

Étude de la conception du détecteur INGRID et de ses performances dans l'expérience neutrinos T2K

Oscillations de neutrinos

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 17 novembre 2009

pour l'obtention du

Doctorat de l'École Polytechnique
(spécialité physique des particules)

par

Phuong DINH TRAN

Composition du jury

Président : François VANNUCCI

Rapporteurs : Jean-Eric CAMPAGNE
Jean-Yves GROSSIORD

Examinateurs : Frédéric FLEURET
Jean-Charles VANEL

Directeur de thèse : Michel GONIN

À mes parents

Remerciements / Acknowledgments

Depuis que je suis rentré au Vietnam, mon pays natal, je pense souvent à mes trois années de thèse en France. C'est un passé à la fois très proche, mais déjà lointain avec beaucoup de souvenirs que je garderai pour toujours dans mon cœur. J'espère revoir un jour mes amis et mes collègues du laboratoire Leprince-Ringuet (LLR) avec qui j'ai effectué ce travail de recherche.

J'exprime mes profonds remerciements à mon directeur de thèse, le professeur Michel Gonin, pour son enthousiasme pour la science et pour les étudiants du laboratoire comme moi. Toutes ses aides compétentes, sa patience et son encouragement m'ont été très précieux tout au long des trois années. Ils m'ont permis d'achever mon travail de thèse. De plus, comme le français est une langue difficile, surtout à l'écrit, je dois préciser que Michel a fait beaucoup d'efforts pour la correction du manuscrit. Sans son aide, je suis certain que personne n'aurait pu me comprendre.

Je remercie les membres de mon jury d'avoir accepté d'en faire partie, Jean-Eric Campagne, Frédéric Fleuret, Jean-Yves Grossiord, Jean-Charles Vanel et François Vannucci. J'ai beaucoup apprécié leurs critiques et suggestions. J'exprime aussi ma gratitude à André Rougé qui m'a transmis la passion de la physique des particules et à François Jacquet toujours disponible pour répondre à mes questions théoriques. Je me souviendrai toujours des yeux riants de François derrière ses lunettes lorsqu'il me disait "quand je coupais les herbes, j'ai eu cette idée pour toi..."

Je tiens aussi à remercier Gabriel Musat et Ermias T. Atomssa pour l'installation des logiciels et du programme de simulation, Marc Verderi pour la première leçon de Geant4, et Frédéric Fleuret pour son aide à utiliser le programme d'analyse Root. Merci aussi à Oscar Ferreira pour les figures du détecteur INGRID que j'ai utilisées dans ce manuscrit, Benjamin Taklifi et Julien Tugler pour la résolution de mes problèmes informatiques.

Je tiens plus particulièrement à remercier Jean-Charles Vanel et François Moreau. J'ai utilisé durant mon travail de thèse leurs résultats du banc de tests électroniques des photomultiplicateurs MPPC utilisés pour INGRID. Je voudrais remercier enfin les autres membres du groupe T2K au LLR, Olivier Drapier, Alain Debraine, Simon Chollet, Yannick Geerebaert, et les jeunes post-doc et thésards, Magali Besnier, Christophe Bronner et Joao Pedro De Andre, avec qui j'ai partagé de bons souvenirs au laboratoire ainsi que durant nos séjours au Japon. Merci aussi à mes collègues japonais pour avoir fourni un logiciel initial de simulations et pour nous avoir accueillis amicalement dans leur pays.

Finalement, je remercie ma famille de son soutien moral, réduisant ainsi la distance qui nous séparent. Pour terminer, je remercie tous mes amis intimes qui ont toujours été à côté de moi, rendant mon séjour en France comme un vrai moment de bonheur pour le reste de ma vie.

Résumé

L'expérience T2K au Japon qui a commencé à prendre ses premières données de physique en novembre 2009, est la première expérience d'oscillation "hors axe". Son objectif principal est de mesurer dans la voie d'apparition neutrino électron la valeur de l'angle de mélange θ_{13} avec une sensibilité d'un ordre de grandeur supérieur à celle de l'expérience CHOOZ. Le terme "hors axe" signifie que le faisceau de neutrino muon n'est pas orienté dans l'axe du détecteur "lointain" Super-Kamiokande, situé à 295 km de la cible de production, mais fait un angle de 2.5 degrés avec cet axe. Un ensemble de détecteurs "proches" sera installé dans un puits à 280 mètres de la cible de production. Le détecteur proche sur axe INGRID a pour objectif principal de mesurer le profil (X,Y) du faisceau de neutrinos pour déterminer l'angle sur axe et assurer la qualité et la stabilité du faisceau. INGRID identifie directement les neutrinos muons incidents. Grâce à des modules de plaques de fer et de scintillateurs, ce détecteur va mesurer la direction du faisceau avec une précision meilleure que 1 mrad et contrôler, toutes les 24 heures, sa stabilité avec une précision de l'ordre de 1%. L'objectif principal du logiciel de reconstruction des événements dans INGRID est d'identifier les interactions quasi élastiques du flux incident avec ses modules et de mesurer l'angle polaire de la trace du muon produit. Avec ces mesures, les événements de basse énergie plus sensibles aux conditions du faisceau seront sélectionnés et les événements de bruit de fond provenant de l'extérieur des modules seront rejettés.

Abstract

The new Tokai to Kamioka (T2K) experiment is a "long baseline" neutrino oscillation experiment. The neutrino muon beam is produced using the newly constructed proton synchrotron at the Japan Proton Accelerator Research Center (J-PARC) in Tokai on the east coast of Japan. The produced neutrinos will propagate 295 km through the earth to Kamioka where they are detected by the existing Super-Kamiokande water Cerenkov detector. The T2K experiment has taken the first data on November 2009. Our experiment will address the question of the value of the mixing angle θ_{13} by measuring the oscillation parameters of the neutrino muon to the neutrino electron. The apparatus of the T2K experiment consists of four major parts, the primary beamline, the secondary beamline, the near detectors and the far detector. Two near detectors, on-axis and off-axis, are located in a pit 280 meters downstream of the primary target. The on-axis detector, INGRID, consists of a 10 meters by 10 meters configuration of stacks of scintillators interleaved with iron sheets. INGRID is designed to measure the profile and the direction of the neutrino beam with accuracy better than 1 mrad, and to control its stability within 1% every 24 hours. We have studied various configurations for the INGRID modules and chosen the one which has maximal detection efficiency for the reconstruction. This allows the identification of the muon track and selects low-energy-signals being sensitive to the beam direction.

Table des matières

Table des figures	xi
Liste des tableaux	xv
Liste des abréviations	1
Chapitre 1 Introduction	7
1.1 La masse des neutrinos	7
1.1.1 Les éléments théoriques	7
1.1.2 Mesures expérimentales	10
1.2 Le mécanisme d'oscillation	12
1.2.1 Cas pour deux saveurs	14
1.2.2 Cas pour trois saveurs	15
1.3 Les expériences	16
1.3.1 Les neutrinos atmosphériques	17
1.3.2 Les neutrinos solaires	18
1.3.3 Expériences avec des réacteurs de centrales nucléaires	19
1.3.4 Expériences avec des faisceaux de particules	20
1.3.5 Bilan des résultats obtenus par les expériences d'oscillation	24
Chapitre 2 L'expérience T2K	25
2.1 Les objectifs et les principes de mesure de T2K	27
2.1.1 Disparition des neutrinos ν_μ	29
2.1.2 Apparition des neutrinos ν_e	31
2.1.3 Analyse des neutrinos ν_τ et neutrinos $\nu_{stérile}$	31
2.2 Le faisceau de neutrinos ν_μ	33
2.3 Les détecteurs proches	35
2.3.1 Les moniteurs muons et neutrinos	35

Table des matières

2.3.2	Le détecteur proche hors axe ND280	36
2.4	Le détecteur lointain	40
2.4.1	Principe de détection	40
2.4.2	Le réservoir d'eau	41
2.4.3	Les tubes photomultiplicateur PMT	42
2.4.4	Synchronisation du temps avec un GPS	43
Chapitre 3	Le détecteur INGRID	45
3.1	Les objectifs	46
3.1.1	Contrôle de la direction du faisceau	46
3.1.2	Contrôle de la stabilité du faisceau	48
3.2	Description du détecteur	48
3.2.1	La croix d'INGRID dans le puits	49
3.2.2	Les modules	51
3.2.3	Les parties actives du détecteur	53
3.3	Installation d'INGRID dans le puits 280 m	57
Chapitre 4	Étude de la conception d'INGRID	59
4.1	Le générateur d'interactions de neutrinos NEUT	59
4.1.1	Les diffusions quasi-élastiques	60
4.1.2	Les productions de résonance (RES)	63
4.1.3	Les diffusions profondément inélastiques (DIS)	64
4.1.4	Les effets nucléaires et la production du π cohérent	66
4.2	La simulation d'interactions des ν_μ dans les modules d'INGRID	67
4.3	Géométrie optimisée des modules	70
4.3.1	Trois configurations du module d'INGRID	71
4.4	Rotation des modules	77
Chapitre 5	Le programme de reconstruction et les performances d'IN-	
GRID		81
5.1	Reconstruction de la trace du muon	81
5.1.1	Les objectifs	81
5.1.2	La méthode de Hough	83
5.1.3	L'algorithme de reconstruction de la trace	87
5.2	Les résultats	93

5.2.1	Résultats pour les événements CCQE	93
5.2.2	Résultats concernant les événements autres que CCQE	98
Chapitre 6 Perspectives		101
6.1	Le "Module Proton"	101
6.1.1	Les motivations	101
6.1.2	Les événements de bruit de fond	104
6.2	Le projet détecteur "2 km"	108
6.2.1	Les détecteurs	109
6.2.2	La physique avec le détecteur "2 km"	111
Conclusion		117
Bibliographie		121

Table des matières

Table des figures

1.1	<i>La désintégration double-β.</i>	11
1.2	<i>Illustration schématique pour l'oscillation du neutrino.</i>	12
1.3	<i>Probabilité d'oscillation en fonction de la distance du vol.</i>	13
1.4	<i>Distribution de l'angle zénithal des événements de type-μ et de type-e.</i>	19
1.5	<i>Paramètres d'oscillation obtenues par différentes expériences.</i>	21
1.6	<i>Comparaison des résultats entre K2K et Super-K.</i>	24
2.1	<i>Sensibilité des différentes expériences sur la valeur de θ_{13}.</i>	26
2.2	<i>Schéma simplifié de l'expérience T2K.</i>	27
2.3	<i>Désintégration du π.</i>	28
2.4	<i>Spectres d'énergie pour différents angles hors axe</i>	28
2.5	<i>Distribution d'énergie des neutrinos avec les paramètres ajustés.</i>	30
2.6	<i>L'erreur statistique des paramètres en fonction de Δm_{32}^2.</i>	30
2.7	<i>Sensibilité de la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$.</i>	32
2.8	<i>Sensibilité au neutrino stérile ν_s dans le plan $(\sin^2 2\theta_s, \Delta m^2)$.</i>	33
2.9	<i>Ligne d'extraction du faisceau de neutrinos à JPARC (Tokai).</i>	34
2.10	<i>Spectre des neutrinos sur axe et hors axe à 280 mètres.</i>	35
2.11	<i>Le détecteur proche hors axe ND280.</i>	37
2.12	<i>Comparaison des spectres proche et lointain.</i>	39
2.13	<i>Vue schématique du détecteur Super-K.</i>	41
2.14	<i>Vue schématique du système soutenant pour les PMT.</i>	42
2.15	<i>Vue schématique du PMT de 50 cm.</i>	43
3.1	<i>Le détecteur INGRID dans le puits 280 m.</i>	45
3.2	<i>Variation du flux et du pic d'énergie en fonction de l'angle hors axe.</i>	46
3.3	<i>Le profil du faisceau de neutrinos.</i>	47
3.4	<i>Profil du faisceau de neutrinos dans K2K.</i>	48
3.5	<i>Stabilité du centre du profil dans K2K.</i>	49
3.6	<i>La croix d'INGRID.</i>	50
3.7	<i>Le puits 280 m.</i>	50
3.8	<i>Configuration d'un module d'INGRID.</i>	51
3.9	<i>Montage d'un module d'INGRID.</i>	52
3.10	<i>Plan de scintillateurs.</i>	53
3.11	<i>Le Banc de tests des MPPC.</i>	54
3.12	<i>Histogramme de la réponse d'un MPPC avec de la lumière.</i>	55

Table des figures

3.13	Distribution du gain des MPPC et comparaison entre V_{break} et V_{Hama}	56
3.14	Installation du bras horizontal d'INGRID	58
3.15	Installation du bras vertical d'INGRID	58
4.1	Sections efficaces divisées par E_ν des interactions de neutrinos	61
4.2	Section efficace des événements CCQE	63
4.3	Sections efficaces des productions d'un pion de résonance	64
4.4	Section efficace totale de courant chargé	65
4.5	Section efficace de la diffusion $\pi^+ O^{16}$	66
4.6	Section efficace de la production du pion cohérent	67
4.7	Les différents modes d'interaction du neutrino	68
4.8	Distributions du vertex d'interaction pour la géométrie initiale	69
4.9	Trois événements typiques CCQE, CCRES, et CCDIS	70
4.10	Distributions des vertex d'interaction sur l'axe Z	73
4.11	Efficacité géométrique avec 2 coupures pour trois configurations d'INGRID	74
4.12	Efficacité géométrique avec 3 coupures pour trois configurations d'INGRID	75
4.13	Efficacité selon les axes X et Y du module central	76
4.14	Rotation des modules horizontaux d'INGRID	77
4.15	Direction du faisceau de neutrinos arrivant dans le détecteur INGRID	78
4.16	Profils du faisceau de neutrinos pour deux géométries différentes	78
4.17	Comparaison des efficacités entre deux géométries	79
5.1	La sélection "veto"	82
5.2	Profils du faisceau de neutrinos pour différentes zones d'énergie	83
5.3	Distribution de l'énergie moyenne des neutrinos en fonction de l'angle des muons	84
5.4	Premier exemple de transformation de Hough	85
5.5	Deuxième exemple de transformation de Hough	86
5.6	Densité des coups	88
5.7	Vue de profil d'un événement CCQE	89
5.8	L'espace de Hough et l'espace réel pour les deux projections	91
5.9	Le spectre d'énergie des événements CCQE sélectionnés	93
5.10	La distribution de l'erreur du vertex reconstruit en Z	94
5.11	Les distributions des erreurs pour la projection X	95
5.12	Les distributions des erreurs pour la projection Y	95
5.13	Les distributions d'erreur de l'angle du muon reconstruit en 3D	96
5.14	L'événement cosmique reconstruit avec les scintillateurs touchés	97
5.15	La reconstruction d'un événement cosmique	98
5.16	Les spectres d'énergie des événements CCRES et CCDIS sélectionnés	99
5.17	Les distributions d'erreur du vertex reconstruit des événements CCRES	99
5.18	Les distributions d'erreur du vertex reconstruit des événements CCDIS	100
5.19	Les distributions d'erreur de la direction reconstruite des événements CCRES et CCDIS	100
6.1	Événement de type CCQE dans un module standard d'INGRID	102

6.2	<i>Nombre de plans touchés par le proton CCQE.</i>	102
6.3	<i>Configuration préliminaire du détecteur MP.</i>	103
6.4	<i>Efficacité géométrique du détecteur MP.</i>	104
6.5	<i>Le bruit de fond des événements CCQE.</i>	105
6.6	<i>L'angle d'ouverture des particules chargées dans l'état final.</i>	105
6.7	<i>Les distributions du paramètre coplanaire.</i>	107
6.8	<i>Le détecteurs 2 km.</i>	108
6.9	<i>Le rapport non-QE/QE à 2 km.</i>	114

Table des figures

Liste des tableaux

1.1	<i>Limites supérieures de masses des neutrinos.</i>	11
1.2	<i>Les valeurs mesurées de R par différentes expériences.</i>	18
1.3	<i>Résultats des neutrinos solaires.</i>	19
2.1	<i>Nombre d'événements attendu sans oscillation, avec l'analyse de la disparition des ν_μ.</i>	29
2.2	<i>Nombre d'événements attendus avec oscillation, avec l'analyse de la disparition des ν_μ.</i>	29
2.3	<i>Nombre d'événements sélectionnés avec l'analyse de l'apparition ν_e.</i>	31
2.4	<i>Nombre d'événements sélectionnés dans l'analyse de l'apparition des ν_τ.</i>	33
2.5	<i>Nombre d'interactions attendues pour chaque détecteur proche.</i>	35
3.1	<i>Tableau récapitulatif d'INGRID.</i>	57
4.1	<i>Les modes d'interaction de neutrinos.</i>	60
4.2	<i>Trois configurations du module d'INGRID.</i>	72
5.1	<i>Tableau récapitulatif des étapes de la reconstruction.</i>	92
5.2	<i>Les performances de reconstruction pour les événements CCQE.</i>	97
6.1	<i>Le rapport signal/bruit pour les événements CCQE.</i>	107
6.2	<i>Le bruit de fond mesuré à 2 km pour l'apparition ν_e.</i>	112
6.3	<i>L'extrapolation du bruit de fond pour l'apparition ν_e à Super-K.</i>	113

Liste des tableaux

Liste des abréviations

- T2K** : expérience "Tokai-to-Kamiokande".
280 m : puits à 280 m de la source de production du faisceau des ν_μ .
ND280 : détecteur proche hors axe.
INGRID : détecteur proche sur axe "Interactive Neutrino GRID".
2 km : détecteur intermédiaire à 2 km de la source de production.
Super-K : détecteur lointain Super-Kamiokande.
POT : "Proton On Target".
NEUT : programme de générateur d'interactions de neutrinos.
NC : interaction de type courant neutre.
CCQE : interaction quasi-élastique de type courant chargé.
CCRES : production de résonances de type courant chargé.
CCDIS : diffusion profondément inélastique de type courant chargé.
TPC : Chambre à Projection Temporelle.
FGD : Détecteur à Grains Fins.
SMRD : "Side Muon Range Detector".
GPS : "Global Positioning System".
MPPC : détecteur de photons "Multi Pixels Photon Counter".
WLS : fibre à décalage de longueur d'onde "Wave-Length Shifting".
FPGA : circuit intégré programmable "Field Programmable Gate Array".

Liste des abréviations

Le modèle standard de la physique des particules élémentaires repose essentiellement sur la notion d'équivalence entre les différentes particules. Il introduit pour les fermions les notions de familles, ou générations, et doublets d'isospin. A cela on ajoute l'invariance de jauge et une brisure de symétrie du vide quantique pour expliquer les bosons d'interactions et la masse des particules. Ce modèle donne une description "démocratique" des particules élémentaires et de leurs interactions. Son pouvoir prédictif est dans le cadre des théories perturbatives impressionnant de précision et a été maintes fois vérifié.

Une particule élémentaire résiste néanmoins à cette vision unifiée du modèle standard : le neutrino. C'est par exemple le seul fermion élémentaire n'ayant qu'un seul état de charge (nul) et un seul état de chiralité (gauche). Comme c'est un lepton, il n'interagit que par interactions faibles avec la matière. Cette particule que rien n'arrête, il faut 10^{11} km de matière pour la faire interagir, est en revanche produite abondamment dans les étoiles ou autres objets cosmologiques. Notre univers baigne par conséquent dans un flux gigantesque, isotrope et permanent de neutrinos. Aucune autre particule élémentaire du modèle standard ne possède ces caractéristiques.

Le neutrino a été longtemps une particule élémentaire inventée par des théoriciens pour satisfaire le principe de la conservation de l'énergie. Il faut remarquer que ceci n'est pas original en soi en physique des hautes énergies. D'autres particules élémentaires comme les quarks, les bosons électrofaibles ou le boson de Higgs ont été prédites par la théorie. C'est en 1930 que W.Pauli postule l'existence d'un neutrino qui serait produit dans les désintégrations β : $n \rightarrow p + e^-$ [1]. Ce n'est qu'environ trois décennies plus tard que Reines et Cones (1956) ont découvert expérimentalement les neutrinos "électrons". Le neutrino "muon" a été identifié quelques années plus tard par une équipe de Brookhaven (1962) prouvant l'existence de différents types de neutrinos. Il faut remarquer que le neutrino de la troisième famille des fermions n'a été découvert que récemment par une collaboration de Fermilab (2000). Il s'agit du neutrino "tau" qui aura en quelque sorte attendu 70 ans pour être confirmé expérimentalement. Pauli n'avait bien entendu pas prédit l'existence de trois types de neutrinos car il ignorait à l'époque que l'électron puisse exister sous deux "versions" plus lourdes, le muon et le tau.

L'aventure scientifique ayant abouti à la découverte des oscillations de saveur des neutrinos fut elle aussi longue avec son lot de fausses pistes mais aussi avec des résultats très inattendus. Elle restera dans l'histoire des sciences comme un exemple de persévérance en matière de recherche fondamentale. Il aura fallu attendre plus de trente années pour avoir la confirmation des premiers résultats de Davis (les années soixante) sur les

déficits des neutrinos solaires grâce aux expériences Super-Kamiokande et SNO (1998). Dès son invention par Pauli, la masse du neutrino a été prise comme nulle, ou éventuellement très petite comparée à celle de l'électron. La preuve expérimentale par l'équipe de Golhaber (1958) que les neutrinos étaient toujours d'hélicité négative a même conforté l'idée de masse nulle. C'est durant cette même décennie que Pontecorvo a suggéré pour la première fois un mécanisme d'oscillation possible pour les neutrinos (1957). Pour cela, il fallait que ces particules neutres remplissent au moins trois conditions, à savoir : être massives, posséder différents états de saveur, et avoir des angles de mélanges non nuls. Des oscillations de saveurs (d'étrangeté) avaient déjà été observées dans le système des kaons neutres. Les limites supérieures de la masse des neutrinos étaient fixées par la désintégration β et le mécanisme d'oscillation allait permettre de fixer, 40 ans après l'idée originale de Pontecorvo, une limite inférieure strictement non nulle.

Les programmes de recherche depuis Pauli et Pontecorvo ont permis de répondre à un bon nombre de leurs questions. Nous savons par exemple qu'il existe trois types de neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ), qu'ils sont l'objet d'oscillation quantique de saveur, et que la matrice de mélange est, contrairement au "secteur" des quarks, largement non-diagonale. Il nous reste à mesurer plus précisément certains paramètres (θ_{ij} , Δm_{ij}^2), déterminer la hiérarchie des masses, établir si les neutrinos sont de Dirac (1928) ou Majorana (1937), et mesurer si possible la violation CP dans le secteur des leptons. Certaines de ces mesures représentent l'objectif principal de l'expérience T2K au Japon. Elle est la première expérience "hors axe" dans ce domaine de recherche qui demande des mesures de plus en plus précises. Elle est aussi une première étape d'un programme très ambitieux en matière de neutrinos que le Japon devrait développer au cours de ces 20 prochaines années.

Ce travail de thèse comprend six chapitres. Nous allons tout d'abord rappeler la physique du mécanisme d'oscillation de saveurs des neutrinos ainsi que les derniers résultats expérimentaux de l'ensemble des expériences du domaine. La nouvelle expérience "hors axe" T2K et son implémentation sur le site de JPARC au Japon sont décrites au cours du deuxième chapitre. Cette expérience est une première mondiale en matière d'oscillation sur de grandes distances. Elle est associée au détecteur lointain Super-Kamiokande situé à 295 kilomètres de JPARC. Elle aura une excellente sensibilité pour les mesures des paramètres de la matrice de mélange, en particulier pour l'angle "theta 1-3". Les détecteurs "proches" situés sur le site de JPARC doivent réduire significativement les erreurs systématiques des futures mesures de l'expérience T2K. Le détecteur "sur axe" INGRID en fait partie. Son objectif et ses caractéristiques géométriques sont développés dans le troisième chapitre. Ce détecteur, qui est une pièce très importante de l'expérience T2K, constitue le sujet de mon travail de thèse. Nous avons développé au laboratoire Leprince-Ringuet des outils de simulation et des programmes d'analyse dans le but d'optimiser la géométrie des modules d'INGRID. La procédure et les résultats sont présentés au cours du chapitre quatre. La clé de voûte du détecteur INGRID est sa capacité à identifier les neutrinos muons, avant oscillation, produits par l'accélérateur de JPARC. Il doit mesurer également l'angle de la trace du muon produit pour sélectionner en énergie les neutrinos incidents. Pour cela, nous avons développé dans le cinquième chapitre un algorithme de reconstruction des traces produites dans les modules d'INGRID. Grâce à ces logiciels,

nous avons pu évaluer les performances du détecteur pour le canal quasi-élastique courant chargé qui sera utilisé majoritairement pour mesurer l'angle sur axe et le profil du faisceau de neutrinos muons. Dans la dernière partie de ce travail de thèse, nous proposons une étude préliminaire concernant l'addition d'un nouveau module "MP" pour améliorer l'identification du canal quasi-élastique. Enfin, nous exposons pour terminer l'intérêt et les perspectives de physique du projet "2km" prévu pour les années 2015-2020.

1

Introduction

1.1 La masse des neutrinos

Comme nous l'avons déjà souligné, le neutrino est une particule parmi les plus remarquables de la physique de haute énergie. C'est un lepton de spin 1/2, de masse très petite par rapport aux masses des autres particules élémentaires, et il interagit seulement par interaction faible. Dans le Modèle Standard et avant 2002, les neutrinos étaient considérés comme des leptons de masse nulle, existant sous forme de trois saveurs ν_e , ν_μ , et ν_τ qui correspondent aux trois leptons chargés l'électron, le muon et le tau respectivement. En 1956, F. Reines et C. Cowan [2] ont réussi à montrer directement l'existence du neutrino $\bar{\nu}_e$, à partir de la désintégration β inverse :

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

Le second type de neutrino, ν_μ a été détecté en 1962 par Lederman, Schwartz, et Steinberger à Brookhaven [3]. Enfin, le neutrino tau, ν_τ , a été observé en 2000 au Fermilab [4].

Au cours des dernières décennies, plusieurs expériences ont essayé de mesurer la masse des neutrinos. Les limites supérieures pour ces masses obtenues par ces expériences indiquent qu'elles sont petites. Les observations des neutrinos produits dans le soleil et dans l'atmosphère de la Terre ont montré un désaccord entre les flux de neutrinos mesurés et les prédictions théoriques. La solution de ces anomalies est le phénomène du mélange quantique des saveurs fixant ainsi une limite inférieure strictement non-nulle pour la masse des neutrinos.

1.1.1 Les éléments théoriques

Supposons l'existence d'un neutrino massif dont l'hélicité serait négative ν_- . Comme la théorie est invariante sous la transformation CPT, il doit exister alors un anti-neutrino d'hélicité positive $\bar{\nu}_+$ (CPT : $\nu_- \mapsto \bar{\nu}_+$). Le neutrino ν_- possède une masse, ce qui implique que sa vitesse est inférieure à la vitesse de la lumière et que par une transformation de Lorentz son hélicité peut devenir positive ν_+ . La question est alors de savoir si les deux états d'hélicité positive ν_+ et $\bar{\nu}_+$ sont les mêmes ou non. Si la réponse est négative,

le neutrino ν_+ aura son propre paternaire de CPT $\bar{\nu}_-$ qui est relié à l'anti-neutrino $\bar{\nu}_+$ par une transformation de Lorentz. Dans ce cas, le neutrino est appelé neutrino de Dirac ν^D . Il aura quatre états différents : ν_-^D , $\bar{\nu}_+^D$, ν_+^D , $\bar{\nu}_-^D$. En revanche, une réponse positive implique que le neutrino dit de Majorana aura seulement deux états : ν_-^M et ν_+^M et sera sa propre anti-particule.

a) Le lagrangien d'un champ massif

Considérons un champ de Dirac $\psi = \psi_L + \psi_R$ où les ψ_L , ψ_R sont les projections chirales gauche et droite de ψ . Si ce champ est massif, le lagrangien contient un terme de masse :

$$L_m^D = M\bar{\psi}\psi = M(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) = M(\bar{\psi}_R\psi_L + h.c.) \quad (1.2)$$

avec $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_0$. Ce terme est appelé *terme de masse de Dirac*. Il correspond à la masse usuelle de l'équation de Dirac pour ψ . A cela s'ajoute d'autres termes invariants de Lorentz et la forme la plus générale s'écrit :

$$L_m = M_D\bar{\psi}_R\psi_L + \frac{M_L}{2}(\bar{\psi}^c)_R\psi_L + \frac{M_R}{2}(\bar{\psi}^c)_L\psi_R + h.c. \quad (1.3)$$

Les paramètres M_L et M_R sont les masses de Majorana associées aux particules d'hélicité gauche et droite respectivement. Ici, $\psi^c = \eta_C\gamma_2\psi^*$ représente la conjugaison de charge du ψ . On peut écrire le lagrangien général pour un champ libre ψ :

$$L = \bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi + M_D\bar{\psi}_L\psi_R + \frac{M_L}{2}\bar{(\psi_L)}^c\psi_L + \frac{M_R}{2}\bar{(\psi_R)}^c\psi_R + h.c. \quad (1.4)$$

En posant :

$$f = \frac{\psi_L + (\psi_L)^c}{\sqrt{2}}, \quad F = \frac{\psi_R + (\psi_R)^c}{\sqrt{2}} \quad (1.5)$$

on aboutit à une forme concise du lagrangien :

$$L = \bar{V}\gamma_\mu\partial_\mu V + \bar{V}\mathbf{M}V \quad (1.6)$$

où :

$$V = \begin{pmatrix} f \\ F \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix}$$

Avec ν et N les deux vecteurs propres de l'espace généré par V et M_ν , M_N les deux valeurs propres associées, nous pouvons écrire :

$$L = \bar{\nu}\gamma_\mu\partial_\mu\nu + \bar{N}\gamma_\mu\partial_\mu N + M_\nu\bar{\nu}\nu + M_N\bar{N}N \quad (1.7)$$

On remarque qu'en rajoutant les termes de masse de Majorana dans le lagrangien (1.2), la particule de Dirac ψ , avec ces quatre états particules gauche et droite, anti-particules gauche et droite, devient deux particules de Majorana chacune n'ayant que deux états gauche et droit.

b) La symétrie gauche-droite d'un champ fermionique

Dans le modèle théorique appelé *modèle symétrique gauche-droite*, qui est une extension du Modèle Standard, le couplage de Yukawa entre un champ fermionique ψ et un champ scalaire de Higgs Φ prend la forme de :

$$\bar{\psi}\Phi\psi$$

qui est invariant de jauge. Grâce à une brisure spontanée de symétrie, le champ Φ acquiert un certain état $\langle\Phi\rangle_0$ appelé "état du vide". Le couplage de Yukawa donne :

$$\langle\Phi\rangle_0\bar{\psi}\psi$$

qui représente le terme de masse du lagragien où $\langle\Phi\rangle_0$ est proportionnel à la masse du champ ψ . Dans le modèle symétrique gauche-droite, la symétrie est brisée spontanément deux fois. D'abord, la symétrie du groupe $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ est brisée en $SU(2)_L \times U(1)$. Le champ de boson W_R acquiert une masse M_{W_R} de même ordre que $\langle\Phi\rangle_R$ qui correspond à l'échelle de la brisure de symétrie. Ensuite, la symétrie du groupe $SU(2)_L \times U(1)$ est brisée en $U(1)_{EM}$ et W_L acquiert sa masse M_{W_L} autour de 83 GeV mesurée au CERN et qui correspond à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible. Comme les courants droits n'ont jamais été observés, la masse du W_R doit être très grande, de l'ordre de $M_{W_R} > 1.6$ TeV [5]. Ainsi, l'échelle de brisure de symétrie de $SU(2)_R$ est beaucoup plus grande que celle de $SU(2)_L$ et

$$\langle\Phi\rangle_R \gg \langle\Phi\rangle_L$$

c) Le mécanisme "see-saw"

Ce modèle a pour objectif d'expliquer le fait que les neutrinos ont une masse très inférieure à l'ensemble des masses des autres particules élémentaires du Modèle Standard. Nous allons à présent considérer les couplages de Yukawa pour les neutrinos. Les champs neutrinos ψ_L et ψ_R possèdent les nombres quantiques suivants : ψ_L appartient au doublet de $SU(2)_L$ $\begin{pmatrix} \psi_L \\ e_L \end{pmatrix}$ avec $I_L = 1/2$, $I_R = 0$ et ψ_R au doublet de $SU(2)_R$ $\begin{pmatrix} \psi_R \\ e_R \end{pmatrix}$ avec $I_L = 0$, $I_R = 1/2$. Les produits bilinéaires de ψ_L et ψ_R auront les nombres quantiques suivant :

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_R\psi_L &: I_L = 1/2, \quad I_R = 1/2 \\ \overline{(\psi_L)^c}\psi_L &: \quad I_L = 1, \quad I_R = 0 \\ \overline{(\psi_R)^c}\psi_R &: \quad I_L = 0, \quad I_R = 1 \end{aligned}$$

Pour avoir des termes invariants du groupe $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ dans le lagragien ($I_L = I_R = 0$), il faut coupler ces produits bilinaires avec des champs de Higgs Φ , Δ_L , et Δ_R qui donnent :

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_R\Phi\psi_L &: I_L(\Phi) = 1/2, \quad I_R(\Phi) = 1/2 \\ \overline{(\psi_L)^c}\Delta_L\psi_L &: I_L(\Delta_L) = 1, \quad I_R(\Delta_L) = 0 \\ \overline{(\psi_R)^c}\Delta_R\psi_R &: I_L(\Delta_R) = 0, \quad I_R(\Delta_R) = 1 \end{aligned}$$

Si les champs du lagrangien (1.4) sont les neutrinos du couplage de Yukawa ci-dessus, les termes de masse de Majorana et de Dirac vont apparaître lorsque les champs de Higgs acquièrent certains états dans le vide et l'on aura :

$$M_D \sim \langle \Phi \rangle, \quad M_L \sim \langle \Delta_L \rangle, \quad M_R \sim \langle \Delta_R \rangle$$

Les études des courants neutres pour les neutrinos donnent expérimentalement $\langle \Delta_L \rangle \simeq 0$. La masse M_L est donc nulle. Comme la masse de Dirac des neutrinos et celle des fermions chargés proviennent d'une même brisure spontanée de symétrie, elles doivent être du même ordre de grandeur. De plus, les fermions chargés ne peuvent pas posséder une masse de Majorana car le lagrangien violerait la conservation de charge électrique. Par conséquent, les masses de Dirac représentent pour les fermions chargés les masses physiques et M_D sera du même ordre de grandeur que les masses des quarks et des leptons associés. Enfin, comme W_R a une masse très lourde, on aura :

$$M_R \gg M_D$$

La matrice de masse dans (1.6) devient :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

et en la diagonalisant, ses valeurs propres sont :

$$\begin{aligned} M_N &\simeq M_R \\ M_\nu &\simeq M_D^2/M_R \end{aligned} \quad (1.9)$$

On aura finalement une masse très grande pour les neutrinos d'hélicité positive (M_N) et une masse très petite pour les neutrinos d'hélicité négative (M_ν). Cette solution du problème de la masse des neutrinos est devenue célèbre sous le nom du "see-saw mechanism". Ainsi, en supposant l'existence des leptons neutres très lourds, ce modèle explique les valeurs très faibles de la masses des neutrinos par rapport aux masses des autres particules élémentaires du Modèle Standard.

1.1.2 Mesures expérimentales

La masse des neutrinos est étudiée avec trois types d'expériences : les mesures directes, la recherche de la désintégration double- β , et enfin les expériences d'oscillations de saveur. Notons qu'une borne supérieure sur la masse des neutrinos provient aussi de la cosmologie.

a) Mesures directes

Les mesures directes sont utilisées pour les trois saveurs de neutrino : ν_e , ν_μ , ν_τ . Pour le ν_e , la désintégration β du Tritium : $H_1^3 \rightarrow He_2^3 + e^- + \bar{\nu}_e$ est la méthode la plus sensible. Le dernier point du spectre d'énergie de l'électron E_{max} est mesuré, avec $E_{max} = M_{H_1^3} - M_{He_2^3} - m_e - m_\nu$, ce qui donne la limite supérieure : $m_{\nu_e} < 3 \text{ eV}$ (95% CL)

[6]. La meilleure limite sur la masse du ν_μ est obtenue avec la désintégration à deux corps du pion au repos : $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, par le group PSI : $m_{\nu_\mu} < 170$ keV (90% CL) [7]. En ce qui concerne le ν_τ , la collaboration ALEPH, en combinant les résultats des désintégrations du tau : $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ et $\tau \rightarrow 5\pi(\pi^0)\nu_\tau$, donne la limite $m_{\nu_\tau} < 18.2$ MeV (95% CL) [8].

b) Désintégration double- β

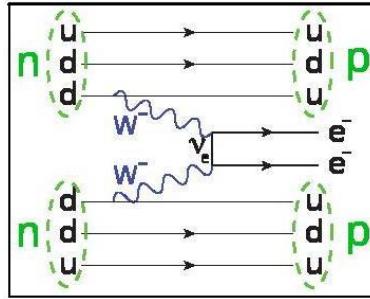


FIGURE 1.1 – La désintégration double- β . Ce processus n'est possible que si le neutrino est de type Majorana.

La désintégration double- β ($0\nu\beta\beta$) peut se produire si et seulement si le neutrino est massif et de type Majorana. Le taux de cette désintégration est proportionnel à la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ des neutrinos de Majorana au carré [9]. En 2001, le groupe de Heidelberg-Moscow a observé un signal positif [10], mais qui reste insuffisant pour confirmer l'existence de ce phénomène. La limite supérieure de $\langle m_\nu \rangle$ est à 0.2 eV [11].

c) Contraintes cosmologiques

L'observation des neutrinos provenant de la Supernova SN1987A donne comme limite supérieure pour m_{ν_e} de 10 eV à 20 eV [12, 13, 14, 15]. Récemment, la collaboration WMAP a donné une contrainte stricte : $\sum m_\nu < 0.69$ eV (95% CL) pour les trois saveurs de neutrino [16]. Il faut remarquer que ces limites dépendent fortement des autres paramètres cosmologiques comme la densité de la matière ou la constante d'Hubble.

Saveur des neutrinos	Technique expérimentale	Limite supérieure
ν_e	Désintégration β de H_1^3	3 eV (95% CL)
ν_μ	Désintégration du π	170 keV (90% CL)
ν_τ	Désintégration du τ	18.2 MeV (95% CL)
ν^M	Désintégration double- β	$m_\nu^{eff} < 0.2$ eV
ν_e	Supernova SN1987A	14 ~ 23 eV
$\sum \nu_l$	Fond diffus cosmologique	0.69 eV (95% CL)

TABLE 1.1 – Limites supérieures de masses des neutrinos.

Le tableau 1.1 résume les résultats expérimentaux concernant les mesures des masses

de neutrinos. Bien que des progrès significatifs ont été obtenus durant les dernières décennies, les valeurs exactes des masses restent pour l'instant à déterminer.

1.2 Le mécanisme d'oscillation

Le mécanisme d'oscillation quantique permet de fixer une limite inférieure sur la masse des neutrinos à savoir supérieure ou égale à zéro. Après plus de quarante années de recherche, il est établi depuis 2002 que la masse des neutrinos est non-nulle. Avec une masse non-nulle et un parcours suffisamment long, le neutrino aura une probabilité significative de changer de saveur. Ce phénomène provient du fait que les états propres de saveur sont différents des états propres de masse. L'idée des oscillations de neutrinos a été proposée, pour la première fois, par Z.Maki, M.Nakagawa et S.Sakata, et par B.Pontecorvo. Une illustration est donnée sur les figures 1.2 et 1.3.

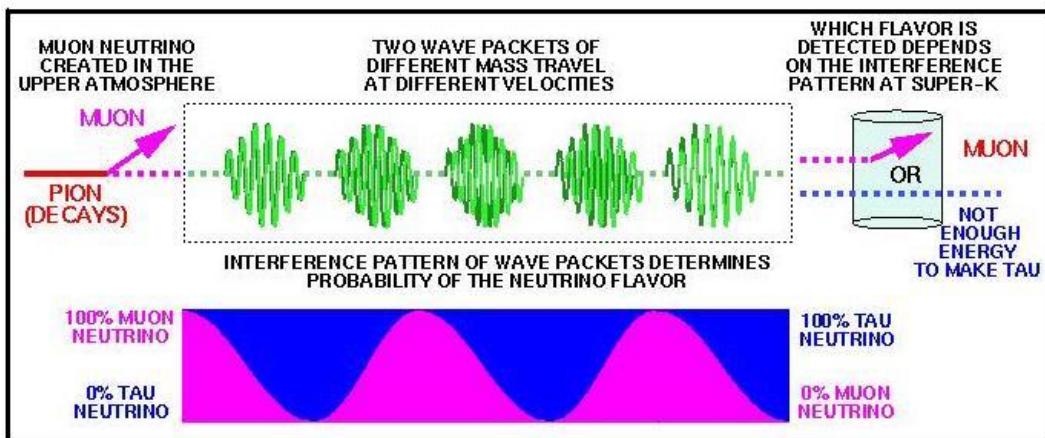


FIGURE 1.2 – Illustration schématique pour l'oscillation du neutrino de ν_μ à ν_τ [17].

Le neutrino n'interagit que via l'interaction faible. Les trois états propres de saveur sont $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$). Si le neutrino a une masse non-nulle, les états propres de masse $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) existent avec la relation suivante :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.10)$$

où \mathbf{U} est une matrice (3×3) unitaire, $\mathbf{U}\mathbf{U}^\dagger = \mathbf{U}^\dagger\mathbf{U} = 1$, appelée *matrice de mélange MNSP* (Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo). Dans le modèle standard de la physique des particules, cette matrice joue dans le secteur des leptons le même rôle que la matrice de mélange CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) pour les quarks. Actuellement, on ne sait pas encore si la nature des neutrinos est de type Dirac ou de type Majorana. Supposant qu'elle soit de type Dirac, comme les fermions, et donc les leptons, existent en trois générations, et que l'opérateur est unitaire, il n'y aura finalement que quatre paramètres libres. On peut montrer que la matrice \mathbf{U} peut être paramétrisée par trois angles de

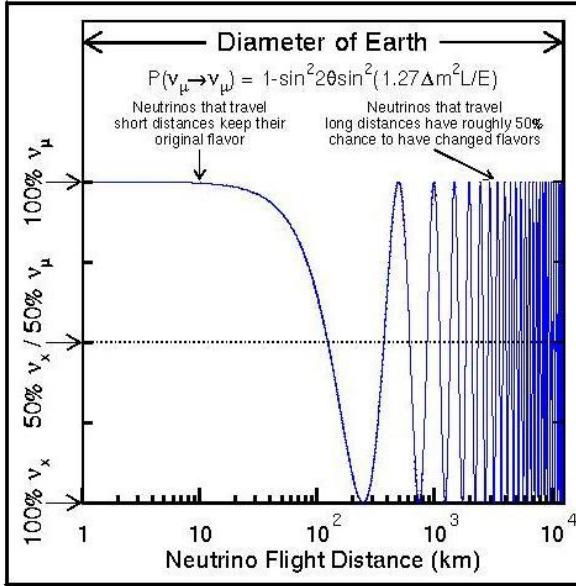


FIGURE 1.3 – Probabilité d'oscillation en fonction de la distance du vol [17].

mélange θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , et une phase de violation CP δ :

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.11) \end{aligned}$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. L'état propre de masse $|\nu_i\rangle$, associé à la masse m_i , est donné par l'équation stationnaire d'une particule libre :

$$\mathbf{H}_0|\nu_i\rangle = E_i|\nu_i\rangle \quad (1.12)$$

où \mathbf{H}_0 sera pris comme l'Hamiltonien du neutrino. L'évolution dans le temps d'un état de saveur sera exprimée par l'équation de Schrödinger ($\hbar = 1$) :

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}|\nu_\alpha(t)\rangle &= \mathbf{H}_0|\nu_\alpha(t)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i} E_i |\nu_i(t)\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} E_i e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* |\nu_\beta(0)\rangle \end{aligned}$$

On obtient $|\nu_\alpha(t)\rangle$ en résolvant cette équation analytiquement :

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* |\nu_\beta(0)\rangle \\ &\simeq e^{-ipt} \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2p} t} U_{\beta i}^* |\nu_\beta(0)\rangle \\ &= \sum_\beta A_{\alpha\beta} |\nu_\beta(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.13)$$

où $A_{\alpha\beta}$ est l'amplitude de transition entre les états ν_β et ν_α . Comme le neutrino a une masse très petite, il se déplace avec une vitesse presque égale à la vitesse de la lumière. On peut ainsi prendre $E_i \simeq p + m_i^2/2p$ dans (1.13). En utilisant la condition d'unitarité

$$\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad (1.14)$$

nous pouvons calculer la probabilité d'oscillation de l'état β à l'état α :

$$\begin{aligned} P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) &= |A_{\alpha\beta}|^2 \\ &\simeq \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \exp\left(-i\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2p}\right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - \operatorname{Re} \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \left\{ 1 - \exp\left(-i\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2p}\right) \right\} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j < k} \operatorname{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4p}\right) \\ &\quad + 4 \sum_{j < k} \operatorname{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4p}\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4p}\right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

où les $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$ représentent les différences de masses au carré, et L est la distance parcourue du neutrino qui est égale au premier ordre au temps du vol τ dans le référentiel du laboratoire multiplié par la vitesse de la lumière.

