une trace donnée, elle dépend du nombre de barres touchées par cette trace. Pour le Super-FGD, comme première approximation, il a été décidé d'utiliser la même formule en remplaçant le nombre de barres par le nombre de cubes⁴. Typiquement, pour des traces horizontales de 10 cm, on a $\sigma_{\text{FGD}} \sim 1.5 \text{ ns}$ et $\sigma_{\text{Super-FGD}} \sim 1.1 \text{ ns}$.

TABLE 3.1 – Résolution sur le temps d'arrivée pour chaque sous-détecteur

Sous détecteur	Résolution
FGD / nouvelle cible	$\sqrt{(3 \text{ ns})^2/N_{\text{barres/cubes}} + (0.6 \text{ ns})^2}$
ECal	2 ns
P0D	2 ns
compteurs de temps de vol	0.6 ns

En utilisant la différence de temps entre deux détecteurs $\Delta t = t_2 - t_1$, il est alors possible de déterminer le sens de la trace (si $\Delta t > 0$, la trace va de 1 vers 2, et inversement).

Plus précisément, la reconstruction du sens de la trace est effectuée de la façon suivante :

- Par défaut, toutes les traces sont supposées comme émises vers l'avant i.e. $\cos \theta > 0$ (où θ est l'angle d'émission de la trace par rapport à l'axe z).
- Pour chaque sous-détecteur traversé par la trace, le temps d'arrivée reconstruit de celle-ci est estimé en appliquant une variation gaussienne sur le temps vrai, avec $\sigma = \text{résolution}$.

3. Cette efficacité très basse est lié à l'épaisseur de matériau passif entre la TPC et le volume du P0D

4. Des mesures sur un prototype 5×5 de Super-FGD ont permis d'estimer qu'il était possible d'obtenir une résolution bien meilleure. Toutefois, ces mesures étant préliminaires, elles n'ont pas été prises en compte dans le cadre de cette thèse.

- Si deux sous-détecteurs procurent des temps t_1 et t_2 avec des résolutions respectives σ_1 et σ_2 , et si $|t_2 - t_1| > 2\sigma \equiv 2 \times \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, alors le sens de la trace est déterminé par le signe de $\Delta t = t_2 - t_1$.

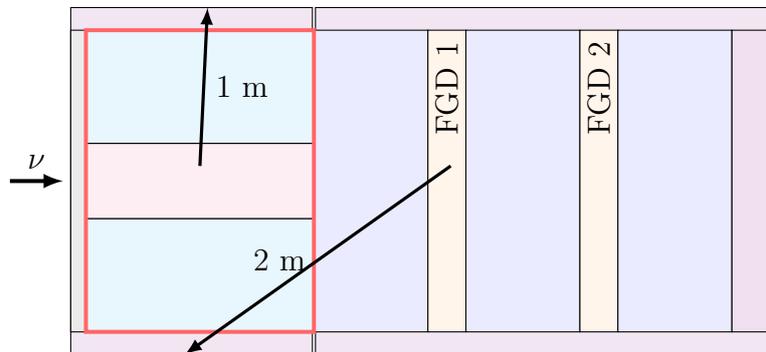


FIGURE 3.10 – Principe de la mesure du sens des traces : exemple d’une trace émise à grand angle à partir du Super-FGD et d’une trace émise vers l’arrière à partir du FGD 1.

Prenons les exemples de la [figure 3.10](#) :

- Si une trace est émise vers l’arrière à partir du FGD 1, par défaut elle est reconstruite vers l’avant. Or, $v^{-1} \simeq c^{-1} \sim 3 \text{ ns/m}$ et $\sigma_{FGD} \lesssim 2 \text{ ns}$, on a donc $|\Delta t|/\sigma \gtrsim 3$. Ainsi, il est possible de reconstruire efficacement la direction de cette trace.
- Si une trace est émise à grand angle à partir de la nouvelle cible, elle parcourt $\sim 1 \text{ m}$ avant d’intercepter le plan de compteurs de temps de vol ($\Delta t \sim 3 \text{ ns}$), on a $\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{cible}}^2 + \sigma_{\text{compteur}}^2} \lesssim 1.5 \text{ ns}$ donc $|\Delta t|/\sigma \gtrsim 2$. Ce comportement est particulièrement important pour différencier les interactions ayant réellement lieu dans la cible et les interactions sur l’aimant de ND280 (qui correspond à une masse importante) dans lesquelles le muon est émis en direction de la cible.

3 Premières études

3.1 Sélection d’interactions de ν_μ par courant chargé

La reconstruction présentée [section 2.2](#) est utilisée afin de sélectionner des muons provenant d’interactions de (anti-)neutrinos muoniques par courant chargé (abrégées $\nu_\mu CC/\bar{\nu}_\mu CC$). Il est alors possible de :

- reproduire la [figure 3.4](#) dans le cadre de la simulation simplifiée du détecteur actuel, afin de valider la méthode de pseudo-reconstruction
- estimer les performances de reconstruction de la mise à niveau du détecteur avec la simulation simplifiée

La sélection appliquée est présentée [figure 3.11](#). Pour chaque cible d’interaction considérée (FGD 1, FGD 2 ou nouvelle cible), elle permet de distinguer deux catégories principales d’événements :

- Si au moins une trace chargée est reconstruite dans une TPC, les critères d'identification basés sur l'énergie perdue par la trace dans la TPC sont utilisés afin d'identifier s'il s'agit d'un muon. En présence de plusieurs candidats, la trace de plus haute impulsion est sélectionnée. Dans le cas du détecteur actuel, il s'agit d'événements où le muon est émis « vers l'avant » ou « vers l'arrière ». Dans le cas de la mise à niveau, cela inclut également les muons émis à grand angle mais détectés dans une des nouvelles TPCs horizontales.
- Si aucune trace chargée n'est reconstruite dans une TPC, le muon est recherché dans le calorimètre électromagnétique. Cet échantillon permet de sélectionner des muons émis à grand angle ($\theta \sim 90^\circ$).

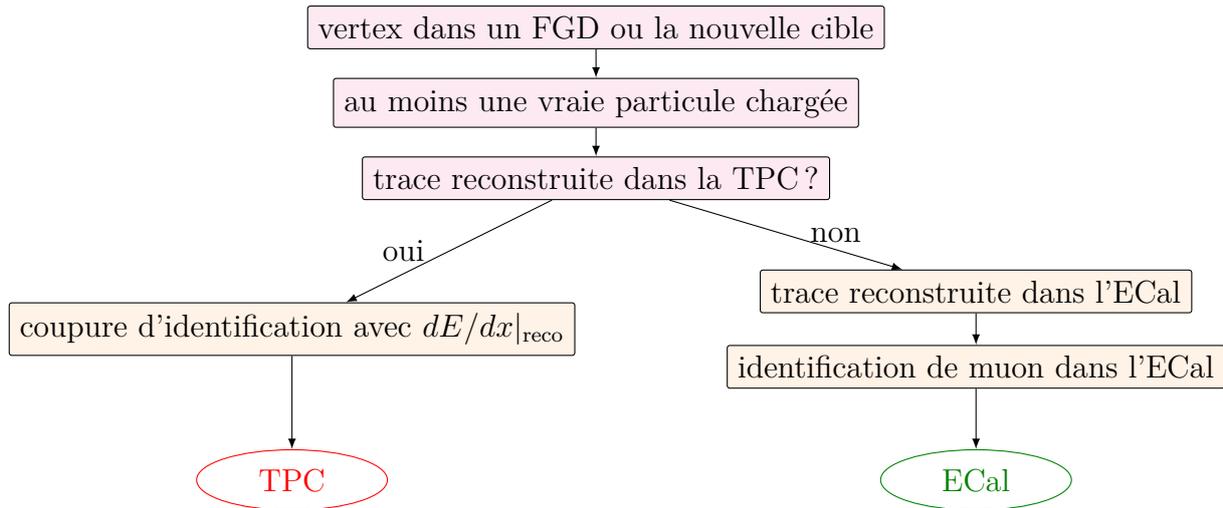


FIGURE 3.11 – Schéma de la sélection d'événements $\nu_\mu CC/\bar{\nu}_\mu CC$ effectuée à partir de la pseudo-reconstruction de la section 2.2.

Dans le cas où la trace sélectionnée est de charge négative, l'événement est considéré comme $\nu_\mu CC$. Si elle a une charge positive, l'événement est considéré comme $\bar{\nu}_\mu CC$.

Cette sélection est appliquée sur les événements générés par la simulation (section 2.1). Les fichiers utilisés correspondent à une exposition du détecteur de 10^{21} protons-sur-cible avec le faisceau de T2K en mode neutrino, et un échantillon de taille similaire pour le mode anti-neutrino.

L'efficacité de sélection est estimée, par exemple pour $\nu_\mu CC$, avec la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{\text{nombre d'événements } \nu_\mu CC \text{ sélectionnés}}{\text{nombre total d'événements } \nu_\mu CC} \quad (3.1)$$

La figure 3.12 (respectivement la figure 3.13) représente l'efficacité de sélection des événements $\nu_\mu CC$ (respectivement $\bar{\nu}_\mu CC$).

Plusieurs commentaires peuvent être faits à propos de la figure 3.12 :

- La courbe pointillée en noire montre l'efficacité de reconstruction des événements $\nu_\mu CC$ ayant lieu dans le FGD 1 du détecteur actuel. Elle peut donc être comparée aux résultats officiels de T2K (figure 3.4). Les deux sont en bon accord, ce qui confirme le choix des approximations de pseudo-reconstruction de la section 2.2.
- Les courbes noires (respectivement rouges) en trait continu et trait pointillé permettent de comparer les performances du FGD 1 (respectivement FGD 2) dans la configuration actuelle du détecteur avec la configuration proposée pour la mise à niveau. Les performances « vers l'avant » restent inchangées, ce qui est attendu car le détecteur reste le

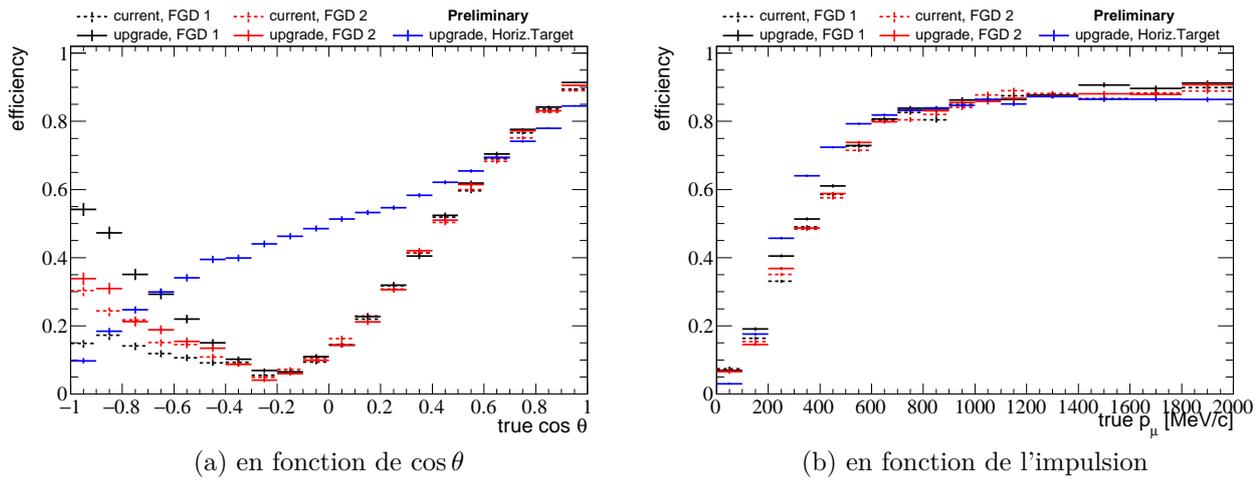


FIGURE 3.12 – Efficacité de sélection des événements $\nu_\mu CC$ en fonction de l’angle d’émission du muon et de son impulsion, comparée entre le détecteur actuel (*current*) et la mise à niveau (*upgrade*). Les différentes courbes correspondent aux différentes cibles considérées.

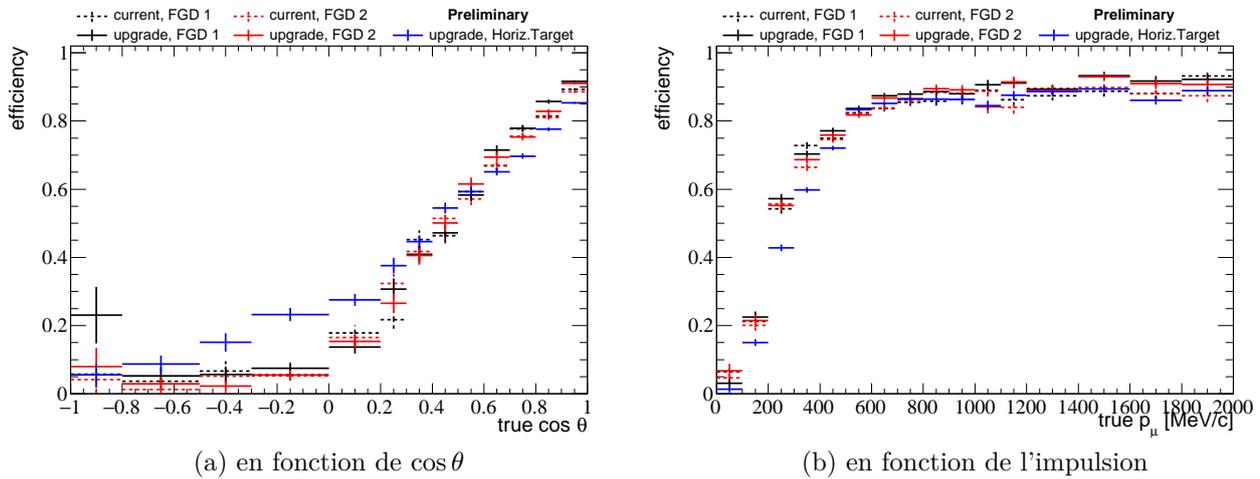


FIGURE 3.13 – Efficacité de sélection des événements $\bar{\nu}_\mu CC$ en fonction de l’angle d’émission du muon et de son impulsion, comparée entre le détecteur actuel (*current*) et la mise à niveau (*upgrade*). Les différentes courbes correspondent aux différentes cibles considérées.

même en aval des FGDs. En revanche, les performances de reconstruction des traces allant « vers l’arrière » ($\cos \theta < 0$) sont accrues, grâce à l’utilisation des compteurs de temps de vol permettant de déterminer efficacement le sens de la trace. Par exemple, pour $-1 < \cos \theta < -0.9$, l’efficacité de sélection d’événements $\nu_\mu CC$ évolue de 15% à 55% (facteur ~ 4).

- La courbe bleue présente les performances de la sélection d’interactions de neutrinos ayant lieu dans la nouvelle cible (type Super-FGD) :
 - pour $\cos \theta > 0.6$: L’efficacité de sélection est légèrement inférieure à celle des FGD 1/2. En effet, la cible ayant une longueur selon z de 2 mètres (contre ~ 0.6 m pour les FGDs), les muons de basse impulsion ont de grandes chances de s’arrêter dans celle-ci avant d’atteindre une TPC.

- pour $-0.6 < \cos \theta < 0.6$: L'efficacité de sélection est comprise entre 35 et 65%, c'est-à-dire une performance bien supérieure à ce que propose les FGDs actuelles. Cela est principalement dû à la présence des deux nouvelles TPCs horizontales permettant de reconstruire les muons émis à grand angle (bien plus efficacement que ce que permet le calorimètre électromagnétique dans la configuration actuelle).
 - pour $\cos \theta < -0.6$: L'efficacité de sélection décroît pour les traces émises « vers l'arrière ». En effet, aucune TPC n'est située en amont de la nouvelle cible si bien qu'il est difficile de reconstruire ces traces.
 - d'après la [figure 3.12b](#), la nouvelle cible semble également permettre de reconstruire plus efficacement les muons de basse impulsion. Cela peut être directement relié au fait que les muons de basse impulsion sont pour la plupart émis en grand angle $-0.6 < \cos \theta < 0.6$ où la nouvelle cible est plus performante.
- Les mêmes commentaires peuvent être faits concernant la [figure 3.13](#). Toutefois, les efficacités pour $\cos \theta < 0.6$ sont bien amoindries. En effet, l'amplitude de la section efficace d'interaction des anti-neutrinos avec la matière est supprimée pour $\cos \theta = -1$ (voir [chapitre 1](#)).

Afin d'estimer l'impact réel de ces nouvelles efficacités, il est utile d'étudier l'évolution de la distribution des muons reconstruits dans le plan $(p, \cos \theta)$, afin de constater en particulier si des régions plus étendues de l'espace des phases peuvent être couvertes par ND280, et donc permettre de mieux contraindre les modèles d'interactions tel que détaillé [section 1](#).

La [figure 3.14](#) montre cette distribution :

- Plus d'événements avec $\cos \theta > 0.6$ peuvent être sélectionnés, grâce à la plus grande masse du détecteur.
- La région $-1 < \cos \theta < 0.4$ est bien mieux couverte avec la mise à niveau, ce qui permet également d'avoir un échantillon plus important de muons de basse impulsion. Cela correspond à des événements intéressants pour contraindre les modèles d'interactions et en particulier comprendre les effets nucléaires ayant lieu lors de l'interaction.

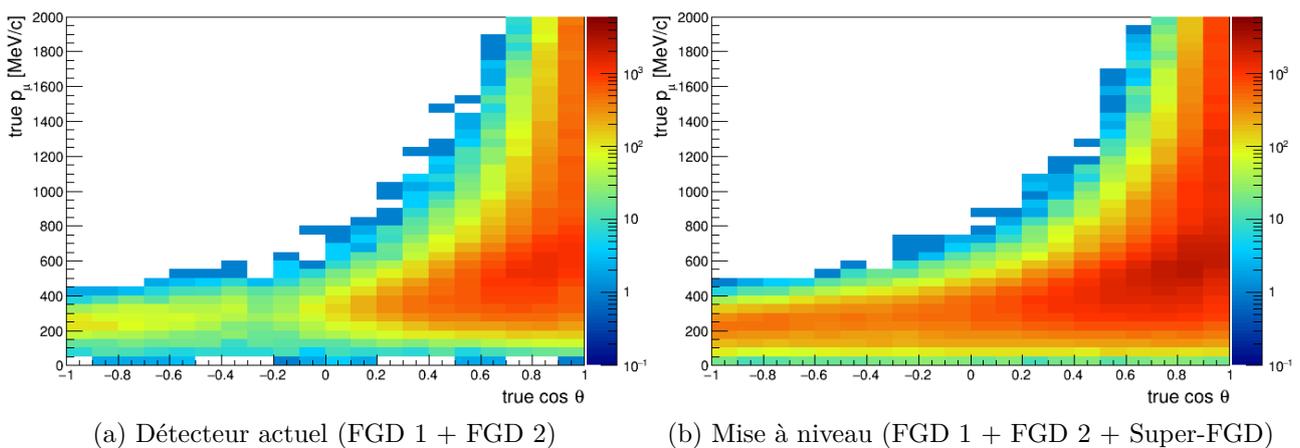


FIGURE 3.14 – Distribution des événements $\nu_{\mu}CC$ reconstruits en fonction de l'impulsion et de l'angle d'émission du muon, sommée sur les différentes cibles, correspondant à une exposition de 10^{21} protons-sur-cible en mode neutrino.

3.2 Identification du mode d'interaction par séparation en topologie

En se basant sur la sélection du muon d'une interaction $\nu_\mu CC/\bar{\nu}_\mu CC$ présentée [section 3.1](#) (dite inclusive), on peut séparer les événements ainsi sélectionnés selon les topologies définies [section 4.3](#) du [chapitre 2](#). Afin d'estimer le nombre et la nature des pions reconstruits, la pseudo-reconstruction présentée [section 2.2](#) est appliquée et un pion est sélectionné par les critères suivants :

TPC : pour une trace chargée reconstruite dans une TPC (différente de celle correspondante au muon sélectionné précédemment)

- si sa charge est positive
 - si son énergie perdue $dE/dx|_{\text{reco}}$ est compatible avec celle d'un pion, alors la trace est identifiée comme un π^+
 - si son énergie perdue $dE/dx|_{\text{reco}}$ est compatible avec celle d'un positron, alors la trace est identifiée comme un positron provenant d'un π^0
- si sa charge est négative
 - si son énergie perdue $dE/dx|_{\text{reco}}$ est compatible avec celle d'un pion, alors la trace est identifiée comme un π^-
 - si son énergie perdue $dE/dx|_{\text{reco}}$ est compatible avec celle d'un positron, alors la trace est identifiée comme un électron provenant d'un π^0

Cible : pour une trace chargée n'atteignant pas une TPC, mais reconstruite dans la cible (après application par exemple des efficacités de la [figure 3.9](#)), cette trace est identifiée comme un pion chargé (π^\pm). Il est supposé que sa charge ne peut être reconstruite (des études supplémentaires seront effectuées pour prendre en compte cette potentielle amélioration).

Électrons de Michel : Les électrons de Michel reconstruits dans la cible (FGDs ou Super-FGD) sont comptabilisés.

Le [tableau 3.2](#) schématise comment l'échantillon inclusif d'interactions $\nu_\mu CC$ ou $\bar{\nu}_\mu CC$ est séparé en sous-échantillons (un pour chaque topologie). Après application de ces critères, il est possible de vérifier entre autres la pureté d'une telle sélection. Par exemple, la pureté de l'échantillon $CC - 0\pi$ est :

$$\rho_{CC-0\pi} = \frac{\text{nombre de vrais } CC - 0\pi \text{ sélectionnés}}{\text{nombre total d'événements sélectionnés}} \quad (3.2)$$

TABLE 3.2 – Méthode de séparation entre les différentes topologies.

Topologie à sélectionner	Échantillon $\nu_\mu CC$	Échantillon $\bar{\nu}_\mu CC$
$CC - 0\pi$	pas de pions dans la TPC/Cible, pas d'électrons de Michel	
$CC - 1\pi$	1 π^+ dans la TPC ou 1 pion dans la cible ou 1 électron de Michel	1 π^- dans la TPC ou 1 pion dans la cible ou 1 électron de Michel
CC -autres	toutes les autres situations	

Le [tableau 3.3](#) résume le résultat de cette séparation, c'est-à-dire la pureté respective de chaque sous-échantillon pour les différentes cibles considérées, dans les deux configurations. On peut rappeler que les puretés des sélections $\nu_\mu CC - 0\pi$, $\nu_\mu CC - 1\pi^+$ et $\nu_\mu CC$ -autres dans le FGD 1 sont de l'ordre de 70%, 54% et 73% respectivement (voir par exemple [figure 2.17](#)).

Le résultat obtenu est donc proche de celui des analyses officielles actuelles. On remarque que les performances sont très similaires entre la configuration actuelle et la configuration de la mise à niveau (les différences FGD1 - FGD2 entre les deux configurations ne sont pas significatives), avec une amélioration de la sélection d'événements $\nu_\mu CC - 1\pi^+$ dans la nouvelle cible, qui s'explique par le fait que celle-ci est plus efficace pour reconstruire et identifier des pions de basse impulsion.

TABLE 3.3 – Résultats de la séparation de l'échantillon inclusif $\nu_\mu CC$ entre les différentes topologies. Les nombres d'événements correspondent à une exposition de 10^{21} protons-sur-cible en mode neutrino.

		nombre total d'événements	pureté (en %)		
			$CC - 0\pi$	$CC - 1\pi$	CC-autres
détecteur actuel	FGD 1	50500	72.6%	64.2%	67.9%
	FGD 2	50161	71.4%	62.9%	63.5%
mise à niveau	FGD 1	52586	72.5%	62.7%	63.3%
	FGD 2	50601	70.6%	61.8%	61.1%
	Super-FGD	101621	73.8%	73%	71.3%

Des études similaires sont en cours pour la sélection d'interactions de neutrinos électroniques.

3.3 Sélections des muons contenus dans la cible

Jusqu'à présent n'étaient sélectionnés que les muons s'échappant de la cible et pouvant donc être détectés dans une TPC ou éventuellement dans le calorimètre électromagnétique. Toutefois, la nouvelle cible ayant une longueur (selon z) de 2 mètres, elle « arrête » un nombre non négligeable de muons de basse impulsion. Nous avons vu cet effet sur la [figure 3.12](#), dans laquelle la nouvelle cible présente une efficacité légèrement amoindrie pour $\cos\theta > 0.6$.

Néanmoins, il est possible de reconstruire et d'identifier ces muons avec la cible seulement. Ainsi, de tels événements pourraient être sélectionnés comme le sont ceux où le muon atteint la TPC. Sur la [figure 3.11](#), il suffit de rajouter une branche de sélection : si aucune trace n'est reconstruite dans une TPC, alors une trace contenue dans la cible est recherchée et les critères d'identification d'un Super-FGD sont appliqués (résultats de la [figure 3.15d](#)).

Notons que la charge de la trace est supposée non reconstruite et que le Super-FGD ne permet pas de séparer muons et pions. Ainsi, dans une interaction $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \pi^+ + n$, il est possible que le muon sélectionné soit en fait le pion.

La [figure 3.15](#) présente l'efficacité de sélection comme pour la [figure 3.12](#), à ceci près que les muons sélectionnés dans la cible (de type Super-FGD) sans atteindre une TPC sont désormais considérés.

La sélection des muons contenus dans la cible permettrait donc de récupérer un grand nombre de muons de basse impulsion à grand angle et vers l'arrière ($\cos\theta < 0.6$).

Toutefois, il est légitime de se demander si l'échantillon ainsi sélectionné présente une pureté acceptable. Les premières études indiquent que l'échantillon contient une importante contamination d'interactions par courant neutre ($\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N' + X$), de l'ordre de 30%, où un pion ou un proton est identifié comme le muon.

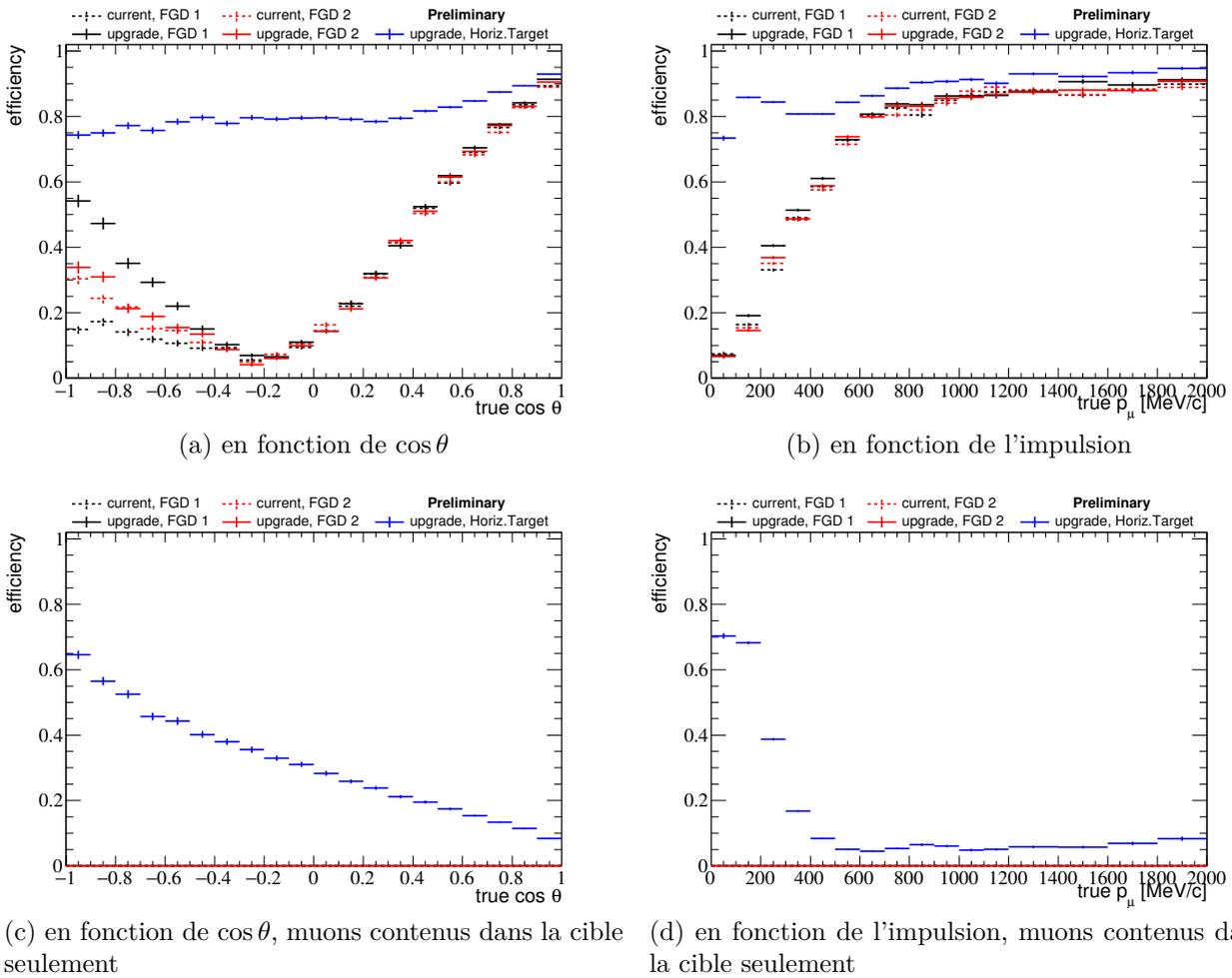


FIGURE 3.15 – Efficacité de sélection des événements $\nu_\mu CC$, comparée entre le détecteur actuel (*current*) et la mise à niveau (*upgrade*), en rajoutant l'échantillon de muons sélectionnés dans la cible seulement (pour la courbe bleue uniquement). Les figures (c) et (d) correspondent à la composante liée aux muons contenus dans la cible seulement. Les différentes courbes correspondent aux différentes cibles considérées.

Des études plus détaillées seront effectuées pour cet échantillon avec une reconstruction plus précise des traces contenues dans la cible (avec identification de la charge et du sens de la trace, reconstruction de l'impulsion...).

4 Études complémentaires

Afin de guider vers le choix définitif de la technologie et de la géométrie du détecteur, plusieurs questions se sont posées au cours de la conception de la simulation et des premières études présentées [section 3](#). Dans le cadre de cette thèse, deux questions ont été plus particulièrement considérées : la composition de la nouvelle cible et le choix de technologie pour les compteurs de temps de vol.

4.1 La nouvelle cible doit-elle contenir de l'eau ?

Dans les premières études effectuées sur la mise à niveau du détecteur proche, une des questions les plus importantes concernait la technologie pour la nouvelle cible.

La principale technologie envisagée autre que le Super-FGD et le FGD-XZ était une cible de type WAGASCI [87]. Il s'agit d'un détecteur composé d'une alternance de plans de scintillateurs selon X, de grilles de scintillateurs et de plans de scintillateurs selon Y, comme présenté figure 3.16. Les cubes de 2.5 cm de côté ainsi définis peuvent alors être remplis d'eau.

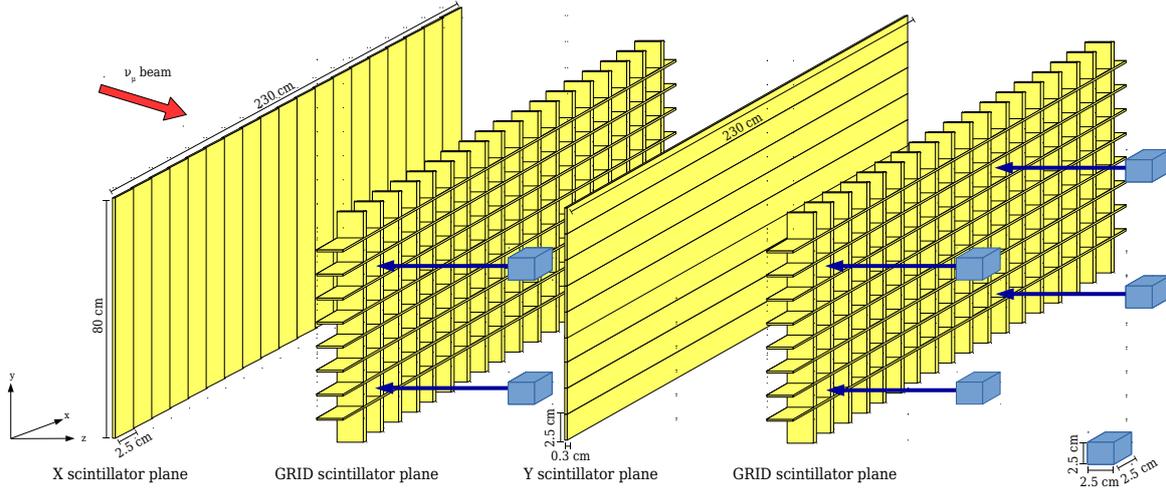


FIGURE 3.16 – Représentation schématique d'un détecteur de type WAGASCI

Un tel détecteur, ayant une granularité moins fine que le Super-FGD, présente des performances amoindries en terme d'efficacité de reconstruction des particules le traversant. Toutefois, grâce à la présence d'un grand volume d'eau, il est possible d'utiliser cette technologie afin de mesurer la section efficace d'interactions des neutrinos par courant chargé sur des noyaux d'oxygène au lieu de celle sur des noyaux de carbone.

La question était donc de savoir s'il était nécessaire de mesurer précisément cette section efficace afin de pouvoir séparer les différents modèles théoriques prédisant le ratio $R_{O/C}$ défini par :

$$R_{O/C} = \frac{\sigma(\nu_{\mu} + O \rightarrow \mu^{-} + X)}{\sigma(\nu_{\mu} + C \rightarrow \mu^{-} + X)} \quad (3.3)$$

Il s'agit d'un paramètre critique pour l'analyse des oscillations à T2K, le détecteur lointain étant composé uniquement d'eau alors que le détecteur proche est dominé par du carbone.

Des premières études simplifiées ont permis d'estimer le gain sur l'erreur statistique pouvant être obtenu avec une cible de type WAGASCI « remplie » d'eau dans la mise à niveau de ND280. L'erreur statistique est :

$$\frac{\delta R_{O/C}}{R_{O/C}} = \sqrt{\sum_{i=C,O} \frac{1}{\text{nombre total d'événements sélectionnés sur le noyau } i}} \quad (3.4)$$

Il s'agit d'une formule très simplifiée, considérant que pour chaque événement, il est possible de reconstruire parfaitement la position de l'interaction et donc le noyau sur lequel celle-ci a eu lieu. Elle ne prend pas en compte les erreurs introduites par des corrections d'efficacité ou de pureté.

Elle peut être appliquée dans le cas de la sélection inclusive des événements $\nu_\mu CC$ (section 3.1) ou dans le cas de la sélection $\nu_\mu CC - 0\pi$ (section 3.2), pour laquelle certains modèles théoriques comme SuSAv2 [88] précisent le comportement attendu de $R_{O/C}$ en fonction de l'énergie du neutrino incident.

Pour le détecteur actuel, les analyses effectuées jusqu'à présent [89] ont principalement considéré l'utilisation du FGD 2 (composé à la fois de plans de scintillateurs et de modules d'eau) seulement, sans combiner avec les mesures du FGD 1 (composé seulement de plans de scintillateurs). Le tableau 3.4 présente donc également les résultats obtenus par la méthode simplifiée présentée ci-dessus avec le FGD 2 seulement, afin de pouvoir comparer avec les analyses complètes officielles.

Ces dernières présentent une erreur statistique sur le nombre d'événements (similaire à celle de l'équation 3.4) de l'ordre de 2.5%, pour une exposition de 6×10^{20} protons-sur-cible. En prenant en compte les effets de migration et de correction, on a :

$$(\delta R_{O/C}/R_{O/C})_{CC-0\pi}^{\text{analyses officielles}} \sim 4.5\%(\text{stat}) + 2\%(\text{syst}) \quad (3.5)$$

Pour estimer si la mise à niveau permettrait de mesurer plus précisément $R_{O/C}$ et ainsi différencier différents modèles, il a été décidé de représenter, en fonction de l'énergie du neutrino :

- d'une part une courbe centrée sur $R_{O/C} = 1$ avec une barre d'erreur calculée avec l'équation 3.4, après application de la sélection d'événements $\nu_\mu CC - 0\pi$, présentée section 3.2
- d'autre part les prédictions d'un des modèles théoriques disponibles : SuSAv2 [88], avec deux valeurs extrêmes des paramètres du modèle.

Ainsi, il est visuellement possible d'identifier rapidement si les données de ND280 sont sensibles aux modèles selon que les barres d'erreurs couvrent les prédictions de ces derniers ou non.

Le résultat est présenté figure 3.17 et le tableau 3.4 indique les nombres intégrés sur tout le spectre en énergie :

- Le résultat obtenu dans le cas « détecteur actuel, FGD 2 seulement » est cohérent avec celui des analyses officielles, l'erreur statistique sur le nombre d'événements est $\sim 2.5\%$
- Le résultat pour la mise à niveau est de $\sim 0.75\%$, soit une nette amélioration. Cependant, si l'on souhaite estimer l'erreur totale (avec les corrections et les systématiques), une étude plus détaillée serait nécessaire. Une erreur deux fois plus importante est toutefois attendue (soit une erreur totale de l'ordre de $\sim 1.5\%$).
- Sur la figure 3.17, on constate toutefois que malgré l'amélioration possible obtenue avec la mise à niveau, il est toujours difficile de contraindre le modèle, c'est-à-dire de différencier efficacement si le modèle représente bien les données et avec quelle valeur de paramètre.

TABLE 3.4 – Erreur statistique attendue sur $R_{O/C}$, selon la configuration de ND280 considérée, pour les événements $\nu_\mu CC - 0\pi$ et pour une exposition de 6×10^{20} protons-sur-cible en mode neutrino. Pour référence, sont également indiqués les nombres d'événements $\nu_\mu CC - 0\pi$ sélectionnés sur carbone et sur oxygène.

Configuration	$N_{CC-0\pi}^C$	$N_{CC-0\pi}^O$	$(\delta R_{O/C}/R_{O/C})_{CC-0\pi}$ (%)
détecteur actuel	40842	11756	1.303
détecteur actuel (FGD 2 seulement)	14333	11756	2.391
mise à niveau (WAGASCI)	58623	51394	0.746

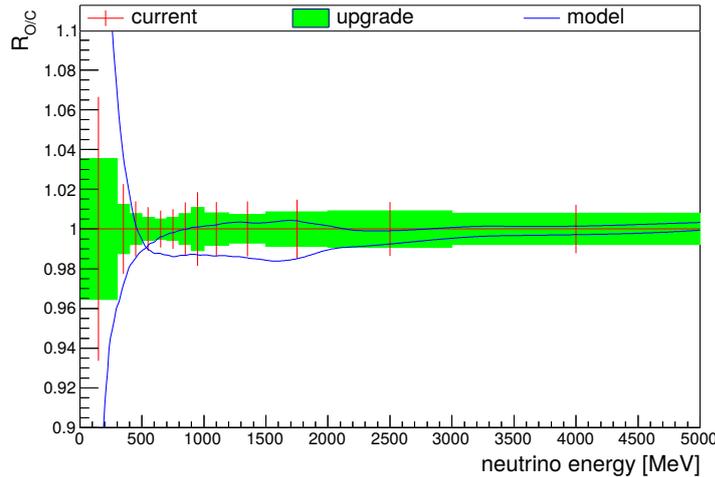


FIGURE 3.17 – Comparaison des prédictions du modèle théorique SuSAv2 [88] sur $R_{O/C}$ en fonction de l'énergie du neutrino et de l'erreur statistique attendue avec les données de ND280, pour les événements $\nu_{\mu}CC - 0\pi$ et pour une exposition de 8×10^{21} protons-sur-cible en mode neutrino. Les barres d'erreur représentées par une ligne correspondent à l'utilisation du détecteur ND280 actuel alors que les barres d'erreurs représentées par un remplissage correspondent à la mise à niveau de ND280 (avec une nouvelle cible de type WAGASCI). Le modèle SuSAv2 est représenté par deux lignes correspondant à deux valeurs extrêmes des paramètres de celui-ci.

La conclusion est donc que, même en considérant une nouvelle cible (type WAGASCI) constituée principalement d'eau et du fait des incertitudes statistiques toujours importantes (sans prendre en compte les incertitudes systématiques qui n'ont pas été estimées dans le cadre de cette étude), il n'est pas possible de contraindre suffisamment les modèles décrivant les différences entre la section efficace d'interactions des neutrinos par courant chargé sur oxygène et celle sur carbone.

Étant donné que le choix d'une telle cible représente également une perte en terme de volume actif du détecteur (l'eau étant une composante passive) et donc une perte de performances pour la reconstruction, il a donc été décidé de ne pas considérer une telle cible et de se concentrer sur le développement d'un détecteur complètement actif à base de carbone seulement, tel que le Super-FGD.

4.2 Quelle résolution pour les compteurs de temps de vol ?

Dans les sections précédentes, il a été considéré que la résolution en temps des compteurs de temps de vol était de l'ordre de 0.6 ns. Toutefois, l'utilisation de scintillateurs en plastique directement connectés à des photomultiplicateurs en silicium permettrait d'atteindre des résolutions de 0.1 ns (pour un coût 4 à 5 fois plus élevé).

L'effet de la résolution sur les performances de reconstruction du sens de la trace a été vérifié en reproduisant les efficacités de la figure 3.12 avec différentes valeurs de σ_{compteur} allant de 0.6 à 0.1 ns. Aucun effet significatif n'a été observé.

Il a également été considéré d'utiliser le temps de vol Δt d'une trace entre la cible et un compteur de temps de vol pour identifier sa nature. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que les TPCs permettaient dans la plupart des cas de séparer très efficacement les muons des protons ou des électrons, mais la figure 2.15b fait apparaître deux régions problématiques où les courbes de dE/dx s'intersectent :

- séparation des muons et des électrons pour une impulsion de 100 – 200 MeV/c
- séparation des muons et des protons pour une impulsion de 1 à 2 GeV/c

L'utilisation du temps de vol pourrait permettre une meilleure identification des traces dans ces régions.

Pour une trace d'impulsion donnée p_{vraie} , de longueur donnée L_{vraie} entre les deux points de mesure du temps, on a :

$$\Delta t_{\text{vraie}} = \frac{L_{\text{vraie}}}{c} \sqrt{\frac{m^2 c^2}{p_{\text{vraie}}^2} + 1} \quad (3.6)$$

où m est la masse de la particule.

Ainsi, en utilisant l'impulsion reconstruite dans la TPC p , la longueur reconstruite de la trace L et le temps de vol mesuré Δt , il est possible de déterminer la quantité m_{ToF} :

$$m_{ToF} = \frac{p}{c} \times \sqrt{\frac{c^2 \Delta t^2}{L^2} - 1} \quad (3.7)$$

Par exemple, pour des traces de muons, la distribution de cette quantité doit être centrée sur $m_{\mu} = 105.7 \text{ MeV}/c^2$, avec une variance qui dépend de la résolution sur la mesure de l'impulsion, sur la mesure de la longueur et sur le temps de vol ($\sigma_{\Delta t} = \sqrt{\sigma_{\text{cible}}^2 + \sigma_{\text{compteur}}^2}$).

La figure 3.18 présente un exemple de l'évolution de cette distribution selon la valeur de σ_{compteur} . On remarque que les distributions pour chaque type de particule sont bien centrées sur la masse réelle des particules correspondantes. Il semble que l'effet de la résolution est relativement important si l'on souhaite utiliser une telle distribution afin de séparer par exemple les muons (en rouge) et les protons (en bleu).

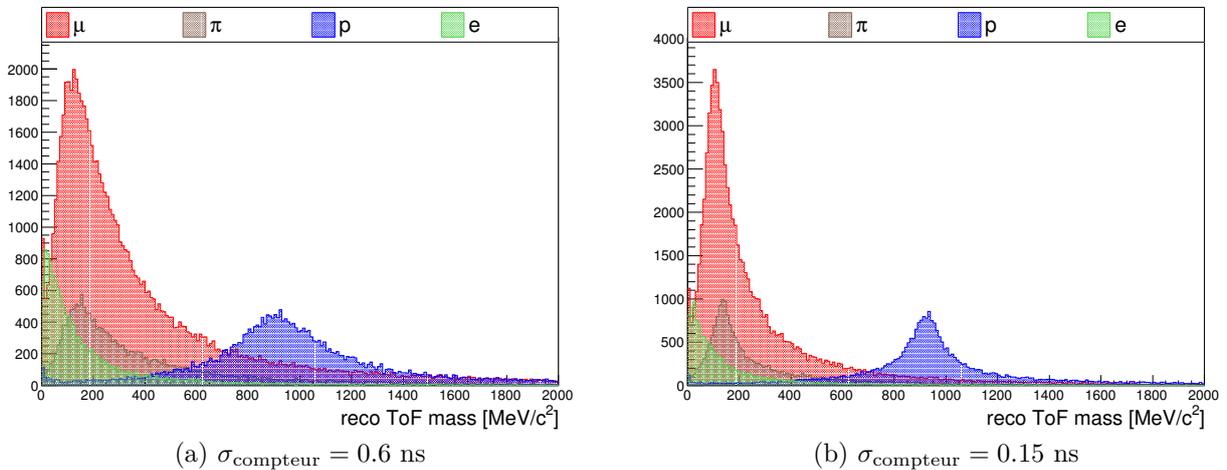


FIGURE 3.18 – Distribution de m_{ToF} pour différentes résolutions σ_{compteur} . Les différentes couleurs correspondent aux différentes particules considérées, selon leur vérité Monte Carlo.

Afin d'estimer l'impact d'une coupure sur m_{ToF} , il a été convenu de définir l'écart normalisé ou *pull* suivant :

$$\text{pull}(\text{hypothèse } i) = \delta_i^{ToF} = \frac{m_{ToF} - m_i}{\sigma(m_{ToF})} \quad \text{où } i = e, \mu, \pi, p \quad (3.8)$$

Similairement aux paramètres d'identification des traces dans les TPCs (équation 2.9), un paramètre de vraisemblance \mathcal{L}_i^{ToF} est alors défini. Il est alors possible d'appliquer une coupure

sur cette variable pour chaque événement afin de sélectionner préférentiellement un certain type de trace. Cette coupure doit être appliquée simultanément avec celle sur \mathcal{L}_i^{TPC} ⁵.

Différentes combinaisons de coupure ont été expérimentées : coupures rectangulaires dans le plan $\mathcal{L}_i^{TPC} - \mathcal{L}_i^{ToF}$, coupure sur une variable combinée (par exemple $\mathcal{L}_i^{TPC} \times \mathcal{L}_i^{ToF}$). Il s'avère qu'aucune amélioration notable n'a été constatée sur l'efficacité et le pureté de la sélection d'événements $\nu_\mu CC$, par rapport au cas d'une coupure sur \mathcal{L}_i^{TPC} seulement. Néanmoins, de premières études qualitatives (non développées dans cette thèse) ont montré que l'effet pourrait être relativement important pour la séparation des positrons et des protons, vitale pour l'optimisation de la sélection des interactions des (anti-)neutrinos électroniques.

5 Conclusion

Ce chapitre a présenté le contexte scientifique général de la mise à niveau de ND280. Ont été développés les estimations des performances du détecteur par rapport au détecteur actuel, ainsi que plusieurs points de réflexion sur la géométrie du détecteur et les différentes technologies.

Grâce à la nouvelle configuration, il est possible de sélectionner un plus grand nombre d'événements où les traces sont émises à grand angle par rapport à l'axe du détecteur, ou avec une plus basse impulsion que dans la configuration actuelle. Cela permettrait de contraindre plus précisément les modèles d'interaction de neutrinos, lesquels se révèlent particulièrement important pour réduire les erreurs systématiques sur le nombre d'événements au détecteur lointain.

Des études préliminaires [90], basées sur les efficacités de sélection présentées dans ce chapitre, ont été effectuées et sont présentées dans le [tableau 3.5](#). Elles montrent une nette amélioration des contraintes fournies par ND280 grâce à la nouvelle configuration.

TABLE 3.5 – Incertitudes sur divers paramètres de flux et de section efficace tels que contraints par ND280, avec la configuration actuelle et la configuration proposée pour la mise à niveau. Les valeurs proviennent de [84].

Paramètre	Configuration actuelle (%)	Configuration proposée (%)
Normalisation du flux à SK	2.9	2.1
MA _{QE} (GeV/c ²)	2.6	1.8
Normalisation de ν_μ 2p2h	9.5	5.9
Forme de 2p2h sur carbone	15.6	9.4

Des études plus approfondies sont en cours, en particulier en utilisant une reconstruction plus détaillée des traces dans la nouvelle cible (de type Super-FGD), par exemple : étude de la résolution sur l'impulsion, reconstruction de la charge. Les résultats des tests successifs d'un prototype de Super-FGD et d'un prototype de TPC vont également permettre, d'une part d'affiner les simulations, d'autre part de faire un pas vers l'intégration finale des détecteurs, prévue pour 2021.

Ces développements sont également l'occasion de renouveler les efforts d'analyse avec le détecteur ND280 :

⁵. Dans le [chapitre 2](#), l'exposant « TPC » n'était pas utilisé, il a été rajouté dans cette section pour éviter toute confusion.

- par le maintien des analyses actuelles, bénéficiant d'une statistique de plus en plus abondante, et qui permettront de contraindre de mieux en mieux les paramètres de section efficace.
- par le développement de nouvelles analyses permettant d'affiner notre compréhension des interactions de neutrinos, que ce soit par l'exploration de nouveaux modes d'interaction ou de nouvelles zones de l'espace des phases, comme présenté dans le chapitre suivant.

Étude des interactions dans les murs des TPCs de ND280

Nous ne connaissons pas les règles du jeu ; nous sommes seulement autorisés à regarder une partie. Bien sûr, si nous regardons suffisamment longtemps, il est possible que nous comprenions quelques règles. Les règles sont ce que nous appelons "physique fondamentale".

Richard P. Feynman

1 Introduction

1.1 Motivations

Le détecteur proche ND280 permet d'effectuer des études précises des différents modèles d'interaction des neutrinos avec la matière. Une meilleure compréhension et caractérisation de ces modèles, en particulier des effets nucléaires (présentés [section 2.5](#) du [chapitre 1](#)), permet alors d'effectuer des mesures de plus en plus précises des paramètres d'oscillation.

Par exemple, la [figure 4.1](#) présente le biais introduit en ne prenant pas en compte la contribution $2p2h$ lors de la reconstruction de l'énergie du neutrino, telle qu'effectuée à Super-Kamiokande pour les analyses d'oscillations. Il est donc nécessaire de déterminer au mieux les propriétés de cette contribution.

Ces études reposent sur un détecteur procurant des données expérimentales de bonne qualité avec des effets de détecteurs (efficacité, résolution...) bien définis et paramétrés. Cela est particulièrement critique dans le cadre de l'étude des protons issus d'une interaction de neutrinos :

- Ces protons sont porteurs d'informations sur la nature de l'interaction et sur les différents effets nucléaires ayant pu avoir lieu durant celle-ci. Par exemple, la présence ou non de

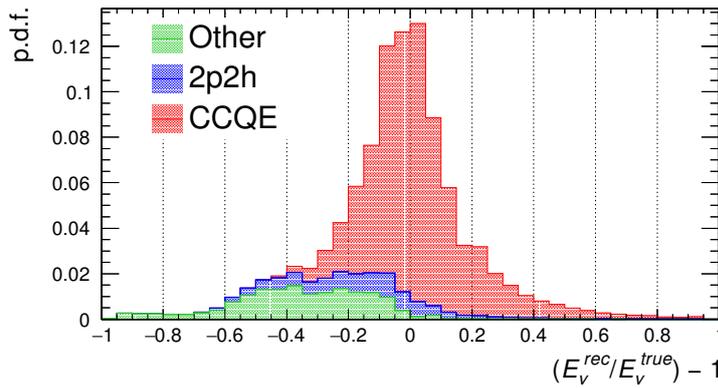


FIGURE 4.1 – Biais sur l'énergie du neutrino, reconstruite en supposant une réaction CCQE. Les différentes couleurs correspondent aux contributions des interactions CCQE, 2p2h et des autres types d'interactions.

protons avec une impulsion inférieure à 300 MeV/c est particulièrement corrélée avec la modélisation de l'état initial du noyau, avant l'interaction.

- Toutefois, la plupart des interactions de neutrinos ayant lieu dans les FGDs, l'identification d'un proton dans une TPC nécessite que celui-ci ait une trace suffisamment longue pour l'atteindre, ce qui réduit considérablement l'efficacité de sélection. Typiquement, les analyses actuelles permettent donc de reconstruire uniquement les protons avec une impulsion supérieure à 400 – 500 MeV/c.

Afin de mieux comprendre les effets nucléaires mis en jeu, il peut être également nécessaire d'aller au-delà d'une simple mesure du spectre des protons émis lors d'une interaction dans un FGD et reconstruits dans une TPC. Des publications récentes au sein de la collaboration [91] vont dans ce sens, avec l'utilisation de variables cinématiques dédiées (dite variables cinématiques transverses), combinant les informations cinématiques du muon et du proton de plus haute impulsion émis lors d'une interaction par courant chargé. De telles variables sont très sensibles aux effets nucléaires.

Néanmoins, de telles analyses restent limitées à l'étude de protons avec une impulsion supérieure à 500 MeV/c. Il est donc nécessaire d'être capable de construire un échantillon sensible à des protons de plus basse impulsion, afin de pouvoir séparer les différents modèles du noyau, utilisés dans la modélisation de l'interaction neutrino-noyau. Il est naturel de rechercher de telles protons dans des interactions ayant eu lieu au plus proche du volume actif des TPCs.

Des études sont en cours concernant les interactions sur l'Argon i.e. dans le volume de gaz des TPCs, mais cela correspond à un nombre d'interactions si faible que l'échantillon sélectionné est dominé par des interactions hors du volume de gaz mais mal reconstruites.

Un échantillon à envisager est plutôt celui des interactions de neutrinos dans les matériaux passifs entourant les TPCs (i.e. les « murs » des TPCs), comme présenté dans ce chapitre.

1.2 Les murs des TPCs

Comme présenté dans la section 4.2 du chapitre 2, le volume actif de gaz des TPCs est entouré de matériaux passifs assurant l'étanchéité de l'enceinte et contenant l'électronique, les câbles d'alimentation, etc...

Schématiquement, il est possible de séparer ces volumes passifs en quatre secteurs, tel que présenté figure 4.2 :

- le mur en amont (*upstream wall*) composé des faces en amont des deux cages et de l'espace de CO₂ entre ces deux faces
- le mur en aval (*downstream wall*) composé des faces en aval des deux cages et de l'espace de CO₂ entre ces deux faces
- les murs latéraux qui regroupent les systèmes situés sur les 4 autres faces de la TPC
- la cathode centrale séparant le volume de gaz en deux et qui procure le champ électrique de dérive nécessaire au fonctionnement des TPCs

Des interactions de neutrinos ont lieu dans ces volumes. Même s'il n'est pas possible d'observer les traces issues de telles interactions à partir de leur production, elles peuvent être détectées dès lors qu'elles atteignent la TPC. Si au moins deux traces sont présentes, il est alors possible de les extrapoler afin de reconstruire la position de l'interaction.

Dans la suite, nous nous intéresserons aux interactions dans les trois régions suivantes :

- dans le mur en amont, et plus particulièrement sur les deux parois des cages externe et interne, respectivement nommés « **mur externe** » et « **mur interne** » (*outer wall*, *inner wall*) : les traces allant « vers l'avant » ont moins de 0.9 g/cm² (densité × épaisseur) à parcourir avant d'arriver à une TPC, ce qui permet donc d'avoir un seuil sur les protons de l'ordre de 200 MeV/c. Pour une TPC, les murs externe et interne ont une masse totale de 17 kg (10.1 + 6.9).
- sur la **cathode** : celle-ci a une épaisseur de seulement 0.4 g/cm², un proton de basse impulsion peut donc également facilement s'en échapper. De plus, de par sa position centrale dans la TPC, il est possible de reconstruire les traces émises dans toutes les directions et non pas seulement vers l'avant comme pour les murs externe et interne. Pour chaque TPC, la cathode a une masse de 6 kg.

Le mur externe est principalement composé d'Aluminium alors que le mur interne et la cathode sont composés d'un mélange de plusieurs noyaux : cuivre, silicium, carbone, oxygène...

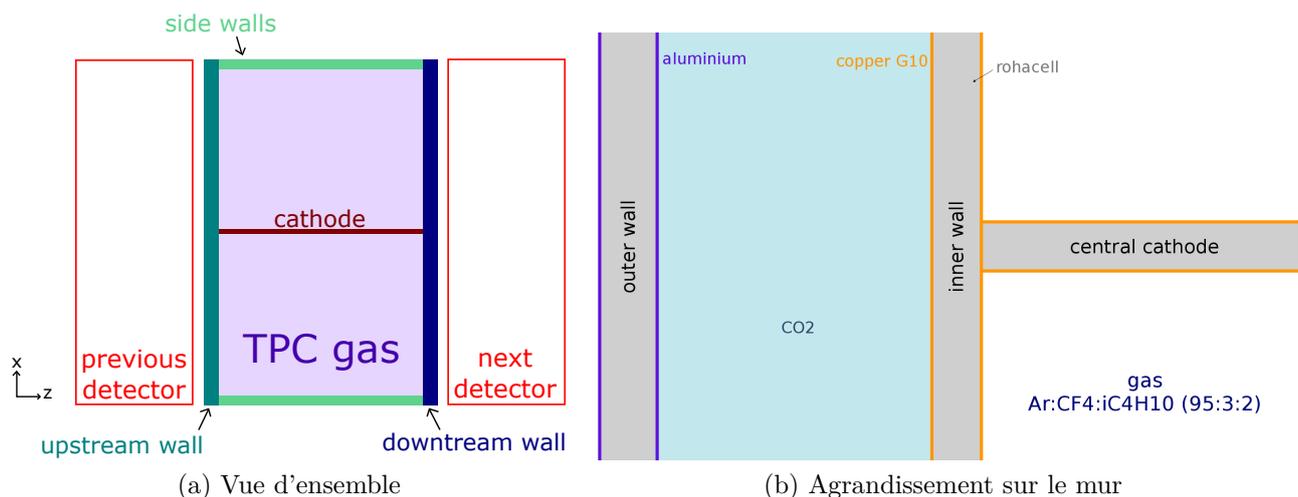


FIGURE 4.2 – Schéma des matériaux passifs autour d'une TPC. La mention « previous/next detector » fait référence au détecteur situé immédiatement en amont (aval) de la TPC, i.e le P0D, FGD1, FGD2 ou DsECAL, selon la TPC considérée.

1.3 Stratégie

L'objectif est de sélectionner un échantillon d'événements d'interactions de neutrinos par courant chargé contenant des protons de basse impulsion, afin d'utiliser ceux-ci pour sonder la structure du noyau. Il est donc naturel de rechercher la topologie d'événements suivante :

- une trace de charge négative, identifiée comme un muon et reconstruite en premier lieu dans une TPC
- au moins une trace de charge positive, identifiée comme un proton et reconstruite dans la même TPC
- ces deux traces sont extrapolées jusqu'à leur point de plus proche approche et la position ainsi reconstruite doit correspondre à l'une des trois régions définies dans la section précédente
- afin de limiter la dépendance aux modèles d'interaction utilisés, l'analyse sera limitée aux interactions sans pions dans l'état final (échantillon CC-0 π), de sorte que le mode d'interactions dominant est le courant chargé quasi-élastique (voir [section 2](#))

Au final, le signal recherché est donc un événement avec un muon, au moins un proton et aucune autre particule (on notera ν_μ CC-0 π -Np), et qui peut être extrapolé jusqu'au mur externe, mur interne ou à la cathode (dits volumes d'intérêt).

Plusieurs contaminations sont à prévoir :

- les interactions dans le volume d'intérêt mais ne correspondant pas au signal recherché, par exemple un événement avec un pion dans l'état final, mais qui est incorrectement identifié comme un proton
- les interactions hors du volume d'intérêt pour lesquelles la position de l'événement a été mal reconstruite

Il est donc nécessaire de définir une sélection d'événements précise afin de réduire et contrôler au mieux ce bruit de fond. La [section 2](#) présente cette sélection, ainsi que les performances de celle-ci.

1.4 Variables cinématiques transverses

Dans la suite, les variables cinématiques transverses sont définies comme présenté [figure 4.3](#) :

$$\begin{aligned} \delta p_T &= |\vec{p}_T^\mu + \vec{p}_T^p| \\ \delta \alpha_T &= \arccos \frac{-\vec{p}_T^\mu \cdot \delta \vec{p}_T}{p_T^\mu \delta p_T} \\ \delta \phi_T &= \arccos \frac{-\vec{p}_T^\mu \cdot \vec{p}_T^p}{p_T^\mu p_T^p} \end{aligned} \quad (4.1)$$

où \vec{p}_T^p et \vec{p}_T^μ sont les impulsions transverses du proton et du muon, où « transverse » signifie « projetée dans le plan perpendiculaire à la direction du neutrino incident ».

Le raisonnement sur l'utilité de ces variables est le suivant : considérons une interaction de type CCQE ($\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$).

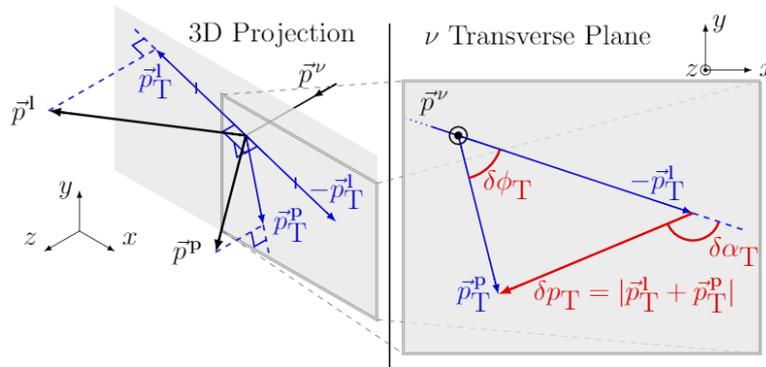


FIGURE 4.3 – Définition des variables cinématiques transverses à partir de la cinématique du muon et du proton. Figure provenant de [91].

- En l'absence d'effets nucléaires, le neutron est au repos dans l'état initial et, par conservation de l'impulsion, $\delta p_T = 0$, $\delta \phi_T = 0$, $\delta \alpha_T$ est non définie.
- Si le neutron a une impulsion initiale non nulle mais qu'aucun autre effet nucléaire n'est en jeu, la distribution de δp_T est alors une exacte transposée de la distribution de cette impulsion initiale. Le mouvement de Fermi étant isotrope, la distribution de $\delta \alpha_T$ est également isotrope.
- Les interactions de l'état final ont pour tendance de ralentir le proton sortant, de sorte que les distributions de δp_T et $\delta \phi_T$ en seront affectées. De même, étant donné que \vec{p}_T^p diminue en amplitude, cela correspond à une accumulation d'événements avec $\delta \alpha_T > 90^\circ$.
- En présence de corrélations nucléon-nucléon telle que dans la contribution 2p2h (en absence d'effets nucléaires supplémentaires), les variables définies ne dépendent que de la cinématique d'un seul des deux nucléons émis, cela conduit à une forme caractéristique pour ces variables.

1.5 Objectifs de l'analyse

Dans la [section 1.1](#), il a été avancé qu'un échantillon de protons de basse impulsion permettrait de mieux contraindre les effets nucléaires ayant lieu lors d'une interaction de neutrinos.

Afin de répondre à cette demande, il a alors été proposé d'utiliser un échantillon d'interactions dans les murs des TPCs, composés en partie de noyaux plus lourds que le carbone et l'oxygène (par exemple, le mur externe est principalement en Aluminium).

A partir des informations des protons des événements ainsi sélectionnés, deux types d'études peuvent donc être conduites :

- étude de la forme du spectre des protons : la distribution de l'impulsion des protons émis est corrélée avec la distribution de leur impulsion initiale avant l'interaction et avec les corrélations entre nucléons. La même étude peut être menée avec les variables cinématiques transverses ([section 1.4](#)).
- étude simultanée et comparaison des différentes cibles : les échantillons contiennent des cibles plus ou moins lourdes, sur lesquelles les effets nucléaires peuvent être plus ou moins importants.

Le travail présenté n'étant qu'une première approche des études pouvant être effectuées, une simple comparaison directe des données et des prédictions des générateurs Monte Carlo sera présentée dans ce chapitre.

Des pistes d'approfondissement sont présentés dans la [section 4](#).

2 Sélection

La procédure suivie est similaire à celle des analyses standards des interactions de neutrinos dans les FGD, à ceci près qu'il a été nécessaire d'adapter certaines étapes.

Dans la suite, les données et les simulations (NEUT[92], GENIE[86]) utilisées correspondent à celles décrites dans le [tableau 5.2](#). Une simulation avec une nouvelle version de NEUT (notée dans la suite NEUT 6D) a également été utilisée. En effet, l'ancienne version de NEUT (notée 6B dans la suite) contenait un *bug* provoquant une surévaluation de l'effet des interactions de l'état final (FSI) qui avait pour conséquence de déformer le spectre des protons aux environs de 500 MeV/c.

Toutefois, NEUT 6B étant toujours le générateur Monte Carlo utilisé par défaut par la collaboration T2K, il sera utilisé dans la suite. Grâce au bug, il a l'avantage de présenter une composante FSI trop forte et la comparaison directe de NEUT 6B et NEUT 6D permet donc de faire apparaître clairement l'effet de cette composante sur les observables.

2.1 Coupures

Les étapes suivantes sont appliquées :

1. L'événement doit être de bonne qualité, c'est-à-dire qu'à l'instant de l'événement, le détecteur fonctionnait correctement.
2. Un algorithme de reconstruction de vertex (point d'intersection de plusieurs traces), développé par la collaboration, est utilisé. Il extrapole les traces reconstruites à leur point de plus proche approche avec un filtre de Kalman. Il est requis que le vertex reconstruit soit dans l'une des trois TPCs (volumes actifs+passifs).
3. À chaque vertex reconstruit est associé une qualité (en terme de χ^2) et une variance (qui représente l'écart moyen entre les traces associées au dit vertex. Afin d'augmenter la pureté de l'échantillon, seuls les vertex de bonne qualité ($\chi^2 < 1000$) et variance (< 500 mm) sont sélectionnés.
4. Afin de s'assurer que le vertex choisi est bien une interaction de neutrinos et non une ré-interaction, une coupure de type veto est appliquée : aucun autre vertex ne doit avoir été reconstruit dans le détecteur précédant immédiatement la TPC considérée (P0D pour TPC 1, FGD 1 pour TPC 2, FGD 2 pour TPC 3).
5. La trace de charge négative de plus haute impulsion (HMN pour *Highest Momentum Negative*) doit être identifiée comme un muon. En suivant les indications de la [figure 4.2.b](#) du [chapitre 2](#) et les recommandations de la collaboration, ceci correspond à la sélection des traces avec :

$$\triangleright \mathcal{L}_\mu > 0.05$$

\triangleright si la trace a une impulsion inférieure à 500 MeV/c, il est également requis que

$$\mathcal{L}_{MIP} \equiv \frac{\mathcal{L}_\mu + \mathcal{L}_\pi}{1 - \mathcal{L}_p} > 0.8, \text{ afin de rejeter les électrons de basse impulsion}$$

6. Les autres traces doivent alors toutes être de charge positive et identifiées comme des protons afin de satisfaire au critère de l'échantillon $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$.
7. L'échantillon sélectionné est séparé en trois sous-échantillons, selon la position du vertex reconstruit dans l'un des trois volumes d'intérêt définis dans la section précédente et sur la figure 4.4 :

➤ mur externe ➤ mur interne ➤ cathode

Les événements dans les TPCs mais hors de ces volumes d'intérêt sont rejetés.

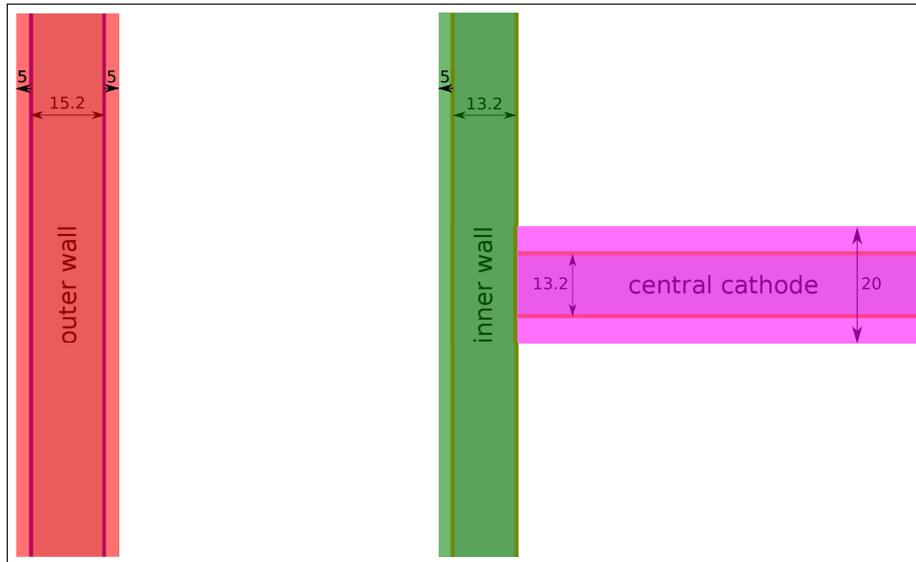


FIGURE 4.4 – Représentation des volumes d'intérêt définis section 1.2, représentés en rouge, vert et magenta, avec des marges supplémentaires permettant de prendre en compte les effets de résolution du détecteur. Les valeurs sont données en millimètres.

Des exemples de l'effet des coupures présentées ci-dessus sont représentés dans la figure 4.5.

La figure 4.6 présente la distribution de la position du vertex reconstruit dans le plan ZX, avant et après sélection des événements des trois régions d'intérêt (coupure 7).

Dans la figure 4.6a, la structure des trois TPCs peut être clairement visualisée, avec les enceintes externes et internes et les cathodes centrales. A chaque coin des TPCs, on peut également remarquer deux petits carrés plus denses, il s'agit en fait de la position de barres métalliques supportant la structure du détecteur. Les trois régions d'intérêt peuvent alors y être proprement sélectionnées (figure 4.6b).

2.2 Systématiques

Comme détaillé dans la section 3.2.b du chapitre 5, il est nécessaire de prendre en compte des incertitudes systématiques liées à notre connaissance du détecteur et aux différences entre les simulations et les vraies données.

Ont été considérées les mêmes systématiques que dans le chapitre 5 avec l'ajout d'une systématique sur les interactions secondaires des protons. En effet, il est possible qu'un proton émis lors d'une interaction de neutrinos ré-interagisse avec la matière (par exemple dans le mur des TPCs) et soit absorbé avant d'être reconstruit. Il existe une incertitude sur ce type de processus (interaction proton-noyau p-N) qui est donc prise en compte.

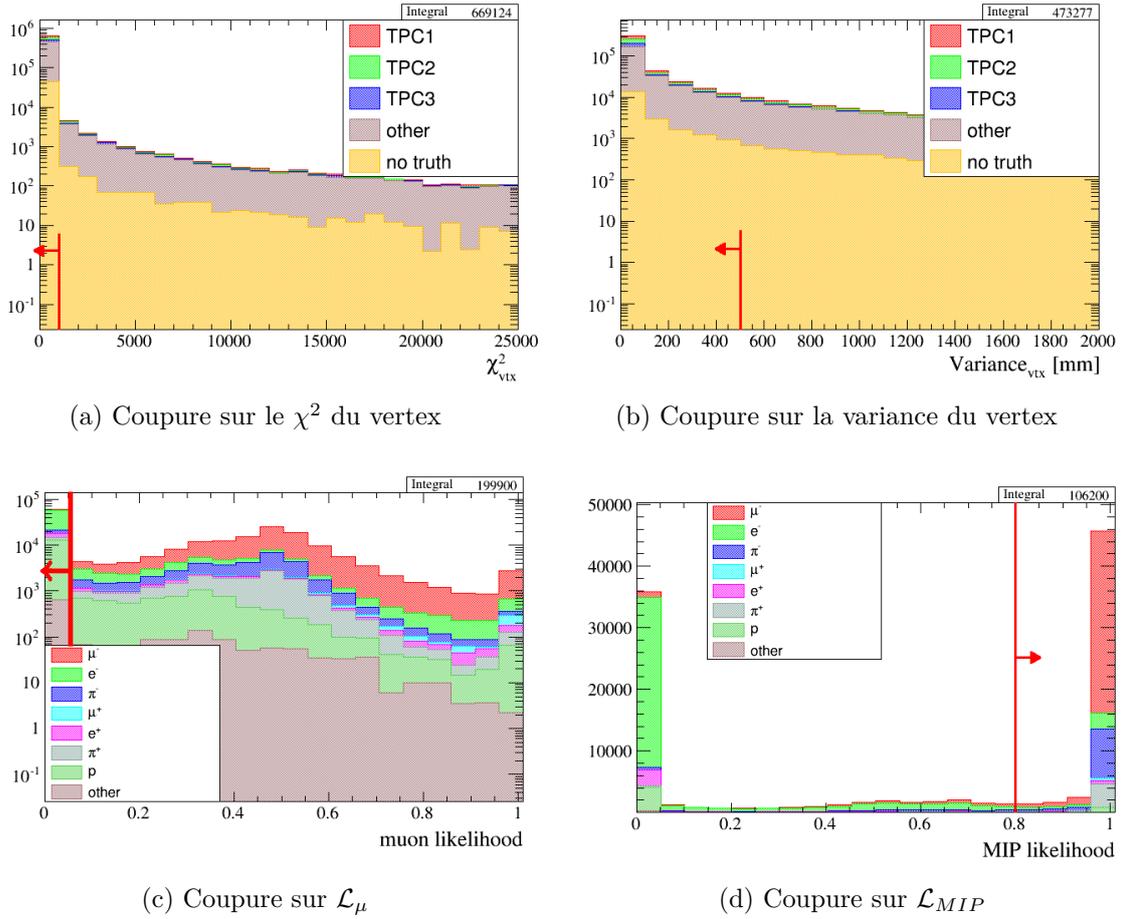


FIGURE 4.5 – Effets des différentes coupures sur les événements sélectionnés juste avant celles-ci, avec la simulation Monte Carlo NEUT. Dans les figures du haut, les couleurs permettent de séparer les interactions ayant réellement eu lieu dans les TPCs et les autres (la légende « no truth » correspond à des vertex reconstruits pour lesquels aucune vraie interaction n’est associée). Dans les figures du bas, les couleurs séparent la vraie nature du candidat muon (HMN).

Dans la suite, les distributions (efficacité, spectres...) incluent ces incertitudes systématiques en plus de l’erreur statistique poissonnienne liée à la taille limitée de l’échantillon Monte Carlo utilisé.

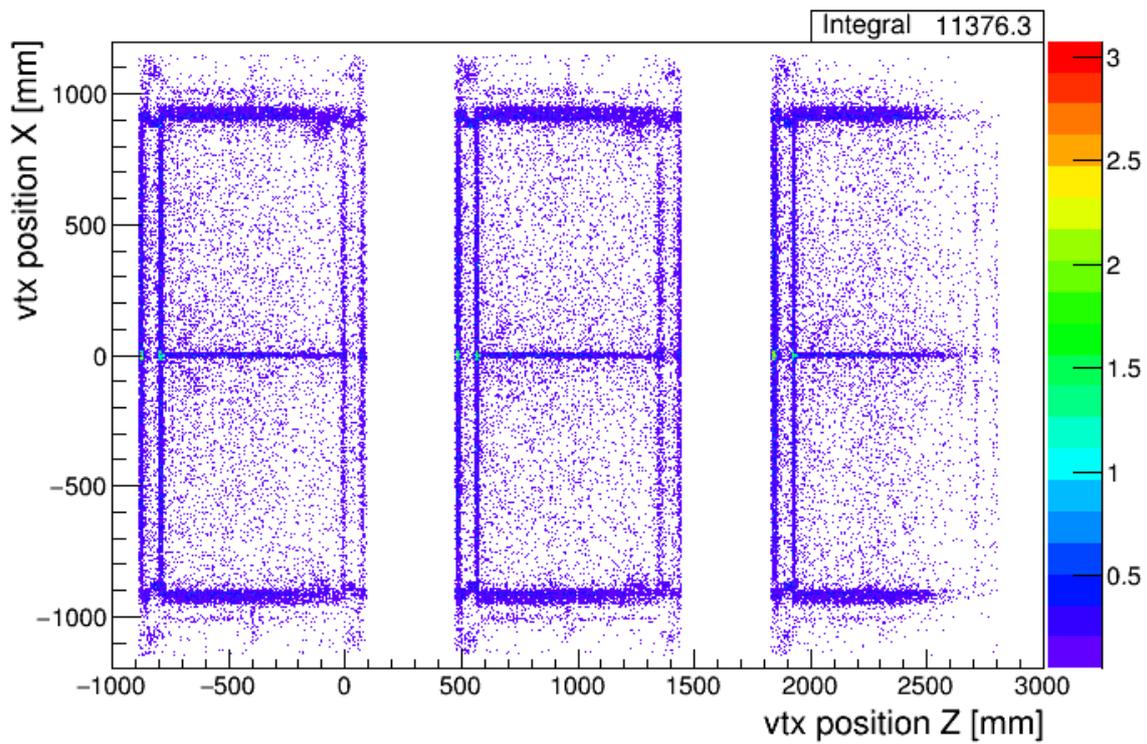
2.3 Efficacité et pureté de la sélection

Les performances de la sélection peuvent être évaluées en terme d’efficacité et de pureté, pour chaque volume d’intérêt V :

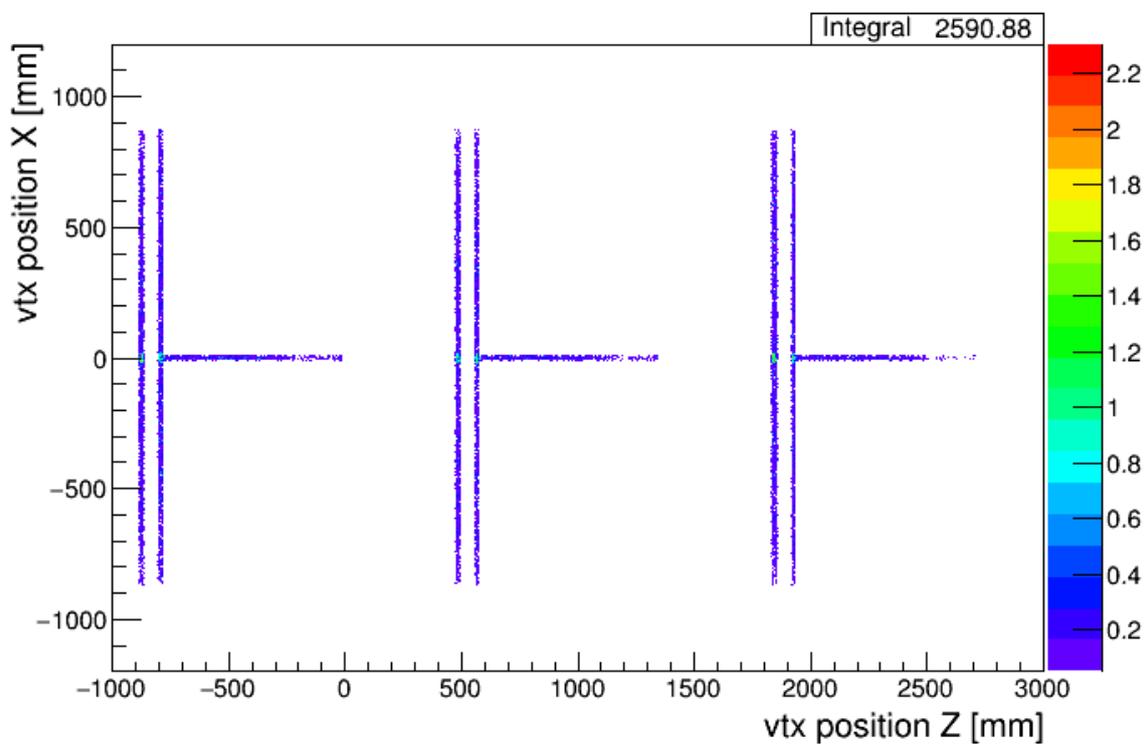
$$\text{efficacité} = \varepsilon = \frac{\text{nombre d'événements } \nu_\mu \text{CC-}0\pi\text{-Np dans } V \text{ sélectionnés}}{\text{nombre total d'événements } \nu_\mu \text{CC-}0\pi\text{-Np dans } V} \quad (4.2)$$

$$\text{pureté} = \rho = \frac{\text{nombre d'événements } \nu_\mu \text{CC-}0\pi\text{-Np dans } V \text{ sélectionnés}}{\text{nombre total d'événements sélectionnés}} \quad (4.3)$$

Le [tableau 4.1](#) présente l’évolution du nombre d’événements sélectionnés au fur et à mesure des coupures appliquées, dans les trois échantillons Monte Carlo utilisés. Pour la dernière



(a) Avant la coupure 7



(b) Après la coupure 7

FIGURE 4.6 – Position du vertex reconstruit, dans le plan ZX, avec la simulation Monte Carlo NEUT.

coupure (position du vertex), la composition en terme de vraie topologie (séparée entre les interactions ayant réellement eu lieu dans le volume d'intérêt et celles en dehors) est également donnée. La ligne « CC-0 π » indique donc la pureté ρ de la sélection.

TABLE 4.1 – Réduction du nombre d'événements sélectionnés au cours de la sélection. Pour la dernière coupure, la composition en terme de vraie topologie est également donnée. Les résultats sont présentés pour les données et pour les trois générateurs Monte Carlo utilisés (renormalisés à la statistique des données).

	Données	NEUT 6B	NEUT 6D	GENIE
QUALITÉ DU VERTEX	20077	17981.37	13031.15	15922.98
VETO	8376	9245.88	7133.95	8104.47
IDENTIFICATION DU MUON	5510	6055.64	5208.47	5228.78
≥ 1 PROTON + 0 PION	2413	2942.46	2682.91	2265.54
MUR EXTERNE	560	673.57 ± 24.07	652.70 ± 21.32	494.69 ± 16.35
vrai CC-0 π	-	74.18 %	76.34 %	65.92 %
vrai CC-1 π	-	7.06 %	7.23 %	10.76 %
vrai CC-autres	-	10.64 %	10.65 %	12.33 %
vrai bkg	-	2.52 %	2.00 %	4.00 %
vrai OOFV	-	5.60 %	3.79 %	6.99 %
MUR INTERNE	396	511.95 ± 20.93	511.34 ± 18.62	412.91 ± 15.18
vrai CC-0 π	-	76.53 %	79.74 %	71.37 %
vrai CC-1 π	-	7.45 %	6.17 %	10.67 %
vrai CC-autres	-	10.05 %	9.53 %	10.61 %
vrai bkg	-	2.34 %	2.08 %	3.04 %
vrai OOFV	-	3.63 %	2.48 %	4.31 %
CATHODE	198	231.03 ± 9.25	226.97 ± 8.09	183.67 ± 6.72
vrai CC-0 π	-	80.27 %	82.57 %	72.37 %
vrai CC-1 π	-	3.62 %	3.98 %	6.96 %
vrai CC-autres	-	7.33 %	8.03 %	8.39 %
vrai bkg	-	2.04 %	2.30 %	3.24 %
vrai OOFV	-	6.74 %	3.11 %	9.05 %

La [figure 4.7](#) présente la même information, avec additionnellement l'évolution de l'efficacité de sélection.

Plusieurs commentaires peuvent être apportés :

- La fraction de contaminations hors du volume d'intérêt (dont la position du vertex a été mal reconstruite) est inférieure à 10% dans les trois générateurs. Elle est particulièrement réduite dans le cas du générateur NEUT 6D, dans lequel les interactions sur l'aimant ne sont pas simulées (ce qui réduit donc le nombre de contaminations).
- La pureté de la sélection est relativement élevée (entre 74 et 82% pour NEUT), ce qui est légèrement au dessus des résultats des analyses standards d'interactions dans les FGDs (70%, voir [figure 2.17](#)). Cela s'explique par le fait qu'il est plus facile ici de reconstruire toutes les traces issues de l'événement dans les TPCs (et donc d'identifier un éventuel pion), l'interaction ayant eu lieu plus proche du volume actif de celles-ci (par définition de l'analyse).

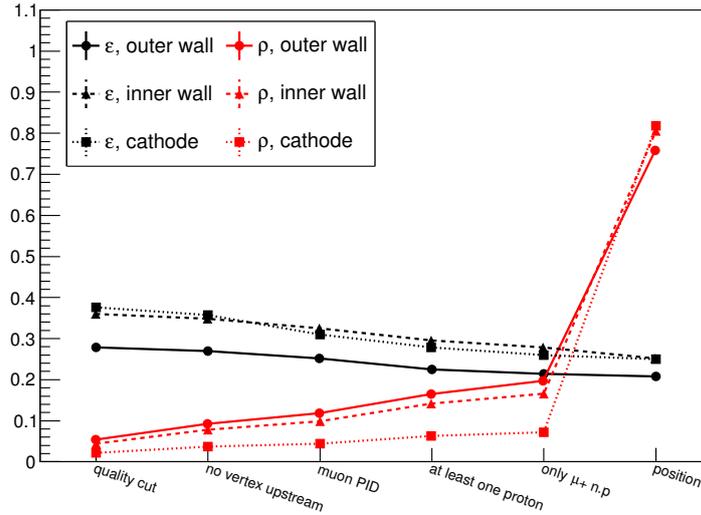


FIGURE 4.7 – Évolution de l’efficacité (ε) et de la pureté (ρ) des sélections d’événements $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ dans les trois volumes d’intérêt, en fonction des coupures appliquées, pour le générateur Monte Carlo NEUT.

- L’efficacité de sélection est comprise entre 20 et 30%, elle est principalement dominée par des effets ayant lieu avant l’identification des traces (PID), en particulier par les effets de reconstruction d’au moins deux traces dans l’événement, puis du vertex associé.
- Le nombre d’événements est de l’ordre de 500 – 700 dans le mur externe, 400 – 500 dans le mur interne, et 180 – 230 dans la cathode. Les échantillons sont donc suffisamment importants pour effectuer des analyses de physique. L’accord entre données et simulations est bon, même si NEUT semble prédire un plus grand nombre d’événements que celui observé.

Les efficacités étant similaires, les ratios du nombre d’événements dans les différents volumes est en effet principalement dominés par les ratios des masses :

$$\frac{N_{\text{mur externe}}}{N_{\text{mur interne}}} \simeq \frac{560 \text{ evts}}{396 \text{ evts}} \simeq 1.41$$

$$\frac{m_{\text{mur externe}}}{m_{\text{mur interne}}} \simeq \frac{10.1 \text{ kg}}{6.9 \text{ kg}} \simeq 1.46$$

La [figure 4.8](#) présente la distribution des événements sélectionnés dans les différents volumes définis [section 1.2](#).

Comme sur le tableau précédent, on peut constater la faible contamination d’interactions hors du volume d’intérêt. Comme attendu, le sous-échantillon « mur externe » est principalement composé d’interaction sur Aluminium ($\sim 85\%$) et les sous-échantillons « mur interne » et « cathode » contiennent des interactions sur divers noyaux (34% C, 25% O, 17% Cu, 17% Si).

Les [figures 4.9](#) et [4.10](#) présentent l’efficacité de sélection des événements $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ en fonction de l’impulsion et de l’angle du proton, pour les sous-échantillons mur externe, mur interne et cathode.

Il est possible de reconstruire avec une bonne efficacité des protons avec une impulsion supérieure à 200 – 250 MeV/c, ce qui correspond donc à une large amélioration par rapport aux analyses dans les FGDs, limitées à des protons de plus de 500 MeV/c.

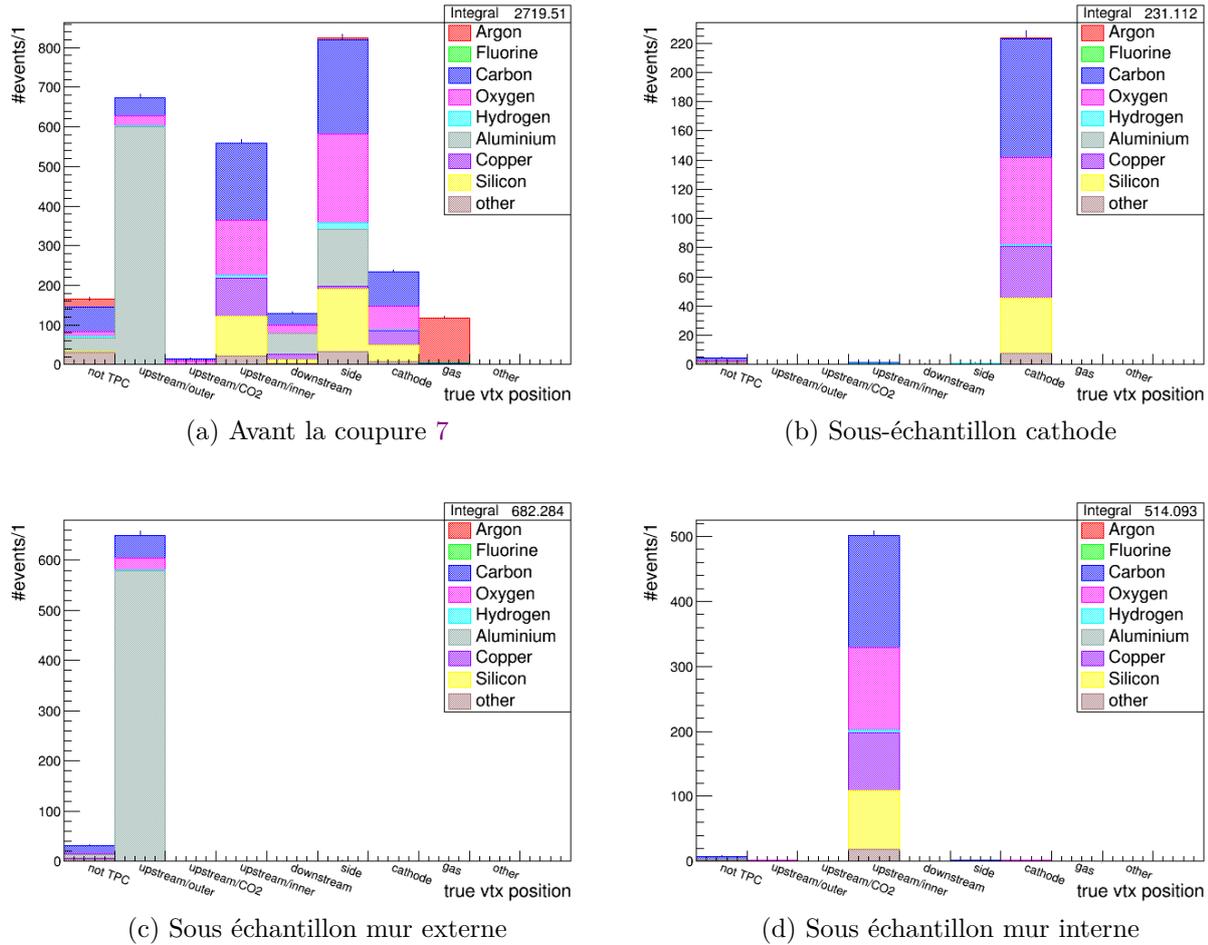


FIGURE 4.8 – Distribution des événements ν_μ CC-0 π -N p sélectionnés dans les différents volumes (en utilisant la position vraie de l'interaction), dans le Monte Carlo NEUT (6D). De gauche à droite : hors des TPCs, mur externe en amont, espace de CO₂ en amont, mur interne en amont, murs en aval, murs sur les côtés, cathode, gaz, autres. Les couleurs présentent les différentes cibles pour l'interaction, les principales étant le carbone, l'oxygène, l'aluminium, le silicium et le cuivre.

L'efficacité de reconstruction des protons émis vers l'arrière ($\cos\theta < 0$) est faible ou nulle pour les échantillons murs externe/interne, ce qui est attendu car un tel proton, même s'il est émis à partir de la TPC 2 (resp. 3) devrait traverser tout le FGD 1 (resp. 2) avant d'être identifié dans la TPC 1 (resp. 2). Or, de manière générale, les protons émis vers l'arrière sont de basse impulsion, donc ont une portée limitée.

En revanche, pour le sous-échantillon cathode, l'efficacité est également bonne pour les protons émis vers l'arrière.

Les efficacités diminuent pour $p_p > 800$ MeV/c ou $\cos\theta_p > 0.8$ car un proton de haute impulsion et/ou émis très vers l'avant est corrélé avec un muon de basse impulsion et/ou émis vers l'arrière, pour lequel l'efficacité de sélection est réduite.

2.4 Performances en terme de résolution

Résolution sur la position Dans un échantillon Monte Carlo, pour chaque événement reconstruit, il est possible de comparer la position reconstruite du vertex à la position vraie de

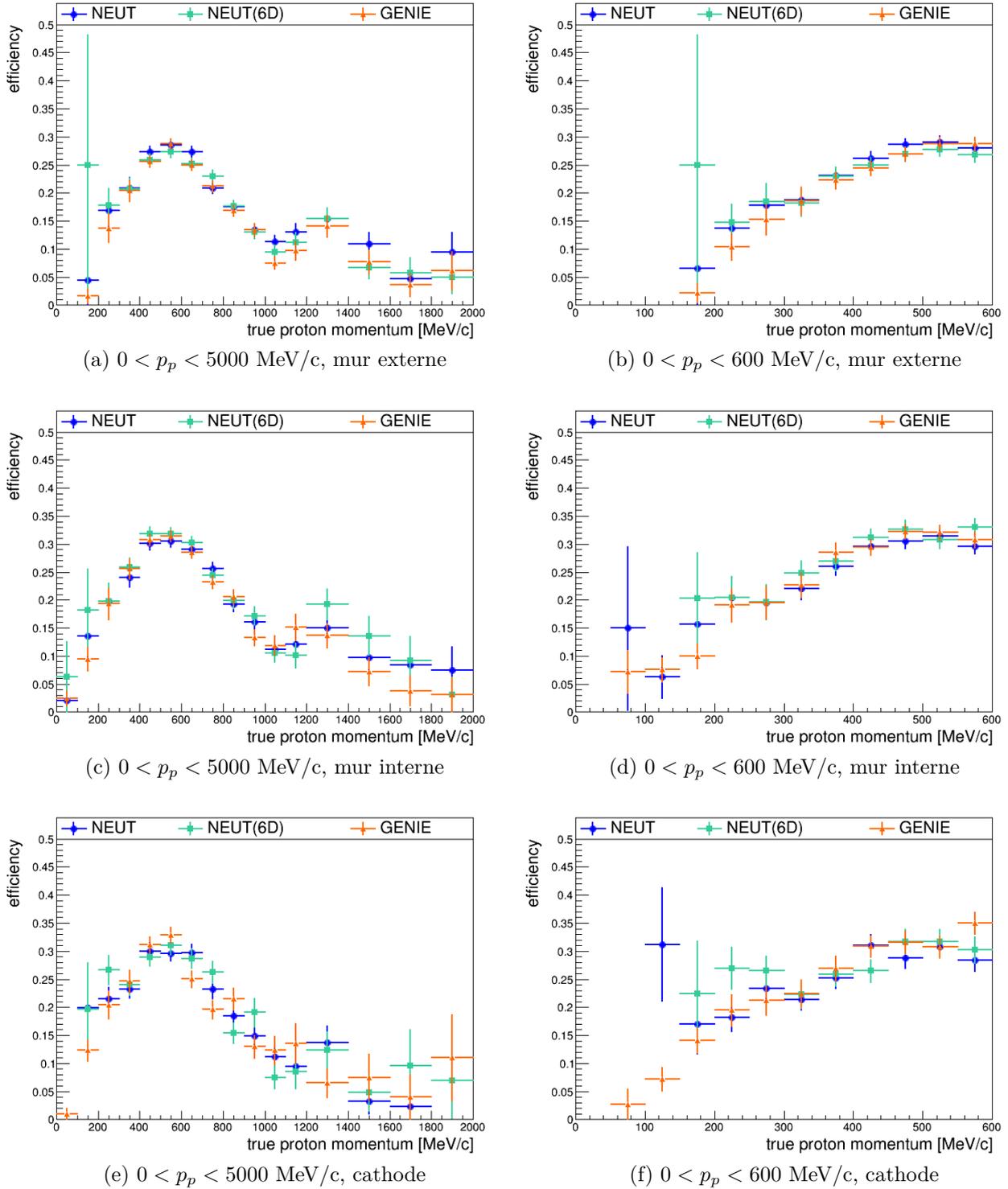


FIGURE 4.9 – Efficacité de sélection d'événements $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ en fonction de l'impulsion vraie du proton de plus haute impulsion, comparée entre les générateurs NEUT 6B, NEUT 6D et GENIE.

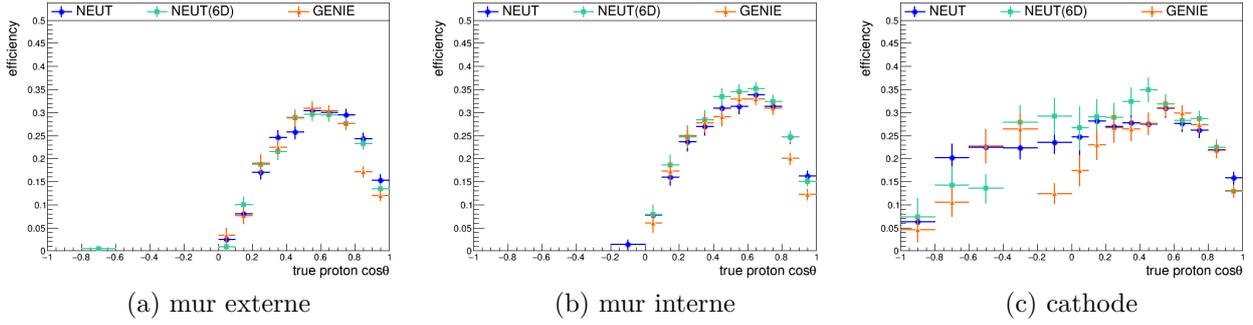


FIGURE 4.10 – Efficacité de sélection d'événements $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ en fonction de l'angle polaire d'émission vrai du proton de plus haute impulsion, comparée entre les générateurs NEUT 6B, NEUT 6D et GENIE.

l'interaction. La largeur de la distribution de la différence donne alors une estimation de la résolution du détecteur.

La figure 4.11 présente ce résultat pour l'échantillon du mur externe. La résolution sur X et Y (resp. Z) est de l'ordre de 0.7 mm (resp. 1.3 mm).

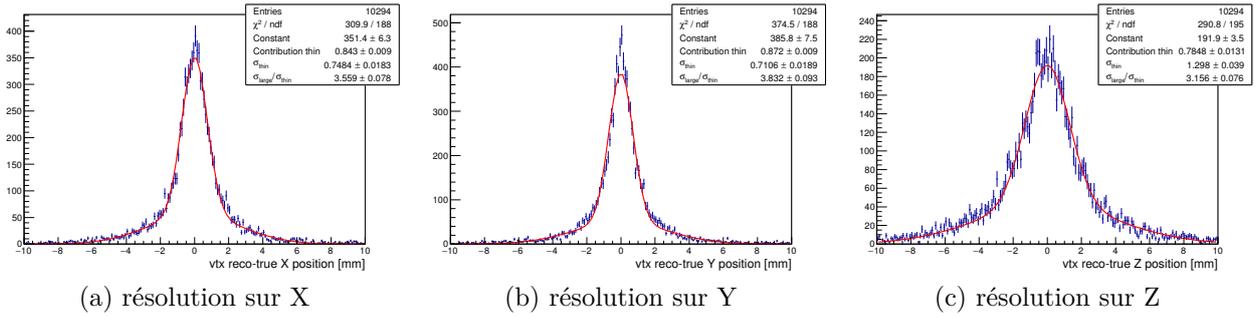


FIGURE 4.11 – Résolution sur la position du vertex selon X , Y et Z avec le générateur Monte Carlo NEUT, dans l'échantillon $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ dans le mur externe. Chaque distribution est ajustée avec deux gaussiennes, la largeur de la plus étroite donnant une indication de la résolution du détecteur et la contribution de la plus large correspondant au taux d'événements reconstruits incorrectement.

Résolution sur l'impulsion Étant donné que l'objectif final est d'étudier la distribution en impulsion p des protons, il est nécessaire de s'assurer de la bonne reconstruction de cette impulsion.

Dans un échantillon Monte Carlo, pour chaque proton, on définit :

$$\delta p_\perp / p_\perp = \frac{p_\perp^{\text{reconstruite}} - p_\perp^{\text{vraie}}}{p_\perp^{\text{vraie}}} \quad (4.4)$$

où p_\perp désigne la composante de l'impulsion transverse au champ magnétique ($\vec{B} \parallel \vec{x}$). Pour une gamme donnée de valeurs de p_\perp^{vraie} (e.g. $200 < p_\perp^{\text{vraie}} < 250$ MeV/c), on ajuste la distribution des valeurs de $\delta p/p$ à une distribution gaussienne ($\propto e^{-(x-\mu)^2/(2\sigma^2)}$). La valeur obtenue pour μ est alors une estimation du biais relatif sur la mesure de l'impulsion et σ est la résolution sur l'impulsion.

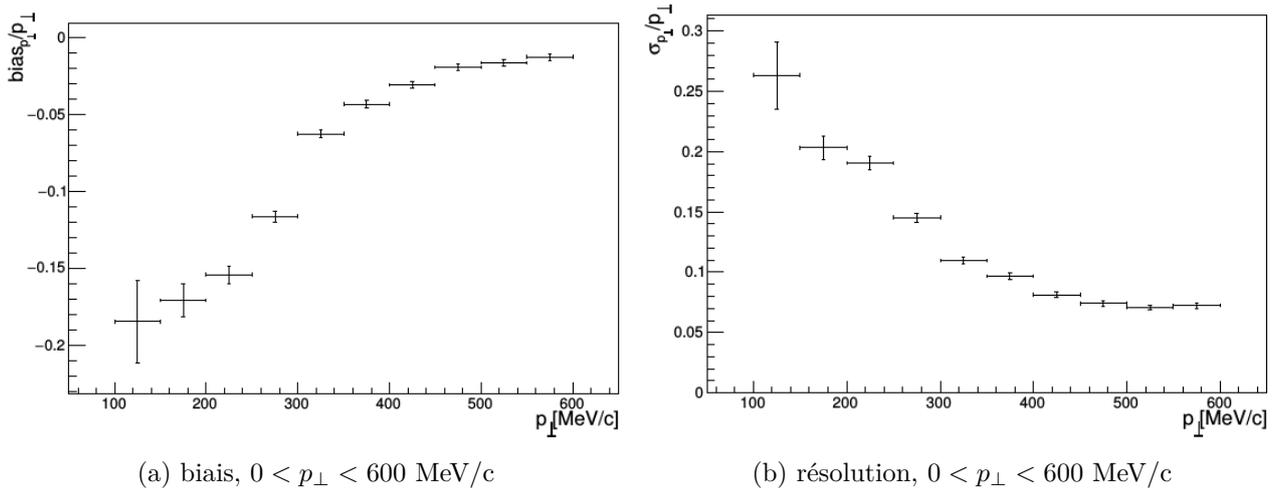


FIGURE 4.12 – Biais et résolution sur l’impulsion p_\perp du proton de plus haute impulsion sélectionné, en fonction de son impulsion vraie, pour le générateur Monte Carlo NEUT, dans l’échantillon $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$ dans le mur externe.

La [figure 4.12](#) présente le résultat de cette procédure pour l’échantillon d’interactions dans le mur externe :

- Pour un proton avec une impulsion de > 500 MeV/c, la résolution obtenue est $\sim 6 - 8\%$, comme prédit par la formule [2.7](#).
- Pour des protons de basse impulsion (< 500 MeV/c), la résolution empirique et un biais apparaît (voir paragraphe suivant).

Biais sur les protons de basse impulsion Dans la reconstruction des traces d’un événement et donc en particulier des protons, l’impulsion est estimée à partir de la courbure de la trace reconstruite dans le volume actif des TPCs (= le gaz). Or, le proton a été émis dans un mur et a donc perdu de l’énergie dans celui-ci avant d’atteindre le gaz (dans lequel, par la suite, l’énergie perdue peut être négligée, étant donnée la densité du gaz).

Cet effet serait présent à toute énergie, mais particulièrement important pour les protons de basse impulsion car la perte d’énergie (en terme de dE/dx) est plus importante.

Une estimation de l’énergie perdue dans les murs, à partir de la composition de ceux-ci (densité et épaisseur de chaque composante) et des valeurs de dE/dx procurées par la base de données PSTAR [\[93\]](#), a été effectuée. Pour simplification, les traces sont supposées rectilignes avec un angle d’émission égal à l’angle tel que mesuré dans la TPC. La [figure 4.13](#) présente le résultat de ce calcul. On peut constater que :

- La perte d’énergie n’est négligeable que pour les protons avec une impulsion supérieure à 500 MeV/c.
- Les protons avec une impulsion inférieure à 150 MeV/c ne peuvent pas s’échapper s’ils sont émis à partir du mur externe, ce qui est cohérent avec les efficacités de la [figure 4.9](#).
- Le biais attendu sur l’impulsion mesurée est de l’ordre de 20 – 30% pour une trace de 300 MeV/c, ce qui est cohérent avec le résultat de la [figure 4.12](#).

La correction de l’énergie perdue dans les murs a donc été implémentée dans le code d’analyse, de sorte que l’effet est désormais corrigé comme présenté dans la [figure 4.14](#) : le biais est

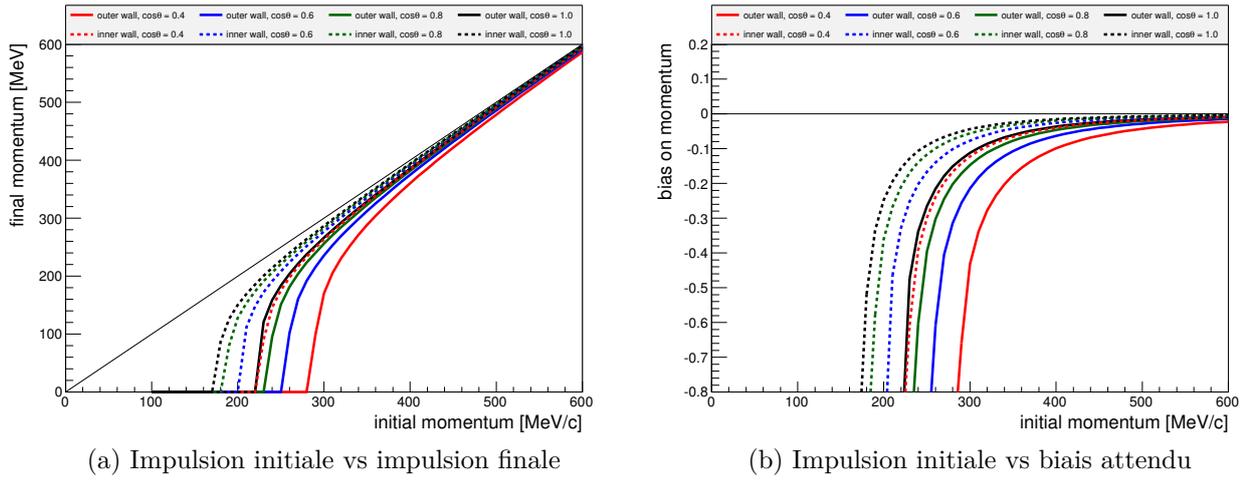


FIGURE 4.13 – Représentation de l'énergie perdue par un proton émis au niveau du début du mur externe (lignes continues) ou du début du mur interne (lignes en pointillés) en fonction de son impulsion initiale, pour différents angles d'émission. Les lignes continues correspondent donc à la perte d'énergie cumulée dans le mur externe et le mur interne. Les lignes en pointillés correspondent à la perte d'énergie dans le mur interne seulement. La trajectoire du proton est supposée selon une ligne droite. Aucun effet de reconstruction n'est appliqué.

considérablement réduit, même s'il reste de l'ordre de 5 à 10% à basse impulsion, probablement car l'énergie perdue dans le mur a été sous-estimée en supposant les traces comme étant rectilignes (le *straggling* des protons et leur courbure dans le champ magnétique sont ignorés).

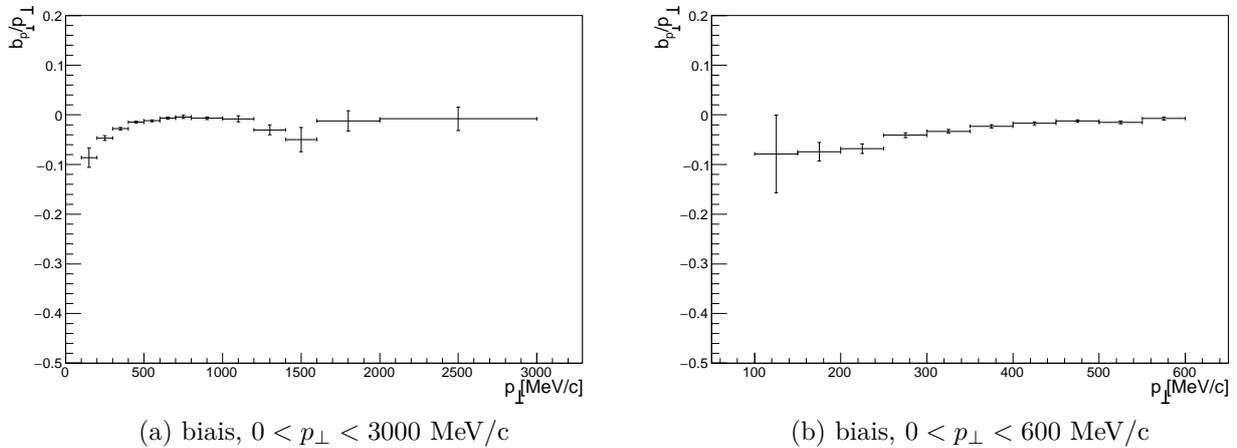


FIGURE 4.14 – Biais sur l'impulsion p_{\perp} du proton de plus haute impulsion sélectionné, en fonction de son impulsion vraie, pour le générateur Monte Carlo NEUT, dans l'échantillon $\nu_{\mu}CC-0\pi-Np$ dans le mur externe, après correction de l'impulsion perdue dans les murs.