1.2.1 Cas pour deux saveurs

On ne considère ici que le mélange entre deux saveurs. La matrice \mathbf{U} se réduit à une matrice (2×2) avec un angle de mélange θ :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

La probabilité d'oscillation (1.15) devient alors plus simple :

$$\begin{aligned} P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4p}\right) \quad (\alpha \neq \beta) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_\nu}\right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

et

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4p} \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Les formules (1.17) et (1.18) donnent respectivement la probabilité pour que le neutrino change de saveur et la probabilité de survie. La longueur d'oscillation L_ν est définie par l'impulsion p du neutrino ($p \simeq E/c$) et Δm^2 :

$$L_\nu = \frac{4\pi p}{|\Delta m^2|} = 2.48 \frac{p[\text{GeV}]}{|\Delta m^2|[\text{eV}^2]} \text{ km} \quad (1.19)$$

L'observation des oscillations des neutrinos va mettre en évidence l'existence de différents états propres de masse avec un angle θ de mélange entre les états propres de masse et les états propres de saveur. Avec des neutrinos de basses énergies sur des distances assez longues, on peut sonder des valeurs de Δm^2 beaucoup plus faibles que 1 eV². Jusqu'à présent, l'ensemble des expériences d'oscillations a consisté à mesurer la "disparition" d'une saveur en utilisant souvent la formule numérique (et simplifiée puisqu'à deux saveurs) suivante :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (1.20)$$

Il faut remarquer que les valeurs mesurées des angles de mélange et des Δm^2 montrent que la factorisation en "deux saveurs" de l'espace à trois saveurs est en fait très raisonnable.

1.2.2 Cas pour trois saveurs

Le formalisme d'oscillation pour trois saveurs est plus compliqué que dans le cas pour deux saveurs. La probabilité d'oscillation sera exprimée en trois parties qui ont des longueurs d'oscillation différentes : $4\pi p/|\Delta m_{21}^2|$, $4\pi p/|\Delta m_{32}^2|$, $4\pi p/|\Delta m_{31}^2|$. L'oscillation pour trois saveurs est ainsi plus difficile à interpréter. Nous n'allons pas développer ici tous les longs calculs de l'expression des probabilités à trois saveurs.

Nous pouvons néanmoins grâce aux premières mesures de certains paramètres et avec l'hypothèse sur les masses $m_1 < m_2 < m_3$, écrire par exemple les relations approchées suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta m_{32}^2 &\simeq \Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m^2 \\ \Delta m^2 &\gg \Delta m_{21}^2 \simeq 0 \end{aligned} \quad (1.21)$$

En appliquant ces approximations et la condition d'unitarité (1.14), les probabilités de transition et de survie (1.15) se simplifient :

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = 4|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4p} \right) \quad (\alpha \neq \beta) \quad (1.22)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4p} \right) \quad (1.23)$$

Quelques remarques importantes concernant ces résultats :

- Ces approximations ne permettent pas de déterminer Δm_{21}^2 et θ_{12} .
- Δm^2 , $|U_{e3}|^2$, $|U_{\mu 3}|^2$, et $|U_{\tau 3}|^2$ apparaissent dans les probabilités d'oscillation. Mais $|U_{\tau 3}|^2 = 1 - |U_{e3}|^2 - |U_{\mu 3}|^2$ selon la condition d'unitarité (1.14), ainsi l'expression (1.11) de la matrice du mélange nous donne :

$$\begin{aligned} |U_{e3}|^2 &= \sin^2 \theta_{13} \\ |U_{\mu 3}|^2 &= \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \\ |U_{\tau 3}|^2 &= \cos^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Cela indique que les probabilités d'oscillation ne dépendent ici que de trois paramètres (Δm^2 , θ_{13} , θ_{23}).

- Tous les canaux d'oscillation ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$) sont ouverts, avec la même longueur d'oscillation $L_\nu = 4\pi p / |\Delta m^2|$.
- Les expressions (1.22) et (1.23) ont les mêmes formes que dans le cas du mélange de deux saveurs, avec ces remplacements :

$$\sin^2 2\theta_{\alpha\beta} = 4|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \quad (1.25)$$

$$\sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} = 4|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \quad (1.26)$$

Cela est utile pour comparer le scénario de l'oscillation de trois saveurs avec les résultats expérimentaux utilisant le schéma du mélange de deux saveurs.

1.3 Les expériences

Comme nous venons de le montrer, la mesure de la probabilité de disparition d'un neutrino ν_α doit permettre de mesurer les valeurs de $\sin^2 \theta_{\alpha\beta}$ et $\Delta m_{\alpha\beta}^2$ par exemple dans l'hypothèse de deux saveurs. Pour une expérience donnée, les valeurs de ces paramètres sont corrélées et le résultat est donné en terme de niveaux d'exclusion (souvent ouverts) dans le plan ($\sin^2 \theta$, Δm^2). La non observation d'oscillation va fixer des valeurs limites. En revanche, une expérience qui arrive à mesurer une disparition avec une variation de E/L donnera en général des niveaux d'exclusion fermés dans le plan ($\sin^2 \theta$, Δm^2). C'est en combinant les différentes régions favorisées pour l'ensemble des expériences que l'on arrive à obtenir des valeurs (avec une précision variable) pour les paramètres $\theta_{\alpha\beta}$ et $\Delta m_{\alpha\beta}^2$.

Il faut remarquer que la sensibilité d'une expérience, en eV² pour la mesure de Δm^2 par exemple, va dépendre essentiellement de son rapport E/L et de la statistique obtenue, en particulier autour du maximum d'oscillation attendu. Alors que L est en général connue (ou sa moyenne) de façon assez précise, l'énergie des neutrinos peut être soit mesurée directement par l'expérience ou soit plus généralement intégrée sur un spectre à partir de simulations.

Nous allons maintenant présenter l'état actuel des connaissances des expériences d'oscillation de neutrinos. Elles sont classifiées en quatre types qui dépendent de l'origine des neutrinos : les neutrinos atmosphériques, les neutrinos solaires, les expériences avec des réacteurs de centrales nucléaires, et les expériences avec des faisceaux de particules.

1.3.1 Les neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par la désintégration des pions et des kaons qui sont engendrés par collisions entre les rayons cosmiques primaires et la haute atmosphère terrestre. La chaîne de désintégration la plus fréquente pour ces mésons est :

$$\begin{aligned} \pi^\pm (K^\pm) &\rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu_\mu} \\ &\downarrow \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \overset{(-)}{\nu_\mu} + \overset{(-)}{\nu_e} \end{aligned} \tag{1.27}$$

La longueur du vol L des neutrinos atmosphériques détectés dans un détecteur souterrain varie de $\sim 10\text{km}$ à $\sim 10^4\text{km}$, dépendant de l'angle zénithal de la direction des neutrinos. Le spectre d'énergie est distribué largement de $\sim 100\text{ MeV}$ jusqu'à plusieurs centaines de GeV avec une moyenne d'énergie à $\sim 1\text{ GeV}$. Par conséquent, L/E varie de $\mathcal{O}(1)$ à $\mathcal{O}(10^4)$ et la sensibilité pour Δm^2 peut aller jusqu'à 10^{-5} eV^2 .

La chaîne de désintégration (1.27) montre que le rapport des flux $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ doit être égal à 2. En considérant la géométrie de l'atmosphère, les simulations prédisent ce rapport avec 5% d'incertitude. Ce rapport a été mesuré par plusieurs expériences : Super-Kamiokande [18, 19], Kamiokande [20, 21], et IMB [22, 23] qui utilisent la technique de Cerenkov et Soudan-2 [24], Fréjus [25], et NUSEX [26] qui utilisent des calorimètres avec du fer. Dans chaque détecteur, le vertex de l'interaction est reconstruit. Les événements sont classifiés en deux types : événements de type- μ (N_μ) et ceux de type- e (N_e). Le rapport des événements mesuré $(N_\mu/N_e)_{\text{mesuré}}$ est comparé avec la valeur simulée. La différence est caractérisée par le paramètre suivant :

$$R = \frac{(N_\mu/N_e)_{\text{mesuré}}}{(N_\mu/N_e)_{MC}} \tag{1.28}$$

Le tableau 1.2 récapitule la valeur de R mesurée par ces expériences. Historiquement, Kamiokande et IMB étaient les premiers à trouver une valeur significativement plus petite (~ 0.6), appelée "anomalie des neutrinos atmosphériques", que les valeurs prédites. En revanche, dans NUSEX et Fréjus, la valeur de R est à peu près égale à 1, mais avec une statistique assez faible. Les expériences Super-K et Soudan-2, avec leur statistique plus grande, ont trouvé des valeurs de R compatibles avec celles mesurées par Kamiokande. Ce résultat indique le phénomène d'oscillation de neutrinos.

La preuve d'oscillations des neutrinos atmosphériques a été définitivement apportée par la dépendance de R en l'angle zénithal dans l'expérience Super-K. Les neutrinos provenant de l'autre côté de la terre traversent $\sim 10000\text{ km}$, tandis que les neutrinos produits à la verticale ne traversent seulement qu'une dizaine de km. Comme les particules détectées conservent la direction incidente des neutrinos, l'angle zénithal observé correspond à la longueur d'oscillation L dans la formule (1.20). Nous reviendrons dans le paragraphe 2.4 plus en détail sur la technique de détection utilisée dans le détecteur Super-Kamiokande.

Expérience	Exposition (kt.an)	Valeur de R
Super-K (sub-GeV)	33	$0.63 \pm 0.03^{stat} \pm 0.05^{syst}$ [19]
Super-K (multi-GeV)	33	$0.65 \pm 0.05 \pm 0.08$ [19]
Kamiokande (sub-GeV)	8.2	$0.60_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.05$ [21]
Kamiokande (multi-GeV)	8.2	$0.57_{-0.07}^{+0.08} \pm 0.07$ [21]
IMB ($E_{vis} < 0.95\text{GeV}$)	7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [22]
IMB ($E_{vis} > 0.95\text{GeV}$)	7.7	$1.10_{-0.12}^{+0.07} \pm 0.11$ [23]
Soudan-2	3.9	$0.64 \pm 0.11 \pm 0.06$ [24]
Fréjus	2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [25]
NUSEX	0.74	$0.96_{-0.28}^{+0.32}$ [26]

TABLE 1.2 – Les valeurs mesurées de R par différentes expériences. Les notations "sub-GeV" et "multi-GeV" représentent deux zones d'énergie. Dans Super-K et Kamiokande, ces zones sont définies respectivement par $E_{vis} < 1.33\text{ GeV}$ et $E_{vis} > 1.33\text{ GeV}$, où E_{vis} est l'énergie déposée totale de l'événement.

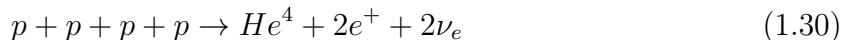
La figure 1.4 représente la distribution de l'angle zénithal pour les événements de type- μ et de type- e en quatre zones d'énergie. Il y a deux interprétations possibles pour $R < 1$: l'une est l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, l'autre est l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. On voit cependant un déficit pour les événements mesurés de type- μ , alors que les distributions pour les événements de type- e sont assez compatibles, par rapport à la prédition sans oscillation. Cela favorise fortement le deuxième scénario $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Finalement les valeurs pour l'angle de mélange et Δm^2 sont :

$$1.9 \times 10^{-3} < \Delta m_{atm}^2 < 3.1 \times 10^{-3} [\text{eV}^{-2}] \\ \sin^2 2\theta_{atm} > 0.90 \quad (1.29)$$

à 90% CL [27].

1.3.2 Les neutrinos solaires

Les neutrinos solaires sont produits par fusion nucléaire dans le soleil. Le bilan des processus est le suivant :



Ce sont des neutrinos ν_e dont l'énergie varie de $\sim 100\text{ keV}$ à 15 MeV . Comme la distance entre le soleil et la Terre est $1.5 \times 10^8\text{ km}$, la sensibilité de l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ peut être sondée jusqu'à $\Delta m^2 \sim 10^{-11}\text{ eV}^2$ selon la formule (1.20). Les expériences ont utilisé deux méthodes de détection pour analyser les neutrinos solaires. La première a consisté à compter le nombre total d'isotopes produits par réactions de neutrinos :



dans les expériences Homestake [28], SAGE [29], GALLEX [30], et GNO [31]. La seconde méthode plus récente est d'utiliser un détecteur Cerenkov rempli d'eau comme dans les expériences Kamiokande [32] et Super-K [33] (voir le paragraphe 2.4).

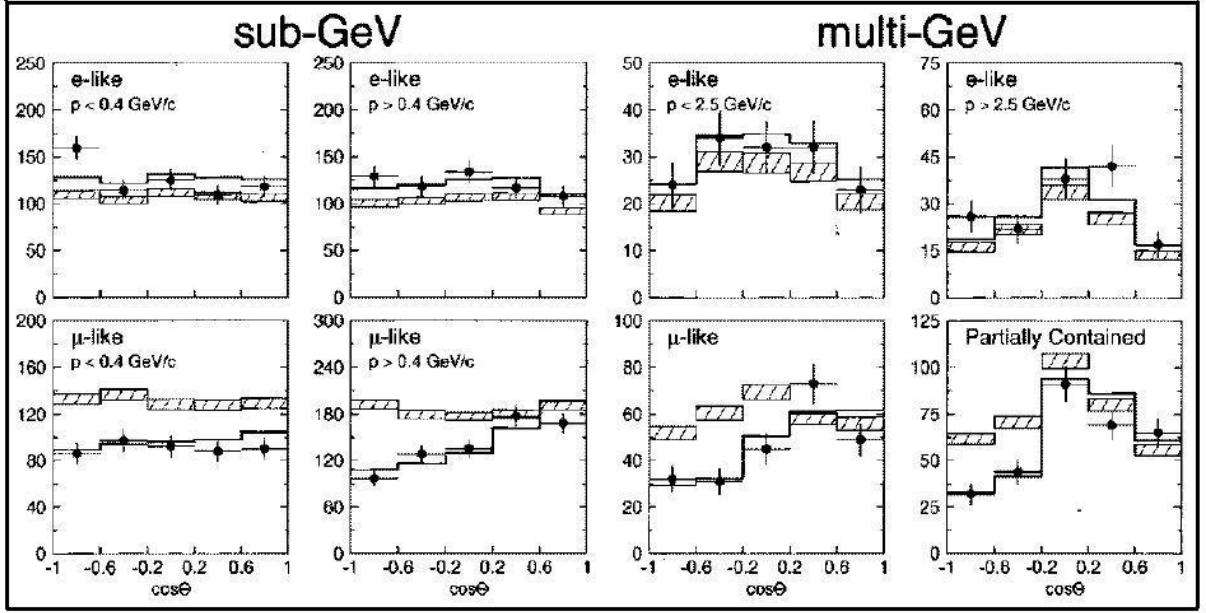


FIGURE 1.4 – Distribution de l’angle zénithal des événements de type- μ et de type- e . Sub-GeV (multi-GeV) est définie par E_{vis} inférieure (supérieure) à 1.33 GeV. Les points sont des valeurs mesurées, les boîtes en trait incliné représentent la simulation sans oscillation, et la ligne continue est l’ajustement avec l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Expérience	Observation	E_{seuil}	Mesure/Prédiction
Homestake	radioactivité Ar	814 keV	0.34
SAGE+GALLEX+GNO	radioactivité Ge	233 keV	0.58
Kamiokande	Cerenkov à eau	7.0 MeV	0.55
Super-K	Cerenkov à eau	6.5 MeV	0.48

TABLE 1.3 – Résultats des neutrinos solaires. Les flux mesurés sont comparés à la prédiction du modèle standard solaire.

Les résultats sont donnés dans le tableau 1.3. On voit que le flux de neutrinos mesuré est bien inférieur à la prédiction de Bahcall et Pinsonneaut (BP) [34] concernant le Modèle Standard du Soleil (SSM). Grâce aux collaborations Super-K et surtout SNO (Sudbury Neutrino Observation) [35], nous savons aujourd’hui que le modèle SSM est correct et que les neutrinos disparus ν_e se transforment en neutrinos ν_μ et ν_τ . La région des paramètres est contrainte dans :

$$\begin{aligned} 3.2 \times 10^{-5} &< \Delta m_{sol}^2 < 10.4 \times 10^{-5} [eV^{-2}] \\ 0.37 &< \tan^2 \theta_{sol} < 0.54 \end{aligned} \quad (1.32)$$

1.3.3 Expériences avec des réacteurs de centrales nucléaires

Plusieurs expériences comme CHOOZ [36], Palo Verde [37], ou Bugey [38] ont été construites afin de mesurer le flux des anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ produits dans les réacteurs nu-

cléaires pour la production d'électricité. Le spectre d'énergie de ces neutrinos peut être calculé. L'énergie moyenne est de 3 MeV, et la distribution s'étend jusqu'à 8 MeV. Les détecteurs se situent environ de 100 à 1000 mètres du réacteur. Cela donne une sensibilité pour Δm^2 de 10^{-3} à 1 eV^2 .

L'anti-neutrino $\bar{\nu}_e$ interagit avec la matière par la désintégration- β inverse (1.1). Les détecteurs sont en général remplis de scintillateur liquide et les événements sont identifiés par le signal de deux γ de 511 keV, l'annihilation du positron (e^+), suivi par un signal du neutron capturé dans le détecteur. Le rapport signal sur bruit est estimé en partie grâce aux données obtenues lorsque le réacteur est à l'arrêt.

Ces expériences n'ont trouvé aucun signal de la disparition du $\bar{\nu}_e$. Les régions exclues de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ sont présentées dans la figure 1.5. Le résultat le plus sensible pour $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ eV}^2$ est obtenu par CHOOZ. Cette expérience mesurant l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ donne la limite supérieure pour l'angle de mélange θ_{13} :

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.10 \quad (1.33)$$

dans la région de $\Delta m_{31}^2 > 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ à 90% CL. En 2002, l'expérience KamLAND (l'ensemble de réacteurs au Japon), avec une distance moyenne de 180 km, a observé à la fois une diminution du flux de $\bar{\nu}_e$ et une distorsion spectrale. L'ajustement combiné de KamLAND et des expériences solaires contraint fortement les paramètres d'oscillation :

$$\begin{aligned} 7.4 \times 10^{-5} &< \Delta m_{sol}^2 < 8.5 \times 10^{-5} [\text{eV}^{-2}] \\ 0.33 &< \tan^2 \theta_{sol} < 0.50 \end{aligned} \quad (1.34)$$

La sensibilité de Δm^2 est dominée par KamLAND avec sa distribution de probabilité d'oscillation en fonction de L/E , tandis que les neutrinos solaires contraignent $\sin^2 2\theta_{12}$ grâce à l'effet MSW dans le soleil. Cet effet proposé par Wolfenstein et ses collaborateurs tient compte de la différence entre le vide et la matière dans le mécanisme d'oscillation. Ces effets sont souvent négligeables mais pas dans le cas du soleil caractérisé en son centre par de très fortes densités. Ils consistent en la prise en compte de diffusions élastiques cohérentes vers l'avant sur la matière et d'une phase relative qui peut apparaître entre les différents états de propagation des neutrinos.

1.3.4 Expériences avec des faisceaux de particules

Les accélérateurs de protons donnent la possibilité de produire des neutrinos d'énergie variable et dans une direction donnée. Le mode de production est le plus souvent le suivant :

$$\begin{aligned} p + \text{cible} &\rightarrow \text{hadrons} \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu_\mu} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Les caractéristiques de ce mode de production sont principalement l'énergie et l'intensité du faisceau primaire de protons ainsi que le nombre et la qualité des "cornes" de

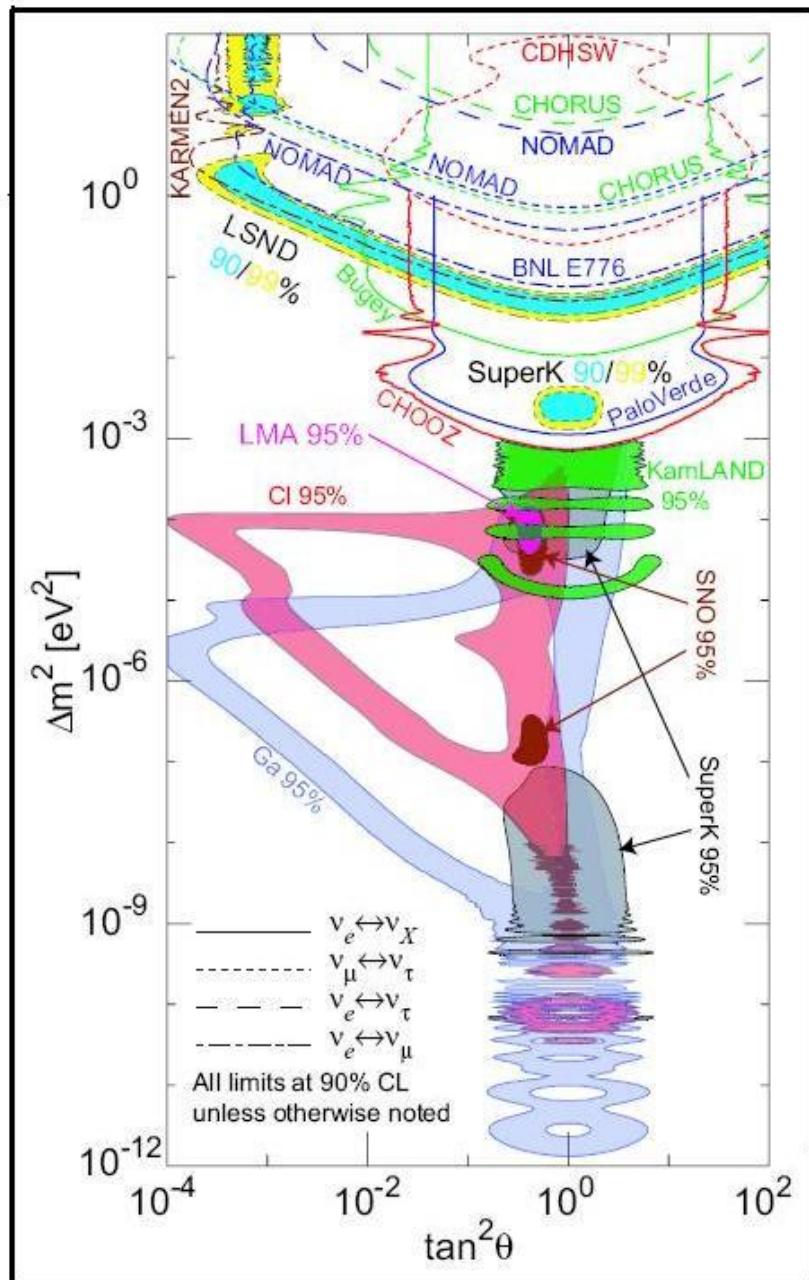


FIGURE 1.5 – Les régions favorisées ou exclues des paramètres d’oscillation obtenues par différentes expériences.

focalisation du faisceau secondaire de pions dans leur tunnel de désintégration. L'énergie des neutrinos s'étend de 50 MeV à 100 GeV, et la distance parcourue varie environ de 100 m à quelques 100 km. Les expériences de courte distance (~ 1 km) ont une sensibilité pour Δm^2 de l'ordre de 1 eV² alors que celles de longue distance ($\sim 100 - 1000$ km) approchent 10⁻³ eV².

a) Expériences de courte distance $L \sim \mathcal{O}(1 \text{ km})$

Des neutrinos massifs auraient pu être à l'origine de la matière noire de notre univers. En supposant que la matière noire soit attribuée totalement aux neutrinos, la masse correspondante serait de quelques eV. Cet ordre de grandeur a constitué la motivation principale des expériences de courte distance.

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, dans la région de $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$.

Deux expériences, CHORUS [39] et NOMAD [40], ont cherché l'apparition de ν_τ par oscillation des ν_μ . Ces deux expériences avaient la même distance d'oscillation d'environ 800 m. Le faisceau ν_μ , dont l'énergie moyenne est de 25 GeV, fut produit par désintégration des π^+ . CHORUS utilisait une cible d'émulsion pour identifier par topologie d'événements la désintégration du τ , alors que NOMAD utilisait des calorimètres pour analyser les événements τ par distributions cinétiques. Les deux expériences n'ont trouvé aucune preuve de signal d'oscillation. La région d'exclusion atteint jusqu'à $\sin^2 2\theta < 4 \times 10^{-4}$ pour $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$ (90% CL).

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$, dans la région de $\Delta m^2 > 0.3 \text{ eV}^2$.

Deux anciennes expériences, CDHSW [41] et CHARM [42], ont utilisé le faisceau de ν_μ produit par le Proton-Synchrotron du CERN, d'énergie moyenne de 1 à 1.5 GeV. Dans chaque expérience, deux détecteurs similaires étaient placés à 130 mètres (proche) et 900 mètres (lointain) de la cible de production des π^+ . La comparaison des événements observés aux détecteurs proche et lointain a permis d'analyser l'oscillation. Aucun signal n'a été trouvé. Ces expériences excluent la région de $0.23 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ pour le mélange maximal et la région de $\sin^2 2\theta > 0.05$ pour $\Delta m^2 = 0.3 \text{ eV}^2$ à 90% CL (figure 1.5).

- $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, dans la région de $\Delta m^2 > 0.1 \text{ eV}^2$.

Les expériences KARMEN [43, 44] et LSND [45, 46] sondaient une région plus faible pour Δm^2 , autour de 0.1 eV², dans le mode d'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Elles utilisaient des neutrinos produits dans la désintégration des μ^+ au repos dont la distribution d'énergie est bien décrite par le spectre de Michel ($E_{\bar{\nu}_\mu} < 53 \text{ MeV}$). Les distances d'oscillation de KARMEN et de LSND étaient de 18 m et 30 m respectivement. Les deux expériences étaient capables d'identifier les événements $\bar{\nu}_e$ en regardant le signal de e^+ produit dans la réaction $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ et le rayon γ de la capture du neutron. Malgré la même sensibilité, ces deux expériences ont trouvé des résultats opposés. LSND a apporté une preuve d'oscillation avec un déficit de $(0.25 \pm 0.06 \pm 0.04)\%$ [46]. Au contraire, KARMEN n'a trouvé aucune indication de signal d'oscillation, et une grande partie de la région des paramètres acceptée par LSND a été exclue par KARMEN. Considérant l'exclusion de KARMEN et d'autres expériences avec des réacteurs, la région acceptée pour $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ est juste une bande étroite entre

$(4 \times 10^{-2}, 0.2 \text{ eV}^2)$ et $(2 \times 10^{-3}, 1 \text{ eV}^2)$ à 90% CL [47]. À noter que les résultats de LSND n'ont pas été confirmés. Il semblerait même que l'expérience récente Mini-BooNE [48] trouve des résultats en total désaccord avec ceux obtenus par LSND.

b) Expériences de longue distance $L \sim \mathcal{O}(100 \text{ km})$

Afin d'étudier avec une meilleure précision et sensibilité des oscillations neutrinos dans le secteur atmosphérique, le besoin d'expériences sur de longues distances s'est rapidement imposé. Avec une distance d'oscillation $L \sim \mathcal{O}(100 \text{ km})$, les expériences avec accélérateur furent capables de sonder jusqu'à $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$. En terme d'erreurs systématiques, l'avantage de ces expériences par rapport aux expériences "atmosphériques" réside du fait que la distance L est constante. De plus, la direction du faisceau de neutrinos est connue, ce qui permet de reconstruire précisément l'énergie des neutrinos en utilisant les conditions cinématiques. Dans le cas des expériences "atmosphériques", la direction incidente donc la distance du parcours et l'énergie du neutrino ne sont qu'approximativement obtenues à partir des particules diffusées de l'interaction neutrino matière. Pour Super-Kamiokande, la précision de la mesure de L/E est typiquement 70%, alors que pour les accélérateurs sur une longue distance, cette précision est de l'ordre de 90%.

Les expériences auprès d'accélérateurs mesurent également les propriétés du faisceau de neutrinos avant l'oscillation en mettant un détecteur proche près du point de production des neutrinos. La comparaison entre les détecteurs proche et lointain réduit considérablement l'incertitude du flux et du spectre d'énergie.

Au Japon, l'expérience K2K (KEK-to-Kamioka) fut la première expérience auprès d'accélérateur sur longue distance. Le flux et le spectre d'énergie des neutrinos produits par l'accélérateur du laboratoire KEK de Tsukuba furent mesurés par un détecteur proche situé à 300 m de la cible de protons et par Super-Kamiokande situé à 250 km. Les résultats de K2K furent en accord avec les paramètres d'oscillation trouvés précédemment par la collaboration Super-K en utilisant les neutrinos atmosphériques. Dans le scénario de l'oscillation à deux saveurs, la région acceptée pour Δm^2 à $\sin^2 2\theta = 1$ est $(1.9 - 3.5) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ à 90% CL, et le meilleur ajustement est à $2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [49].

Les deux dernières expériences en date utilisant des accélérateurs sur longue distance sont OPERA [50] et MINOS [51]. L'objectif principal de l'expérience du Fermilab (MINOS), prenant des données depuis le printemps 2006, est l'observation de la disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$. L'énergie moyenne du faisceau de neutrinos, produit par des protons primaires de 120 GeV, est environ de 3 GeV. L'intensité du faisceau de protons est de 4×10^{20} protons par an. La longueur d'oscillation de MINOS est de 735 km, et un ensemble de détecteurs proche et lointain est utilisé. Le détecteur lointain est un calorimètre magnétique de couches successives d'acier et de scintillateurs. Ses premiers résultats concernent les mesures de Δm_{32}^2 et $\sin^2 2\theta_{23}$ avec des erreurs relatives de $\sim 10\%$.

Dans l'expérience OPERA, le faisceau de ν_μ est produit au CERN et envoyé vers le

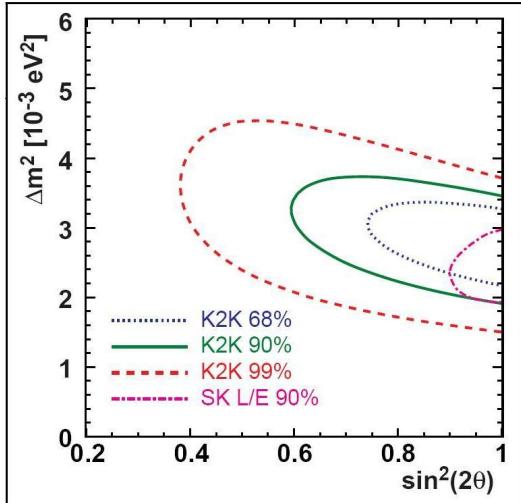


FIGURE 1.6 – Comparaison entre les résultats de K2K (1999-2004) et la mesure de neutrinos atmosphériques dans Super-Kamiokande.

laboratoire du Gran Sasso situé à 732 km. L'objectif de cette expérience est d'observer pour la première fois l'apparition des neutrinos dans le mécanisme d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Le détecteur lointain d'OPERA est composé de briques d'émulsion (150000 pour le détecteur complet) composées chacune de feuilles de plomb (cible) et d'émulsion. Le premier faisceau a été délivré par le CERN en 2008. OPERA s'attend à obtenir 10 signaux de τ pour 5 années d'opération.

1.3.5 Bilan des résultats obtenus par les expériences d'oscillation

Les paragraphes précédents nous donnent une vue globale des différentes expériences d'oscillation de neutrinos. À part les résultats de l'expérience LSND qui n'ont pas été confirmés, même rejetés par les résultats récents de l'expérience MiniBooNE, les expériences donnent comme résultats pour les paramètres (figure 1.5) :

$$\begin{aligned}
 \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.87 \pm 0.03 & (\theta_{12} \simeq 35^\circ) \\
 \Delta m_{21}^2 &= 7.59 \pm 0.20 & 10^{-5} \text{eV}^2 \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 & (\theta_{23} \simeq 45^\circ) \\
 |\Delta m_{32}^2| &= 2.43 \pm 0.13 & 10^{-3} \text{eV}^2 \\
 \sin^2(2\theta_{13}) &< 0.19 & (\theta_{13} \lesssim 10^\circ)
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

à 90% CL [52]. Les inconnus qui restent à mesurer sont l'angle de mélange θ_{13} , le signe de Δm_{32}^2 et la phase de violation CP δ . L'expérience T2K (Tokai-to-Kamioka) sera la première expérience "hors-axe". Elle termine sa construction et commencera à prendre les premières données de physique en automne 2009. Les détails de cette expérience seront présentés dans le chapitre suivant. Son objectif principal est de mesurer l'angle de mélange θ_{13} .

2

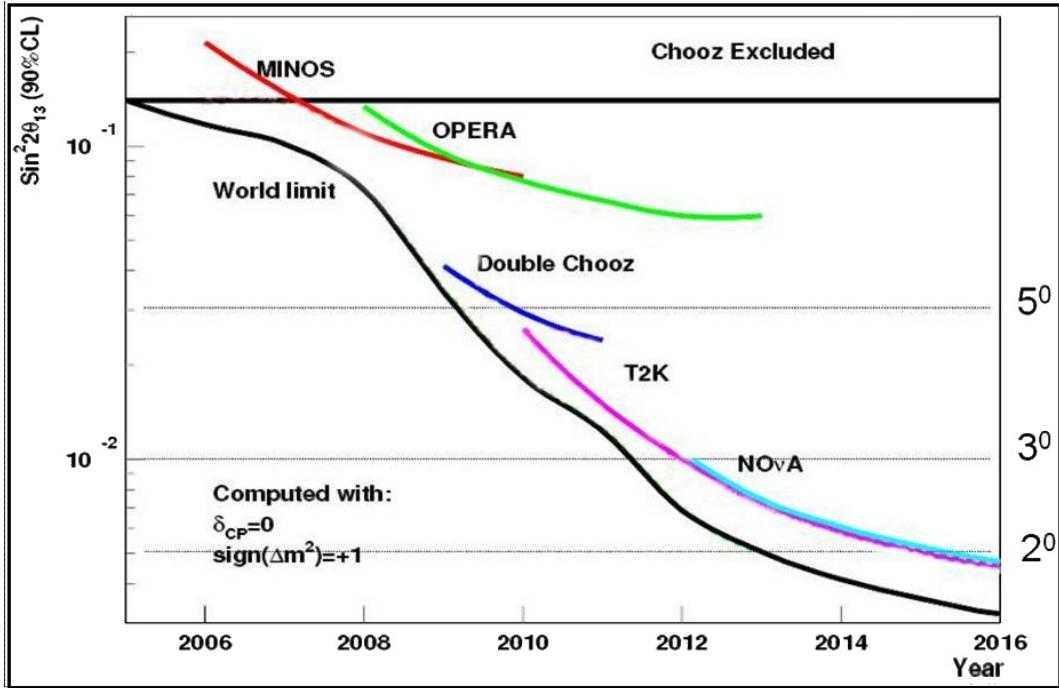
L'expérience T2K

Comme nous l'avons déjà exposé, les résultats actuels des expériences donnent une contrainte pour les valeurs de deux angles de mélange (θ_{12} et θ_{23}), de Δm_{21}^2 y compris le signe, et de $|\Delta m_{32}^2|$. Les interactions avec des électrons dans la matière peuvent modifier le mécanisme de l'oscillation (effet MSW [53]). Comme cet effet dépend du signe de Δm^2 , il permet en principe de déterminer la hiérarchie des masses.

Dans le modèle d'oscillation à trois saveurs, il existe trois autres paramètres indéterminés de la matrice MNSP - l'angle θ_{13} , le signe de Δm_{32}^2 , et la phase de violation CP δ . Nous savons que notre univers possède une asymétrie entre la matière et l'anti-matière, mais sa cause exacte est toujours inconnue. Une source possible de cette asymétrie pourrait provenir du secteur des neutrinos via le mécanisme dit *leptogenesis* [54]. La phase de violation CP δ dans la matrice MNSP doit révéler les symétries neutrinos-antineutrinos. La mesure de δ peut jouer un rôle très important dans la physique du XXI^e siècle. Pourtant, comme la formule (2.1) nous le montre, cette mesure n'est possible que si θ_{13} est suffisamment grand. La mesure de θ_{13} est donc essentielle et sera l'objectif principal de l'expérience T2K.

En 2005, au moment du commencement du projet T2K, les meilleures données contrainant la valeur de θ_{13} étaient celles de l'expérience CHOOZ. Dans la région de Δm_{31}^2 indiquée par Super-K, CHOOZ a été capable de contraindre $\sin^2 \theta_{13} \lesssim 6 \times 10^{-2}$ à 90% CL. La figure 2.1 représente la sensibilité sur la valeur de θ_{13} en fonction de l'an pour les différentes expériences. Les expériences MINOS et OPERA, qui étudient respectivement la disparition ν_μ et l'apparition ν_τ , sont de type "sur axe". L'expérience Double-CHOOZ [55] utilise deux détecteurs identiques, l'un à 400 m et l'autre à 1.05 km de la source du réacteur nucléaire de CHOOZ, pour détecter les anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$. Les deux expériences T2K au Japon et NO ν A [56] aux Etats Unis (Fermilab), étudiant l'apparition des neutrinos ν_e , seront de type "hors axe".

Comme les phénomènes d'oscillation de neutrinos sont dominés par des oscillations des neutrinos solaires ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu/\nu_\tau$) et des neutrinos atmosphériques ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), il faudra des expériences qui mesurent de petites mais importantes corrections pour ces oscillations. En particulier, l'expérience T2K va étudier le canal d'apparition des neutrinos électrons $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La formule de la probabilité d'oscillation à trois saveurs $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ déjà


 FIGURE 2.1 – Sensibilité des différentes expériences sur la valeur de θ_{13} .

approximée en utilisant les limites connues de certains paramètres est la suivante :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx & \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta \\
 & \pm \alpha \sin 2\theta_{13} \sin \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin^3 \Delta \\
 & - \alpha \sin 2\theta_{13} \cos \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \Delta \sin 2\Delta \\
 & + \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

où $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$, et $\Delta = \Delta m_{31}^2 L / 4E$. L'ajustement des expériences donne $\alpha \simeq 3 \times 10^{-2}$, et $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.2$. La phase δ est complètement inconnue, et les autres termes de (2.1) utilisés dans T2K sont de l'ordre de 1. Le seul terme qui ne dépend pas de θ_{13} est le dernier, mais ce terme dépend de α^2 et est donc trop petit et insignifiant pour T2K. Si la valeur de $\sin 2\theta_{13}$ est de l'ordre de sa limite supérieure, le premier terme qui décrit assez simplement l'apparition de ν_e dans le faisceau de ν_μ sera dominant. Dans un avenir plus lointain, on aura besoin d'autres expériences avec des faisceaux plus intenses (la deuxième phase de T2K) pour mesurer δ en utilisant dans la formule ci-dessus la différence du signe \pm pour les neutrinos et les anti-neutrinos. Plus précisément, il faut mesurer la quantité :

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \approx \frac{\Delta m_{12}^2}{4E_\nu} \times \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \times \sin \delta \tag{2.2}$$

L'expérience T2K sera la première expérience à mesurer le canal d'apparition dans l'oscillation des ν_μ . Dans le canal de disparition, elle pourra aussi améliorer les mesures actuelles sur θ_{23} et Δm_{23}^2 . Un autre but des expériences futures (mais lointaines dans le temps) sera aussi de déterminer le signe de Δm_{32}^2 en mesurant les effets de la matière.

2.1 Les objectifs et les principes de mesure de T2K

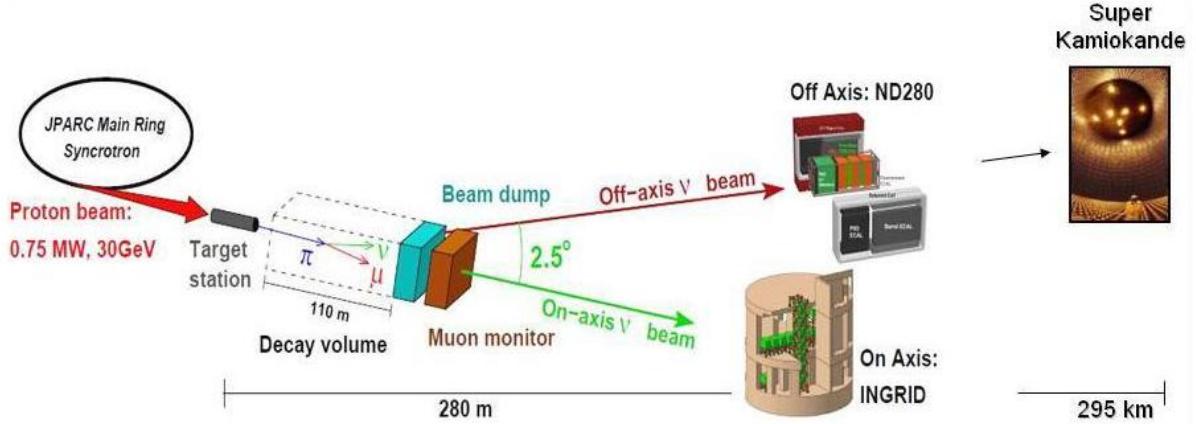


FIGURE 2.2 – Schéma simplifié de l’expérience T2K.

La première phase de T2K vise deux buts principaux : une détermination plus précise des paramètres atmosphériques θ_{23} et Δm_{23}^2 par la voie de disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$, et une mesure de θ_{13} plus sensible d’un ordre de grandeur que n’importe quelle expérience précédente par la voie d’apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Un dernier objectif consiste à confirmer l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par la mesure des événements de type courant neutre. Une vue schématique du dispositif expérimental est proposée sur la figure 2.2. Le projet utilise le nouveau synchrotron de JPARC (Tokai) pour accélérer des protons de 50 GeV qui sont dirigés vers une cible pour produire un faisceau intense de neutrinos muons. Avec une puissance du faisceau de protons de 0.74 MW dans la Phase I, montée à 4 MW dans la Phase II en 2015, on produira à JPARC le faisceau de neutrinos le plus intense jamais créé. Un ensemble de détecteurs est situé à 280 mètres de la cible de production des pions pour caractériser le faisceau de neutrinos. Ce faisceau souterrain se propagera sur 295 kilomètres jusqu’au détecteur Super Kamiokande à l’ouest du Japon. Ce détecteur, Super-K, peut distinguer les ν_e et ν_μ dans le faisceau incident en mesurant la radiation Cerenkov des muons et des électrons produits par interactions de type courant chargé dans 50 ktonnes d’eau. La clé conceptuelle de T2K est que le faisceau de neutrinos n’est pas orienté dans l’axe de Super-K (figure 2.2). Cela doit améliorer considérablement la qualité du faisceau pour l’apparition des ν_e . L’étude de la cinématique de la désintégration du π en μ et ν donne la formule qui relie l’énergie du neutrino à celle du pion :

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.3)$$

où m_π , m_μ , E_π , et p_π sont la masse du pion, la masse du muon, l’énergie du pion, et l’impulsion du pion respectivement. La figure 2.3 représente E_ν en fonction de E_π et de l’angle hors axe θ . Avec E_π fixée, plus l’angle hors axe est petit, plus l’énergie du neutrino est élevée. Le spectre d’énergie des neutrinos dépend bien de l’angle hors axe. Le spectre se déplace vers la zone de basse énergie quand l’angle hors axe augmente (figure 2.4).

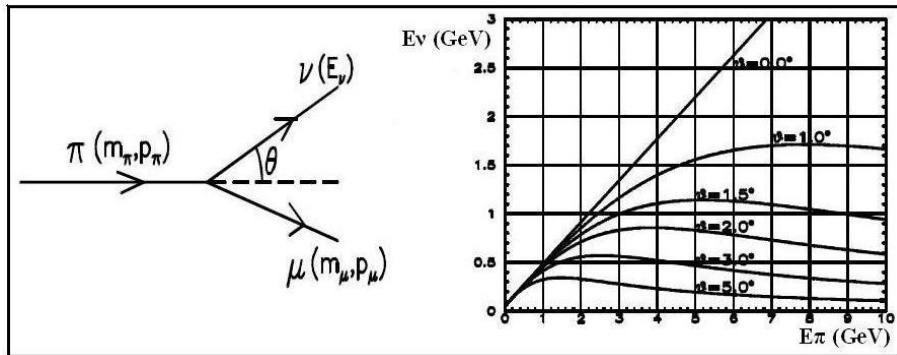


FIGURE 2.3 – Énergie du neutrino en fonction de l'énergie du pion et de l'angle hors axe dans la désintégration du pion.