Cette correction est prise en compte dans les figures des sections suivantes.

3 Résultats

Cette section présente la comparaison des distributions obtenues avec les générateurs Monte Carlo NEUT et GENIE et avec les données de T2K (runs 2 à 7) en mode neutrino.

Il est à noter que cette comparaison directe ne permet pas de conclure définitivement sur un éventuel accord/désaccord entre les données et les prédictions des modèles implémentés dans les générateurs Monte Carlo sus-mentionnés. En effet, divers effets se superposent (valeur des paramètres de section efficace, modélisation du noyau, présence ou non de contribution 2p2h, interaction de l'effet final...). De plus, les interactions considérées ayant lieu sur une grande variété de noyaux (voir [figure 4.8](#)), avec des effets nucléaires plus ou moins importants selon leur taille, il n'est pas évident de dégager une conclusion claire ici.

Les figures [4.16-4.17-4.18](#) présentent la comparaison des distributions des données et des générateurs Monte Carlo (ces derniers étant renormalisés à la statistique des données) pour l'impulsion du proton, la multiplicité en protons de l'événement et les variables cinématiques transverses (définies [section 1.4](#)).

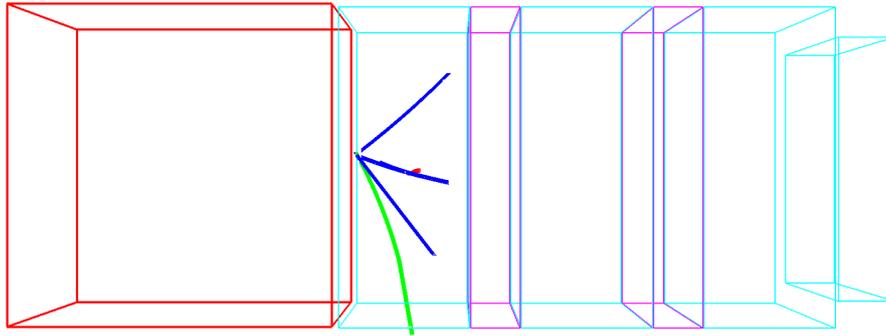


FIGURE 4.15 – Visualisation d'un événement des données de T2K avec un muon (en vert) et trois protons (en bleu) dans l'état final.

Afin d'estimer quantitativement l'accord entre les données et les prédictions des générateurs Monte Carlo, un test de χ^2 est effectué. On a :

$$\chi^2 = \sum_{\text{bins } i} \sum_{\text{bins } j} (d_i - p_i) (V^{-1})_{ij} (d_j - p_j) \quad (4.5)$$

où $\{d_i\}_{i=1..N_{\text{bins}}}$ (resp. $\{p_i\}_{i=1..N_{\text{bins}}}$) est l'histogramme de distribution des données (resp. des prédictions Monte Carlo) et V est la matrice de covariance contenant toutes les incertitudes statistiques et systématiques (détecteur+flux).

Les valeurs obtenues pour les différentes distributions considérées sont présentées dans le [tableau 4.2](#).

Un excellent accord correspond à une valeur de χ^2 faible¹.

À partir de ce tableau et des différentes figures, plusieurs tendances peuvent être dégagées :

- L'accord général entre les prédictions des différents générateurs et les données est relativement bon. Cela est également le cas dans la région de basse impulsion (e.g. [figure 4.16b](#)) qui n'a jamais été testée auparavant par T2K.
- On observe une différence entre les spectres de proton prédits par NEUT 6B et par NEUT 6D, qui correspond exactement à l'effet attendu des interactions dans l'état final² (FSI). Nous avons vu précédemment que NEUT 6B contenait un effet FSI trop fort, ce qui décale le spectre des protons à plus basse impulsion, effet clairement visible dans la [figure 4.16a](#).

1. Dans un cas parfaitement gaussien (ce qui n'est pas le cas ici, étant donné la faible statistique dans certains bins), le résultat peut être converti en une probabilité p que le modèle du générateur Monte Carlo représente bien les données (si $\chi^2 \nearrow$, alors $p \searrow$).

2. On rappelle que les interactions dans l'état final consistent principalement en la ré-interactions des hadrons émis avant de quitter le noyau. En particulier, les protons sont ralentis par diffusion élastique.

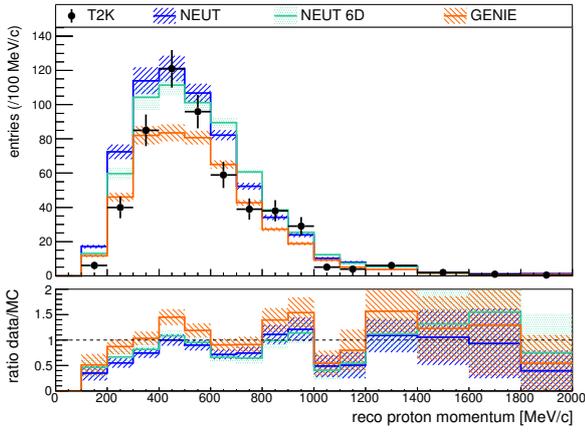
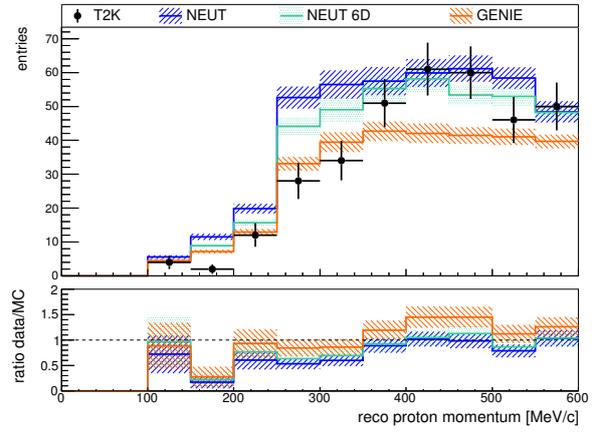
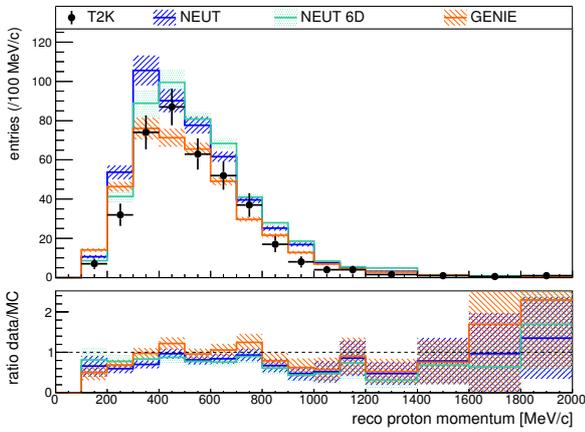
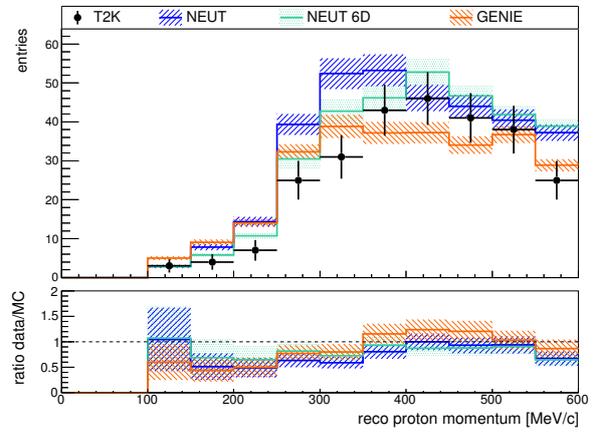
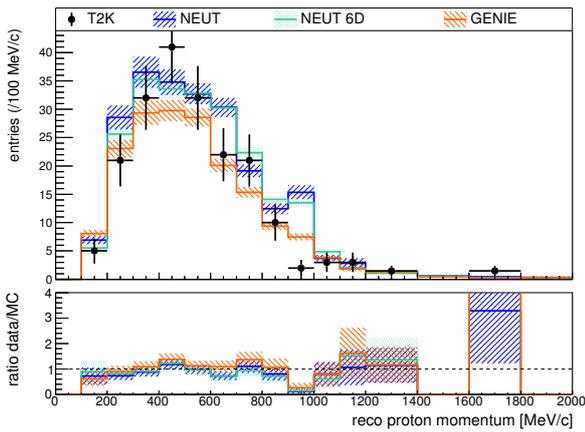
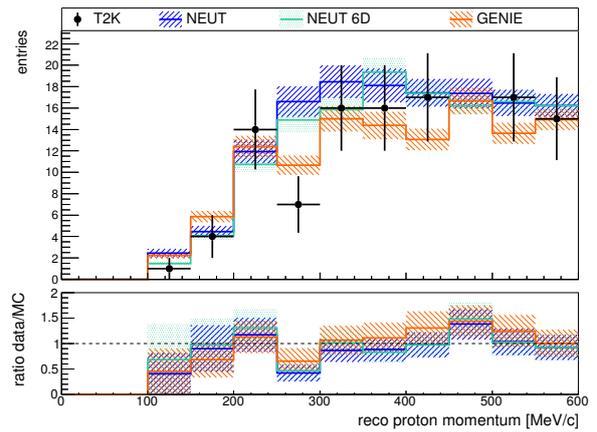
(a) mur externe, $0 < p_p < 2000$ MeV/c(b) mur externe, $0 < p_p < 600$ MeV/c(c) mur interne, $0 < p_p < 2000$ MeV/c(d) mur interne, $0 < p_p < 600$ MeV/c(e) cathode, $0 < p_p < 3000$ MeV/c(f) cathode, $0 < p_p < 600$ MeV/c

FIGURE 4.16 – Distribution de l'impulsion du proton de plus haute impulsion dans les trois sous-échantillons, comparée entre les prédictions des générateurs NEUT (6B,6D) et GENIE et les données de T2K (runs 2 à 7).

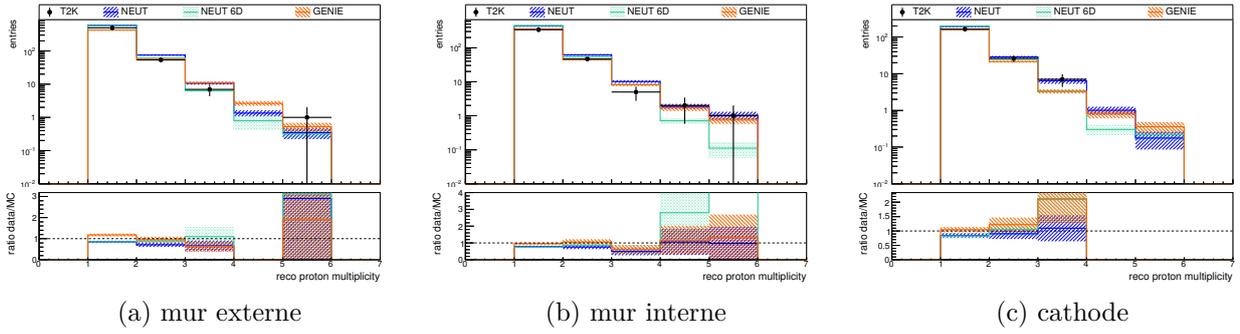


FIGURE 4.17 – Distribution du nombre de protons reconstruits dans l'événement (multiplicité) dans les trois sous-échantillons, comparée entre les prédictions des générateurs NEUT (6B,6D) et GENIE et les données de T2K (runs 2 à 7).

TABLE 4.2 – Valeurs de χ^2/NDOF (où NDOF est le nombre de degrés de liberté, i.e. le nombre de bins non vides) dans la comparaison des distributions des données de T2K et des prédictions des Monte Carlo NEUT 6B, NEUT 6D et GENIE, dans les trois sous-échantillons $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-N}_p$ sélectionnés.

Générateur	NEUT 6B	NEUT 6D	GENIE
Mur externe			
p_p ($0 < p_p < 600$ MeV/c)	4.14	2.91	2.76
p_p ($0 < p_p < 2000$ MeV/c)	2.48	2.30	2.00
δp_T	2.20	3.52	4.50
$\delta\phi_T$	0.705	1.71	7.27
$\delta\alpha_T$	1.22	1.83	5.01
Mur interne			
p_p ($0 < p_p < 600$ MeV/c)	1.65	0.72	1.91
p_p ($0 < p_p < 2000$ MeV/c)	1.25	1.20	1.43
δp_T	0.868	1.63	2.05
$\delta\phi_T$	0.617	1.23	5.68
$\delta\alpha_T$	0.83	1.55	4.51
Cathode			
p_p ($0 < p_p < 600$ MeV/c)	1.39	1.17	0.79
p_p ($0 < p_p < 2000$ MeV/c)	3.60	3.66	1.65
δp_T	0.97	1.16	1.41
$\delta\phi_T$	0.94	0.50	1.82
$\delta\alpha_T$	0.46	0.47	1.48

- Toutefois, dans la [figure 4.16](#), aucun générateur ne parvient à reproduire la forme du spectre des données. NEUT 6B a généralement un moins bon χ^2 (à cause du bug de FSI).
- La région $p_p < 150$ MeV/c contient des événements alors que les courbes d'efficacité de la [figure 4.9](#) indiquent que l'efficacité est nulle pour $p_p^{\text{vraie}} < 150$ MeV/c, cela est un signe que, dans cette région, il existe encore un biais dans la reconstruction de l'énergie, comme nous l'avons vu dans la [section 2.4](#). Afin de correctement traiter ce comportement, des études complémentaires seraient nécessaires (meilleure correction de l'énergie, coupure sur l'impulsion...).

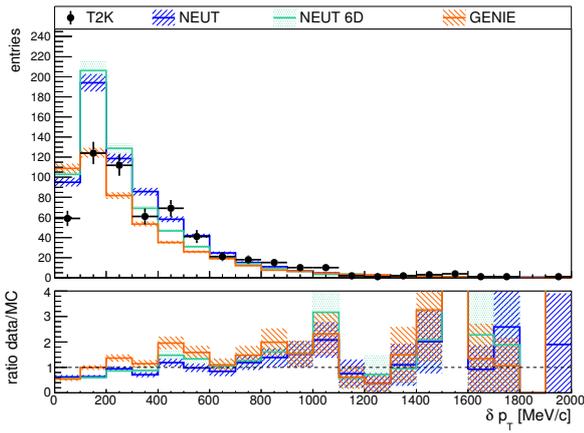
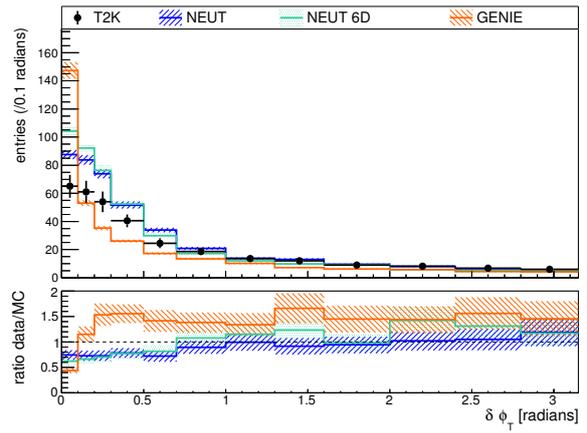
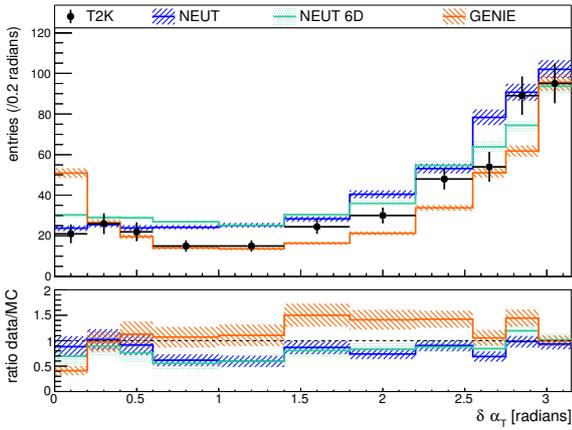
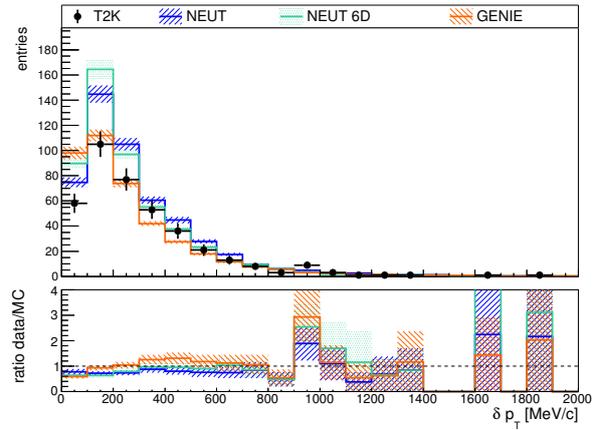
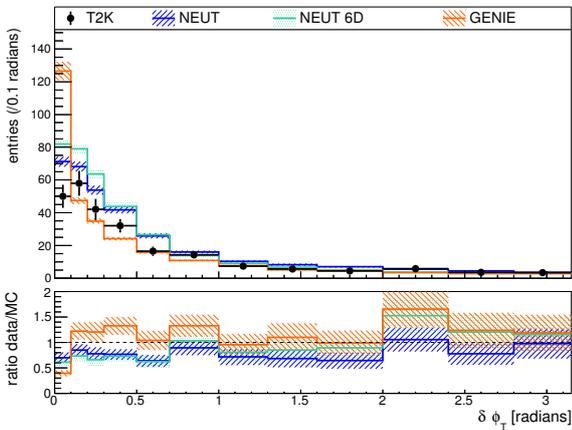
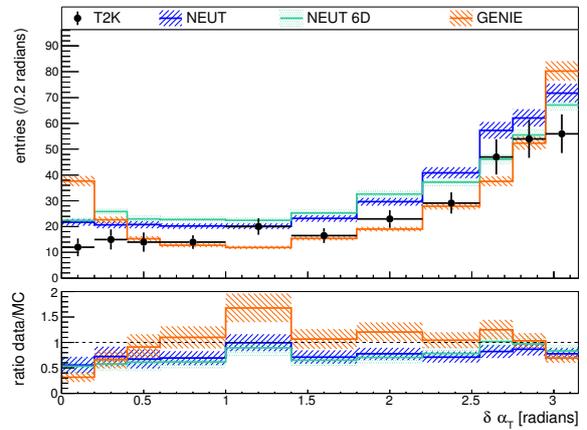
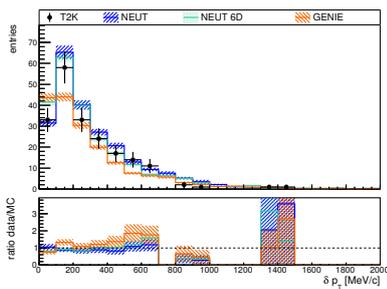
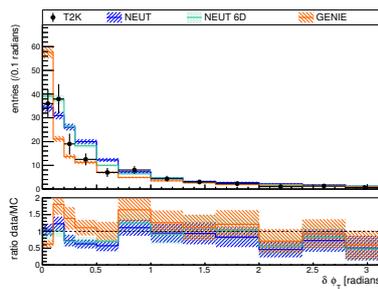
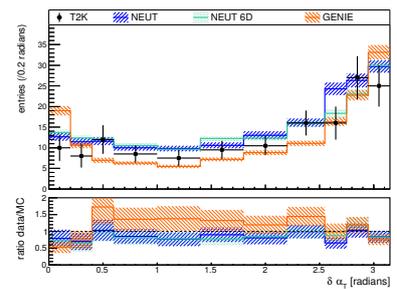
(a) mur externe, δp_T (b) mur externe, $\delta \phi_T$ (c) mur externe, $\delta \alpha_T$ (d) mur interne, δp_T (e) mur interne, $\delta \phi_T$ (f) mur interne, $\delta \alpha_T$ (g) cathode, δp_T (h) cathode, $\delta \phi_T$ (i) cathode, $\delta \alpha_T$

FIGURE 4.18 – Distribution des variables cinématiques transverses δp_T , $\delta \phi_T$, $\delta \alpha_T$ dans les trois sous-échantillons, comparée entre les prédictions des générateurs NEUT (6B,6D) et GENIE et les données de T2K (runs 2 à 7).

- Sur la [figure 4.17](#) présentant la multiplicité des protons dans les événements sélectionnés, on remarque que les échantillons contiennent une statistique importante pour $N_{\text{protons}} \leq 3$. Il s'agit également d'une première observation d'événements avec un grand nombre de protons ($N_{\text{protons}} \geq 3$). La [figure 4.15](#) présente un exemple d'événement des données sur le mur avec 3 protons dans l'état final.
- Les distributions des variables cinématiques transverses procurent davantage d'informations :
 - La comparaison des prédictions de NEUT 6B et NEUT 6D fait apparaître les conséquences attendues de l'effet FSI trop important dans NEUT 6B : une plus grande accumulation des événements à $\delta\alpha_T > 90^\circ$ et une distribution plus large pour $\delta\phi_T$.
 - La distribution de $\delta\alpha_T$ dans les données défavorise clairement le pic à $\delta\alpha_T = 0$ prédit par le générateur GENIE (appelé anomalie colinéaire, correspondant à un excès de protons accélérés par une interaction de l'état final). Cela se traduit par une valeur de χ^2 défavorisant fortement GENIE face à NEUT. l'effet est moins visible avec l'échantillon d'interactions sur la cathode, celui-ci étant plus limité en statistique.

4 Conclusion et perspectives

À partir de l'échantillon d'interactions de neutrinos dans les murs des TPCs (murs = cathode centrale + paroi entre le gaz de la TPC et le détecteur situé en amont), il est possible de définir une sélection d'interactions par courant chargé de ν_μ avec au moins un proton mais sans pion dans l'état final (notées $\nu_\mu\text{CC-}0\pi\text{-Np}$).

Contrairement à la plupart des analyses avec le détecteur proche qui sont limitées à des protons avec une impulsion supérieure à 500 MeV/c (à cause de l'acceptance du détecteur), ce nouvel échantillon permet de sélectionner des événements avec des protons jusqu'à 200 – 250 MeV/c. Un soin particulier a été apporté afin de correctement prendre en compte l'énergie perdue par ces protons dans les quelques centimètres de matériaux passifs que ceux-ci traversent avant d'être détectés dans le volume actif de la TPC. Ces protons de basse impulsion sont particulièrement importants pour caractériser les effets nucléaires ayant eu lieu lors de l'interaction.

Les données de T2K en mode neutrino ont été confrontées aux prédictions des générateurs Monte Carlo NEUT et GENIE, en se focalisant sur les variables propres aux protons (impulsion, multiplicité) et aux variables cinématiques dites transverses, définies de façon à être particulièrement sensibles aux différents effets nucléaires (mouvement de Fermi, interaction de l'état final, 2p2h). Il a été constaté un bon accord avec les prédictions de NEUT, en particulier à travers la variable très discriminante $\delta\alpha_T$.

Néanmoins, cette comparaison directe n'est pas suffisante car elle ne permet pas d'identifier clairement quels effets nucléaires ont été mis en évidence et quels modèles ont été rejetés. Plusieurs études seraient nécessaires afin de répondre à ces questions :

- Il serait nécessaire de produire une simulation correcte de la structure des murs et de la cathode.

En effet, la [figure 4.19](#) présente la distribution selon Z des événements sélectionnés dans les deux murs (externe et interne), on peut remarquer que les données font clairement apparaître deux pics par mur, ce qui correspond bien à la structure interne des murs présentée sur la [figure 4.2b](#). En revanche, les simulations ne font pas apparaître ces doubles

pics car la structure détaillée n'est pas simulée sur GEANT4 (par simplification) : chaque mur est simplement défini comme un volume de densité uniforme, moyennant ainsi les différents matériaux présents. L'effet de ce « moyennage » sur les observables est à estimer. Le fait de pouvoir résoudre les deux pics pourrait être également exploité pour définir des échantillons enrichis en interactions sur un noyau donné (par exemple sur aluminium en sélectionnant les événements sous les deux pics du mur externe), cela nécessiterait également l'utilisation d'une simulation complète sans moyennage.

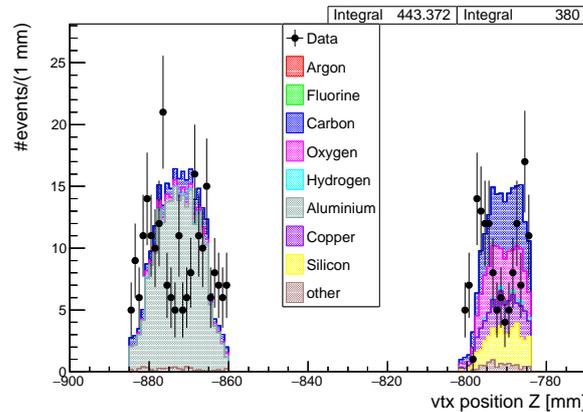


FIGURE 4.19 – Distribution de la position selon Z des événements sélectionnés dans les échantillons de mur externe et interne, comparée entre les prédictions de générateur NEUT et les données.

- Une analyse fine des différentes contributions aux distributions observées permettrait d'interpréter au mieux les résultats :
 - Étude au niveau des générateurs de l'impact indépendant de chaque effet nucléaire sur les variables considérées (telle qu'effectuée dans [91]).
 - Étude au niveau des générateurs de la différence entre les noyaux-cibles considérés, qui dépendent de l'échantillon (principalement de l'aluminium pour le mur externe, un mélange assez varié pour les autres). En effet, chaque cible est soumise à des effets nucléaires qui ont une dépendance avec la masse atomique A et l'impulsion de Fermi p_F du noyau considéré différent.
- Il est difficile de complètement éliminer les effets de détecteurs des données pour obtenir les distributions vraies (procédure d'*unfolding*), étant donné la multiplicité des noyaux dans le volume d'intérêt de l'analyse. Ainsi, la procédure envisagée serait plutôt de comparer les prédictions des générateurs après la reconstruction du détecteur avec les données brutes de l'expérience (procédure de *forward folding*).
- Afin d'éviter de régénérer pour chaque modèle considéré les distributions reconstruites après application des effets de détecteur, il est utile de définir une matrice d'acceptance-résolution modélisant tous les effets de détecteurs (efficacités, résolutions...) et qui peut être appliquée sur les prédictions brutes des différents générateurs dans le but d'être comparées aux données de T2K.

Sélection de neutrinos lourds dans le détecteur ND280

Quod gratis asseritur gratis negatur : Ce qui est affirmé sans preuve peut être nié sans preuve.

Rasoir d'Hitchens

Comme nous l'avons vu [chapitre 1, section 4](#), on peut envisager l'existence de nouveaux neutrinos lourds se couplant avec les neutrinos « légers ». La région de masse comprise entre 100 MeV et 100 GeV est motivée par des scénarios de baryogenèse. Indépendamment du modèle considéré, un tel neutrino lourd est caractérisé par sa masse M_N et ses couplages avec les courants neutre et chargé de saveur α : U_α ($\alpha = e, \mu, \tau$).

Diverses expériences ont mis des limites sur U_α^2 en fonction de la masse du neutrino, tel que résumé [figure 1.11](#). Entre 140 MeV et 450 – 500 MeV, l'expérience la plus sensible est PS191 qui recherchait la désintégration d'un neutrino lourd produit dans la désintégration de kaons.

1 Introduction

Dans l'expérience T2K, présentée [chapitre 2](#), le faisceau de neutrinos est produit à partir de pions et kaons (si cinématiquement permis). Il est donc possible de produire des neutrinos lourds dans la désintégration de ces pions et kaons. La suite de cette thèse se concentre sur des neutrinos avec une masse supérieure à 140 MeV/ c^2 et donc produits uniquement dans la désintégration de kaons.

Ces neutrinos lourds se propageraient alors jusqu'au détecteur proche ND280 et leur désintégration pourrait être détectée dans celui-ci. On s'intéressera uniquement aux désintégrations ayant lieu dans les TPCs du détecteur (pour des raisons évoquées ultérieurement).

Étant donné le faible taux d'événements attendu, il est nécessaire d'une part de bien comprendre la nature du signal et les différents modes de désintégration accessibles et d'autre part de contrôler parfaitement le bruit de fond attendu, produit principalement par des interactions de neutrinos standards avec la matière, et les différentes incertitudes associées.

Le premier point sera couvert par une simulation complète du signal de neutrinos lourds et de leur détection alors que le second demandera en particulier l'utilisation d'échantillons de contrôle permettant de s'assurer que la modélisation des interactions de neutrinos est suffisamment précise.

La stratégie adoptée est donc la suivante :

1. définition des différents modes de signal (section 2.1)
2. simulation de ceux-ci en se basant sur les simulations de flux de T2K (section 2.2)
3. première estimation du bruit de fond attendu dans le détecteur (section 2.3)
4. définition d'une sélection d'événements appliquée sur les données du détecteur afin d'isoler le signal du bruit de fond (section 3)
5. estimation complète du bruit de fond résiduel, y compris des incertitudes associées (statistiques, systématiques, théoriques) (section 4)

L'intégralité de cette analyse a été effectuée en aveugle, c'est-à-dire sans regarder les données réelles dans la région de signal, sauf à la dernière étape de l'analyse, afin de ne pas biaiser le résultat.

L'étude statistique, permettant de mettre en évidence l'existence d'un éventuel neutrino lourd ou à défaut une limite supérieure sur son couplage en fonction de sa masse, est présentée dans le chapitre 6. Celle-ci permet tout d'abord d'extraire les sensibilités attendues (basées sur le Monte Carlo) puis, en utilisant les résultats des données de l'expérience (présentés section 5 de ce chapitre), d'utiliser la même méthode statistique pour obtenir les limites finales sur les couplages U_α^2 .

2 Signal et bruit de fond attendus

2.1 Les différents modes de production/désintégration

Selon la masse du neutrino lourd, différents modes de production et de désintégration sont accessibles, comme résumé figure 5.1. Les diagrammes de Feynman associés aux différents processus considérés sont présentés figure 5.2.

Les neutrinos lourds étant de Majorana, la production de neutrinos lourds par désintégration de K^+ ou leur production par désintégration de K^- peuvent être traités de manière strictement équivalente. Il en va de même concernant la désintégration du neutrino lourd : un mode donné ($N \rightarrow X$) et son conjugué ($N \rightarrow \bar{X}$) sont équivalents.

Concernant la production du neutrino lourd :

- pour $M_N < m_K - m_e \simeq 493$ MeV, N peut être produit par le processus $K^\pm \rightarrow e^\pm N$. Le rapport d'embranchement de ce processus est :

$$\text{Br}(K^\pm \rightarrow e^\pm N) = \text{Br}(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}) \times \kappa \times U_e^2 \quad (5.1)$$

où κ est un facteur cinématique introduit pour tenir compte de la masse M_N qui est sensiblement différente de zéro. Dans la suite, nous écrirons simplement que le rapport d'embranchement du processus est proportionnel à U_e^2 (le facteur cinématique étant systématiquement pris en compte).

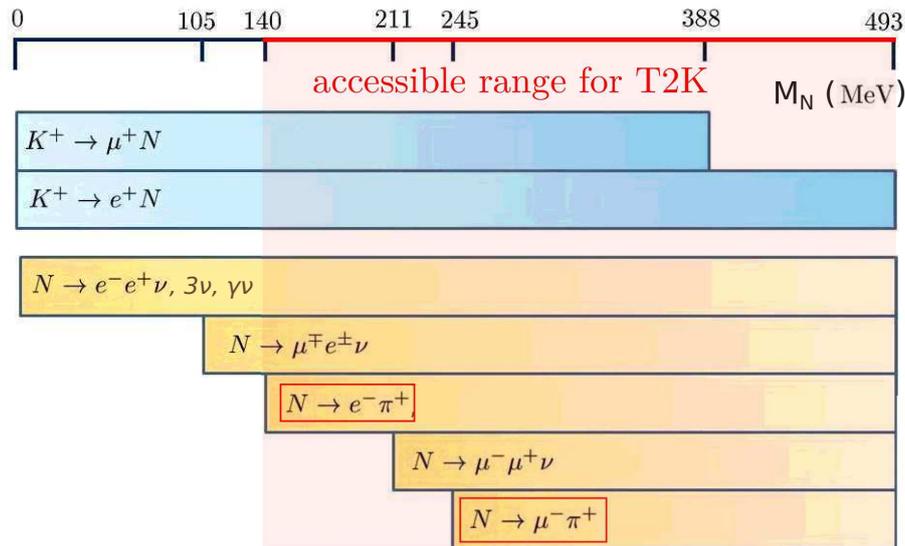


FIGURE 5.1 – Différents modes de production (en bleu) et de désintégration (en jaune) d'un neutrino lourd, en fonction de sa masse. La région étudiée dans le cadre de cette thèse pour T2K est mise en évidence en rouge. Les deux modes de désintégration encadrés en rouge correspondent aux désintégrations en deux corps, qui sont les plus sensibles.

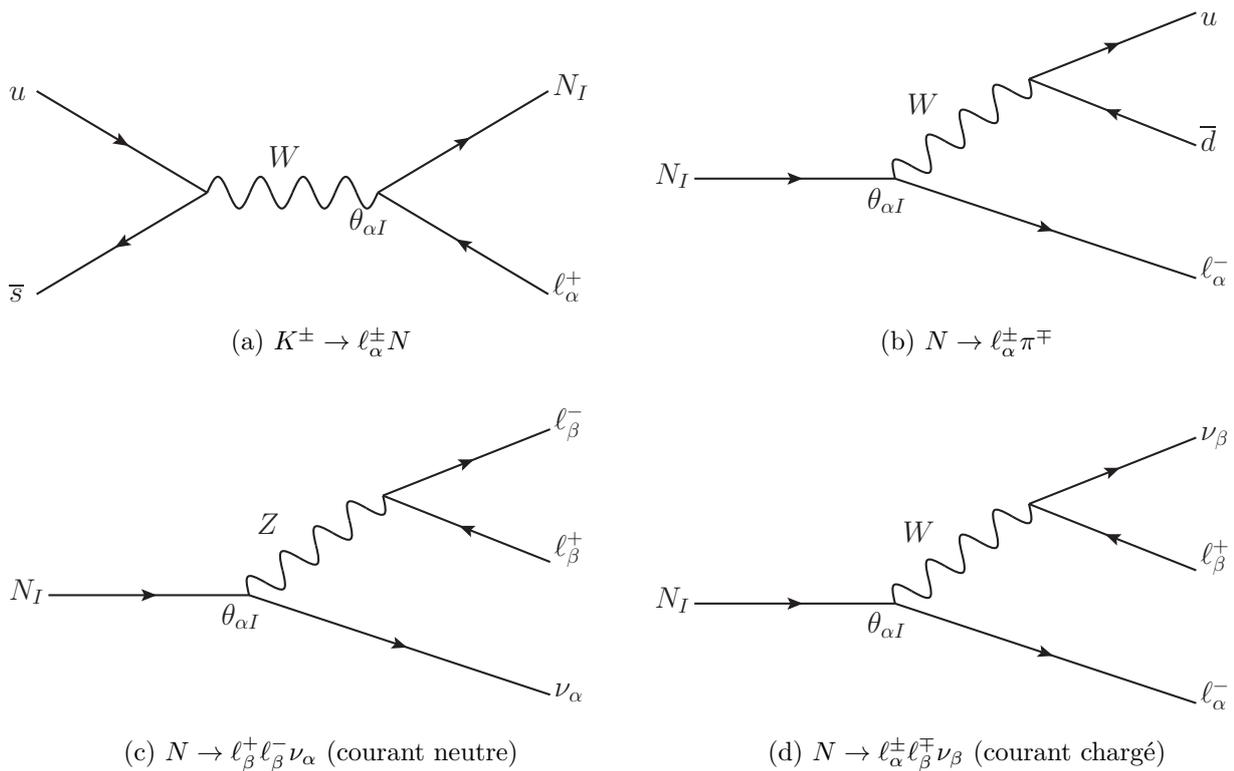


FIGURE 5.2 – Diagrammes de Feynman des processus impliquant des neutrinos lourds considérés dans le cadre de cette thèse. A chaque vertex intervient $\Theta_{\alpha I}$ qui devient U_{α}^2 (équation 1.49, en omettant également l'indice I). Les diagrammes conjugués de charge sont également considérés.

➤ pour $M_N < m_K - m_{\mu} \simeq 388$ MeV, N peut être produit par le processus $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} N$, avec un rapport d'embranchement proportionnel à U_{μ}^2 .

Concernant la désintégration du neutrino lourd :

- pour $M_N > m_\pi + m_e \simeq 140$ MeV, N peut se désintégrer via $N \rightarrow e^\pm \pi^\mp$. La largeur de désintégration peut être calculée à partir de $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)$ [94] :

$$\Gamma(N \rightarrow e^- \pi^+) = \frac{U_e^2}{16\pi} G_F^2 |V_{ud}|^2 f_\pi^2 M_N^3 \left(\left(1 - \frac{m_e^2}{M_N^2}\right) - \frac{m_\pi^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{m_e^2}{M_N^2}\right) \right) \quad (5.2)$$

$$\times \sqrt{\left(1 - \frac{(m_\pi - m_e)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(m_\pi + m_e)^2}{M_N^2}\right)}$$

où G_F est la constante de Fermi, V_{ud} l'élément de la matrice CKM, $f_\pi = 130$ MeV la constante de désintégration du pion. On a également $\Gamma(N \rightarrow e^+ \pi^-) = \Gamma(N \rightarrow e^- \pi^+)$.

- pour $M_N > m_\pi + m_\mu \simeq 245$ MeV, le neutrino lourd peut se désintégrer par $N \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp$ avec $\Gamma(N \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp) \propto U_\mu^2$, en remplaçant dans la formule 5.2 : $U_e \rightarrow U_\mu$, $m_e \rightarrow m_\mu$.
- pour $M_N > 2m_\mu \simeq 211$ MeV, le mode $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \overset{(-)}{\nu}_{e,\mu,\tau}$ est accessible. Le neutrino émis peut être ν_e , ν_τ (pour un courant neutre) ou ν_μ (pour un courant neutre ou chargé) comme présenté figure 5.2. La largeur de désintégration du processus est alors proportionnelle à U_e^2 , U_μ^2 ou U_τ^2 selon le neutrino émis considéré.
- pour $M_N > m_\mu + m_e \simeq 105$ MeV, le mode $N \rightarrow e^\pm \mu^\mp \overset{(-)}{\nu}_{e,\mu}$ est accessible, par courant chargé, avec une largeur de désintégration proportionnelle à U_e^2 ou U_μ^2 , selon les charges de l'électron et du muon et la saveur du neutrino considérées.
- pour $M_N > 2m_e \simeq 1$ MeV, le mode $N \rightarrow e^+ e^- \overset{(-)}{\nu}_{e,\mu,\tau}$ est accessible avec les mêmes commentaires que pour $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \overset{(-)}{\nu}$.

De manière générale, **le signal recherché dans le détecteur est donc constitué de deux particules chargées de charges opposées**. Dans le cas des désintégrations à deux corps, il est alors possible d'utiliser la mesure de leur impulsion et direction afin de remonter à la masse, l'impulsion et la direction du neutrino lourd.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous placerons dans les approximations suivantes :

- chaque combinaison de mode de production et de désintégration du neutrino lourd sera considérée indépendamment l'une de l'autre. Par exemple, si nous nous concentrons sur $\{K \rightarrow eN, N \rightarrow e\pi\}$, la contribution de $\{K \rightarrow \mu N, N \rightarrow e\pi\}$ sera négligée.
- si le rapport d'embranchement à la production est proportionnel à U_α^2 et la largeur de désintégration est proportionnelle à U_β^2 , le nombre d'événements attendu dans ce mode est alors simplement proportionnel à $U_\alpha^2 \times U_\beta^2$.
- ainsi, une analyse se concentrant sur $\{K \rightarrow eN, N \rightarrow e\pi\}$ consiste en cinq phases : détermination du nombre de désintégrations attendues dans ce mode dans ND280 ; estimation de l'efficacité de sélection ; estimation du bruit de fond attendu ; combinaison des résultats précédents pour contraindre le nombre d'événements de signal observé ; conversion de cette contrainte en une contrainte sur U_e^2 sachant que

$$\#(\text{signal}) \propto U_\alpha^2 \times U_\beta^2 = U_e^4 \quad (5.3)$$

La limite obtenue sera donc sur U_e^2 plutôt que sur une combinaison complexe de U_e et U_μ . Dans ce cas précis, cela correspond à l'hypothèse $U_\mu \ll U_e$.

- de même, le seul mode avec une désintégration à trois corps que nous considérons est $\{K \rightarrow eN, N \rightarrow \mu^+\mu^-\overset{(-)}{\nu}_{e,\tau}\}$. Le nombre d'événements est proportionnel à $U_e^2(U_e^2 + U_\tau^2)$ (les contributions de ν_e et de ν_τ sont identiques au facteur U_α^2 près).
- les combinaisons ainsi considérées sont résumées [tableau 5.1](#).

TABLE 5.1 – Modes de production et désintégration du neutrino lourd considérés.

Faisceau	Modes		Région de masses accessibles [MeV]	Sensible à... ($N \propto$)
	Production	Désintégration		
Mode neutrino	$K^\pm \rightarrow e^\pm N$	$N \rightarrow e^-\pi^+$ $N \rightarrow e^+\pi^-$	140-493	U_e^4
		$N \rightarrow \mu^-\pi^+$ $N \rightarrow \mu^+\pi^-$	245-493	$(U_e U_\mu)^2$
		$N \rightarrow \mu^+\mu^-\overset{(-)}{\nu}_{e,\tau}$	210-493	$U_e^2(U_e^2 + U_\tau^2)$
	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm N$	$N \rightarrow e^-\pi^+$ $N \rightarrow e^+\pi^-$	140-388	$(U_e U_\mu)^2$
		$N \rightarrow \mu^-\pi^+$ $N \rightarrow \mu^+\pi^-$	245-388	U_μ^4
Mode anti-neutrino	$K^\mp \rightarrow e^\mp N$	$N \rightarrow e^-\pi^+$ $N \rightarrow e^+\pi^-$	140-493	U_e^4
		$N \rightarrow \mu^-\pi^+$ $N \rightarrow \mu^+\pi^-$	245-493	$(U_e U_\mu)^2$
		$N \rightarrow \mu^+\mu^-\overset{(-)}{\nu}_{e,\tau}$	210-493	$U_e^2(U_e^2 + U_\tau^2)$
	$K^\mp \rightarrow \mu^\mp N$	$N \rightarrow e^-\pi^+$ $N \rightarrow e^+\pi^-$	140-388	$(U_e U_\mu)^2$
		$N \rightarrow \mu^-\pi^+$ $N \rightarrow \mu^+\pi^-$	245-388	U_μ^4

2.2 Simulation d'événements de signal

Une simulation du signal des neutrinos lourds pour chacun des modes considérés est nécessaire afin de prédire le nombre d'événements attendus, leur topologie et leur distribution cinématique.

Or, une simulation détaillée du flux des interactions protons-carbone, de la production des mésons, de leur propagation dans la ligne de faisceau et de leur désintégration a déjà été effectuée pour les neutrinos actifs. Les données de sortie sont le flux de neutrinos actifs entrant dans ND280 (avec leur distribution cinématique).

Un code informatique a donc été élaboré afin d'utiliser ce flux comme point de départ et pouvoir le « transformer » en flux de neutrinos lourds se désintégrant dans ND280, en suivant la procédure suivante :

1. Ne sont considérés que les neutrinos dont les parents sont des kaons. Dans la simulation du faisceau en mode neutrino (resp. anti-neutrino) sont considérés à la fois les kaons positifs (resp. négatifs) et les kaons de mauvaise charge (négatifs, resp. positifs) qui sont restés dans le faisceau malgré l'action des cornes magnétiques (de l'ordre de 5% du flux).
2. A chaque événement de désintégration d'un kaon est associé un poids supplémentaire w permettant de prendre en compte les différences entre $K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu_\alpha$ et $K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N$:

$$w(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N) = w(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu) \times \frac{f(m = M_N)}{f(m = 0)} \times \frac{\text{Br}(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N)}{\text{Br}(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu)} \quad (5.4)$$

où f est un facteur géométrique qui dépend de la cinématique de la désintégration

3. De par l'équation 5.1, ce poids est proportionnel à U_α^2 . On peut donc le calculer pour $U_\alpha^2 = 1$. Par la suite, le flux pondéré $\phi(K \rightarrow \ell_\alpha N) \equiv \sum w$ est le flux obtenu pour $U_\alpha^2 = 1$ et donc :

$$\phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N | U_\alpha^2) = U_\alpha^2 \times \phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N | U_\alpha^2 = 1) = U_\alpha^2 \times \sum w \quad (5.5)$$

Le flux ϕ est exprimé en nombre de neutrinos lourds par cm^2 par 10^{21} POT (Protons sur Cible), qui correspond à l'ordre de grandeur de la statistique actuelle à T2K.

4. Le flux de neutrinos lourds ainsi produits est propagé jusqu'au détecteur proche ND280. Les contraintes actuelles sur les couplages U_α^2 du neutrino lourd sont telles que son temps de vie propre τ est $\gg 1\mu\text{s}$ donc son parcours moyen Λ est $\Lambda = \beta\gamma c\tau \gg 280$ m. Ainsi, le flux au détecteur proche est sensiblement le même que celui à la production.
5. Le nombre de désintégrations dans le détecteur dans le mode $N \rightarrow X_\beta$ (où β symbolise la saveur intervenant au vertex de couplage du neutrino lourd), est :

$$\begin{aligned} \Phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta) &= \phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N) \times \frac{V}{\beta\gamma c\tau} \times \text{Br}(N \rightarrow X_\beta) \\ &= \phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N) \times \frac{V}{\beta\gamma c} \times \Gamma(N \rightarrow X_\beta) \end{aligned} \quad (5.6)$$

où V est le volume considéré dans le détecteur et β, γ sont les coefficients de Lorentz associés au neutrino lourd. Il suffit alors de remplacer $\Gamma(N \rightarrow X_\beta)$ par une formule telle que celle présentée équation 5.2. On trouve alors que :

$$\Phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta | U_{\alpha,\beta}^2 \neq 1) = U_\alpha^2 U_\beta^2 \times \Phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta | U_{\alpha,\beta}^2 = 1) \quad (5.7)$$

6. Le nombre de désintégrations est donc proportionnel à $U_\alpha^2 U_\beta^2$ où $\alpha, \beta \in \{e, \mu, \tau\}$ sont les saveurs intervenant aux vertex de couplage du neutrino lourd, respectivement à la production et à la désintégration. De plus, il est proportionnel au volume du détecteur considéré et ne dépend en aucun cas de la composition de celui-ci (densité en particulier).
7. Le nombre final d'événements de signal reconstruits nécessite d'introduire l'efficacité de sélection, qui sera détaillée dans la [section 3.3](#).

La simulation est donc effectuée pour $U_e^2 = U_\mu^2 = U_\tau^2 = 1$, pour différentes masses de neutrinos lourds allant de 150 MeV à 490 MeV/ c^2 par pas de 10 MeV/ c^2 (pour un total de 35 masses) et pour une statistique de 10^{21} protons-sur-cible. Le nombre d'événements pour un échantillon avec un différent nombre de protons-sur-cible ou pour différentes valeurs des U_α^2 est obtenue par simple renormalisation de la simulation.

Les désintégrations ainsi simulées sont propagées dans la géométrie de ND280 en utilisant GEANT4 [85] afin de simuler la réponse du détecteur. Les outils standards de T2K sont alors mis en œuvre pour effectuer la reconstruction complète des événements. A chaque événement de signal est donc associé un poids lié à la simulation et toutes les informations reconstruites des traces vues dans le détecteur (positions, impulsions...).

La [figure 5.3](#) présente les résultats de la simulation du flux de neutrino lourd, plusieurs remarques peuvent être faites :

- Comme dans le cas des neutrinos légers¹, le mode de production $K \rightarrow \mu N$ est favorisé par rapport à $K \rightarrow e N$. Toutefois, la suppression d'hélicité de ce dernier est bien moindre (~ 0.3).

1. Un calcul classique montre que $\frac{\Gamma(K \rightarrow e\nu)}{\Gamma(K \rightarrow \mu\nu)} = \frac{m_e^2 (m_K^2 - m_e^2)^2}{m_\mu^2 (m_K^2 - m_\mu^2)^2} \simeq 2.6 \times 10^{-5}$

- Le faisceau arrivant au détecteur proche ND280 a une direction préférentielle avec un angle polaire θ (par rapport à l'axe z) tel que $\cos \theta \simeq 0.9996$.
- Le neutrino lourd produit a une énergie moyenne de 1 à 4 GeV, selon sa masse, la distribution ne changeant pas dramatiquement entre $K \rightarrow eN$ et $K \rightarrow \mu N$. Cela correspond à un boost de Lorentz γ de $\sim 2 - 25$ (selon la masse).
- Les particules filles de la désintégration d'un neutrino lourd seront donc émises selon z avec une faible composante transverse selon x, y (car non boostée) dans le référentiel du laboratoire. Dans le cas d'une désintégration à deux corps, cela se traduit directement par un angle d'ouverture entre les deux traces faible, comme confirmé sur la [figure 5.3f](#).

La [figure 5.4](#) permet de visualiser deux événements typiques de désintégrations de neutrinos lourds simulés. Cela confirme bien la remarque précédente : les traces sont émises parallèlement à l'axe z avec un faible angle d'ouverture.

ⓘ Effet de la polarisation du faisceau de neutrinos lourds

Un effet non évoqué dans une premier temps concerne l'influence de la polarisation du faisceau de neutrinos. Lors de la désintégration $K^+ \rightarrow \ell^+ N$, les neutrinos lourds sont créés avec une polarisation donnée [95] :

$$\begin{aligned} \vec{\Pi} &= \frac{(\delta_\ell - \delta_N)\lambda^{1/2}(1, \delta_\ell, \delta_N)}{\delta_\ell + \delta_N - (\delta_N - \delta_\ell)^2} \vec{n} \\ &= \Pi \vec{n} \end{aligned} \quad (5.8)$$

où $\delta_N \equiv \left(\frac{M_N}{m_K}\right)^2$, $\delta_\ell \equiv \left(\frac{m_\ell}{m_K}\right)^2$, $\lambda(x, y, z) \equiv x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + yz + xz)$ et \vec{n} est la direction du kaon parent dans le référentiel du neutrino lourd au repos. L'expression change de signe pour la désintégration $K^- \rightarrow \ell^- N$.

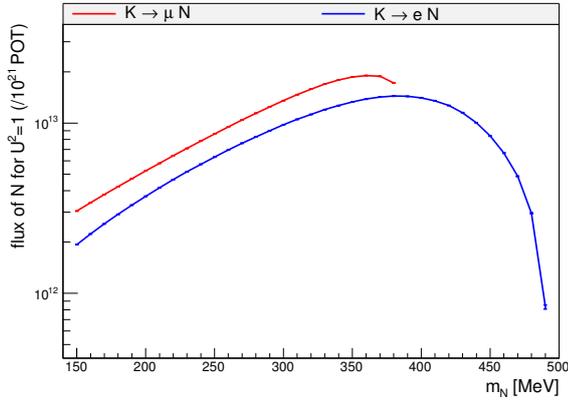
Ainsi, pour un neutrino lourd de masse $M_N = 0$ produit par $K^+ \rightarrow \ell^+ N$, on a $\Pi = 1$ et donc tous les neutrinos sont émis avec une hélicité gauche, ce qui est cohérent avec le fait que, pour une particule de masse nulle, hélicité=chiralité. Pour les masses considérées dans cette analyse, on a plutôt $-1 < \Pi < -0.2$.

La largeur de désintégration différentielle du neutrino lourd dépend de la polarisation du neutrino lourd [95] :

$$\frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(N \rightarrow \ell_\alpha^- \pi^+) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 M_N^3 U_\alpha^2 \sqrt{\lambda'}}{32\pi} \left[(1 - \delta'_\ell)^2 - \delta'_\pi(1 + \delta'_\ell) - \frac{\sqrt{\lambda'}}{2}(1 - \delta'_\ell)\Pi \cos\theta \right] \quad (5.9)$$

où $\delta'_\ell \equiv \left(\frac{m_\ell}{M_N}\right)^2$, $\delta'_\pi \equiv \left(\frac{m_\pi}{M_N}\right)^2$, $\lambda' = \lambda(1, \delta'_\ell, \delta'_\pi)$ et où θ est l'angle entre la direction du lepton dans le référentiel du neutrino lourd au repos et \vec{n} . La distribution angulaire est donc différente selon la valeur de Π , ce qui induit une différence dans la distribution de l'impulsion des particules issues de la désintégration du neutrino lourd.

Cela a été complètement simulé et intégré dans les résultats qui suivent. Toutefois, l'impact de la polarisation sur $\frac{d\Gamma}{d\cos\theta}$ est exactement opposé pour $N \rightarrow X$ et pour $N \rightarrow \bar{X}$ (changement de signe du terme en $\cos\theta$), ce qui contribue à faire disparaître l'effet de la polarisation : la prendre ou non en compte ne change pas significativement les limites finales (variations de moins de 1%).