En sélectionnant l'angle hors axe, le pic du spectre peut être choisi au maximum d'oscillation pour le détecteur lointain. Cette technique possède trois grands avantages par rapport au faisceau conventionnel sur axe. Premièrement, le flux des neutrinos à l'énergie désirée (maximum d'oscillation) est plus élevé qu'avec un faisceau sur axe. Deuxièmement, il y aura relativement aux expériences sur axe moins de neutrinos de hautes énergies. Ils ne contribuent pas au signal d'apparition mais au bruit de fond, en particulier par la production du π_0 via les courants neutres (π_0 se désintègre en deux γ , qui peuvent être pris pour le signal d'un électron produit par un ν_e). Troisièmement, le bruit de fond provenant de la contamination intrinsèque des ν_e du faisceau est plus petit pour la configuration hors axe, grâce à la cinématique de la désintégration. Il faut remarquer

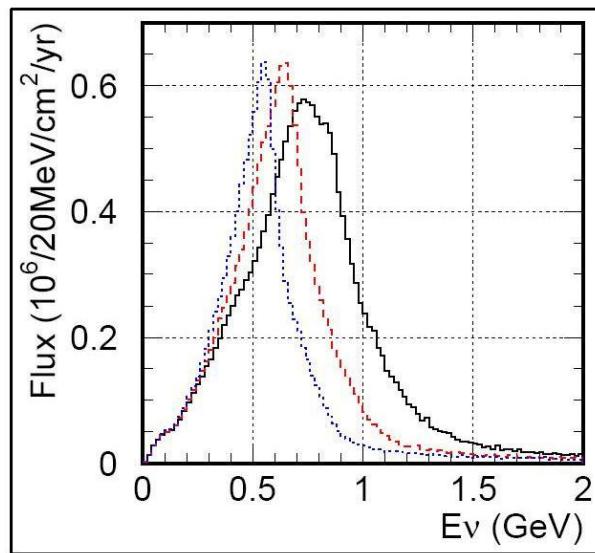


FIGURE 2.4 – Spectres d'énergie du faisceau hors axe : courbe continue en noir (2 degrés), courbe pointillée en rouge (2.5 degrés), et courbe pointillée en bleu (3 degrés). Quand l'angle hors axe augmente, le pic d'énergie se déplace vers les basses énergies et la largeur diminue.

que les propriétés du faisceau changent rapidement avec l'angle hors axe. Ces propriétés doivent être mesurées soigneusement pour minimiser les incertitudes systématiques dans les mesures d'oscillation. Ce contrôle sera réalisé par deux ensembles de détecteurs : l'un à 280 mètres (ND280 et INGRID) et l'autre à 295 km (Super-Kamiokande) en aval de la cible. Finalement, l'expérience T2K a choisi pour valeur de l'angle hors axe 2.5 degrés.

2.1.1 Disparition des neutrinos ν_μ

Les paramètres d'oscillation $\sin^2 2\theta_{23}$ et Δm_{32}^2 seront déterminés en mesurant la probabilité de survie des ν_μ après un parcours de 295 km.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) \approx \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27\Delta m_{32}^2 L/E_\nu) \quad (2.4)$$

Sélection	CC-QEL	CC-nonQEL	NC	Total ν_μ
Engendré dans le volume 22.5 ktonnes	4114	3737	3149	11000
(1) "22.5 FV"	3885	3011	1369	8265
(2) $E_{vis} \geq 30$ MeV	3788	2820	945	7553
(3) un anneau de type- μ	3620	1089	96	4805

TABLE 2.1 – Nombre d'événements attendu sans oscillation, pour 5×10^{21} POT qui correspond à cinq années d'opération, avec l'analyse de la disparition des ν_μ à AHA = 2.5° (Angle Hors Axe).

Les événements ν_μ dans le détecteur lointain Super-K sont sélectionnés comme des événements entièrement contenus dans le volume fiduciel de 22.5 ktonnes d'eau ("22.5 FV") dont l'énergie totale déposée (énergie visible, autrement appelée, E_{vis}) est supérieure à 30 MeV. De plus, ces événements doivent posséder un anneau de type- μ ("1 ring muon-like"). Le nombre d'événements attendus sans oscillation, à l'angle hors axe de 2.5° et avec 5×10^{21} POT "Protons On Target", qui correspond à cinq ans d'opération, est donné dans le tableau 2.1. Le nombre d'événements après l'oscillation en fonction de Δm_{32}^2 est récapitulé dans le tableau 2.2.

Δm_{23}^2 (eV ²)	CC-QEL	CC-nonQEL	NC	Total ν_μ
Sans oscillation	3620	1089	96	4805
2.0×10^{-3}	933	607	96	1636
2.3×10^{-3}	723	525	96	1344
2.7×10^{-3}	681	446	96	1223
3.0×10^{-3}	800	414	96	1310

TABLE 2.2 – Nombre d'événements attendus avec oscillation, pour 5×10^{21} protons, avec l'analyse de la disparition des ν_μ pour différentes valeurs de Δm_{32}^2 ($\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$).

Pour mesurer les paramètres d'oscillation, la distribution d'énergie des neutrinos est reconstruite pour les événements d'un anneau de type- μ entièrement contenus dans le volume fiduciel du détecteur Super-K en utilisant la méthode de vraisemblance maximale.

Cette distribution et le rapport entre la prédition avec des paramètres ajustés par d'autres expériences ($\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$, $\Delta m_{32}^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) et le spectre sans oscillation sont représentées dans la figure 2.5. Les erreurs statistiques prévues sont de 0.009 pour $\sin^2 2\theta_{23}$ et de $5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ pour Δm_{32}^2 . Elles sont montrées sur la figure 2.6 en fonction de la valeur de Δm_{32}^2 .

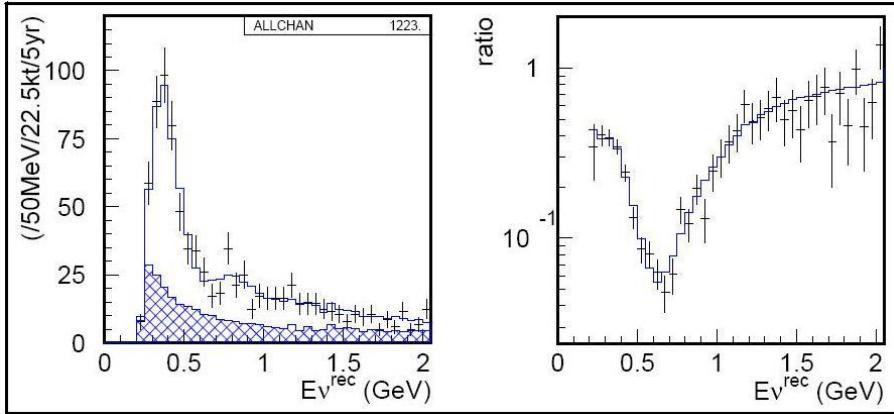


FIGURE 2.5 – (Gauche) Distribution d'énergie des neutrinos avec les paramètres ajustés ($\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2 = (1.0, 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$). La zone hachurée présente la composante non-QEL. (Droite) Le rapport de la distribution d'énergie reconstruite des neutrinos avec oscillation à celle sans oscillation ($AHA = 2.5^\circ$).

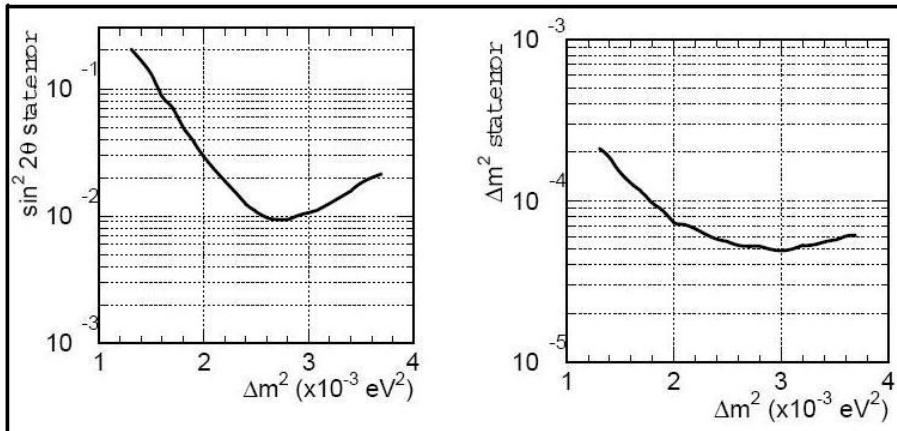


FIGURE 2.6 – L'erreur statistique des paramètres d'oscillation en fonction de Δm_{23}^2 . La valeur de $\sin^2 2\theta_{23}$ est supposée être égale à 1.0 ($AHA = 2.5^\circ$).

Pour garder l'erreur systématique plus petite que l'erreur statistique, les incertitudes systématiques doivent être de l'ordre de 5% pour le nombre d'événements prévu, 2% pour l'échelle d'énergie, et de 5 à 10% pour le rapport non-QEL/QEL. Ceci sera l'objectif principal de l'ensemble des détecteurs proches.

2.1.2 Apparition des neutrinos ν_e

Dans cette analyse, nous utilisons la formule approximative de la probabilité d'apparition des ν_e pour mesurer la valeur de θ_{13} .

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27 \Delta m_{31}^2 L / E_\nu) \quad (2.5)$$

Les coupures pour la sélection des ν_e sont basées sur l'analyse des neutrinos atmosphériques de SK-1. Les événements doivent être contenus entièrement dans le volume fiduciel du détecteur, avec le signal d'un anneau de type "électron" (type- e) et l'énergie visible supérieure à 100 MeV. En plus, l'électron ne doit pas être un produit de désintégration ("decay-e"). L'identification de l'électron élimine la plupart des événements muoniques. La coupure "decay-e" réduit les événements de type CC-inélastique associés au π_0 . À cette étape, la source principale du bruit de fond est le π_0 produit par interactions de type courant neutre (NC). On peut encore réduire le bruit de fond en exigeant que l'énergie reconstruite du neutrino soit autour du maximum d'oscillation : $0.35 \text{ GeV} \leq E_\nu^{rec} \leq 0.85 \text{ GeV}$.

Grâce à une coupure spécifique dite "séparation e/π_0 " en considérant par exemple la différence entre l'angle de la trace sortante et la masse reconstruite, le bruit de fond π_0 peut encore être considérablement réduit et comparable au bruit de fond prédict pour les ν_e intrinsèques du faisceau. Le tableau 2.3 représente le nombre d'événements après les différentes sélections pour 5×10^{21} POT (première phase de T2K), avec $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$.

Sélection	CC ν_μ BdF	NC ν_μ BdF	faisc. ν_e BdF	CC ν_e Signal
"22.5 FV", $E_{vis} \geq 100 \text{ MeV}$	2215	847	184	243
1 anneau de type- e (pas "decay-e")	12	156	71	187
$0.35 \text{ GeV} \leq E_\nu^{rec} \leq 0.85 \text{ GeV}$	1.8	47	21	146
séparation e/π_0	0.7	9	13	103

TABLE 2.3 – Nombre d'événements sélectionnés avec l'analyse de l'apparition des neutrinos ν_e pour 5×10^{21} protons. Les valeurs $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ ont été utilisées pour le calcul.

La figure 2.7 représente la limite supérieure de θ_{13} pour 5×10^{21} POT, avec $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$, et $\delta = 0, \pi/2, -\pi/2, \pi$, en supposant une incertitude systématique de 10% due à la soustraction du bruit de fond. La sensibilité est de $\sin^2 2\theta_{13} = 0.008$ à 90% CL pour $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Ce résultat doit améliorer d'un ordre de grandeur la limite obtenue par CHOOZ.

2.1.3 Analyse des neutrinos ν_τ et neutrinos $\nu_{stérile}$

L'analyse de l'apparition des ν_τ a été faite par la collaboration Super-Kamiokande [19]. Cette mesure défavorise une solution $\nu_\mu \rightarrow \nu_{stérile}$ concernant le déficit des neutrinos muons atmosphériques. Pourtant, la recherche du canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_{stérile}$ avec un angle de mélange petit va rester un sujet d'étude pour l'expérience T2K.

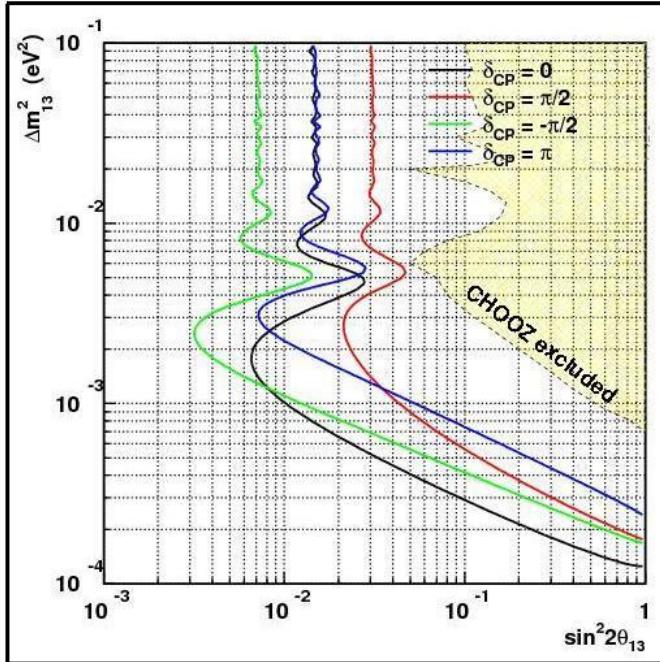


FIGURE 2.7 – Sensibilité de la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$ pour 5×10^{21} POT, avec un angle de mélange maximal, $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ et une phase de violation CP $\delta = 0, \pi/2, -\pi/2, \pi$. La région exclue (90%) de CHOOZ est aussi représentée pour comparaison ($\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$).

Les événements de type courant neutre (NC) représentent approximativement la somme des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, ν_μ , et ν_τ . C'est donc en combinant la mesure du nombre d'événements NC avec celles des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ que l'on obtiendra indirectement le nombre d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. Dans le faisceau basse énergie de neutrinos, les interactions NC identifiables dominantes sont les productions d'un seul π_0 . Les coupures suivantes sont appliquées pour la sélection de π_0 -NC : (1) les événements sont entièrement contenus dans le volume fiduciel, (2) $100 \text{ MeV} \leq E_{vis} \leq 1500 \text{ MeV}$, (3) seuls les événements de deux anneaux de type-e sont sélectionnés pour éliminer les CC-inélastiques avec un π_0 (plus que deux anneaux), (4) les événements "decay-e" sont rejetés pour diminuer encore plus le bruit de fond CC.

Avec ces coupures, il reste 255 événements attendus au total ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), avec une pureté de 91%, pour une intensité de 5×10^{21} POT. La sensibilité à la fraction des ν_s dans le paquet $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est représentée, sur la figure 2.8, comme relation entre Δm^2 et $\sin^2 2\theta_s$. On obtient le meilleur ajustement : $\sin^2 2\theta_s \leq 0.2$, à $\Delta m^2 \simeq 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Sur cette même figure (à droite), $\sin^2 2\theta_s$ est tracé en fonction du temps de prise de données de l'expérience pour deux valeurs de l'erreur systématique : 5% et 10%. L'erreur systématique principale pour cette analyse provient de la production π_0 -NC.

Coupures	CC ν_μ BdF	NC ν_μ $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	NC ν_μ $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$	ν_e BdF
"22.5 FV"	3173	3239	1165	236
$100 \text{ MeV} \leq E_{\text{vis}} \leq 1500 \text{ MeV}$	184	724	429	109
2 anneaux de type- e	31	281	125	19
"decay- e " rejeté	9	255	104	14

TABLE 2.4 – Nombre d'événements sélectionnés dans l'analyse de l'apparition des ν_τ , pour $5 \times 10^{21} \text{ POT}$. Les oscillations en ν_τ et en ν_s sont comparées. Les valeurs utilisées sont $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$, $\Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

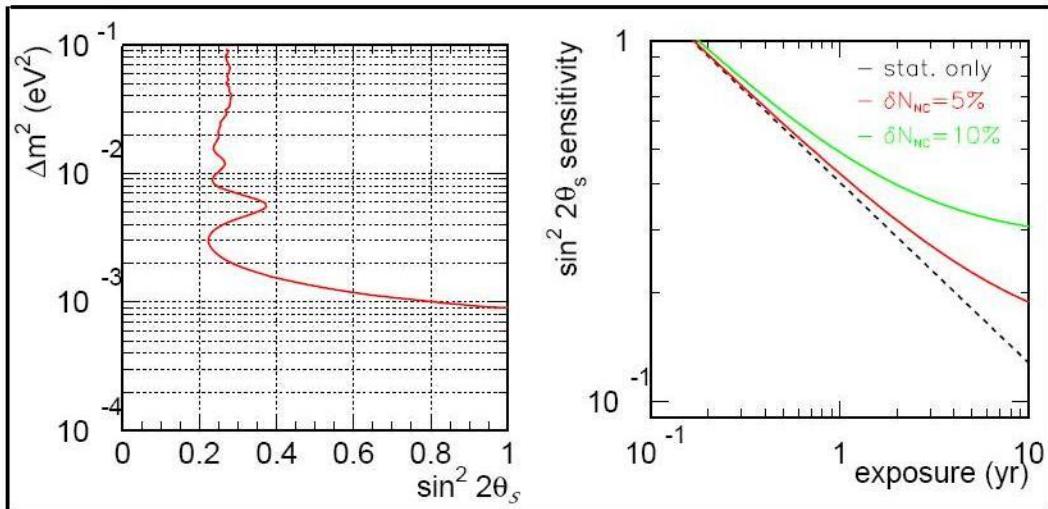


FIGURE 2.8 – (Gauche) Sensibilité au neutrino stérile ν_s dans le plan $(\sin^2 2\theta_s, \Delta m^2)$ pour $5 \times 10^{21} \text{ POT}$. (Droite) Sensibilité en fonction du temps avec différentes incertitudes estimées du bruit de fond.

2.2 Le faisceau de neutrinos ν_μ

Les protons sont accélérés jusqu'à 50 GeV par un synchrotron situé à JPARC (figure 2.9) dans la ville de Tokai au Japon, et transportés vers la cible de production du faisceau secondaire de pions. L'intensité nominale du faisceau de protons est de 3.3×10^{14} protons/bouffée au rythme de répétition de $\sim 0.3 \text{ Hz}$. Cela correspond à une puissance du faisceau de 0.74 MW. La bouffée a une largeur de $5.6 \mu\text{s}$, et contient 8 paquets de largeur de 58 ns. On définit un an d'opération comme 10^{21} POT "Protons On Target", qui correspond à environ 130 jours de fonctionnement. Les protons sont arrêtés sur une cible de carbone pour engendrer des pions qui se désintègrent ensuite en ν_μ , mais aussi des kaons qui contribuent au bruit de fond de l'apparition ν_e . La cible de production est du graphite de 3 cm de diamètre et de 9 cm de longueur. Trois cornes électromagnétiques sont utilisées pour focaliser sur l'axe principal les pions chargés produits dans la cible. La cible est mise dans la première corne pour une meilleure collection et focalisation des pions. Ces cornes sont pilotées par un courant de 320 kA synchronisé avec le faisceau de protons. Les pions focalisés se désintègrent en muons et neutrinos muoniques dans un

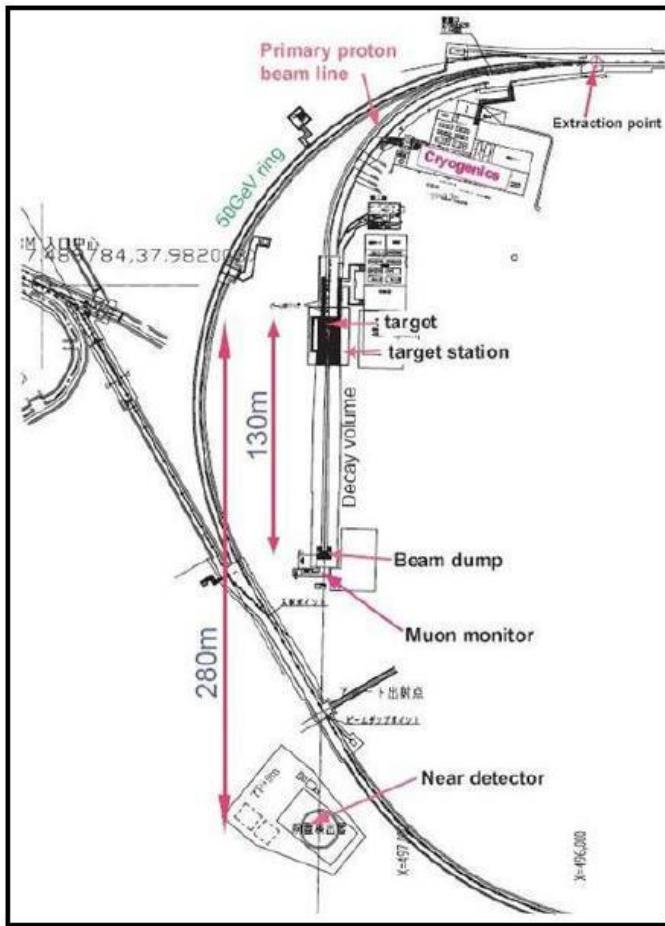


FIGURE 2.9 – Ligne d'extraction du faisceau de neutrinos à JPARC (Tokai).

tunnel de 100 mètres en aval des cornes. Le tunnel de désintégration est rempli par un gaz d'Hélium de 1 atm pour réduire l'absorption des pions et empêcher la production de tritium. Les muons seront arrêtés dans un mur mis au fond du tunnel.

L'expérience T2K a choisi la configuration dite hors axe de 2.5 degrés comme expliquée dans la section précédente pour produire un spectre d'énergie étroit [57]. L'axe du faisceau est déplacé de quelques degrés par rapport à la direction du détecteur lointain. Avec un angle de désintégration différent de zéro, l'énergie du neutrino devient presque indépendante de l'impulsion du pion grâce aux caractéristiques de la transformation de Lorentz. Le pic du spectre peut être ajusté en choisissant l'angle hors axe. Avec une distance d'oscillation de 295 km, T2K doit fixer un angle hors axe de 2.5 degrés pour obtenir une énergie des neutrinos entre 0.5 et 0.9 GeV, avec un maximum autour de 0.7 GeV. La zone sensible pour Δm_{31}^2 correspondra à $1.6 \times 10^{-3} - 4 \times 10^{-3}$ eV² en se basant sur les résultats des expériences SK et K2K [58, 59]. On peut produire des neutrinos ν_μ ou des anti-neutrinos $\bar{\nu}_\mu$ par le changement de polarisation des aimants des cornes.

Une simulation complète du faisceau de neutrinos utilisant le code Geant3 a été pro-

duite pour obtenir le flux de neutrinos dans les détecteurs proches sur axe et hors axe. Les spectres d'énergie des neutrinos sur axe et hors axe sont représentés dans la figure 2.10. La fraction de neutrinos ν_e autour du pic est de $\sim 0.5\%$. Le nombre d'événements attendus dans chaque détecteur proche est calculé avec NEUT et GEANT3. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.5.

position du détecteur	ν_μ (événements/tonne/ 10^{21} POT)	ν_e (événements/tonne/ 10^{21} POT)
sur axe	1.08×10^6	9.32×10^3
hors axe	1.70×10^5	3.34×10^3

TABLE 2.5 – Nombre d'interactions attendues pour chaque détecteur proche. Les valeurs correspondent à une année d'opération (10^{21} POT).

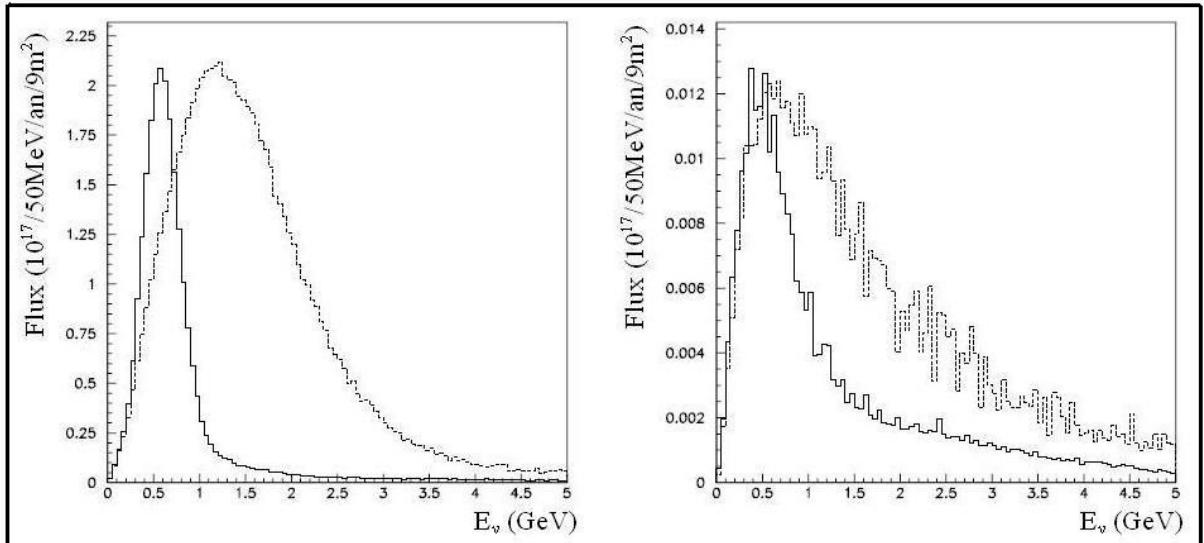


FIGURE 2.10 – Spectre des ν_μ (gauche) et des ν_e (droite) dans les détecteurs proches. Les histogrammes continus représentent les flux hors axe, et les histogrammes pointillés représentent les flux sur axe.

2.3 Les détecteurs proches

2.3.1 Les moniteurs muons et neutrinos

Le contrôle de la direction du faisceau de neutrinos est très important pour réduire l'incertitude systématique d'une expérience à longue distance. Dans l'expérience T2K, un changement de 1 mrad de la direction des neutrinos correspond à environ 25 MeV de déplacement du pic d'énergie. Pour atteindre la précision de l'expérience $\delta(\Delta m^2) \simeq 10^{-4} \text{ eV}^2$, la direction du faisceau de neutrinos muons doit être contrôlée à mieux que 1 mrad. C'est l'objectif principal des moniteurs muons et neutrinos. Ils vérifient aussi la stabilité dans

le temps du faisceau.

Le moniteur muon (MUMON) mesure l'intensité du faisceau de protons pour chaque bouffée. Ce détecteur, placé derrière le mur à la fin du tunnel de désintégration des pions, détecte les muons de haute énergie ($> 5 \text{ GeV}$). Comme les muons sont produits par les mêmes particules que les neutrinos, les propriétés des muons doivent être reliées à celles des neutrinos. Le profil et l'intensité du faisceau de muons sont également sensibles aux conditions du système des cornes magnétiques et à la position des protons primaires. Le flux de muons prévu pour ce détecteur est de $\sim 10^8 \text{ muons/cm}^2/\text{bouffée}$ au centre du faisceau, qui correspond à $\mathcal{O}(10^{15}) \text{ muons/cm}^2$ pour une année d'opération. Le détecteur va subir de très hautes radiations. Il est le seul instrument capable d'assurer la qualité du faisceau pour chaque bouffée. Il doit être donc robuste et stable durant toute la prise des données.

MUMON ne va observer qu'une petite fraction des muons produits par les protons, leurs énergies doivent être plus grandes que 5 GeV. Il est important de mesurer directement la direction du faisceau de neutrinos muons. Ce moniteur, appelé INGRID, "Interactive Neutrino GRID", a été installé dans ce but dans le hall des détecteurs proches situé à 280 mètres de la cible de production. INGRID va mesurer la direction et le profil du faisceau de neutrinos muons en mesurant directement ces particules. Il doit mesurer l'angle hors axe avec une précision meilleure que 1 mrad. Le taux d'événements autour du centre du faisceau est estimé à $\sim 0.3 \text{ événement/tonne/bouffée}$. Pour contrôler la stabilité du taux d'événements (direction) meilleure que 1% (1 mrad) de précision pour une journée d'opération ($\simeq 2.5 \times 10^4$ bouffées), une masse fiduciale de l'ordre de 10 tonnes est nécessaire pour chaque module de ce détecteur. De plus, la variation de l'efficacité du détecteur suivant le profil du faisceau doit être calibrée à 1% de précision au cours de l'expérience. Ce détecteur sera décrit en détail dans le chapitre suivant et est l'objet principal de ma thèse.

2.3.2 Le détecteur proche hors axe ND280

Le hall des détecteurs proches se situe à 280 mètres de la cible. Le diamètre du puits est de 20 mètres, sa profondeur de 40 mètres pour couvrir un angle hors axe entre 2° et 3° . Le détecteur proche ND280 est placé hors axe, sur la ligne rejoignant le centre de désintégration des pions et le détecteur lointain Super-K. Son rôle est de caractériser le faisceau de neutrinos envoyé à Super-K. Il doit être capable d'identifier toutes sortes d'interactions comme les quasi-élastiques CCQE, les résonances chargées CCRES, les événements profondément inélastiques CCDIS, et les interactions de type courant neutre NC. Il va mesurer le flux, le spectre d'énergie, et les sections efficaces d'interaction avant que les neutrinos n'aient la chance d'osciller. Le détecteur ND280, illustré dans la figure 2.11, contient les éléments suivants : un détecteur π_0 pour détecter des interactions de type courant neutre ; un trajectographe pour détecter les particules chargées des interactions de type courant chargé ; un calorimètre électromagnétique pour détecter des photons ; un SMRD ("Side Muon Range Detector") pour détecter les muons produits à grand angle par rapport à la direction du faisceau de neutrinos ; et un aimant de l'expérience UA1 au

CERN de 0.2 T fournissant le champ magnétique pour le trajectographe.

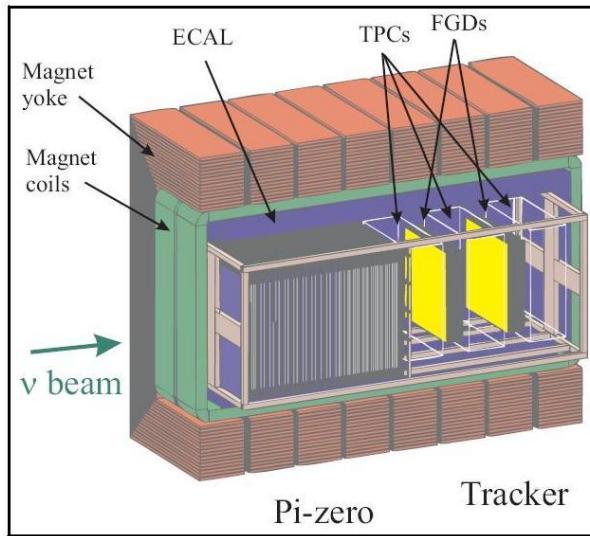


FIGURE 2.11 – Le détecteur proche hors axe ND280.

1. Le Détecteur Pi-Zéro (P0D) : se place à l'entrée, par rapport au faisceau, du ND280. Il est optimisé pour mesurer le taux de production de π_0 . Le P0D est formé de plans de traçage, qui sont constitués alternativement par des scintillateurs et des feuilles de plomb. Des couches passives d'eau jouent le rôle de cible pour mesurer les interactions de neutrinos sur l'oxygène comme pour le détecteur lointain Super-K. Le P0D est approximativement cubique et couvert sur ses 6 côtés par un calorimètre électromagnétique.
2. Le Trajectographe : ce détecteur en aval du P0D est optimisé pour mesurer l'impulsion des particules chargées, particulièrement les muons et les protons produits par interactions CC, et pour mesurer le bruit de fond ν_e contenu dans le faisceau. Ce trajectographe consiste en 3 TPC et 2 FGD.
 - Les Chambres à Projection Temporelle (TPC) : elles mesurent les composantes de l'impulsion du muon produit par interactions de type courant chargé dans le détecteur, et fourniront la mesure la plus précise du spectre d'énergie des neutrinos. Le traçage en 3D et les mesures de dE/dx vont permettre de déterminer également le signe des particules chargées et d'identifier les muons, les pions, et les électrons.
 - Les DéTECTEURS à Grains Fins (FGD) : deux modules placés entre les TPC comportent des bandes de scintillateurs finement segmentées. Les FGD sont les cibles pour les interactions de neutrinos qui seront mesurées par les TPC. Les FGD mesurent aussi la direction et la distance de recul des protons produits par interactions CC. On pourra aussi identifier les événements de type CCQE et CC non-QE. Un module FGD comprend des scintillateurs plastiques, alors que l'autre comprend à la fois des scintillateurs plastiques et de l'eau. L'eau va permettre une

détermination des sections efficaces exclusives des neutrinos dans l'eau. Ces résultats seront utilisés pour l'analyse des événements dans le détecteur lointain Super-K.

3. Le Calorimètre Électromagnétique (Ecal) : c'est un détecteur entourant le P0D et le trajectographe constitué par des scintillateurs et du plomb segmentés. Son but principal est de mesurer les rayons γ produits dans le ND280 qui ne s'arrêtent pas dans les détecteurs intérieurs et qui sont critiques pour la reconstruction et identification des désintégrations du π_0 .
4. L'Aimant UA1 : le détecteur ND280 est contenu dans l'aimant UA1. Les dimensions intérieures de cet aimant sont $3.5 \times 3.6 \times 7.0 \text{ m}^3$. Il fournit le champ magnétique nécessaire pour courber la trajectoire des particules chargées, notamment les muons dans les TPC et mesurer leurs impulsions.
5. Le SMRD ("Side Muon Range Detector") : l'aimant UA1 contient une série d'interstices. Dans la plupart de ces interstices, des scintillateurs sont installés pour mesurer la distance parcourue par les muons produits dans les FGD à grand angle par rapport à la direction du faisceau, et qui par conséquent ne traversent aucune des TPC. Le SMRD est également utilisé comme veto contre des événements entrant dans le détecteur, et comme déclencheur pour les calibrations.

Dans le cas idéal, les incertitudes systématiques devraient au premier ordre s'annuler en utilisant les spectres mesurés du détecteur proche. En réalité, le détecteur proche est différent du détecteur lointain en terme de matériel, de dimension et d'efficacités. Le fait que le détecteur proche se situe près du tunnel de désintégration va produire malheureusement un rapport des spectres lointain-à-proche ("far-to-near ratio") complexe. En effet, le détecteur Super-K voit le volume de désintégration comme un point de source tandis que pour le ND280, la longueur du tunnel n'est pas négligeable.

Sur la figure 2.12, les spectres des sites proche et lointain sont comparés. La position du pic se déplace légèrement vers les hautes énergies pour le détecteur lointain. Le rapport des spectres montre une grande différence dans la région des basses énergies, de l'ordre de $40 \sim 50\%$ entre les deux détecteurs. Pour des distances plus longues que 1 km, les effets des angles solides et de la longueur du tunnel deviennent petits, et le rapport lointain-à-proche sera plat et proche de l'unité. Une solution serait de mettre un détecteur intermédiaire, similaire au détecteur lointain, à $\sim 2 \text{ km}$ du point de la production. Une autre approche est de bien comprendre le faisceau et les réponses du détecteur ND280 et de corriger les différences entre "proche" et "lointain" par simulations.

Les mesures des sections efficaces et des flux absous sont toujours corrélées. Ce problème sera résolu en prenant la section efficace CCQE comme section efficace de référence dans l'expérience. Ainsi, les mesures seront faites sur le flux multiplié par la section efficace CCQE ($\Phi_\nu \times \sigma_{CCQE}$), et pour chaque type spécifique d'interaction, le rapport (σ / σ_{CCQE}) sera déterminé. Le processus CCQE peut être utilisé comme référence car il est théoriquement bien compris, et l'expérience peut sélectionner ces événements avec une bonne

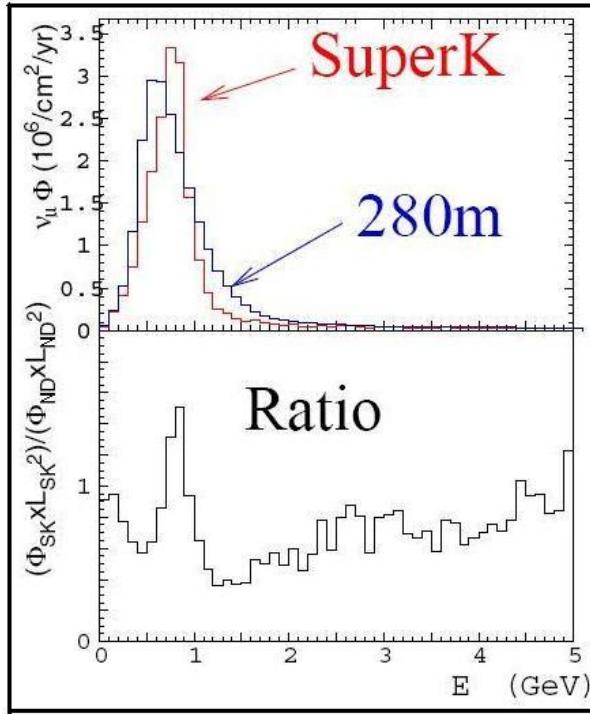


FIGURE 2.12 – Comparaison des spectres proche et lointain. Le flux au site lointain est multiplié par $(295/0.28)^2$.

efficacité. À cause des différences significatives entre les détecteurs proche et lointain, on doit mesurer toutes les réponses différentes en fonction de l'énergie des neutrinos, normalisées à la section efficace CCQE au lieu d'utiliser simplement le $(\Phi_\nu \times \sigma)$ du détecteur proche. Dans le cas des courants neutres NC, où l'énergie du neutrino est inconnue, on va supposer que les spectres sont similaires pour les détecteurs proche et lointain.

Le spectre lointain dans Super-K est estimé en corrigeant celui mesuré au détecteur proche par une fonction d'extrapolation obtenue par la simulation Monte Carlo du faisceau. Le résultat de simulation est robuste à 5% en changeant le modèle de production des pions au point de cible des protons [60]. Grâce à la dépendance du spectre d'énergie des neutrinos par rapport à l'angle hors axe, on peut examiner la prédition Monte Carlo pour le profil du faisceau en fonction de l'énergie, une donnée importante pour calculer le rapport lointain/proche. N'importe quelle différence dans l'échelle d'énergie entre les détecteurs proche et lointain va causer une distorsion dans le spectre des neutrinos ν_μ . Ceci est une des incertitudes systématiques principales dans la mesure de la disparition des ν_μ . L'échelle d'énergie doit être comprise au niveau de 2% pour le détecteur proche afin de respecter le maximum des erreurs systématiques permises.

2.4 Le détecteur lointain

Le détecteur lointain Super-K est un détecteur à eau Cerenkov cylindrique de 50 ktonnes. Il est placé à 1000 mètres sous terre dans la mine Kamioka de la Préfecture de Gifu. Il appartient à l'Observatoire du Kamioka, Institut de Recherche des Rayons Cosmiques de l'Université de Tokyo. La profondeur est équivalente à 2700 mètres d'eau, ce qui protège le détecteur contre les rayons cosmiques. L'expérience Super-K a commencé à prendre des données en avril 1996 pour différentes motivations physiques, comme la recherche des désintégrations des nucléons, les mesures sur les neutrinos atmosphériques et solaires, et l'observation des neutrinos de Supernova. Il y a eu un accident grave en 2001, la moitié des tubes de photo-multiplicateur étaient en panne. Super-K fonctionnait partiellement jusqu'au Juillet 2005, et la restauration en état initial de Super-K a duré en un an, jusqu'au Juin 2006.

2.4.1 Principe de détection

Le détecteur Super-K détecte les photons Cerenkov générés par des particules chargées qui se propagent dans l'eau dans les interactions :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow p + \mu^- \\ \nu_e + n &\rightarrow p + e^- \end{aligned} \tag{2.6}$$

Utilisant l'information sur le temps d'arrivée du photon et la hauteur de l'impulsion pour chaque PMT ("photo multiplier tube"), la reconstruction est faite pour la position du vertex, le nombre des anneaux, la direction, l'impulsion, et l'identification de la particule chargée. Les photons Cerenkov sont émis quand la particule chargée se déplace dans un environnement avec une vitesse plus grande que la vitesse de la lumière. Ils sont émis sur un cône de demi-angle θ , qui est l'angle Cerenkov, par rapport à la direction de la particule. L'angle θ est déterminé comme suivant :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \tag{2.7}$$

où n est l'indice de réfraction de l'environnement ($n = 1.33$ pour l'eau), $\beta = v/c$ est la vitesse relative de la particule chargée. Dans l'eau, θ est d'environ 42° pour $\beta = 1$. Les impulsions seuil pour les électrons, les muons, les pions et les protons sont 0.58, 120, 159 et 1070 MeV, respectivement. Le nombre de photons Cerenkov émis est déterminé par la formule :

$$\frac{d^2N}{dxd\nu} = \frac{2\pi\alpha}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \tag{2.8}$$

où x est la longueur du parcours, ν est la fréquence des photons, et α est la constante de structure fine. Il y a approximativement 340 photons émis par cm dans l'eau pour la région de longueur d'onde $300 \sim 600$ nm où les PMT sont sensibles. La résolution typique pour le vertex, l'angle et l'énergie d'un muon de 1 GeV est de 30 cm, 3° et 3% respectivement. La différence de forme des anneaux Cerenkov (l'anneau est clair pour les muons et flou pour les électrons) donne une bonne identification e/μ . De plus, ils peuvent être séparés par la détection des électrons fils de la désintégration du muon.

2.4.2 Le réservoir d'eau

Le détecteur Super-K est un réservoir en acier inoxydable cylindrique. Sa taille est 39 m de diamètre et 41 m de hauteur. Il contient 50 ktonnes d'eau pure. Le détecteur se sépare en deux parties : le détecteur intérieur (ID) et le détecteur extérieur (OD). Ces deux parties sont séparées par une paire de plaques opaques de 55 cm, qui enferment une région optiquement insensible de 55 cm d'épaisseur. Il y a des charpentes en acier inoxydable dans cette région morte pour soutenir les PMT (figure 2.13).

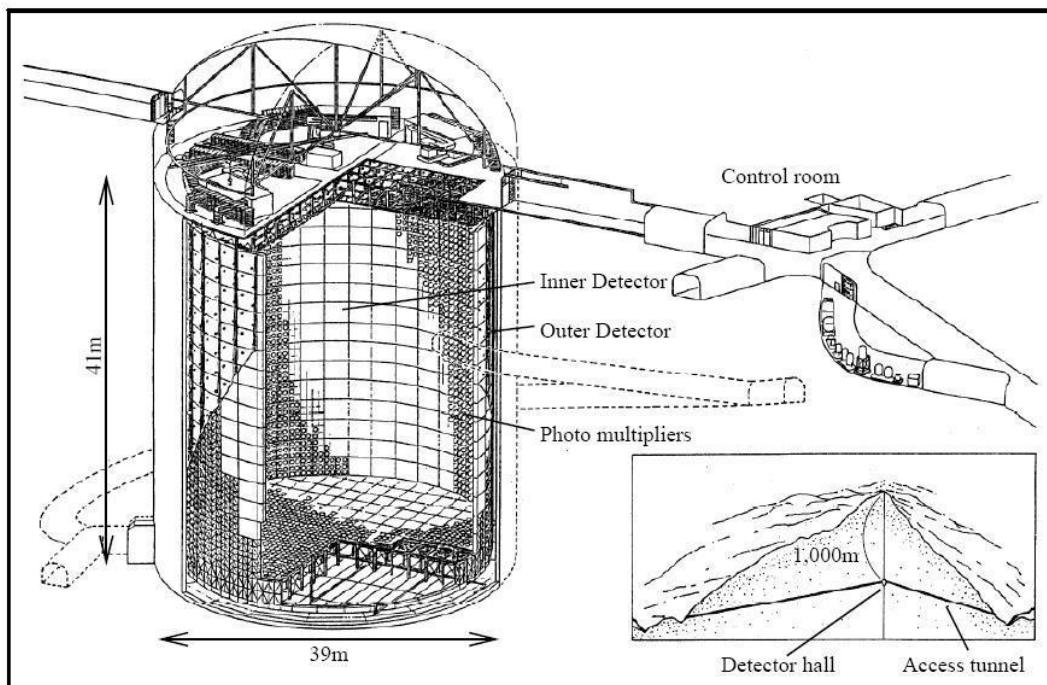


FIGURE 2.13 – Vue schématique du détecteur Super-K.

Le détecteur intérieur ID est un cylindre de 33.8 m de diamètre et 36.2 m de hauteur. Il y a 11146 PMT de 50 cm de diamètre qui sont montés sur la surface intérieure dont 70% d'entre eux sont attachés sur le mur, et le reste collé au plafond et au sol. L'espace de 70 cm entre les PMT se recouvre de feuilles noires en polyéthylène pour empêcher la réflexion de la lumière et pour avoir une séparation optique.

L'épaisseur du détecteur extérieur OD est de 2.0 m pour la surface latérale, et de 2.2 m pour le plafond et le sol. Il y a 1885 PMT montés sur la surface extérieure, dont 1275 PMT sont attachés au mur, 302 au plafond et 308 au sol. Le diamètre de ces PMT est de 20 cm. La surface intérieure du OD est couverte par des feuilles Tyvec, un type de matériel réfléchissant pour maximiser l'efficacité de détection de la lumière. Le OD est utilisé comme veto pour identifier les muons cosmiques entrants. La quantité d'eau de 2 m d'épaisseur joue aussi le rôle de bouclier contre des rayons gamma et des neutrons du bruit de fond engendrés par les roches environnantes.

Le volume fiduciel est défini à 2 mètres à partir du mur du ID, et la masse totale de ce volume est de 22.5 ktonnes.

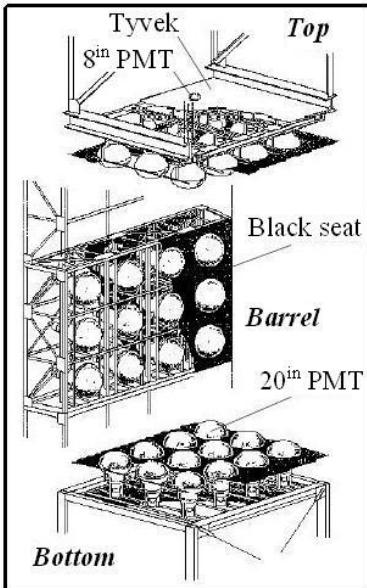


FIGURE 2.14 – Vue schématique du système soutenant les PMT.

2.4.3 Les tubes photomultiplicateur PMT

a) Les PMT intérieur

La figure 2.15 (gauche) montre une vue schématique des PMT de 50 cm de diamètre (Hamamatsu R3600), qui ont été développés par Hamamatsu Photonics Company en collaboration avec les expériences Kamiokande et Super-K. La photo-cathode est en bialkali (Sb-K-Cs), qui est apte à la détection de la lumière Cerenkov. Cette figure (droite) montre aussi l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde pour ces PMT. L'efficacité maximale est obtenue à $\lambda = 400$ nm, correspondant au pic de la distribution de longueurs d'onde pour les lumières Cerenkov. Pour avoir une réponse uniforme des PMT, on maintient le champ magnétique dans le détecteur plus petit que 100 mG. Il y a 26 rouleaux de Helmholtz arrangés dans le réservoir pour compenser le champ géo-magnétique. Le gain des PMT est environ 10^7 à 2000 V. Le taux de comptage dans le noir "dark noise rate" est de 3.1 kHz pour un seuil de 0.2 photoélectron et la résolution en temps est d'environ 2.5 ns.

b) Les PMT extérieur

Les PMT de 20 cm de diamètre (Hamamatsu R1408) ont été utilisés dans l'expérience IMB. Pour chaque PMT, un système de décalage de longueur d'onde a été attaché pour augmenter l'efficacité de détection de 60%. Sa taille est de $60 \times 60 \times 1.3$ cm³. La résolution en temps devient moins bonne (11 ns sans le système et 15 ns avec) mais reste suffisante pour identifier des événements du bruit de fond.

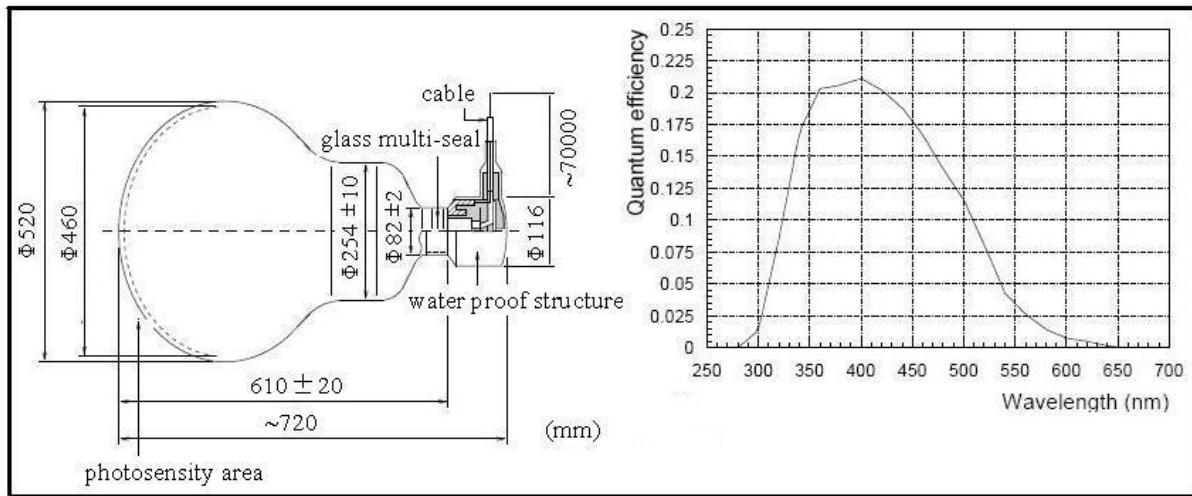


FIGURE 2.15 – Vue schématique du PMT de 50 cm de diamètre et de son efficacité quantitative.

2.4.4 Synchronisation du temps avec un GPS

Les interactions des neutrinos qui arrivent de l'accélérateur seront identifiées par synchronisation du temps entre la bouffée du faisceau à JPARC et le signal à Super-K. Un GPS ("Global Positioning System") est utilisé dans ce but. La précision de la synchronisation entre deux sites a été démontrée plus petite que 200 ns dans l'expérience K2K. Grâce à cette contrainte en temps très stricte et à l'environnement calme de la mine Kamioka profonde, la coïncidence du bruit de fond entrant est presque négligeable. Le taux de chance typique de coïncidence avec des événements neutrinos atmosphériques est de 10^{-10} /bouffée, ce qui est beaucoup plus petit que le taux de signal, environ 10^{-3} /bouffée.

3

Le détecteur INGRID

Ce détecteur a été très récemment installé dans le puits 280 mètres. Étant donnée sa position, il fait partie à la fois de l'ensemble des détecteurs "proches" ayant pour objet le contrôle des erreurs systématiques de T2K, et des détecteurs "faisceaux" qui doivent assurer la bonne qualité et la stabilité des neutrinos produits par l'accélérateur de JPARC. En collaboration avec l'Université de Kyoto, notre laboratoire a investi d'importants moyens dans la conception, la réalisation, l'installation et l'exploitation du détecteur INGRID "Interactive Neutrino GRID". Il représente le sujet principal de mon travail de thèse. La figure 3.1 montre l'emplacement d'INGRID dans le puits 280 m. Les deux modules supplémentaires "hors croix" d'INGRID ne sont pas représentés et font encore l'objet de simulations.

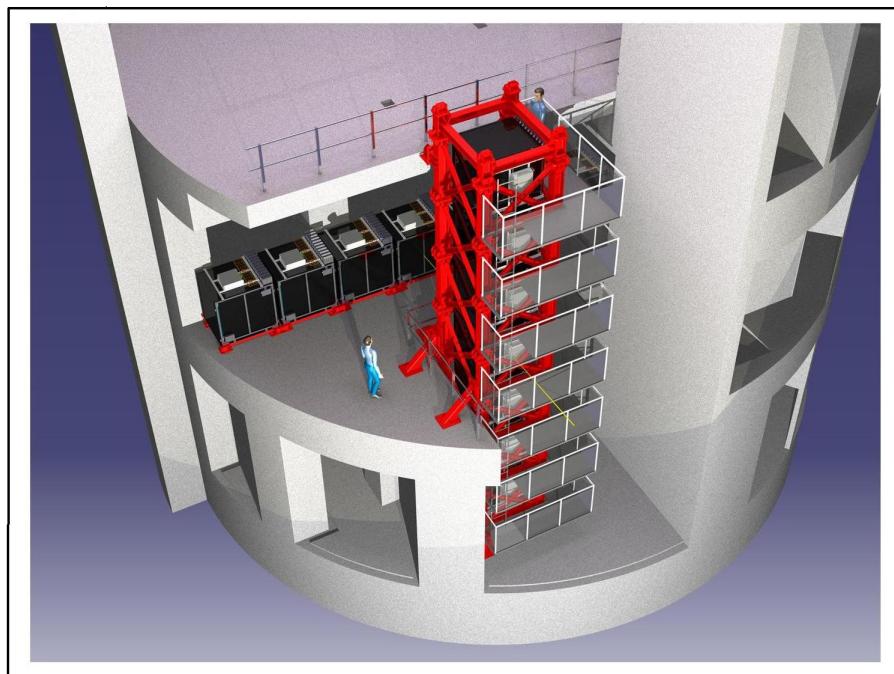


FIGURE 3.1 – Le détecteur "sur axe" INGRID dans le puits 280 m de profondeur 37 mètres.

3.1 Les objectifs

Le détecteur INGRID est un élément très important pour contrôler le faisceau de neutrinos muons dans l'expérience T2K. Il se situe sur axe à 280 mètres en aval de la cible de graphite. Il contrôle directement le faisceau par la mesure, dans les plans (X,Y) perpendiculaires au faisceau, de la distribution des neutrinos. Il est sensible aux neutrinos de toutes énergies supérieures à 200 MeV. INGRID doit garantir la direction des neutrinos une fois le faisceau réglé par entre autres le détecteur MUMON. Il contrôlera aussi certaines propriétés du faisceau comme l'intensité relative et l'énergie moyenne des neutrinos avec assez de statistique toutes les 24 heures. La configuration définitive de l'expérience T2K pour l'angle hors axe est de 2.5 degrés. Ainsi, le centre d'INGRID correspond à zéro degré et le détecteur lointain Super-K correspond à 2.5 degré. La figure 3.1 montre les modules horizontaux et verticaux du détecteur INGRID installé dans le puits 280 m.

3.1.1 Contrôle de la direction du faisceau

L'objectif principal du détecteur INGRID est de contrôler la direction du faisceau de neutrinos muons. Cette direction est définie par l'axe de désintégration des pions produits sur la cible de carbone par le faisceau primaire de protons. La figure 3.2 représente la variation du flux et du pic d'énergie du faisceau de neutrinos au détecteur Super-K en fonction de l'angle entre la direction du faisceau et la direction de Super-K c'est à dire l'angle "hors axe". Ainsi, pour minimiser les erreurs systématiques de l'énergie et du flux, la direction du faisceau doit être contrôlée à mieux que 1 mrad, qui correspond à la précision demandée de 2% pour l'énergie et de 3% pour le flux.

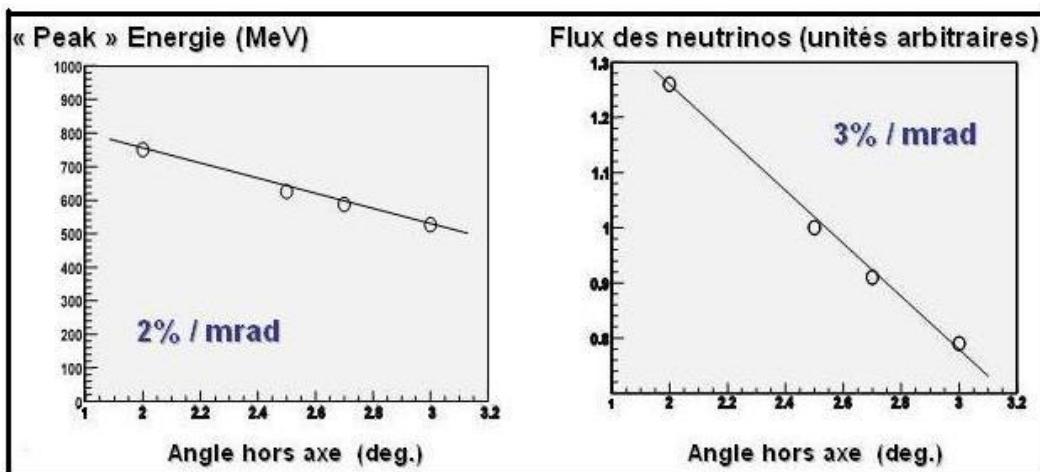


FIGURE 3.2 – La variation du pic d'énergie (gauche) et du flux (droite) du faisceau de neutrinos à Super-K en fonction de l'angle hors axe. L'objectif d'INGRID est de contrôler l'angle avec une précision meilleure que 1 mrad (0.06°) toutes les 24 heures.

Après avoir appliqué plusieurs coupures, des premières simulations des détecteurs dans le puits 280 m montrent que la contamination du bruit de fond des neutrinos interagissant en dehors du détecteur est d'environ quelque pour cent seulement. La sensibilité d'INGRID

à la direction du faisceau est étudiée en utilisant l'intensité de la période du commissioning de l'accélérateur de JPARC, qui est 1% de l'intensité nominale. Dans ce scénario, un mois de prise de données correspond à 2.4×10^{18} protons primaires sur la cible ou POT (Proton On Target). Après la sélection des événements "neutrinos", le profil du faisceau sera mesuré comme montré dans la figure 3.3 avec 7 modules horizontaux d'INGRID. Sans tenir compte des incertitudes systématiques, le centre du faisceau doit être mesuré avec une précision de 2.4 cm, qui correspond à une précision de ~ 0.1 mrad sur l'angle nul du faisceau. Cela satisfait largement la contrainte de 1 mrad de l'expérience mais n'inclue pas les erreurs systématiques de la ligne de faisceau.

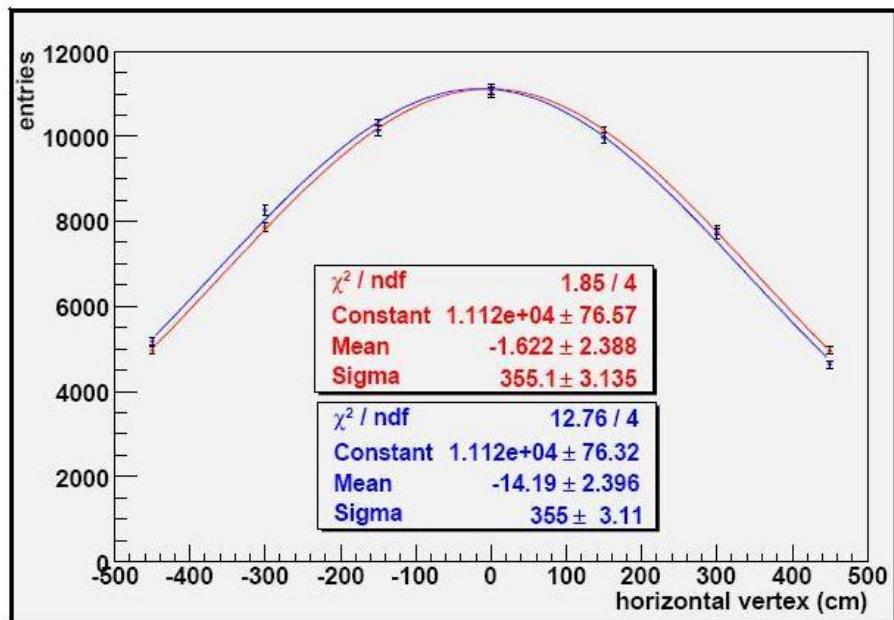


FIGURE 3.3 – Le profil du faisceau de neutrinos mesuré par INGRID pour un mois de prise de données à 1% de l'intensité nominale (2.4×10^{18} POT). L'erreur sur la position du centre du faisceau est de 2.4 cm. Un déplacement de 3 mm du faisceau de protons causera un déplacement du centre de ~ 10 cm. Les courbes rouge et bleue représentent deux cas où les protons frappent au centre de la cible, et à 3 mm du centre de la cible respectivement.

L'effet du déplacement du centre du faisceau de protons est aussi illustré dans cette figure : un déplacement de 3 mm causera un déplacement du centre du faisceau de neutrinos de ~ 10 cm, qui est largement supérieur à l'incertitude statistique de la position du centre dans la période du commissioning. Afin de détecter un changement de condition du faisceau, comme par exemple un déplacement de la position des protons sur la cible de carbone, le centre du profil du faisceau de neutrinos doit être mesuré avec une précision de ~ 5 cm. Pour atteindre ce but, l'erreur systématique du nombre des événements dans INGRID doit être contrôlée à 2%. Cela demande que l'efficacité de détection des scintillateurs soit de 99.5% de façon à obtenir 16 modules identiques.

3.1.2 Contrôle de la stabilité du faisceau

La stabilité du faisceau de neutrinos sera tout d'abord contrôlée à 100 mètres de la cible par le détecteur MUMON pour chaque bouffée, "spill" en anglais, en mesurant le flux et le profil des muons produits par la désintégration des pions. Le profil précis du faisceau de neutrinos muons sera mesuré par INGRID toutes les 24 heures. Le nombre d'événements neutrinos observés par INGRID est supérieur à 10000 événements par jour avec ~ 10 tonnes de masse "cible" pour un module d'INGRID. Cette statistique permet le contrôle du profil du faisceau à une précision meilleure que 1% par jour.

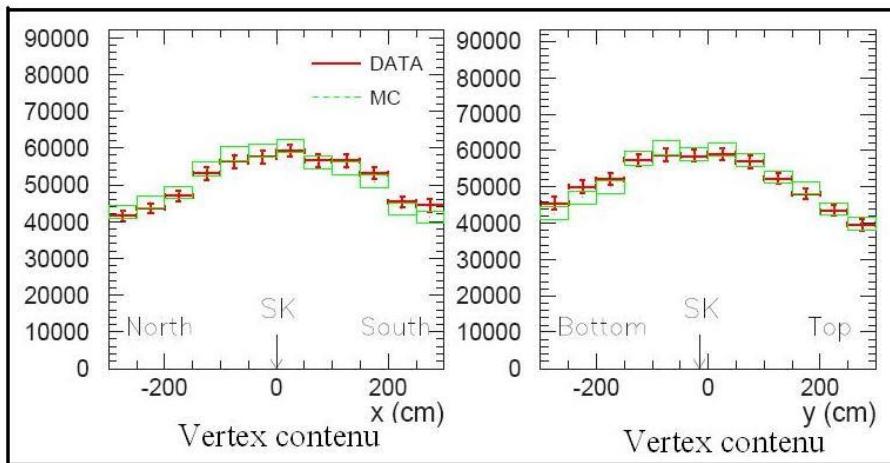


FIGURE 3.4 – Profil du faisceau de neutrinos mesuré par MRD dans l'expérience K2K. La figure à gauche représente la distribution du X-vertex (horizontal), et la figure à droite représente la distribution du Y-vertex (vertical) des événements de neutrino.

À titre d'exemple, ce genre de mesures a déjà été effectué pendant la prise de données dans l'expérience K2K [61]. Le détecteur MRD ("muon range detector") joue le rôle dans K2K d'INGRID dans T2K pour mesurer la stabilité du faisceau de neutrinos. Sur la figure 3.4, les données mesurées et les résultats de simulation pour les profils (X,Y) du faisceau de neutrinos muons sont comparées. Le profil du faisceau permet de déterminer son centre et donc de vérifier l'angle d'émission des neutrinos envoyés dans le détecteur Super-Kamiokande. C'est exactement le type de mesures et d'analyses que nous allons effectuer avec le détecteur INGRID dans T2K. La figure 3.5 représente la stabilité du centre du profil, et on constate que la direction du faisceau de neutrinos est stable avec les fluctuations statistiques dans une zone ± 1 mrad. Les données de K2K sont regroupées pour 5 jours pour avoir assez de statistique. Il faut noter que K2K était une expérience "sur axe" alors que T2K sera une expérience "hors axe".

3.2 Description du détecteur

Nous avons choisi une configuration modulaire pour INGRID. Elle résulte d'un compromis entre les contraintes financières du projet, l'espace réduit dans le puits et les performances attendues. Son objectif principal est d'identifier le muon de recul émis dans

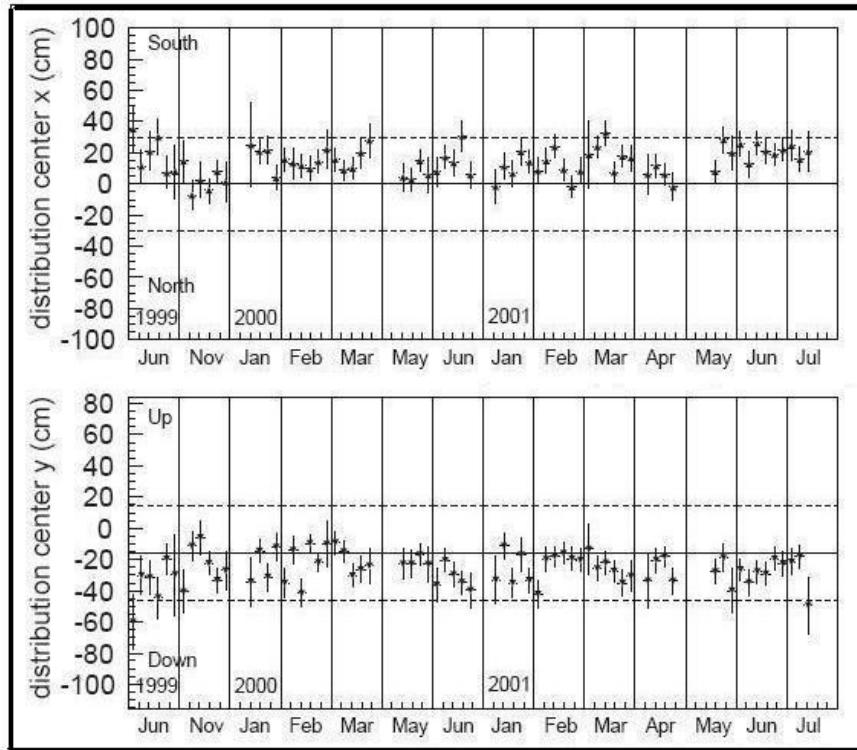


FIGURE 3.5 – Stabilités du centre du faisceau de neutrinos mesurée par MRD. La figure en haut (en bas) représente le centre du profil dans la direction horizontale (verticale). Chaque point correspond à 5 jours de prise de données pour avoir assez de statistique.

la réaction $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ et de mesurer son angle d'émission θ_μ pour une sélection des événements.

3.2.1 La croix d'INGRID dans le puits

La figure 3.6 représente les deux axes du détecteur INGRID qui est constitué de 16 modules identiques pour mesurer le profil du faisceau dont 7 dans la direction X et 7 dans la direction Y. Ils forment une croix perpendiculaire au faisceau de neutrinos muons incidents. Deux modules additionnels seront installés aux positions diagonales (en haut à droite et en bas à gauche) pour mesurer les asymétries du faisceau. Les quatorze modules principaux vont couvrir le profil du faisceau de neutrinos dans une zone de $10.5\text{ m} \times 10.5\text{ m}$. L'espace entre les deux bras horizontal et vertical est de 1.5 m, et le pas pour les modules de chaque bras est de 150 cm. L'espace entre deux modules consécutifs d'un même bras est de ~ 30 cm. La masse totale pour les 16 modules est environ de 140 tonnes. La structure du détecteur peut être séparée en quatre sous-structures indépendantes :

- les plaques d'acier
- les plans (X,Y) de trajectographie
- les plans "veto"
- les supports mécaniques

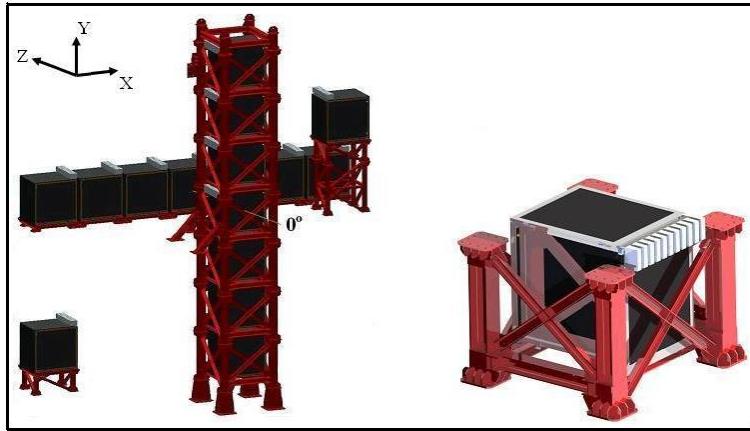


FIGURE 3.6 – (Gauche) La croix et les deux modules supplémentaires d'INGRID. (Droite) Un module vertical complet avec son support mécanique.

Les supports des sept modules horizontaux sont assez simples car indépendants. Pour les sept modules verticaux, la situation est plus complexe car ils doivent être empilés pour former une tour de ~ 65 tonnes, dont la hauteur atteint 12 m (figure 3.6). En plus de la gravité, cette tour doit être capable de subir des sollicitations sismiques dans le cas d'un tremblement de terre. C'est une contrainte particulièrement importante au Japon. Une analyse mécanique complète a été effectuée par notre laboratoire (LLR) pour concevoir ces supports [62].

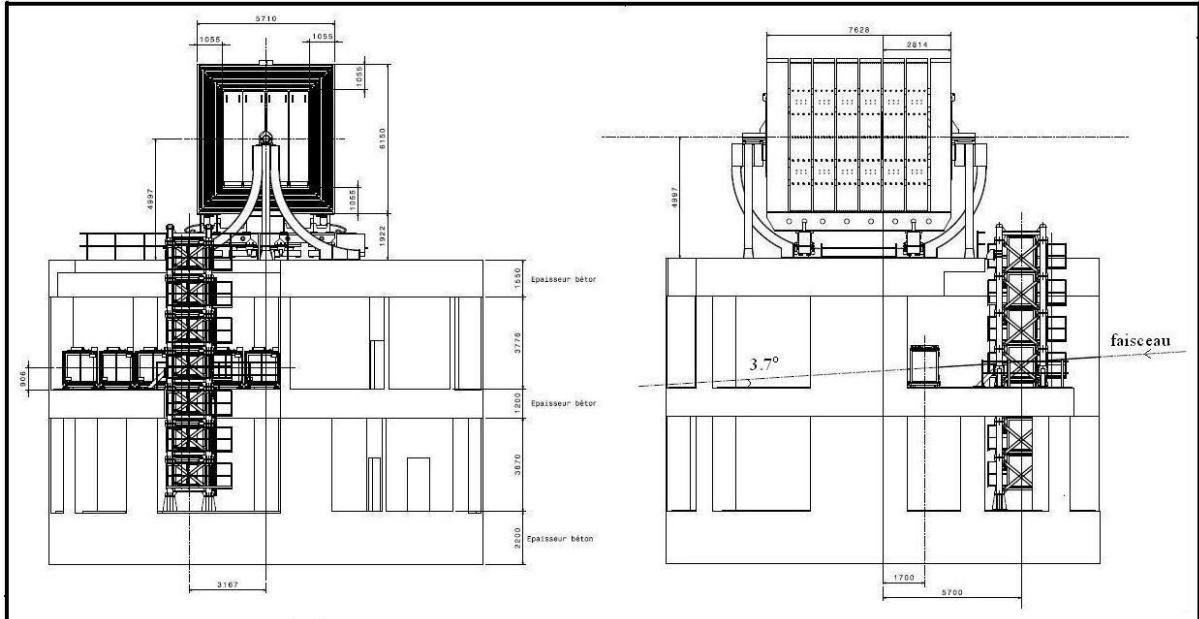


FIGURE 3.7 – Le puits 280 m. À gauche, la vue de face et à droite la vue de profil du puits.

L'ensemble des détecteurs proches sur axe et hors axe sera installé dans le puits 280 m, dont le diamètre est de 19 m, et la profondeur de 37 m. Le détecteur hors axe ND280 sera installé à l'étage B1, environ à 24 m de profondeur. Il est dans l'axe du détecteur lointain Super-K avec néanmoins un angle solide largement supérieur à celui de Super-K. L'étage B2, environ à 33 m de profondeur, sert de support pour la partie horizontale d'INGRID. L'étage B3, à 37 m de profondeur, sert de base pour la tour verticale d'INGRID. Les vues de face et de côté du puits et des détecteurs sont montrées sur la figure 3.7. Comme nous l'avons déjà indiqué, le centre de la croix est placé à zéro degré c'est à dire sur l'axe de désintégration des pions primaires qui produisent le faisceau de neutrinos muons. Il faut remarquer que les neutrinos n'arrivent pas dans le puits perpendiculairement aux plans (X,Y) des modules mais avec en moyenne un angle de 3.7 degrés.

3.2.2 Les modules

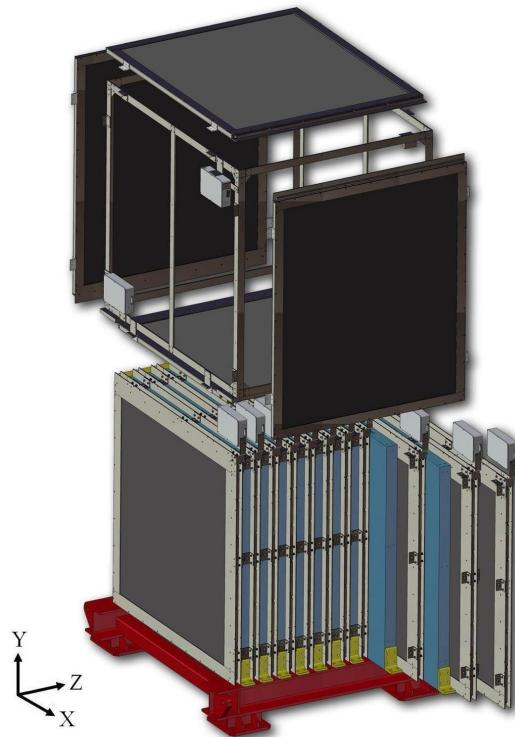


FIGURE 3.8 – Configuration d'un module d'INGRID. Neuf plaques d'acier de 6.5 cm d'épaisseur sont intercalées entre onze plans (X,Y) de 48 lattes de scintillateur. Le module est entouré latéralement par quatre plans "veto". Une carte électronique "frontale" associée à chacun des plans de lecture récupère les signaux des photo-multiplicateurs MPPC.

Chaque module d'INGRID est composé de plaques d'acier alternés avec des plans de scintillateurs entourées par des scintillateurs "veto". Une esquisse d'un module est montrée sur la figure 3.8. La masse totale d'un module, structure portante incluse, est de 8.5 tonnes pour les modules du bras horizontal et de 9.3 tonnes pour les modules du bras vertical. Un module possède 9 plaques en acier de 65 mm d'épaisseur et de 1240 mm de côté.

La masse de chacune des plaques, qui jouent le rôle de cible pour les neutrinos incidents, est de 785 kg. Le volume total d'acier par module est de 0.9 m^3 . La conception initiale du détecteur en prévoyait 10 mais comme les modules seront descendus dans le puits par une grue de 10 tonnes, il a fallu réduire le poids total. Nous avons choisi de retirer la dernière plaque. Ainsi, la réduction en poids du module n'aura aucune incidence sur la statistique des événements mesurés et très peu d'effet sur l'efficacité de reconstruction des traces.

Les plaques d'acier sont intercalées entre 11 plans de lecture (sauf pour les deux derniers plans), chacun composé de deux couches de lattes de scintillateur disposées perpendiculairement. La distance en Z entre un plan de lecture et une plaque d'acier est de 11 mm, et entre deux plans de lecture est de 107 mm. La surface utile des plans de lecture est de $1.2 \times 1.2 \text{ m}^2$. Trois ou quatre plans veto (selon les modules) composés d'une couche de lattes de scintillateur, entourent les faces latérales du module. Les scintillateurs utilisés pour les vetos sont les mêmes que ceux utilisés pour les plans de lecture. Le nombre total de plans de lecture est de 176, et le nombre total de plans veto est de 52. La technologie utilise des lattes de scintillateur avec des fibres à décalage de longueur d'onde WLS "Wave-Length Shifting" lues par des photo-multiplicateurs MPPC "Multi Pixels Photon Counter" qui seront décrits plus en détail dans le paragraphe suivant. Une carte électronique "frontale" est associée à chaque plan de lecture (une carte pour deux plans veto) afin de lire et de traiter les signaux récupérés par les MPPC. Ces cartes "frontales" seront ensuite regroupées dans un module électronique concentrateur. Nos collègues anglais de l'Imperial College et du Rutherford Laboratory ont conçu et développé l'électronique de lecture et d'acquisition des données de T2K.

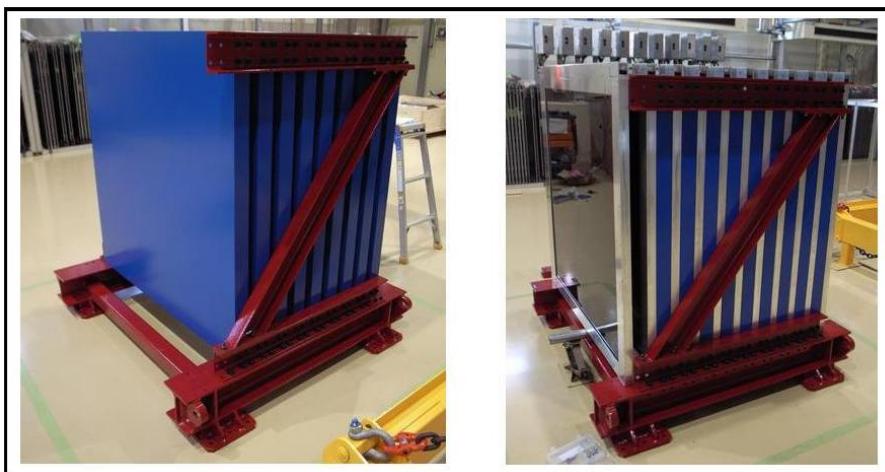


FIGURE 3.9 – Montage d'un module d'INGRID. Ce module correspond au module horizontal placé au centre de la croix (sans veto).

La figure 3.9 montre l'assemblage du premier module d'INGRID sans veto effectué à JPARC (Tokai). Sur la photo à gauche, on distingue les 9 plaques d'acier et leur support mécanique. Sur la photo à droite, on distingue les plans de scintillateurs et les boîtiers contenant les cartes électroniques. Ce premier module a été réalisé en février 2009 et

installé dans le puits en mars 2009 pour la production par l'accélérateur de JPARC d'un premier faisceau test (deux semaines) de neutrinos.

3.2.3 Les parties actives du détecteur

a) Les plans de lecture

Chaque module comprend 11 plans (X,Y) de lecture mécaniquement indépendants. Cela permet un accès facile pour les réparations ou remplacements si cela s'avère nécessaire. La figure 3.10 représente l'ensemble des éléments d'un plan de lecture qui comprend 48 lattes de scintillateur : 24 lattes horizontales pour lire la coordonnée en Y des muons de recul, et 24 lattes verticales pour lire la coordonnée en X. La coordonnée en Z sera donnée par l'emplacement des plans dans le module. Les lattes de scintillateur, dont la section est $10 \times 50 \text{ mm}^2$ et la longueur de 1203 mm, ont été produites au Fermilab. Elles

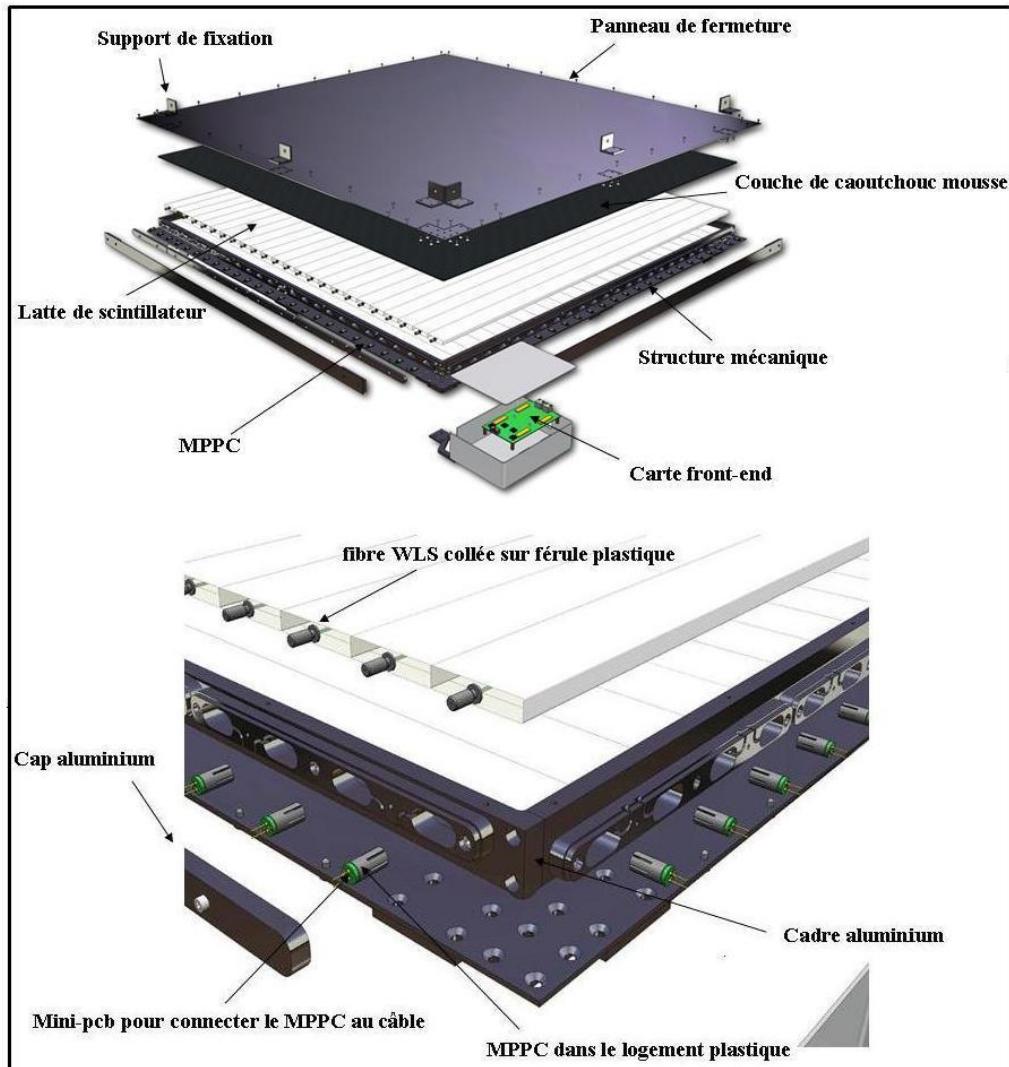


FIGURE 3.10 – Plan de scintillateurs.

sont extrudées et possèdent une peinture réfléchissante TiO₂. Elles sont du même type que celles utilisées pour le détecteur SciBar dans l'expérience K2K [63, 64] par nos collaborateurs de l'Université de Kyoto. Un trou de 1 mm de diamètre au centre de la latte permet d'insérer une fibre à décalage de longueur d'onde WLS pour collecter la lumière du signal. À chaque fibre WLS est associé un photo-multiplicateur silicium Hamamatsu MPPC qui mesure la lumière à une extrémité de la fibre. Comme la longueur de la fibre, 120 cm, est plus courte que la longueur d'atténuation (~ 4 m), le rendement de lumière doit être suffisant pour n'utiliser qu'un seul MPPC par fibre optique. Le bruit du MPPC sera distingué du vrai signal en demandant un critère de coïncidence multi-lattes. Une carte front-end contenue dans un boîtier traitera les 48 voies d'un plan de lecture. Deux couches carrées de caoutchouc mousse protègent à la fois de la lumière extérieure et du glissement des lattes. Enfin, les lattes sont entourées par une structure mécanique en aluminium. Cette structure assure le support et l'alignement des lattes de scintillateur. Elle fournit aussi le blindage, la protection mécanique et l'étanchéité optique du plan de lecture. Sur cette même figure (en bas), les détails de la structure mécanique et la connection des fibres WLS aux photo-multiplicateurs MPPC sont présentés.

b) Le banc de tests MPPC

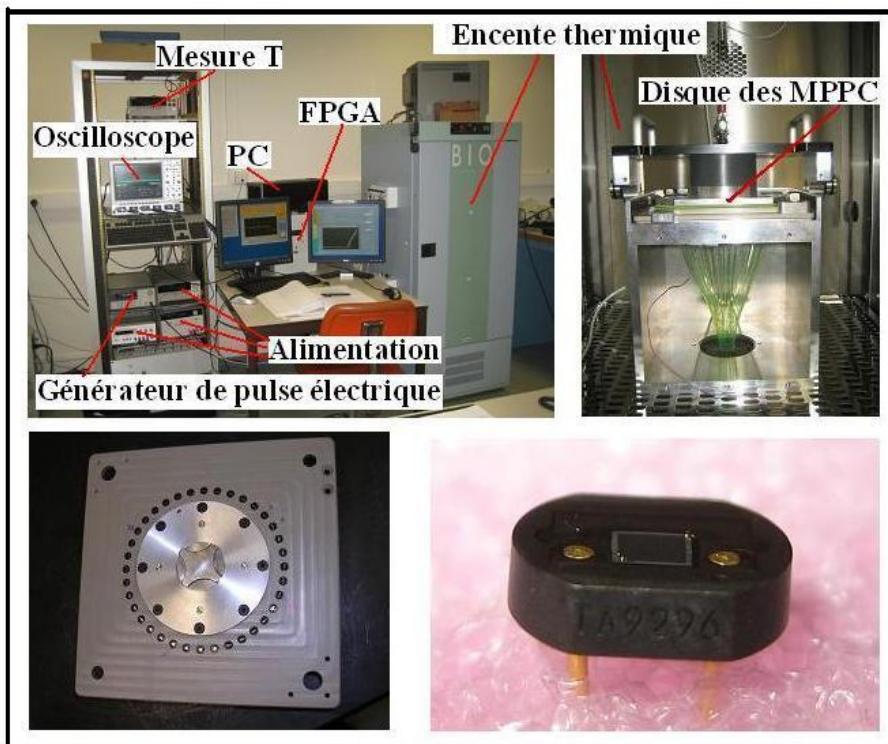


FIGURE 3.11 – Photos du banc de tests et de l'intérieur de l'enceinte thermique (haut). Photos d'un lot de MPPC dans son disque support et d'un détecteur MPPC avec son label (bas)

Les détecteurs MPPC n'ont été développés et mis au point que très récemment par l'entreprise Hamamatsu. L'expérience T2K sera en particulier la première expérience des

hautes énergies à utiliser massivement ces détecteurs. Le détecteur INGRID contenant au total 176 plans de lecture de 48 scintillateurs et 52 plans veto de 22 scintillateurs, le nombre total de voies électroniques d'INGRID est de 9592, et par conséquent autant de photo-multiplicateurs MPPC. Notre laboratoire a pris en charge l'achat de 5000 MPPC et a mis au point un banc de tests pour qualifier une large fraction d'entre eux [65]. Au final, 3158 MPPC ont été testés, correspondant à 100 lots de 32 MPPC. Les autres MPPC, environ 6500, ont été testés par nos collègues japonais à l'Université de Kyoto.

Les mesures pour chaque lot ont pris environ quatre heures, aboutissant à une durée totale de 6.5 semaines de tests. Ainsi, 3160 MPPC ont été qualifiés pour leur utilisation dans INGRID. Le banc de tests du LLR est présenté sur la figure 3.11. Chaque lot de 32 MPPC avec 2 MPPC de référence et 2 voies vides pour mesurer le bruit de fond sont mis sur un disque qui est placé dans une enceinte régulée en température. La température est stabilisée à $\pm 0.1^\circ\text{C}$, et mesurée par un appareil ayant 5 sondes de température à l'intérieur de l'enceinte. Un circuit intégré programmable FPGA "Field Programmable Gate Array" envoie des commandes numériques sur la carte électronique dans l'enceinte. La carte permet de lire les 36 voies. C'est le FPGA qui commande le déclenchement de l'oscilloscope et l'envoi des impulsions électriques. L'oscilloscope enregistre les données qui seront traitées par un ordinateur qui contrôle le système. Le générateur d'impulsions électriques est connecté à une LED "Light Emitted Diode" dans l'enceinte pour engendrer des photons dans les fibres WLS. On a utilisé les mêmes fibres que celles d'INGRID pour avoir le même spectre d'émission. Ces photons à leur tour créent des photons arrivant sur les MPPC. Trois appareils d'alimentation procurent les tensions pour le système : une alimentation haute tension ($\sim 69 \text{ V}$) pour les MPPC et deux alimentations basse tension pour la carte électronique et le boîtier FPGA.

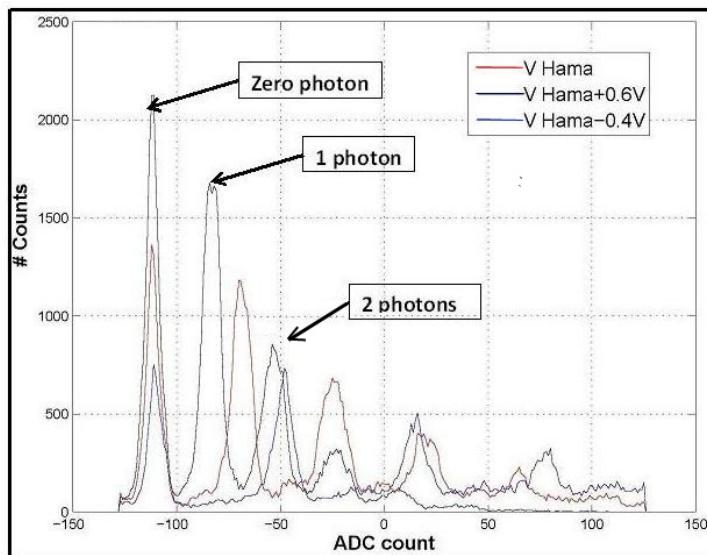


FIGURE 3.12 – Histogramme de la réponse d'un MPPC avec de la lumière à trois tensions différentes, mesuré à 25°C , qui sert au calcul de la tension de "breakdown" V_{break} .

Les trois mesures principales, sous différentes conditions de température et de tension, ont porté sur le gain, c'est à dire le nombre d'électrons produits par un photon détecté par le MPPC, la tension "seuil" V_{break} , et le taux de comptage dans l'obscurité. La figure 3.12 montre l'histogramme de 60000 événements pour trois tensions différentes. V_{Hama} représente la tension d'opération proposée par Hamamatsu. Les valeurs "ADC count" représentent un paramètre étalonné proportionnel au nombre des électrons produits par MPPC. Le premier pic correspond au piédestal des MPPC. Le deuxième (troisième) pic correspond à un (deux) photon(s) envoyé(s) par la fibre WLS et détecté(s) par le capteur. Cet histogramme donne les valeurs du gain des MPPC pour chaque tension.