(a) Flux total de neutrinos lourds produits dans la désintégration de kaons

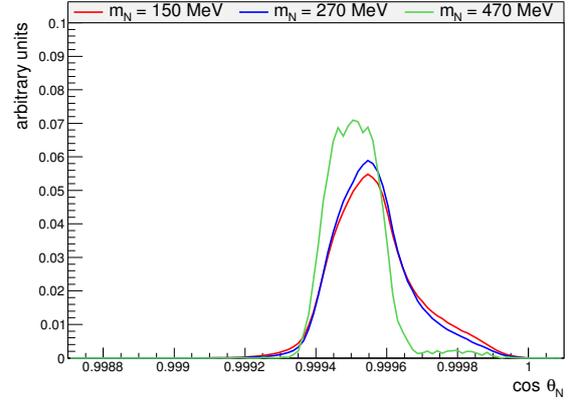
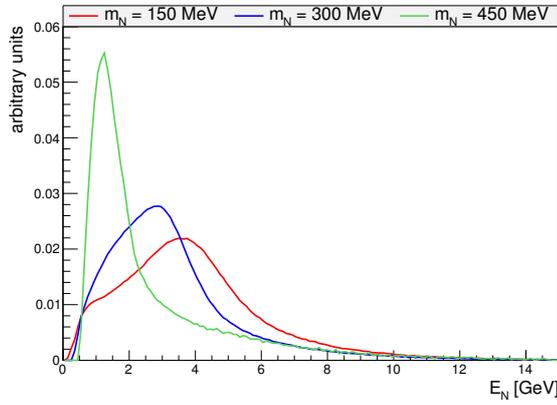
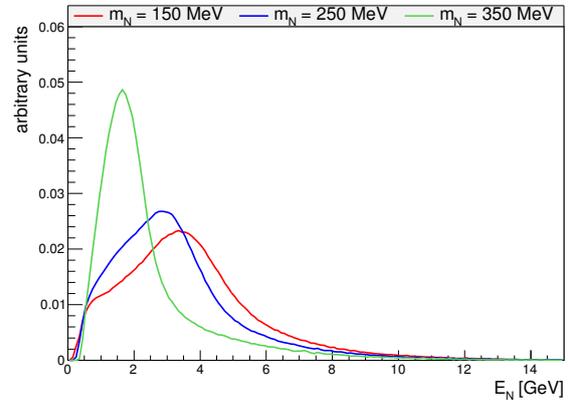
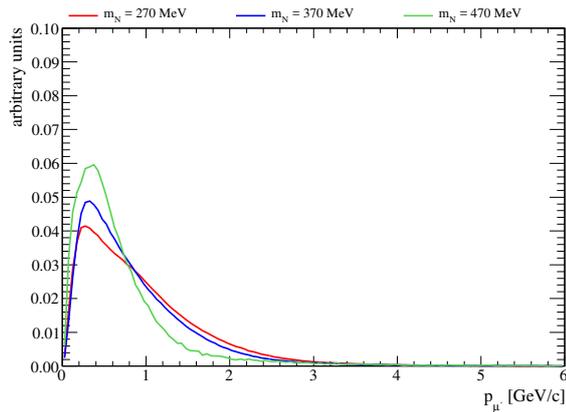
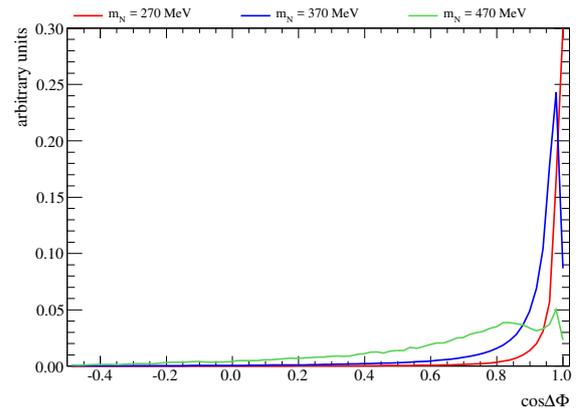
(b) Distribution angulaire des neutrinos lourds de la désintégration $K \rightarrow eN$ (c) Distribution en énergie des neutrinos lourds de la désintégration $K \rightarrow eN$ (d) Distribution en énergie des neutrinos lourds de la désintégration $K \rightarrow \mu N$ (e) Distribution d'impulsion du muon issu de la désintégration $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ (f) Distribution de l'angle d'ouverture des deux traces issu de la désintégration $N \rightarrow \mu^- \pi^+$

FIGURE 5.3 – Résultats de la simulation des neutrinos lourds, en fonction de leur masse M_N . Chaque événement est pondéré par son poids w dans ces distributions.

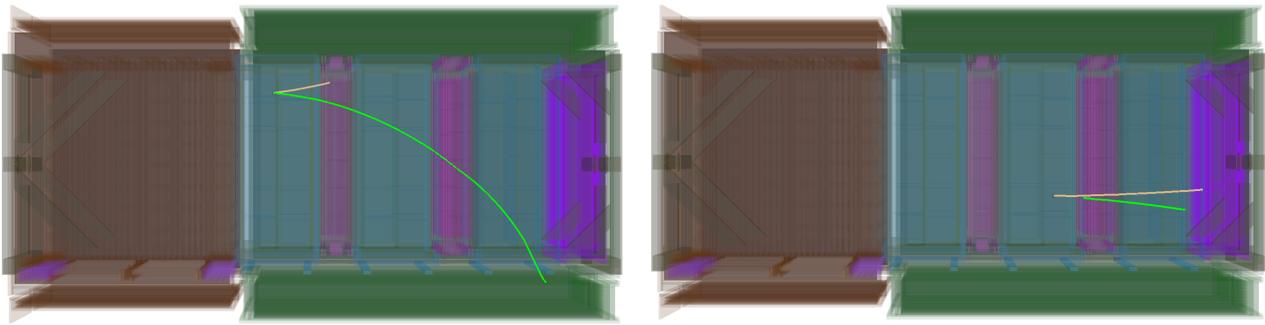


FIGURE 5.4 – Visualisation d'événements de signal $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ avec une masse $M_N = 270$ MeV, la trace en vert (resp. marron) est le muon (resp. le pion) reconstruit.

2.3 Bruits de fond et stratégie de la sélection

Pour rappel, le signal d'un neutrino lourd dans le détecteur ND280 est constitué de deux traces chargées (lepton-pion ou lepton-lepton), avec un angle faible par rapport à l'axe z . On peut alors se demander quels autres phénomènes peuvent ressembler à ce signal.

Certaines interactions des neutrinos actifs avec la matière correspondent à cette topologie d'événement. En particulier, les interactions par courant chargé, présentées [section 2](#), émettent un lepton et éventuellement des pions ou protons.

Pour un détecteur de volume V (de masse M) composé d'un seul type d'atome (pour simplification), le nombre d'interactions de ce type s'écrit :

$$\begin{aligned} N_{int} &= \Phi_\nu(\text{cm}^{-2}) \times V(\text{cm}^3) \times \frac{\rho(\text{g.cm}^{-3}) \times N_A(\text{mole}^{-1})}{A(\text{g.mole}^{-1})} \times \sigma(\text{cm}^2) \\ &= \Phi_\nu(\text{cm}^{-2}) \times M(\text{g}) \times \frac{N_A(\text{mole}^{-1})}{A(\text{g.mole}^{-1})} \times \sigma(\text{cm}^2) \end{aligned}$$

où Φ_ν est le flux de neutrinos arrivant, ρ sa densité massique, N_A le nombre d'Avogadro, A la masse molaire de l'atome considéré et σ la section efficace du processus.

On remarque que le nombre d'interactions est proportionnel à la masse du détecteur ($M = \rho V$) alors que le nombre d'événements de signal est proportionnel au volume du détecteur (V), d'après l'équation [5.6](#). Ainsi, afin d'optimiser le rapport signal-sur-bruit ($S/B \propto V/M = 1/\rho$) de l'analyse, il suffit de se limiter à un volume avec une faible densité ρ .

Dans le cadre de cette thèse, **nous nous limiterons donc à l'étude des désintégrations des neutrinos lourds dans le gaz des chambres à projection temporelle de ND280**, remplies d'un mélange gazeux à base d'argon à la pression atmosphérique et à température ambiante. Par rapport au reste du détecteur, constitué en grande partie de scintillateurs à base de carbone, le gain sur S/B est donc :

$$\frac{\rho_{C,\text{scintillateur}}}{\rho_{Ar,\text{gaz à 1 atm}}} = \frac{1.06 \text{ g.cm}^3}{1.78 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^3} \simeq 596 \quad (5.10)$$

La simulation présentée [section 2.2](#) est donc effectuée seulement pour des désintégrations ayant lieu dans le volume de gaz d'une des trois TPCs.

Il existe cependant deux types de bruit de fond résiduel :

- les interactions de neutrinos dans le gaz des TPCs : étant donné le faible nombre d'événements de signal attendus, les quelques interactions de neutrinos sur argon peuvent malgré tout contaminer la sélection du signal.
- les interactions hors du volume de gaz mais reconstruites dans le gaz suite à une erreur de reconstruction, ces événements seront par la suite dénommés **OOFV** pour « Out-of-Fiducial-Volume » (= hors du volume d'intérêt). Une contribution importante concerne les photons qui se convertissent en un électron et un positron, détectés comme un vertex à deux traces.

Interactions de neutrinos dans le gaz Afin de réduire la première des deux sources de contamination, plusieurs coupures cinématiques sont appliquées. En effet, les événements de signal ont une topologie assez particulière qui permet de les différencier de la plupart des interactions de neutrinos standards.

Par exemple, l'impulsion transverse totale d'un événement de signal est nulle alors que lors de l'interaction d'un neutrino standard avec la matière baryonique, des effets nucléaires peuvent avoir lieu ou des particules supplémentaires (neutrons, protons de basse impulsion) peuvent être émises sans être détectées, de sorte que l'énergie transverse totale reconstruite est non nulle (voir [figure 5.5](#)).

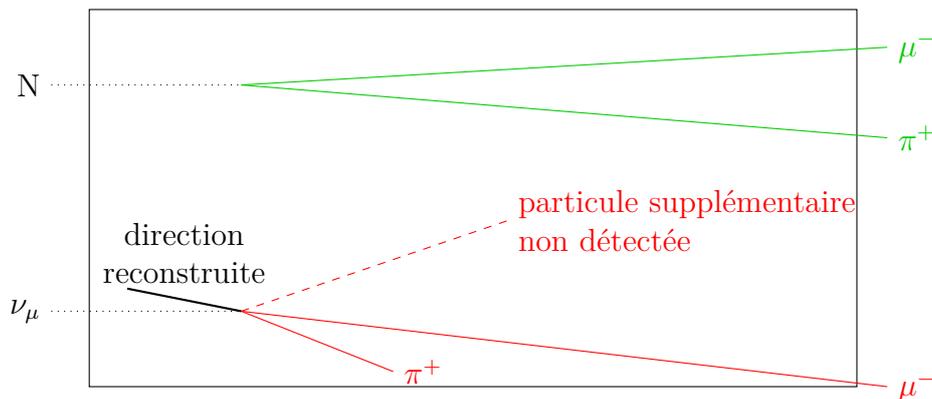


FIGURE 5.5 – Comparaison de la topologie d'un événement de signal (haut) avec celle d'un événement de bruit de fond (bas).

Toutefois, il existe un type particulier d'interaction dans laquelle l'énergie transverse est faible : il s'agit de la production cohérente de pions, émettant seulement un muon et un pion dans l'état final, ce qui la rend très similaire à une désintégration $N \rightarrow \mu\pi$.

Les interactions dans le gaz sont donc séparées en deux sous-catégories : les productions cohérentes de pion (bruit de fond irréductible par des coupures cinématiques) et les autres types d'interactions.

Événements OOFV Concernant les événements OOFV, leur contribution est réduite en appliquant des coupures de type « veto » sur l'événement, par exemple en demandant aucune activité (= aucun signal) dans les détecteurs situés en arrière des traces sélectionnées. Plus de détails sont fournis dans la [section 3.1](#).

Générateurs Monte Carlo Afin d'estimer l'importance et la répartition du bruit de fond, des simulations Monte Carlo sont utilisées. Elles consistent en plusieurs millions d'événements d'interactions de neutrinos, correspondant à une exposition équivalente du détecteur environ

dix fois supérieure à celle des vraies données. Chaque période de prise de données réelles de T2K est simulée en utilisant les générateurs Monte Carlo NEUT[92] et GENIE[86], comme le présente le [tableau 5.2](#).

TABLE 5.2 – Résumé des différentes périodes de prise de données de l’expérience T2K, séparé entre le mode neutrino et le mode anti-neutrino, avec la statistique en nombre de protons-sur-cible (POT) associée. Les deux dernières colonnes indiquent la statistique générée avec les générateurs Monte Carlo NEUT et GENIE, utilisé par la suite pour l’estimation du bruit de fond de l’analyse.

Mode	Période (<i>run</i>)	données ($/10^{20}$)	NEUT ($/10^{21}$)	GENIE ($/10^{21}$)
FHC/Neutrino	run 2a	0.36	0.93	0.98
	run 2w	0.43	0.52	1.28
	run 3b	0.22	0.45	0.48
	run 3c	1.36	2.63	2.80
	run 4a	1.78	3.49	3.67
	run 4w	1.64	1.66	2.39
	run 5w	0.24	-	-
	run 6a	0.17	-	-
	run 7c	0.40	-	-
	run 8a	4.15	3.63	-
	run 8w	1.58	2.64	-
	runs 2-8	12.34	15.96	11.6
RHC/Anti-neutrino	run 5w	0.43	2.29	2.17
	run 6b	1.29	1.42	-
	run 6c	0.51	0.53	-
	run 6d	0.78	0.69	-
	run 6e	0.85	0.86	-
	run 7b	2.44	2.14	3.66
		runs 5-7	6.29	7.92

De plus, un échantillon spécial d’interactions exclusivement dans le gaz des TPCs a été généré avec le générateur NuWro, avec une exposition équivalente de 1.27×10^{23} protons-sur-cible, en mode neutrino. Par construction, cet échantillon ne contient pas d’événements OOFV mais est utile pour contre-vérifier les prédictions de NEUT et GENIE sur la prédiction du bruit de fond lié aux interactions sur le gaz.

3 Sélection

Comme nous l’avons vu dans la [section 2.3](#), certains bruits de fond sont attendus dans l’analyse, il est donc nécessaire d’effectuer une certaine sélection parmi tous les événements collectés par ND280, afin d’isoler le signal de ceux-ci.

Des effets non pris en compte directement dans le Monte Carlo doivent alors être appliqués à celui-ci afin de correctement prédire le comportement des vraies données de T2K, ainsi que présenté [section 3.2](#).

Dans la suite, deux termes seront utilisés :

- **mode** permet d'identifier une contribution particulière au signal. Par exemple : $\{K^+ \rightarrow e^+N, N \rightarrow e^-\pi^+\}$ ou $\{K^+ \rightarrow \mu^+N, N \rightarrow e^-\pi^+\}$. Les différents modes sont résumés [tableau 5.1](#).
- **canal** désigne la séparation en échantillons des événements sélectionnés dans le détecteur ND280, identifiés à partir de leur charge et de l'identification des particules. Par exemple : le canal $e^-\pi^+$ concerne les événements sélectionnés avec une trace négative identifiée comme un électron et une trace positive identifiée comme un pion.

Les simplifications présentées [section 2.1](#) peuvent alors être reformulées de la façon suivante : pour un mode donné, seule est considérée la sélection dans le canal associé. Par exemple :

- mode $\{K^+ \rightarrow e^+N, N \rightarrow e^-\pi^+\} \Rightarrow$ canal $e^-\pi^+$
- mode $\{K^+ \rightarrow e^+N, N \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\} \Rightarrow$ canal $\mu^+\mu^-$

3.1 Coupures utilisées

Les fichiers de simulation produits avec la procédure détaillée [section 2.2](#) sont utilisés afin d'optimiser la sélection. Les étapes suivantes sont appliquées :

1. L'événement doit être de bonne qualité, c'est-à-dire qu'à l'instant de l'événement, le faisceau était stable, le détecteur fonctionnait correctement, et l'aimant était activé.
2. L'événement doit contenir deux traces de charges opposées, proches l'une de l'autre (tel que détaillé [section 3.1.a](#)), les traces doivent être de bonne qualité, c'est-à-dire être constituées d'au moins 18 amas dans une des trois TPCs (pas nécessairement la première).
3. Ces deux traces sont alors utilisées afin de reconstruire la position de la désintégration candidate, il est requis que cette position soit dans l'une des trois TPCs.
4. Veto ([section 3.1.b](#)) : l'événement ne doit pas contenir d'activité en amont de la désintégration reconstruite. De plus, la TPC de la désintégration ne doit pas contenir d'autres traces que les deux considérées précédemment.
5. Identification des traces ([section 3.1.c](#)) : les informations des TPCs, comme décrites dans le [chapitre 2](#), [figure 4.2.b](#), sont utilisées afin de séparer les différents canaux $\mu^\pm\pi^\mp$, $e^\pm\pi^\mp$ et $\mu^+\mu^-$.
6. Coupures cinématiques ([section 3.1.d](#))

Les résultats sont par la suite détaillés uniquement pour la sélection en mode neutrino. Les mêmes coupures sont appliquées en mode anti-neutrino.

a

Sélection des deux traces

De manière générale, parmi les événements où les deux traces d'intérêt sont reconstruites, il est possible de distinguer deux types de topologie, comme le présente la [figure 5.4](#) :

- Les deux traces sont reconstruites dans la même TPC i ($i = 1, 2, 3$).
- Une trace est reconstruite dans la TPC i ($i = 1, 2$) alors que la deuxième n'est reconstruite que dans le détecteur suivant ou au début de la TPC $i + 1$, ce qui est causé par l'extrême colinéarité des deux traces, qui empêche de les distinguer directement dans la TPC i .

Ainsi, la sélection des deux traces suit l'un des deux cas suivants :

- les deux traces peuvent être séparées dans la TPC i (**cas A**) : il est alors requis que les deux traces commencent dans le volume d'intérêt de la TPC i (tel que défini dans le [tableau 5.3](#)). Dans le plan (XY), les deux traces doivent être séparées de moins de 8 cm ($\Delta_{XY}^{TPC\ i} < 8$ cm). La position de la désintégration du neutrino lourd candidat est extrapolée en utilisant la formule de l'hélice :

$$P_0 = (X, Y, Z) \rightarrow P(\zeta) = (X', Y', Z') \quad (5.11)$$

$$\text{où } \begin{cases} X \rightarrow X' = X - (d_X/d_Z) \times (Z - \zeta) \\ Y \rightarrow Y' = Y_c - q\sqrt{R^2 - (\zeta - Z_c)^2} \\ Z \rightarrow Z' = \zeta \end{cases}$$

où R est le rayon de courbure de la trace, q sa charge, (d_X, d_Y, d_Z) sa direction et $(Y_c, Z_c) = (Y + qRd_Z, Z - qRd_Y)$ est le centre de courbure. Toute perte d'énergie est négligée car, dans le gaz des TPCs, celle-ci est de l'ordre de quelques keV/cm, donc totalement négligeable par rapport à l'énergie cinétique des traces reconstruites ($\gtrsim 100$ MeV).

La trace est extrapolée en arrière ($Z' < Z$) jusqu'au point de plus proche approche i.e. $L_{extp,XY} = \sqrt{(X'_2 - X'_1)^2 + (Y'_2 - Y'_1)^2}$ minimale. Il est alors requis que $L_{extp,XY}^{min} < 2.5$ cm et que le vertex ainsi reconstruit soit toujours dans le volume d'intérêt de la TPC i .

La [figure 5.7](#) présente la distribution des événements de signal et de bruit de fond en fonction de la distance entre les deux traces.

- seule l'une des deux traces est reconstruite dans la TPC i , avec une position initiale dans son volume d'intérêt (**cas B**) : la seconde trace doit alors impérativement être reconstruite au début de la TPC $i + 1$. Dans un tel événement, les deux traces sont fortement colinéaires, ce qui implique que leurs positions à l'entrée de la TPC $i + 1$ doivent être proches : $\Delta_{XY}^{TPC\ i+1} < 8$ cm. La seconde trace est alors extrapolée jusqu'à la première en utilisant la formule [5.11](#) et il est alors requis que leur séparation soit inférieure à 5 cm.

Les deux situations sont résumées [figure 5.6](#).

TABLE 5.3 – Dimensions du volume d'intérêt pour chacune des trois TPC. La dimension en Z (épaisseur) correspond au volume total de gaz, soustrait d'une marge de 59 mm en amont et 150 mm en aval. Pour chaque TPC, le volume est séparé en deux selon X par la cathode centrale.

	Dimensions
X	$2 \times 85 = 170$ cm
Y	196 cm
Z	56.3 cm

b Veto

Comme évoqué [section 2.3](#), il est possible de réduire la quantité de bruit de fond attendu en appliquant certaines coupures sur les événements. Par exemple, une interaction dans le FGD 1 peut produire une particule neutre qui interagirait dans la TPC 2, en produisant deux traces, ce qui ressemblerait donc à un événement de signal.

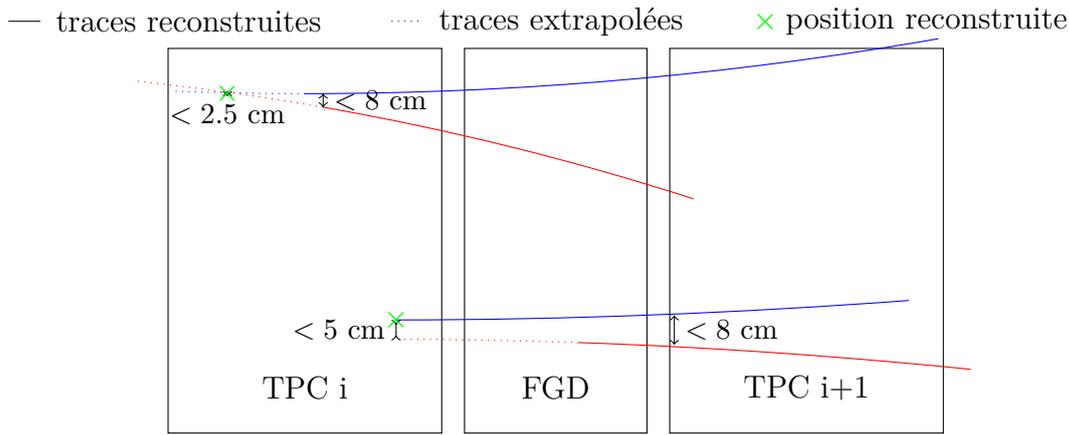


FIGURE 5.6 – Sélection des deux traces selon la topologie de l'événement. Haut : cas A, bas : cas B.

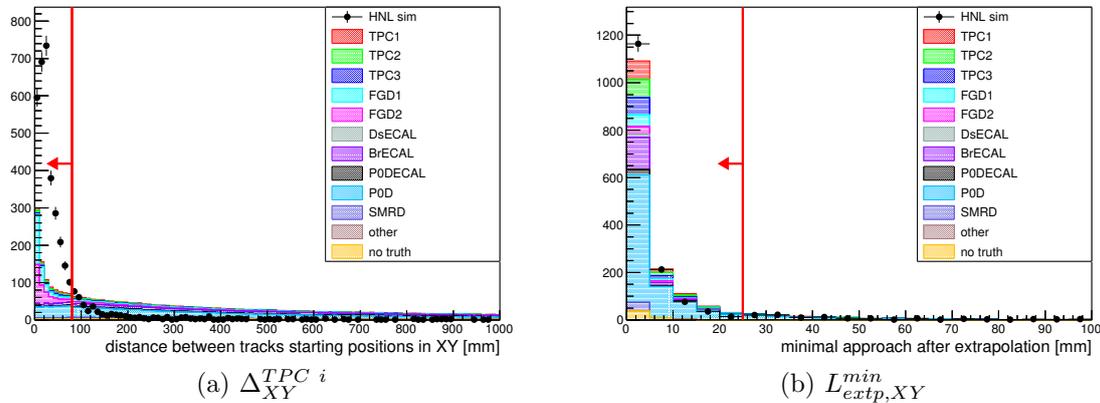


FIGURE 5.7 – Coupures effectuées sur les distances entre les deux traces avant (gauche) et après (droite) extrapolation dans le cas A. La distribution des événements de type signal est présentée en noir alors que la distribution des événements de bruit de fond est présentée avec plusieurs couleurs, correspondant à la position de la vraie interaction de neutrino considéré. Les deux distributions sont renormalisées à la même intégrale.

De tels événements peuvent être rejetés en imposant qu'aucune activité (au-dessus du bruit électronique moyen) n'ait lieu dans les détecteurs proches de l'événement considéré. On distingue alors 4 catégories de veto :

- pour une désintégration candidate dans la TPC 1, la coupure s'exprime en demandant aucune trace dans le POD.
- pour une désintégration candidate dans la TPC 2 (respectivement TPC 3), il s'agit d'avoir moins de 6 (respectivement 5) barres touchées dans le FGD 1 (respectivement FGD 2), le nombre exact ayant été optimisé en se basant sur des simulations du détecteur.
- si les deux traces ont été sélectionnées comme dans le cas B, un bruit de fond possible concerne les interactions de neutrinos ayant lieu dans le détecteur situé entre les TPC i et $i + 1$, où l'une des traces part vers l'arrière. Dans ce cas, il est simplement requis que ce détecteur entre les deux TPCs ne contiennent pas d'activité supplémentaire, en plus de celle associée aux deux traces sélectionnées, afin de réduire ce bruit de fond.

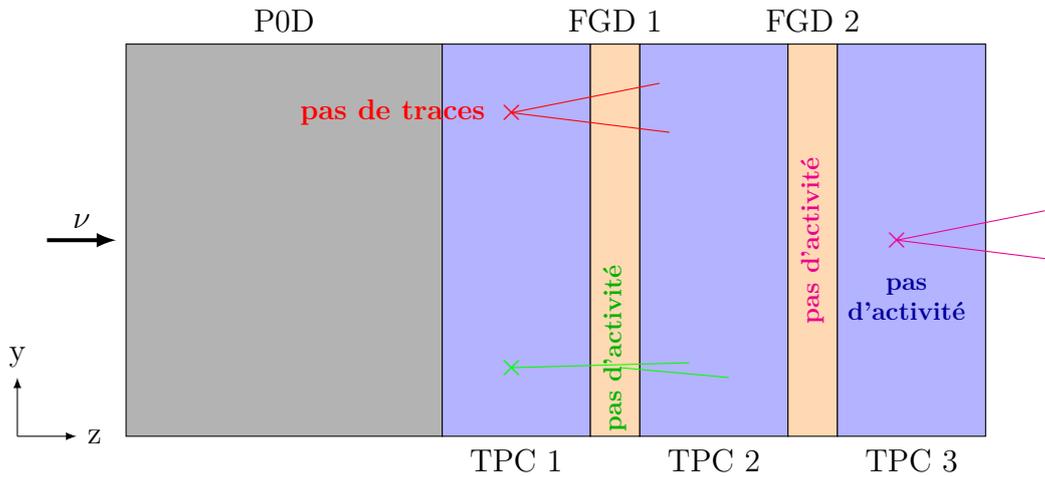


FIGURE 5.8 – Représentation schématique des différentes catégories de veto. Rouge : veto du détecteur en amont ; vert : veto du détecteur en aval pour le cas B ; rose : veto de la TPC de la désintégration.

- pour toutes les désintégrations, il est requis que l'événement ne contienne pas de traces supplémentaires dans la TPC i , autre que les deux traces sélectionnées.

c Identification des traces

La sélection d'événements à deux traces obtenue jusqu'alors est séparée en cinq branches : $\mu^\pm\pi^\mp$, $e^-\pi^+$, $e^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ et e^+e^- . Il n'est pas possible de séparer efficacement les muons et les pions avec les TPCs, comme le montre la [figure 2.15b](#), il a donc été décidé de considérer uniquement un échantillon joint $\mu^\pm\pi^\mp$, sachant que $N \rightarrow \mu^-\pi^+$ et $N \rightarrow \mu^+\pi^-$ sont sensibles tous deux à U_μ^2 .

Selon la branche considérée, les coupures considérées (principalement basées sur la discussion du [chapitre 1, figure 4.2.b](#)) sont différentes. Elles ont été définies de façon à ce que les différentes branches soient exclusives (aucun événement ne peut être sélectionné dans plusieurs branches) :

- $\mu^\pm\pi^\mp$: une particule est identifiée comme un muon (respectivement pion) si $\mathcal{L}_\mu > 0.05$ (respectivement $\mathcal{L}_\pi > 0.2$) et $\mathcal{L}_{MIP} \equiv \frac{\mathcal{L}_\mu + \mathcal{L}_\pi}{1 - \mathcal{L}_p} > 0.8$ (cette dernière condition, ayant été optimisée pour séparer muons/pions et protons/électrons à basse énergie, n'est appliquée que pour des traces avec une impulsion inférieure à 500 MeV/c). La coupure diffère légèrement pour μ^+ , pour lesquels la contamination de protons est plus importante : $0.1 < \mathcal{L}_\mu < 0.7$ et $\mathcal{L}_{MIP} > 0.9$.
- $e^-\pi^+$: l'identification du pion est la même que ci-dessus, l'électron est identifié par : $\mathcal{L}_e > 0.35$, $\mathcal{L}_{\mu,\pi} < 0.3$ et $\mathcal{L}_p < 0.4$
- $e^+\pi^-$: même procédure que pour $e^-\pi^+$
- $\mu^+\mu^-$: comme énoncé précédemment, il est difficile de séparer pion et muon avec les TPCs. Pour augmenter la pureté d'une sélection $\mu^+\mu^-$, il est donc nécessaire d'utiliser une information additionnelle : l'identification dans le calorimètre électromagnétique, qui permet de séparer les dépôts de type « trace » et les dépôts de type « gerbe » (*shower*). Alors qu'un muon restera une simple trace, le pion peut commencer à interagir fortement

dans le calorimètre, de sorte à laisser un dépôt diffus dans celui-ci. Cette information est utilisée afin de sélectionner les dépôts de type « trace » et donc principalement les muons.

- e^+e^- : l'électron et le positron sont sélectionnés comme précédemment, ce canal est défini car il sera utilisé comme région de signal dans l'approche présentée dans le [chapitre 6, section 2](#).

La [figure 5.9](#) présente différentes distributions des paramètres sus-cités.

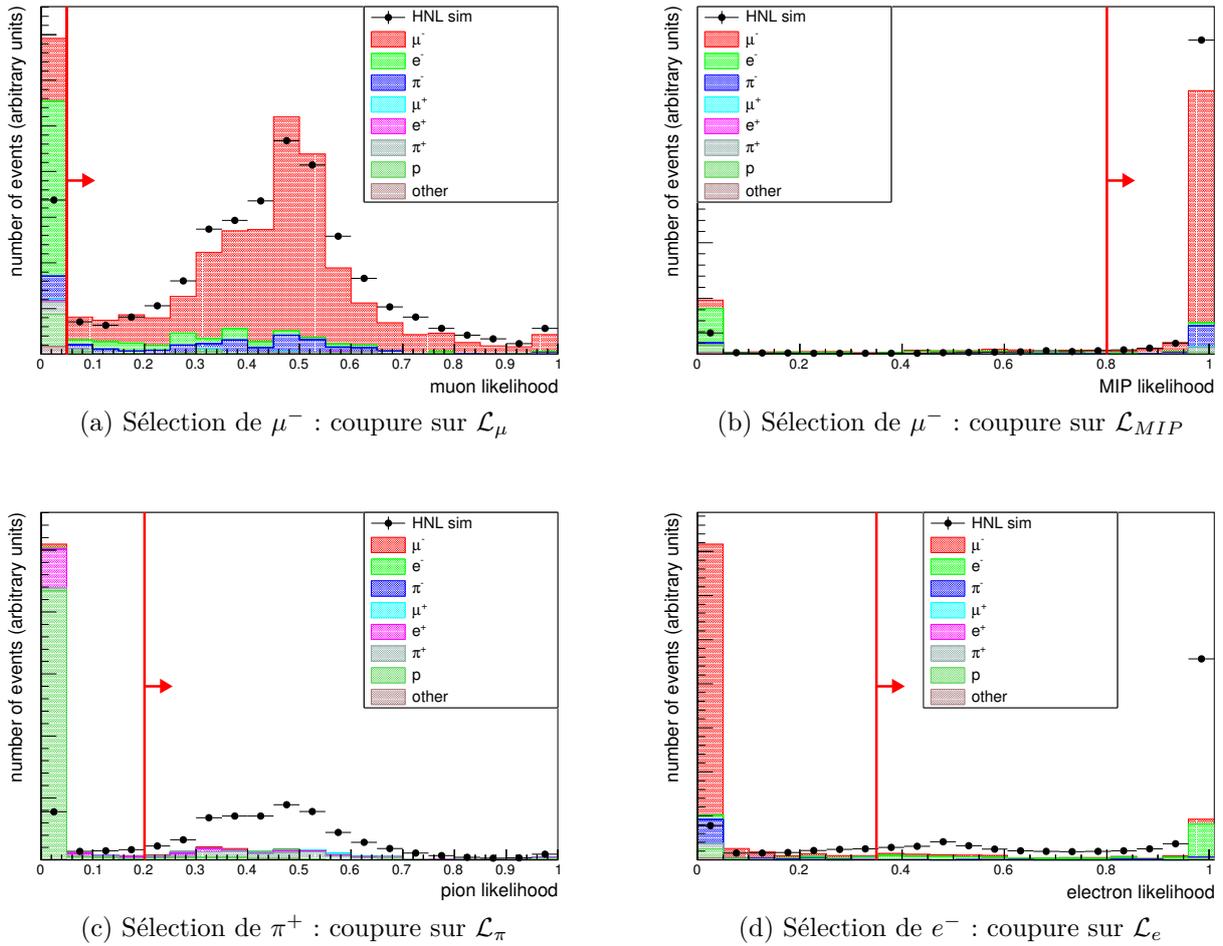


FIGURE 5.9 – Distribution du paramètre de vraisemblance \mathcal{L}_i ($i = \mu, \pi, e$) pour les traces issues de la simulation de neutrinos lourds avec une masse de $270 \text{ MeV}/c^2$ (en noir) et pour le bruit de fond simulé avec le générateur Monte Carlo NEUT (séparé entre différentes couleurs symbolisant la vraie identité de la particule). Les distributions du signal et du bruit de fond sont renormalisées à la même intégrale.

d Coupures cinématiques

La paire de traces sélectionnées (notées 1 et 2 dans la suite) permet de reconstruire toute la cinématique de la désintégration candidate : impulsion totale, masse invariante, angle... S'il s'agit bien d'une vraie désintégration, ces variables doivent respecter certains critères (conservation de l'impulsion, conservation de l'énergie en particulier) alors que le bruit de fond lié à des interactions de neutrinos a une distribution moins contrainte.

Plusieurs coupures sont alors appliquées afin d'améliorer le rapport signal-sur-bruit.

Impulsion totale (figure 5.11a) Lors de sa production dans la désintégration de son parent kaon, le neutrino lourd emporte une impulsion non négligeable dans le référentiel du laboratoire. Les simulations du signal prédisent en particulier que la grande majorité des neutrinos lourds ont une impulsion $p_N = \|\vec{p}_1 + \vec{p}_2\| > 150$ MeV/c, ce qui est utilisé comme coupure.

Angle entre les deux traces (figure 5.11b) L'angle entre les traces $\Delta\Phi$ peut être calculé en utilisant : $\cos \Delta\Phi = \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{\|\vec{p}_1\| \|\vec{p}_2\|}$. Nous avons vu figure 5.4 que les deux traces avaient la même direction globale donc la coupure appliquée est $\Delta\Phi < 90^\circ$ i.e. $\cos \Delta\Phi > 0$.

Masse invariante (figures 5.11c et 5.11d) Dans le cas d'une désintégration du neutrino lourd en deux corps ($N \rightarrow e\pi$ ou $N \rightarrow \mu\pi$), la masse invariante $m_{12} \equiv \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$ est égale à la masse du neutrino lourd, par simple conservation de l'énergie. Dans le cas d'une désintégration à trois corps, la cinématique impose simplement $m_{12} < M_N$. De plus :

- le neutrino lourd est produit dans la désintégration d'un kaon donc $M_N < m_K$ soit $M_N < 493$ MeV
- la résolution limitée sur l'impulsion reconstruite implique que la distribution de m_{12} a une certaine largeur non négligeable. Par exemple, pour $M_N \simeq 450$ MeV, il a été trouvé que la distribution est gaussienne, centrée en $\mu = 450$ MeV, avec $\sigma = \sigma_{450} \sim 50$ MeV.

Ainsi, de manière conservative, il a été décidé de simplement appliquer la coupure suivante : $m_{12} < 700$ MeV ($\sim m_K + 4\sigma_{450}$), ce qui permet malgré tout de rejeter une partie du bruit de fond restant.

Angle polaire du neutrino lourd (figures 5.11e et 5.11f) Il est possible de reconstruire la direction d'arrivée du neutrino lourd en utilisant $\vec{p}_N = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. L'angle polaire est défini comme $\cos \theta = (\vec{p}_N \cdot \vec{z})/p_N$ où \vec{z} désigne l'axe principal du détecteur. Nous avons vu figure 5.3b que $\cos \theta$ est très proche de 1. En prenant en compte les effets de résolution, les simulations permettent de définir comme coupure $\cos \theta > 0.992$ (pour $\mu\pi$), 0.990 (pour $e\pi$ ou $\mu\mu$).

Quadri-impulsion transférée (figures 5.11g et 5.11h) Dans le cas d'une désintégration à deux corps $N \rightarrow \ell^\pm \pi^\mp$, toute l'énergie du neutrino lourd est transférée à ces deux particules-filles, de sorte qu'il n'y a pas d'énergie manquante. Ainsi, $|t| \equiv |(P_N - P_\ell - P_\pi)^2| = 0$, où P désigne les quadri-impulsions.

Il est possible d'estimer cette variable $|t|$ en définissant les impulsions transverses et longitudinales comme sur la figure 5.10. On a alors $|t| \approx \left(\sum_{i=\ell,\pi} E_i - p_{i,L}\right)^2 + \left|\sum_{i=\ell,\pi} \vec{p}_{i,T}\right|^2$.

En considérant les distributions ainsi obtenues (figures 5.11g et 5.11h), la coupure appliquée est : $|t| < 0.03$ GeV².

Dans le cas du mode $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu$, la coupure n'est pas utilisée car le neutrino emporte une partie de l'énergie.

3.2 Systématiques

Le nombre d'événements de signal attendus dans le détecteur peut s'exprimer sous la forme :

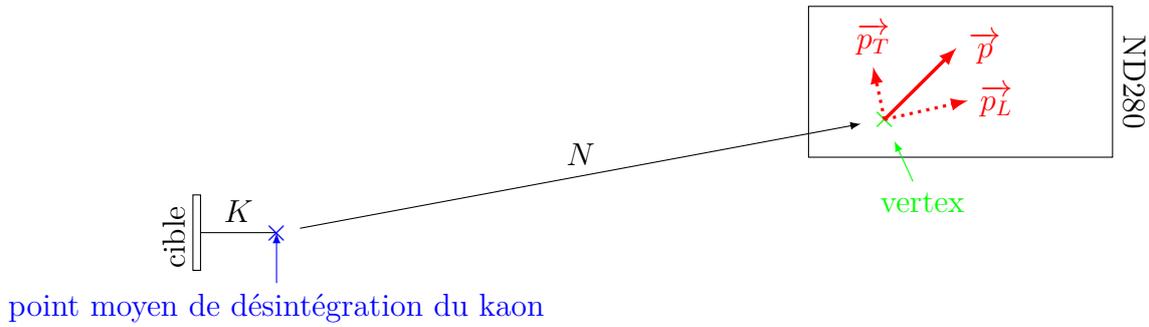


FIGURE 5.10 – Définition des impulsions transverses et longitudinales utilisées pour l’estimation de $|t|$.

$$S(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta) = U_\alpha^2 U_\beta^2 \times \Phi(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta)^{U_{\alpha,\beta}^2=1} \times \varepsilon(K^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm N, N \rightarrow X_\beta) \quad (5.12)$$

où $\Phi(K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow X_\beta)^{U_{\alpha,\beta}^2=1}$ est le flux estimé avec la simulation présentée [section 2.2](#) et $\varepsilon(K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow X_\beta)$ l’efficacité de sélection du signal, obtenue après application des coupures détaillées [section 3.1](#).

L’équation [5.12](#) laisse entrevoir deux sources potentielles d’incertitudes sur le nombre d’événements de signal :

- le flux de neutrinos lourds ([section 3.2.a](#))
- l’efficacité de sélection du signal ([section 3.2.b](#))

a Incertitude sur le flux de neutrinos lourds

Le flux de neutrinos lourds est calculé en utilisant principalement les simulations du flux de kaons au niveau du faisceau de T2K. Une incertitude sur ce flux se propage à une incertitude sur le nombre de neutrinos lourds. Dans le [chapitre 2, section 2.3](#), les résultats de l’expérience NA61 étaient présentés comme permettant de contraindre l’erreur totale sur le flux de kaons produits dans T2K à 15% pour des neutrinos standards avec une énergie inférieure à 5 GeV.

La [figure 5.12](#) montre en effet que les énergies considérées dans cette étude sont bien inférieures à 5 GeV, indépendamment de la masse du neutrino lourd, dans la suite, cette incertitude de 15% est donc utilisée.

b Incertitude sur l’efficacité de sélection

L’efficacité de sélection ε (pour une masse et un mode donnés) est calculée avec la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{\text{nombre pondéré d'événements de signal sélectionnés}}{\text{nombre pondéré total d'événements de signal simulés}} = \frac{N_{\text{sel}}}{N_{\text{sim}}} = \frac{\sum_{i,\text{sel}} w_i}{\sum_i w_i} \quad (5.13)$$

où w_i est le poids donné par la simulation à l’événement i .

Il existe alors deux types d’incertitudes sur ε à prendre en considération :

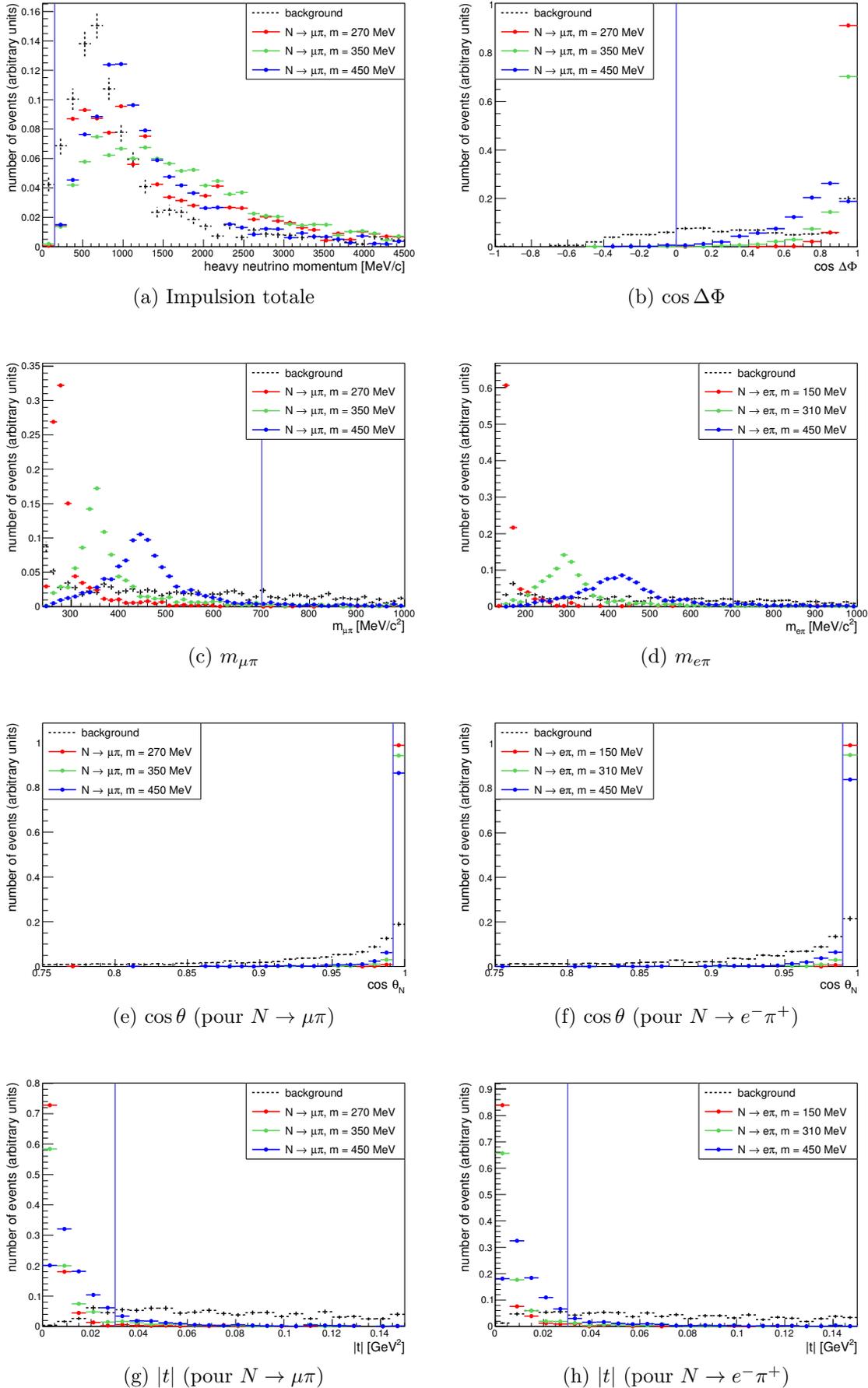


FIGURE 5.11 – Distributions de l’impulsion reconstruite du neutrino lourd, de l’angle entre les deux traces, de la masse invariante, de l’angle polaire et de $|t|$ pour différents échantillons de signal, comparées avec les prédictions pour le bruit de fond restant après les coupures d’identification. Les coupures sont représentées par des lignes bleues verticales et les distributions sont normalisées à l’unité.

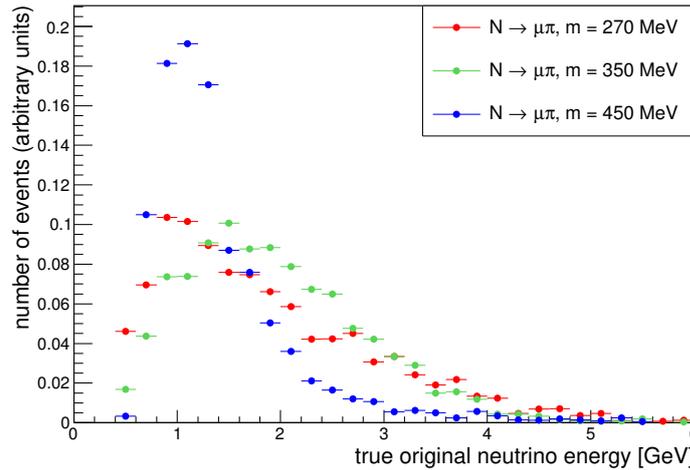


FIGURE 5.12 – Distribution de la vraie énergie du neutrino original utilisé dans la simulation des neutrinos lourds, pour les événements ayant passé toutes les coupures de la sélection. L'histogramme est normalisé à l'unité.

- une incertitude statistique liée à la taille limitée de l'échantillon utilisé pour estimer l'efficacité. Une erreur standard de type binomial est utilisée :

$$\delta\varepsilon_{\text{stat}} = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{\text{sim}}}} \quad (5.14)$$

- une incertitude systématique liée à notre connaissance du détecteur et aux différences entre les simulations et les vraies données sur celui-ci : toute différence peut en effet se transposer en un changement de l'efficacité de la sélection i.e. une incertitude sur ε . On a alors de manière générale :

$$\delta\varepsilon_{\text{syst}} = \frac{\delta N_{\text{sel}}}{N_{\text{sim}}} \quad (5.15)$$

Il est possible de distinguer deux types de systématiques liées au détecteur :

- **Type variation** : une variable donnée θ utilisée dans l'analyse peut se comporter différemment dans les données et dans les simulations, ce qui induit une incertitude. Cette dernière se propage à l'efficacité à travers coupure sur θ . Elle est estimée en effectuant un grand nombre de tirages aléatoires (dits pseudo-expériences) de cette variable θ suivant son incertitude :

$$\{\theta_i\} \rightarrow \{\theta'_{i,t}\} = \{\theta_i \times (1 + \delta_t)\} \quad (5.16)$$

et en estimant l'effet de ce changement sur le nombre d'événements sélectionnés après coupure sur la dite variable. L'écart-type du nombre d'événements sélectionnés pour chaque tirage t , $\sqrt{\text{Var}(\{N_{\text{sel},t}\})}$, est alors utilisé comme erreur systématique.

- **Type efficacité** : il existe une incertitude sur la probabilité d'un événement i donné, qui peut s'écrire sous la forme d'un poids additionnel $\alpha_{i,t}$ ayant une moyenne $\alpha_{i,0}$ et une déviation standard $\delta\alpha_i$. Généralement, $\alpha_{i,0}$ est estimée en utilisant des régions de contrôle bien connues et en comparant les résultats des données réelles et des simulations dans celles-ci. $\delta\alpha_i$ est alors simplement l'erreur statistique sur ces

échantillons. Pour une telle systématique, l'erreur δN_{sel} est l'écart-type de :

$$\{N_{\text{sel},t}\} = \left\{ \sum_{i,\text{sel}} w_i \alpha_{i,t} \right\} \quad (5.17)$$

Typiquement, 500 pseudo-expériences sont effectuées pour chaque source de systématique ($1 \leq t \leq 500$).

Les erreurs systématiques prises en compte pour tous les canaux d'observation sont les suivantes :

Distorsion du champ magnétique dans les TPCs Toute inhomogénéité du champ magnétique ou du champ électrique entraîne une modification de la trajectoire des électrons de dérive dans les TPCs. La systématique est implémentée comme de type variation, en faisant varier le champ et donc la position en y et z des amas reconstruits sur les MicroMegas.

Échelle de l'impulsion reconstruite L'erreur sur la valeur moyenne du champ magnétique B se propage en une erreur sur l'impulsion de la trace, d'après l'équation 2.7.

Résolution de l'impulsion reconstruite La résolution sur l'impulsion des traces telle que mesurée dans les TPCs peut être estimée dans les données réelles en utilisant les traces traversant deux TPCs et en utilisant la différence entre les impulsions reconstruites dans chacune (corrigée par l'énergie perdue dans le FGD situé entre les deux). Il est alors possible d'en extraire un facteur de correction, utilisé tel que dans l'équation 5.16.

Résolution en position/direction reconstruite La coupure présentée section 3.1.a est sensible à la position/direction relative des deux traces sélectionnées. Toute différence entre données et simulations sur la résolution en position et direction a un effet sur l'efficacité. Cet effet a été estimé en faisant varier la position et la direction des traces indépendamment, en utilisant les résolutions obtenues pour des traces traversant une TPC. Il a été estimé que la résolution en position est $\sigma_X = \sigma_Y = \sigma_Z = 0.4$ mm alors que la résolution sur les angles polaire et azimutale de la trace est de 3 mrad.

Identification des particules dans les TPCs L'identification est effectuée en utilisant l'énergie perdue dans les TPCs par unité de longueur, écrite sous la forme de l'écart normalisé / *pull* (équation 2.8). Des échantillons de contrôle dans les données réelles ont été utilisés afin d'estimer l'accord entre les données et les simulations sur la distribution du *pull*. Les légères différences sont propagées comme une systématique de type variation.

Identification de la charge La charge est estimée en mesurant le sens de courbure de la trace dans une TPC. Une erreur sur la courbure, et en particulier la différence entre données et simulation sur cette erreur, est propagée comme une systématique de type efficacité.

Efficacité de reconstruction des amas dans la TPC La reconstruction d'un amas d'une trace donnée peut être différente entre données et simulation car elle est affectée par la réponse électronique du MicroMegas (en particulier par la présence ou non de régions mortes). Cet effet est propagé jusqu'à l'efficacité de sélection car le nombre d'amas d'une trace est utilisé comme critère de qualité de la trace (coupure N°2).

Efficacité de reconstruction des traces dans la TPC La reconstruction globale d'une trace donnée par une TPC est affectée par les performances de l'algorithme de reconstruction présentées chapitre 2, section 4.2.b. Un échantillon de contrôle de traces horizontales traversant les trois TPCs est utilisé pour estimer une erreur systématique de type efficacité.

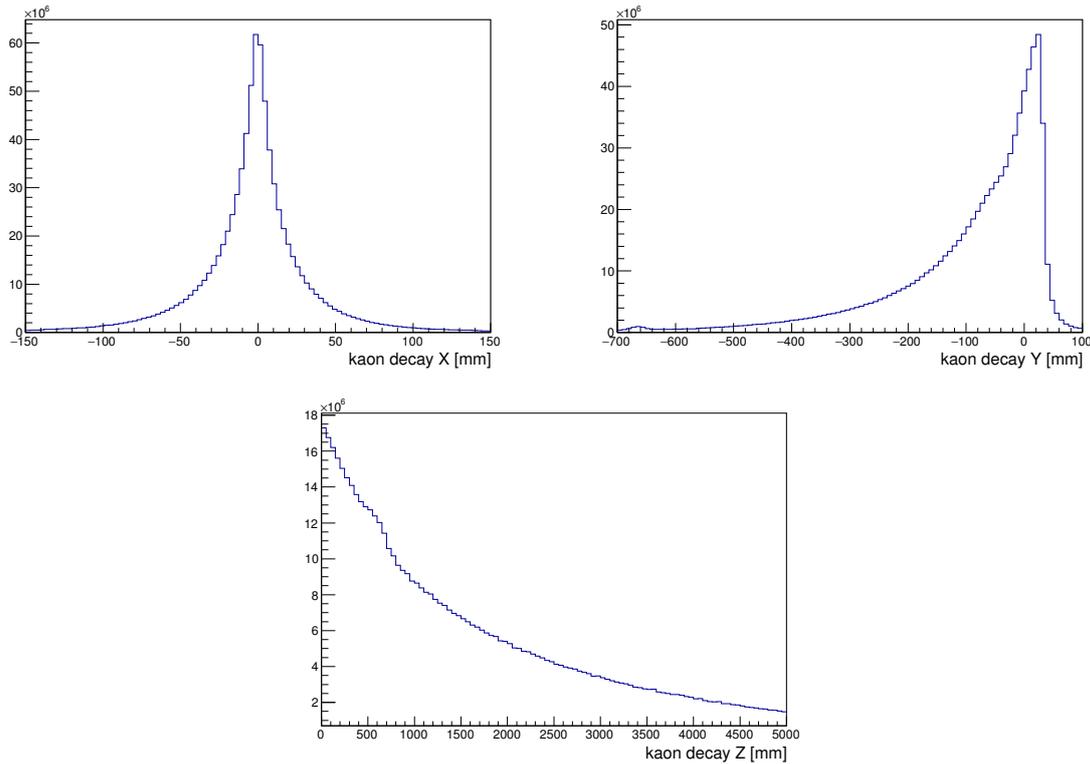


FIGURE 5.13 – Distribution du point de désintégration du kaon parent des neutrinos lourds arrivant à ND280 en X, Y et Z (dans le référentiel défini par le faisceau). Les contributions des deux modes de production ($K \rightarrow eN$ et $K \rightarrow \mu N$) sont sommées et les distributions sont moyennées sur une gamme de masse de neutrinos lourds de 150 à 490 MeV.

Efficacité d'appariement TPC-FGD La trace globale utilisée dans l'analyse comprend à la fois des segments dans les TPCs et les FGDs. Un échantillon de contrôle de traces traversant au moins deux TPCs est utilisé afin de contraindre les erreurs sur cet appariement.

Certaines systématiques sont appliquées seulement pour des canaux d'observation particuliers (où des traces ou des coupures spécifiques sont présentes) :

Position de la désintégration du kaon La variable $|t|$ est définie à partir du point moyen de désintégration du kaon, tel que présenté figure 5.10. Toute incertitude sur ce point se propage en une incertitude sur $|t|$ et peut donc être vu comme une systématique de type variation. Cette systématique n'est pas utilisée dans le canal $\mu^+\mu^-$.

La figure 5.13 présente la distribution du point de désintégration du kaon (obtenue avec la vérité Monte Carlo), à partir de laquelle le point moyen utilisé pour $|t|$ est calculé.

Afin d'obtenir une estimation de l'impact de la variation de ce point, sans avoir besoin de prendre en considération mode par mode, masse par masse, il a été décidé simplement d'effectuer un grand nombre de tirages du point utilisé comme point moyen de désintégration du kaon en suivant ces distributions. Cela permet d'estimer une limite supérieure de l'effet d'une telle variation.

Interaction secondaire des pions Le pion produit lors de la désintégration d'un neutrino lourd $N \rightarrow \ell_\alpha^\pm \pi^\mp$ peut ré-interagir avec la matière baryonique du détecteur, avant d'avoir pu être détecté ou reconstruit. GEANT4 modélise ce type d'interactions, mais le modèle utilisé étant en léger désaccord avec les données, ce dernier est propagé comme

TABLE 5.4 – Valeurs des erreurs systématiques pour différents échantillons de signal (masse fixée, mode de désintégration du neutrino lourd donné).