Théoriquement, sous un certain seuil de tension, le gain tend vers un. Au dessus d'un seuil appelé "breakdown voltage" (V_{break}), le gain augmente très vite et linéairement par rapport à la tension appliquée (V_{bias}). On peut déterminer la valeur de V_{break} en mesurant le gain pour trois tensions. Les résultats sont montrés dans la figure 3.13. À la température de 25°C et pour une valeur $V_{bias} = V_{op}$ d'Hamamatsu, la valeur moyenne du gain mesuré par notre banc de tests est de 6.97×10^5 électrons/photon. La mesure d'Hamamatsu sur cette valeur est de 7.5×10^5 . Les deux résultats sont donc très proches. On trouve une relation linéaire entre la tension de "breakdown" mesurée par le LLR et la tension d'opération d'Hamamatsu : $V_{break}^{LLR} = 0.98 \times V_{op}^{Hama} - 0.18$.

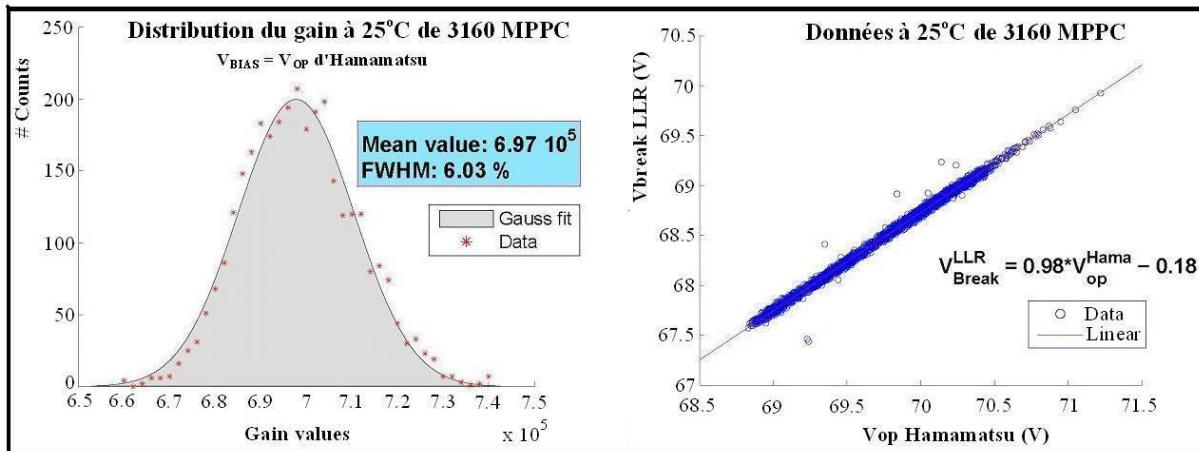


FIGURE 3.13 – Distribution du gain des MPPC et comparaison entre V_{break} et la tension d'opération proposée par Hamamatsu.

c) Les plans veto

Les faces latérales d'un module sont entourées par trois ou quatre plans veto selon les modules (figure 3.8). Il y a au total 52 plans veto pour INGRID, chacun étant constitué de 22 lattes de scintillateurs. Ces lattes ont une section transverse identique à la section des lattes utilisées pour les plans de lecture, mais avec des longueurs différentes selon la face couverte. Les plans veto doivent nous permettre d'identifier et de rejeter des événements bruit de fond engendrés à l'extérieur d'INGRID tout en gardant les événements engendrés à l'intérieur d'un module. Un événement sera finalement sélectionné s'il satisfait les trois

coupures suivantes :

- coupure "3 plans de lecture" : la trace laisse des coups sur au moins trois plans de lecture consécutifs pour lesquels les scintillateurs horizontaux et verticaux ont été touchés.
- coupure "veto" : pas de signal veto sur des scintillateurs placés en amont du vertex de l'interaction des neutrinos incidents.
- coupure " θ_{muon} " : un angle entre la trace et la direction du faisceau supérieur à 20° pour éliminer les événements de haute énergie moins sensibles pour la détermination du profil (X,Y).

Le tableau 3.1 ci-dessous récapitule certaines caractéristiques techniques du détecteur INGRID.

INGRID	# modules	$7 + 7 + 2$
Module	Structure alternée + Veto d'entourage	11 plans (lecture) + 9 plaques (acier) 4 (ou 3) plans veto
Acier	Dimension des plaques # plaques / module Masse d'une plaque	$1240 \times 1240 \times 65 \text{ mm}^3$ 9 785 kg
Scintillateurs	# plans de lecture / module # plans veto / module	11 (22 couches) 4 (ou 3)
Plans de lecture	Dimension des scintillateurs # scintillateurs / couche # scintillateurs / module Dimension des fibres WLS # MPPC / module	$10 \times 50 \times 1203 \text{ mm}^3$ 24 528 $1 \text{ mm} - \phi \times 1.2 \text{ m}$ 528
Vetos	Dimension des scintillateurs # scintillateurs / couche # scintillateurs / module Dimension des fibres WLS # MPPC / module	$\sim 10 \times 50 \times 1200 \text{ mm}^3$ 22 88 (ou 66) $1 \text{ mm} - \phi \times 1.2 \text{ m}$ 88 (ou 66)
Total	Poids d'acier # MPPC Longueur totale des fibres WLS	~ 126 tonnes 9592 11.52 km

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif d'INGRID.

3.3 Installation d'INGRID dans le puits 280 m

Comme nous l'avons signalé, INGRID a été installé il y a quelques mois, juillet-août 2009, dans le puits. Les deux modules supplémentaires "hors croix" seront installés au cours de l'été 2010. Une simulation complète du puits est encore nécessaire pour préciser

l'emplacement de ces deux modules. La figure 3.14 montre les six modules horizontaux installés à l'étage B2 du puits 280 m. On y distingue les boîtiers électriques un par plan (X,Y), ainsi que les alimentations des cartes électroniques. Les premiers modules de la partie verticale d'INGRID sont photographiés sur la figure 3.15.



FIGURE 3.14 – *Installation du bras horizontal d'INGRID dans le puits 280 m.*



FIGURE 3.15 – *Installation des premiers modules du bras vertical.*

Les plans veto ne permettent plus de distinguer l'intérieur des modules. Pour la partie verticale, des échafaudages en bleu sur la photo ont été installés pour assurer la maintenance du détecteur. Les premiers tests avec des rayons cosmiques montrent le bon fonctionnement du détecteur malgré certains problèmes liés au taux important d'humidité dans la région de Tokai.

4

Étude de la conception d'INGRID

Dans ce chapitre, le générateur Monte-Carlo d'interactions de neutrinos NEUT [66] utilisé entre autres dans l'expérience T2K sera présenté. Les fichiers de sortie de ce générateur représentent les fichiers d'entrée du logiciel Geant4. Ce dernier a pour objectif de simuler pour notre détecteur INGRID sa géométrie, les vertex d'interaction et les traces des particules. Grâce à ce programme de simulation, une analyse de différentes configurations a permis de déterminer la géométrie finale du détecteur.

4.1 Le générateur d'interactions de neutrinos NEUT

Il s'agit de prédire les caractéristiques des particules, identité et cinématique, produites dans les interactions ν_μ avec la matière à savoir les plaques de fer et les scintillateurs d'INGRID. Nous avons par souci de rapidité dans la phase de conception du détecteur assimilé le fer à de l'eau (H_2O), les effets de la taille du noyau nucléaire étant négligeables pour nos études. Pour des raisons identiques, le programme de reconstruction n'a été développé qu'après la phase de conception du détecteur (chapitre 5).

Ce type de simulations est utilisé par exemple dans les études de la désintégration du nucléon, des neutrinos atmosphériques, ou des neutrinos d'accélérateurs. La théorie Minimal SU(5) GUT prédit l'existence de la désintégration du proton : $p \rightarrow e^+ + \pi^0$. Plusieurs détecteurs à eau Cerenkov avec une efficacité de reconstruction de trace des e^\pm et des π^0 élevée ont été construits pour cette recherche. Le bruit de fond principal pour cette désintégration provient des neutrinos atmosphériques de basse énergie (quelque GeV) via les productions du π^0 : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n + \pi^0$, et $\nu_e + n \rightarrow e^- + p + \pi^0$, étudiées grâce aux simulations. Dans l'étude des neutrinos atmosphériques, l'angle zénithal du neutrino est estimé par l'angle de recul du lepton, et les données mesurées sont comparées aux résultats de simulations. Dans le cas des neutrinos d'accélérateurs, l'énergie du neutrino est reconstruite en général grâce à l'impulsion des leptons et l'énergie des hadrons. Les simulations Monte-Carlo servent à évaluer par exemple l'efficacité des sélections et la contamination par le bruit de fond.

Actuellement, il existe plusieurs générateurs Monte-Carlo d'interactions de neutrinos

dans le monde : NEUGEN, originellement créé pour l'expérience SOUDAN, est utilisé dans MINOS; NUANCE est utilisé dans IMB, Super-K, MiniBooNE, Minerva; NUX est utilisé dans NOMAD et ICARUS; NEUT, originellement créé pour Kamiokande, est utilisé dans Super-K, K2K, SciBooNE, et T2K; et récemment, GENIE, un programme intégré de NEUGEN et GENEVE, écrit dans le langage C++, sera utilisé dans MINOS et T2K.

Nous avons utilisé pour INGRID les résultats de simulation Monte-Carlo du programme NEUT. Ce dernier a été initialement développé pour étudier les neutrinos atmosphériques et la désintégration du nucléon dans l'expérience Kamiokande, et est continuellement mis à jour pour Super-K, K2K, et T2K. L'énergie des neutrinos à simuler s'étend de 100 MeV à plusieurs centaines de GeV. Les neutrinos atmosphériques et les neutrinos d'accélérateurs interagissent avec l'eau dans le détecteur Super-K. Ce programme est donc destiné à simuler les interactions du neutrino avec des protons et des noyaux d'oxygène. Dans un noyau d'oxygène, les particules produites comme par exemple des pions et des kaons, et les nucléons diffusés, interagiront avec d'autres nucléons avant de sortir du noyau. Ainsi, les interactions secondaires des particules produites sont aussi simulées. Les différents modes d'interaction sont donnés dans le tableau 4.1. Il faut rappeler que notre détecteur INGRID est constitué de plaques d'acier et de scintillateurs. Des simulations plus complètes seront à prévoir avec l'interaction des neutrinos dans le fer (et non de l'eau).

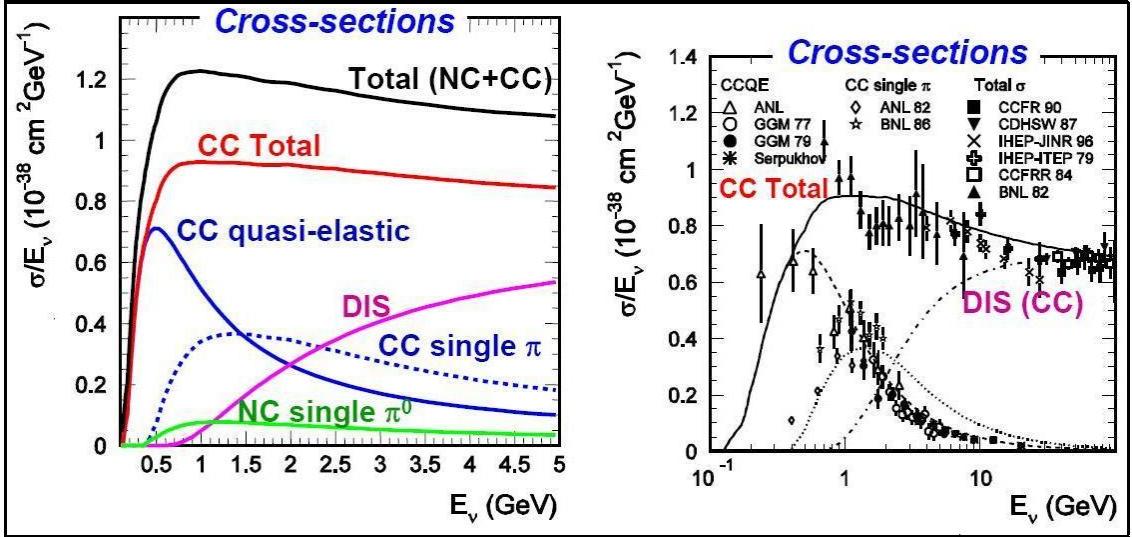
Courant chargé quasi-élastique (CCQE)	$\nu + n \rightarrow l + p$
Courant neutre élastique (NC élastique)	$\nu + N \rightarrow \nu + N$
Productions d'un méson de résonance (RES)	$\nu + N \rightarrow l + N' + \pi(\eta, K)$
Productions du pion cohérent	$\nu + X \rightarrow l + X' + \pi$
Diffusion profondément inélastique (DIS)	$\nu + N \rightarrow l + N' + m\pi(\eta, K)$

TABLE 4.1 – *Les modes d'interaction de neutrinos. Les lettres N et N' représentent les nucléons (proton ou neutron), l les leptons, X et X' les noyaux, et m le nombre entier de mésons sortants.*

Sur la figure 4.1, les prédictions théoriques (gauche) et les mesures expérimentales (droite) des sections efficaces divisées par l'énergie des interactions de neutrinos sont présentées. On constate qu'à basse énergie, la diffusion quasi-élastique (CCQE) domine. Au delà de 2 GeV, la diffusion inélastique et profondément inélastique (CCDIS) domine. Il faut noter que les valeurs des sections efficaces sont en général divisées par l'énergie du neutrino étant donné que σ_{TOT} croît linéairement (au dessus d'un seuil) avec E_ν .

4.1.1 Les diffusions quasi-élastiques

Dans une collision élastique, les particules sortantes sont les mêmes que les particules incidentes, seules les impulsions sont transférées. Le terme "quasi-élastique" de l'interaction $\nu + n \rightarrow \mu + p$ signifie que les identités des particules changent mais que l'interaction ne produit pas de nouveaux hadrons, et que le nombre de particules est conservé. Par conséquent, toute l'énergie du neutrino incident est contenue dans le muon et le proton


 FIGURE 4.1 – Sections efficaces divisées par E_ν des interactions de neutrinos.

de recul. L'étude des interactions CCQE constituera par exemple la meilleure façon de déterminer l'énergie du neutrino incident.

Le fait que les réactions QEL dominent à basse énergie s'explique en considérant l'énergie correspondant à une longueur d'onde de de Broglie λ de 1 fm (taille caractéristique des nucléons) :

$$E \simeq pc \simeq \hbar k c \simeq 2\pi \frac{\hbar c}{\lambda} \quad (4.1)$$

En prenant $\hbar c \simeq 200 \text{ MeV.fm}$ cela donne $E \simeq 1.2 \text{ GeV}$. Les neutrinos d'énergie inférieure au GeV ne sondent donc pas la structure du nucléon.

L'interaction CCQE est décrite comme une interaction courant-courant [67] avec, d'une part, le courant leptonique et, d'autre part, le courant hadronique :

$$j^\lambda(\text{muon}) = \bar{\psi}_l \gamma^\lambda (1 \mp \gamma^5) \psi_l \quad (4.2)$$

$$J_\lambda^+(\text{hadronique}) = \cos \theta_c \bar{u}(N') \left[\gamma_\lambda F_V^1(q^2) + \frac{i \sigma_{\lambda\nu} q^\nu \xi}{2M} F_V^2(q^2) + \gamma_\lambda \gamma_5 F_A(q^2) \right] u(N) \quad (4.3)$$

où F_V^1 , F_V^2 sont les facteurs de forme vectoriels, F_A est le facteur de forme pseudo-vectoriel, q^2 est le transfert d'énergie, $\xi \equiv \mu_p - \mu_n = 3.71$ est la différence de moments magnétiques entre le proton et le neutron, $M = (M_p + M_n)/2$, et θ_c est l'angle de Cabibbo. Dans la formule (4.2), les signes $-$ et $+$ correspondent aux cas du neutrino et de l'anti-neutrino respectivement. On peut relier F_V^1 , F_V^2 en fonction des facteurs de forme de Sachs G_V^E et

G_V^M (E pour "électrique", M pour "magnétique") [68] :

$$F_V^1(q^2) = \left(1 + \frac{|q^2|}{4M^2}\right)^{-1} \left[G_V^E(q^2) + \frac{|q^2|}{4M^2} G_V^M(q^2) \right] \quad (4.4)$$

$$\xi F_V^2(q^2) = \left(1 + \frac{|q^2|}{4M^2}\right)^{-1} \left[G_V^M(q^2) - G_V^E(q^2) \right] \quad (4.5)$$

Les expériences de diffusions d'électrons sur des noyaux ont mesuré ces facteurs de forme électromagnétiques qui sont décrits approximativement sous la forme dipolaire suivante :

$$G_V^E(q^2) = \frac{1}{(1 + |q^2|/M_V^2)^2}, \quad G_V^M(q^2) = \frac{1 + \xi}{(1 + |q^2|/M_V^2)^2} \quad (4.6)$$

où M_V est appellé "masse vectorielle" et vaut $M_V^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$. En ce qui concerne le facteur de forme pseudo-vectoriel F_A , on le suppose de la même forme que (4.6) :

$$F_A(q^2) = \frac{F_A(0)}{(1 + |q^2|/M_A^2)^2} \quad (4.7)$$

La constante $F_A(0)$ est déterminée par la désintégration β , et vaut -1.267 . Le meilleur ajustement des expériences donne la valeur de $M_A = 1.21 \text{ GeV}$.

Si la cible est un nucléon libre, la section efficace est calculée directement par les formules (4.2) et (4.3). Dans le cas de diffusions quasi-élastiques sur un nucléon dans un noyau, l'énergie du neutrino étant supérieure à 100 MeV , le modèle du gaz relativiste de Fermi proposé par Smith et Moniz [69] représente une bonne approximation. Dans ce modèle, les nucléons se déplacent dans le noyau avec des impulsions inférieures à l'impulsion de Fermi ($217 \text{ MeV}/c$). La distribution d'impulsion des nucléons dans O^{16} est estimée par les données expérimentales de la diffusion d'électrons sur des noyaux C^{12} [70], et le formalisme de Brevia et al. [71] de la dépendance du potentiel nucléaire en fonction de l'impulsion est utilisé. Afin de tenir compte du principe de Pauli, l'impulsion du nucléon de recul doit être supérieure à l'impulsion de Fermi.

Les sections efficaces CCQE sont représentées sur la figure 4.2. Les courbes continues correspondent au cas des nucléons libres, et les courbes pointillées à des nucléons "liés" dans un noyau d'oxygène. On constate une suppression pour la diffusion sur des nucléons liés par rapport à la diffusion sur des états libres. Cela est dû à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau. Il faut remarquer qu'à très basse énergie, les données de l'expérience MiniBooNE ne sont pas en accord avec le modèle de Smith et Moniz. Récemment, de nouveaux modèles [72, 73] ont été proposés afin de corriger ce désaccord.

Les sections efficaces des courants neutres élastiques sont estimées par les relations suivantes [74] :

$$\begin{aligned} \sigma(\nu p \rightarrow \nu p) &= 0.153 \times \sigma(\nu n \rightarrow e^- p) \\ \sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p) &= 0.218 \times \sigma(\bar{\nu} p \rightarrow e^+ n) \\ \sigma(\nu n \rightarrow \nu n) &= 1.5 \times \sigma(\nu p \rightarrow \nu p) \\ \sigma(\bar{\nu} n \rightarrow \bar{\nu} n) &= 1.0 \times \sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p) \end{aligned} \quad (4.8)$$

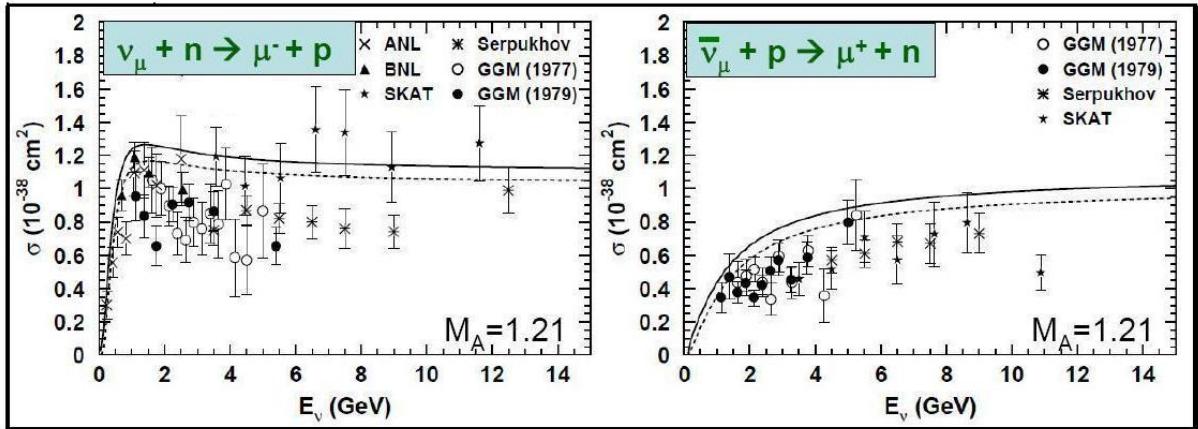
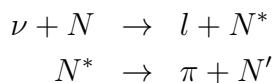


FIGURE 4.2 – Sections efficaces d’interactions quasi-élastiques du neutrino et de l’anti-neutrino sur des nucléons libres (courbes continues) et sur des nucléons liés dans le noyau O^{16} (courbes pointillées). Les données sont prises des expériences suivantes : ANL [75], GGM [76, 77], BNL [78], Serpukhov [79], et SKAT [80].

4.1.2 Les productions de résonance (RES)

Au-delà du GeV, la diffusion neutrino-nucléon peut produire des résonances où les baryons produits se trouvent dans un état excité. Sa section efficace de production est décrite par une distribution de Breit-Wigner caractérisée par les valeurs d’une moyenne qui est la masse de la particule excitée et d’une largeur à mi-hauteur Γ . Ces résonances sont des baryons très instables qui se désintègrent par interactions fortes en pions (π^0 , π^+ , ou π^-) par exemple. La production d’un pion unique domine à basse énergie avec une résonance que l’on nomme $\Delta(1232)$ de masse 1232 MeV.

Parmi les différentes productions de résonance, celle d’un pion unique est essentielle pour T2K. Par exemple, dans la recherche d’apparition ν_e dans le détecteur Super-Kamiokande, les γ produits de la désintégration du π^0 peuvent être pris pour un signal ν_e d’apparition. De plus, cette production contribue également à une contamination de la mesure du spectre d’énergie de neutrinos dans le secteur CCQE. Ce mode d’interaction est en effet parfois difficile à identifier. Le programme NEUT adopte la méthode proposée par Rein et Sehgal [81] pour simuler ce genre d’interactions. Dans leur méthode, la résonance est séparée en deux processus :



où N et N' sont des nucléons et N^* est la résonance baryonique. Pour calculer les sections efficaces, l’amplitude de chaque production de résonance est multipliée par la probabilité de désintégration en un pion et nucléon. Au total, 18 résonances sont considérées au-dessous de 2 GeV ainsi que les interférences entre ces modes. Une fonction de probabilité est utilisée pour déterminer s’il s’agit de la résonance $\Delta(1232)$ et la distribution angulaire du pion dans l’état final sera calculée par la méthode de Rein et Sehgal. Pour les autres

résonances, cette distribution est prise isotropique dans le référentiel de la résonance N^* . La distribution angulaire du π^+ a été mesurée pour l'interaction $\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$ [82] et le résultat est en accord avec la prédiction Monte-Carlo. Le modèle tient aussi compte de l'effet d'absorption de la particule dans le noyau où le pion disparaît ($\sim 20\%$ des événements), et de l'effet du blocage de Pauli en demandant que l'impulsion du nucléon sortant soit supérieure à l'impulsion de Fermi. Afin d'éviter de compter deux fois une interaction dans la simulation, la masse invariante hadronique (M_{N^*}) est contrainte d'être inférieure à 2 GeV. Les sections efficaces des productions d'un pion unique calculées par

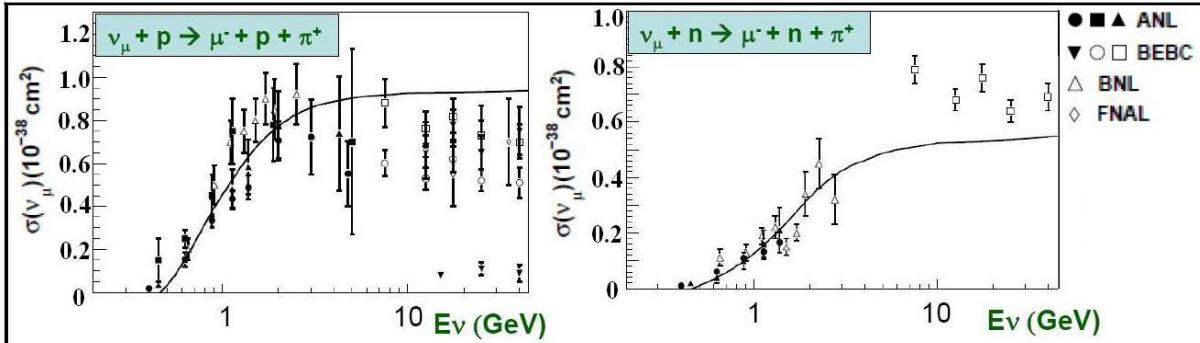


FIGURE 4.3 – Sections efficaces des productions d'un pion de résonance (CCRES-1 π).

NEUT et des résultats expérimentaux sont représentées dans la figure 4.3. Comme le montre la figure, l'accord entre les simulations et les données est relativement bon dans la région $E_\nu < 2$ GeV. Remarquons enfin que comme le modèle de Rein et Sehgal fournit l'amplitude de chaque mode de résonance, d'autres sections efficaces de production comme par exemple le kaon ou eta unique sont aussi incluses dans NEUT.

4.1.3 Les diffusions profondément inélastiques (DIS)

Dans ce type d'interaction, le neutrino sonde profondément le nucléon, autrement dit, l'interaction se produit entre le neutrino et les quarks. Souvent, une quantité importante de particules sortantes sont produites. Les diffusions profondément inélastiques dominent au-delà de quelques GeV. Il est important de les considérer soigneusement pour estimer, à haute énergie, l'énergie du neutrino. La section efficace des DIS augmente quasi-linéairement avec l'énergie. Elle est calculée en intégrant la formule (4.9) ci-dessous dans la région de $W > 1.3$ GeV où W est la masse invariante du système hadronique.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dxdy} &= \frac{G_F^2 M_N E_\nu}{\pi} \left[(1 - y + \frac{1}{2}y^2 + C_1) F_2(x, q^2) \pm y(1 - \frac{1}{2}y + C_2)[xF_3(x, q^2)] \right] \\ C_1 &= \frac{m_l^2(y-2)}{4M_N E_\nu x} - \frac{M_N xy}{2E_\nu} - \frac{m_l^2}{4E_\nu^2} \\ C_2 &= -\frac{m_l^2}{4M_N E_\nu x} \end{aligned} \quad (4.9)$$

où E_ν et E_l sont l'énergie du neutrino et du lepton sortant, $x = -q^2/2M(E_\nu - E_l)$, et $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$ représentent, dans le modèle des partons, la fraction d'impulsion du

nucléon transportée par les quarks le constituant et la fraction d'énergie du neutrino cédée au système hadronique, respectivement. Les fonctions de structure F_2 et xF_3 ont été extraites des expériences d'accélérateur (version GRV94). Cependant, ces fonctions ne sont pas valides dans la région de petit $|q^2|$. Les corrections proposées par Bodek et Yang ont été appliquées.

Comme le bruit de fond non-résonant d'un méson avec $W < 2 \text{ GeV}$ est déjà inclus dans la production d'un méson unique, une fonction appelée "multiplicité" est introduite pour éviter de compter deux fois une même interaction. Elle fournit la probabilité de générer plus qu'un méson dans la région $W < 2 \text{ GeV}$. Cette multiplicité de méson est estimée par les résultats expérimentaux [83] :

$$\langle n_\pi \rangle = 0.09 + 1.83 \ln W^2 \quad (4.10)$$

Pour $W > 2 \text{ GeV}$, le générateur d'interactions PYTHIA est utilisé. Les sections efficaces totales de courant chargé, y compris les diffusions quasi-élastiques, les productions d'un méson, et les diffusions profondément inélastiques, pour le neutrino et l'anti-neutrino sont montrées dans la figure 4.4.

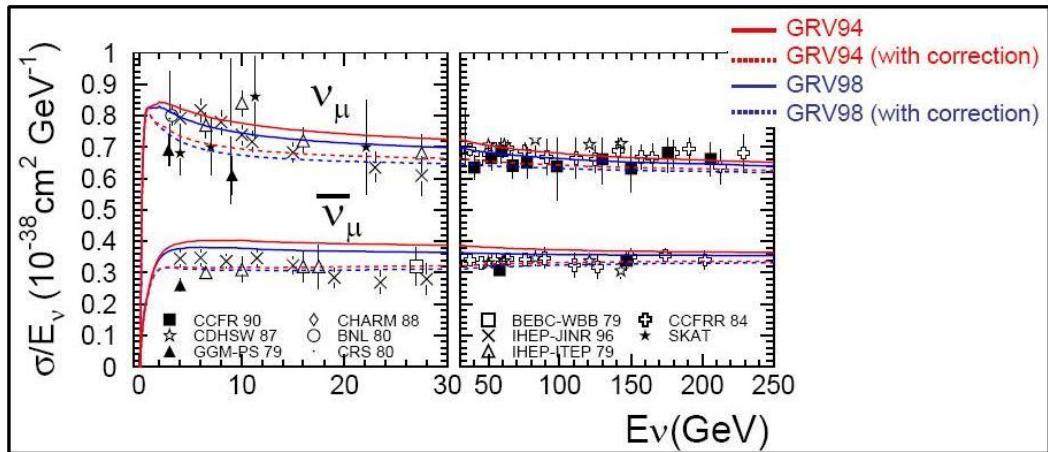


FIGURE 4.4 – Section efficace totale de courant chargé pour le neutrino et l'anti-neutrino.

Pour les sections efficaces de courant neutre des productions de multi-pions, les relations estimées expérimentalement [84, 85] ont été utilisées :

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} &= 0.26 & (E_\nu \leq 3 \text{ GeV}) \\
 &= 0.26 + 0.04 \times (E_\nu - 3)/3 & (3 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 6 \text{ GeV}) \\
 &= 0.30 & (E_\nu \geq 6 \text{ GeV}) \\
 \frac{\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X)}{\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ X)} &= 0.39 & (E_{\bar{\nu}} \leq 3 \text{ GeV}) \\
 &= 0.39 - 0.02 \times (E_{\bar{\nu}} - 3)/3 & (3 \text{ GeV} \leq E_{\bar{\nu}} \leq 6 \text{ GeV}) \\
 &= 0.37 & (E_{\bar{\nu}} \geq 6 \text{ GeV})
 \end{aligned}$$

4.1.4 Les effets nucléaires et la production du π cohérent

Les hadrons produits dans les interactions de neutrinos peuvent interagir à leur tour avec les nucléons dans le noyau. Ces effets d'interaction secondaire, importants pour l'étude de l'oscillation de neutrinos, ont été implémentés dans NEUT en utilisant le modèle de cascade pour toutes réinteractions. Parmi elles, les interactions des pions sont les plus importantes car les sections efficaces de productions de pions et de réinteractions de ces pions dans les noyaux sont toutes grandes.

Trois modes d'interaction du pion dans O^{16} ont été considérés : la diffusion inélastique, l'absorption, et l'échange de charge. La position du pion dans le noyau est générée par la distribution de densité dans le noyau de Woods-Saxon. Le mode d'interaction est déterminé en utilisant le libre parcours moyen de chaque interaction. Pour la région de petite impulsion $p_\pi < 500$ MeV, ce parcours est calculé par le modèle de L. Salcedo et al. [86]. Il dépend de l'impulsion et de la position du pion dans le noyau. L'effet du blocage de Pauli est aussi pris en compte en demandant que l'impulsion du nucléon après interaction soit supérieure à l'impulsion de Fermi qui est fonction de la position. Pour la diffusion inélastique ou l'échange de charge, l'impulsion du pion sortant sera déterminée par les résultats obtenus par expériences de diffusions $\pi - N$ [87]. La simulation a été testée en utilisant les trois interactions suivantes : la diffusion πC^{12} , la diffusion πO^{16} , et la photo-production du pion ($\gamma + C^{12} \rightarrow \pi^- + X$). Une comparaison entre la simulation et les résultats expérimentaux ($\pi^+ O^{16}$) est représentée dans la figure 4.5. Pour la région de grandes impulsions ($p_\pi \geq 500$ MeV), la section efficace est déterminée grâce aux résultats des expériences de la diffusion des kaons sur noyaux KN et $\bar{K}N$ [88], de l'absorption de l'eta ($\eta N \rightarrow N^* \rightarrow \pi(\pi)N$) [89], et de la diffusion nucléon-nucléon [90].

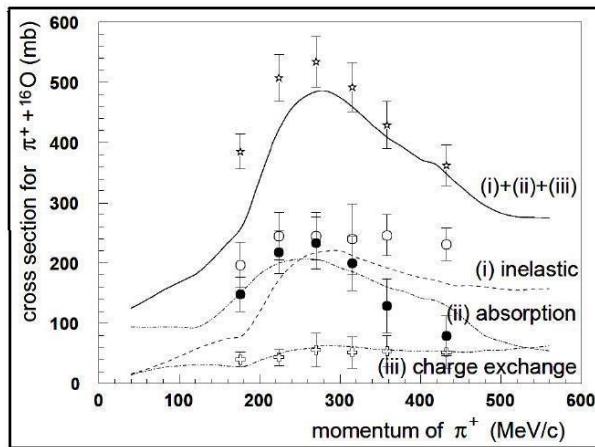


FIGURE 4.5 – Section efficace de la diffusion $\pi^+ O^{16}$.

Enfin, un dernier type d'interaction est la production du π cohérent. Ce sont des interactions entre le neutrino incident et un noyau dans lesquelles un pion est produit sans que le noyau cible soit cassé. Dans NEUT, c'est le processus $\nu + O^{16} \rightarrow l(\nu) + O^{16} + \pi$. La section efficace différentielle de la production du pion cohérent est calculée par le

4.2. La simulation d'interactions des ν_μ dans les modules d'INGRID

modèle de Rein et Sehgal [91]. Néanmoins, le résultat de l'expérience K2K [92] a montré un désaccord avec ce modèle : la section efficace de la production du CC-pion cohérent a été trouvée très petite dans la région du GeV (figure 4.6).

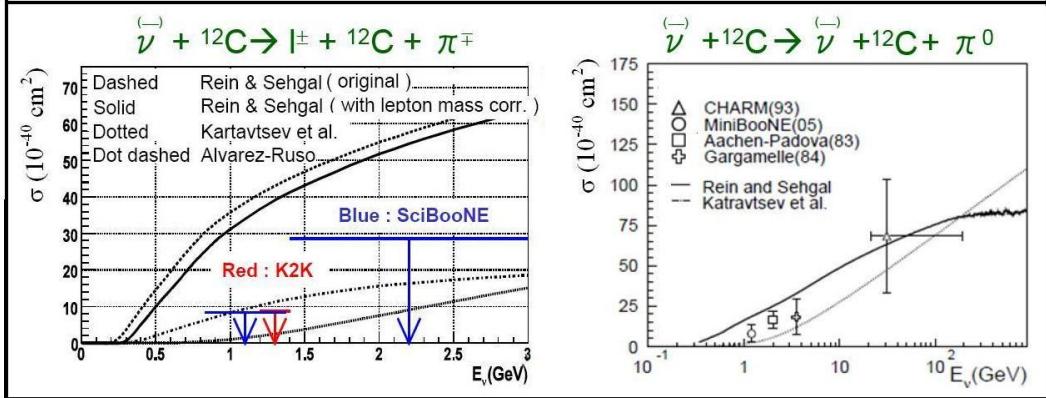


FIGURE 4.6 – Section efficace de la production du pion cohérent. Pour le courant chargé, les résultats expérimentaux de K2K et de SciBooNE sont plus petits par rapport aux valeurs théoriques des modèles.

4.2 La simulation d'interactions des ν_μ dans les modules d'INGRID

L'interaction des neutrinos dans les modules d'INGRID est simulée par Geant4, un programme écrit dans le langage C++, bien connu dans le monde des physiciens expérimentaux. Ce programme est un outil très puissant dans le domaine de la physique fondamentale des hautes énergies car il permet de décrire facilement les détecteurs dans n'importe quelle expérience. Différents modèles théoriques permettent de simuler la propagation des particules produites ainsi que leurs interactions au sein du détecteur.

Les trois parties principales d'une simulation Geant4 sont la définition géométrique de l'ensemble des détecteurs, la création des particules primaires et de leurs interactions qui doivent, si elles sont chargées, laisser des signaux dans les détecteurs.

Dans notre simulation d'INGRID, les données d'entrée pour Geant4 sont fournies par NEUT. À l'époque de mon travail de thèse, ces données n'étaient disponibles que pour les sept modules horizontaux. Comme le faisceau de neutrinos est symétrique et gaussien, nous nous attendons à ce que les résultats soient identiques pour la partie verticale d'INGRID, mais cela reste à confirmer avec la simulation de l'ensemble total du détecteur. Dans notre simulation, les modules sont identiques, l'espace entre deux modules voisins est de 50 cm. Initialement, chaque module devait contenir 10 plaques d'acier dont la surface (X,Y) est de 1 m², et l'épaisseur est de 10 cm. L'épaisseur des plans de scintillateurs est de 2.5 cm. Les matériaux utilisés sont : l'air qui remplit l'espace entre les modules,

avec 70% de nitrogène et 30% d'oxygène, de densité 1.29 mg/cm^3 ; le fer pour les plaques d'acier de densité 7.87 g/cm^3 ; et le méthylstyrène C_9H_{10} pour les scintillateurs de densité 1.032 g/cm^3 . Les différences d'épaisseur et de densité entre les plaques d'acier et les scintillateurs vont déterminer la distribution des vertex d'interaction dans l'axe Z (axe du faisceau).

Pour chaque événement simulé, il faut définir les particules primaires qui vont engendrer d'autres particules dans le détecteur par différents processus physiques. Dans notre cas, ce sont les particules sortantes (μ , π , nucléons, etc..) de l'interaction entre le neutrino et la matière (H_2O) déterminées par le programme NEUT. Chaque particule primaire possède une identité, une position et une énergie déterminée.

Une fois la géométrie du détecteur et les particules primaires créées, Geant4 ajoute dans la simulation toutes les particules secondaires qui participent aux interactions et la liste des processus physiques par lesquelles elles interagissent. Par exemple un photon, produit de la désintégration du π_0 , interagit via l'interaction électromagnétique avec les processus suivants : la diffusion Compton, la conversion en une paire e^-e^+ ou $\mu^-\mu^+$, et l'effet photo-électrique. Toutes les particules et les processus physiques sont disponibles dans la bibliothèque de Geant4.

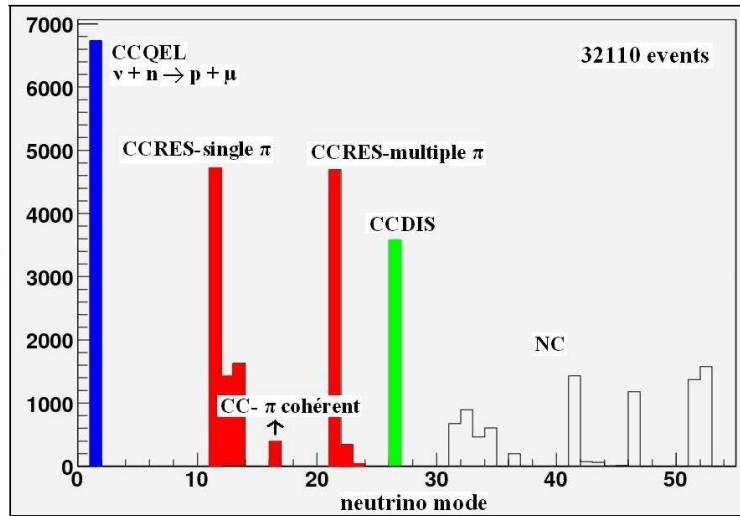


FIGURE 4.7 – Les différents modes d'interaction du neutrino engendrés par NEUT pour la simulation Geant4 d'INGRID.

Les données de sortie du programme NEUT sont contenues dans 40 fichiers au standard ROOT. L'événement complet de l'interaction du neutrino muon incident avec la cible est enregistré dans ces fichiers. Pour chaque événement, nous avons les données suivantes : l'énergie et la direction du neutrino incident ; le mode d'interaction comme par exemple le mode 1 qui correspond au CCQE comme illustré dans la figure 4.7 ; les particules primaires et secondaires (en tenant compte de l'effet nucléaire) sortantes et leurs impulsions ; les coordonnées X et Y des vertex d'interaction. Il faut noter que l'axe Z

4.2. La simulation d'interactions des ν_μ dans les modules d'INGRID

correspond pratiquement à l'axe du faisceau. Au total, environ 1.8×10^6 événements sont simulés (CC et NC) dans une surface (X, Y) de $\pm 5\text{ m} \times \pm 50\text{ cm}$ pour l'ensemble des sept modules horizontaux. Parmi eux, 1.2×10^6 événements, correspondant à plus de deux jours d'opération avec l'intensité nominale, sont engendrés dans les modules.

La coordonnée Z du vertex est générée aléatoirement par Geant4 en tenant compte de la géométrie d'un module qui est constitué de plaques d'acier et de plans de scintillateurs. La probabilité relative pour que le vertex soit produit dans le fer pour la géométrie initiale est :

$$\frac{10 \text{ (plaques de fer)} \times 10 \text{ cm} \times 7.87 \text{ g.cm}^{-3}}{[10 \times 10 \times 7.87] + [11 \text{ (plans de scinti.)} \times 2.5 \text{ cm} \times 1.032 \text{ g.cm}^{-3}]} = 96.5\%$$

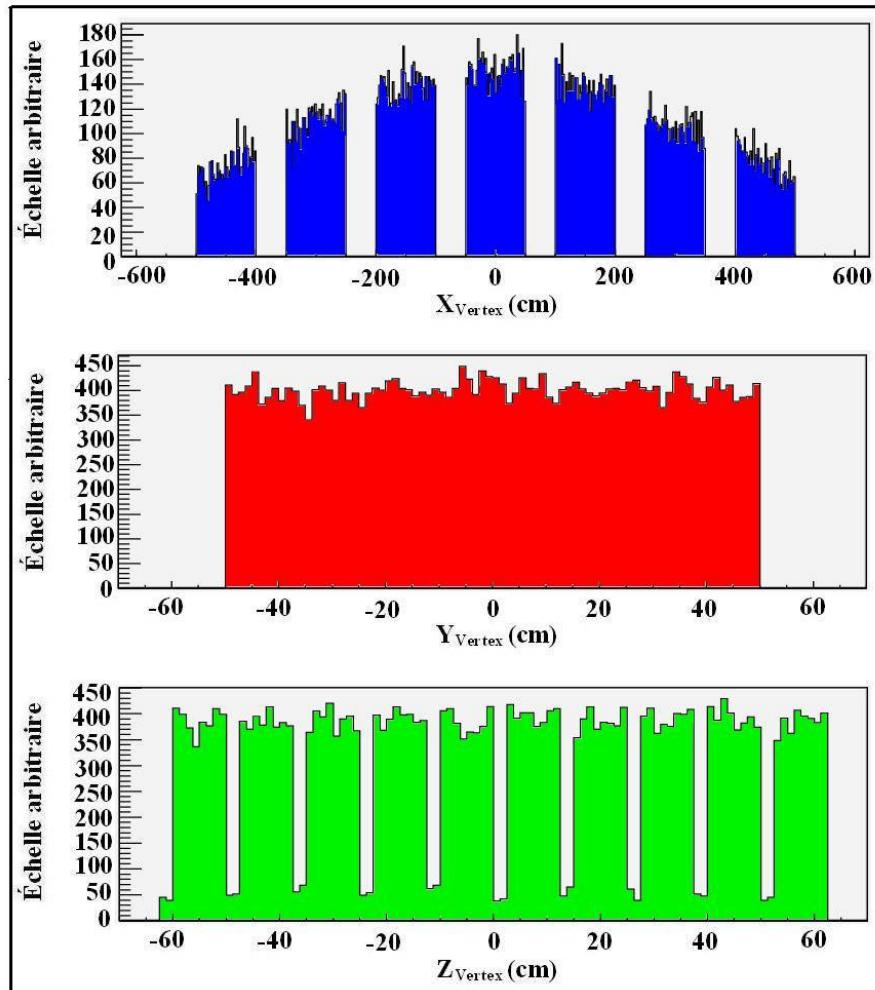


FIGURE 4.8 – Distributions du vertex d'interaction pour la géométrie initiale. Les coordonnées X et Y sont fournies par NEUT, et la coordonnée Z est générée aléatoirement par Geant4.