	$N \rightarrow \mu^- \pi^+$ ($m = 270$ MeV)	$N \rightarrow \mu^- \pi^+$ ($m = 450$ MeV)	$N \rightarrow e^- \pi^+$ ($m = 250$ MeV)	$N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu$ ($m = 350$ MeV)
Communes (type variation)				
Distorsion du champ magnétique	0.11%	0.69%	0.74%	0.18%
Echelle de l'impulsion (TPC)	0.036%	0.047%	0.052%	0.12%
Résolution de l'impulsion (TPC)	0.5%	1.1%	0.94%	0.42%
Id. des particules (TPC)	1.9%	0.99%	1.2%	1.1%
Résolution en position/direction	0.36%	0.41%	0.29%	0.27%
Communes (type efficacité)				
Identification de la charge	0.31%	0.25%	0.45%	0.29%
Efficacité de reco. des amas	$\ll 1\%$	$\ll 1\%$	$\ll 1\%$	$\ll 1\%$
Efficacité de reco. des traces	1.2%	0.46%	0.43%	0.16%
Efficacité d'appariement TPC-FGD	0.053%	0.082%	0.035%	0.013%
Spécifiques pour $\mu^\pm \pi^\mp, e^- \pi^+, e^+ \pi^-$				
Position de la désintégration du K	0.02%	0.0083%	0.026%	-
Interaction secondaire des pions	2.6%	2%	2.9%	-
Spécifiques pour $\mu^+ \mu^-$				
Efficacité d'appariement TPC-ECal	-	-	-	0.63%
Id. des particules (ECal)	-	-	-	1.4%
Résolution de l'énergie (ECal)	-	-	-	0.23%
Echelle de l'énergie (ECal)	-	-	-	0.6%
Erreur totale	3.4%	2.8%	4.6%	2.1%

systématique de type efficacité, uniquement pour les canaux $\mu^\pm \pi^\mp$, $e^- \pi^+$ et $e^+ \pi^-$ (où un pion est présent dans l'état final).

Efficacité d'appariement TPC-ECal Même type de systématique que l'appariement TPC-FGD. Elle n'est appliquée que pour le canal $\mu^+ \mu^-$ (qui utilise le calorimètre électromagnétique).

Identification des particules dans le calorimètre Nous avons vu [section 3.1.c](#) que nous appliquons un critère d'identification des traces dans le calorimètre pour le canal $\mu^+ \mu^-$. Les différences entre données et Monte Carlo sur les variables utilisées pour séparer les particules de type « trace » et de type « gerbe » sont propagées comme systématiques.

Le [tableau 5.4](#) présente l'erreur relative sur le nombre d'événements sélectionnés pour les différentes sources systématiques évoquées ci-dessus.

Pour $\mu^\pm \pi^\mp$, $e^- \pi^+$ et $e^+ \pi^-$, les systématiques dominantes sont celles liées à l'identification des particules dans les TPCs et les interactions secondaires des pions, alors que pour le canal $\mu^+ \mu^-$, la systématique la plus importante concerne l'identification des particules dans le calorimètre électromagnétique.

Le fait que les systématiques dominantes soient généralement celles liées à l'identification des traces est dû à la sélection d'une topologie assez spécifique d'événements (traces très colinéaires), pour lesquels l'identification est plus difficile. Par exemple, il est possible que les premiers centimètres des deux traces dans la TPC soient complètement superposés, ce qui complexifie l'identification des deux traces et induit donc de larges incertitudes.

◆ Effet d'empilement

Enfin, une dernière correction doit être prise en compte : il s'agit de l'effet d'empilement (*pile-up*) dans lequel un événement de signal peut être rejeté à cause de l'activité d'un autre événement (par exemple une interaction de neutrinos) qui aurait activé les détecteurs mis en veto pour la sélection du signal.

Les désintégrations de neutrinos lourds et les événements de bruit de fond sont générés séparément : cet effet n'est donc pas pris en compte directement dans nos simulations. Son impact est estimé en effectuant une sélection simple d'événements à deux traces dans les TPCs dans les données de T2K et en calculant la réduction d'événement obtenue en appliquant la coupure de veto (présentée [section 3.1.b](#)). Ce taux est utilisé comme une inefficacité supplémentaire :

$$\varepsilon_{\text{sans pile-up}} = \frac{\sum_{i,\text{sel}} w_i}{\sum_i w_i} \rightarrow \varepsilon_{\text{avec pile-up}} = \frac{\sum_{i,\text{sel}} (1 - \pi_i) w_i}{\sum_i w_i} \quad (5.18)$$

La valeur de π_i dépend de l'intensité du faisceau et varie entre 0.02 et 0.04 pour la période 2010-2017. L'influence de l'empilement est surestimée en prenant la valeur la plus élevée sur toute la période.

3.3 Efficacité de sélection du signal

L'efficacité de sélection nominale est calculée en utilisant l'équation [5.18](#) et les erreurs statistiques et systématiques sont respectivement estimées avec les équations [5.14](#) et [5.15](#).

La [figure 5.14](#) présente l'efficacité de sélection en fonction de la masse du neutrino lourd, pour les différents modes de production et de désintégration du neutrino lourd. Les erreurs statistique et systématiques sont prises en compte dans les barres d'erreurs verticales représentées.

Nous pouvons faire plusieurs commentaires :

- L'efficacité est comprise entre 2 et 30%, en fonction de la masse du neutrino lourd et du mode considéré.
- Le comportement en fonction de la masse s'explique par les différences dans la distribution de l'énergie du neutrino lourd, mises en avant [figure 5.3](#), combinées avec les efficacités présentées [figure 5.15](#) :
 - les basses masses correspondent à un boost de Lorentz important donc les traces sont très proches et $\cos \Delta\Phi$ est proche de 1, où l'efficacité de sélection est plus faible, d'où une efficacité de sélection amoindrie. Cela se comprend aisément car dans cette situation, il est difficile de séparer les deux traces.
 - les hautes masses correspondent à un boost plus faible donc l'impulsion des particules filles est également légèrement plus faible ([figure 5.3e](#)), ce qui implique une réduction de l'efficacité de sélection.
- Pour un mode de désintégration donné, l'efficacité ne dépend que très légèrement du mode de production du neutrino lourd, les figures [5.3c](#) et [5.3d](#) montrant en effet que le spectre de E_N est peu affecté par le mode de production.
- Pour α fixé, les efficacités de sélection de $N \rightarrow \ell_\alpha^- \pi^+$ et de $N \rightarrow \ell_\alpha^+ \pi^-$ sont similaires (il s'agit d'une symétrie miroir dans le détecteur).

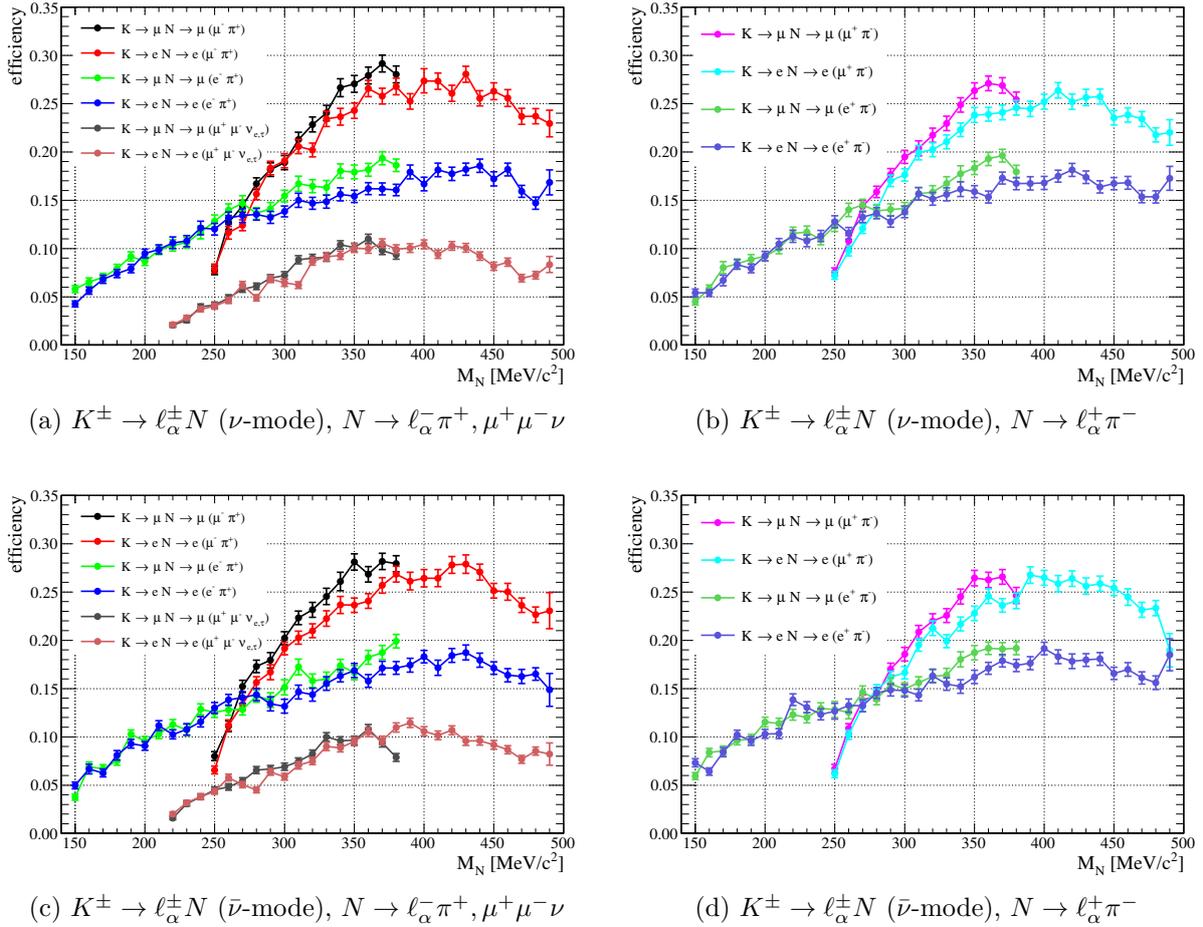


FIGURE 5.14 – Efficacité de sélection en fonction de la masse du neutrino lourd. Les barres d'erreurs contiennent les contributions statistique et systématique.

- L'efficacité de sélection du mode $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu$ est plus faible que pour les autres modes. En effet, les coupures sont similaires, mais avec l'ajout d'un critère d'identification dans le calorimètre électromagnétique, ce qui limite davantage la topologie des événements sélectionnés.

La [figure 5.16](#) présente l'erreur relative sur l'efficacité de sélection en fonction de la masse du neutrino lourd.

Cette erreur varie de 3 à 15% et on peut observer que celle-ci est plus importante aux limites cinématiques sur la masse du neutrino lourd, pour les mêmes raisons que précédemment :

- basses masses : un faible angle d'ouverture implique une reconstruction et une identification plus difficiles.
- hautes masses : les particules filles sont moins boostées et ont donc une impulsion plus faible, ce qui a un effet sur les systématiques.

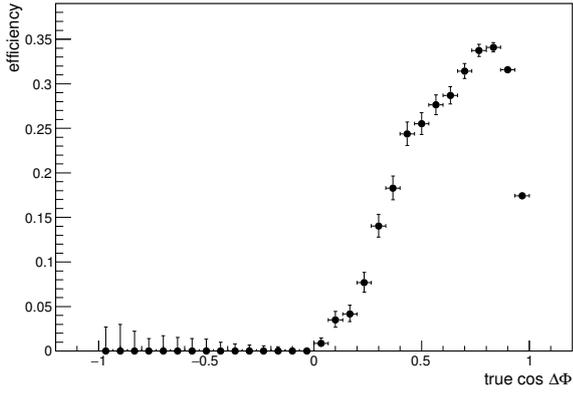
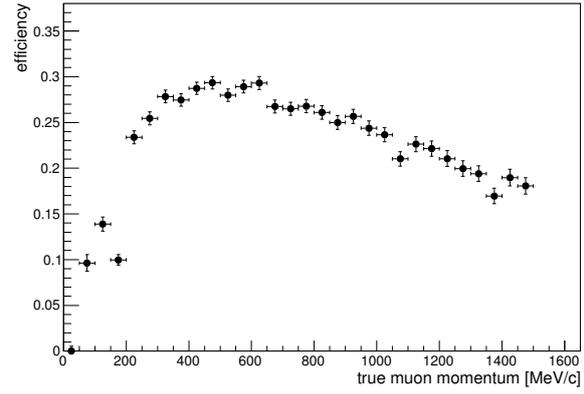
(a) En fonction du vrai angle d'ouverture $\cos \Delta\Phi$ (b) En fonction de l'impulsion vraie du muon p_μ

FIGURE 5.15 – Efficacité de sélection en fonction de $\cos \Delta\Phi$ et p_μ dans le mode $K \rightarrow eN, N \rightarrow \mu^- \pi^+$, moyennée sur toutes les masses de neutrino lourd entre 150 et 490 MeV/c^2 .

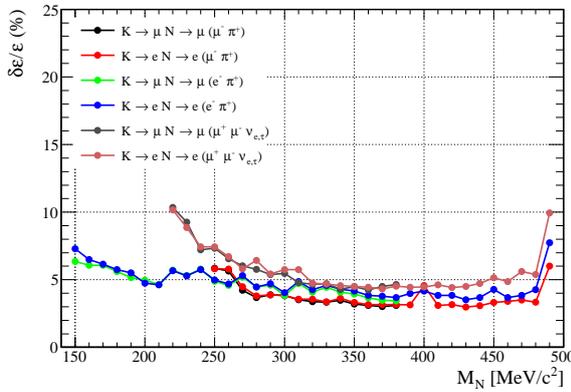
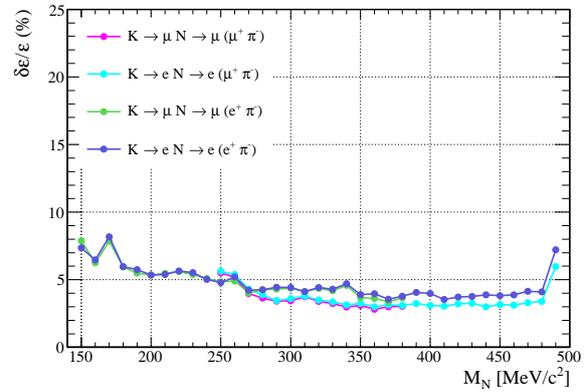
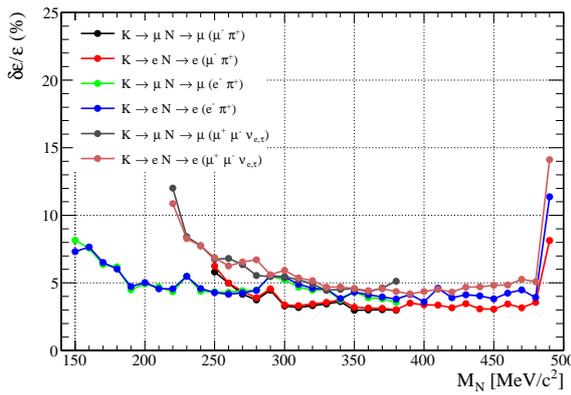
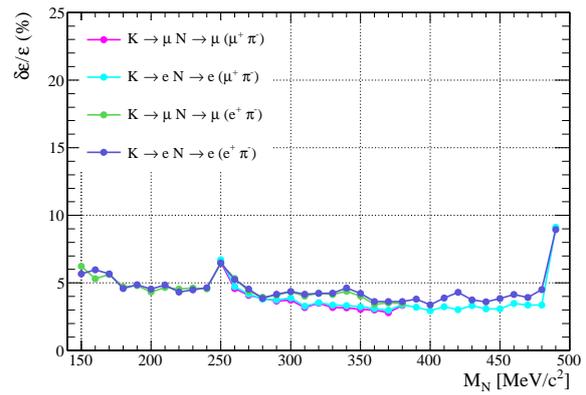
(a) Erreur pour $K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow \ell_\alpha^- \pi^+, \mu^+ \mu^- \nu$, en mode neutrino(b) Erreur pour $K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow \ell_\alpha^+ \pi^-$, en mode neutrino(c) Erreur pour $K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow \ell_\alpha^- \pi^+, \mu^+ \mu^- \bar{\nu}$, en mode antineutrino(d) Erreur pour $K \rightarrow \ell_\alpha N, N \rightarrow \ell_\alpha^+ \pi^-$, en mode antineutrino

FIGURE 5.16 – Erreur relative sur l'efficacité de sélection (statistique+systematiques) en fonction de la masse du neutrino lourd.

4 Étude du bruit de fond

Nous avons vu [section 2.3](#) que le bruit de fond ne peut être négligé et doit être étudié en détail afin d'estimer son impact sur l'analyse et la confiance que l'on peut apporter à nos prédictions. Il peut être séparé en quatre catégories :

- les productions cohérentes de pions par interactions de neutrinos dans le gaz
- les autres interactions de neutrinos dans le gaz
- les conversions de photons, i.e. dans lesquelles un photon est émis en amont et interagit dans le détecteur en émettant une paire électron-positron, identifiée comme un événement de type signal
- les autres interactions hors du volume des TPCs (OOFV)

4.1 Bruit de fond résiduel

Le nombre d'événements de bruit de fond attendus dans les données réelles de ND280 est estimé en utilisant les générateurs Monte Carlo présentés [section 2.3](#). Il peut s'écrire :

$$N_{\text{bkg}} = \sum_{i,\text{sel}} w_i \times w_{POT} \quad (5.19)$$

où w_i est un poids proche de 1, calculé pour chaque événement et prenant en compte des corrections, par exemple sur le flux ; et w_{POT} est le poids de renormalisation de la statistique du Monte Carlo à la statistique des données. Dans le [tableau 5.2](#), on peut remarquer que les générateurs Monte Carlo ont 10 à 15 fois plus de statistique que les données réelles de sorte que $w_{POT} \sim 0.06 - 0.10$.

Les [tableaux 5.5](#) et [5.6](#) présentent l'évolution du bruit de fond résiduel au fur et à mesure que les coupures présentées [section 3.1](#) sont appliquées, pour les générateurs Monte Carlo NEUT, GENIE et NuWro (le dernier étant seulement présent dans le mode neutrino et, pour rappel, ne contient que des interactions dans le gaz, c'est-à-dire que le bruit de fond OOFV n'y est pas simulé).

Intéressons-nous plus en détail au bruit de fond résiduel à la fin du processus de sélection, dans les différents canaux considérés ($\mu\pi$, $e^-\pi^+$, $e^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$), et à la nature de ce bruit de fond.

Le [tableau 5.7](#) et la [figure 5.17](#) présentent la distribution du bruit dans les quatre catégories que nous avons définies². Plusieurs commentaires peuvent être faits :

- Dans les canaux $\mu\pi$ et $\mu^+\mu^-$, le bruit de fond lié à la production cohérente de pions dans le gaz est dominant, comme attendu. Il est nécessaire d'étudier plus en détail cette contribution comme il le sera présenté [section 4.4](#).
- Ces mêmes canaux présentent également une contribution non négligeable d'autres types d'interactions dans le gaz, en particulier des productions résonnantes de pions ($\nu_\mu + n/p \rightarrow$

2. Ici (et dans toute la suite), cette séparation est effectuée en utilisant la vérité du Monte Carlo afin de connaître la position et la nature réelle de l'événement sélectionné.

TABLE 5.5 – Réduction du nombre d'événements de bruit de fond attendus dans les données réelles (runs 2-8) en fonction des coupures successives appliquées, dans le canal $\mu\pi$ en mode neutrino. Pour comparaison, l'efficacité de sélection du signal dans le mode $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ pour une masse de $270 \text{ MeV}/c^2$ est également présentée.

Cuts	Bruit de fond			Signal MC ($N \rightarrow \mu^- \pi^+$)
	NEUT MC	GENIE MC	NuWro MC	$m = 270 \text{ MeV}$
Candidat dans une TPC	2218.50	2180.22	118.49	29.79%
Veto	243.21	244.53	71.27	27.07%
Identification	32.42	31.64	9.11	16.25%
$p_{HNL} > 150 \text{ MeV}/c$	32.23	31.52	9.11	16.23%
$m_{12} < 700 \text{ MeV}/c^2$	16.66	17.55	3.85	16.13%
$\cos \Delta\Phi > 0$	15.43	15.76	3.41	16.13%
$\cos \theta > 0.992$	2.61	2.30	0.71	15.82%
$ t < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$	1.54	1.30	0.49	15.42%

TABLE 5.6 – Réduction du nombre d'événements de bruit de fond attendus dans les données réelles (runs 5-7) en fonction des coupures successives appliquées, dans le canal $\mu\pi$ en mode anti-neutrino. Pour comparaison, l'efficacité de sélection du signal dans le mode $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ pour une masse de $270 \text{ MeV}/c^2$ est également présentée.

Cuts	Bruit de fond		Signal MC ($N \rightarrow \mu^- \pi^+$)
	NEUT MC	GENIE MC	$m = 270 \text{ MeV}$
Candidat dans une TPC	469.31	452.87	29.27%
Veto	28.18	30.96	25.77%
Identification	6.37	7.26	14.97%
$p_{HNL} > 150 \text{ MeV}/c$	6.37	7.26	14.97%
$m_{12} < 700 \text{ MeV}/c^2$	3.51	4.66	14.84%
$\cos \Delta\Phi > 0$	3.49	4.43	14.84%
$\cos \theta > 0.992$	0.66	0.84	14.74%
$ t < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$	0.38 ± 0.16	0.67 ± 0.19	14.47%

$n/p + \mu^- + \pi^+$) ou des diffusions quasi-élastiques ($\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$) où le proton sortant est identifié comme un pion.

- Le bruit de fond pour les canaux $e^- \pi^+$ et $e^+ \pi^-$ est relativement réduit, mais consiste principalement en interactions hors du volume d'intérêt (OOFV).
- Pour le mode anti-neutrino, les catégories de bruit de fond sont similaires, malgré une statistique plus faible car la section efficace d'interaction des anti-neutrinos est environ deux fois plus petite que celle des neutrinos.

4.2 Erreurs associées

Les nombres évoqués dans la section précédente sont les valeurs nominales obtenues avec les générateurs Monte Carlo. En principe, si le Monte Carlo utilisé avait une statistique infinie ($POT_{MC} \gg POT_{data}$) et si notre confiance en celui-ci était infinie (description parfaite du réel), aucune erreur ne serait à appliquer sur ces valeurs.

En réalité, plusieurs effets doivent être pris en compte :

TABLE 5.7 – Distribution du bruit de fond résiduel dans chacun des canaux et des générateurs considérés, dans les quatre catégories définies précédemment.

	Catégorie	Générateur				
		NEUT ν	GENIE ν	NuWro ν	NEUT $\bar{\nu}$	GENIE $\bar{\nu}$
$\mu^\pm \pi^\mp$	gaz : cohérent	0.883	0.694	0.358	0.189	0.321
	gaz : autres	0.381	0.231	0.136	0.104	0.121
	OOFV : γ	0.079	0.072	0.000	0.000	0.000
	OOFV : autres	0.199	0.305	0.000	0.091	0.226
$e^- \pi^+$	gaz : cohérent	0.000	0.064	0.010	0.018	0.136
	gaz : autres	0.000	0.000	0.010	0.000	0.000
	OOFV : γ	0.140	0.061	0.000	0.000	0.000
	OOFV : autres	0.236	0.000	0.000	0.000	0.056
$e^+ \pi^-$	gaz : cohérent	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	gaz : autres	0.130	0.186	0.029	0.102	0.000
	OOFV : γ	0.198	0.185	0.000	0.117	0.000
	OOFV : autres	0.000	0.130	0.000	0.000	0.070
$\mu^+ \mu^-$	gaz : cohérent	0.136	0.173	0.068	0.038	0.000
	gaz : autres	0.000	0.070	0.039	0.000	0.000
	OOFV : γ	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	OOFV : autres	0.080	0.000	0.000	0.000	0.000

- erreur statistique du générateur Monte Carlo : étant donné le faible nombre d'événements résiduels (même dans les simulations), l'erreur statistique est assez importante. Elle est calculée en propageant l'erreur Poissonnienne sur chaque événement indépendant :

$$\delta N_{\text{bkg,stat}} = \sqrt{\sum_{i,\text{sel}} (w_i \times w_{\text{POT}})^2} \quad (5.20)$$

- erreur systématique de flux : le flux de neutrinos standards (principalement provenant de la désintégration de pions) produits est utilisé afin d'estimer le nombre d'interactions au niveau du détecteur proche. Les mesures de l'expérience NA61 combinées avec les contraintes de T2K ont permis d'estimer cette erreur comme étant inférieure à 10% [70]. Cette erreur n'étant pas dominante, nous avons décidé d'utiliser cette valeur de 10% comme limite supérieure sur l'incertitude.

$$\delta N_{\text{bkg,flux}} = 0.1 \times N_{\text{bkg}} \quad (5.21)$$

- erreurs systématiques liées au détecteur : tel que présenté [section 3.2.b](#), la connaissance du détecteur et de la physique y ayant lieu impose une erreur supplémentaire sur le nombre d'événements de bruit de fond. La méthodologie appliquée est la même que pour le signal, en considérant les systématiques de type variation et de type efficacité.

$$\delta N_{\text{bkg,det}} = \delta N_{\text{sel,bkg}} \quad (5.22)$$

- incertitudes sur la modélisation du bruit de fond : l'espace des phases considéré dans cette analyse (topologie très particulière, coupures cinématiques strictes...) est assez restreint. Cela impose que notre connaissance du bruit de fond dans cette région doit être affinée.

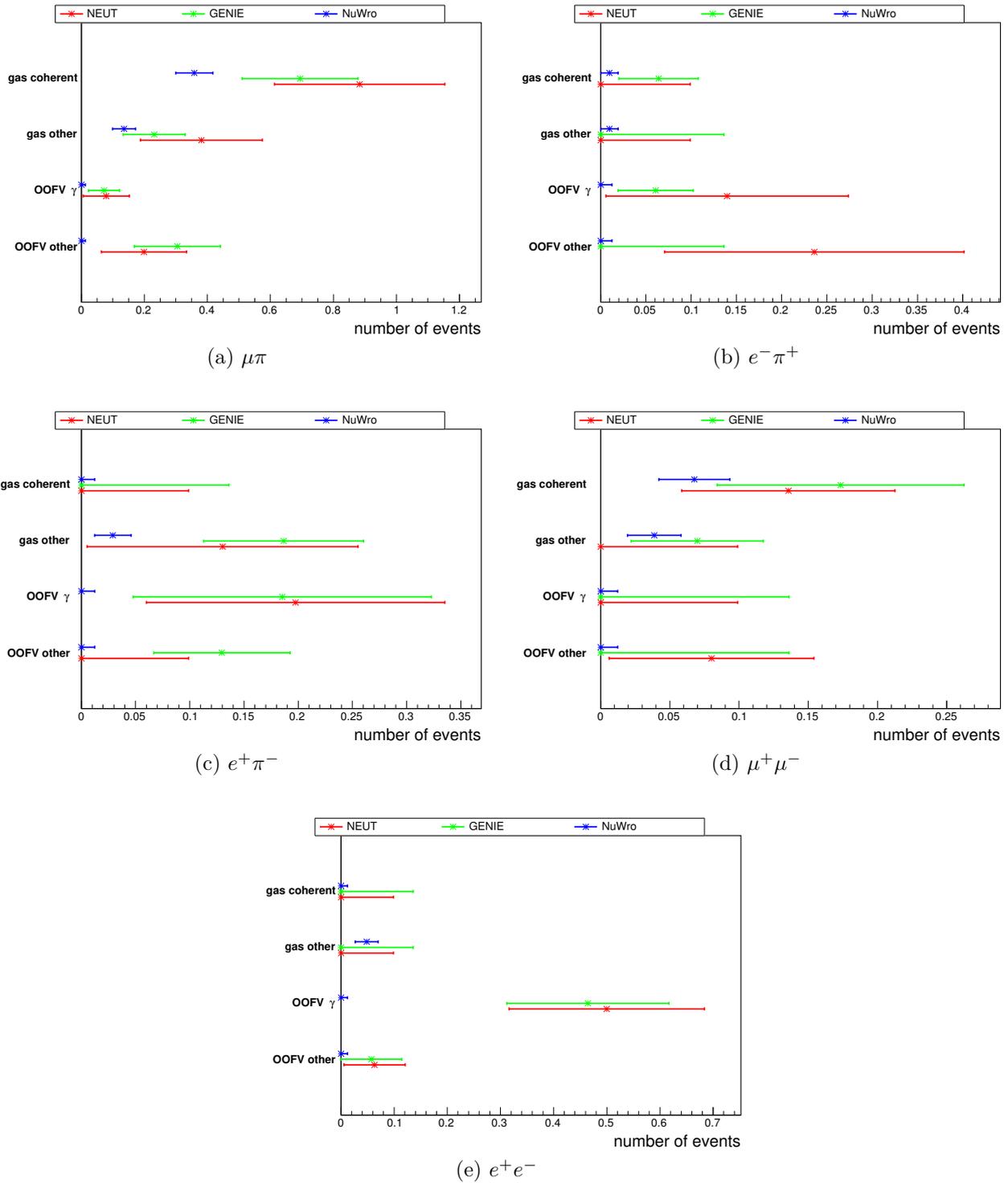


FIGURE 5.17 – Distribution du bruit de fond résiduel dans chacun des canaux et des générateurs considérés, avec l'erreur statistique associée. Les contributions OOFV sont nulles pour NuWro, celui-ci ne contenant que des interactions dans le gaz des TPCs.

- dans le cas de la production cohérente de pions par interaction sur un atome d'argon, il s'agit d'un processus qui a très peu été étudié, comme détaillé [section 2.3](#). La section efficace d'interaction sur argon a seulement été mesurée par ArgoNeuT mais à des énergies plus élevées que celles de T2K. Il est donc nécessaire d'effectuer une certaine extrapolation afin de prédire la section efficace sur argon à T2K, ce qui

implique une erreur associée. Le groupe dédié à de telles études dans T2K recommande donc l'application d'une erreur de normalisation de 30% sur la production cohérente de pions.

$$\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{cohérent}} = 0.3 \times N_{\text{bkg}}^{\text{cohérent}} \quad (5.23)$$

Des considérations supplémentaires sont présentées [section 4.4](#).

➤ dans le cas des autres catégories de bruit de fond, les événements sélectionnés correspondent à une infime fraction de l'espace des phases des événements de cette catégorie, de sorte qu'il n'est pas possible d'appliquer des incertitudes « standards » afin de couvrir les potentielles différences entre les données réelles et les modèles implémentés dans les simulations Monte Carlo. Pour chaque catégorie de bruit de fond, la stratégie adoptée est donc la suivante :

1. Des échantillons de contrôle sont définis, afin de sélectionner des événements de bruit de fond ayant une topologie et une cinématique proche de ceux présents dans la région de signal, pour cette catégorie.
2. Les données réelles et les prédictions des générateurs sont alors confrontées dans ces échantillons de contrôle.
3. Si aucun désaccord n'est mis en évidence, cela signifie que les modèles décrivent correctement les données, tout du moins avec la statistique présente dans ces échantillons.
4. Une limite supérieure sur l'incertitude de modélisation est alors estimée en considérant :

$$\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{catégorie } i} = (\delta N/N)_{\text{données,CS}} \times N_{\text{bkg}}^{\text{catégorie } i} \quad (5.24)$$

où $(\delta N/N)_{\text{données,CS}} = 1/\sqrt{N_{\text{données,CS}}}$ est l'erreur statistique relative des données dans l'échantillon de contrôle considéré.

➤ l'erreur totale est alors la somme quadratique des contributions ci-dessus :

$$\delta N_{\text{bkg}} = \sqrt{\delta N_{\text{bkg,stat}}^2 + \delta N_{\text{bkg,flux}}^2 + \delta N_{\text{bkg,det}}^2 + \sum_{\text{categ}} \left(\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{catégorie } i} \right)^2} \quad (5.25)$$

➤ Dans le cas où un canal donné ne contient aucun événement observé, la formule [5.25](#) nous donne une erreur de 0 soit un bruit de fond de 0 ± 0 . Or, il est nécessaire de prendre en compte la possibilité que le bruit de fond attendu est si faible que même les générateurs Monte Carlo ($\sim 10 \times$ les données) ne contiennent pas d'événement. Dans ce cas, la seule erreur appliquée est une erreur statistique Poissonnienne calculée comme étant [\[80\]](#) (à 68% intervalle de confiance) :

$$\delta N_{\text{bkg,stat}}^+ = 1.28 \times \frac{POT_{\text{données}}}{POT_{\text{NEUT}}} \quad (5.26)$$

et le nombre d'événements de bruit de fond s'écrit alors : $0_{-0}^{+\delta N_{\text{bkg,stat}}^+}$

4.3 Utilisation d'échantillons de contrôle

Nous avons vu dans la section précédente qu'il est nécessaire d'utiliser des échantillons de contrôle afin de s'assurer que notre modélisation du bruit de fond ne mésestime pas sa valeur.

Les critères pour définir un bon échantillon de contrôle sont les suivants :

- Le rapport signal-sur-bruit doit être bien plus faible que dans la région de signal. Sinon, utiliser les données réelles de cet échantillon afin de contrôler le bruit de fond introduirait un biais dans l'analyse.
- Les événements de l'échantillon doivent avoir une topologie et une nature proche de celles des événements de bruit de fond sélectionnés dans la région de signal et que l'on souhaite étudier. Cela est généralement obtenu en utilisant comme sélection de l'échantillon de contrôle la même que pour la région de signal mais en inversant l'effet d'une coupure.

Ainsi, dans la suite, nous définissons trois échantillons :

- les événements passant toutes les coupures du signal sauf celles sur $\cos\theta$ et $|t|$: la coupure sur $\cos\theta$ est alors inversée pour définir une région indépendante de celle du signal. Par exemple pour $\mu^-\pi^+$, la coupure devient $\cos\theta < 0.992$. La [figure 5.11e](#) montre bien qu'appliquer une telle coupure réduit considérablement le rapport signal-sur-bruit.
- les événements passant toutes les coupures cinématiques et d'identification mais dont le point de désintégration (vertex) est reconstruit dans le volume de gaz OOFV tel que défini [figure 5.18](#) : il est constitué des marges de gaz d'argon non utilisées dans le [tableau 5.3](#) et du volume de CO_2 défini [section 4.2.a](#) du [chapitre 2](#).
- les événements passant toutes les coupures cinématiques et d'identification mais dont le point de désintégration est reconstruit dans les murs en amont des TPCs, tels qu'utilisés dans le [chapitre 4](#).

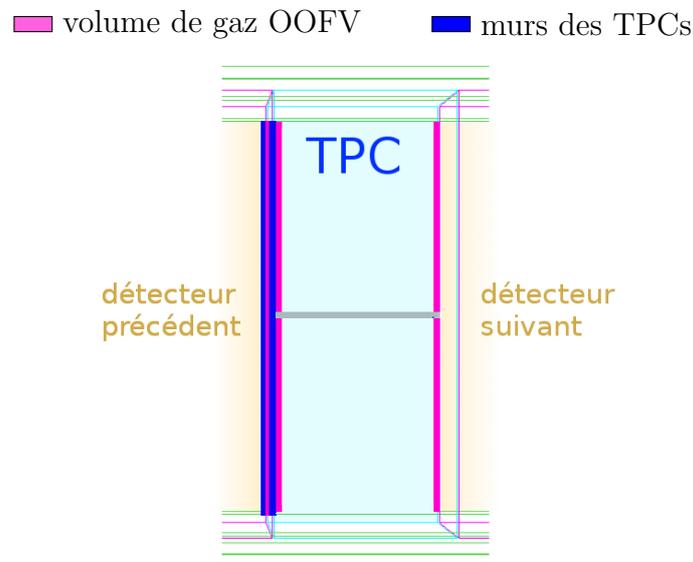


FIGURE 5.18 – Définition des volumes utilisés pour les échantillons de contrôle.

a

Région de contrôle en $\cos\theta$

Cet échantillon permet de sélectionner des événements avec une topologie proche de celle du signal. En effet, il est attendu que cet échantillon contienne principalement du bruit de fond lié à des interactions dans le gaz (autre que des cohérents) et lié à des événements OOFV.

La figure 5.19 présente la comparaison des prédictions Monte Carlo et des données réelles pour les canaux $\mu\pi$ et $e^+\pi^-$. Les deux sont en accord, cela nous permet donc par exemple d'affirmer que la description des interactions dans le gaz (hors cohérents) pour le canal $\mu\pi$ présente une incertitude de 32%, d'après l'équation 5.24 ($(\delta N/N)_{\text{données,CS}} = 1/\sqrt{10}$).

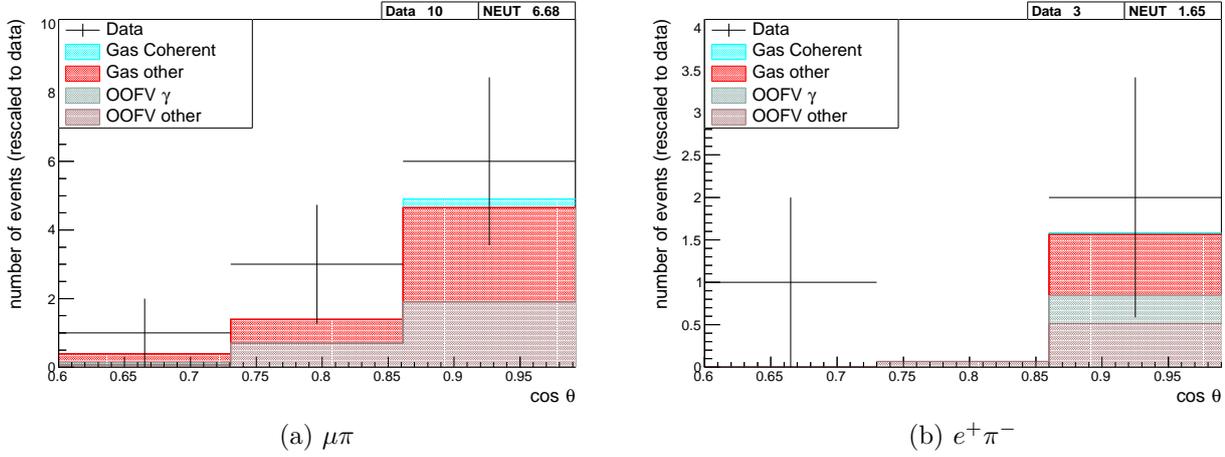


FIGURE 5.19 – Distribution de $\cos\theta$ dans la région de contrôle en $\cos\theta$, comparé entre les prédictions du générateur Monte Carlo NEUT et les données réelles des runs 2 à 7, en mode neutrino. Les prédictions de NEUT sont réparties en quatre couleurs correspondant au quatre catégories de bruit de fond définies précédemment.

b Événements dans le gaz OOFV

Intéressons-nous désormais plus en détail à l'échantillon d'interactions dont le vertex est reconstruit dans le gaz OOFV. Cette région est intéressante car elle permet de caractériser précisément les événements de type OOFV.

Étant donné que nous considérons une région de gaz, le fait que le rapport signal-sur-bruit dans cette région ne soit pas si différent de celui de la région de signal pourrait être un problème. Le tableau 5.8 présente la densité d'événements de bruit de fond en fonction de la région considérée (la densité d'événements de signal étant constante).

On peut constater qu'elle est 4 à 6 fois plus importante dans les régions définies comme échantillons de contrôle, donc le rapport signal-sur-bruit y est 4 à 6 fois inférieur.

TABLE 5.8 – Comparaison du nombre d'événements sélectionnés dans le canal $\mu^\pm\pi^\mp$ avec NEUT, entre la région de signal et les deux régions de gaz OOFV, dans les runs 2 à 7.

	Avant	Après	volume (m ³)	densité d'événements (m ⁻³) (après coupure sur $\cos\theta/ t $)
	coupure sur $\cos\theta/ t $			
Région du signal	122	12	5.628	2.132
Région de CO ₂	74	6	0.653	9.188
Marges d'argon	165	27	2.089	12.92

Étant donné la faible statistique attendue dans ces échantillons, il a été décidé de considérer également les événements avant coupure sur $\cos\theta/|t|$. Comme pour la section précédente, la

figure 5.20 présente la comparaison Monte Carlo - données pour les canaux $\mu\pi$ et $e^-\pi^+$, avant et après coupure sur $\cos\theta/|t|$.

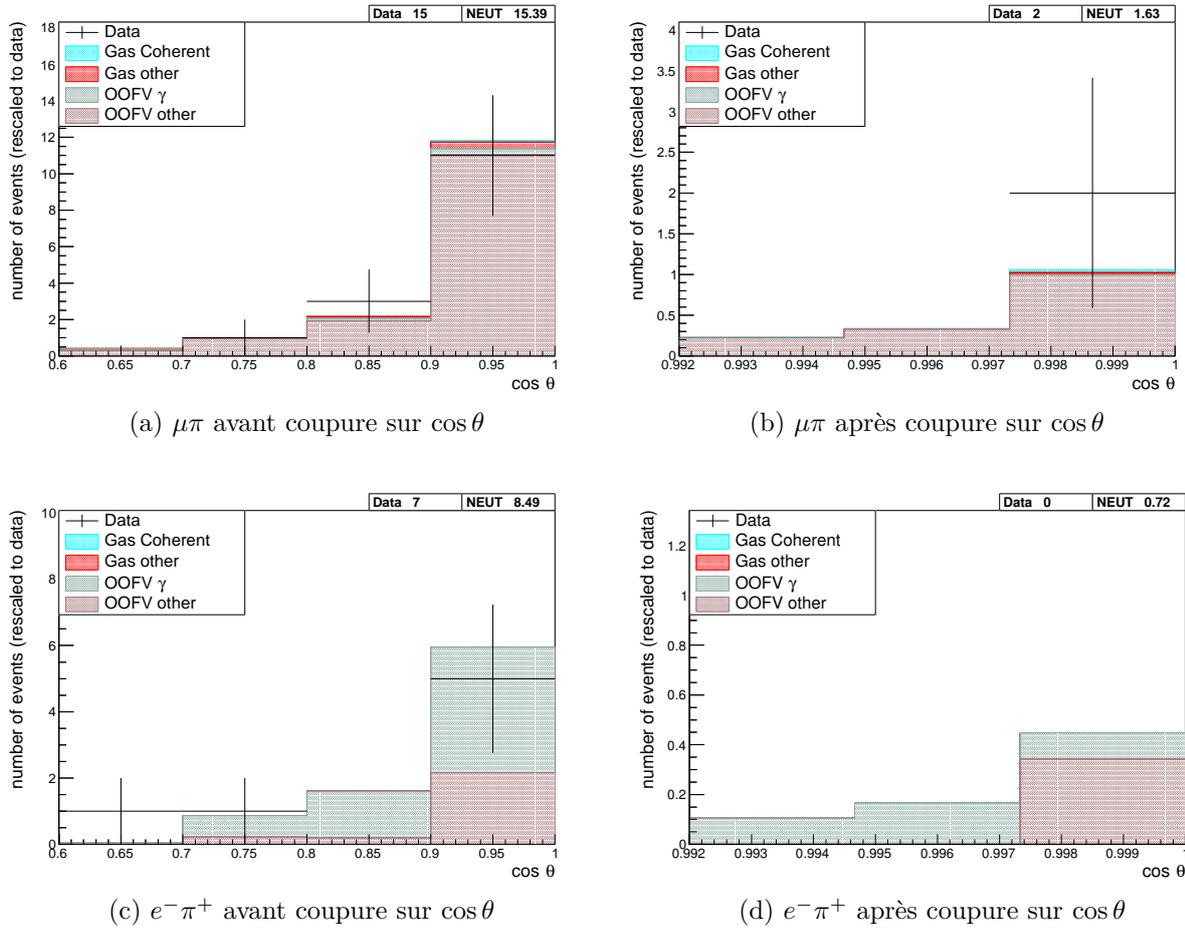


FIGURE 5.20 – Distribution des événements sélectionnés dans l'échantillon de contrôle « gaz OOFV », comparée entre les prédictions du générateur Monte Carlo NEUT et les données réelles des runs 2 à 7, en mode neutrino. Les prédictions de NEUT sont réparties en quatre couleurs correspondant aux quatre catégories de bruit de fond définies précédemment.

Notons que la majorité des bruits de fond sélectionnés dans ces échantillons sont des événements OOFV, ce qui prouve bien que cette région de contrôle peut être utilisée afin d'estimer l'accord entre Monte Carlo et données pour la modélisation de ce bruit de fond.

Aucun désaccord n'est visible, ce qui permet ainsi d'assigner une incertitude $\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{OOFV}}$ en utilisant la statistique de cet échantillon de contrôle.



Événements dans les « murs » des TPCs

Cet échantillon de contrôle est très proche de la région de signal utilisée dans le chapitre 4 (avec des coupures cinématiques supplémentaires, particulières à la sélection des neutrinos lourds).

Comme précédemment, nous pouvons comparer les prédictions de NEUT et les données réelles avant et après coupure sur $\cos\theta/|t|$. Les résultats sont présentés figure 5.21. Les prédictions de NEUT sont réparties en six catégories au lieu de quatre afin de séparer les événements OOFV ayant réellement lieu dans les murs des TPCs et les autres.

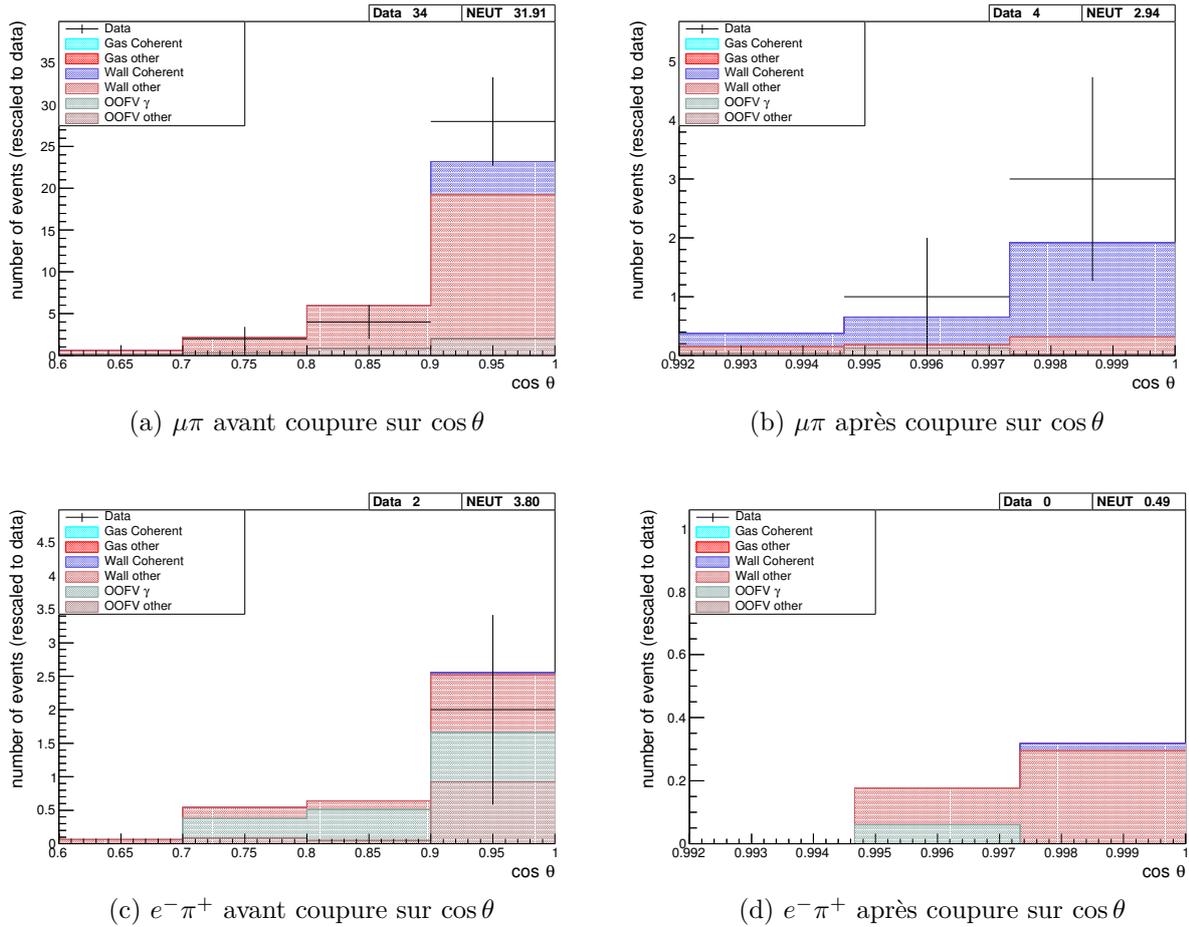


FIGURE 5.21 – Distribution des événements sélectionnés dans l'échantillon de contrôle « murs des TPCs », comparée entre les prédictions du générateur Monte Carlo NEUT et les données réelles des runs 2 à 7, en mode neutrino.

En ce qui concerne l'analyse effectuée dans ce chapitre, on peut constater que les prédictions de NEUT dans l'échantillon de contrôle modélise également bien les données réelles, ce qui confirme la conclusion de la section précédente : les événements OOFV sont bien modélisés par notre Monte Carlo.

Étant donné que nous avons déjà assigné une incertitude $\delta N_{\text{bkg, modèle}}^{\text{OOFV}}$ grâce à l'échantillon « gaz OOFV », aucune incertitude supplémentaire n'est appliquée avec l'échantillon des « murs » des TPCs (cela serait du double comptage), mais il s'agit toutefois d'une excellente contre-vérification.

La [figure 5.21b](#) nous montre qu'une grande partie des événements sélectionnés dans l'échantillon de contrôle, après coupure sur $\cos \theta$, dans le canal $\mu\pi$, sont des productions cohérentes de pions. Ceci sera utilisé plus en détail dans la [section 4.4](#).

4.4 Traitement de la production cohérente de pions

Dans la [section 4.2](#), nous avons évoqué le cas de la production cohérente de pions et de notre connaissance expérimentale très limitée de ce processus. C'est donc la raison pour laquelle une erreur de normalisation de 30% est appliquée (équation 5.23), mais cette erreur a été optimisée

et vérifiée pour des interactions sur carbone ($A = 12$) et non sur argon ($A = 40$), or la section efficace du processus dépend du nombre atomique A .

Toutefois, même avec les données limitées accessibles avec T2K, il est possible de s'assurer que notre modélisation de ce processus est correcte. En particulier, la [figure 5.21b](#) montre que l'échantillon d'interactions dans les murs de TPC est enrichi en cohérents. Dans le [chapitre 4](#), nous avons vu que les murs sont constitués d'atomes d'aluminium ($A = 27$), de silicium ($A = 28$) et de cuivre ($A = 29$), les nombres atomiques étant donc plus proches de l'argon que du carbone.

Ainsi, il est possible d'utiliser cet échantillon de contrôle afin de s'assurer de la modélisation de la production cohérente de pions sur des atomes plus lourds que le carbone et plus proche de l'argon.

Le [tableau 5.9](#) présente les nombres d'événements sélectionnés et la fraction de cohérents parmi ceux-ci. Aucune différence significative entre données et simulations n'est à constater, ce qui permet de contre-vérifier la recommandation d'appliquer seulement une erreur de 30% sur cette catégorie de bruit de fond. Les nombres différents pour le générateur NuWro proviennent juste du fait que celui-ci ne contient que des interactions dans le gaz des TPCs (et donc l'échantillon sélectionné est plus réduit et plus pur).

TABLE 5.9 – Nombre d'événements $\mu^\pm\pi^\mp$ sélectionnées dans les murs des TPCs et dans la région de signal, pour les différents générateurs Monte Carlo et les données réelles des runs 2 à 7, en mode neutrino. L'erreur statistique est indiquée pour les prédictions Monte Carlo. Le symbole « ?? » indique la région de signal masquée dans les données afin de ne pas biaiser l'analyse.

	données	NEUT	GENIE	NuWro
		<i>avant coupure sur $\cos\theta/ t$</i>		
Nombre d'événements reco. dans le gaz	??	8.40 ± 0.71	8.71 ± 0.73	1.83 ± 0.10
Fraction de vrais cohérents dans le gaz	-	7.62%	11.72%	21.02%
Nombre d'événements reco. dans les murs	34	32.45 ± 1.53	38.20 ± 1.70	-
Fraction de vrais cohérents dans les murs	-	12.37%	25.27%	-
		<i>après coupure sur $\cos\theta/ t$</i>		
Nombre d'événements reco. dans le gaz	??	0.64 ± 0.19	0.80 ± 0.22	0.26 ± 0.04
Fraction de vrais cohérents dans le gaz	-	60.24%	65.65%	72.55%
Nombre d'événements reco. dans les murs	4	2.94 ± 0.41	5.30 ± 0.62	-
Fraction de vrais cohérents dans les murs	-	78.10%	86.48%	-

4.5 Conclusion sur le bruit de fond

Les sections [4.1](#) et [4.2](#) présentent respectivement le calcul de la valeur du bruit de fond nominale et les incertitudes associées pour les différents canaux considérés ($\mu\pi$, $e^-\pi^+$, $e^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ en mode neutrino, les mêmes en mode anti-neutrino).

Le générateur Monte Carlo NEUT est choisi comme référence, car il s'agit du générateur qui a été optimisé pour l'expérience T2K (en terme de précision de la modélisation à l'énergie de T2K).

Le détail des échantillons de contrôle utilisés pour l'estimation de l'incertitude sur la modélisation n'est donné que pour le mode neutrino et quelques canaux mais la méthode employée peut être étendue pour tous les canaux. Aucune différence significative entre données et prédictions Monte Carlo (en utilisant NEUT comme générateur de référence) n'a été mise en évidence.

Les tableaux 5.10 et 5.11 présentent les résultats finaux sur la prédiction du niveau de bruit attendu dans la région de signal.

TABLE 5.10 – Nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés dans la région de signal, prédit par NEUT pour les runs 2 à 7, avec toutes les erreurs associées, pour les différents canaux considérés.

Canal	N_{bkg}	$\delta N_{\text{bkg,stat}}$	$\delta N_{\text{bkg,flux}}$	$\delta N_{\text{bkg,det}}$	$\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{cohérents}}$	$\delta N_{\text{bkg,modèle}}^{\text{autres}}$	δN_{bkg}
Mode neutrino							
$\mu^{\pm}\pi^{\mp}$	1.54	0.37 (23%)	0.15 (10%)	0.17 (10%)	0.26 (17%)	0.10 (6%)	0.52 (33%)
$e^{-}\pi^{+}$	0.38	0.21 (56%)	0.04 (10%)	0.10 (27%)	0.02 (6%)	0.12 (32%)	0.27 (71%)
$e^{+}\pi^{-}$	0.33	0.19 (56%)	0.03 (10%)	0.12 (35%)	0.00 (0%)	0.12 (37%)	0.25 (77%)
$\mu^{+}\mu^{-}$	0.22	0.11 (49%)	0.02 (10%)	0.05 (20%)	0.04 (18%)	0.05 (21%)	0.13 (61%)
$e^{+}e^{-}$	0.56	0.19 (34%)	0.06 (10%)	0.09 (16%)	0.00 (0%)	0.10 (17%)	0.24 (42%)
Mode anti-neutrino							
$\mu^{\pm}\pi^{\mp}$	0.38	0.16 (41%)	0.04 (9%)	0.06 (15%)	0.06 (14%)	0.08 (21%)	0.20 (52%)
$e^{-}\pi^{+}$	0.02	0.02 (100%)	0.00 (10%)	0.00 (24%)	0.01 (30%)	0.00 (0%)	0.02 (107%)
$e^{+}\pi^{-}$	0.22	0.16 (70%)	0.02 (10%)	0.14 (63%)	0.00 (0%)	0.15 (67%)	0.26 (117%)
$\mu^{+}\mu^{-}$	0.04	0.04 (100%)	0.00 (10%)	0.01 (17%)	0.01 (30%)	0.00 (0%)	0.04 (106%)
$e^{+}e^{-}$	0.02	0.02 (100%)	0.00 (10%)	0.00 (1%)	0.00 (0%)	0.00 (0%)	0.02 (100%)

TABLE 5.11 – Résumé du nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés dans la région de signal, prédit par NEUT pour les runs 2 à 8, avec l'erreur totale.

Canal	Mode neutrino	Mode anti-neutrino
$\mu^{\pm}\pi^{\mp}$	1.54 ± 0.52	0.38 ± 0.20
$e^{-}\pi^{+}$	0.38 ± 0.27	0.02 ± 0.02
$e^{+}\pi^{-}$	0.33 ± 0.25	0.22 ± 0.26
$\mu^{+}\mu^{-}$	0.22 ± 0.13	0.04 ± 0.04
$e^{+}e^{-}$	0.56 ± 0.24	0.02 ± 0.02

On peut donc constater que, dans chacun des canaux, le nombre d'événements de bruit de fond attendus est inférieur à 2. Dans certains canaux, l'erreur est relativement grande ($\geq 100\%$), ce qui met en évidence le fait que le bruit de fond est très mal connu dans ces régions.

5 Observations dans les données réelles

Après avoir effectué la totalité de l'étude basée seulement sur le Monte Carlo, y compris les sensibilités attendues présentées chapitre 6, le masque sur la région de signal a été retiré.

Le tableau 5.12 présente le nombre final d'événements observés dans les données de l'expérience. Les tableaux 5.13-5.14 et la figure 5.22 permettent de comparer le nombre d'événements de bruit de fond attendus avec le Monte Carlo aux résultats des données réelles.

Le nombre d'événements observés (0 dans tous les canaux) est parfaitement compatible avec l'hypothèse de l'existence de bruit de fond seulement. On remarque que les nombres sont également en accord au fur et à mesure de l'application des coupures.

TABLE 5.12 – Nombre d'événements observés dans les données réelles après la sélection, en utilisant les runs 2 à 8.

Canal	Mode neutrino	Mode anti-neutrino
$\mu^\pm\pi^\mp$	0	0
$e^-\pi^+$	0	0
$e^+\pi^-$	0	0
$\mu^+\mu^-$	0	0
e^+e^-	0	0

TABLE 5.13 – Évolution du nombre d'événements sélectionnés en appliquant les coupures successivement, pour les runs 2 à 8, en mode neutrino. Les sélections sont exclusives à partir de la deuxième ligne. D=Données.

Coupures	$\mu^\pm\pi^\mp$		$e^-\pi^+$		$e^+\pi^-$		$\mu^+\mu^-$		e^+e^-	
	MC	D	MC	D	MC	D	MC	D	MC	D
Candidat+Veto	243.21	163	243.21	163	243.21	163	243.21	163	243.21	163
Identification	32.42	26	4.29	3	11.28	13	28.27	20	13.16	9
$p_{HNL} > 150 \text{ MeV}/c$	32.23	26	4.12	2	10.79	13	4.21	0	9.23	7
$m_{12} < 700 \text{ MeV}/c^2$	16.66	20	3.31	2	4.58	7	1.23	0	9.04	7
$\cos \Delta\Phi > 0$	15.43	20	3.19	2	3.95	7	1.23	0	7.88	6
$\cos \theta > 0.992$	2.61	4	0.41	0	0.61	1	0.22	0	0.64	0
$ t < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$	1.54	0	0.38	0	0.33	0	-	-	0.56	0

TABLE 5.14 – Évolution du nombre d'événements sélectionnés en appliquant les coupures successivement, pour les runs 2 à 7, en mode anti-neutrino. Les sélections sont exclusives à partir de la deuxième ligne. D=Données.

Coupures	$\mu^\pm\pi^\mp$		$e^-\pi^+$		$e^+\pi^-$		$\mu^+\mu^-$		e^+e^-	
	MC	D	MC	D	MC	D	MC	D	MC	D
Candidat+Veto	28.18	34	28.18	34	28.18	34	28.18	34	28.18	34
Identification	6.37	4	1.30	3	1.75	1	5.28	4	2.36	6
$p_{HNL} > 150 \text{ MeV}/c$	6.37	4	1.08	3	1.75	1	0.74	1	1.47	4
$m_{l\pi} < 700 \text{ MeV}/c^2$	3.51	3	0.81	3	0.86	1	0.22	0	1.47	4
$\cos \Delta\Phi > 0$	3.49	3	0.81	3	0.86	1	0.22	0	1.34	4
$\cos \theta > 0.992$	0.66	1	0.11	0	0.22	0	0.04	0	0.02	0
$ t < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$	0.38	0	0.02	0	0.22	0	-	-	0.02	0

Le chapitre 6 présente les contraintes pouvant être apportées sur les couplages du neutrino lourd U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 . Toutefois, étant donné les observations, on peut d'ores et déjà conclure que ces contraintes se présenteront sous la forme de limites supérieures.

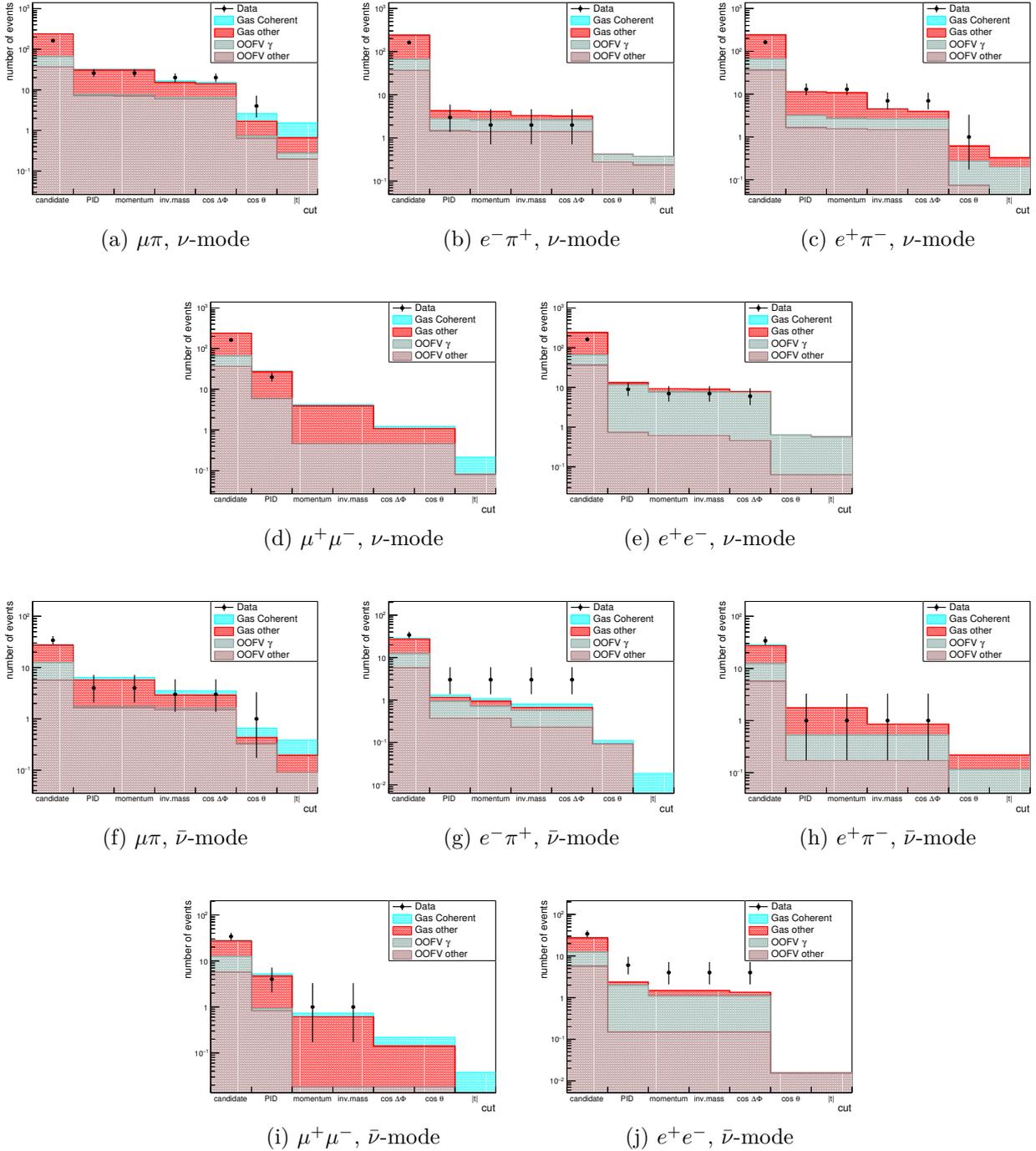


FIGURE 5.22 – Évolution du nombre d'événements sélectionnés en appliquant les coupures successivement, pour les runs 2 à 8. Seule l'erreur statistique sur les données est représentée.

Résultats de la recherche de neutrinos lourds dans le détecteur ND280

Si la réalité dépasse la fiction, c'est parce que la réalité n'est en rien tenue à la vraisemblance.

Mark Twain

Dans le [chapitre 5](#), nous avons vu qu'il était possible d'effectuer une sélection d'événements de désintégration de neutrinos lourds avec une efficacité variant de ~ 2 à 30% et un bruit de fond relativement réduit. Toutes les incertitudes associées ont également été présentées. De plus, aucun événement n'a été observé dans les données du détecteur, dans les canaux d'observation définis.

Le but de l'analyse est de convertir ces informations en une contrainte sur les couplages du neutrino lourd N avec l'électron, le muon et le tau (U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2), tels que définis [chapitre 1](#). La masse du neutrino lourd est également un paramètre important (différentes masses impliquant différents flux et efficacités).

Comme résumé dans le [tableau 5.1](#), si l'on considère un mode de production et de désintégration donné du neutrino lourd, le nombre d'événements de signal attendus est proportionnel à un certain couplage effectif U_{eff}^4 .

Ainsi, en se plaçant dans les approximations présentées [section 2.2](#) du [chapitre 5](#) et en combinant les modes conjugués et les modes neutrino/anti-neutrino, il est possible de définir cinq différentes limites pouvant être obtenues avec cette approche, telles que présentées [tableau 6.1](#).

Les méthodes statistiques employées et les résultats finaux correspondants sont présentées dans la [section 1](#).

Toutefois, cette approche n'est pas pleinement satisfaisante :

- La limite sur $U_{\text{eff}}^2 = U_\mu^2$ est obtenue en considérant que le canal $\mu\pi$ contient des événements de $K^\pm \rightarrow \mu^\pm N$, $N \rightarrow \mu\pi$ ($\# \text{evts} \propto U_\mu^4$) mais aucun de $K^\pm \rightarrow e^\pm N$, $N \rightarrow \mu\pi$ ($\# \text{evts} \propto U_e^2 U_\mu^2$), cela correspond donc à l'hypothèse $U_e^2 = 0$.
- Similairement, la limite sur U_e^2 avec $K^\pm \rightarrow e^\pm N$, $N \rightarrow e\pi$ est obtenue avec l'hypothèse $U_\mu^2 = 0$.

TABLE 6.1 – Différentes limites pouvant être obtenues avec l’approche dite « mode par mode »

<i>mode</i>	<i>Limite sur $U_{\text{eff}}^4 = \dots$</i>	<i>Avec le canal (les canaux)</i>	<i>Avec les modes</i>
A	U_e^2	$e^-\pi^+, e^+\pi^-$	$K^\pm \rightarrow e^\pm N, N \rightarrow e^\pm \pi^\mp$
B	U_μ^2	$\mu^\pm \pi^\mp$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm N, N \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp$
C	$U_e U_\mu$	$e^-\pi^+, e^+\pi^-$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm N, N \rightarrow e^\pm \pi^\mp$
D	$U_e U_\mu$	$\mu^\pm \pi^\mp$	$K^\pm \rightarrow e^\pm N, N \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp$
E	$U_e \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2}$	$\mu^+ \mu^-$	$K^\pm \rightarrow e^\pm N, N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_{e,\tau}$

- Deux limites sur $U_e U_\mu$ sont définies, l’une (**C**) étant obtenue dans l’approximation $U_e \ll U_\mu$ et la seconde (**D**) dans l’approximation $U_e \gg U_\mu$, elles ne peuvent donc pas être combinées.
- De même, afin de mettre une limite sur $U_e \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2}$, l’hypothèse implicite considérée est $U_\mu^2 = 0$. En l’absence de cette hypothèse, $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu$ devrait contribuer, par courant neutre et par courant chargé, ce qui implique que $U_{\text{eff}}^2 = U_e \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2 + (1 + \alpha_{CC}) U_\mu^2}$ (où α_{CC} est la composante de courant chargé) : le résultat serait donc plus difficile à interpréter.
- Les informations indépendantes des modes neutrino et anti-neutrino (en particulier le fait que le bruit de fond attendu soit différent) sont perdues lorsqu’ils sont considérés simultanément.

Une approche plus exhaustive, permettant de combiner les résultats sans nécessité d’introduire d’hypothèse ad hoc sur la hiérarchie des couplages U_α^2 , est présentée en détail dans la [section 2](#).

1 Approche mode par mode

1.1 Généralités

Pour un mode (tel que défini [tableau 6.1](#)) et pour une statistique (en terme de nombre de protons-sur-cible) donnés, les informations fournies par l’analyse sont les suivantes :

- le flux pour ce mode, pour $U_{\text{eff}}^4 = 1$: Φ^0
- l’erreur associée à ce flux : $\delta\Phi$ ($\delta\Phi/\Phi = 15\%$)
- l’efficacité de sélection de ce mode dans le canal associé : ε^0
- l’erreur sur l’efficacité de sélection : $\delta\varepsilon$
- le bruit de fond attendu dans le canal considéré : B^0
- l’erreur sur le bruit de fond : δB

Enfin, un certain nombre d’événements n_{obs} ont été observés dans la région de signal, dans les données de l’expérience. Si l’on souhaite seulement estimer la sensibilité attendue de l’expérience sans regarder les données, il est possible d’utiliser par exemple $n_{\text{obs}} = n_{\text{obs,faux}} = \text{Arrondi}(B^0)$, ce qui permet dans ce cas d’estimer la limite obtenue en supposant une observation parfaitement compatible avec la présence de bruit de fond seulement.

a Cas sans incertitudes

Dans le cas où $\delta\Phi = \delta\varepsilon = \delta B = 0$, la résolution est rapide :

1. La paire d'information (n_{obs}, B^0) permet de définir un intervalle de confiance $[S_{\text{low}}, S_{\text{up}}]$, à un niveau de confiance donné $CL = 1 - \alpha$. Dans la suite, nous utiliserons $CL = 90\%$. Par exemple, les tables fournies dans la publication de Feldman-Cousins [80] permettent d'extraire l'intervalle pour $(n_{\text{obs}}, B^0) = (0, 0)$: $S_{\text{low}} = 0$, $S_{\text{up}} = 2.44$.
2. En utilisant l'équation 5.12, il est possible d'écrire le nombre d'événements de signal attendus sous la forme :

$$S^0 = U_{\text{eff}}^4 \times \Phi^0 \times \varepsilon^0 \quad (6.1)$$

Ainsi, Φ^0 et ε^0 étant fixés, l'intervalle $S^0 \in [S_{\text{low}}, S_{\text{up}}]$ peut être converti en un intervalle $U_{\text{eff}}^2 \in [(U_{\text{eff}}^2)_{\text{low}}, (U_{\text{eff}}^2)_{\text{up}}]$ avec :

$$(U_{\text{eff}}^2)_{\text{low}} = \sqrt{\frac{S_{\text{low}}}{\Phi^0 \times \varepsilon^0}}, \quad (U_{\text{eff}}^2)_{\text{up}} = \sqrt{\frac{S_{\text{up}}}{\Phi^0 \times \varepsilon^0}} \quad (6.2)$$

b Cas avec incertitudes

Dans le cas général où l'une au moins des trois sources d'erreur considérées doit être prise en considération, il est nécessaire d'introduire des étapes supplémentaires.

Il est utile de définir Φ , ε et B les variables aléatoires de moyennes respectives Φ^0 , ε^0 et B^0 et d'écart-types respectifs $\delta\Phi$, $\delta\varepsilon$ et δB . Il est possible d'écrire ces variables sous la forme :

$$\Phi = \Phi^0 \times v_{\Phi}, \quad \varepsilon = \varepsilon^0 \times v_{\varepsilon}, \quad B = B^0 \times v_B \quad (6.3)$$

où les v_X sont des variables aléatoires centrées en 1 et d'écart-types $\delta\Phi/\Phi$, $\delta\varepsilon/\varepsilon$ et $\delta B/B$.

Le nombre d'événements de signal attendus S et le nombre total d'événements $(S + B)$ sont alors des variables aléatoires :

$$\begin{aligned} S &= U_{\text{eff}}^4 \times \Phi \times \varepsilon = U_{\text{eff}}^4 \times (\Phi^0 \times v_{\Phi}) \times (\varepsilon^0 \times v_{\varepsilon}) \\ &= S^0 \times v_{\Phi} v_{\varepsilon} \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} N &\equiv S + B \\ &= S^0 \times v_{\Phi} v_{\varepsilon} + B^0 \times v_B \end{aligned} \quad (6.5)$$

Ainsi, toutes les incertitudes sont prises en compte par les v_X et il suffit d'appliquer une méthode statistique permettant de construire un intervalle de confiance pour S^0 à partir de l'équation 6.5.

Dans cette thèse, deux méthodes ont été considérées, telles que présentées section 1.2 et section 1.3.

Approches fréquentiste et bayésienne

Dans l'histoire des sciences et des statistiques, deux approches différentes pour mettre des limites sur un paramètre inconnu θ ont émergé :

- d'une part, l'approche fréquentiste dans laquelle une expérience donnée fournit un intervalle de *confiance* à X% pour le paramètre θ : si l'expérience est répétée un grand nombre de fois, avec à chaque fois des intervalles différents, X% de ces intervalles contiennent la valeur vraie du paramètre.
- d'autre part, l'approche bayésienne où le paramètre θ est considéré comme une variable aléatoire dont la connaissance est mise à jour grâce aux données de l'expérience. Un intervalle de *crédibilité* à X% est donc simplement défini comme étant un intervalle couvrant X% de la loi de probabilité a posteriori de cette variable aléatoire. Il est toutefois nécessaire de définir une loi de probabilité a priori, matérialisant notre connaissance du paramètre avant l'expérience.

Il est à noter l'emploi d'un vocabulaire différent dans les deux cas : intervalle de confiance pour le cas fréquentiste et intervalle de crédibilité pour le cas bayésien.

Distribution des variables aléatoires

Tout au long du chapitre précédent, il a été supposé que les incertitudes de flux, d'efficacité et de bruit de fond, pour un mode donné, peuvent être résumées chacune en un nombre. Ceci s'applique parfaitement pour le flux car l'erreur fournie par NA61 est une erreur gaussienne. Pour l'efficacité, il a également été vérifié que le comportement est gaussien.

Concernant le bruit de fond, il est difficile d'estimer la distribution réelle de celui-ci étant donné la multiplicité des sources d'incertitudes. Toutefois, $\delta N_{\text{bkg,det}}$, $\delta N_{\text{bkg,flux}}$ étant des sources importantes et ayant un comportement gaussien, il est malgré tout justifié de supposer que celui de l'erreur totale le soit également.

Le [tableau 5.11](#) montre néanmoins que l'erreur sur le bruit de fond est importante (supérieure à 30% dans tous les cas). Ainsi, utiliser une distribution gaussienne pour B (ou v_B) impliquerait une probabilité non négligeable d'avoir $B < 0$ ($v_B < 0$), ce qui correspond à des valeurs non physiques. Il n'est pas souhaitable d'utiliser une gaussienne tronquée à 0 car cela implique une discontinuité de la distribution en 0.

La solution proposée par Conrad et al. [96] consiste à utiliser une distribution log-normale de même moyenne et écart-type que la distribution gaussienne :

$$\ln \mathcal{N}(x; m, s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}xs} e^{-(\ln x - m)^2 / (2s^2)}, x > 0 \quad (6.6)$$

$$\text{moyenne} = \mu = e^{m+s^2/2}$$

$$\text{écart-type} = \sigma = e^{m+s^2/2} \sqrt{e^{s^2} - 1}$$

La [figure 6.1](#) présente la comparaison entre les deux distributions : pour $\sigma/\mu \lesssim 0.3$, les distributions sont similaires ; pour des erreurs non négligeables ($\sigma/\mu \gtrsim 0.3$), elles diffèrent.

Dans la suite, des distributions log-normales seront donc utilisées en remplacement de distributions gaussiennes pour Φ , ε et B (pour les deux premiers cas, les erreurs étant inférieures à 20%, cela n'a aucun impact).

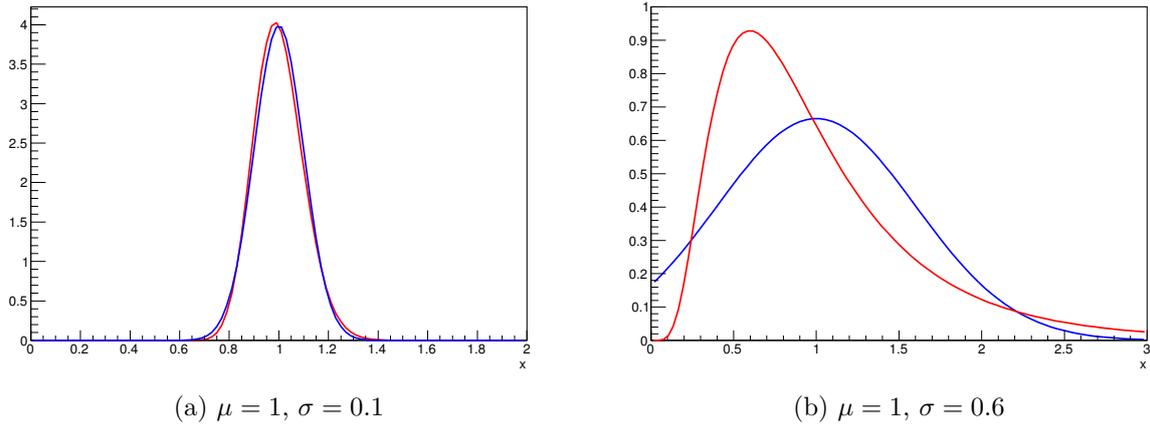


FIGURE 6.1 – Exemples de distributions log-normales (en rouge) comparées avec les distributions gaussienne de même moyenne et écart-type (en bleu).

1.2 Méthode Feldman-Cousins

a Description

Comme évoquée précédemment, la méthode de Feldman-Cousins [80] permet de définir un intervalle de confiance sur le signal observé en fonction du bruit de fond attendu et du nombre total d'événements observés. Toutefois elle ne permet pas de prendre en compte les incertitudes associées.

Une extension a été proposée par Conrad et al [96], dans laquelle il est possible d'introduire ces incertitudes. Le principe est le suivant :

- Pour une valeur fixée de S^0 , on définit la fonction de vraisemblance :

$$P(n) = \int_0^\infty d\eta_S \int_0^\infty d\eta_B \text{Poisson}(n, \eta_S S^0 + \eta_B B^0) \times \pi_S(\eta_S) \times \pi_B(\eta_B) \quad (6.7)$$

où $\eta_S \equiv v_\Phi v_\varepsilon$, $\eta_B \equiv v_B$ et $\pi_S(\eta_S)$, $\pi_B(\eta_B)$ sont des distributions log-normales avec $\mu = 1$ et $\sigma = \sqrt{(\delta\Phi/\Phi)^2 + (\delta\varepsilon/\varepsilon)^2, \delta B/B}$ respectivement

- La fonction de vraisemblance est estimée en utilisant une intégration par la méthode de Monte Carlo : un grand nombre (typiquement $N_{p-e} = 10000$) de pseudo-expériences est produit avec des valeurs de η_S et η_B générées aléatoirement selon $\pi_S(\eta_S)$ et $\pi_B(\eta_B)$ respectivement. On a alors :

$$P(n) \simeq C \times \sum_{t=1}^{N_{p-e}} \text{Poisson}(n, (\eta_S)_t S^0 + (\eta_B)_t B^0) \quad (6.8)$$

- La méthode classique de Feldman-Cousins [80] est alors utilisée afin de construire un intervalle $[n_1, n_2]$ à partir de cette fonction de vraisemblance
- En répétant la procédure pour toutes les valeurs possibles de S_0 (par pas de 0.01), une « ceinture de confiance » telle que celle présentée figure 6.2 est construite. Comme le

montre la ligne rouge, l'observation d'un certain nombre d'événements n_{obs} permet alors d'extraire un intervalle de confiance sur la valeur de S_0

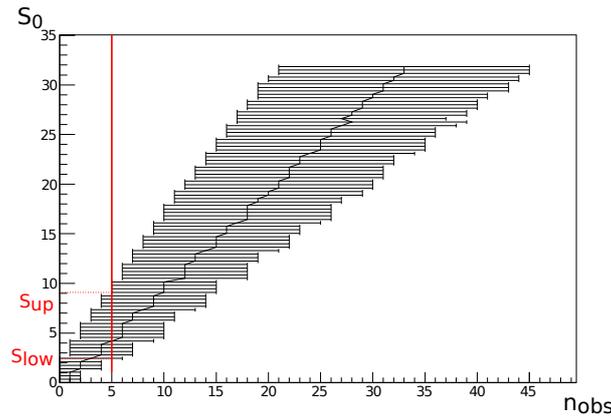


FIGURE 6.2 – Exemple de ceinture de confiance construite avec la méthode de Feldman-Cousins et la fonction de vraisemblance 6.7. Les valeurs numériques utilisées sont : $B^0 = 0.67$, $\delta B = 0.24$ ($\sigma(\eta_B) = 36\%$), $\sigma(\eta_S) = 16\%$, $CL = 90\%$. La ligne rouge correspond à une observation de 5 événements dans ces conditions et permet alors de définir un intervalle de confiance à 90% $[S_{\text{low}}, S_{\text{up}}]$.

➤ L'intervalle est converti en un intervalle sur U_{eff}^4 en utilisant l'équation 6.2.

On peut remarquer que selon la valeur de n_{obs} , l'intervalle est soit une limite supérieure seulement (dans le cas de la figure 6.2, pour $n_{\text{obs}} \leq 2$) soit un vrai intervalle. Cela constitue un point fort de la méthode de Feldman-Cousins : selon l'observation, le résultat de l'analyse est soit une limite soit une évidence de découverte, sans avoir à changer de méthode (problème de « flip-flopping »).

Le tableau 6.2 présente le comportement des intervalles de confiance en fonctions de n_{obs} et B^0 . On peut remarquer en particulier que, même pour $n_{\text{obs}} = 0$, l'intervalle dépend de la prédiction du bruit de fond.

b

Sensibilités attendues

Indépendamment du nombre d'événements observés dans les données dans la région de signal, il est possible d'estimer la sensibilité de T2K en supposant une observation parfaitement compatible avec l'hypothèse de bruit de fond seulement (et pas de désintégration de neutrinos lourds). Dans ce cas, l'intervalle de confiance obtenu est simplement une limite supérieure S_{up} ou $(U_{\text{eff}}^2)_{\text{up}}$, par définition.

Il est alors possible de représenter cette limite $(U_{\text{eff}}^2)_{\text{up}}$ en fonction de la masse du neutrino lourd comme illustration de la sensibilité de l'analyse. Cinq figures de ce type peuvent être obtenues, une pour chaque mode (A à E) du tableau 6.1.

La première possibilité consiste à fixer $n_{\text{obs}} = \text{Arrondi}(B^0)$. Toutefois, étant donné les faibles valeurs de B^0 , cela revient à une observation effective de 0, 1 ou 2 événements et ne permet pas de prendre en compte les différences entre une prédiction de 0.1 ou de 0.4, ni de prendre en compte les larges incertitudes sur celles-ci.

Il a donc été décidé d'utiliser une formule prenant en compte ces effets [97] :

TABLE 6.2 – Intervalles de confiance à 90% obtenus avec la méthode Feldman-Cousins-Conrad, pour différentes valeurs de n_{obs} et de B^0 .

(a) $\sigma(\eta_S) = \sigma(\eta_B) = 0$

$(S_{\text{low}}, S_{\text{up}})$	$B^0 = 0$		$B^0 = 0.5$		$B^0 = 1$		$B^0 = 1.5$		$B^0 = 2$	
$n_{\text{obs}} = 0$	0.00	2.44	0.00	1.94	0.00	1.61	0.00	1.34	0.00	1.09
$n_{\text{obs}} = 1$	0.10	4.36	0.00	3.86	0.00	3.36	0.00	2.91	0.00	2.53
$n_{\text{obs}} = 2$	0.53	5.92	0.03	5.42	0.00	4.92	0.00	4.42	0.00	3.92
$n_{\text{obs}} = 3$	1.10	7.43	0.60	6.93	0.10	6.43	0.00	5.93	0.00	5.43
$n_{\text{obs}} = 4$	1.47	8.60	1.16	8.10	0.74	7.60	0.24	7.10	0.00	6.60

(b) $\sigma(\eta_S) = 0.2, \sigma(\eta_B) = 0$

$(S_{\text{low}}, S_{\text{up}})$	$B^0 = 0$		$B^0 = 0.5$		$B^0 = 1$		$B^0 = 1.5$		$B^0 = 2$	
$n_{\text{obs}} = 0$	0.00	2.49	0.00	2.13	0.00	1.57	0.00	1.33	0.00	1.06
$n_{\text{obs}} = 1$	0.10	4.64	0.00	3.89	0.00	3.29	0.00	2.86	0.00	2.47
$n_{\text{obs}} = 2$	0.53	6.14	0.03	5.66	0.00	5.20	0.00	4.57	0.00	3.86
$n_{\text{obs}} = 3$	1.07	7.68	0.60	7.16	0.10	6.66	0.00	6.19	0.00	5.67
$n_{\text{obs}} = 4$	1.44	9.58	1.14	8.77	0.74	8.11	0.24	7.58	0.00	7.13

$$\mathbb{E}[S_{\text{up}}] = \sum_{n=0}^{\infty} w_n S_{\text{up}}(n_{\text{obs}} = n) \quad (6.9)$$

$$\text{où } w_n = c \int_0^{\infty} d\eta_B \times \text{Poisson}(n, B = \eta_B B^0) \times \pi_B(\eta_B) \quad (6.10)$$

où c est un facteur de normalisation tel que $\sum_{n=0}^{\infty} w_n = 1$. Enfin, $\mathbb{E}[S_{\text{up}}]$ est utilisé à la place de $S_{\text{up}}(n_{\text{obs}} \text{ fixé})$ dans l'équation 6.2.

La figure 6.3 présente les résultats, résumés en quatre graphes (les modes C et D permettant de contraindre le même couplage effectif $(U_{\text{eff}}^2)_{\text{up}} = U_e U_\mu$).

Retenons les points suivants :

- L'expérience T2K est compétitive avec l'expérience dédiée PS191.
- Grâce aux différents flux entre T2K et PS191¹, on peut remarquer que T2K permet de mieux contraindre les neutrinos lourds à haute masse ($400 < m_N < 493 \text{ MeV}/c^2$) alors que PS191 reste meilleur à basse masse.
- Alors que ni PS191 ni aucune autre expérience n'ont contraint jusqu'à ce jour le couplage effectif $U_e \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2}$, T2K permet de contraindre pour la première fois celui-ci.

1. PS191 avait une énergie de protons de 19.2 GeV alors que T2K a une énergie de 30 GeV, cela implique donc un spectre en énergie différent et donc un flux de neutrinos lourds différent.

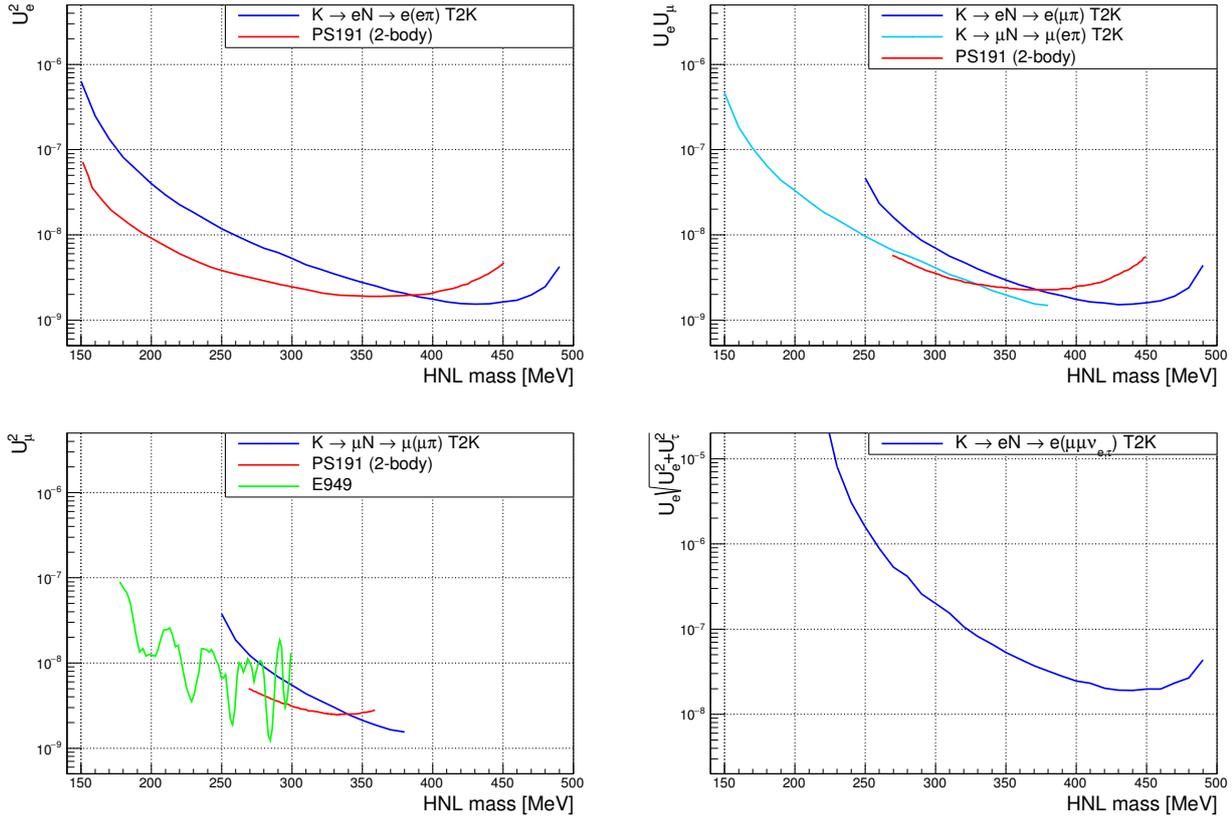


FIGURE 6.3 – Sensibilités attendues obtenues ($CL = 90\%$) avec la méthode Feldman-Cousins-Conrad, et en utilisant la statistique de T2K des runs 2 à 8. La ligne rouge (verte) correspond à la limite obtenue par l’expérience PS191 [53] (resp. E949 [47]).

1.3 Méthode bayésienne

a Description

Afin de confirmer l’analyse et les résultats présentés dans la section précédente, une seconde méthode (bayésienne) a été également considérée. Dans une approche bayésienne, l’intervalle de crédibilité est construit à partir d’une probabilité a posteriori constituée de deux éléments :

- une probabilité a priori $\pi(\Phi, \varepsilon, B, U_{\text{eff}}^2)$ qui reflète notre connaissance des paramètres de l’analyse
- une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(n_{\text{obs}} | \Phi, \varepsilon, B, U_{\text{eff}}^2)$ qui permet de mettre à jour nos connaissances des paramètres considérés

En utilisant les notations introduites section 1.2.a, on peut les écrire en terme de S_0 :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(n_{\text{obs}}|\eta_S, \eta_B, S_0) &= \text{Poisson}(n_{\text{obs}}, \eta_S S_0 + \eta_B B_0) \\ &= \frac{(\eta_S S_0 + \eta_B B_0)^{n_{\text{obs}}}}{n_{\text{obs}}!} e^{-(\eta_S S_0 + \eta_B B_0)}\end{aligned}\quad (6.11)$$

$$\pi(\eta_S) = \text{Log-normal}(\eta_S, \mu = 1, \sigma = \sqrt{(\delta\Phi/\Phi)^2 + (\delta\varepsilon/\varepsilon)^2}) \quad (6.12)$$

$$\pi(\eta_B) = \text{Log-normal}(\eta_B, \mu = 1, \sigma = \delta B/B) \quad (6.13)$$

On remarque que B_0 a une valeur fixée alors que S_0 est un paramètre dans cette notation : on veut estimer sa distribution. Il est donc nécessaire de définir une probabilité a priori sur celui-ci. Dans cette section, afin d'obtenir un résultat cohérent avec la [section 1.2](#), dans la suite, la probabilité a priori suivante sera utilisée :

$$\pi(S^0) = \text{constante} \quad (6.14)$$

Ainsi, la probabilité a posteriori est l'application directe du théorème de Bayes [\[98\]\[99\]](#) :

$$p(S^0, \eta_S, \eta_B | n_{\text{obs}}) \propto \mathcal{L}(n_{\text{obs}}|\eta_S, \eta_B, S_0) \times \pi(\eta_S)\pi(\eta_B)\pi(S^0) \quad (6.15)$$

Le paramètre d'intérêt est S^0 et les autres sont traités comme des paramètres de nuisance. La fonction d'intérêt est donc la probabilité a posteriori marginalisée :

$$q(S^0) \propto \int d\eta_S d\eta_B \times \mathcal{L}(n_{\text{obs}}|\eta_S, \eta_B, S_0) \times \pi(\eta_S)\pi(\eta_B)\pi(S^0) \quad (6.16)$$

Un intervalle de crédibilité $[S_{\text{low}}, S_{\text{up}}]$ à $X\%$ est alors proprement défini s'il couvre $X\%$ de $q()$. Dans le cas d'une limite supérieure à 90% on a S_{up} solution de :

$$\int_0^{S_{\text{up}}} dS^0 q(S^0) = 0.9 \quad (6.17)$$

Ce résultat peut alors être converti en une limite sur U_{eff}^2 avec l'équation [6.2](#). Le calcul est effectué entièrement numériquement :

1. calcul de la probabilité a posteriori marginalisée $q(S^0)$, par intégration avec la méthode Monte-Carlo
2. extraction de la limite en résolvant numériquement l'équation [6.17](#)

Exemple On peut considérer le cas simple suivant : pas d'incertitudes et $B = B^0$. On a :

$$q(S^0) \propto \mathcal{L} = e^{-(S^0+B^0)} \frac{(S^0+B^0)^{n_{\text{obs}}}}{n_{\text{obs}}!} \quad (6.18)$$

- Si $n_{\text{obs}} = 0$, la probabilité a posteriori est simplement une loi exponentielle e^{-S^0} qui ne dépend pas de la prédiction du bruit de fond. La limite supérieure à 90% est la solution de $\int_0^{S_{\text{up}}} e^{-x} dx = 0.9$ i.e. $S_{\text{up}} = -\ln(0.1) \simeq 2.30$
- Si $n_{\text{obs}} = 1$, on a $q(S^0) \propto (S^0+B^0) \times e^{-(S^0+B^0)}$. Pour $B^0 = 0$, on a $S_{\text{up}} = 3.89$, pour $B^0 = 1$, on a $S_{\text{up}} = 3.27$. La limite dépend bien de la prédiction du bruit de fond.

Remarque Dans le cadre général, il est important d'indiquer que cette méthode est bien capable de produire une limite supérieure ou un intervalle de crédibilité selon le nombre d'événements observés. Dans le cas d'une probabilité a posteriori marginalisée q avec une distribution régulière (un seul maximum)², il suffit de définir $\mathcal{S} = [S_{\text{low}}, S_{\text{up}}]$ tel que pour tout $s \in \mathcal{S}$ et $t \notin \mathcal{S}$, $q(s) > q(t)$. On parle alors de région de probabilité maximale. La figure 6.4 présente deux exemples où \mathcal{S} est soit une limite supérieure, soit un intervalle.

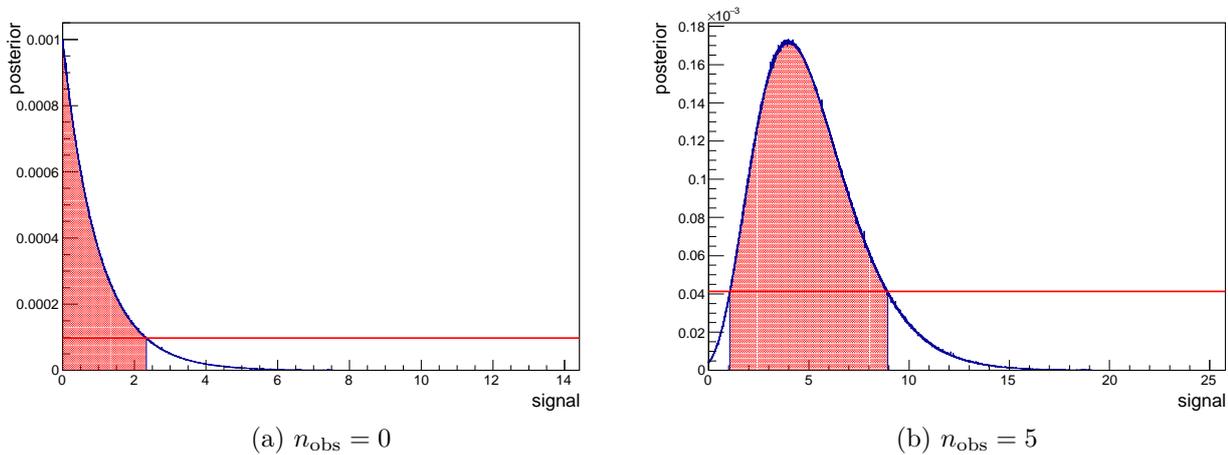


FIGURE 6.4 – Exemple de distribution de la probabilité a posteriori marginalisée avec $B^0 = 1$, $\sigma(\eta_B) = 0.10$ and $\sigma(\eta_S) = 0.10$. La région en rouge correspond à la région de probabilité maximale à 90%.

Le tableau 6.3 présente le comportement des intervalles de crédibilité en fonctions de n_{obs} et B^0 . Comme obtenu avec un calcul simple, on constate que pour $n_{\text{obs}} = 0$, l'intervalle ne dépend pas de la prédiction du bruit de fond.

b Sensibilités attendues

Le code complet prenant en compte les incertitudes a été implémenté en parallèle de la méthode précédente.

De la même façon que précédemment, les sensibilités attendues sont estimées en utilisant l'équation 6.9. La figure 6.5 présente les sensibilités attendues, superposées avec celles obtenues figure 6.3.

Les résultats sont très proches de ceux obtenus avec la précédente méthode, ce qui permet de confirmer la robustesse de l'analyse. Les conclusions sur la sensibilité de T2K suivent donc celles déjà évoquées section 1.2.b.

De plus, il est très facile de répéter l'analyse avec ou sans bruit de fond, avec ou sans les incertitudes afin d'en estimer l'impact sur le résultat. Le tableau 6.4 présente l'évolution de la sensibilité dans ces situations.

On peut remarquer que l'effet du bruit de fond est relativement important alors que les incertitudes ont un très faible effet relatif. La dépendance en fonction de la masse et de la limite considérée est également réduite.

2. Dans le cas de la présence de plusieurs maxima locaux, il peut être nécessaire de définir un ensemble d'intervalles disjoints à la place d'un simple intervalle de confiance.

TABLE 6.3 – Intervalles de confiance à 90% obtenus avec la méthode bayésienne, pour différentes valeurs de n_{obs} et de B^0 .(a) $\sigma(\eta_S) = \sigma(\eta_B) = 0$

$(S_{\text{low}}, S_{\text{up}})$	$B^0 = 0$		$B^0 = 0.5$		$B^0 = 1$		$B^0 = 1.5$		$B^0 = 2$	
$n_{\text{obs}} = 0$	0.00	2.31	0.00	2.31	0.00	2.31	0.00	2.31	0.00	2.31
$n_{\text{obs}} = 1$	0.08	3.94	0.00	3.51	0.00	3.28	0.00	3.12	0.00	3.00
$n_{\text{obs}} = 2$	0.44	5.49	0.00	4.86	0.00	4.45	0.00	4.14	0.00	3.89
$n_{\text{obs}} = 3$	0.94	6.96	0.44	6.43	0.00	5.71	0.00	5.29	0.00	4.93
$n_{\text{obs}} = 4$	1.51	8.36	1.01	7.86	0.52	7.31	0.09	6.61	0.00	6.10

(b) $\sigma(\eta_S) = 0.2, \sigma(\eta_B) = 0$

$(S_{\text{low}}, S_{\text{up}})$	$B^0 = 0$		$B^0 = 0.5$		$B^0 = 1$		$B^0 = 1.5$		$B^0 = 2$	
$n_{\text{obs}} = 0$	0.00	2.42	0.00	2.42	0.00	2.43	0.00	2.43	0.00	2.42
$n_{\text{obs}} = 1$	0.07	4.19	0.00	3.73	0.00	3.46	0.00	3.29	0.00	3.16
$n_{\text{obs}} = 2$	0.39	5.87	0.00	5.18	0.00	4.71	0.00	4.37	0.00	4.09
$n_{\text{obs}} = 3$	0.82	7.49	0.36	6.85	0.00	6.10	0.00	5.64	0.00	5.24
$n_{\text{obs}} = 4$	1.31	9.07	0.86	8.49	0.42	7.80	0.01	6.98	0.00	6.53

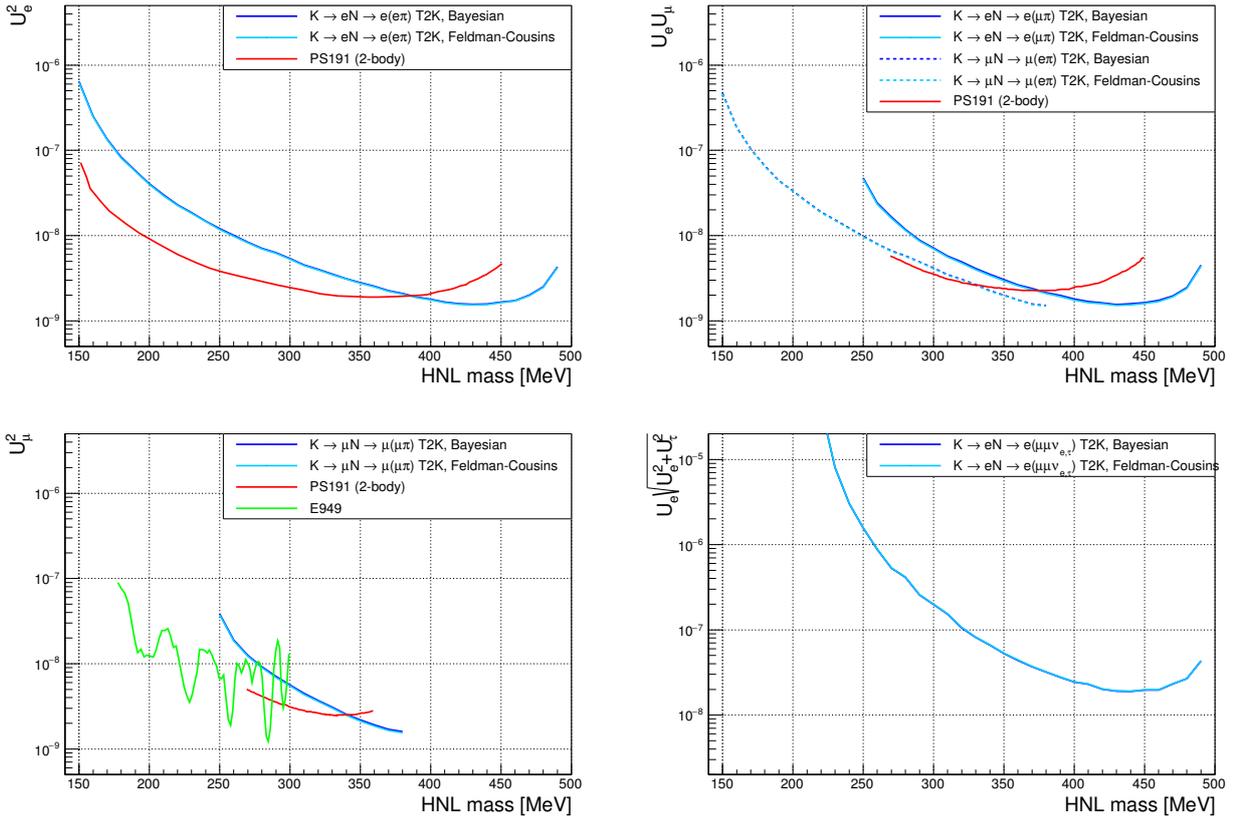
FIGURE 6.5 – Sensibilités attendues obtenues ($CL = 90\%$) avec la méthode bayésienne, et en utilisant la statistique de T2K des runs 2 à 8. Les sensibilités sont comparées avec celles de la section 1.2.b. La ligne rouge (verte) correspond à la limite obtenue par l'expérience PS191 [53] (resp. E949 [47]).

TABLE 6.4 – Évolution de la sensibilité attendue sur U_e^2 et U_μ^2 , pour une masse $M_N = 270$ MeV/c² avec la méthode bayésienne, selon que le bruit de fond et les incertitudes sur le signal $\sigma(\eta_S)$ et sur le bruit de fond $\sigma(\eta_B)$ sont pris en compte.

Cas	limite sur U_e^2		limite sur U_μ^2	
$B = 0$, pas d'incertitudes	6.78×10^{-9}	-	9.26×10^{-9}	-
$B \neq 0$, $\sigma(\eta_S) = 0$, $\sigma(\eta_B) = 0$	8.14×10^{-9}	+20.1%	1.22×10^{-8}	+31.2%
$B \neq 0$, $\sigma(\eta_S) \neq 0$, $\sigma(\eta_B) = 0$	8.30×10^{-9}	+2.0%	1.24×10^{-8}	+2.0%
$B \neq 0$, $\sigma(\eta_S) \neq 0$, $\sigma(\eta_B) \neq 0$	8.36×10^{-9}	+0.7%	1.26×10^{-8}	+1.3%

1.4 Limites finales avec les données

La section 5 du chapitre 5 présente le nombre d'événements observés dans les données réelles dans chaque canal considéré. L'observation étant compatible avec l'hypothèse de bruit de fond seulement, il en avait été conclu que les contraintes sur les couplages se présenteraient sous la forme d'une limite supérieure, comme pour les sensibilités attendues.

Le résultat obtenu est présenté figure 6.6.

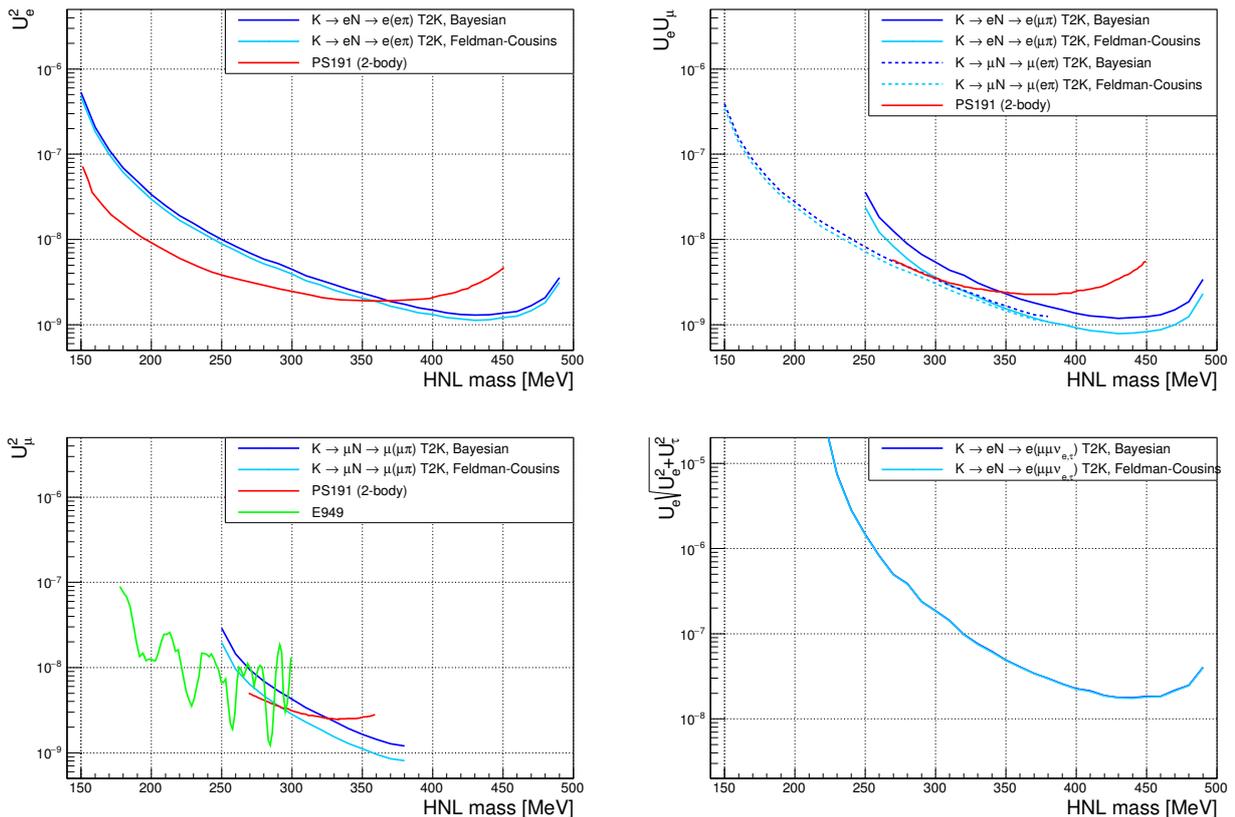


FIGURE 6.6 – Limites obtenues avec les méthodes Feldman-Cousins et bayésienne, et en utilisant la statistique de T2K des runs 2 à 8. La ligne rouge (verte) correspond à la limite obtenue par l'expérience PS191 [53] (resp. E949 [47]).

Les résultats des deux méthodes sont en léger désaccord pour les limites utilisant le canal $\mu\pi$, ce qui est attendu car il s'agit du canal avec le plus important bruit de fond et nous avons

vu dans les tableaux 6.2 et 6.3 que les deux méthodes ont un comportement différent en fonction de B^0 pour $n_{\text{obs}} = 0$. La méthode bayésienne présente la limite la plus conservative.