La figure 4.8 représente les distributions en X, Y, et Z des vertex d'interaction. On voit la forme gaussienne du faisceau de neutrinos muons incidents en X, et la structure alternée des plaques d'acier et des plans de scintillateurs en Z.

En ce qui concerne les traces des particules, le code Geant4 permet de définir les zones "sensibles" du détecteur où les particules peuvent laisser leurs signaux dans une classe appellée "Coup" sur :

- la position et le temps du coup
- l'identité de la particule
- l'énergie et l'impulsion de la particule
- l'énergie déposée
- l'information géométrique

Pour le détecteur INGRID, ces zones sont associées aux scintillateurs horizontaux et verticaux. Si la particule produite traverse un scintillateur horizontal (vertical), elle laissera un coup horizontal (vertical). Trois événements de type CCQE (gauche), CCRES (milieu), et CCDIS (droite) sont présentés sur la figure 4.9. On voit les traces des particules chargées, rouge pour la charge négative, et bleu pour la charge positive, et aussi les coups des scintillateurs (verticaux en bleu, horizontaux en violet). L'ensemble de ces coups sert à la reconstruction de la trace des particules, en particulier, la trace du muon, qui sera utile pour étudier l'efficacité de détection d'INGRID.

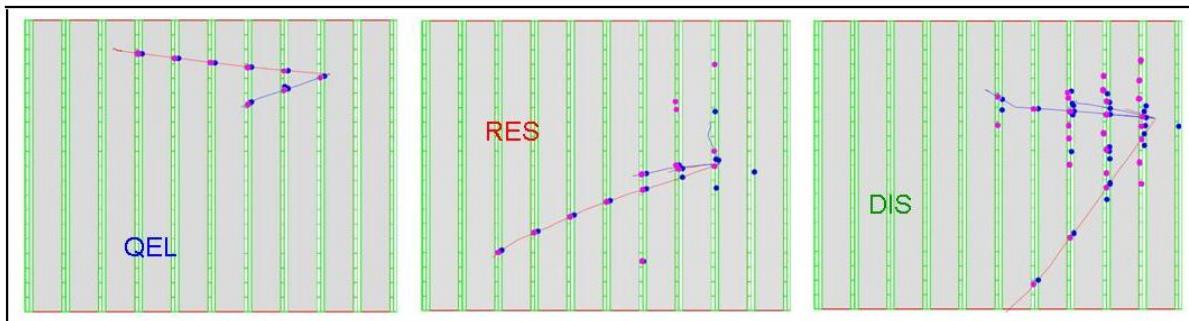


FIGURE 4.9 – Trois événements typiques CCQE, CCRES, et CCDIS générés dans un module. Les traces des particules chargées et les coups des scintillateurs sont visibles. Le neutrino muon incident arrive du côté droit.

Dans le paragraphe suivant, les analyses des efficacités de détection d'INGRID en fonction des géométries des modules sont présentées. Le programme de reconstruction des traces est présenté dans le chapitre 5 comme il a été souligné.

4.3 Géométrie optimisée des modules

Nous allons considérer plusieurs configurations des modules d'INGRID afin d'aboutir à une géométrie optimale. Le critère de choix sera d'optimiser l'efficacité de détection.

Une bonne efficacité doit aussi favoriser l'uniformité entre modules. Cela est important pour la détermination de l'angle sur axe (0°) car le profil du faisceau de neutrinos sera reconstruit en supposant des modules identiques.

4.3.1 Trois configurations du module d'INGRID

Dans les études préliminaires effectuées par nos collègues japonais de Kyoto, les modules étaient constitués par des plaques d'acier de mêmes dimensions, $100\text{ cm} \times 100\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Dans le but de rendre les efficacités des modules les plus élevées possibles, nous avons effectué une analyse pour trois configurations différentes en gardant la masse totale d'acier des modules inchangée. Cela nous assure approximativement le même nombre de neutrinos détectés.

L'efficacité géométrique de détection des modules est définie comme le rapport entre le nombre d'événements satisfaisant certaines conditions d'analyse et le nombre total d'événements de type courant chargé. Le terme "géométrique" signifie que l'efficacité de détection concerne la géométrie des modules. La reconstruction des traces n'est pas encore prise en compte. Pour chaque événement CC, trois conditions dites "Veto", "3TP" ("3-Tracking-Plane" en anglais), et " 20° " sont appliquées consécutivement. De cette manière, les efficacités géométriques sont définies sous les formes suivantes :

$$\epsilon_{Veto+3TP}^{géométrique} = \frac{\# \text{ événements } (Veto + 3TP)}{\# \text{ événements } CC} \quad (4.11)$$

$$\epsilon_{Veto+3TP+20^\circ}^{géométrique} = \frac{\# \text{ événements } (Veto + 3TP + 20^\circ)}{\# \text{ événements } CC} \quad (4.12)$$

La coupure "Veto" demande que la trace du muon fasse un angle inférieur à 90° par rapport à la direction du faisceau de neutrinos si le muon touche un scintillateur veto. Autrement dit, si un veto en amont de la trace est touché, l'événement sera rejeté car il est très probable qu'il provienne de l'extérieur du module. Comme la plupart des événements du bruit de fond sont produits dans le mur du puits 280 m en amont d'INGRID, ils seront éliminés par cette coupure ainsi que les muons cosmiques. L'événement qui satisfait cette condition doit être un neutrino produit dans INGRID, et la dernière coupure, "3TP", sera ensuite appliquée. Cette coupure exige que la trace du muon touche au moins trois plans scintillateurs de lecture différents. Elle est nécessaire car un événement est identifiable seulement si la trace du muon est assez longue. La dernière coupure, " 20° ", est due au fait que les événements de hautes énergies sont moins sensibles aux conditions du faisceau de protons primaires et des cornes magnétiques. Afin de favoriser les événements de basse énergie dans lesquels le muon fait le plus souvent un angle petit par rapport à la direction du faisceau de neutrinos, la coupure " 20° " demandera que cet angle soit plus grand que 20° .

Nous avons simulé trois configurations géométriques différentes des modules : INGRID1, INGRID2, et INGRID3. Chaque module d'INGRID1, initialement proposé par

Chapitre 4. Étude de la conception d'INGRID

nos collègues japonais, consiste en deux parties, l'une passive et l'autre active. La partie passive est constituée par 10 plaques d'acier identiques de masse totale environ 7.9 tonnes. Leurs dimensions sont $100 \times 100 \text{ cm}^2$ en surface et 10 cm d'épaisseur. La partie active consiste en 11 plans de lecture intercalés avec les plaques d'acier et 4 plans "veto" couvrant les quatre faces latérales du module. Chaque plan de lecture contient une couche de 20 lattes horizontales de scintillateur et une couche de 20 lattes verticales, tandis que chaque plan "veto" contient une couche de 25 lattes. Les scintillateurs utilisés pour les plans de lecture et les plans "veto" sont identiques. Leurs dimensions sont $100 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$.

Si l'interaction est produite à l'avant du module, l'événement favorisera la condition "3TP" sur la trace du muon. Nous avons donc essayé, avec INGRID2, de concentrer plus de matière à l'avant du module. La masse totale d'acier est gardée constante pour avoir le même nombre d'événements. Le nombre de plaques et leurs tailles transverses restent aussi inchangés, alors que leurs épaisseurs sont modifiées par rapport à INGRID1. Les épaisseurs des trois premières plaques d'acier sont respectivement de 25 cm, 16 cm, et 10 cm. Les sept plaques suivantes ont une épaisseur de 7 cm. Il n'y a pas de changement pour la partie active du module.

Une autre approche qui doit favoriser la condition "3TP" est d'utiliser les plaques d'acier de plus grande surface et plus petite épaisseur par rapport à INGRID1. Cela présente deux avantages. Premièrement, le muon traversera plus facilement les plaques moins épaisses. Deuxièmement, grâce à la plus grande surface transverse, la quantité des événements avec un "grand" angle d'émission du muon, qui satisfont quand même le critère "3TP", va augmenter. Cette troisième configuration géométrique INGRID3 contient 10 plaques d'acier de dimensions $125 \times 125 \times 6.4 \text{ cm}^3$. Les chiffres caractéristiques pour chaque configuration sont donnés dans le tableau 4.2 ci-dessous.

	INGRID 1	INGRID 2	INGRID 3
Acier			
Masse	7.87 tonnes	7.87 tonnes	7.87 tonnes
# Plaques	10	10	10
Surface	$100 \times 100 \text{ cm}^2$	$100 \times 100 \text{ cm}^2$	$125 \times 125 \text{ cm}^2$
Épaisseur	10 cm	$(25 + 16 + 10 + 7 \times 7) \text{ cm}$	6.4 cm
Scintillateurs			
# Plans	11	11	11
# Scinti./Plan	$20 + 20$	$20 + 20$	$25 + 25$
# Veto	4	4	4
# Scinti./Veto	25	25	18
Dimensions	$100 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$	$100 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$	$125 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$

TABLE 4.2 – Trois configurations du module d'INGRID.

Il faut remarquer que la simulation Monte-Carlo NEUT engendre les interactions des

neutrinos pour les sept modules horizontaux dans une zone de surface (X,Y) de $\pm 5\text{ m} \times \pm 50\text{ cm}$. Pour INGRID3 avec une surface transverse des modules plus grande, on doit déplacer les vertex d'interaction dans les deux directions X, Y pour couvrir entièrement et uniformément les modules. Compte tenu des dimensions des deux configurations INGRID1 et INGRID3, la transformation du vertex d'interaction des neutrinos incidents est :

$$X_{vertex}^{INGRID3} = 1.175 \times X_{vertex}^{INGRID1}$$

$$Y_{vertex}^{INGRID3} = 1.25 \times Y_{vertex}^{INGRID1}$$

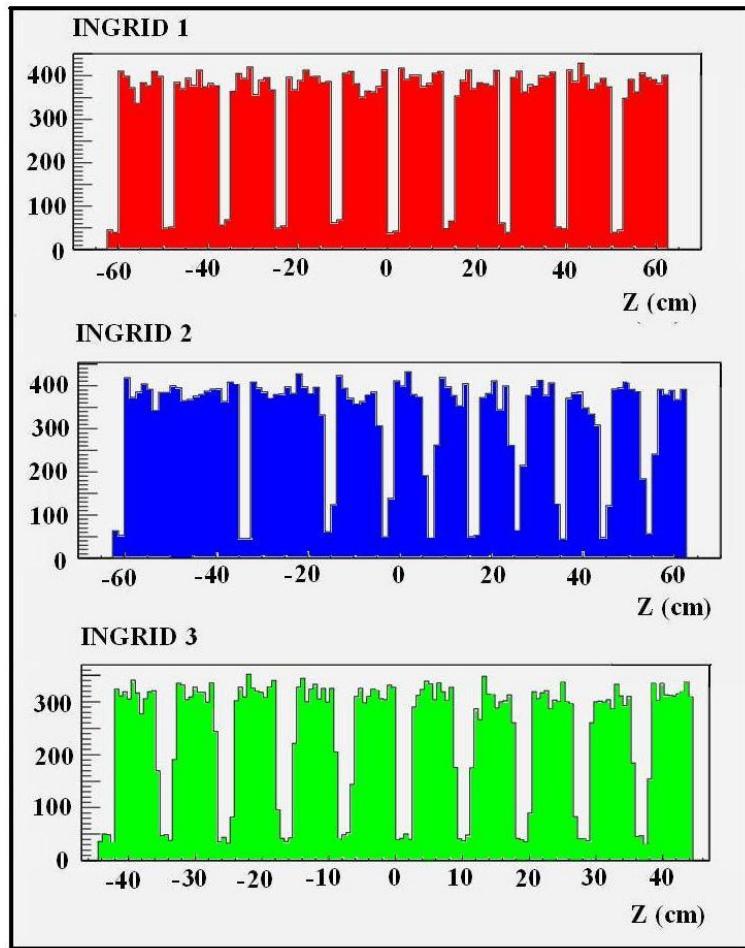


FIGURE 4.10 – Distributions des vertex d'interaction des neutrinos muons incidents sur l'axe Z pour trois configurations d'INGRID.

En ce qui concerne la distribution des vertex sur l'axe Z (axe du faisceau), l'épaisseur totale des dix plaques d'acier devient plus petite pour INGRID3 (64 cm) par rapport à INGRID1 (100 cm) mais l'épaisseur des plans de lecture reste inchangée (2.5 cm). La probabilité pour que le vertex soit produit dans une des plaques diminue par conséquent de 96.5% pour INGRID1 à 95.1% pour INGRID3. La figure 4.10 représente les distributions

des vertex d'interaction sur l'axe Z pour ces trois configurations d'INGRID. Notez que les unités du nombre d'événements sont arbitraires et les échelles sur l'axe Z ne sont pas les mêmes. Pour INGRID1 et INGRID2, la composante Z du vertex varie de -62.5 cm à 60 cm, les vertex n'étant pas engendrés dans le dernier plan de lecture, tandis que pour INGRID3 elle varie de -45.75 cm à 43.25 cm.

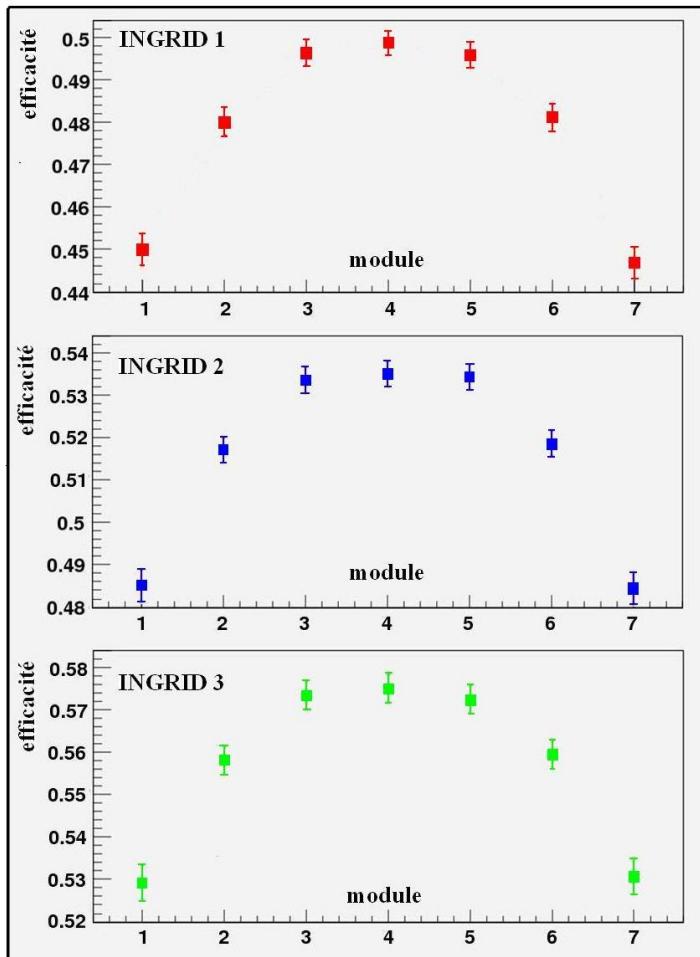


FIGURE 4.11 – Efficacité géométrique de détection des modules $\epsilon_{Veto+3TP}^{géométrique}$ pour trois configurations d'INGRID. Les coupures "Veto" et "3TP" sont appliquées. L'abscisse représente sept modules horizontaux. Le module 4 correspond au module central. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques.

Sur la figure 4.11, les efficacités géométriques de détection des sept modules horizontaux sont représentées pour les trois configurations. Sur l'abscisse, le module 4 correspond au module central. Les coupures d'analyse "Veto" et "3TP" sont appliquées. Pour chaque configuration, on constate que les modules n'ont pas une même efficacité. Les valeurs d'efficacité diminuent aux extrémités avec une valeur maximale pour le module central. Ceci réside dans le fait que le spectre d'énergie du faisceau de neutrinos dépend de l'angle hors axe des neutrinos incidents : plus l'angle hors axe est grand, moins le faisceau sera

énergétique. En conséquence, le pourcentage de neutrinos de basses énergies arrivant au module éloigné du centre sera plus élevé que pour le module central. Comme il est plus difficile pour les neutrinos de basses énergies de traverser au moins trois plans de lecture, les modules ne seront pas exactement identiques en terme d'efficacité de détection. Les résultats montrent que les trois configurations ont une variation similaire d'efficacité mais une valeur moyenne qui augmente de 48% (INGRID1) à 52% (INGRID2) et 56% (INGRID3). Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques de l'analyse.

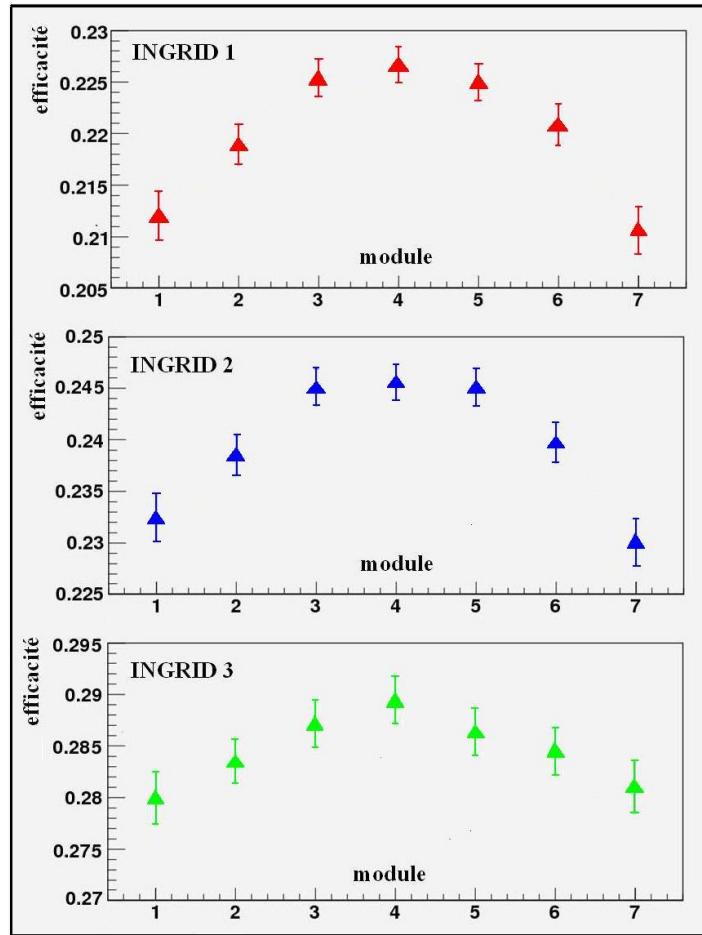


FIGURE 4.12 – Efficacité géométrique de détection des modules $\epsilon_{Veto+3TP+20^\circ}^{géométrique}$ pour trois configurations d'INGRID. Les coupures "Veto", "3TP" et "20°" sont appliquées. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques.

La figure 4.12 représente les efficacités $\epsilon_{Veto+3TP+20^\circ}^{géométrique}$ des modules avec la dernière coupure qui demande que l'angle entre le muon et le neutrino incident soit supérieur à 20°. On peut constater que les efficacités baissent par rapport à celles sans coupure de 20°. C'est simplement dû au fait que les événements avec les neutrinos muons incidents les plus énergétiques ne passent pas cette coupure. Le module central pour les trois configurations INGRID1, INGRID2, INGRID3 a une efficacité géométrique de détection respectivement de 22.7%, 24.6%, et 28.9%. On observe une meilleure efficacité pour INGRID3 et une

dépendance en fonction des modules plus plate. Les rapports entre l'efficacité du module central et celle du module le plus éloigné (à gauche par exemple) pour INGRID1, INGRID2, INGRID3 sont respectivement de 1.066, 1.051, et 1.036. Cela signifie qu'en changeant la géométrie du détecteur d'INGRID1 à INGRID3, l'uniformité en terme d'efficacité des modules sera mieux respectée.

Les barres d'erreur statistiques pour chaque module sont calculées à partir des définitions d'efficacités (4.11) et (4.12) en utilisant la formule :

$$\delta(A/B) = A/B \times (\sqrt{A}/A + \sqrt{B}/B)$$

Grâce aux résultats de simulation, la configuration INGRID3 a été choisie pour la construction du détecteur présenté dans le chapitre 3. Rappelons qu'en réalité, il n'y a que 9 plaques d'acier dans chaque module. La dixième plaque n'était d'aucune utilité comme cible pour les neutrinos incidents. La configuration INGRID3 a conduit à optimiser l'espace minimal entre les modules horizontaux. Pour des raisons de symétrie, nous avons sélectionné la même géométrie pour les modules verticaux.

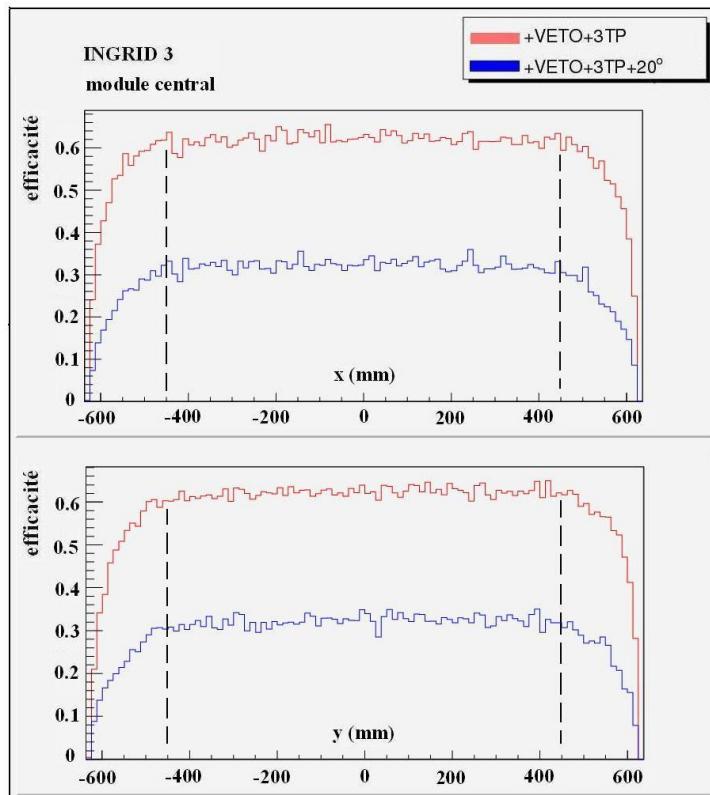


FIGURE 4.13 – Efficacité selon les axes X et Y du module central pour la configuration INGRID3. Les effets de bord sont présents sur environ 18 cm aux quatre côtés.

Les effets de bord ont été étudiés pour chaque module. Sur la figure 4.13, les efficacités $\epsilon_{Veto+3TP}^{géométrique}$ et $\epsilon_{Veto+3TP+20°}^{géométrique}$ du module central, pour la configuration INGRID3, selon l'axe

X et l'axe Y sont montrées. Avec la surface du module de $125 \times 125 \text{ cm}^2$, les courbes d'efficacité sont presque plates sauf pour les derniers 18 cm. Les effets sont similaires pour les autres modules. Cette région ($\sim 18 \text{ cm}$) devra être exclue dans l'analyse finale des données T2K pour extraire le profil du faisceau.

4.4 Rotation des modules

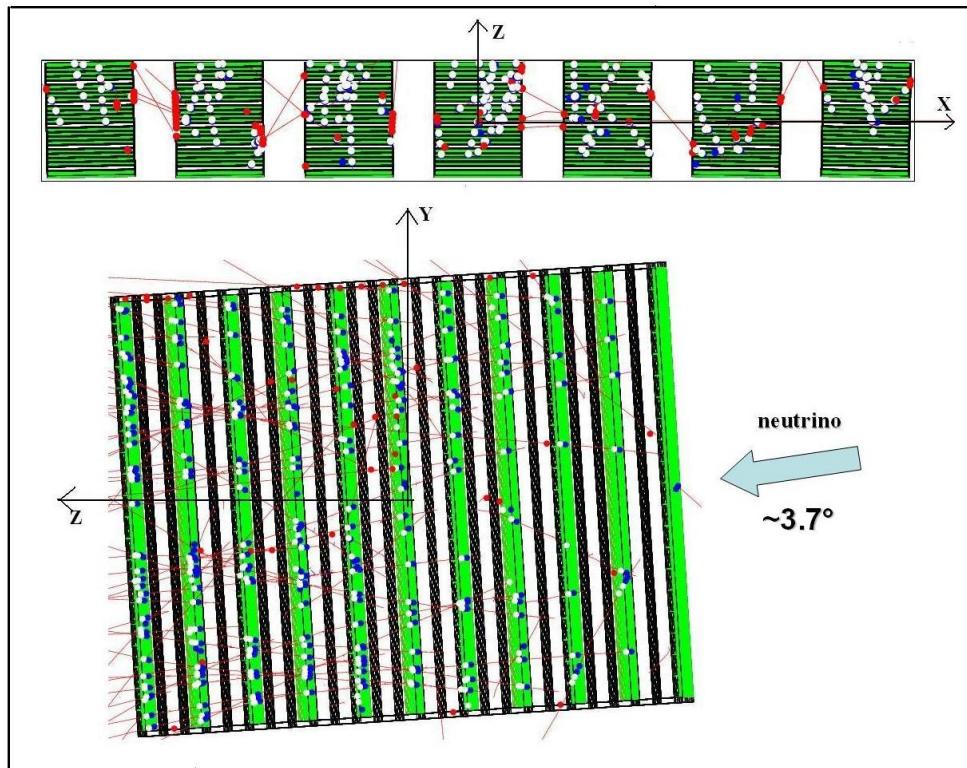


FIGURE 4.14 – *Rotation des modules horizontaux d'INGRID.*

Le faisceau de neutrinos venant du tunnel de désintégration des pions arrive dans le détecteur INGRID après un parcours de 280 mètres. Comme le centre d'INGRID se situe à l'étage B2 du puits de 33 m de profondeur, le faisceau des neutrinos incidents n'est pas horizontal mais légèrement incliné vers le bas. La configuration INGRID3 ne tient pas compte de cet effet. Des modules placés de façon perpendiculaire au faisceau pourraient avoir des efficacités de détection supérieures. La détermination de l'angle zéro du faisceau de neutrinos (l'angle sur axe) pourrait être aussi améliorée avec des modules strictement perpendiculaires au faisceau. L'ensemble des modules tournés est montré sur la figure 4.14. En haut, sur la vue de dessus, on peut voir une légère rotation des modules dans le plan (X,Z). En bas, sur la vue latérale, les neutrinos arrivent du côté droit.

La figure 4.15 représente les deux composantes en X et Y du vecteur unitaire de direction des neutrinos simulés qui arrivent sur l'ensemble des sept modules horizontaux d'INGRID pour 46800 événements. En moyenne, le faisceau est incliné d'environ 3.7° vers

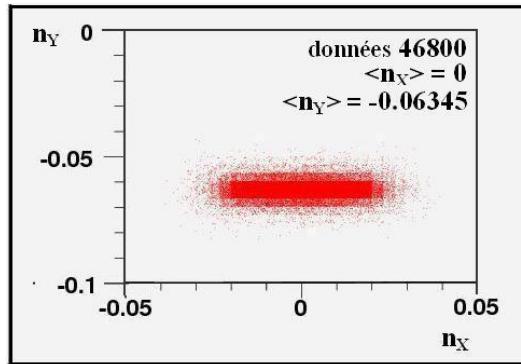


FIGURE 4.15 – Direction du faisceau de neutrinos arrivant dans le détecteur INGRID. Les deux composantes X et Y du vecteur unitaire de direction sont représentées. Le faisceau s'incline vers le bas d'environ 3.7° .

le bas. Pour chaque module, l'angle du faisceau incident est calculé : $\sim 3.6^\circ$ pour le module central, $\sim 3.8^\circ$ pour les modules les plus éloignés. Pour étudier ces effets, l'ensemble des modules a été tourné perpendiculairement aux faisceaux de neutrinos. Dans la simulation, les vertex d'interaction devaient aussi être tournés pour respecter la nouvelle géométrie.

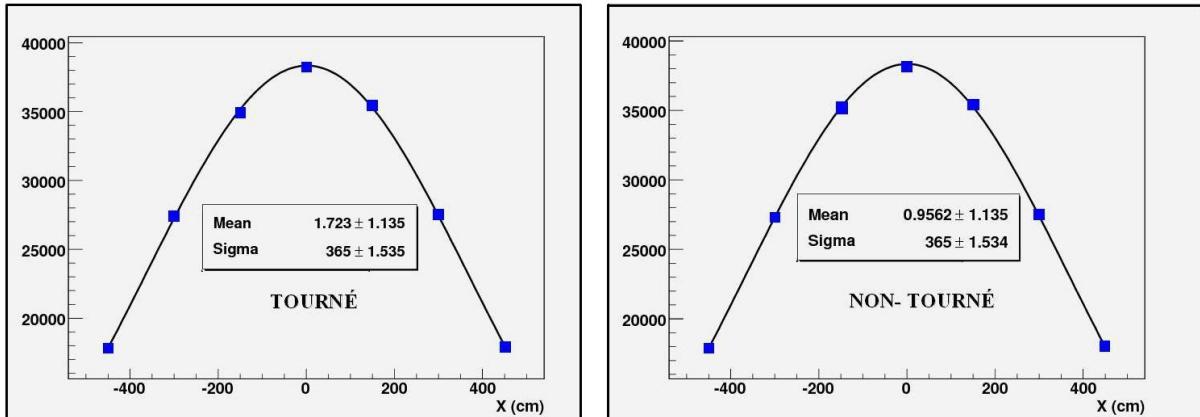


FIGURE 4.16 – Profils du faisceau de neutrinos pour deux géométries différentes. Les coupures "Veto", "3TP", et " 20° " sont appliquées.

La comparaison entre les deux géométries, les modules tournés et les modules horizontalement posés, a été obtenue par les simulations. Les résultats sont montrés sur les figures 4.16 et 4.17. D'une part, les efficacités de détection ne sont pas améliorées avec les modules tournés. D'autre part, le profil du faisceau de neutrinos ne varie pas. Pour la géométrie des modules non-tournés, le centre du faisceau de neutrinos, après toutes les coupures, est de $\sim 1.0 \pm 1.2$ cm. Pour la géométrie des modules tournés, le centre est de $\sim 1.7 \pm 1.2$ cm. Une explication intuitive pour ce résultat est que l'angle d'inclinaison du faisceau n'est pas suffisamment grand pour que les effets puissent se manifester. Cela nous conduit à garder la géométrie ancienne des modules non-tournés.

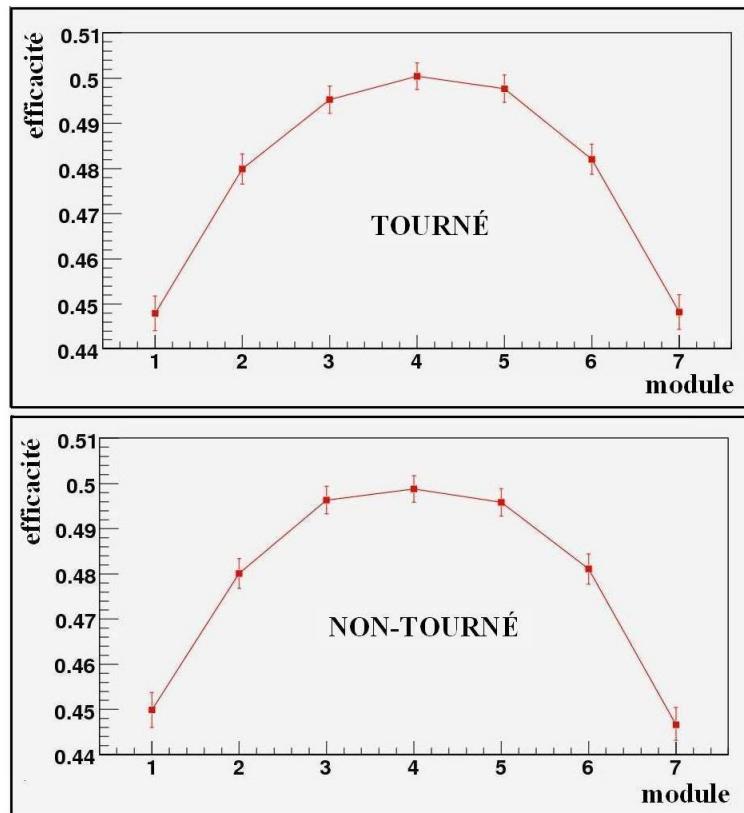


FIGURE 4.17 – Comparaison des efficacités entre deux géométries : les modules tournés et les modules horizontalement placés. Les coupures "Veto" et "3TP" sont appliquées.

En effet, d'un point de vue mécanique, la rotation de 3.7° des modules complique significativement la conception, le coût et la réalisation d'INGRID. Ces analyses démontrent que l'angle incident des neutrinos n'a aucune influence sur les performances d'INGRID.

5

Le programme de reconstruction et les performances d'INGRID

5.1 Reconstruction de la trace du muon

Le détecteur INGRID est destiné à détecter les événements de type courant chargé (CC) dans lesquels un muon et d'autres particules sont produits. Dans la majorité des cas, la trace du muon est la plus longue et donc la trace principale à reconstruire. Les événements de type courant neutre (NC) sont en général très difficiles à identifier.

5.1.1 Les objectifs

La reconstruction des événements a trois objectifs. Nous voulons tout d'abord identifier la trace du muon produit par la sélection "3TP" ("three-tracking-planes"). Pour les événements quasi-élastiques CCQE, qui sont théoriquement bien connus, la production des particules dans l'état final consiste en un muon et un proton. Le proton est souvent arrêté dans la première ou la deuxième plaque de fer après le vertex d'interaction, et sa trace n'est pas identifiable dans la plupart des cas. Les événements CCQE sont identifiés par des coups (signaux de scintillateurs) alignés que forme la trace du muon produit. Une fois la reconstruction des événements CCQE perfectionnée, on peut penser à reconstruire d'autres types d'interaction comme les productions de résonance CCRES et les diffusions profondément inélastiques CCDIS où davantage de traces sont produites dans chaque événement. Dans la plupart des cas, les événements CCRES donnent lieu à la création d'un pion et ressemblent aux événements CCQE à transfert d'énergie important. La différenciation pourrait être faite en regardant le dépôt d'énergie dans les scintillateurs autour du vertex d'interaction. Pour les événements CCRES, le proton et le pion contribuent tous les deux au dépôt d'énergie qui sera plus grand que celui du proton unique des événements CCQE. En ce qui concerne les événements CCDIS, la discrimination avec les deux autres types d'événements CCQE et CCRES est plus facile grâce à leur importante production hadronique autour du vertex. La nature différente de l'interaction (QEL, RES, ou DIS) devrait permettre de construire des variables discriminantes pour la séparation.

Le deuxième objectif consiste à discriminer les événements de bruit de fond produits à l'extérieur des modules des événements produits dans les plaques d'acier ou éventuellement dans les scintillateurs. Le nombre des événements de bruit de fond est estimé avec des simulations préliminaires plus petit que 1% du nombre des événements de signal. Ils proviennent surtout des interactions des neutrinos dans le mur du puits 280 m. Afin de les éliminer, une coupure spécifique sera appliquée. Si dans un événement, la trace muon laisse un coup dans les scintillateurs "veto" et si l'angle entre la trace et la direction du neutrino incident est supérieur à 90° ("upstream veto cut"), cet événement est très probablement un bruit extérieur du module et doit être éliminé. Comme il y a très peu d'événements de bruit de fond en aval d'INGRID, la coupure "downstream veto" ne doit pas être appliquée pour les angles inférieurs à 90° . La figure 5.1 illustre deux événements, l'un est éliminé et l'autre est accepté par la sélection "veto".

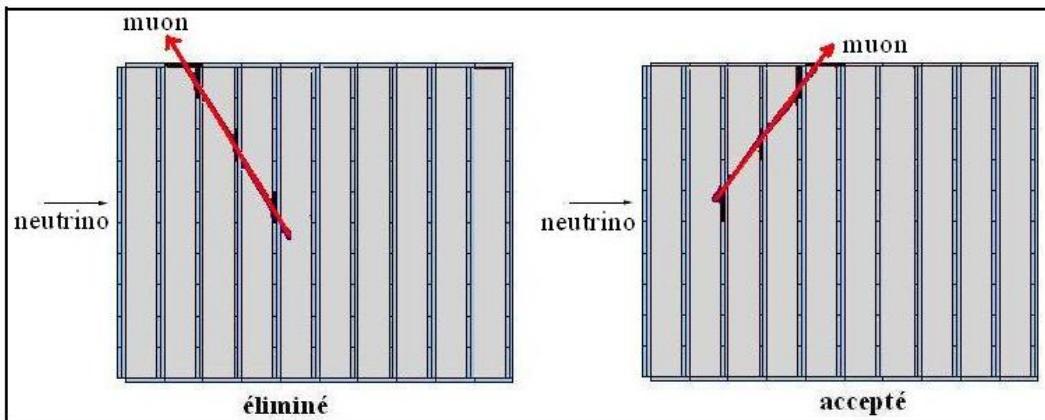


FIGURE 5.1 – Exemple de deux événements, l'un est éliminé et l'autre est accepté par la sélection "veto".

Notre troisième objectif est de mesurer de manière assez précise l'angle que la trace du muon produit fait avec la direction incidente du neutrino. La reconstruction de la trace du muon permet une sélection des événements de basse énergie avec la condition $\theta_\mu > 20^\circ$. La figure 5.2 représente les profils horizontaux du faisceau de neutrinos à 280 mètres pour différentes zones d'énergie. Sur cette figure, les courbes rouges et les courbes bleues correspondent respectivement aux cas du faisceau de protons primaires au centre de la cible et décalé de 3 mm dans la direction horizontale de la cible. On constate que les événements de haute énergie, $E_\nu > 3 \text{ GeV}$ sont moins sensibles aux conditions du faisceau de protons que les événements de basse énergie. Afin d'obtenir une détermination précise de l'angle sur axe (1 mrad) et une stabilité (1%) du faisceau de neutrinos toutes les 24 heures, INGRID doit être capable d'être sensible aux changements des conditions du faisceau primaire de protons et du système des cornes électromagnétiques. C'est la raison pour laquelle il faut sélectionner les événements de basse énergie. Les événements avec $\theta_\mu < 20^\circ$, qui correspondent aux hautes énergies $E_\nu > 3 \text{ GeV}$ (figure 5.3), seront exclus pour ce genre d'analyse.

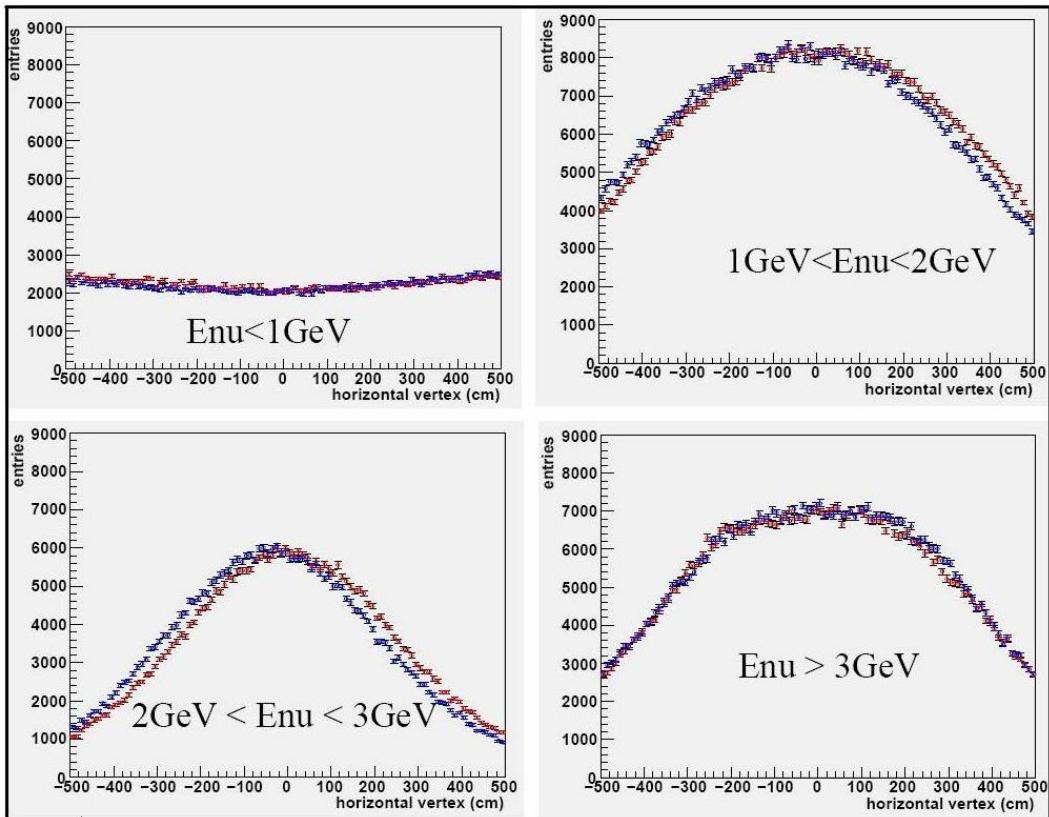


FIGURE 5.2 – Profils du faisceau de neutrinos pour différentes zones d'énergie. Les courbes rouges et bleues correspondent aux cas où le faisceau de protons arrive au centre de la cible et décalé de 3 mm vers la droite de la cible respectivement.

5.1.2 La méthode de Hough

Les traces des muons sont en général assez longues car leur dépôt d'énergie dans le fer, ~ 150 MeV par plaque, est relativement petit devant leur impulsion, ~ 1800 MeV en moyenne. Dans le détecteur INGRID non magnétisé, la trace d'un muon ressemble à une droite. Les signaux des scintillateurs vont former les points de la droite. Afin d'isoler cette trace des autres traces hadroniques, nous avons adopté une méthode de traitement d'images appelée la transformation de Hough. Le principe général de cette méthode [93] est d'établir une projection entre l'espace de l'image et un espace de paramètres représentatifs de la forme recherchée. De cette manière, elle permet la reconnaissance des points (les signaux) qui appartiennent à une même courbe dans l'ensemble total des points. Dans notre cas, cette courbe est une droite qui correspond à la trace du muon.

Une droite dans l'espace bidimensionnel réel est représentée par l'équation $y = ax + b$. L'idée de la transformée de Hough est de considérer la ligne droite non pas comme un ensemble des points de l'image mais comme un couple de deux paramètres a et b . En effet cette équation peut être lue de deux manières. Soit par la lecture traditionnelle où $y = ax + b$ signifie que tous les points (x,y) vérifiant cette équation seront associés au

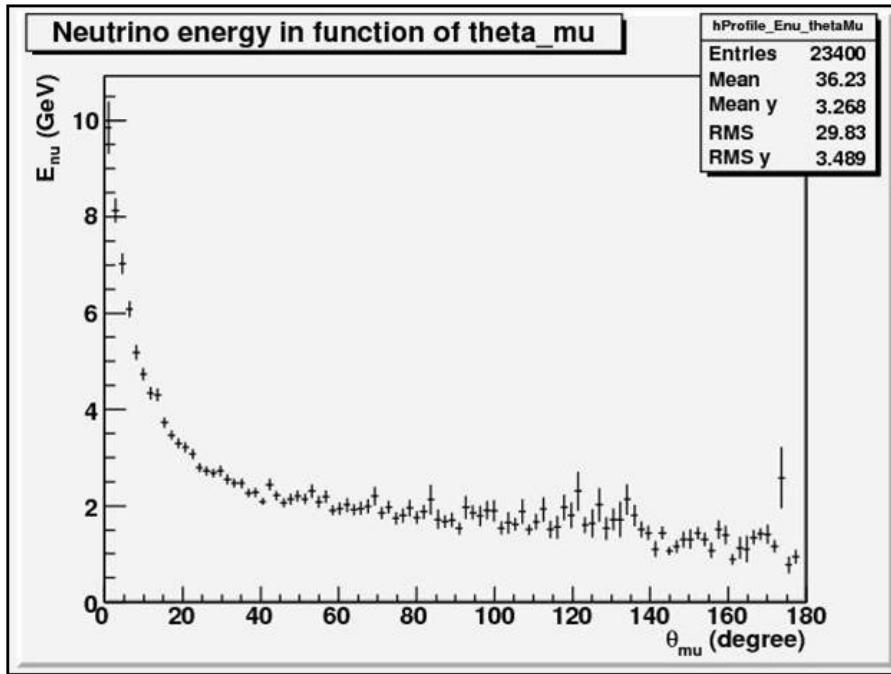


FIGURE 5.3 – Distribution de l'énergie moyenne des neutrinos en fonction de l'angle d'émission des muons.

même point (a,b) dans l'espace de paramètres. Soit on peut lire $b = -ax + y$ et chaque point (x,y) de l'image sera projeté en une droite dans l'espace réciproque.

Dans cette approche, la paramétrisation cartésienne pose deux problèmes. L'un est que les valeurs des paramètres a et b tendent vers l'infini pour les droites verticales. Pour pouvoir représenter toutes les droites possibles, a et b doivent varier entre $-\infty$ et $+\infty$. L'autre est qu'en terme de probabilité, on a autant de chance d'avoir une droite avec une valeur de a comprise entre $[0, 1]$ et $[1, +\infty]$. Ainsi l'espace de paramètres n'est ni borné, ni homogène avec les coordonnées cartésiennes. Pour que la transformation satisfasse l'homogénéité, c'est à dire qu'elle ne favorise pas certaines valeurs particulières des paramètres, et que le domaine de variation des paramètres soit numériquement fini, on doit utiliser les coordonnées polaires. Dans cette représentation, la droite est définie par la distance R et l'angle θ . Le paramètre R représente la distance entre la droite et l'origine, et θ représente l'angle fait par le vecteur normal de la droite et l'axe x . Avec cette paramétrisation, l'équation de la droite peut s'écrire sous deux formes équivalentes :

$$y = \left(-\frac{\cos \theta}{\sin \theta} \right) x + \left(\frac{R}{\sin \theta} \right) \quad (5.1)$$

$$R = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (5.2)$$

Ainsi, chaque ligne droite dans l'espace réel associe un couple (R, θ) qui est unique si $R \in (-\infty, +\infty)$ et $\theta \in [0, \pi]$, ou si $R \geq 0$ et $\theta \in [0, 2\pi]$. La forme associée à un point est une sinusoïde unique dans l'espace des paramètres. Cet espace (R, θ) est souvent appelé

l'espace de Hough. Finalement, l'ensemble des points qui forment une droite dans l'espace réel correspond à des sinusoïdes passant par un même point dans l'espace de Hough.

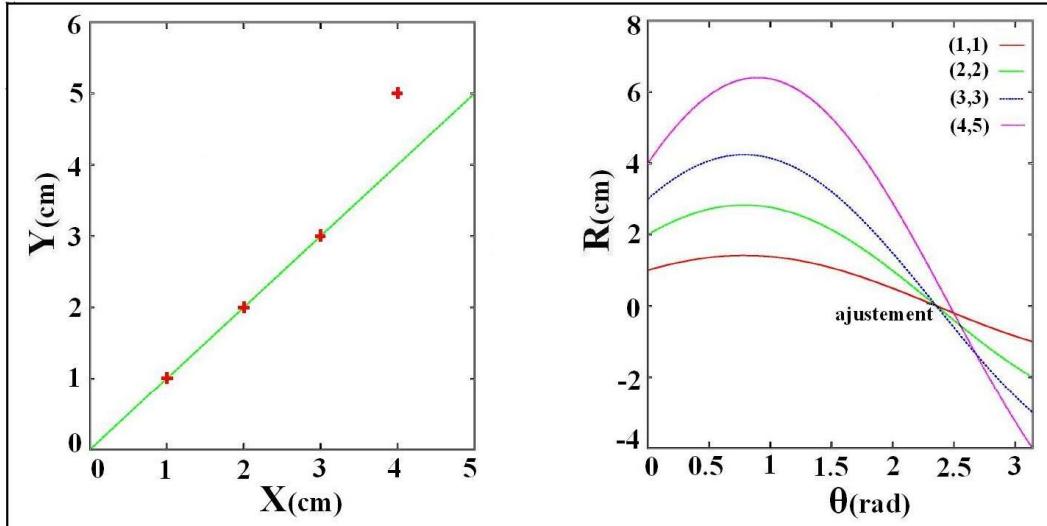


FIGURE 5.4 – Exemple de transformation de Hough.

La figure 5.4 illustre un exemple simple de détermination des paramètres d'une droite. Dans cet exemple, trois points alignés sont $(1,1)$, $(2,2)$, $(3,3)$ qui correspondent à trois courbes en rouge, verte, et bleue, respectivement dans l'espace de Hough. L'intersection ($R = 0$, $\theta = 3\pi/4$) de ces trois courbes donne la droite en question $y = x$. Le point $(4,5)$ qui n'appartient pas à cette droite correspond à la courbe violette qui ne passe pas par l'intersection de trois autres courbes.

Nous allons maintenant considérer un exemple moins trivial. La figure 5.5(a) représente 1000 points générés aléatoirement dans un espace dit "réel" auquel nous avons ajouté 100 autres points alignés sur une droite. Une courbe associée à chaque point est tracée dans l'espace de Hough où l'angle θ varie de 0 à π . Cet espace de Hough est représenté sur la figure 5.5(b) et son maximum est à $(\theta, R) = (2.01461, 3)$ qui correspond à la ligne passant par les 100 points alignés dans l'espace réel. La figure 5.5(c) représente l'espace réel avec les 1000 points aléatoires et la ligne reconstruite.

Il faut remarquer que numériquement, l'espace de Hough est divisé en petites mailles de dimension finie. Si une courbe passe par une certaine maille, la valeur d'occupation de cette maille augmente d'une unité. En trouvant localement les mailles de plus grandes valeurs d'occupation, les lignes les plus semblables à une droite peuvent être extraites. Une étude des différents maxima doit alors être effectuée pour déterminer la droite appropriée. Cette étape est en général délicate car le bruit causé par les autres points dans l'espace de l'image peuvent perturber la détection de la droite recherchée. D'autre part, si les points sont trop nombreux, on peut aussi avoir du mal à les repérer.

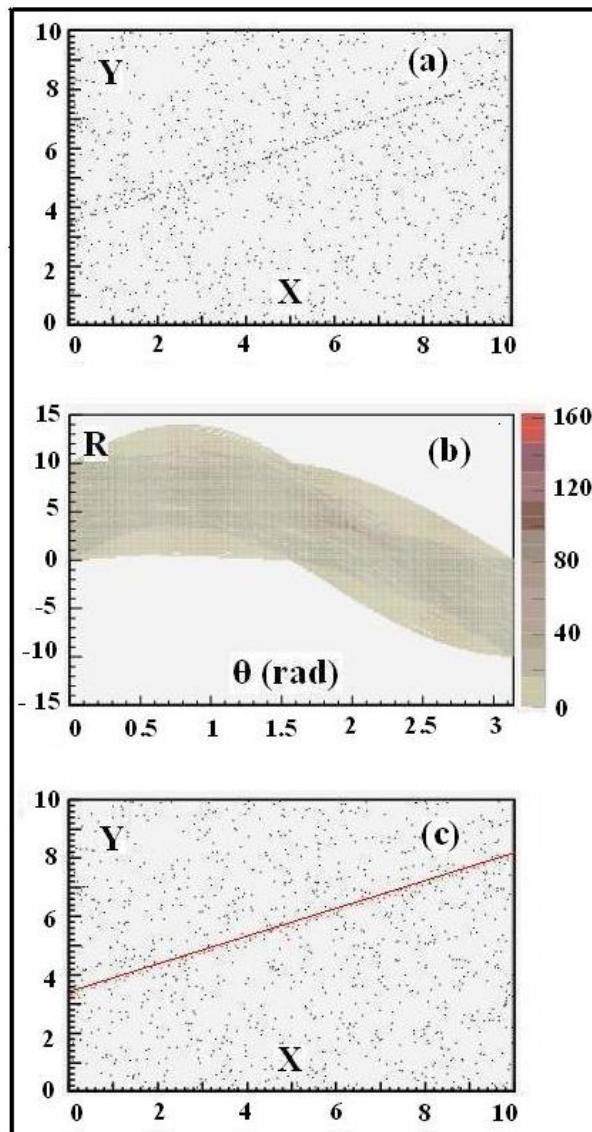


FIGURE 5.5 – Exemple de transformation de Hough. La figure (a) représente 1000 points générés aléatoirement plus 100 points alignés. Les figures (b) et (c) représentent respectivement l'espace de Hough associé et l'espace réel avec la ligne reconstruite qui correspond au maximum dans l'espace de Hough.

La méthode de Hough peut bien évidemment être appliquée pour les cas où il y a plusieurs droites à identifier. Par exemple, pour les événements de type CCQE avec un muon et un proton dans l'état final, on pourrait vouloir reconstruire également la trace du proton de recul.

5.1.3 L'algorithme de reconstruction de la trace

La reconstruction de la trace du muon dans INGRID est effectuée en appliquant la méthode de Hough présentée ci-dessus pour chaque événement. Les modules simulés contiennent des plaques d'acier de dimensions $120 \times 120 \times 6.5 \text{ cm}^3$ et des bandes de scintillateur de dimensions $120 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$. Au lieu de travailler directement dans l'espace tridimensionnel 3D, on travaille plutôt séparément dans deux projections bidimensionnelles 2D (XZ) et (YZ) où l'axe Z correspond à l'axe du faisceau de neutrinos. Il y a deux raisons pour ce choix.

D'une part, la dimension de l'espace de Hough est égale au nombre des paramètres utilisés dans l'espace réel, et la mémoire sur ordinateur nécessaire à sa représentation croît par conséquent numériquement quasi exponentiellement avec le nombre de paramètres libres. Il en résulte que le temps de calcul est beaucoup plus grand dans le cas tridimensionnel que dans le cas de deux projections bidimensionnelles. De plus, comme on le verra, la qualité de la reconstruction de la trace est déjà assez bonne dans le cas 2D. D'autre part, dans l'espace 3D des problèmes de traces fantômes pourraient s'ajouter. Ce sont les faux "signaux" que l'on ne peut distinguer des vrais coups dans les scintillateurs. Lorsqu'un événement est produit dans le détecteur et sur un certain plan de lecture, le couple (X,Y) n'est pas à 3D unique. Soient (i, k) et (j, l) les indices des bandes de scintillateur horizontale et verticale dans le plan de lecture de ces deux coups. Deux autres couples de coups fantômes d'indices (i, l) et (j, k) seront possibles. Dans des événements de type résonnant et profondément inélastique, on rencontre très souvent cette situation et l'erreur causée par ces signaux fantômes n'est pas négligeable. Travaillant dans les projections horizontale (XZ) et verticale (YZ), ce problème se résoud de lui-même car chaque bande de scintillateur verticale/horizontale correspond à un couple unique (X,Z)/(Y,Z).

Ainsi pour tout plan de lecture, un coup 3D est considéré comme deux coups 2D horizontal et vertical de coordonnées (X,Z) et (Y,Z), avec X, Y, Z les coordonnées respectivement sur l'axe X du centre de la bande verticale touchée, sur l'axe Y du centre de la bande horizontale touchée, et sur l'axe Z du centre du plan de lecture. Remarquons que les bandes horizontales servent aux coordonnées de la projection verticale (YZ) et vice-versa. Par la suite, nous traiterons dans une première étape ces deux projections séparément mais de façon similaire.

Avant d'appliquer la méthode de Hough dans les directions X ou Y, nous devons effectuer un nettoyage de l'événement. Cela consiste à éliminer la partie "dense" des gerbes hadroniques. En effet, la multiplication exagérée des signaux de ces gerbes pourrait affecter la reconstruction de la trace du muon. Trop de coups concentrés dans la zone de la gerbe pourraient biaiser la transformation de Hough. Dans ce cas, plusieurs solutions

seront possibles dans l'espace $R - \theta$. Pour résoudre ce problème, nous allons associer à chaque coup une densité qui va caractériser l'entourage de ce coup. Elle est construite en comptant les coups voisins et en leur attribuant un poids en fonction de leur éloignement.

La formule pour calculer la densité, notée D_n^i , du coup sur la $i^{\text{ème}}$ bande du $n^{\text{ème}}$ plan de lecture s'écrit sous la forme suivante :

$$\forall \text{ bande touchée } (j, m) \text{ telle que } 0 < |i - j| + 4|m - n| < 8$$

$$D_n^i = \sum_{(j,m)} 8 - (|i - j| + 4|m - n|) \quad (5.3)$$

La formule (5.3) indique que seuls les coups voisins assez proches sur le même plan ou sur les deux plans voisins les plus proches sont comptés. Géométriquement, les plans de lecture sont séparés d'environ 10 cm alors que les deux bandes de scintillateur voisines sur un même plan sont d'une distance d'environ 5 cm. Le facteur 4 dans cette formule est donc un multiple de 10/5. En prenant 2, trop peu de coups voisins seraient comptés.

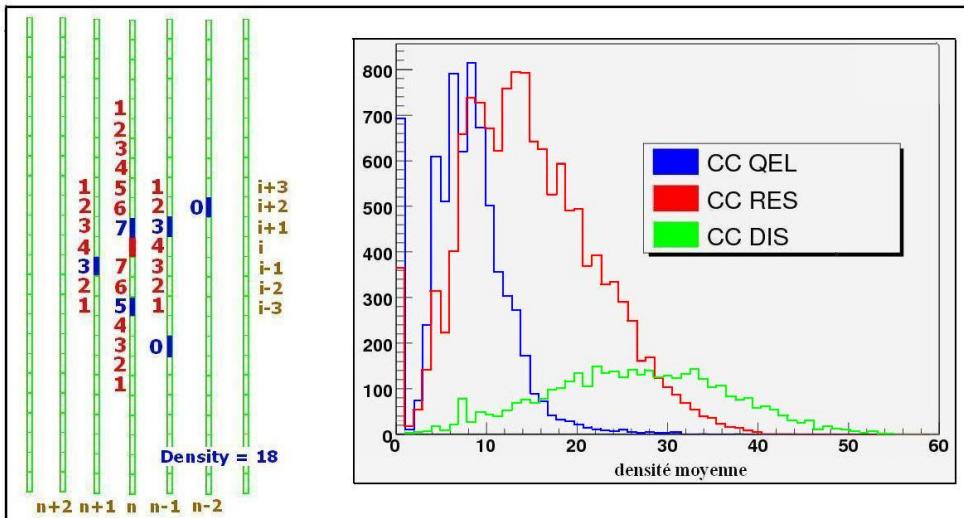


FIGURE 5.6 – (Gauche) Exemple du calcul de la densité des coups. Les coups voisins en bleu du coup en rouge donne la densité du dernier égale à 18. (Droite) Les distributions de densité moyenne sur les bandes de scintillateur horizontales pour trois types d'interaction CCQE, CCRES, et CCDIS.

La figure 5.6 gauche illustre un exemple du calcul de la densité du point en rouge. On distingue 6 autres points en bleu autour de ce point. Selon la formule (5.3), les valeurs du poids des deux points bleus sur le même plan de scintillateurs que le point rouge sont de 7 et de 5 ; les deux autres points sur les plans voisins ont le même poids 3 et les deux derniers points qui sont assez éloignés du point rouge ont un poids 0. L'ensemble de ces points bleus donne la densité du point rouge égale à 18. Sur cette même figure à droite, la densité moyenne sur les bandes horizontales pour chaque événement des trois types d'interactions CCQE, CCRES, et CCDIS est représentée. La densité pour les événements

5.1. Reconstruction de la trace du muon

CCQE varie de 0 à 30. Les événements CCQE sont souvent une droite (la trace du muon) ou deux droites séparées (celle du proton de recul). Les valeurs de densité correspondent aux coups qui ne sont pas susceptibles d'appartenir à une gerbe hadronique. Les coups de densité trop faible doivent être également éliminés car ils proviennent soit du partage accidentel de signal entre deux photomultiplicateurs ou entre deux bandes de scintillateur (phénomène appelé *cross-talk*), soit d'une erreur possible du générateur de simulation Geant4. Ainsi, on ne garde finalement que les coups dont la densité varie dans la zone suivante pour les deux projections (XZ) et (YZ) :

$$2 \leq D \leq 30 \quad (100\% \text{ CCQE sélectionnés})$$

Une fois la sélection des coups effectuée, nous pouvons passer à l'identification de la trace du muon en deux projections en analysant les coups satisfaisant le critère de densité. Un événement typique CCQE généré dans le module central va illustrer les différentes étapes de la méthode.

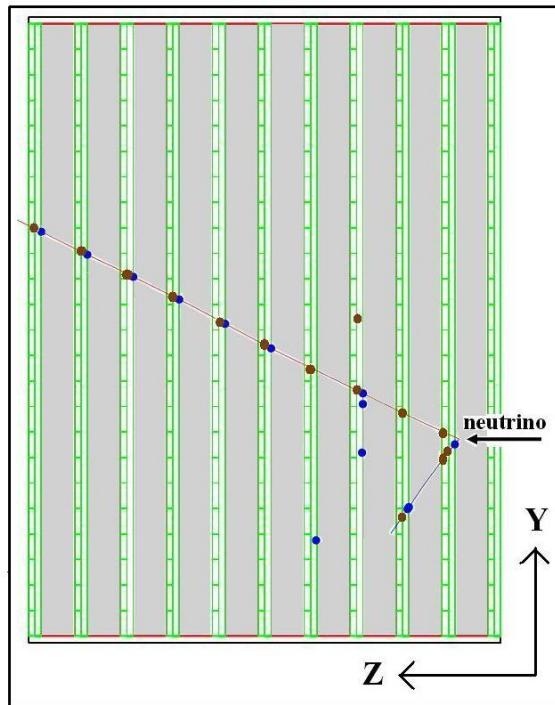


FIGURE 5.7 – Vue de profil d'un événement CCQE. Les coups sur des bandes horizontales et verticales sont en marron et bleu respectivement.

La vue de profil (YZ) de cet événement est représentée sur la figure 5.7. Le neutrino, arrivant du côté droit, interagit dans le fer (en gris) pour produire un muon de trace longue et un proton de trace courte. Les coups sur les bandes horizontales sont en marron, et ceux sur les bandes verticales sont en bleu. Les coordonnées (Y,Z) pour un scintillateur horizontal touché ou (X,Z) pour un scintillateur vertical touché seront prises pour appliquer la transformation de Hough. Ainsi, dans chaque projection une droite sera reconstruite

correspondant au maximum dans l'espace de Hough associé. À partir de ces deux droites, nous pouvons reconstruire les deux projections de la trace du muon pour retrouver une trace unique dans l'espace tridimensionnel.

Si l'espace de Hough possède plusieurs maxima de même valeur correspondant à des candidats de même longueur dans l'espace réel de projection, on choisira la droite qui passe par le coup de Z minimal par rapport à la direction du faisceau incident. Ce choix est dû au fait que les traces des particules produites se placent souvent en aval du vertex d'interaction. Le coup de plus petite valeur de Z sera le plus proche du vertex et la droite qui passe par ce coup la plus probable du muon recherché.

Pour chaque projection, une fois la droite de Hough reconstruite, on reconsidère l'événement avec tous les signaux de scintillateurs. Les coups sur les bandes touchées par la droite de Hough et sur les bandes voisines les plus proches, distantes de 5 cm par rapport à cette droite, seront gardés. Ces coups sont considérés comme appartenant à la trace finale. Finalement, pour obtenir une trace qui traverse au moins trois plans de lecture différents, nous devons appliquer une coupure non pas sur les coups mais sur les événements. Cette coupure demande que l'événement, après nettoyage des coups et extension de la trace dans chaque projection, ait au moins 3 plans de lecture touchés qui ne sont pas nécessairement consécutifs. Un plan de lecture "touché" est défini comme possédant au moins un coup horizontal et un coup vertical. Cette coupure est appliquée à l'ensemble des coups proches gardés (par rapport à la ligne de Hough) en combinant les deux projections (XZ) et (YZ).

L'ensemble des signaux sélectionnés détermine le vertex d'interaction et la direction de la trace muon. La coordonnée Z du vertex est calculée de la façon suivante :

$$Z_{vertex}^{rec} = Z_1 - 4.5 \text{ (cm)} \quad (5.4)$$

où Z_1 est la coordonnée du premier coup par rapport à la direction du faisceau dans l'ensemble des coups sélectionnés, c'est à dire de plus petite valeur de Z. La valeur de 4.5 cm correspond à la moitié de la somme des épaisseurs de la plaque d'acier et du plan de lecture. On suppose ici que l'interaction se produit toujours dans le fer. L'autre coordonnée du vertex, Y pour la projection verticale et X pour la projection horizontale, et la direction de la trace sont ensuite déterminées par la méthode des χ^2 . La trace recherchée doit contenir le vertex reconstruit dont la coordonnée Z_{vertex}^{rec} a été déterminée par la formule (5.4), et passer d'une façon optimale par tous les coups sélectionnés. Pour la projection verticale (YZ), la méthode χ^2 donne les formules suivantes :

$$\begin{aligned} Y_{vertex}^{rec} &= \frac{\sum_i Y_i \sum_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec})^2 - \sum_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec}) \sum_i Y_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec})}{N \sum_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec})^2 - [\sum_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec})]^2} \\ \Theta_{muon YZ}^{rec} &= \frac{\sum_i (Y_i - Y_{vertex}^{rec})}{\sum_i (Z_i - Z_{vertex}^{rec})} \end{aligned} \quad (5.5)$$

avec N le nombre des coups sélectionnés (Y_i, Z_i). Les formules sont similaires pour la projection horizontale.

5.1. Reconstruction de la trace du muon

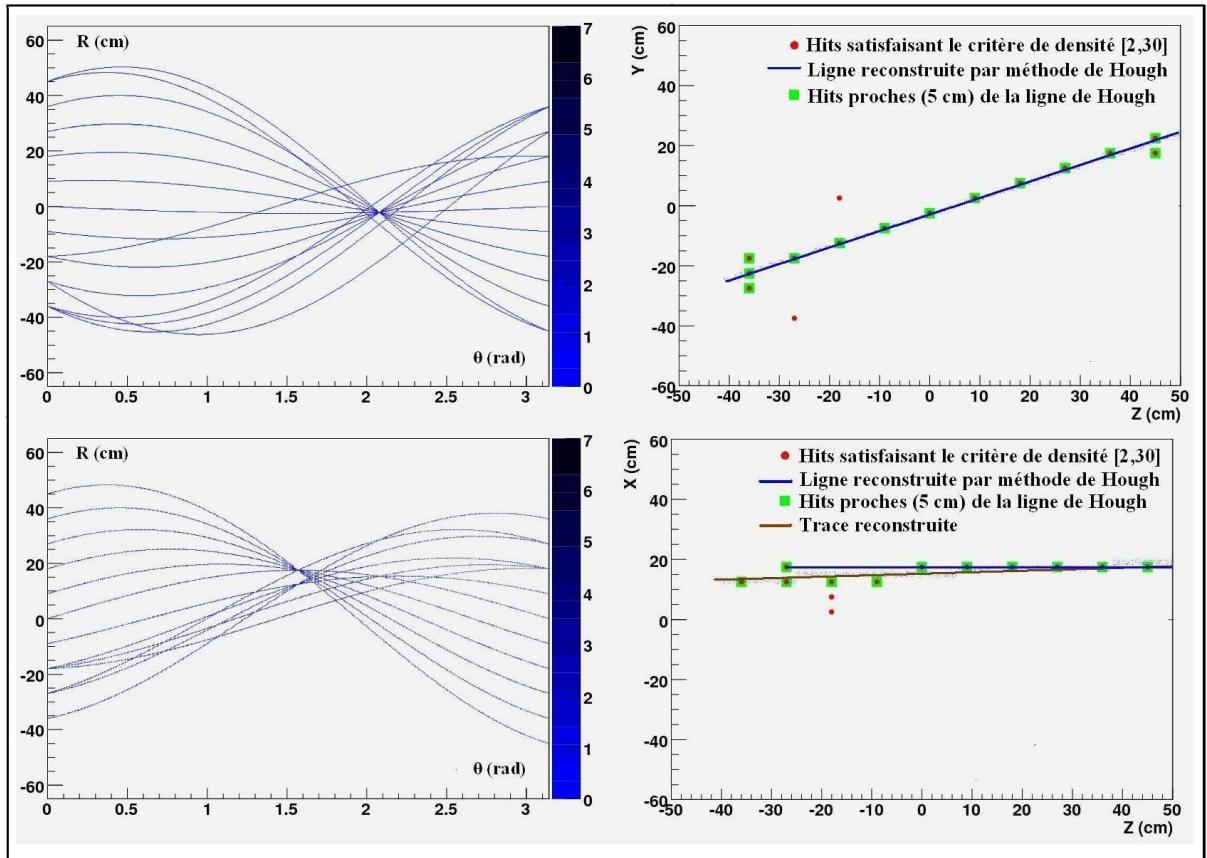


FIGURE 5.8 – L'espace de Hough et l'espace réel pour les deux projections d'un événement CCQE. En haut la projection YZ, et en bas la projection XZ.

La figure 5.8 représente la reconstruction des deux projections de la trace du muon pour l'événement sur la figure 5.7. En haut, c'est la projection verticale (YZ) et en bas la projection horizontale (XZ). Les espaces de Hough et les espaces réels sont à gauche et à droite respectivement. Chaque courbe dans l'espace de Hough correspond à un coup rouge dans l'espace réel qui satisfait le critère de densité. Le maximum correspond ensuite à la droite bleue, à partir de laquelle, tous les coups proches d'une distance de moins que 5 cm par rapport à cette droite sont sélectionnés. Ces coups sont les carrés verts sur les figures à droite.

En combinant les deux projections, on obtient la trace du muon dans l'espace à trois dimensions. Un événement est finalement sélectionné et identifié comme une interaction neutrino dans une plaque d'acier si les conditions suivantes sont satisfaites :

- le critère de densité appliqué aux coups pour chaque projection.
- le critère de trois plans de lecture touchés pour la trace reconstruite.
- les vertex reconstruits dans chaque projection ont la même coordonnée en Z.

Le tableau 5.1 récapitule tous les paramètres de l'algorithme de reconstruction utilisés, étape par étape, ainsi que les conditions appliquées à ces paramètres.

paramètre / critère	conditions / opération	remarques
densité : D	$2 \leq D \leq 30$	ce paramètre de densité des coups sert à épurer l'événement dans chaque projection.
plans de reconstruction : 3TP	la trace reconstruite traverse au moins 3 plans de lecture	un plan touché est défini comme possédant au moins un coup dans chaque projection. Les plans touchés ne sont pas nécessairement consécutifs.
vertex : Z_{vertex}^{proj}	transformation de Hough Z minimal coups proches de ± 5 cm $Z_{min} - 4.5$ cm	pour chaque projection, on détermine la droite de Hough. s'il y a plusieurs droites de Hough de même longueur, on choisit celle qui passe par le coup dont la coordonnée Z est minimale. extension de la trace. l'interaction est supposée être produite dans la plaque d'acier.
χ^2	la trace passe par Z_{vertex}^{proj} et traverse tous les coups gardés	détermination de Y_{vertex} et θ_{YZ} idem. pour la projection (XZ).
combinaison	$Z_{vertex}^{XZ} = Z_{vertex}^{YZ}$	reconstruction de la trace 3D.

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des étapes de la reconstruction des traces muons.

Il faut remarquer que dans une minorité de cas, la trace du proton est la trace principale et donc identifiée comme un "muon". Le résultat actuel de simulation donne le rapport entre les événements reconstruits dont le proton est la trace principale et ceux dont le muon est la trace principale égal à 16% après toutes les coupures, y compris la coupure sur l'angle de 20°. Nous n'avons pas de moyen pour les distinguer ce qui ne pose finalement aucun problème. En effet, l'angle de coupure sera toujours appliqué sur la trace la plus longue.

5.2 Les résultats

Avec l'algorithme de reconstruction présenté dans le paragraphe précédent, l'efficacité géométrique de détection, l'efficacité de reconstruction et les distributions des erreurs associées ont été déterminées.

5.2.1 Résultats pour les événements CCQE

L'efficacité géométrique est définie comme le taux d'événements que INGRID doit détecter sans appliquer les coupures du tableau 5.1 à l'exception de la coupure "3TP". Ce sont les événements correspondant à une interaction des neutrinos incidents dans un module d'INGRID dont la trace reconstruite touche au moins 3 plans de lecture.

$$\epsilon_{\text{géométrique}} = \frac{\# \text{ Événements } 3TP}{\# \text{ Total}} \quad (5.6)$$

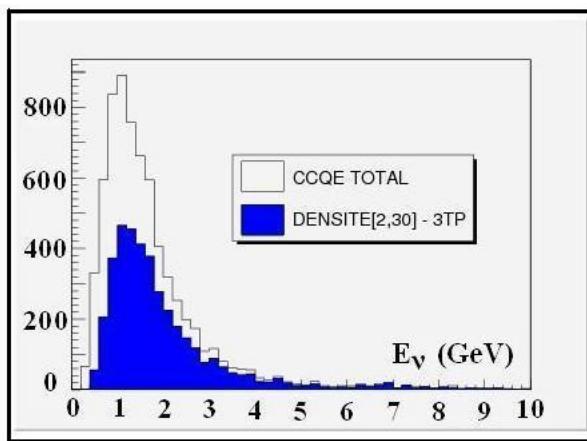


FIGURE 5.9 – Le spectre d'énergie des événements CCQE sélectionnés. Les deux coupures appliquées sont sur la densité des coups et sur le critère de trois plans de lecture touchées.

La figure 5.9 représente la distribution en énergie des neutrinos muons incidents pour les événements CCQE. Le résultat est que 57% des événements CCQE ne sont pas affectés par la coupure 3TP. Cette valeur correspond à l'efficacité géométrique du détecteur pour les interactions de type CCQE.

Après cette sélection, un événement sera qualifié si il satisfait les critères du tableau 5.1. L'efficacité de reconstruction est définie de la manière suivante :

$$\epsilon_{\text{reconstruction}} = \frac{\# \text{ Événements } (Z_{\text{vertex}}^{XZ} = Z_{\text{vertex}}^{YZ})}{\# \text{ Événements } 3TP} \quad (5.7)$$

Elle vaut 88% pour les événements CCQE. Dans la simulation, l'efficacité de détection des scintillateurs est fixée à 100%. Les premières valeurs obtenues avec l'analyse de rayons

cosmiques donnent $99.5 \pm 0.5\%$. L'efficacité totale de détection du détecteur pour les événements CCQE est le produit des efficacités, et sa valeur est donnée par :

$$\begin{aligned}\epsilon_{CCQE} &= \epsilon^{\text{scintillateur}} \times \epsilon^{\text{géométrique}} \times \epsilon^{\text{reconstruction}} \\ &= 100\% \times 57\% \times 88\% \simeq 50\%\end{aligned}\quad (5.8)$$

Pour l'ensemble des événements CCQE, les résultats concernant l'efficacité de reconstruction de la trace du muon sont satisfaisants (88%).

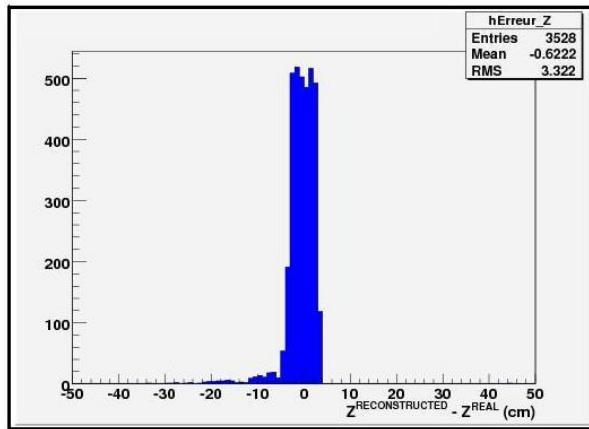


FIGURE 5.10 – La distribution de l'erreur du vertex reconstruit en coordonnée Z pour les événements CCQE.

La figure 5.10 représente les erreurs sur la coordonnée Z du vertex d'interaction reconstruit : $\Delta Z = Z^{\text{rec}} - Z^{\text{simul}}$. Le nombre d'événements analysés est de 6994 pour les interactions CCQE parmi lesquels 3528 événements ont été finalement sélectionnés. La valeur moyenne de la quantité ΔZ est de $\simeq -0.6$ cm, et le RMS "Root Mean Square", égal à la racine de la somme des carrés divisée par le nombre d'éléments de la somme, est de ~ 3.3 cm. La largeur de la distribution, à peu près la même taille que l'épaisseur de la plaque de fer, est d'environ 6.5 cm.

$$\begin{aligned}\langle \Delta Z \rangle &\simeq -0.6 \text{ cm} \\ \delta(\Delta Z) &\simeq 3.3 \text{ cm}\end{aligned}\quad (5.9)$$

On peut observer sur la figure 5.10 une légère asymétrie à gauche qui signifie que le vertex d'interaction est parfois reconstruit trop en amont, donc $Z^{\text{rec}} < Z^{\text{simul}}$. Cela provient du fait que les événements CCQE ne contiennent presque toujours qu'une seule trace (muon) car le proton s'arrête immédiatement dans la première plaque de fer. Si dans certain cas, le muon recule en amont de la plaque de fer contenant le vrai vertex, $\theta_\mu > 90^\circ$, et s'arrête dans une autre plaque de fer, l'algorithme considère la fin de la trace comme le vertex d'interaction. Comme la méthode de Hough ne sélectionne qu'une seule droite, l'extrémité de la trace correspondante au vrai vertex ne peut pas être identifiée de façon certaine. Il faut remarquer que les événements de ce genre ne représentent qu'une minorité de cas ($\sim 3\%$).

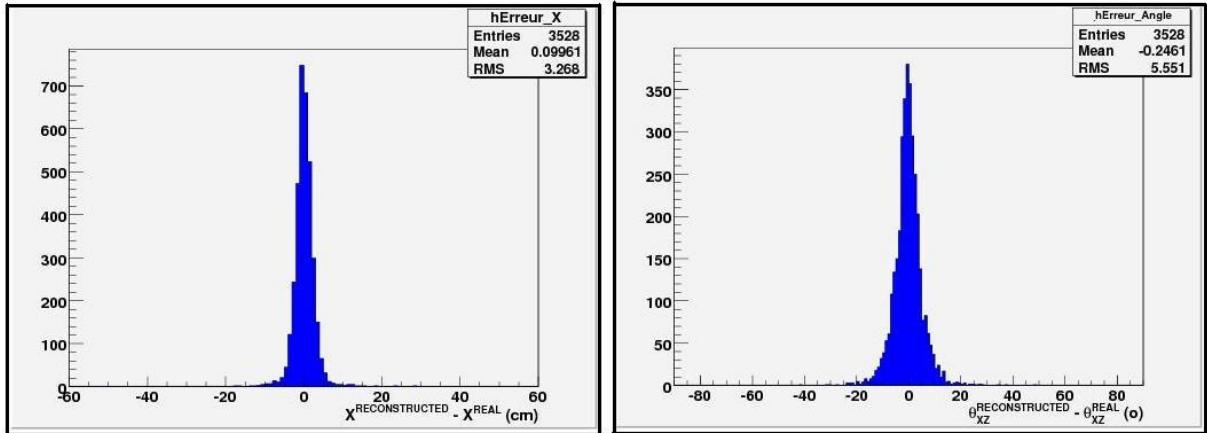


FIGURE 5.11 – Les distributions des erreurs pour la projection X du vertex (à gauche) et de l’angle θ_{XZ} du muon (à droite) reconstruits.

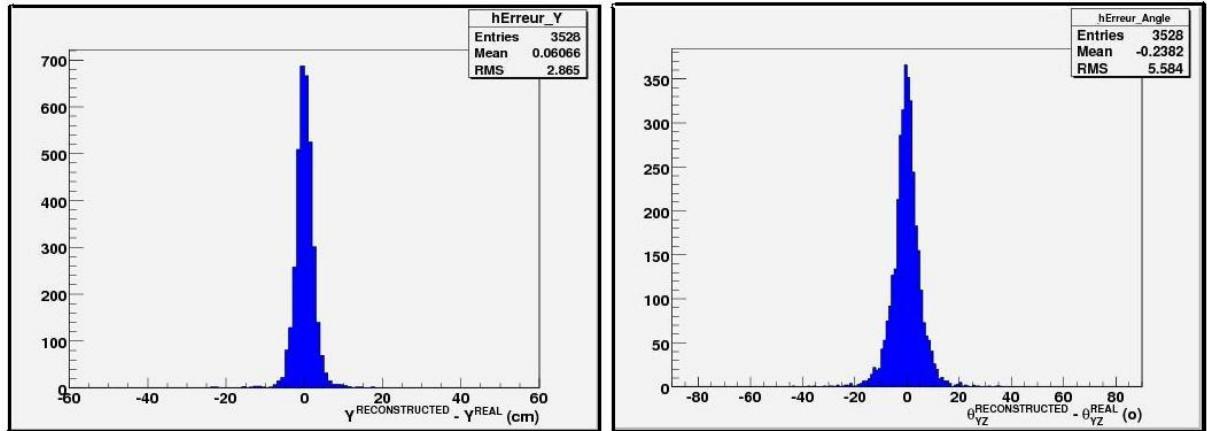


FIGURE 5.12 – Les distributions des erreurs pour la projection Y du vertex (à gauche) et de l’angle θ_{YZ} du muon (à droite) reconstruits.

Sur les figures 5.11 et 5.12, on distingue les distributions d’erreur pour les deux projections XZ et YZ respectivement. À gauche, ce sont les erreurs sur la position du vertex reconstruit en coordonnées X et Y. À droite, les erreurs sur la direction reconstruite des projections de la trace du muon dans chacun des plans XZ et YZ sont montrées. Elles sont représentées par les angles entre les projections de trace et la direction du faisceau de neutrinos (θ_{XZ}, θ_{YZ}). Les résultats sont :

$$\begin{aligned}
 \langle \Delta X \rangle &\simeq 0.1 \text{ cm} \\
 \delta(\Delta X) &\simeq 3.27 \text{ cm} \\
 \langle \Delta Y \rangle &\simeq 0.06 \text{ cm} \\
 \delta(\Delta Y) &\simeq 2.87 \text{ cm} \\
 \delta(\Delta \theta_{XZ}) &\simeq 5.55^\circ \\
 \delta(\Delta \theta_{YZ}) &\simeq 5.58^\circ
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Pour la position du vertex, l'erreur sur la projection XZ est plus grande que l'erreur sur la projection YZ car la dimension en X est de 10.2 m tandis que celle en Y est de 1.2 m seulement. En combinant les deux projections pour chaque événement sélectionné, la trace tridimensionnelle du muon peut être reconstruite. La formule utilisée pour calculer l'angle à trois dimensions entre le muon produit et la direction du faisceau de neutrinos, approximativement l'axe Z, à partir des angles de projection est la suivante :

$$\tan \theta^{rec} = \sqrt{\tan^2 \theta_{XZ}^{rec} + \tan^2 \theta_{YZ}^{rec}} \quad (5.11)$$

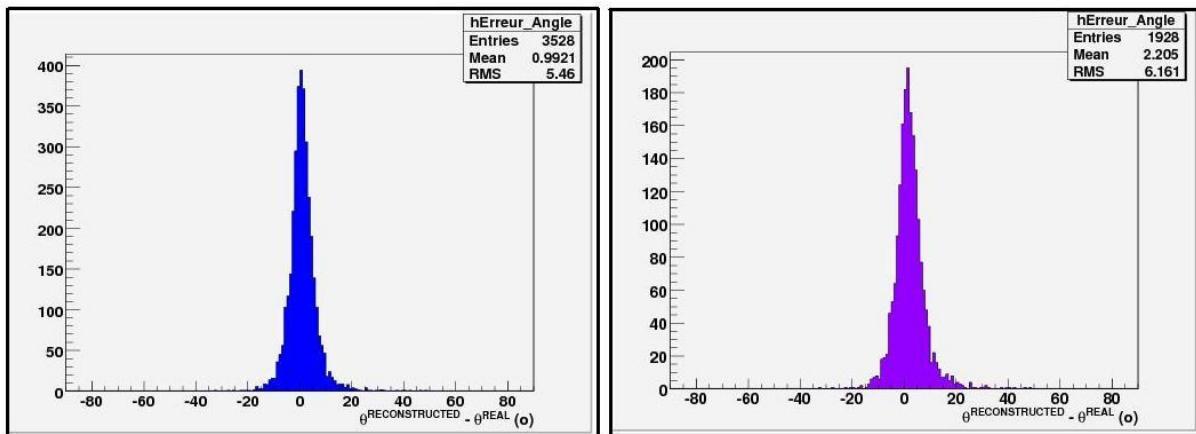


FIGURE 5.13 – Les distributions des erreurs de l'angle du muon reconstruit en 3D. La coupure $\theta_\mu > 20^\circ$ est appliquée sur la figure à droite.

Sur la figure 5.13 gauche, la distribution de l'erreur de l'angle θ de la trace reconstruite du muon est montrée. Sur cette même figure, à droite, la coupure sur l'angle reconstruit du muon supérieur à 20° est appliquée afin d'éliminer des événements de hautes énergies. Après cette coupure, il reste finalement 1928 événements sur les 6994 événements CCQE au total ($\sim 28\%$). Les résultats sont :

$$\begin{aligned} \langle \Delta\theta \rangle &\simeq 1^\circ \\ \delta(\Delta\theta) &\simeq 5.46^\circ \end{aligned} \quad (5.12)$$

et avec la coupure $\theta^{rec} > 20^\circ$:

$$\begin{aligned} \langle \Delta\theta \rangle &\simeq 2.2^\circ \\ \delta(\Delta\theta) &\simeq 6.16^\circ \end{aligned} \quad (5.13)$$

Nous constatons que la résolution sur l'angle de recul de la trace du muon ($\simeq 6^\circ$) est tout à fait satisfaisante pour effectuer des coupures en énergie ($\theta_\mu > 20^\circ$). Elle résulte des erreurs de l'algorithme de reconstruction, de l'épaisseur des plaques de fer (diffusions multiples) et des dimensions des scintillateurs. Le tableau 5.2 résume les performances pour l'identification des événements CCQE par les modules d'INGRID.

Paramètre	CCQE
$\epsilon^{géométrique}$	57%
$\epsilon^{reconstruction}$	88%
$\delta(\Delta X_{Vertex})$	3.27 cm
$\delta(\Delta Y_{Vertex})$	2.87 cm
$\delta(\Delta Z_{Vertex})$	3.3 cm
$\delta(\theta_\mu)$	5.46°
$\epsilon^{3TP+20°}$	28%

TABLE 5.2 – Les performances de reconstruction pour les événements CCQE.

Les modules d'INGRID ont été installés il y a quelques mois (juillet-août 2009) dans le puits 280 m. Des premières données ont été enregistrées avec des rayons cosmiques pour vérifier le bon fonctionnement des photo-détecteurs MPPC et de l'électronique associée. Un des premiers résultats concernant la reconstruction de ces événements dans un module d'INGRID est montré sur les figures 5.14 et 5.15. Les deux projections et la trace en trois dimensions sont montrées. Il faut remarquer que cette analyse a été effectuée avec un seuil de 5 p.e sur le signal des MPPC. On distingue les scintillateurs qui ont été touchés par la trace muon et le scintillateur "veto" attendu pour un événement cosmique [94].

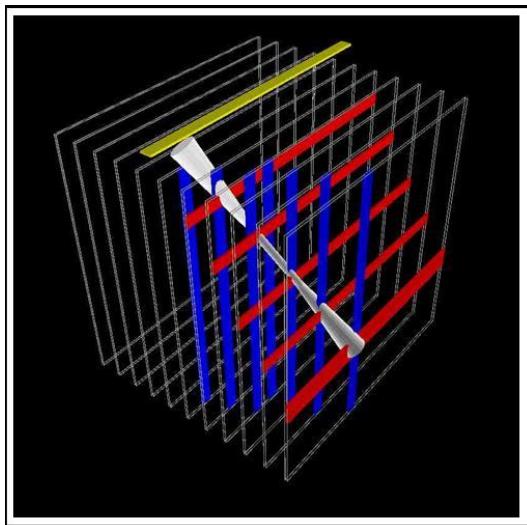


FIGURE 5.14 – L'événement cosmique reconstruit avec les scintillateurs touchés. Le scintillateur "veto" attendu pour un événement cosmique est en couleur jaune.

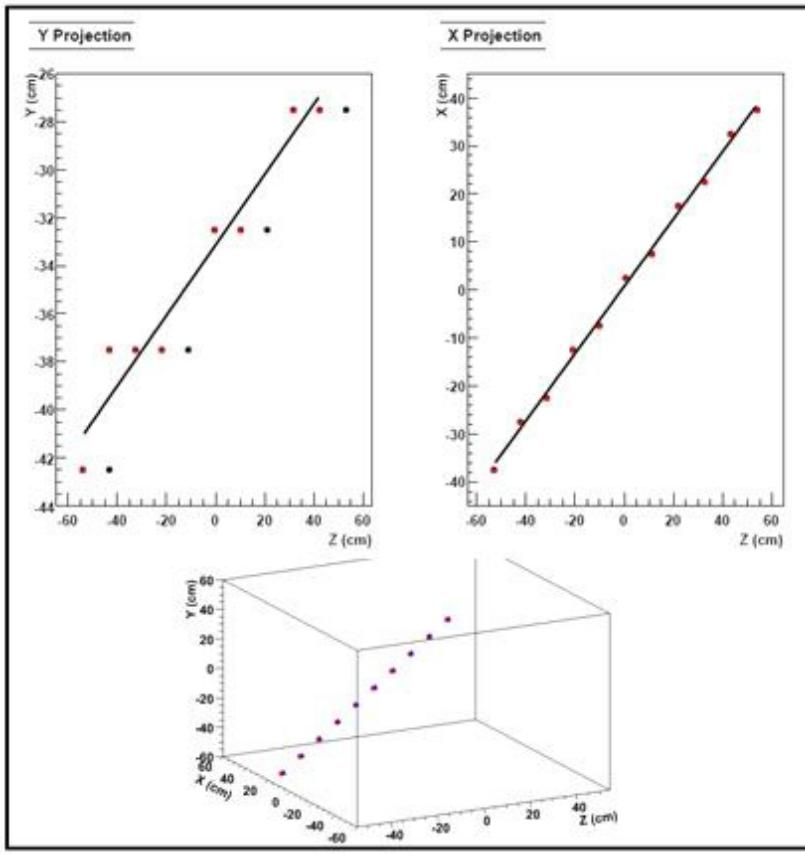


FIGURE 5.15 – La reconstruction d'un événement cosmique.