Les conclusions sont similaires à celles des sensibilités attendues :

- aucune observation significative d'un signal de neutrino lourd n'a été effectuée
- les résultats de l'expérience T2K permettent donc de contraindre les couplages du neutrino lourd en fonction de sa masse, avec des limites compétitives avec les autres expériences.
- en particulier, T2K améliore les limites obtenues pour $m_N > 400$ MeV/ c^2 et permet de contraindre pour la première fois le couplage effectif $U_e \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2}$

2 Approche combinée

Au début de ce chapitre, il a été mentionné le fait que l'approche mode par mode n'était pas complètement satisfaisante car elle ne permet que de considérer les modes de production et de désintégration un par un, en effectuant des hypothèses sur la hiérarchie de U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 .

Il est possible de se libérer de cette approche en considérant les différents modes ensemble dans une étude combinée et non un par un. Toutefois, il est alors nécessaire de :

- considérer tous les différents modes (et non seulement les 5 modes du tableau 6.1), afin que l'analyse soit exhaustive. En particulier, les désintégrations à trois corps $N \rightarrow e^+e^-\nu$ et $N \rightarrow \mu^\pm e^\mp \nu$ doivent être ajoutées.
- prendre en compte les corrélations entre les différents modes et les différents canaux d'analyse. Par exemple un événement $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu$ peut tout à fait être détecté dans le canal $\mu\pi$.

La liste des modes considérés est présentée dans le tableau 6.5.

TABLE 6.5 – Liste des différents modes de désintégrations considérés dans l'approche combinée. Chacun est combiné avec un mode de production : $K^\pm \rightarrow \mu^\pm N$ ou $K^\pm \rightarrow e^\pm N$.

Mode de désintégration		Couplage effectif
$\mu^- \pi^+$	$\mu^+ \pi^-$	U_e^2
$e^- \pi^+$	$e^+ \pi^-$	U_e^2
$\mu^+ \mu^- \nu_{e,\tau}$	$\mu^+ \mu^- \bar{\nu}_{e,\tau}$	$(U_e^2 + U_\tau^2)$
$e^+ e^- \nu_{\mu,\tau}$	$e^+ e^- \bar{\nu}_{\mu,\tau}$	$(U_\mu^2 + U_\tau^2)$
$\mu^+ \mu^- \nu_\mu$	$\mu^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	U_μ^2
$e^+ e^- \nu_e$	$e^+ e^- \bar{\nu}_e$	U_e^2
$\mu^- e^+ \nu_e$	$\mu^+ e^- \bar{\nu}_e$	U_μ^2
$e^- \mu^+ \nu_\mu$	$e^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	U_e^2

2.1 Extension de la sélection

Afin de satisfaire les conditions nécessaires pour une approche combinée, la sélection présentée dans le chapitre 5 est étendue.

Afin de sélectionner les désintégrations à trois corps $N \rightarrow e^+e^-\nu$, le canal e^+e^- , défini dans le chapitre précédent, est utilisé. Il avait été constaté que le bruit de fond dans ce canal

(principalement des conversions de photons) était relativement réduit et aucun événement n'a été observé dans les données de l'expérience, que ce soit en mode neutrino ou en mode anti-neutrino.

Les TPCs ne permettant pas de distinguer les muons et les pions, il n'est pas nécessaire de définir un canal dédié pour le signal de $N \rightarrow \mu^\pm e^\mp \nu(\bar{\nu})$, étant donné qu'il est déjà couvert par les canaux $e^- \pi^+$ et $e^+ \pi^-$. Les coupures cinématiques n'ont pas ré-optimisées pour ces modes de désintégration.

Simulation des nouveaux modes de désintégration à trois corps Les nouveaux modes ont été simulés en suivant la procédure décrite [section 2.2](#) du [chapitre 5](#). La [figure 6.7](#) résume les limites cinématiques des différents modes de production et de désintégration, en fonction de la masse du neutrino lourd.

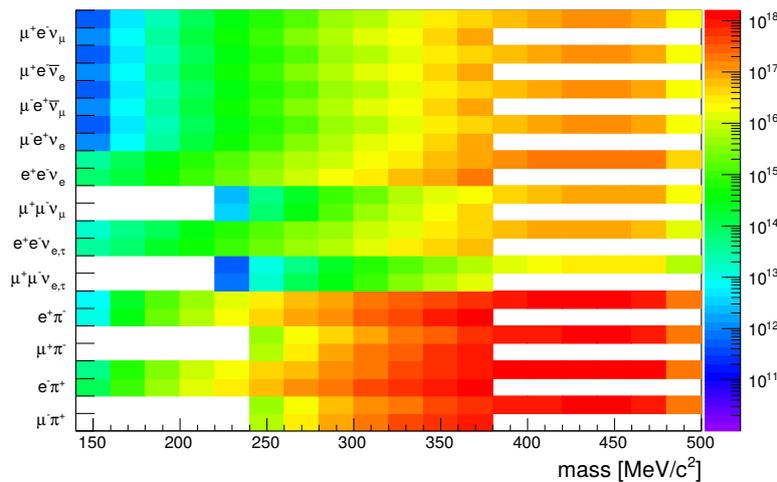


FIGURE 6.7 – Nombre de désintégrations de neutrino lourd attendues en fonction de sa masse, pour $U_e^2 = U_\mu^2 = U_\tau^2 = 1$. Pour chaque mode de désintégration (ligne), deux lignes sont indiquées, la supérieure correspondant à $K \rightarrow eN$ et l'inférieure à $K \rightarrow \mu N$. La statistique utilisée correspond aux runs 2 à 7, en mode neutrino.

Les sélections des désintégrations ainsi simulées permettent d'en estimer l'efficacité, telle que présentée [figure 6.8](#) : l'efficacité de sélection des nouveaux modes de désintégration à trois corps est d'environ 10%.

Corrélations entre différents modes et canaux La [figure 6.9](#) représente schématiquement l'efficacité de sélection d'un mode donné (ligne) dans un canal donné (colonne), pour un neutrino lourd d'une masse de 270 MeV/c².

Plusieurs informations peuvent en être extraites :

- Le comportement est très similaire entre mode neutrino et mode anti-neutrino, ce qui est attendu.
- Pour un mode de désintégration donné, un canal d'observation prédomine, excepté dans le cas spécial de $N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu$ qui peut être détecté dans les canaux $\mu\pi$ et $\mu^+ \mu^-$.
- Toutefois, même si elles sont petites (< 2%) les efficacités croisées (par exemple $N \rightarrow \mu\pi$ détecté dans le canal $e^- \pi^+$) ne peuvent être négligées. Cela devient particulièrement évident dans le cas par exemple où $U_e^2 = 0$: alors $N \rightarrow e^- \pi^+$ n'existe pas mais le canal $e^- \pi^+$ contiendra malgré tout du signal de $N \rightarrow \mu\pi$.

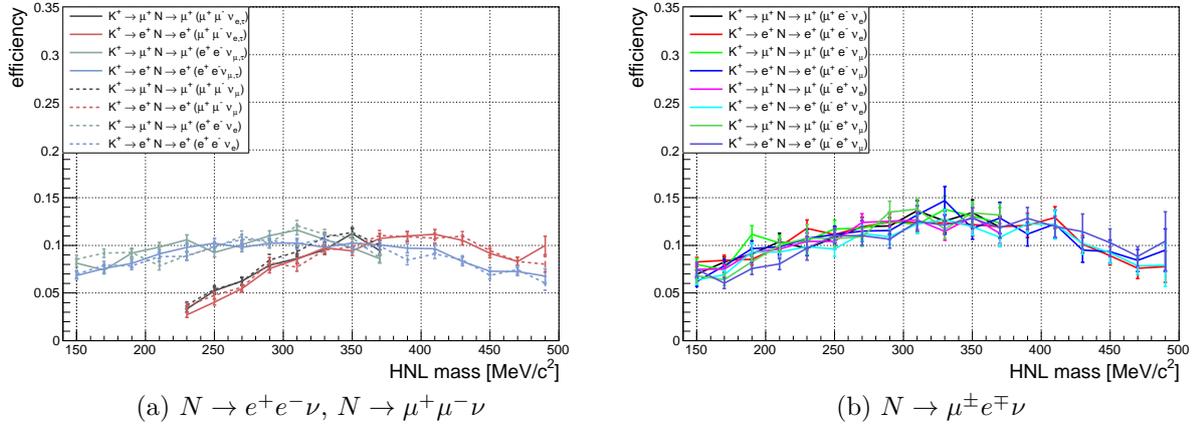


FIGURE 6.8 – Efficacité de sélection en fonction de la masse du neutrino lourd. Les barres d’erreurs contiennent les contributions statistique et systématiques.

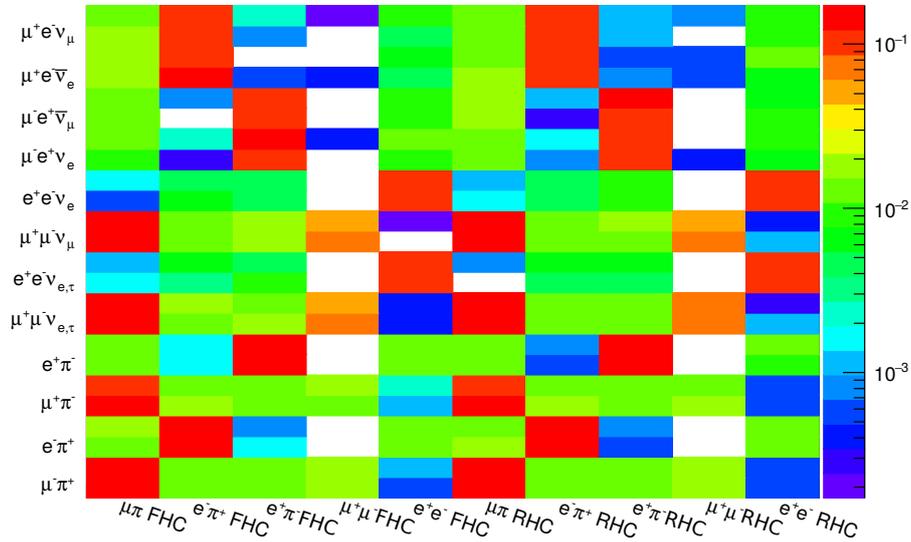


FIGURE 6.9 – Efficacité de sélection en fonction du mode de désintégration et du canal considéré, pour un neutrino lourd d’une masse de $270 \text{ MeV}/c^2$. Pour chaque mode de désintégration (ligne), deux lignes sont indiquées, la supérieure correspondant à $K \rightarrow eN$ et l’inférieure à $K \rightarrow \mu N$. La moitié gauche correspond aux efficacités en mode neutrino et la moitié droite en mode anti-neutrino.

- Les efficacités les plus faibles sont celles d'inversion de charge (sélectionner $N \rightarrow e^- \pi^+$ dans le canal $e^+ \pi^-$ et inversement).

Pour chaque masse, cela correspond à un total de 240 efficacités (24 modes de production/désintégration, 10 canaux de détection). Les erreurs statistique et systématiques associées sont également prises en compte et se présentent sous la forme d'une matrice de covariance 240×240 afin d'également couvrir les corrélations entre les systématiques dans des modes/canaux voisins.

2.2 Notations

Afin de formaliser la description de la méthode, dans la suite, nous utiliserons les notations suivantes (par cohérence, elles sont assez proches de celles utilisées dans la [section 1](#)) :

- Les indices lettrés $i, j, k \in \{1, 2, \dots, N_{\text{modes}}\}$ désignent le mode de production et de désintégration, on a $N_{\text{modes}} = 24$.
- Les indices majuscules $A, B, C \in \{1, 2, \dots, N_{\text{canaux}}\}$ désignent le canal de détection, on a $N_{\text{canaux}} = 10$ (1 à 5 pour le faisceau en mode neutrino, 6 à 10 pour le faisceau en mode anti-neutrino).
- Pour une masse m_N donnée, la [figure 6.7](#) se transcrit en un vecteur $\Phi^0 = (\Phi_1^0 \dots \Phi_{2N_{\text{modes}}}^0)$ de dimension $2N_{\text{modes}}$, la première moitié correspondant au flux en mode neutrino et la deuxième au flux en mode anti-neutrino. L'erreur associée s'écrit sous la forme d'une matrice de covariance $2N_{\text{modes}} \times 2N_{\text{modes}}$ notée Σ^Φ .
- À chaque mode est associé un couplage effectif $U_e^2, U_e U_\mu, U_\mu \times \sqrt{U_e^2 + U_\tau^2}, \dots$. On note U_{eff}^2 le vecteur de dimension $2N_{\text{modes}}$ qui permet d'associer un à un chaque mode à son couplage.
- Pour une masse m_N donnée, la [figure 6.9](#) devient une matrice ε^0 de dimension $N_{\text{modes}} \times N_{\text{canaux}}$, où chaque élément $\varepsilon_{A,i}^0$ correspond à l'efficacité de sélection du mode i dans le canal A . L'erreur associée est une matrice de covariance $N_{\text{modes}} N_{\text{canaux}} \times N_{\text{modes}} N_{\text{canaux}}$, notée Σ^ε .
- Le bruit de fond attendu, l'incertitude sur ce bruit de fond et le nombre d'événements observés dans les données sont des vecteurs de dimension N_{canaux} , notés respectivement B^0, Σ^B et n_{obs} .

Le [tableau 6.6](#) résume les différents paramètres utilisés.

TABLE 6.6 – Résumé des différents paramètres, de leur dimension et de leur méthode d'estimation dans l'analyse.

Paramètre	Description	Type	Dimension	Estimation
Φ^0	flux attendu pour $U_\alpha^2 = 1$	vecteur	48	simulation
Σ_Φ	erreur sur le flux	matrice	48×48	sim. + contraintes NA61
U_{eff}^2	couplage effectif	vecteur	48	théorie
ε^0	efficacité de sélection	matrice	24×10	sélection
Σ_ε	erreur sur l'efficacité	matrice	240×240	statistique + systématiques
B^0	bruit de fond attendu	vecteur	10	sélection
Σ^B	erreur sur le bruit de fond	vecteur	10	échantillons de contrôles, ...
n_{obs}	événements observés	vecteur	10	sélection dans les données

Dans la suite, nous considérerons directement l'analyse avec les données réelles, i.e. $n_{\text{obs}} = (0, 0, \dots, 0)$.

2.3 Méthode

La méthode employée est similaire à celle décrite dans la [section 1.3](#) : il suffit de définir une fonction de vraisemblance combinant tous les modes et canaux, une probabilité a priori pour chaque paramètre considéré et il est alors possible de construire une probabilité a posteriori.

Dans le cadre de cette analyse, n_{obs} est fixé, U_{eff}^2 contient les paramètres d'intérêts U_e^2, U_μ^2, U_τ^2 que l'on souhaite extraire et tous les autres paramètres sont des paramètres de nuisance pour l'analyse.

Tout d'abord, il est possible d'écrire le nombre total nominal³ d'événements attendus dans le canal A :

$$N_A^0 = B_A^0 + \sum_{i=1}^{N_{\text{modes}}} \varepsilon_{A,i}^0 U_{\text{eff},i}^4 \Phi_{i'}^0 \quad (6.19)$$

où $i' = i$ pour A canal correspondant au faisceau neutrino et $i' = i + N_{\text{modes}}$ pour A canal correspondant au faisceau anti-neutrino.

En présence d'incertitudes, on a $N_A^0 \rightarrow N_A$ en remplaçant $B^0 \rightarrow B, \varepsilon^0 \rightarrow \varepsilon, \Phi^0 \rightarrow \Phi$, c'est-à-dire chaque paramètre X^0 est remplacé par sa variable aléatoire correspondante X .

Ainsi, la fonction de vraisemblance combinée peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(n_{\text{obs}} | U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2, B, \varepsilon, \Phi) &= \prod_{A=1}^{N_{\text{canaux}}} \mathcal{L}_A \quad (6.20) \\ &= \prod_{A=1}^{N_{\text{canaux}}} \text{Poisson} \left((n_{\text{obs}})_A, N_A = B_A + \sum_{i=1}^{N_{\text{modes}}} \varepsilon_{A,i} U_{\text{eff},i}^4 \Phi_{i'} \right) \end{aligned}$$

Les contraintes sur B, ε et Φ s'expriment sous la forme de probabilités a priori :

$$\pi^\Phi(\Phi) = (2\pi)^{-\frac{N_{\text{modes}}}{2}} |\Sigma^\Phi|^{-\frac{1}{2}} \times \exp \left(-\frac{1}{2} (\Phi - \Phi^0)^T \Sigma^\Phi (\Phi - \Phi^0) \right) \quad (6.21)$$

$$\pi^\varepsilon(\varepsilon) = (2\pi)^{-\frac{N_{\text{modes}} N_{\text{canaux}}}{2}} |\Sigma^\varepsilon|^{-\frac{1}{2}} \times \exp \left(-\frac{1}{2} (\varepsilon - \varepsilon^0)^T \Sigma^\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon^0) \right) \quad (6.22)$$

$$\pi^B(B) = \prod_A \text{Lognormal}(B_A, \mu = B_A^0, \sigma = \Sigma_A^B) \quad (6.23)$$

Contrairement à la [section 1.3](#), il a été choisi d'utiliser une forme gaussienne pour Φ et ε afin de pouvoir exprimer les corrélations simplement avec une matrice de covariance. Le bruit de fond est toujours décrit avec une distribution log-normale, indépendante pour chaque canal, car les corrélations ne sont pas prises en compte.

Comme précédemment, il est nécessaire de définir également une probabilité a priori pour les paramètres d'intérêts, qui sont désormais directement les couplages U_e^2, U_μ^2 et U_τ^2 , plutôt que le nombre d'événements de signal. Plusieurs possibilités peuvent être considérées :

3. i.e. en l'absence d'incertitudes

- $\pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2) = \text{constante}$: « plat » en U^2 . U^2 étant le paramètre physique apparaissant effectivement dans chaque largeur de désintégration, il peut être justifié de supposer que l'a priori sur U^2 doit être non-informatif.
- $\pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2) \propto U_e^2 \times U_\mu^2 \times U_\tau^2$: « plat » en U^4 . U^4 étant la puissance apparaissant directement dans le nombre d'événements de signal prédits, on peut supposer un a priori plat sur le nombre d'événements.
- $\pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2) \propto (U_e^2 \times U_\mu^2 \times U_\tau^2)^{-1/2}$: « plat » en U , U étant le paramètre physique élémentaire (à chaque vertex).

Dans la suite, sauf mention contraire, nous considérerons principalement l'utilisation de la probabilité a priori $\pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2) = \text{constante}$, car il s'agit également de celle respectant la règle de Jeffreys (voir encadré).

Afin d'éviter toute divergence, il a également été décidé de fixer une borne supérieure $U_\alpha^2 = 1$, bien au dessus de toutes les contraintes obtenues par d'autres expériences.



Probabilités a priori et règle de Jeffreys

L'approche bayésienne repose sur l'utilisation de probabilités a priori. Dans la grande majorité des analyses souhaitant contraindre un paramètre θ , il est souhaitable que la probabilité a priori choisie $\pi(\theta)$ ait un poids réduit dans l'inférence, c'est-à-dire qu'elle ne contienne aucune information sur θ (et toutes les contraintes proviennent donc de l'observation x et de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(x|\theta)$). On parle alors de loi non informative.

H. Jeffreys [100] propose une définition formelle d'une telle probabilité à partir de l'information de Fisher $\mathcal{I}(\theta)$, l'argument étant qu'il est naturel de favoriser les valeurs de θ pour lesquelles $\mathcal{I}(\theta)$ (qui mesure la quantité d'information sur θ dans \mathcal{L}) est grande. On a alors :

$$\pi_{\text{Jeffreys}}(\theta) \propto \sqrt{\mathcal{I}(\theta)} \quad \text{où } \mathcal{I}(\theta) = \mathbb{E} \left[-\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \log \mathcal{L}(x|\theta) \right] \quad (6.24)$$

Dans le cas d'une fonction de vraisemblance Poissonnienne de paramètre λ , il se trouve que $\pi_{\text{Jeffreys}}(\lambda) = 1/\sqrt{\lambda}$. Ainsi, dans le cas de notre analyse où $\lambda \propto U^4$:

$$\pi_{\text{Jeffreys}}(U^2) = \text{constante} \quad (6.25)$$

Finalement, la distribution de probabilité a posteriori sur les paramètres de nuisance est :

$$p(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2, B, \varepsilon, \Phi | n_{\text{obs}}) \propto \mathcal{L}(n_{\text{obs}} | U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2, B, \varepsilon, \Phi) \quad (6.26)$$

$$\times \pi^\varepsilon(\varepsilon) \pi^\Phi(\Phi) \times \pi^B(B) \times \pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2)$$

En marginalisant sur les paramètres de nuisance, on obtient :

$$q(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2 | n_{\text{obs}}) = C \int d\Phi d\varepsilon dB \times p(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2, B, \varepsilon, \Phi | n_{\text{obs}}) \quad (6.27)$$

où C est un facteur de normalisation tel que $\int_{x,y,z>0} dx dy dz \times q(x, y, z) = 1$

Ainsi, il est possible d'utiliser q afin de définir des intervalles de crédibilité sur U_e^2, U_μ^2, U_τ^2 :

- une région dans l'espace 3D
- une région dans un espace 2D (U_α^2, U_β^2) ($\alpha \neq \beta$)
- un intervalle 1D sur U_α^2

Il est toutefois nécessaire de prendre en compte le ou les paramètre(s) non représenté(s). Deux méthodes peuvent être envisagées :

- Marginalisation : le paramètre est intégré, comme un paramètre de nuisance.
- Maximisation (*profiling*) : le paramètre est fixé à sa valeur maximisant la probabilité a posteriori. Dans notre cas simple où aucune observation excédant le bruit de fond attendu n'a été faite, cela correspond à une minimisation du signal attendu i.e. $U_\gamma^2 = 0$.

2.4 Implémentations

Deux techniques ont été implémentées afin de calculer q numériquement et ainsi pouvoir effectuer ces calculs d'intervalles et de limites.

La première consiste en une simple intégration numérique par une méthode de Monte-Carlo dans l'espace de tous les paramètres de flux, efficacités, etc. . . , soit 301 paramètres. La seconde utilise une version améliorée appelée méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (*Markov Chain Monte Carlo*) ou méthode MCMC [101].

Le détail est donné pour une masse de neutrino lourd donné, la procédure décrite doit être répétée pour chaque masse considérée.

a Intégration numérique

La procédure utilisée est la suivante :

1. L'espace des paramètres d'intérêt $(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2)$ est séparé en cases (*bins*) uniformément réparties $\left\{ \left((U_e^2)_b, (U_\mu^2)_b, (U_\tau^2)_b \right) \right\}$ pour $b = 1 \dots N_{\text{cases}}$. Pour que l'espace soit bien couvert, il est nécessaire d'avoir au moins 400 points dans chaque direction, soit 400^3 cases
2. Dans chaque case, la probabilité a posteriori marginalisée q est calculée en effectuant un grand nombre de pseudo-expériences ($N_{\text{p-e}}$) dans lesquelles les paramètres de flux, d'efficacité et de bruit sont générés aléatoirement en suivant leurs probabilités a priori respectives.
3. La distribution tridimensionnelle ainsi obtenue (et renormalisée) est utilisée afin de calculer les intervalles de crédibilité.

Cette technique est facile à implémenter mais le temps de calcul est proportionnel à $N_{\text{cases}} \times N_{\text{p-e}}$. Afin que le résultat soit suffisamment sensible aux incertitudes, il a été estimé que $N_{\text{p-e}} > 10000$ et donc un temps de calcul de plusieurs semaines serait nécessaire.

Elle sera donc utilisée dans la suite seulement pour estimer la forme globale de la probabilité a posteriori sans incertitudes i.e. $N_{\text{p-e}} = 1$.

b Méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov

La méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov est une technique particulière de Monte Carlo dans laquelle une chaîne de Markov est utilisée afin d'échantillonner l'espace des paramètres $\Omega \equiv \Omega_\Phi \times \Omega_\varepsilon \times \Omega_B \times \Omega_{U^2}$ (pour tout $X \in \Omega$, $X = \{\Phi, \varepsilon, B, U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2\}$) à partir de certaines règles basées sur la distribution de probabilité que l'on souhaite évaluer.

Définition d'une chaîne de Markov Il s'agit d'un processus stochastique dans lequel la position à la fin d'une étape $i + 1$ ne dépend que de la position à l'étape i et non de l'histoire de la chaîne (les étapes $0, 1, \dots, i - 1$) : on dit que le processus n'a pas de mémoire.

Le passage d'une étape i à l'étape $i + 1$ utilise une probabilité de transition $T(X_{i+1}|X_i)$. Dans le cadre de l'analyse, il est nécessaire de définir une chaîne qui puisse échantillonner correctement l'espace des paramètres Ω , certaines propriétés sont donc fondamentales :

- l'irréductibilité de la chaîne : tout état (= ensemble de valeurs de tous les paramètres) doit être accessible à partir de n'importe quel autre état
- la convergence et la récurrence : la chaîne « oublie » sa position initiale de sorte que les tirages de X_i pour $i > N_{\text{conv}}$ sont distribués selon une unique distribution stationnaire Λ , indépendamment de la position initiale.

Algorithme de Metropolis Hastings Dans le cas d'une méthode MCMC, la loi de transition est choisie de façon à assurer cette convergence vers une distribution stationnaire Λ , cette dernière étant fixée par l'utilisateur. Dans le cas de l'analyse de cette thèse, il est souhaitable que $\Lambda = p$ (probabilité a posteriori).

Metropolis [102] et Hastings [103] ont développé une méthode qui permet de construire une chaîne convergeant vers une distribution donnée p :

- en partant d'une étape X_n , l'état suivant X^* est tiré aléatoirement à partir d'une fonction de proposition $f(X^*|X_n)$
- le nouvel état est accepté avec une probabilité $\mathcal{A}(X^*|X_n)$ où

$$\mathcal{A}(X^*|X_n) = \min \left[1, \frac{p(X^*)f(X_n|X^*)}{p(X_n)f(X^*|X_n)} \right] \quad (6.28)$$

- dans le cas où le nouvel état est accepté, on a $X_{n+1} = X^*$, sinon $X_{n+1} = X_n$

La procédure est schématisée [figure 6.10](#).

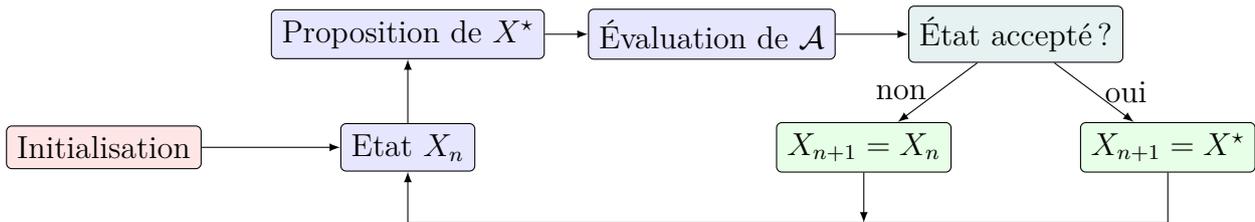


FIGURE 6.10 – Diagramme de la logique de MCMC.

Des ajustements sont nécessaires sur le choix de la fonction de proposition f . Typiquement, $f(X^*|X_n)$ est choisie comme étant une distribution gaussienne centrée sur X_n . La largeur de la gaussienne doit être optimisée : si elle est trop faible, la chaîne n'échantillonnera pas suffisamment l'espace des paramètres ; si elle est très grande, le taux d'acceptation $\mathcal{A}(X^*|X_n)$ risque d'être trop faible.

Détails techniques La méthode MCMC a été implémentée en utilisant une librairie Python 2.7, appelée PyMC [104]. La méthode employée est en fait légèrement plus complexe que celle décrite au paragraphe précédent :

- À chaque étape, la proposition X^* ne concerne en fait qu'une partie de l'espace complet des paramètres. Par exemple :

$$X_n = \{\Phi_n, \varepsilon_n, B_n, (U_e^2)_n, (U_\mu^2)_n, (U_\tau^2)_n\} \rightarrow X^* = \{\Phi^*, \varepsilon_n, B_n, (U_e^2)_n, (U_\mu^2)_n, (U_\tau^2)_n\}$$

où seuls les paramètres de flux sont mis à jour. La procédure est alors répétée pour les autres paramètres ($\varepsilon_n, B_n, \dots$). Cela permet d'optimiser plus efficacement la convergence de la chaîne.

- La fonction de proposition f utilisée est gaussienne, mais sa largeur est adaptée tout au long de la chaîne afin d'obtenir un taux d'acceptation moyen compris entre 20 et 50%, ce qui permet d'accélérer la convergence.

Données de sortie Le résultat final du MCMC est une chaîne de points dans l'espace Ω , distribués selon p . En ne considérant que les valeurs de U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 , celles-ci sont distribuées selon la probabilité a posteriori marginalisée q (équation 6.27).

Cette chaîne de valeurs (U_e^2, U_μ^2, U_τ^2) peut donc être utilisée pour estimer q et ainsi définir les intervalles de crédibilité souhaités.

2.5 Premiers résultats sans incertitudes

a Analytiquement

Similairement à l'exemple présenté section 1.3.a, il est possible de comprendre le comportement attendu de la probabilité a posteriori q , dans le cas sans incertitudes.

Considérons le cas où $U_\tau^2 = 0$, afin de pouvoir simplement visualiser q et les limites obtenues en 2D. Selon la masse du neutrino lourd, différents modes de production et de désintégration sont accessibles, de sorte que :

- pour $m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$, le neutrino lourd peut être produit par $K \rightarrow eN$ ou $K \rightarrow \mu N$ et peut se désintégrer par des modes sensibles au couplage au muon ou à l'électron. Ainsi, les couplages effectifs U_{eff}^2 auxquels nous avons accès sont : U_e^2 , U_μ^2 et $U_e U_\mu$
- pour $m_N > 388 \text{ MeV}/c^2$, les modes de désintégrations sont similaires mais le neutrino lourd ne peut être produit que par $K \rightarrow eN$, le mode $K \rightarrow \mu N$ étant interdit cinématiquement ($m_N > m_K - m_\mu$). Les couplages effectifs U_{eff}^2 accessibles sont donc : U_e^2 et $U_e U_\mu$

Dans le cas simple où chaque couplage effectif peut être associé à un canal d'observation donné, la situation peut alors être représentée par le diagramme de la figure 6.11.

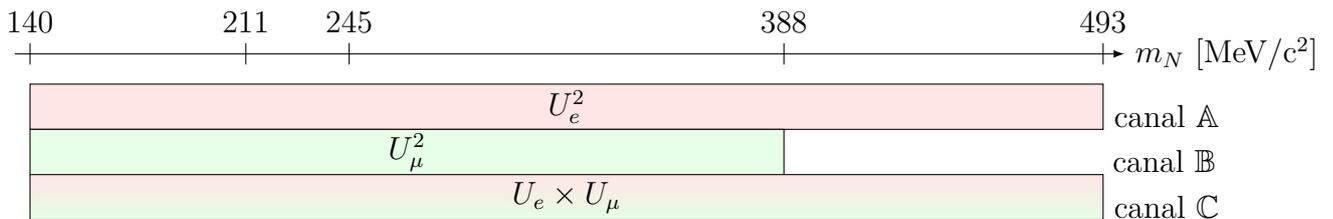


FIGURE 6.11 – Représentation du cas simple où $U_\tau^2 = 0$ et où chaque couplage effectif est accessible par un canal seulement. On a $S_{\text{A}} \propto U_e^4$, $S_{\text{B}} \propto U_\mu^4$ et $S_{\text{C}} \propto U_e^2 U_\mu^2$

La méthode présentée dans la [section 2.3](#) permet, dans cette configuration, de contraindre le nombre d'événements de signal dans les canaux \mathbb{A} , \mathbb{B} , \mathbb{C} , i.e.

$$\begin{aligned} & S_{\mathbb{A}} < a, & S_{\mathbb{B}} < b, & S_{\mathbb{C}} < c \\ \text{ou} & U_e^2 < a', & U_\mu^2 < b', & U_e U_\mu < c' \\ \text{ou} & \log(U_e^2) < a'', & \log(U_\mu^2) < b'', & \log(U_e^2) + \log(U_\mu^2) < c'' \end{aligned} \quad (6.29)$$

- pour $m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$, les trois contraintes sont définies et la probabilité a posteriori a donc la forme présentée [figure 6.12a](#)
- pour $m_N > 388 \text{ MeV}/c^2$, le canal \mathbb{B} n'est pas contraint et la probabilité a posteriori a donc la forme présentée [figure 6.12b](#)

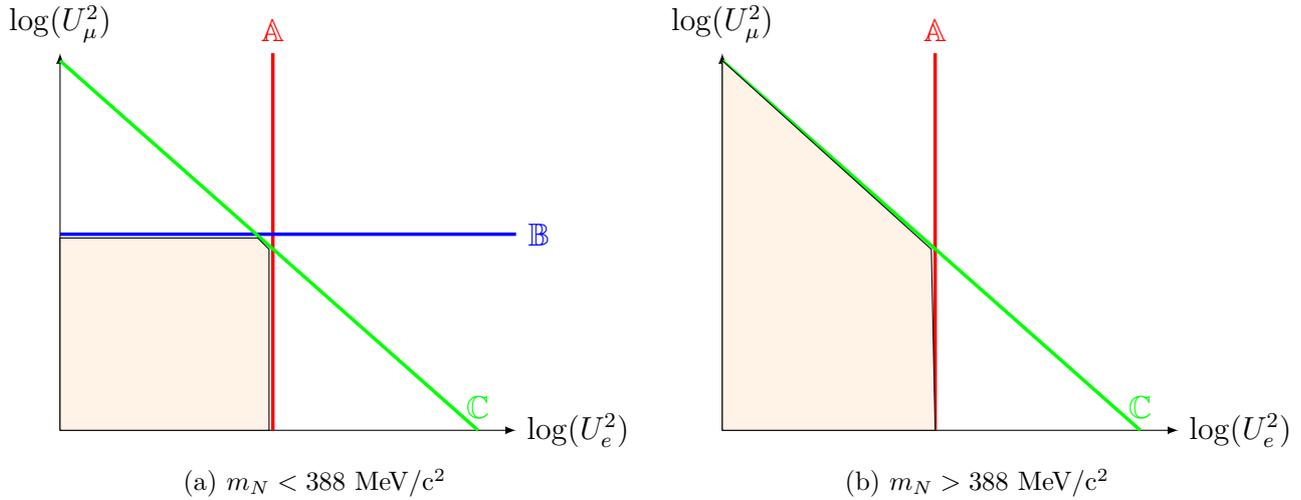


FIGURE 6.12 – Forme de la distribution de probabilité a posteriori (en orange) dans le cas simple où $U_\tau^2 = 0$ et où chaque couplage effectif est accessible par un canal seulement.

Ainsi, différents comportements sont attendus selon la masse de neutrino lourd considérée. Lors de l'ajout de la contribution de U_τ^2 , ceux-ci deviennent plus complexes, étant donné que U_τ^2 lui-même n'est accessible que par $U_{\text{eff}}^2 = U_e U_\tau$ ou $U_\mu U_\tau$. L'ajout des systématiques ne change pas drastiquement la forme des distributions.

On peut également remarquer que si seulement les canaux de désintégration à deux corps ($N \rightarrow \mu\pi$, $N \rightarrow e\pi$) sont pris en compte, alors le canal \mathbb{B} sensible à $U_{\text{eff}}^2 = U_\mu^2$ ne commence qu'à partir de $245 \text{ MeV}/c^2$: le comportement [figure 6.12b](#) est donc également celui obtenu pour $m_N < 245 \text{ MeV}/c^2$.

b

Avec l'intégration numérique

En utilisant la méthode numérique présentée [section 2.4.a](#), il est possible de mettre en évidence quantitativement les effets de la [section 2.5.a](#).

La [figure 6.13](#) présente les distributions 2D de la probabilité a posteriori pour différentes masses de neutrino lourd, lorsque seulement les modes de désintégration à deux corps ($N \rightarrow \mu\pi$, $N \rightarrow e\pi$) sont considérés. Ainsi, seuls U_e^2 et U_μ^2 contribuent et la situation est donc comparable à celle de la [figure 6.12](#).

On peut remarquer que le comportement est très similaire à celui de la section précédente :

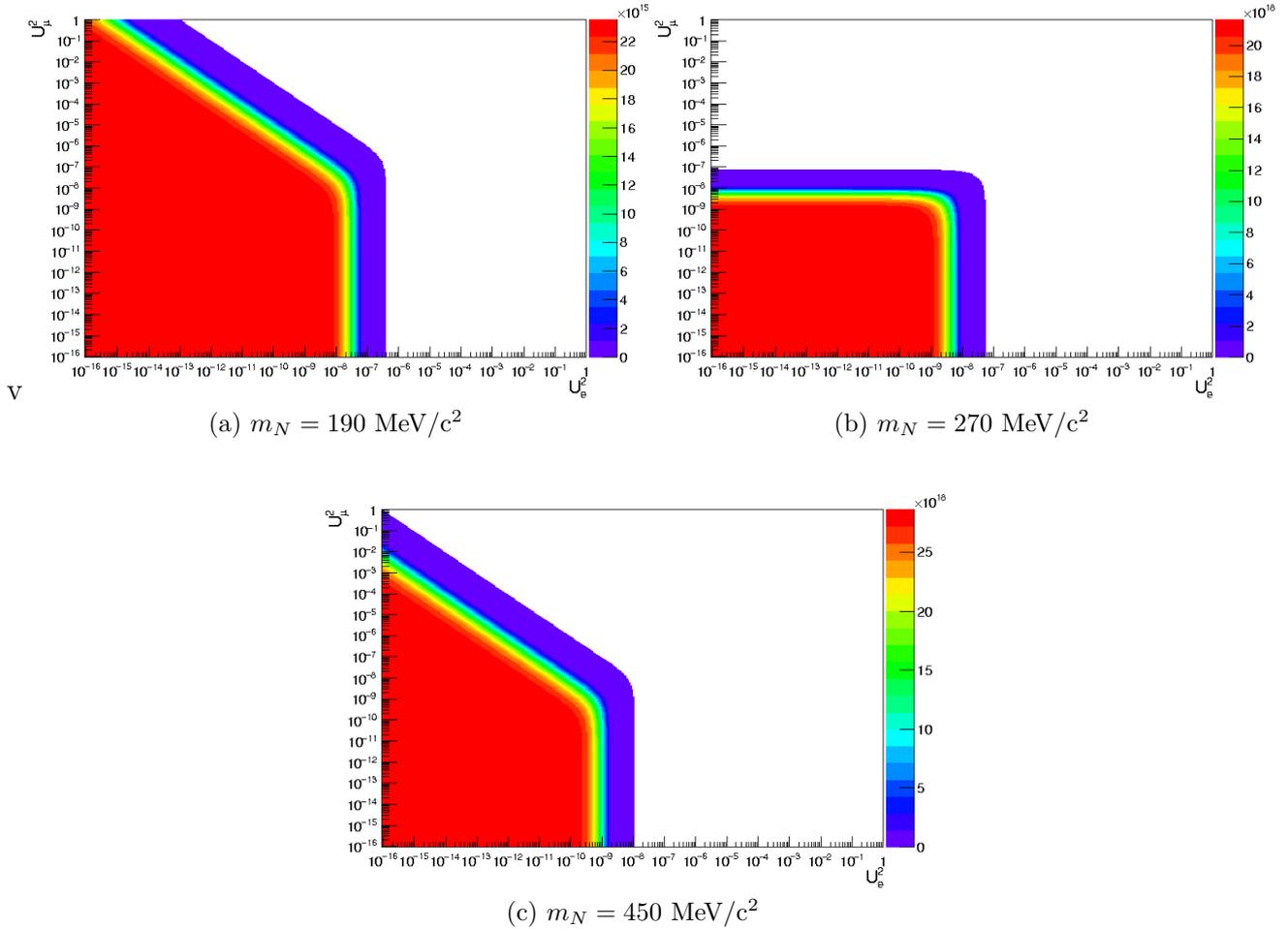


FIGURE 6.13 – Distribution 2D de la probabilité a posteriori, avec seulement les modes de désintégration du neutrino lourd à deux corps, en utilisant la méthode d’intégration numérique. Les données des runs 2 à 7 sont utilisées, aucune incertitude n’est prise en compte.

- pour $245 < m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$, la distribution est « rectangulaire »
- pour $m_N < 245$ ou $> 388 \text{ MeV}/c^2$, présence d’une structure particulière sur U_μ^2

Comme présenté [section 2.3](#), il est alors possible de marginaliser sur l’un des paramètres pour obtenir une simple limite sur le second. Ainsi, il est possible de représenter la limite sur U_e^2 en fonction de m_N en marginalisant sur U_μ^2 et la limite sur U_μ^2 en fonction de m_N en marginalisant sur U_e^2 . Le résultat est présenté [figure 6.14](#).

Dans la région centrale ($245 < m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$), la limite est de l’ordre de $10^{-9} - 10^{-8}$, comme obtenue dans le cas de l’analyse mode par mode. Dans les régions extrêmes, de par la présence de la structure à grand U_μ^2 , la marginalisation a pour effet de mieux contraindre U_e^2 et de moins bien contraindre U_μ^2 . Par rapport à la distribution 2D, l’information sur la corrélation entre U_e^2 et U_μ^2 est perdue.

Un tel artéfact n’est pas souhaitable, d’autant plus que l’ajout de la contribution des modes de désintégration à trois corps complexifie cet artéfact. La ligne bleue continue sur la [figure 6.15](#) présente la limite obtenue avec tous les modes de production et de désintégration, lorsque les deux autres couplages sont marginalisés :

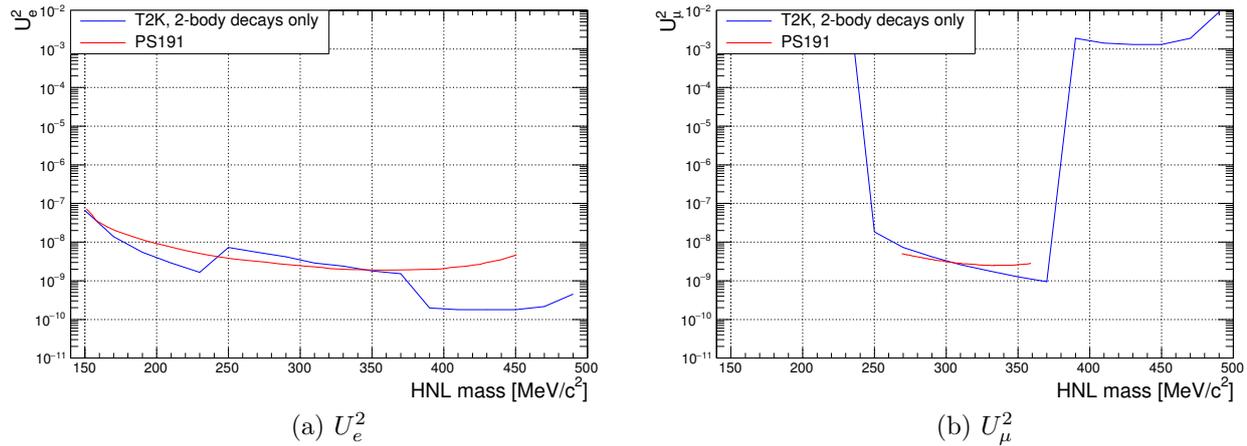


FIGURE 6.14 – Limites obtenues avec seulement les modes de désintégration du neutrino lourd à deux corps, avec la méthode d’intégration numérique et en marginalisant sur les autres couplages. Les données des runs 2 à 7 sont utilisées, aucune incertitude n’est prise en compte.

- pour $m_N < 245 \text{ MeV}/c^2$, le comportement est désormais régulier grâce aux modes à trois corps (par exemple $K \rightarrow \mu N, N \rightarrow \mu^- e^+ \nu_e$ sensible à $U_{\text{eff}}^2 = U_\mu^2$)
- pour $m_N > 388 \text{ MeV}/c^2$, le comportement est toujours irrégulier

Une solution pour régulariser le comportement est de considérer l’utilisation d’une maximisation au lieu d’une marginalisation : par exemple, la limite sur U_e^2 est obtenue dans l’hypothèse $U_\mu^2 = U_\tau^2 = 0$ ⁴. La ligne bleue en pointillé de la [figure 6.15](#) présente les limites obtenues dans le cadre de cette maximisation :

- pour U_e^2 , la limite est moins bonne, mais elle est continue en $m_N = 388 \text{ MeV}/c^2$
- pour U_μ^2 , la limite n’est définie que pour $m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$
- pour U_τ^2 , aucune contrainte n’est apportée⁵. En effet, si $U_e^2 = U_\mu^2 = 0$, alors le neutrino lourd ne peut être produit ni par $K \rightarrow eN$, ni par $K \rightarrow \mu N$

Il est également possible de considérer une solution mixte entre marginalisation et maximisation, telle que présentée [figure 6.15](#) par les lignes vertes continues et pointillées.

Enfin, il est possible de représenter des contours de crédibilité à 90% en 2D, de sorte que seul le dernier U_γ^2 doit être marginalisé ou maximisé. Un tel contour est obtenu avec une méthode similaire à celle présentée [figure 6.4](#) :

- la distribution réduite $q(U_\alpha^2, U_\beta^2)$ est calculée (après marginalisation/maximisation de U_γ^2)
- par dichotomie, on cherche C tel que :

$$\int_{q(x,y) > C} q(x, y) dx dy = 0.9 \quad (6.30)$$

4. Rappelons que le principe de la maximisation est de fixer les paramètres dont on souhaite se défaire à la valeur maximisant la probabilité a posteriori. Dans le cas où aucune observation au dessus du bruit de fond attendu n’a été faite, cela correspond à minimiser le signal, soit $U_\alpha^2 = 0$.

5. La limite obtenue est en fait $(U_\tau^2)^{\text{up}} = 0.9$ car l’intervalle autorisé pour U_τ^2 est $[0, 1]$ et $(U_\tau^2)^{\text{up}}$ est donc simplement la solution de $\int_0^{(U_\tau^2)^{\text{up}}} \pi_U(U_\tau^2) dU_\tau^2 = 0.90$

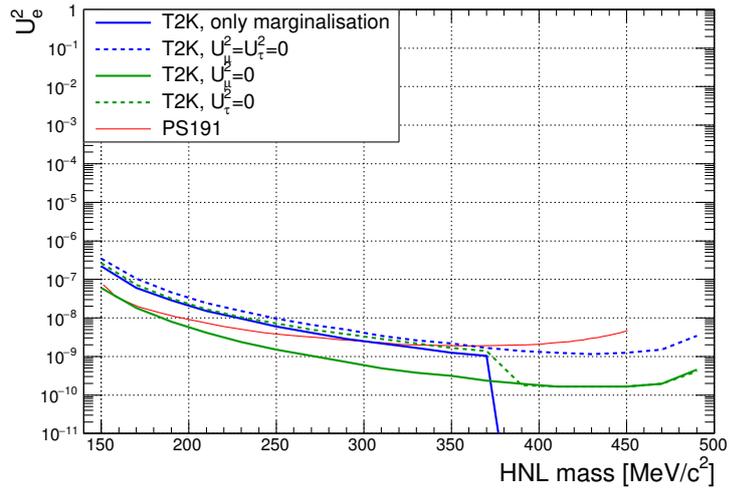
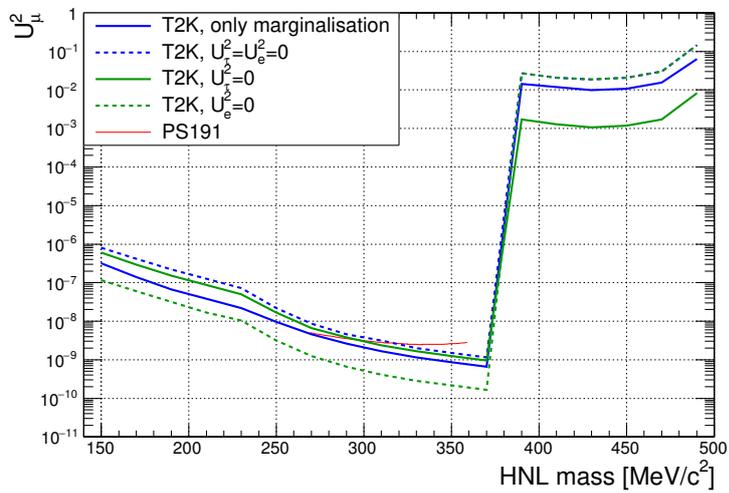
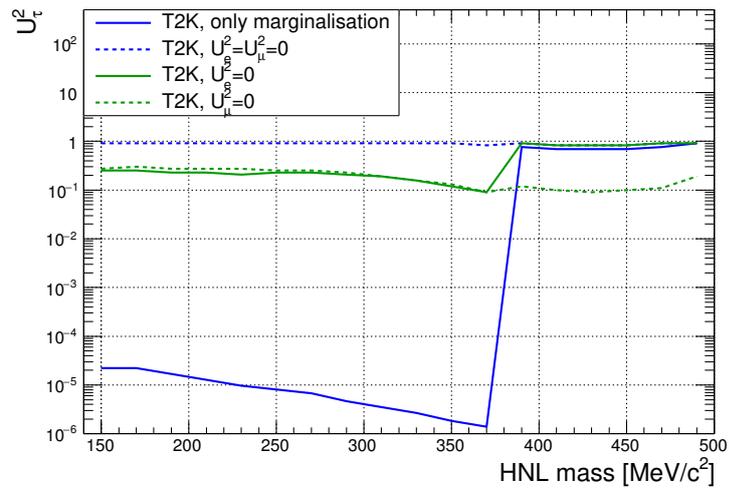
(a) U_e^2 (b) U_μ^2 (c) U_τ^2

FIGURE 6.15 – Limites obtenues lorsque les modes de désintégration à deux et trois corps sont considérés, avec la méthode d'intégration numérique avec différentes combinaisons possibles de marginalisation/maximisation. Les données des runs 2 à 7 sont utilisées, aucune incertitude n'est prise en compte.

➤ le contour est alors la ligne $q(U_\alpha^2, U_\beta^2) = C$

Le résultat de cette procédure est présentée figure 6.16. On constate la présence d'un comportement différent pour $m_N < 388 \text{ MeV}/c^2$ et $m_N > 388 \text{ MeV}/c^2$, comme présenté précédemment.

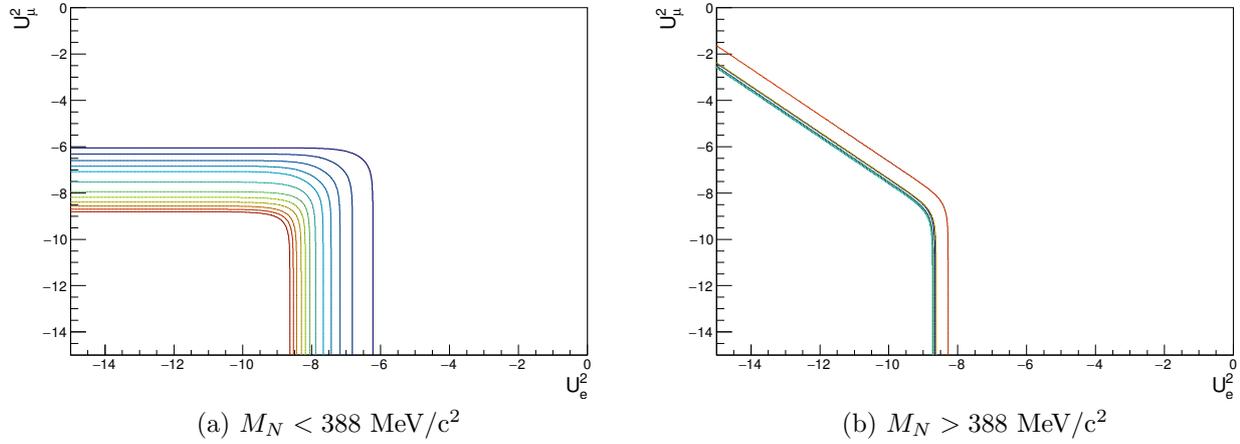


FIGURE 6.16 – Contours de crédibilité à 90% obtenus dans le plan (U_e^2, U_μ^2) , lorsque $U_\tau^2 = 0$, avec la méthode d'intégration numérique (sans incertitudes). Chaque couleur correspond à une masse différente (bleu→rouge pour des masses croissantes).

Conclusion partielle A partir des discussions ci-dessus, il est alors possible de définir une stratégie pour définir des limites faciles à interpréter dans le cadre de l'analyse combinée :

- **(I)** Limite sur U_e^2 , avec $U_\mu^2 = U_\tau^2 = 0$ (maximisation), pour $140 < m < 493 \text{ MeV}/c^2$: il s'agit de la limite la plus conservative ; de plus, elle est cohérente avec les approximations faites dans la section 1 et par PS191.
- **(II)** Limite sur U_μ^2 , avec $U_e^2 = U_\tau^2 = 0$ (maximisation), pour $140 < m < 388 \text{ MeV}/c^2$: même remarque que précédemment.
- **(III)** Limites sur U_τ^2 , en marginalisant sur U_e^2 et U_μ^2 , pour $140 < m < 388 \text{ MeV}$: le comportement est régulier, et U_τ^2 contribue à la fois via $U_e U_\tau$ et via $U_\mu U_\tau$.
- **(IV)** Contour 2D dans le plan (U_e^2, U_μ^2) , en marginalisant sur U_τ^2 : ceci permet de mettre en évidence clairement les corrélations entre les deux couplages.

2.6 Résultats avec le MCMC

Les chaînes de Markov ont été exécutées (une par masse considérée) avec de l'ordre de 20 millions d'étapes chacune. Une chaîne permet de construire un histogramme 3D M (ensembles de cases (i, j, k) avec $U_e^2 \in [U_i^2, U_{i+1}^2]$, $U_\mu^2 \in [U_j^2, U_{j+1}^2]$, $U_\tau^2 \in [U_k^2, U_{k+1}^2]$) tel que $M_{i,j,k}$ échantillons de la chaîne soient contenus dans la case (i, j, k)

Il est alors possible d'obtenir la probabilité a posteriori marginalisée $q(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2)$:

$$q(U_i^2, U_j^2, U_k^2) = C \times M_{i,j,k} \times \frac{1}{U_{i+1}^2 - U_i^2} \times \frac{1}{U_{j+1}^2 - U_j^2} \times \frac{1}{U_{k+1}^2 - U_k^2} \quad (6.31)$$

où C est un facteur de normalisation tel que $\int q(x, y, z) dx dy dz = 1$

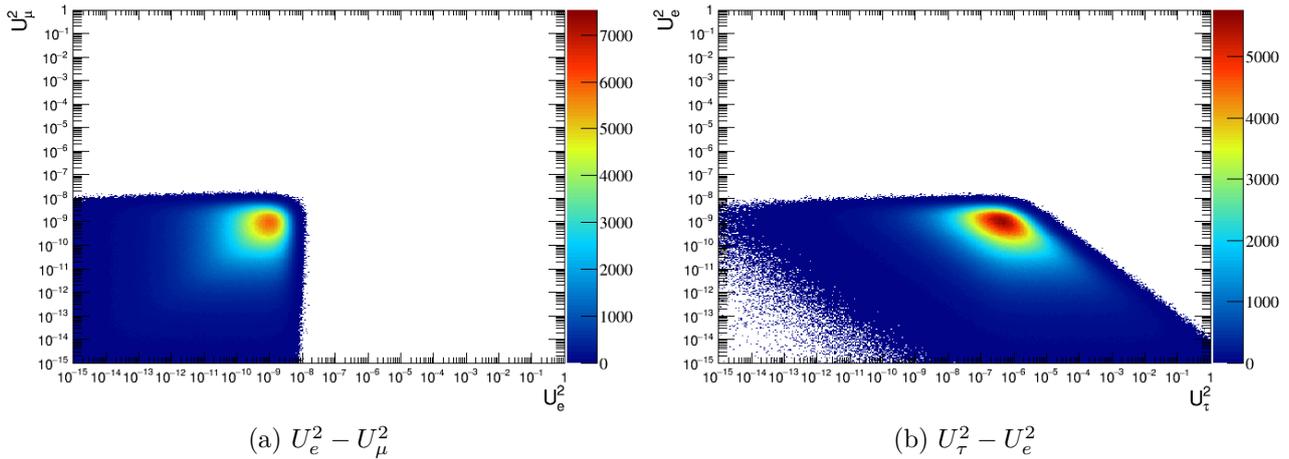


FIGURE 6.17 – Échantillonnage du MCMC pour une masse de $270 \text{ MeV}/c^2$, dans les plans $U_e^2 - U_\mu^2$ et $U_\tau^2 - U_e^2$ avec 20 millions d'étapes de la chaîne.

La [figure 6.17](#) présente l'échantillonnage de la chaîne de Markov i.e. l'histogramme M (projeté en 2D pour visualisation). L'espace des paramètres est bien échantillonné, sauf sur les « bords » de la distribution et pour des valeurs extrêmes des paramètres : par exemple, l'effet est particulièrement visible pour $U_\tau^2 \rightarrow 0$ dans la [figure 6.17b](#).

Enfin, la [figure 6.18](#) montre le résultat final sous la forme des trois limites à une dimension (I), (II) et (III). La [figure 6.19](#) présente les contours 2D (IV) obtenus, un pour chaque masse considérée.

Plusieurs commentaires peuvent être faits :

- Dans les régions où l'analyse simple de la [section 1](#) mettait des limites, l'approche combinée permet de mettre une contrainte 2 à 3 fois plus forte. Attention toutefois à la comparaison directe car les probabilités a priori utilisées dans l'approche simple et l'approche combinée sont différentes : voir [section 2.7](#).
- Il est également possible de contraindre directement U_μ^2 pour $140 < m < 250 \text{ MeV}/c^2$, ce qui n'avait pas été effectué ni par PS191, ni par la méthode mode par mode.
- Les résultats de l'expérience permettent de contraindre U_τ^2 . Cette limite peut être comparée avec celle obtenue par l'expérience CHARM [105] pour laquelle le signal consistait en un neutrino lourd produit par $D_s^+ \rightarrow \tau^+ + N$ et se désintégrant par $N \rightarrow e^+ e^- \nu_\tau$. T2K permet, avec le choix de probabilité a priori effectué (voir section suivante), de mieux contraindre U_τ^2 .
- La [figure 6.19](#) permet d'apporter des précisions supplémentaires. Le changement de comportement pour des masses supérieures à $388 \text{ MeV}/c^2$ (masse au dessus de laquelle l'expérience n'est sensible au couplage U_μ^2 que par l'intermédiaire d'un terme de la forme $U_e^2 U_\mu^2$) est visible.

On remarque également que le contour n'est pas lisse, ce qui est un signe clair que la chaîne de MCMC n'a pas suffisamment de statistique (d'étapes) et donc que les régions au frontière de l'espace des phases sont trop faiblement explorées par l'algorithme⁶.

La validation du résultat présenté dans cette figure nécessiterait donc d'augmenter la lon-

6. En d'autres termes, cela se traduit par une erreur statistique importante sur l'histogramme $M_{i,j,k}$ de l'équation 6.31 et donc sur $q(\dots)$ dans la région du plan (U_e^2, U_μ^2) où se situe le contour.

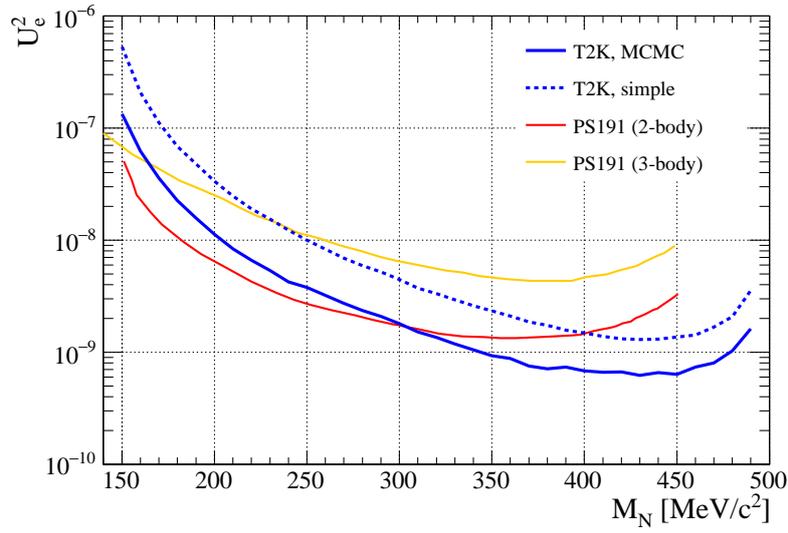
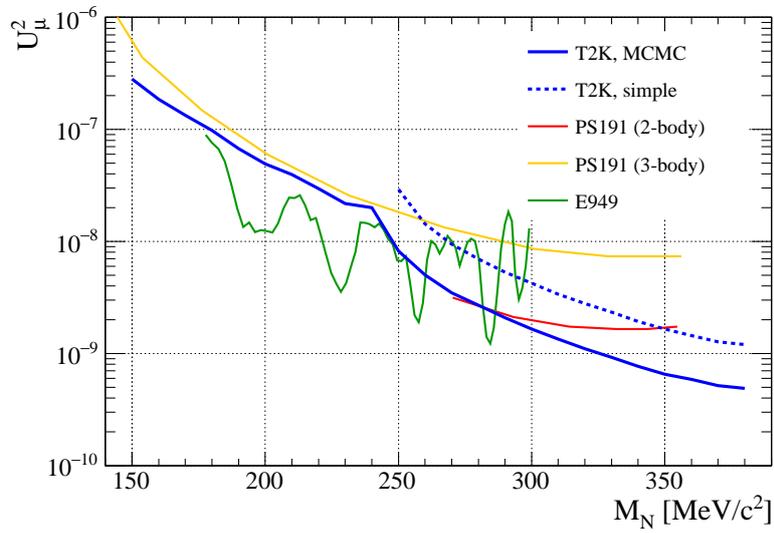
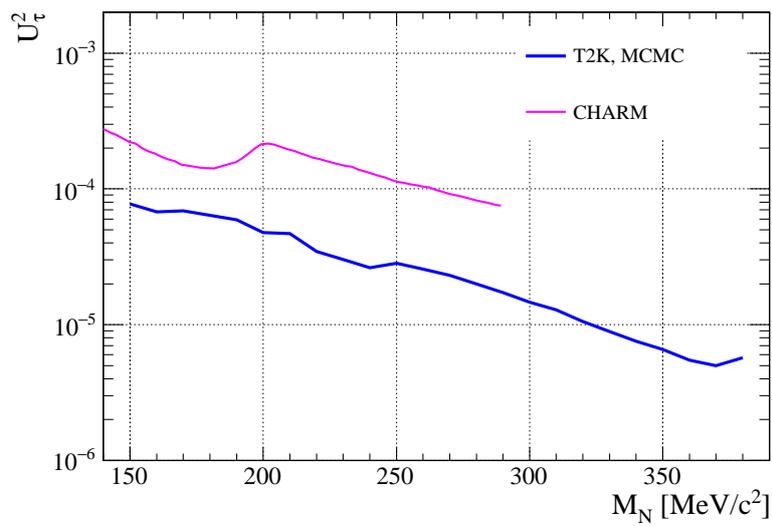
(a) Figure (I) : U_e^2 (b) Figure (II) : U_μ^2 (c) Figure (III) : U_τ^2

FIGURE 6.18 – Limites obtenues sur les couplages U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 avec le MCMC. Toutes les incertitudes sont prises en compte, les données de T2K des runs 2 à 8 sont considérées. Le résultat est comparé avec celui de l'approche bayésienne de la [section 1.3](#) et avec ceux des expériences PS191 [53] et CHARM [105].

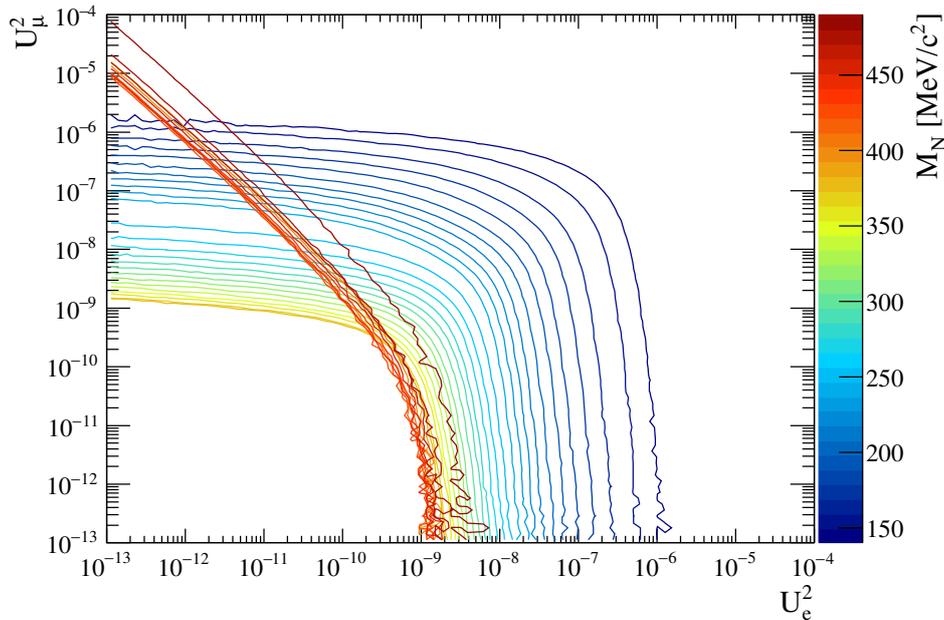
(a) Figure (IV) : $U_e^2 - U_\mu^2$

FIGURE 6.19 – Contours de crédibilité à 90% obtenus avec le MCMC dans le plan (U_e^2, U_μ^2) , en marginalisant sur U_τ^2 . Chaque couleur correspond à une masse de neutrino lourd différente, de 150 MeV/c² à 490 MeV/c². Toutes les incertitudes sont prises en compte, les données de T2K des runs 2 à 8 sont considérées.

gueur de la chaîne MCMC utilisée pour extraire les limites, afin d’explorer plus amplement ces régions.

? Dépendance au modèle des limites obtenues

Contrairement à l’approche présentée dans la [section 1](#), la méthode combinée permet d’obtenir des contraintes indépendantes de toute hypothèse sur la hiérarchie des U_α^2 . Toutefois, il peut être utile de rappeler les conditions dans lesquelles les limites présentées sont valables :

- Le modèle est tel que les neutrinos lourds sont des particules de Majorana.
- Le paramètre U_α^2 correspond au couplage effectif du neutrino lourd de masse m_N ($140 < m_N < 493$ MeV/c²) avec le courant de saveur α . Dans le cas du ν MSM, U_α^2 est le couplage total des neutrinos N_2 et N_3 , ceux-ci ayant des masses dégénérées, ne pouvant être distingués par l’expérience.

Aucune hypothèse n’est donc faite sur :

- la hiérarchie de masse des neutrinos légers
- l’échelle absolue des masses des neutrinos légers
- les paramètres de la matrice PMNS

Les limites obtenues ne s’appliquent donc pas seulement au modèle ν MSM avec $M_1 \sim$ keV et $M_2 \simeq M_3 \sim$ GeV. Lorsque la hiérarchie de masse et/ou l’échelle absolue des masses sera(seront) connue(s), les limites pourront être réinterprétées en une contrainte sur U^2 , comme présenté dans [\[106\]](#).

2.7 Influence de la probabilité a priori π^U

Dans l'équation 6.26, la probabilité a priori π^U intervient. Dans la section 2.3, il a été avancé qu'un choix respectant la règle de Jeffreys, soit $\pi^U(U_e^2, U_\mu^2, U_\tau^2) = \text{constante}$, est probablement le plus non-informatif possible. Il est intéressant toutefois d'estimer l'impact de ce choix.

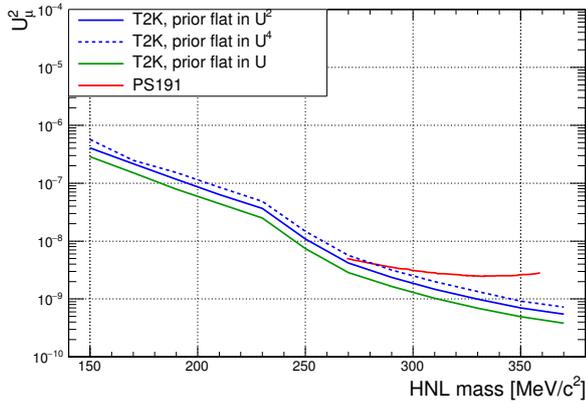
La figure 6.20 illustre la comparaison des limites obtenues avec les probabilités a priori (où C est une constante) :

$$\pi^U(U^2) = C, \quad (6.32)$$

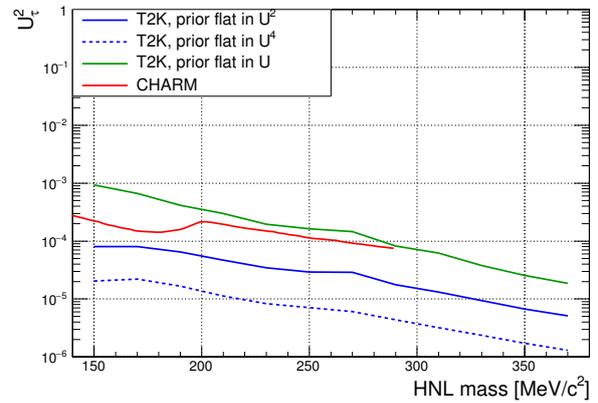
$$\pi^U(U^2) = C \times U_e^2 \times U_\mu^2 \times U_\tau^2,$$

$$\pi^U(U^2) = C \times (U_e^2 \times U_\mu^2 \times U_\tau^2)^{-1/2}$$

i.e. respectivement « plate » en U^2 , U^4 ou U . Le tableau 6.7 fournit les résultats détaillés pour $M_N = 310 \text{ MeV}/c^2$.



(a) Figure (II) : U_μ^2



(b) Figure (III) : U_τ^2

FIGURE 6.20 – Comparaison des limites obtenues avec le MCMC avec trois différents choix de π^U . Les incertitudes ne sont pas prises en compte, les données de T2K des runs 2 à 7 sont considérées.

TABLE 6.7 – Comparaison des limites obtenues avec le MCMC avec trois différents choix de π^U , pour un neutrino lourd avec une masse $M_N = 310 \text{ MeV}/c^2$.

$\pi^U(U^2)$	Incertitudes?	Limite sur U_e^2 (/10 ⁻⁹)	Limite sur U_μ^2 (/10 ⁻⁹)	Limite sur U_τ^2 (/10 ⁻⁶)
« plate » en U	sans	1.16	1.03	6.22
« plate » en U^2	sans	1.67	1.47	1.32
« plate » en U^4	sans	2.27	2	0.32
Approche mode par mode	sans	3.67	3.32	

➤ Dans le cas de U_μ^2 , on remarque que les limites obtenues diffèrent au maximum d'un facteur ~ 2 , ce qui est non négligeable.

- Dans le cas de U_τ^2 , il s'agit d'un facteur ~ 40 , ce qui indique bien que T2K ne peut pas contraindre très précisément U_τ^2 et donc que la limite obtenue dépend fortement du choix de la probabilité a priori utilisée.
- Dans le cadre de l'analyse simple, avec la méthode bayésienne, la probabilité a priori π^U utilisée implicitement est $\pi^U(U^2) = U_e^2 \times U_\mu^2 \times U_\tau^2$ (plate en U^4) car le nombre d'événements ($\propto U^4$) était utilisé comme paramètre d'intérêt. On remarque malgré tout une amélioration d'un facteur 1.4 à 1.7 de l'analyse combinée pour ce choix spécifique de π^U , par rapport à l'analyse mode par mode.

3 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, deux méthodes principales ont été présentées :

- approche mode par mode : chaque mode de production et de désintégration du neutrino lourd a été considéré indépendamment. Il est alors possible de contraindre directement le couplage effectif U_{eff}^2 associé en fonction de la masse du neutrino lourd. Une analyse fréquentiste et une analyse bayésienne ont été simultanément considérées, avec des performances similaires.
- approche combinée : les données de chaque mode et de tous les canaux sont combinées afin de contraindre U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 en fonction de la masse du neutrino lourd. Différentes probabilités a priori ont été testées, afin d'estimer l'influence de ce choix. L'approche combinée permet d'obtenir une contrainte plus forte.

Augmentation de la statistique Comme présenté dans le [chapitre 3](#), l'expérience T2K continue de prendre des données jusqu'en 2021 (phase I) avec une extension jusqu'en 2026 (phase II), permettant une augmentation de la statistique. La [tableau 6.8](#) présente le gain en terme de nombre de protons-sur-cible attendu.

TABLE 6.8 – Nombre total de protons-sur-cible (POT), combiné entre les modes neutrino et anti-neutrino. Il est à noter que le POT effectif pour ND280 est inférieur au POT total, étant donné que le détecteur ND280 n'est pas toujours opérationnel (par exemple si l'aimant est éteint). Le taux de fonctionnement est de $\sim 85\%$, ce taux est appliqué dans les prévisions de POT pour T2K I et T2K II.

(/10 ²¹)	POT total	POT ND280	gain relatif G	1/ \sqrt{G}
actuel	2.25	1.86	-	-
T2K I	7.8	6.6	$\times 3.5$	0.53
T2K II	20	17	$\times 9.1$	0.33

En supposant que le temps de faisceau soit partagé équitablement entre le mode neutrino et le mode anti-neutrino, l'évolution de la sensibilité attendue de l'expérience, en supposant que les erreurs systématiques et le bruit de fond soient les mêmes qu'actuellement, est présentée [figure 6.21](#).

Le gain relatif sur la sensibilité entre la statistique actuelle et celle de la phase I (respectivement phase II) de T2K est d'un facteur ~ 0.70 (respectivement ~ 0.56), ce qui indique que la mesure commencerait à être sensible aux effets systématiques et à l'influence du bruit de fond.

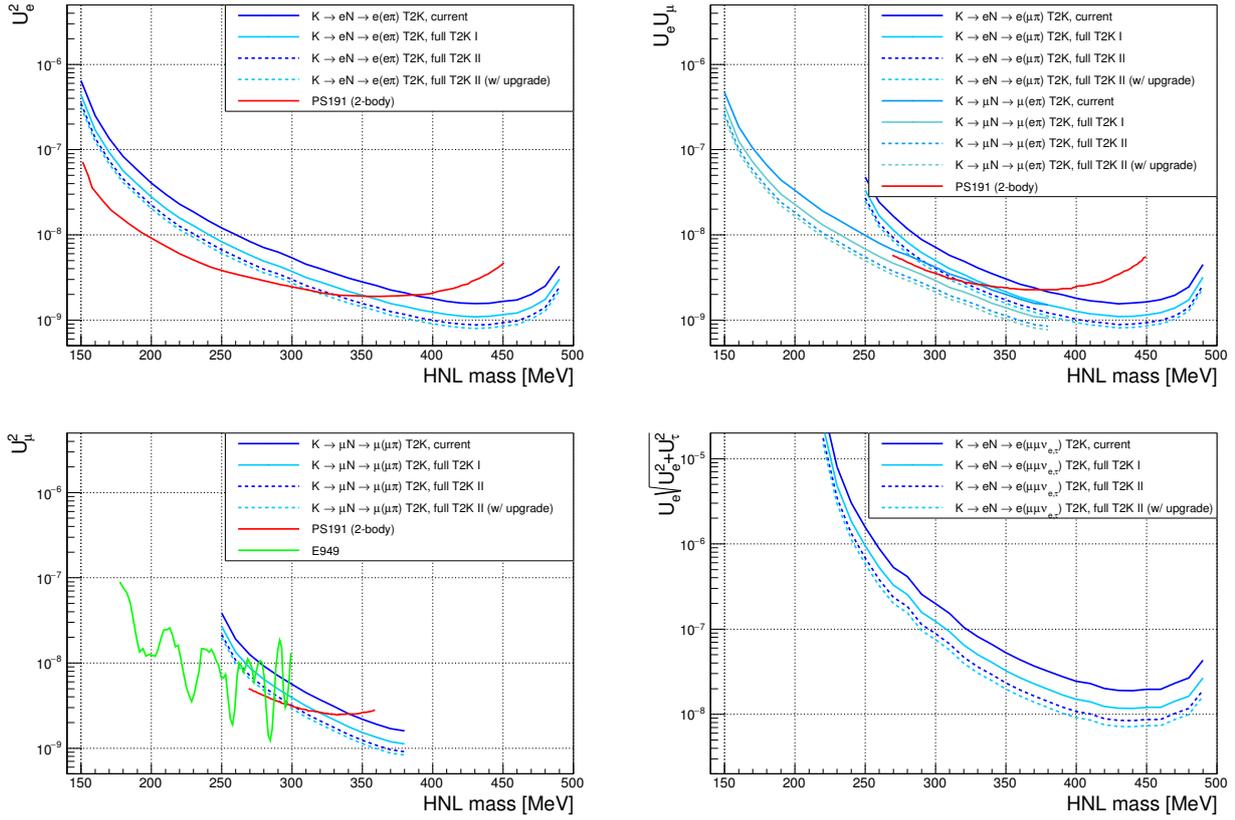


FIGURE 6.21 – Sensibilités attendues obtenues ($CL = 90\%$) avec la méthode bayésienne (analyse mode par mode de la section 1.3), pour différentes statistiques de l’expérience T2K (données actuelles runs 2-8, données T2K I, données T2K II). La ligne rouge (verte) correspond à la limite obtenue par l’expérience PS191 [53] (resp. E949 [47]).

En effet, si celle-ci était totalement dominée par la statistique, alors le gain aurait été $1/\sqrt{G}$ comme défini tableau 6.8⁷.

Utilisation de la mise à niveau de ND280 Le chapitre 3 présente la mise à niveau du détecteur proche ND280. Celle-ci contient toujours les trois TPCs considérées dans l’analyse présentée ici, mais elle contient également deux TPCs additionnelles (dites horizontales).

Ces deux nouvelles TPCs ont une dimension totale de $2.3 \times 0.8 \times 2.0$ m³ chacune. Toutefois, il est nécessaire de prendre en compte l’épaisseur des parois qui sera d’environ 2.5 cm.

La cathode centrale dans le plan YZ a une épaisseur de l’ordre de 2 cm et les modules MicroMegas et l’électronique associée occupent également 5 cm de chaque côté selon X. Enfin, il est nécessaire de définir une marge de sécurité sur le volume de gaz (comme effectué dans le tableau 5.3) de l’ordre de 6 cm en amont et en aval selon Z.

Ainsi, le volume d’intérêt par nouvelle TPC est d’environ :

$$(2.3 - 2 \times (0.025 + 0.05) - 0.02) \text{ m} \times (0.8 - 2 \times 0.025) \text{ m} \times (2.0 - 2 \times (0.025 + 0.06)) \text{ m} = 2.9 \text{ m}^3 \quad (6.33)$$

7. L’apparition de la racine carrée est simplement due au fait que la limite sur U^2 alors que le nombre d’événements de signal, qui croît linéairement avec la statistique, est proportionnel à U^4 .

soit 5.8 m^3 au total. Or le volume utilisé des TPCs du détecteur actuel est de 5.6 m^2 . En terme de volume accessible pour les désintégrations de neutrinos lourds dans les TPCs, l'ajout des nouvelles TPCs horizontales correspond donc à un gain d'un facteur ~ 2.04 .

La sélection des désintégrations dans ces TPCs horizontales sera différente :

- La définition des coupures de veto devra être révisée.
- Les nouvelles TPCs étant plus longues selon Z, les traces issues de la désintégration auront davantage d'amplitude pour se séparer et seraient donc plus faciles à sélectionner.

Dans une première approximation, on considère que l'efficacité de sélection des désintégrations est similaire à celle calculée précédemment. On a alors simplement un facteur 2.04 dans le nombre d'événements. Cette amélioration joue donc le même rôle qu'un gain d'un facteur 2.04 en terme de nombre de protons-sur-cible (POT). L'amélioration attendue, en supposant une combinaison des résultats de T2K-I avec le détecteur ND280 actuel et des résultats de T2K-II avec la mise à niveau, est également présentée [figure 6.21](#).

Extension de l'espace des phases N'ont été considérés que les neutrinos lourds issus de la désintégration de kaons avec une masse supérieure à $140 \text{ MeV}/c^2$. Il serait également possible de rechercher des neutrinos lourds avec des masses inférieures. Il est alors nécessaire de considérer le mode de production $\pi \rightarrow \ell N$.

Les modes de désintégrations dominants sont alors, d'après la [figure 5.1](#) :

- $N \rightarrow e^+ e^- \nu$ (si $M_N > 1 \text{ MeV}/c^2$)
- $N \rightarrow \mu^\pm e^\mp \nu(\bar{\nu})$ (si $M_N > 106 \text{ MeV}/c^2$)

Dans le cadre d'une telle étude, l'utilisation de l'approche combinée permettrait de considérer efficacement à la fois la contribution des neutrinos lourds provenant de pions et la contribution de ceux provenant de kaons.

Cette région $1 < M_N < 140 \text{ MeV}/c^2$ n'a pas été considérée dans cette thèse car elle a déjà été en grande partie exclue par des considérations cosmologiques [107] (Nucléosynthèse primordiale, Supernovae...). Il serait malgré tout utile d'effectuer cette recherche, qui permettrait de confirmer de manière indépendante l'exclusion de cette région.

Conclusion générale Finalement, ce chapitre a présenté deux méthodes permettant de contraindre l'espace des paramètres des neutrinos lourds avec les données de T2K. Dans les deux cas, le résultat obtenu est compétitif avec les expériences antérieures et complémente bien l'espace des paramètres prévu par les expériences futures DUNE et SHiP (voir [figure 1.16](#)). La [figure 6.22](#) présente la comparaison de la limite obtenue avec T2K avec les sensibilités attendues des expériences futures mentionnées.

L'approche privilégiée est bayésienne, avec l'utilisation d'une probabilité a priori plate en fonction du nombre d'événements ou en fonction de U_α^2 . Les incertitudes sur le flux, l'efficacité et le bruit de fond ont été prises en compte et il a été constaté que leur impact est relativement limité, avec la statistique actuelle. Des études plus complètes (avec des échantillons de contrôle plus fournis, un espace de phase élargi...) seraient possibles et nécessaires avec la statistique attendue pour T2K II.

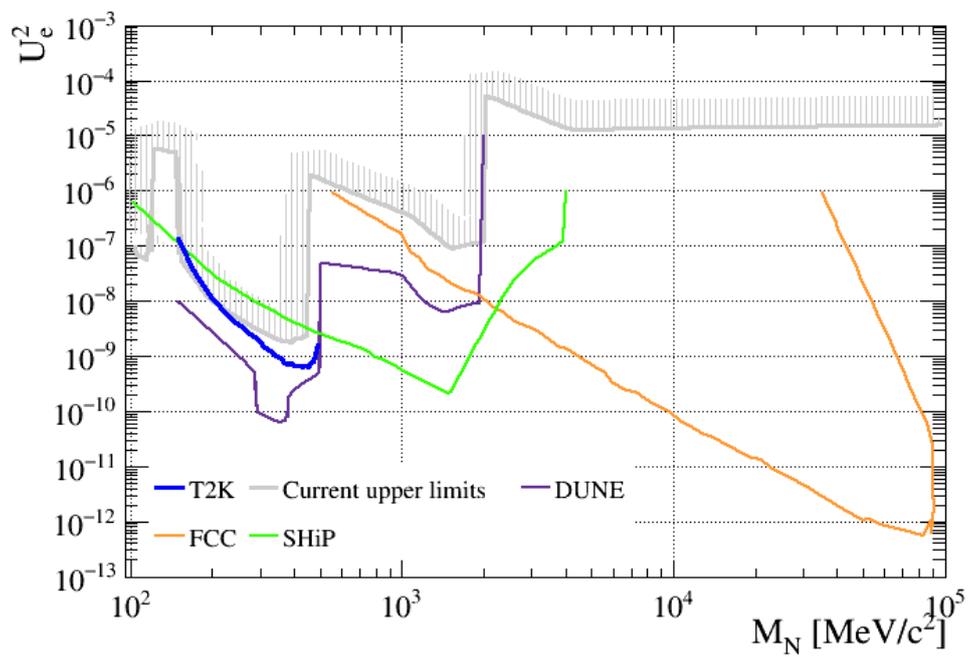


FIGURE 6.22 – Comparaison de la limite obtenue sur U_e^2 dans l’approche combinée grâce aux données de T2K avec les limites supérieures d’autres expériences (en gris) et les sensibilités attendues des expériences DUNE, SHiP et FCC.

Conclusion

Cette thèse s’est concentrée sur des études effectuées avec le détecteur proche ND280, d’une part concernant l’amélioration des contraintes sur les interactions des neutrinos et d’autre part sur la recherche de neutrinos lourds avec une masse comprise entre 140 et 493 MeV/c² dans les données de T2K.

Dans le cadre de la continuation des expériences d’oscillation des neutrinos à longue ligne de base au Japon, une mise à niveau du détecteur proche ND280 de T2K a été étudiée. La géométrie considérée consiste en l’ajout d’une nouvelle cible de type scintillateur (Super-FGD dont le développement technologique et les premiers tests sont en cours), enserrée entre deux nouvelles chambres à projection temporelle, le tout étant encadré par des compteurs de temps de vol.

Les premières simulations, sur lesquelles sont appliquées des corrections permettant de rendre compte des effets de reconstruction, ont permis d’estimer le gain potentiel en terme d’efficacité de sélection d’événements d’interactions de (anti-)neutrinos muoniques. Elles montrent que la nouvelle configuration permet d’élargir grandement l’espace des phases accessible :

- Pour les traces émises vers l’arrière, grâce à l’utilisation des compteurs de temps de vol pour déterminer le sens des traces, l’efficacité augmente d’un facteur 2 à 3 dans le FGD 1, le FGD 2 étant peu affecté.
- Pour les traces émises à grand angle par rapport à la direction du neutrino incident, l’efficacité de sélection est 5 à 10 fois supérieure dans la nouvelle cible par rapport aux FGD actuels.

Cela permet de réduire les incertitudes sur les paramètres de section efficace et de flux, tels qu’utilisés dans l’analyse des oscillations, de 20 à 50%.

Avec les données actuelles de ND280, il est d’ores et déjà possible de comprendre plus en détail les effets nucléaires mis en jeu lors d’une interaction de neutrinos. Ainsi, l’étude des protons issus d’une interaction de neutrinos dans les murs des TPCs a été considérée. Avec un tel échantillon, il est possible de sélectionner des protons avec une impulsion de 200 – 300 MeV/c alors que la plupart des études effectuées avec ND280 sont limitées à des protons de plus de 500 MeV/c.

Comme l’a montré la comparaison des prédictions des différents générateurs Monte Carlo, ces protons sont porteurs d’information sur les effets nucléaires et les statistiques mises en jeu sont suffisantes pour envisager d’utiliser ces échantillons pour séparer différents modèles, même si des études plus approfondies (en particulier des systématiques associées) sont nécessaires.

La comparaison des données et des prédictions de différents générateurs Monte Carlo a permis de mettre en évidence certaines préférences des données, en particulier l’absence d’anomalie colinéaire à $\delta\alpha_T = 0$. Toutefois une étude plus détaillée serait nécessaire afin de pouvoir complètement exploiter et interpréter ces données.

Le cœur de la thèse se concentre sur la simulation et la sélection de désintégrations de neutrinos lourds dans les données de T2K. Il a été décidé de sélectionner uniquement des désintégrations ayant eu lieu dans les TPCs, afin de réduire le bruit de fond, principalement constitué d'interactions de neutrinos légers avec la matière. Les conclusions sont les suivantes :

- La sélection qui a été développée permet d'assurer une efficacité comprise entre 5 et 30% (selon le canal et la masse de neutrino lourd considérés). L'erreur relative sur le nombre attendu d'événements de signal est dominée par l'incertitude sur le flux de kaons, de l'ordre de 15%.
- Le bruit de fond est de l'ordre de quelques événements (0.2 à 1.6 selon le canal). Il est principalement constitué de productions cohérentes de pions (dans lesquels un neutrino interagit de manière cohérente avec tout le noyau) ou d'interactions hors des TPCs mais mal reconstruites.
- Des régions de contrôle dans les données, mettant en particulier à profit la région de signal utilisée lors de la sélection d'interactions dans les murs des TPCs, ont été utilisées afin de vérifier les prédictions des générateurs Monte Carlo pour ces bruits de fond. L'accord données-générateurs étant relativement bon, l'erreur statistique des régions de contrôle a été utilisé comme surestimation de l'incertitude théorique sur le bruit de fond. L'erreur totale (statistique + flux + théorique) est alors de 30 à 100% (selon le canal considéré).

Finalement, les données de T2K ont permis de constater que le nombre d'événements réellement observé est compatible avec l'existence de bruit de fond seulement (0 événement dans tous les canaux).

Il a alors été nécessaire d'utiliser des méthodes statistiques afin de combiner les résultats précédents en une limite sur les couplages des neutrinos lourds U_α^2 avec les courants de saveur α ($\alpha = e, \mu, \tau$), en fonction de leur masse. Une première méthode consiste à considérer uniquement un mode de production et de désintégration donné du neutrino lourd, puis à contraindre le nombre d'événements de signal observés ($S \propto U_\alpha^2 U_\beta^2$) dans le canal correspondant, afin de convertir cette limite sur S en une limite sur $U_\alpha U_\beta$. Par exemple, pour une masse $M_N = 350$ MeV/c², on obtient $U_e^2 < 2.3 \times 10^{-9}$ et $U_\mu^2 < 1.6 \times 10^{-9}$. Toutefois, cette méthode n'est pas complètement satisfaisante car elle implique de faire l'hypothèse qu'un seul mode de production/désintégration contribue (ce qui correspond à des hypothèses fortes sur la hiérarchie des différents couplages U_α^2).

A donc été définie une approche combinée dans laquelle les prédictions des différents modes et les résultats des différents canaux sont associés afin d'en extraire des limites directement sur U_e^2 , U_μ^2 et U_τ^2 (sans hypothèses sur leur hiérarchie). Étant donné le grand nombre de paramètres (flux, efficacités, bruits de fond) qui ne sont pas d'intérêt pour le résultat final et qui doivent donc être marginalisés, il a été nécessaire de mettre en œuvre une méthode d'intégration numérique. Le choix retenu est la technique de Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC). Les limites obtenues sont deux à trois fois plus fortes que celles de la méthode précédente. Par exemple, pour une masse $M_N = 350$ MeV/c², on obtient $U_e^2 < 1.1 \times 10^{-9}$ et $U_\mu^2 < 7.4 \times 10^{-10}$.

En conclusion, grâce à la grande statistique de T2K et à la forte réduction du bruit de fond, les limites obtenues sont compétitives avec celles d'autres expériences, en particulier l'expérience dédiée CERN PS191 et l'expérience CHARM. Toutefois, T2K poursuivant sa prise de données jusqu'en 2026 a encore une nette marge de progression, l'analyse étant toujours largement limitée par la statistique. De plus, de telles mesures vont être complétées dans les années à venir par des expériences pouvant chercher des neutrinos lourds de plus haute masse (typiquement de 1 à 100 GeV/c²), telles que DUNE, SHiP ou FCC/ILC.

Bibliographie

- [1] W. PAULI. *Open letter to the group of radioactive people at the Gauverein meeting in Tübingen*. 1930.
- [2] C. L. COWAN et al. “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation”. In : 124.3212 (1956), p. 103–104.
- [3] G. DANBY et al. “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. In : *Phys. Rev. Lett.* 9 (1 1962), p. 36–44.
- [4] M. GOLDBABER et al. “Helicity of Neutrinos”. In : *Phys. Rev.* 109 (3 1958), p. 1015–1017.
- [5] K. ZUBER. *Neutrino Physics, Second Edition*. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. 2011.
- [6] C. GIUNTI et al. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007.
- [7] R. DAVIS et al. “Search for Neutrinos from the Sun”. In : *Phys. Rev. Lett.* 20 (21 1968), p. 1205–1209.
- [8] P. ANSELMANN et al. “Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso.” In : *Phys. Lett.* B285 (1992), p. 376–389.
- [9] J. N. ABDURASHITOV et al. “Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal”. In : *Phys. Rev.* C60 (1999), p. 055801.
- [10] Y. OYAMA et al. “Experimental study of upward-going muons in Kamiokande”. In : *Phys. Rev. D* 39 (6 1989), p. 1481–1491.
- [11] Q. R. AHMAD et al. “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 011301.
- [12] Y. FUKUDA et al. “Measurement of the flux and zenith angle distribution of upward through going muons by Super-Kamiokande”. In : *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), p. 2644–2648.
- [13] B. PONTECORVO. “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”. In : *Sov. Phys. JETP* 7 (1958). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*34,247(1957)], p. 172–173.
- [14] Z. MAKI et al. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. In : *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (1962), p. 870–880.
- [15] E. K. AKHMEDOV et al. “Paradoxes of neutrino oscillations”. In : *Phys. Atom. Nucl.* 72 (2009), p. 1363–1381.
- [16] Y. ABE et al. “Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment”. In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (13 2012), p. 131801.
- [17] F. P. AN et al. “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay”. In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), p. 171803.

- [18] J. K. AHN et al. “Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment”. In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (19 2012), p. 191802.
- [19] C. PATRIGNANI et al. “Review of Particle Physics”. In : *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001.
- [20] J. A. FORMAGGIO et al. “From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales”. In : *Rev. Mod. Phys.* 84 (2012), p. 1307–1341.
- [21] “Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production”. In : *Annals of Physics* 133.1 (1981), p. 79 –153.
- [22] S. L. ADLER. “Tests of the Conserved Vector Current and Partially Conserved Axial-Vector Current Hypotheses in High-Energy Neutrino Reactions”. In : *Phys. Rev.* 135 (4B 1964), B963–B966.
- [23] D. REIN et al. “Coherent π^0 Production in Neutrino Reactions”. In : *Nucl. Phys.* B223 (1983), p. 29–44.
- [24] R. ACCIARRI et al. “First Measurement of Neutrino and Antineutrino Coherent Charged Pion Production on Argon”. In : *Phys. Rev. Lett.* 113.26 (2014), p. 261801.
- [25] K. ABE et al. “Measurement of Coherent π^+ Production in Low Energy Neutrino-Carbon Scattering”. In : *Phys. Rev. Lett.* 117.19 (2016), p. 192501.
- [26] A. HIGUERA et al. “Measurement of Coherent Production of π^\pm in Neutrino and Antineutrino Beams on Carbon from E_ν of 1.5 to 20 GeV”. In : *Phys. Rev. Lett.* 113.26 (2014), p. 261802.
- [27] K. HIRAIDE et al. “Search for Charged Current Coherent Pion Production on Carbon in a Few-GeV Neutrino Beam”. In : *Phys. Rev.* D78 (2008), p. 112004.
- [28] “Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production”. In : *Annals of Physics* 133.1 (1981), p. 79 –153.
- [29] N. PALANQUE-DELABROUILLE et al. “Constraint on neutrino masses from SDSS-III/BOSS Ly α forest and other cosmological probes”. In : *JCAP* 1502.02 (2015), p. 045.
- [30] T. THUMMLER. “Introduction to direct neutrino mass measurements and KATRIN”. In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 229-232 (2012), p. 146–151.
- [31] S. BILENKY. *Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos*. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg : Springer, 2010.
- [32] P. A. R. ADE et al. “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”. In : *Astron. Astrophys.* 594 (2016), A13.
- [33] L. CANETTI et al. “Matter and Antimatter in the Universe”. In : *New J. Phys.* 14 (2012), p. 095012. arXiv : 1204.4186 [hep-ph].
- [34] A. D. SAKHAROV. “Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”. In : *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5 (1967). [Usp. Fiz. Nauk161,no.5,61(1991)], p. 32–35.
- [35] M. DREWES. “The Phenomenology of Right Handed Neutrinos”. In : *Int. J. Mod. Phys.* E22 (2013), p. 1330019.
- [36] M. G. AARTSEN et al. “Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector”. In : *Phys. Rev. Lett.* 117.7 (2016), p. 071801. arXiv : 1605.01990 [hep-ex].
- [37] K. ABAZAJIAN et al. “Light Sterile Neutrinos : A White Paper”. In : (2012). arXiv : 1204.5379 [hep-ph].

- [38] T. ASAKA et al. “The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe”. In : *Phys. Lett.* B620 (2005), p. 17–26.
- [39] T. ASAKA et al. “The nuMSM, dark matter and neutrino masses”. In : *Phys. Lett.* B631 (2005), p. 151–156.
- [40] M. DREWES et al. “ARS Leptogenesis”. In : *Int. J. Mod. Phys.* A33.05n06 (2018), p. 1842002.
- [41] L. CANETTI et al. “Probing leptogenesis with GeV-scale sterile neutrinos at LHCb and Belle II”. In : *Phys. Rev.* D90.12 (2014), p. 125005.
- [42] E. BULBUL et al. “Detection of An Unidentified Emission Line in the Stacked X-ray spectrum of Galaxy Clusters”. In : *Astrophys. J.* 789 (2014), p. 13.
- [43] A. NERONOV et al. “Decaying dark matter search with NuSTAR deep sky observations”. In : *Phys. Rev.* D94.12 (2016), p. 123504.
- [44] L. CANETTI et al. “Sterile Neutrinos as the Origin of Dark and Baryonic Matter”. In : *Phys. Rev. Lett.* 110.6 (2013), p. 061801.
- [45] S. TREMAINE et al. “Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology”. In : *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979), p. 407–410.
- [46] J. BAUR et al. “Constraints from Ly- α forests on non-thermal dark matter including resonantly-produced sterile neutrinos”. In : (2017). arXiv : [1706.03118](https://arxiv.org/abs/1706.03118) [[astro-ph.CO](#)].
- [47] A. V. ARTAMONOV et al. “Search for heavy neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decays”. In : *Phys. Rev.* D91.5 (2015). [Erratum : *Phys. Rev.* D91, no.5, 059903 (2015)], p. 052001.
- [48] C. LAZZERONI et al. “Search for Heavy Neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ Decays”. In : (2017). arXiv : [1705.07510](https://arxiv.org/abs/1705.07510) [[hep-ex](#)].
- [49] R. S. HAYANO et al. “Heavy-Neutrino Search Using $K_{\mu 2}$ Decay”. In : 49 (18 1982), p. 1305–1309.
- [50] P. ABREU et al. “Search for neutral heavy leptons produced in Z decays”. In : *Z. Phys.* C74 (1997). [Erratum : *Z. Phys.* C75, 580 (1997)], p. 57–71.
- [51] R. AAIJ et al. “Search for Majorana neutrinos in $B^- \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^-$ decays”. In : *Phys. Rev. Lett.* 112.13 (2014), p. 131802.
- [52] G. BERNARDI et al. “Search for Neutrino Decay”. In : *Phys. Lett.* 166B (1986), p. 479–483.
- [53] G. BERNARDI et al. “Further limits on Heavy Neutrino couplings”. In : *Phys. Lett.* B203 (1988), p. 332–334.
- [54] V. KHACHATRYAN et al. “Search for heavy Majorana neutrinos in $\mu^\pm \mu^\pm +$ jets events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”. In : *Phys. Lett.* B748 (2015), p. 144–166.
- [55] A. M. SIRUNYAN et al. “Search for heavy neutral leptons in events with three charged leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In : (2018). arXiv : [1802.02965](https://arxiv.org/abs/1802.02965) [[hep-ex](#)].
- [56] M. DREWES et al. “Experimental and cosmological constraints on heavy neutrinos”. In : (2015). arXiv : [1502.00477](https://arxiv.org/abs/1502.00477) [[hep-ph](#)].
- [57] J. ADAM et al. “New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay”. In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), p. 201801.
- [58] A. IBARRA et al. “Low Energy Signatures of the TeV Scale See-Saw Mechanism”. In : *Phys. Rev.* D84 (2011), p. 013005.

- [59] M DREWES et al. “Combining experimental and cosmological constraints on heavy neutrinos”. In : *Nuclear Physics B* 921 (2017), p. 250–315.
- [60] “Hyper-Kamiokande Design Report”. In : (2016).
- [61] R. ACCIARRI et al. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)”. In : (2016). arXiv : 1601.05471 [physics.ins-det].
- [62] F. AN et al. “Neutrino Physics with JUNO”. In : *J. Phys.* G43.3 (2016), p. 030401.
- [63] M. BENEDIKT et al. “Status and Challenges for FCC-ee”. In : (2015). arXiv : 1508.03363 [physics.acc-ph].
- [64] M. ANELLI et al. “A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS”. In : (2015). arXiv : 1504.04956 [physics.ins-det].
- [65] S. ALEKHIN et al. “A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case”. In : *Rept. Prog. Phys.* 79.12 (2016), p. 124201.
- [66] R. W. RASMUSSEN et al. “Perspectives for tests of neutrino mass generation at the GeV scale: Experimental reach versus theoretical predictions”. In : *Phys. Rev.* D94.7 (2016), p. 073004.
- [67] K. ABE et al. “The T2K Experiment”. In : *Nucl.Instrum.Meth.* A659 (), p. 106–135.
- [68] T. SEKIGUCHI et al. “Development and operational experience of magnetic horn system for {T2K} experiment”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* 789 (2015), p. 57–80.
- [69] N. ABGRALL et al. “Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c”. In : *Phys. Rev.* C85 (2012), p. 035210.
- [70] K. ABE et al. “T2K neutrino flux prediction”. In : *Phys. Rev.* D87.1 (2013), p. 012001.
- [71] N. ABGRALL et al. “Measurements of π^\pm , K^\pm , K_S^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS”. In : *Eur. Phys. J.* C76.2 (2016), p. 84.
- [72] S. ASSYLBEKOV et al. “The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A686 (2012), p. 48–63.
- [73] P. A. AMAUDRUZ et al. “The T2K Fine-Grained Detectors”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A696 (2012), p. 1–31.
- [74] “Time projection chambers for the T2K near detectors”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* 637.1 (2011), p. 25–46.
- [75] D. ALLAN et al. “The Electromagnetic Calorimeter for the T2K Near Detector ND280”. In : *JINST* 8 (2013), P10019.
- [76] S. AOKI et al. “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A698 (2013), p. 135–146.
- [77] R. GLUCKSTERN. “Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* 24 (1963), p. 381–389.
- [78] K. ABE et al. “Measurement of the inclusive ν_μ charged current cross section on carbon in the near detector of the T2K experiment”. In : *Phys. Rev. D* 87 (9 2013), p. 092003.
- [79] K. ABE et al. “Combined Analysis of Neutrino and Antineutrino Oscillations at T2K”. In : *Phys. Rev. Lett.* 118 (15 2017), p. 151801.
- [80] G. J. FELDMAN et al. “A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”. In : *Phys. Rev.* D57 (1998), p. 3873–3889.

- [81] K. ABE et al. “Proposal for an Extended Run of T2K to 20×10^{21} POT”. In : (2016). arXiv : [1609.04111 \[hep-ex\]](#).
- [82] K. ABE et al. “Measurement of inclusive double-differential ν_μ charged-current cross section with improved acceptance in the T2K off-axis near detector”. In : (2018). arXiv : [1801.05148 \[hep-ex\]](#).
- [83] D. SGALABERNA et al. “A fully active fine grained detector with three readout views”. In : *JINST* 13.02 (2018), P02006.
- [84] A BLONDEL et al. *The T2K-ND280 upgrade proposal*. Rapp. tech. CERN-SPSC-2018-001. SPSC-P-357. Geneva : CERN, 2018.
- [85] S. AGOSTINELLI et al. “GEANT4: A Simulation toolkit”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), p. 250–303.
- [86] C. ANDREOPOULOS et al. “The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator”. In : *Nucl. Instrum. Meth.* A614 (2010), p. 87–104.
- [87] B. QUILAIN et al. “The WAGASCI detector as an off-axis near detector of the T2K and Hyper-Kamiokande experiments”. In : *J. Phys. Conf. Ser.* 888.1 (2017), p. 012166.
- [88] G. D. MEGIAS et al. “Neutrino-Oxygen CC0 π scattering in the SuSAv2-MEC model”. In : (2017). arXiv : [1711.00771 \[nucl-th\]](#).
- [89] F. GIZZARELLI. “Mesure du rapport des sections efficaces d’interaction des neutrinos sur les noyaux d’oxygène et de carbone, à partir des données du détecteur proche ND280 de l’expérience T2K”. Thèse de doct. 2017.
- [90] S. BIENSTOCK. “Etude de la violation de CP leptonique avec les oscillations de neutrinos dans l’expérience T2K”. Thèse de doct. 2018.
- [91] K. ABE et al. “Characterisation of nuclear effects in muon-neutrino scattering on hydrocarbon with a measurement of final-state kinematics and correlations in charged-current pionless interactions at T2K”. In : (2018). arXiv : [1802.05078 \[hep-ex\]](#).
- [92] Y. HAYATO. “NEUT”. In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 112 (2002). [171(2002)], p. 171–176.
- [93] M. BERGER et al. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*. National Institute of Standards et Technology, Gaithersburg, MD. 2017. URL : <http://physics.nist.gov/Star> (visité le 26/02/2018).
- [94] D. GORBUNOV et al. “How to find neutral leptons of the ν MSM?” In : *JHEP* 10 (2007). [Erratum : *JHEP*11,101(2013)], p. 015.
- [95] J.-M. LEVY. “Rates and angular distribution in heavy neutral leptons decays (I)”. In : (2018). arXiv : [1805.06419 \[hep-ph\]](#).
- [96] J. CONRAD et al. “Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics”. In : *Phys. Rev.* D67 (2003), p. 012002.
- [97] L. DEMORTIER. “Objective Bayesian Upper Limits for Poisson Process”. In : *CDF-MEMO-STATISTICS-PUBLIC-5928* (2005).
- [98] T. BAYES. “LII. An essay towards solving a problem in the doctrine of chances. By the late Rev. Mr. Bayes, F. R. S. communicated by Mr. Price, in a letter to John Canton, A. M. F. R. S”. In : *Philosophical Transactions* 53 (1763), p. 370–418.
- [99] L. LISTA. “Statistical Methods for Data Analysis in Particle Physics”. In : *Lect. Notes Phys.* 909 (2016), pp.1–172.

- [100] “An invariant form for the prior probability in estimation problems”. In : 186.1007 (1946), p. 453–461.
- [101] C. ANDRIEU et al. “An Introduction to MCMC for Machine Learning”. In : *Machine Learning* 50.1 (2003), p. 5–43.
- [102] N. METROPOLIS et al. “Equation of State Calculations by Fast Computing Machines”. In : *The Journal of Chemical Physics* 21.6 (1953), p. 1087–1092. eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1699114>.
- [103] W. K. HASTINGS. “Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications”. In : *Biometrika* (1970), p. 97–109.
- [104] *PyMC 2.3.6 documentation*. <https://pymc-devs.github.io/pymc/index.html>.
- [105] J ORLOFF et al. “Limits on the mixing of tau neutrino to heavy neutrinos”. In : *Physics Letters B* 550.1 (2002), p. 8 –15.
- [106] L. CANETTI et al. “Dark Matter, Baryogenesis and Neutrino Oscillations from Right Handed Neutrinos”. In : *Phys. Rev. D* 87 (2013), p. 093006.
- [107] A. D. DOLGOV et al. “Heavy sterile neutrinos: Bounds from big bang nucleosynthesis and SN1987A”. In : *Nucl. Phys. B* 590 (2000), p. 562–574.

Titre : Recherche de neutrinos lourds avec l'expérience T2K

Mots clefs : neutrinos lourds, T2K, seesaw, stérile, détecteur, oscillation

Résumé : La masse non-nulle des neutrinos rend nécessaire l'introduction de nouvelle physique pour expliquer celle-ci. Par exemple, l'ajout de neutrinos lourds avec une masse de l'ordre du GeV permettrait d'expliquer à la fois la masse des neutrinos et l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers, comme cela est proposé dans le modèle ν MSM.

Un domaine de masse particulièrement intéressant pour ces nouvelles particules est celui entre 140 et 493 MeV/c², qui est accessible avec les expériences actuelles, en particulier avec le détecteur proche ND280 de l'expérience T2K, expérience d'oscillation des neutrinos située au Japon.

L'analyse vise à isoler un échantillon de désintégrations de neutrinos lourds dans ND280, après leur production dans la désintégration de kaons chargés dans le faisceau de T2K. Le bruit de fond provenant d'interactions de neutrinos a été réduit à

quelques événements dans l'ensemble des données de T2K (2010-2017), ce qui permet de contraindre l'espace des paramètres des neutrinos lourds de manière compétitive par rapport aux expériences dédiées comme PS191.

Une des étapes importantes de l'analyse consiste à valider les algorithmes de reconstruction et les simulations du bruit de fond attendu, ce qui a nécessité d'étudier les interactions de neutrinos actifs dans les murs des TPCs ; Cet échantillon a également pu être utilisé pour des études de physique. Un dernier travail effectué durant cette thèse concerne la mise à niveau du détecteur ND280, prévue d'ici 2021, dans le but d'augmenter la précision des mesures de section efficace d'interaction des neutrinos afin d'améliorer les analyses des oscillations.

Title : Search for heavy neutrinos with the T2K experiment

Keywords : heavy neutrinos, T2K, seesaw, sterile, detector, oscillation

Abstract : Non-zero neutrino mass requires the introduction of new physics beyond the Standard Model. For instance, the ν MSM (Neutrino Minimal Standard Model) predicts the existence of new heavy neutrinos, with masses at GeV-scale, that would explain both neutrino masses and baryon asymmetry in the Universe.

A particularly interesting mass domain is between 140 and 493 MeV/c², which is accessible to current experiments, in particular with the near detector ND280 of the T2K experiment, which is a long baseline neutrino oscillation experiment located in Japan.

The analysis aims at the selection of a sample containing heavy neutrino decays, after they have been produced in kaon decays along the standard T2K neutrino beam. Background coming from

standard neutrino interactions has been reduced to few events in the current dataset (2010-2017), which allow to constrain heavy neutrino parameter space quite well with respect to dedicated experiments such as PS191.

An important step in the analysis consists in the validation of the reconstruction algorithms and of the expected background. It has been done with the study of active neutrino interactions in the walls of the TPCs. This sample is also interesting per se for physics.

A last topic in this thesis concerns the upgrade of the near detector, that is scheduled for 2021. The goal is to improve neutrino cross-section measurements in order to get more precise determination of oscillation parameters.