5.2.2 Résultats concernant les événements autres que CCQE

Nous allons maintenant présenter des résultats concernant les événements CCRES et CCDIS. L'efficacité géométrique de détection pour ces deux types d'interaction est calculée par la même formule que (5.6) :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{géométrique}} &= \frac{\# \text{Événements 3TP}}{\# \text{Total}} & (5.14) \\ &= 58\% \quad (\text{CCRES}) \\ &= 63\% \quad (\text{CCDIS})\end{aligned}$$

La figure 5.16 représente les distributions en énergie des neutrinos muons incidents pour les événements de résonances (à gauche) et de diffusion profondément inélastique (à droite). Les distributions en couleur correspondent à la coupure sur la densité des coups et au critère de trois plans de lecture appliqué. Cela conduit aux valeurs de l'efficacité géométrique : 58% pour les événements CCRES, et 63% pour les événements CCDIS. Nous constatons que ces valeurs sont très proches de celle obtenue pour les événements quasi-élastiques CCQE ($\simeq 57\%$).

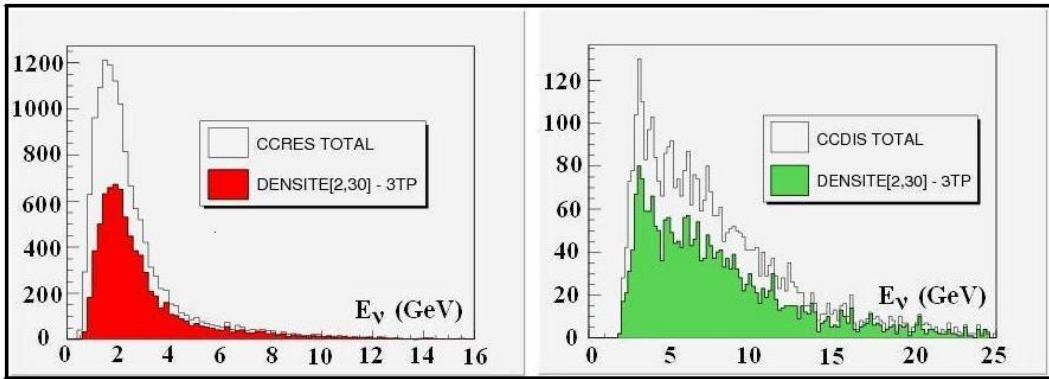


FIGURE 5.16 – Les spectres d'énergie des événements CCRES (gauche) et CCDIS (droite) sélectionnés.

Comme nous l'avons déjà souligné, l'algorithme de reconstruction a été optimisé pour les événements CCQE et non pas pour les événements autres que quasi-élastiques. Ces derniers étant des interactions multi-corps, souvent avec beaucoup plus de coups laissés sur les scintillateurs que dans le cas des événements CCQE, leurs erreurs de reconstruction devraient être plus grandes. Les résultats ci-dessous sont préliminaires et une amélioration du programme de reconstruction pour ces canaux est certainement possible. Sur les figures 5.17 et 5.18, les distributions des erreurs du vertex pour les événements CCRES et CCDIS sont montrées. Dans chaque figure, de gauche à droite, on montre les distributions sur l'axe X, Y, et Z (l'axe du faisceau) respectivement. Pour les événements CCRES, on a :

$$\begin{aligned}\delta(\Delta X) &\simeq 6 \text{ cm} \\ \delta(\Delta Y) &\simeq 6 \text{ cm} \\ \delta(\Delta Z) &\simeq 5 \text{ cm} \quad (\text{CCRES})\end{aligned}\tag{5.15}$$

et pour les événements CCDIS, on a :

$$\begin{aligned}\delta(\Delta X) &\simeq 9 \text{ cm} \\ \delta(\Delta Y) &\simeq 9 \text{ cm} \\ \delta(\Delta Z) &\simeq 7 \text{ cm} \quad (\text{CCDIS})\end{aligned}\tag{5.16}$$

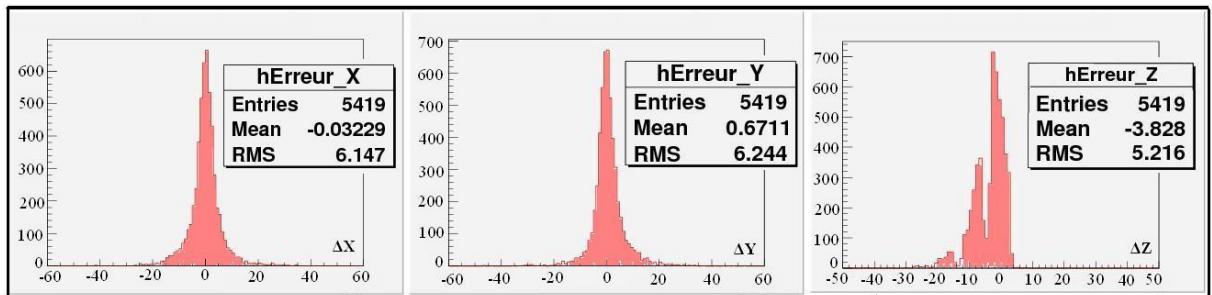


FIGURE 5.17 – Les distributions d'erreur du vertex reconstruit des événements CCRES.

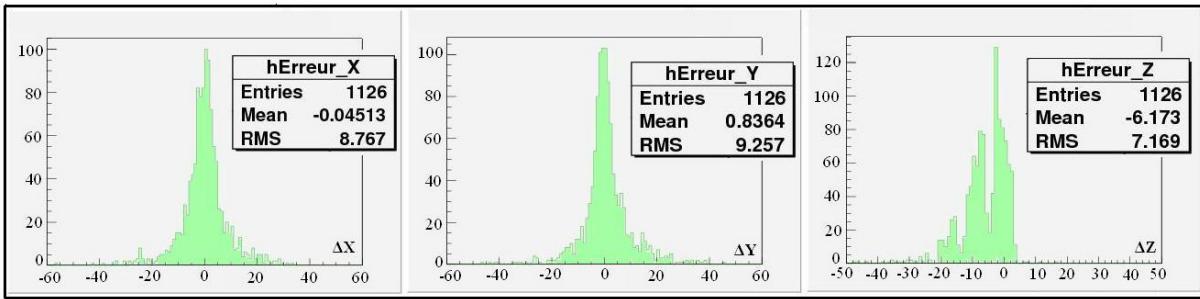


FIGURE 5.18 – Les distributions d'erreur du vertex reconstruit des événements CCDIS.

En ce qui concerne la direction reconstruite de la trace muon, les résultats sont montrés sur la figure 5.19. Ils représentent la distribution des erreurs sur l'angle d'émission du muon à trois dimensions pour les événements CCRES (à gauche) et CCDIS (à droite). Les résultats sont :

$$\delta(\Delta\theta) \simeq 21^\circ \text{ (CCRES)} \quad (5.17)$$

$$\delta(\Delta\theta) \simeq 26^\circ \text{ (CCDIS)} \quad (5.18)$$

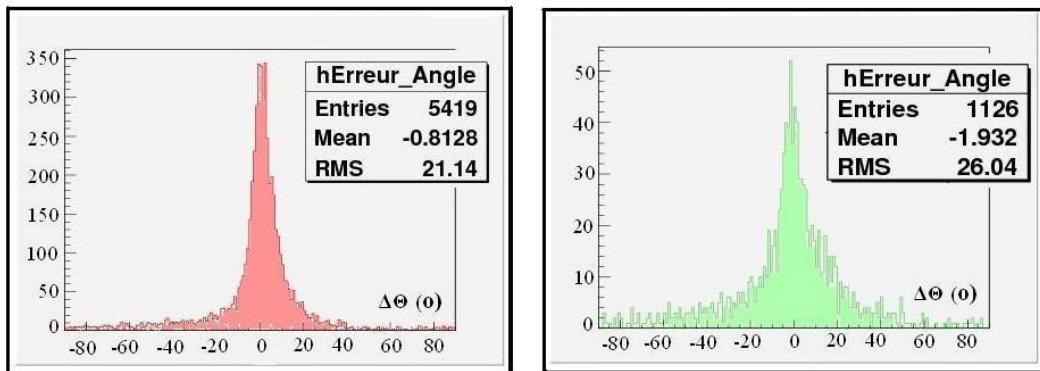


FIGURE 5.19 – Les distributions d'erreur de la direction reconstruite des événements CCRES (à gauche) et CCDIS (à droite).

Ces valeurs de résolution angulaire sont nettement supérieures à la valeur obtenue pour les quasi-élastiques ($\Delta\theta \simeq 6^\circ$). Une coupure $\theta_\mu > 20^\circ$ sera difficilement applicable avec ce programme pour les événements CCRES et CCDIS. Une amélioration de l'algorithme est à prévoir si l'on veut analyser ces événements.

6

Perspectives

6.1 Le "Module Proton"

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons effectué une première étude concernant l'addition d'un module supplémentaire différent des seize autres modules "standards" d'INGRID. Basé sur les premiers résultats exposés dans ce chapitre, le groupe du LLR a proposé à la collaboration T2K l'addition de ce nouveau module. Ce projet a été accepté et son étude de conception et sa réalisation doivent se terminer au cours de 2010.

6.1.1 Les motivations

Comme nous l'avons déjà mentionné, les événements CCQE seront utilisés dans le canal de disparition ν_μ dans le détecteur Super Kamiokande. Une bonne sélection et caractérisation de ces événements dans le détecteur ND280 sera nécessaire pour réduire les erreurs systématiques sur le flux et le spectre d'énergie des neutrinos. Le détecteur INGRID n'a pas pour rôle principal de mesurer ces paramètres car il n'est pas capable de reconstruire l'énergie des neutrinos. En revanche, la mesure du nombre précis d'événements CCQE sur axe permettrait de vérifier la prédiction Monte-Carlo du flux produit par l'accélérateur de JPARC. Il faut remarquer que l'ensemble des détecteurs hors axe du ND280 a justement pour vocation de mesurer ces grandeurs. Le but principal d'un module supplémentaire d'INGRID, appelé "Module Proton" (MP) placé au centre du détecteur dans l'espace entre le bras vertical et le bras horizontal, sera d'identifier les événements du canal CCQE. La géométrie spéciale du détecteur MP permettra de reconstruire, avec une bonne résolution, la trace du muon et celle du proton produits, et ainsi identifier les événements CCQE.

Sans le détecteur MP, l'identification complète des événements CCQE est difficile à cause de la ressemblance entre les CCQE et les CCRES de basses énergies. L'objectif ici est de reconstruire le "V" de la réaction et de s'assurer que nous avons à faire cinématiquement à des événements deux corps. Le signal de ces événements dans les modules standards d'INGRID ne correspond le plus souvent qu'à la reconstruction d'une seule trace. Pour les CCQE, le proton de recul est presque invisible car il s'arrête dans la majorité des cas près du vertex d'interaction, dans la plaque d'acier la plus proche. Sur la

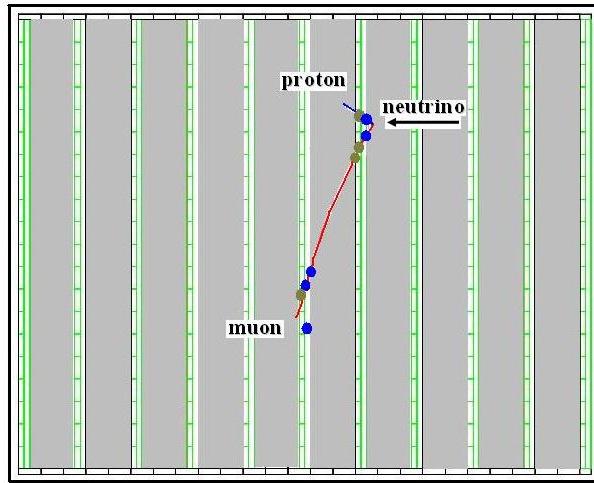


FIGURE 6.1 – Exemple d'un événement de type CCQE dans un module standard d'INGRID. Le proton s'arrête dans la première plaque d'acier.

figure 6.1, on peut voir un exemple typique d'un événement CCQE dans un des modules horizontaux d'INGRID. Le muon traverse deux plans de lecture tandis que le proton n'en traverse qu'un seul. La figure 6.2 représente le nombre de plans de lecture touchés par le proton. La statistique correspond à plus que deux journées de prise de données avec l'intensité nominale. L'histogramme en bleu représente les événements CCQE, et celui en rouge représente les événements avec en plus un muon qui traverse au moins 3 plans de lecture. Il nous faut au moins 2 plans pour reconstruire la trace proton. On constate que le pourcentage des événements dans lesquels le muon traverse au moins 3 plans et le proton traverse au moins 2 plans est très faible. Il est environ de 2.5%.

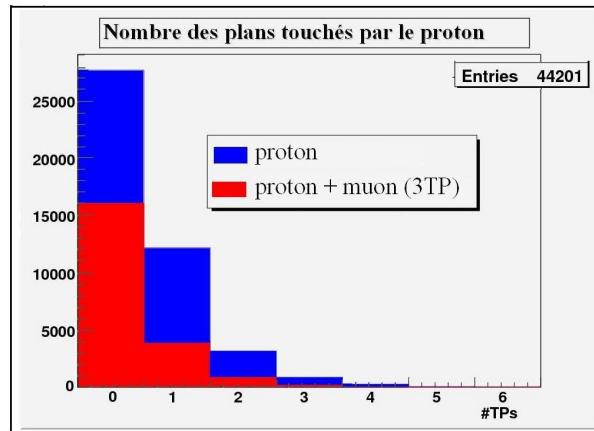


FIGURE 6.2 – Nombre de plans touchés par le proton CCQE (bleu). L'histogramme en rouge correspond aux événements dont le muon traverse au moins 3 plans de lecture.

Le détecteur MP supplémentaire a pour objectif d'augmenter le pourcentage des événements avec de bonnes traces muon et proton. Pour que le proton puisse traverser le

plus possible de plans de lecture, on se propose d'éliminer dans le module les plaques de fer entre les plans. Ces plaques de fer seront remplacées par des plans de lecture. Ainsi, le détecteur MP contiendra plus de plans de lecture que les modules standards, et l'espace entre deux plans consécutifs sera plus étroit. La géométrie du détecteur MP n'est pas encore finalisée. Actuellement, une étude pour obtenir la géométrie optimale, en tenant compte des différents types de scintillateurs disponibles, est effectuée par notre groupe au LLR [95]. Dans le cadre de ma thèse, une géométrie préliminaire de ce module est présentée. Cette étude, en particulier, n'utilise pas le programme de reconstruction développé au chapitre 5 mais uniquement les codes NEUT et Geant4 utilisés au chapitre 4.

La figure 6.3 montre les deux modules : à droite le module central du bras horizontal et à gauche le détecteur MP posé devant le module standard par rapport à la direction du faisceau de neutrinos. La distance utilisée dans la simulation entre ces deux modules est de 10 cm. Le détecteur MP comprend 21 plans de lecture. Chaque plan constitué de 48 lattes de scintillateur de $125 \times 5 \times 1.25 \text{ cm}^3$ est identique aux plans des modules standards. L'espace entre deux plans consécutifs est de 2.5 cm, rempli d'air. Le détecteur MP contient également 4 plans "veto" qui couvrent les quatre faces latérales du module pour éliminer les interactions produites à l'extérieur.

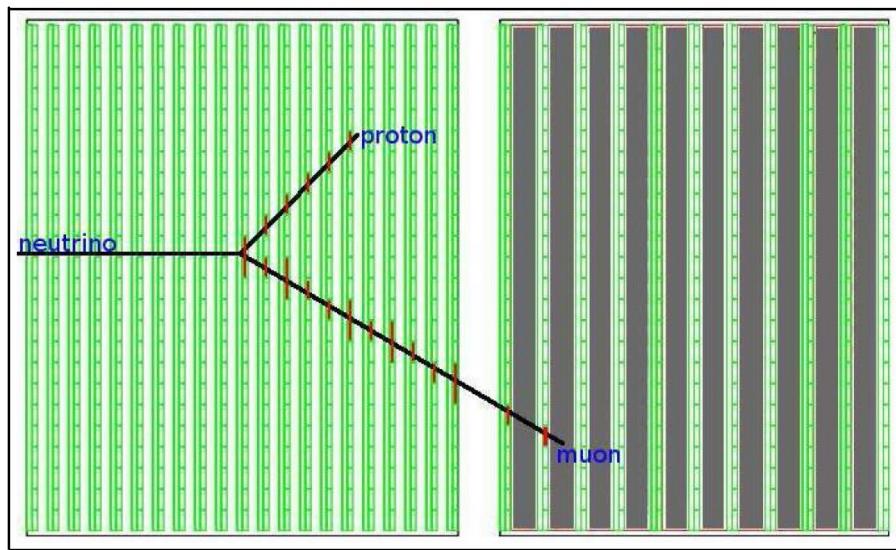


FIGURE 6.3 – Configuration préliminaire du détecteur MP. Ce module devrait être placé au centre d'INGRID, dans l'espace entre le bras vertical et le bras horizontal.

L'efficacité géométrique du détecteur MP en fonction de l'énergie des neutrinos CCQE est montrée sur la figure 6.4. Avec les conditions d'au moins quatre plans de lecture pour la trace muon et d'au moins deux plans pour la trace proton, l'efficacité moyenne du détecteur est approximativement de 50%.

Comparé aux 2.5% d'efficacité des modules standards obtenus pour ces événements, l'efficacité du détecteur MP obtenue est remarquablement plus élevée. La qualité des traces reconstruites sera aussi largement supérieure avec le détecteur MP (résolution an-

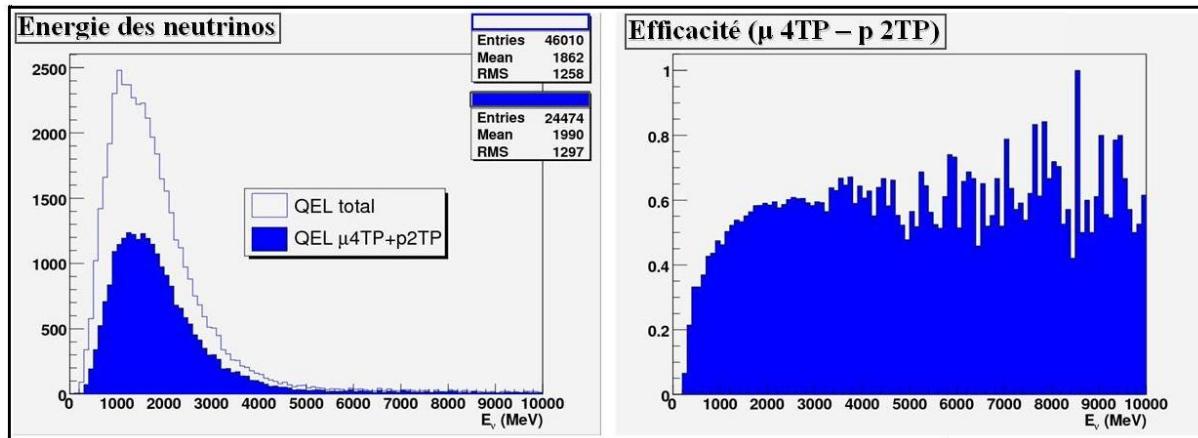


FIGURE 6.4 – Efficacité géométrique du détecteur MP en fonction de l'énergie des neutrinos incidents.

gulaire,...). Cependant, la statistique sera plus faible car les plaques de fer qui jouent le rôle de cibles dans les modules standards sont absentes dans ce module. Les interactions seront produites uniquement dans les scintillateurs. Comme ce détecteur ne sera pas utilisé pour le monitorage toutes les 24 heures du faisceau mais comme complément des mesures hors axe, la plus faible statistique ne devrait pas poser de problème. Il faut aussi remarquer qu'en déplaçant ce module horizontalement, il devrait nous permettre une normalisation relative très précise des modules horizontaux d'INGRID.

6.1.2 Les événements de bruit de fond

Nous allons maintenant étudier les événements de bruit de fond pour les événements CCQE détectés par le détecteur MP. Comme ce module comprend des plans de scintillateurs sans plaque d'acier, les particules chargées peuvent traverser plusieurs plans sans trop de difficulté et laisser des signaux dans les scintillateurs. Les particules chargées produites des événements quasi-élastiques sont le proton et le muon :

$$\nu + n \rightarrow \mu + p \quad (CCQE) \quad (6.1)$$

Les autres interactions dont la production contient deux particules chargées et une particule neutre constituent le bruit de fond pour les interactions CCQE. Il existe deux sources principales de bruit qui sont les résonances de type courant chargé :

$$\nu + n \rightarrow \mu + p + \pi^0 \quad (RES12) \quad (6.2)$$

$$\nu + n \rightarrow \mu + n + \pi^+ \quad (RES13) \quad (6.3)$$

Dans le code de simulation, le mode d'interaction des événements CCQE est représenté par 1, et les deux bruits de fond correspondent aux modes 12 et 13 (figure 6.5). Sans aucune coupure, le rapport signal sur bruit, $\text{Nombre}_{CCQE}/(\text{Nombre}_{RES12} + \text{Nombre}_{RES13})$, est de ~ 2 . Les sections efficaces des canaux RES12 et RES13 ne sont pas très bien connues, en particulier à basse énergie. Nous devons donc essayer de les éliminer en appliquant

certaines coupures dans l'analyse des événements.

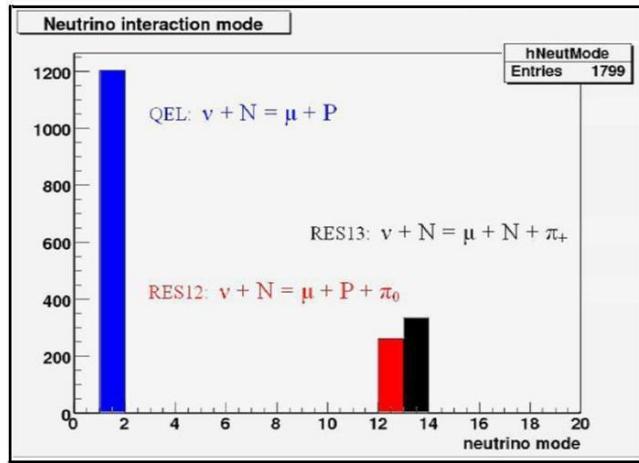


FIGURE 6.5 – Les événements CCQE et le bruit de fond CCRES.

Dans cette étude préliminaire, deux coupures principales ont été considérées. La première concerne l'angle d'ouverture entre les particules chargées produites. Pour les événements de type CCQE et de type RES12, cela correspond à l'angle entre le muon et le proton, et à l'angle entre le muon et le π^+ pour les événements de type RES13. La figure 6.6 montre les distributions des angles d'ouverture pour ces trois modes d'interaction. Elles suggèrent une coupure sur l'angle à 80° . Les événements dont l'angle d'ouverture est supérieur à 80° seront gardés pour améliorer le rapport signal sur bruit.

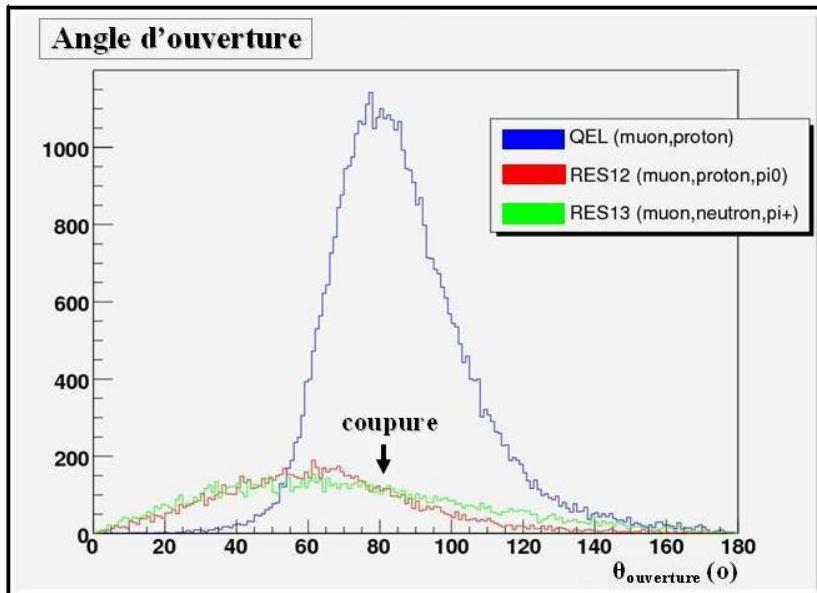


FIGURE 6.6 – L'angle d'ouverture des particules chargées dans l'état final.

En ce qui concerne la deuxième coupure, nous avons introduit un nouveau paramètre qui caractérise la propriété coplanaire de ces trois modes d'interaction. Pour les événements CCQE, il n'y a que deux particules produites alors que pour les deux modes de résonance, il y en a trois. Nous avons pour ces trois modes une interaction entre un neutrino incident et un neutron dans l'atome cible. Nous allons tout d'abord supposer que le neutron est immobile dans le noyau cible. Pour les événements CCQE, l'impulsion du neutrino incident et les impulsions de deux particules produites, le muon et le proton, doivent former un plan (conservation de l'impulsion). Cela ne serait pas le cas pour les événements RES12 et RES13 avec quatre vecteurs d'impulsion, le neutrino et les trois particules produites. La direction du faisceau de neutrinos est donnée par l'accélérateur et les directions de deux traces chargées produites sont données par les scintillateurs dans le détecteur MP. Un paramètre qui indiquerait si ces trois vecteurs direction sont dans un même plan devrait séparer le signal quasi-élastique du bruit de fond provenant des événements avec résonances.

Considérons trois vecteurs unitaires \vec{n}_1 , \vec{n}_2 , et \vec{n}_3 , (P) le plan (\vec{n}_1, \vec{n}_2) , α l'angle entre \vec{n}_1 et \vec{n}_2 , et β l'angle entre le vecteur normal du plan (P) et \vec{n}_3 . Si les trois vecteurs \vec{n}_1 , \vec{n}_2 , \vec{n}_3 forment un plan, $\cos \beta$ doit être égal à zéro. Ce paramètre peut être choisi pour caractériser la propriété coplanaire de l'interaction. On peut utiliser le paramètre sous la forme suivante :

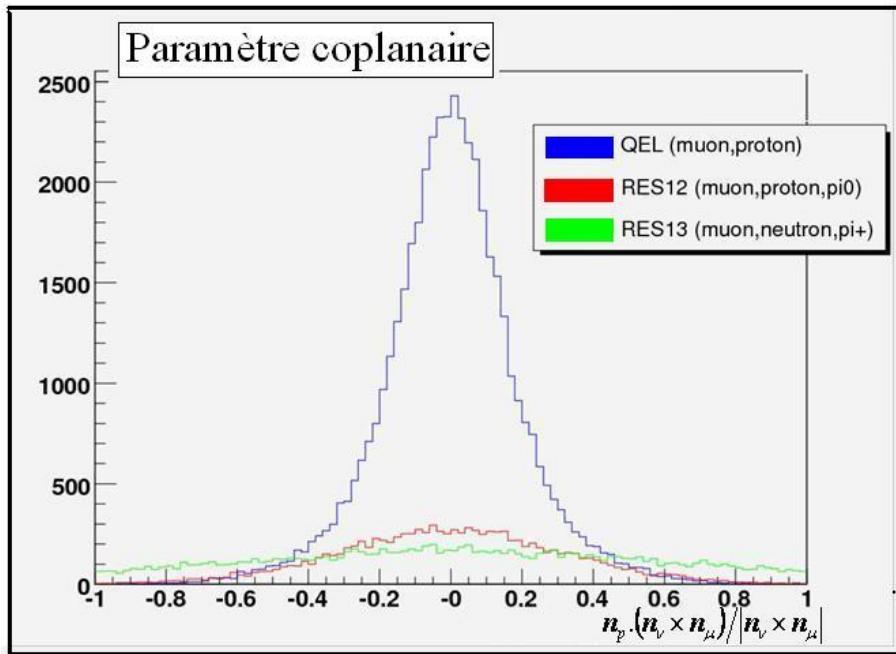
$$\kappa = \vec{n}_3 \cdot \frac{\vec{n}_1 \times \vec{n}_2}{|\vec{n}_1 \times \vec{n}_2|} = \cos \beta \quad (6.4)$$

ou utiliser le produit mixte d'invariance en permutation $(\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3)$ de la forme :

$$\kappa' = (\vec{n}_1 \times \vec{n}_2) \cdot \vec{n}_3 = \sin \alpha \cos \beta$$

Pour les CCQE, les deux paramètres κ et κ' sont égaux à zéro. Mais le paramètre κ sera plus favorable parce que sa valeur absolue est plus grande, ce qui facilite la séparation entre le signal CCQE et le bruit de fond CCRES. Il reste à déterminer la permutation P optimale des trois directions des particules, le neutrino, le muon, et l'autre particule chargée sortante qui est soit le proton ou soit le pion plus appelée "proton" : $P(\text{neutrino}, \text{muon}, \text{"proton"})$ pour $(\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3)$. Nous savons grâce aux distributions d'angle qu'en moyenne : $\theta_{\nu\mu} < \theta_{\nu P} < \theta_{\mu P}$ où θ_{AB} est l'angle entre les deux traces des particules A et B. Comme κ' est invariant, et $\kappa = \kappa'/\sin \alpha$, pour rendre $|\kappa|$ maximal, il faut choisir le couple (\vec{n}_1, \vec{n}_2) correspondant à $(\vec{n}_\nu, \vec{n}_\mu)$, et \vec{n}_P correspondant à \vec{n}_3 . Avec la reconstruction des traces, l'angle α sera simplement l'angle le plus petit entre le neutrino et les deux traces reconstruites.

Comme nous l'avons souligné, le neutron n'est pas exactement au repos dans le noyau. Il est mobile avec une impulsion inférieure à ~ 220 MeV qui correspond à l'impulsion de Fermi. Cette impulsion étant petite devant celles des autres particules de l'interaction, le paramètre κ garde toute sa signification. Pour les événements CCQE, sa valeur n'est pas égale à zéro, mais à une distribution de forme gaussienne centrée sur zéro. La figure 6.7 montre les distributions du paramètre coplanaire pour les trois modes CCQE, RES12, et RES13 en bleu, rouge, et vert respectivement.

FIGURE 6.7 – Les distributions du paramètre coplanaire (paramètre κ).

On constate que la distribution des événements RES12 ressemble plus à celle du signal CCQE, c'est à dire plus piquée en zéro, qu'à la distribution des événements RES13 qui est presque plate. L'explication réside dans la différence entre la masse des nucléons et la masse des pions. Dans l'interaction (6.2) des événements RES12, la masse du π^0 (135 MeV) est petite par rapport à la masse du proton (~ 938 MeV), et la direction du proton joue le rôle du vecteur \vec{n}_3 dans (6.4) comme pour les événements CCQE. Les événements RES12 ressemblent donc aux événements CCQE avec une correction qui tient compte de l'existence du π^0 . Au contraire, dans l'interaction (6.3) des événements RES13, ce n'est pas le neutron (~ 940 MeV) mais le π^+ (~ 140 MeV) qui est associé au vecteur \vec{n}_3 . Cela explique l'élargissement de la distribution du paramètre κ .

Coupure	CCQE	RES12	RES13	Signal/bruit
Non	46041	10580	12243	~ 2
$\mu 4\text{TP}-p2\text{TP}, \theta_{ouv.} > 80^\circ, \kappa < 0.1$	6197	318	275	~ 10

TABLE 6.1 – Le rapport signal/bruit pour les événements CCQE après trois coupures principales. La statistique correspond à environ 40 jours de prise de données à l'intensité nominale de T2K.

La coupure sur ce paramètre coplanaire est choisie dans la zone $|\kappa| < 0.1$. Combinant cette coupure avec la coupure sur l'angle d'ouverture $\theta_{ouv.} > 80^\circ$ et en gardant les événements où le muon traverse au moins 4 plans de lecture et le proton traverse au moins 2 plans, le rapport signal/bruit augmente de ~ 2 à environ 10. Le nombre des événements CCQE après ces coupures est de 6200. Tenant compte de la différence de masse "cible" entre le détecteur MP et le module standard, cette statistique correspond à une

quarantaine de jours de prise de données à l'intensité nominale de T2K.

6.2 Le projet détecteur "2 km"

L'expérience T2K est supposée mesurer pour la première fois une valeur non-nulle de l'angle θ_{13} par l'observation d'une petite quantité de neutrinos ν_e d'apparition. Il faudra les distinguer des ν_e intrinsèques du faisceau et des événements mal identifiés dans Super-K produits par interactions de type courant neutre (production de π^0) et de type courant chargé (ν_μ). Une partie de ce bruit de fond est irréductible. Néanmoins, le futur détecteur intermédiaire se situant à 2 km de la source de production des neutrinos aura pour objectif de réduire significativement les erreurs systématiques de T2K.

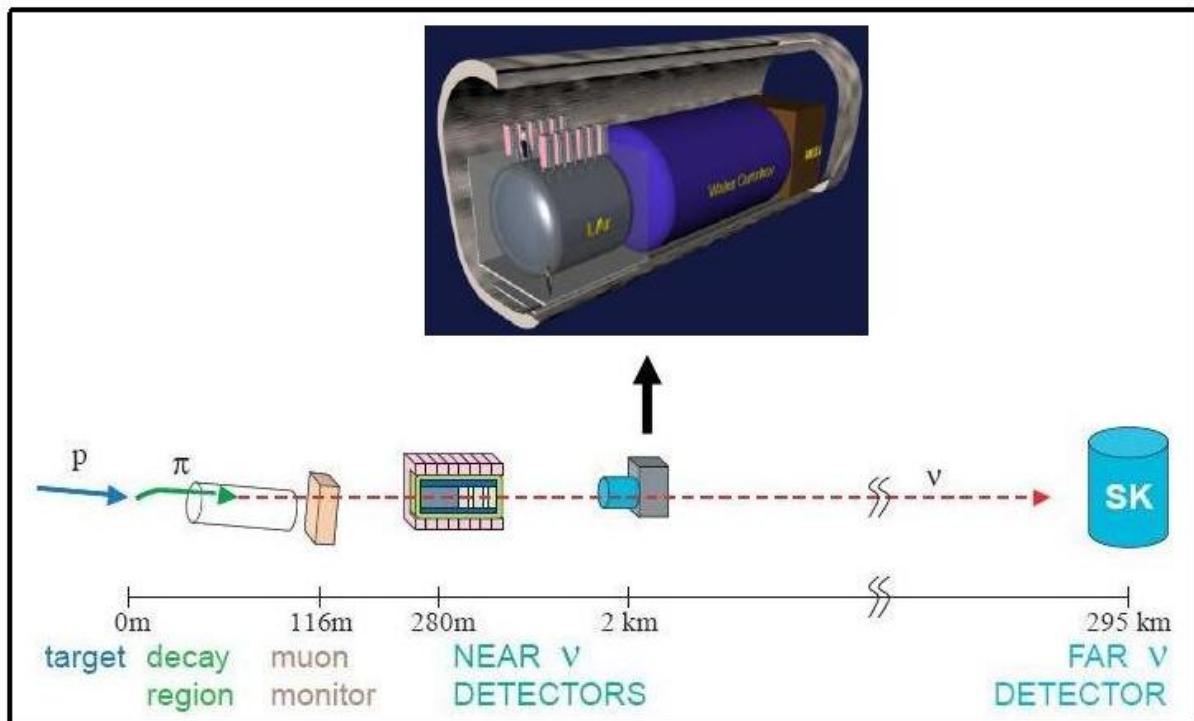


FIGURE 6.8 – Le schéma de l'ensemble des détecteurs de T2K y compris le projet se situant à 2 km de la source de production des neutrinos. Le détecteur 2 km pourrait comprendre trois éléments : l'argon liquide TPC, le détecteur Cerenkov à eau, et le "muon ranger" MRD.

Auparavant, en utilisant les résultats de l'expérience NA61 sur les productions hadroniques au CERN et les différences estimées dues aux efficacités et aux cibles, le détecteur ND280 va prédire les flux non-oscillants de neutrinos à Super-K. Cette prédiction pourra être vérifiée directement par le détecteur 2 km en utilisant la même technologie et la même cible que Super-K. Pour cela, le détecteur 2 km aura un angle solide similaire à Super-K par rapport au point de production des neutrinos à JPARC. Les similarités entre les détecteurs 2 km et Super-K qui utiliseraient la même technique Cerenkov à eau et les mêmes algorithmes de reconstruction permettront aussi une prédiction très précise du bruit de

fond pour la mesure de l'apparition des neutrinos ν_e à Super-K. Le schéma de l'ensemble des éléments de l'expérience T2K est montré sur la figure 6.8. Dans la première période de T2K, la statistique des événements n'est pas suffisante au sens que c'est inutile d'avoir une très petite erreur systématique. En plus, le projet 2 km est coûteux, ainsi la construction et l'installation du 2 km ne sont pas prévues avant 2015. Cependant, les études sérieuses de conception doivent être commencées bien avant cette date.

6.2.1 Les détecteurs

a) Les flux de neutrinos à 2 km

Le détecteur 2 km doit mesurer précisément les flux de neutrinos ν_e et ν_μ pour vérifier l'extrapolation NA61/ND280, et prédire directement le bruit de fond du canal d'apparition à Super-K. À 2 km de la source, les neutrinos n'oscillent pas encore. Le détecteur 2 km proposé correspond à un angle solide plus large que l'angle solide de Super-K mais la distance de 2 km est assez grande pour que les formes des spectres de neutrinos vues par 2 km et Super-K soient similaires. Par exemple, la distribution du rapport entre le flux proche (2 km) et le flux lointain (295 km) des neutrinos ν_μ en fonction de l'énergie est plate à 5% près. Le détecteur 2 km doit en principe comprendre trois éléments.

b) Le détecteur Cerenkov à eau

Afin de minimiser les incertitudes systématiques de l'expérience T2K, un détecteur proche qui utilise la même technologie que le détecteur lointain Super-K sera nécessaire, surtout dans la seconde période de T2K avec le faisceau de plus haute intensité. Comme Super-K est un détecteur Cerenkov à eau, un élément du détecteur 2 km sera basé sur ce principe de détection. Il mesurera les neutrinos incidents avant qu'ils n'aient une chance d'osciller avec les avantages suivantes :

- 2 km utilise le même matériel cible que Super-K.
- 2 km utilise le même technologie de Cerenkov à eau que Super-K.
- 2 km utilise les mêmes algorithmes de reconstruction que Super-K.
- Les spectres des neutrinos vus par 2 km sont presque identiques aux spectres non-oscillants vus par Super-K.

Le volume du détecteur Cerenkov 2 km sera approximativement 13 m d'épaisseur par 9 m de diamètre. Il contiendra 100 tonnes de volume fiduciel d'eau. Cela satisfait à la fois deux demandes : la plupart des muons interagissant seront contenus dans ce volume fiduciel, et le détecteur ne doit pas être trop grand pour qu'il y ait au maximum un neutrino d'interaction par bouffée.

Une simulation Geant4, basée sur les techniques de reconstruction de Super-K, a été effectuée pour obtenir une configuration optimale du détecteur Cerenkov à eau dont la réponse doit ressembler le plus possible à celle de Super-K. Pour avoir des résolutions et des efficacités similaires, des PMT de 20 cm seront utilisés pour le 2 km. Super-K utilise

11146 photo-tubes PMT de 50 cm tandis que le détecteur 2 km utilisera 5660 photo-tubes de 20 cm.

c) Le Détecteur Muon Range MRD

Pour mesurer les événements dont les produits de l'interaction sortent du détecteur Cerenkov, et pour avoir une acceptance similaire à Super-K, on aura besoin d'un détecteur supplémentaire, le "Muon Range Detector", placé derrière le détecteur Cerenkov (figure 6.8). Le MRD doit être assez large afin de couvrir de grands angles solides et contenir la plupart des muons de hautes énergies sortant du détecteur Cerenkov. La majorité de ces événements correspond aux désintégrations des kaons, qui contribuent à la source de bruit de fond des neutrinos ν_e . Mesurer le flux de muons de hautes énergies donnera donc une contrainte exclusive sur cette composante du bruit de fond des ν_e .

d) Le Détecteur à Grains Fins FGD

L'élément à grains fins FGD du détecteur 2 km a pour but de mesurer les deux types d'interaction neutrinos quasi-élastique (QE) et non-quasi-élastique (non-QE) à 2 km. Les interactions non-QE sont une source de bruit de fond dans les deux canaux d'apparition des ν_e et de disparition des ν_μ . Ce détecteur mesurera des spectres similaires aux spectres mesurés par le détecteur Cerenkov à eau. Contrairement aux Cerenkov à eau, le FGD sera sensible à toutes les particules produites dans une interaction de neutrino et optimisé pour les événements multi-traces compliqués.

Le FGD caractérise également le bruit de fond des ν_e intrinsèques au faisceau et de courant neutre NC dans le canal d'apparition des ν_e . Plus la résolution spatiale sera fine et plus le seuil d'énergie du détecteur sera bas, mieux on pourra mesurer les pions, les protons, et autres particules produites dans les interactions non-QE pour tester directement l'efficacité et les erreurs systématiques de l'analyse du détecteur Cerenkov à eau. Dans l'expérience K2K [96], la fraction de section efficace non-QE varie d'environ 20% avec différents détecteurs et différentes techniques d'analyse. L'expérience T2K veut mesurer les interactions non-QE dans plusieurs détecteurs avec les mêmes flux.

La statistique des événements reconstruits dans le détecteur FGD doit être comparable à celle du détecteur Cerenkov à eau c'est à dire $\sim 2 \times 10^5$ événements/an. Cela conduit au volume fiduciel du détecteur FGD qui sera de l'ordre de 100 tonnes. Une option proposée par la collaboration T2K est d'utiliser une Chambre à Projection Temporelle en argon liquide (LAr). Cette option est favorable parce que l'argon liquide :

- a déjà été utilisé dans d'autres expériences avec des volumes ~ 100 tonnes.
- fournit une reconstruction de l'événement ressemblant à celle d'une chambre à bulle avec une résolution de ~ 3 mm.
- possède un seuil très bas qui permet la détection de toutes les particules produites dans une interaction neutrinos.

L'identification des particules dans l'argon liquide donne des séparations e/μ et e/π^0 très propres. Les études préliminaires montrent que les composantes du bruit de fond ν_e et π^0 sont séparables à $\sim 99.8\%$. Pour le canal de disparition ν_μ , la bonne identification du muon permet de sélectionner proprement les événements. Le seuil de l'argon liquide étant inférieur au seuil du détecteur Cerenkov à eau, la classification des événements et donc les incertitudes systématiques du rapport non-QE/QE seront mesurées indépendamment avec ces deux détecteurs.

Le détecteur Cerenkov à eau mesure le spectre d'énergie en mesurant les leptons sortants. Cela implique des erreurs systématiques dans les mesures des paramètres d'oscillation par manque de connaissance des détails des interactions de neutrinos. La technique de l'argon liquide permet de reconstruire ces événements avec une très bonne qualité. La statistique de l'ensemble de ces événements sera assurée grâce au flux intense de JPARC et à la grande masse du détecteur FGD. Cela permettra des études de modélisation plus précises pour les diffusions profondément inélastiques, les résonances, et les quasi-élastiques.

e) Emplacement des détecteurs

L'ensemble des nouveaux détecteurs doit être placé à 2 km de la source de production des neutrinos et à ~ 50 m de profondeur. Un emplacement pour ce site aurait été trouvé distant de 1.84 km de la cible. À cause des contraintes de constructions civiles, le détecteur ne peut pas être sur l'axe du détecteur lointain Super-K. Il sera symétrique gauche-droite à Super-K par rapport au centre du faisceau de neutrinos. Les flux pour ces deux détecteurs seront presque identiques. Cette symétrie doit être confirmée par les moniteurs neutrinos installés dans le puits 280 m. Les détecteurs devraient être installés dans une cavité se situant à 56.27 m sous sol. La cavité fera approximativement 34.5 m de longueur, 9.3 m de largeur, et 14 m de profondeur.

6.2.2 La physique avec le détecteur "2 km"

Les objectifs du détecteur 2 km sont de contraindre les incertitudes systématiques et de mesurer directement le taux d'événements pour le détecteur lointain Super-K. Son rôle sera surtout important dans la Phase 2 de l'expérience, période de haute intensité du faisceau. Le contrôle strict des erreurs systématiques sera alors nécessaire. Dans ce qui suit, la prédiction du bruit de fond pour la recherche de l'apparition ν_e et la prédiction du flux ν_μ pour le canal de disparition seront discutées.

a) Bruit de fond pour le canal d'apparition ν_e à Super-K

Le bruit de fond principal pour la recherche d'apparition ν_e à Super-K provient des interactions avec production de π^0 . Dans l'eau, un π^0 produira deux anneaux de type-électron, qui correspondent à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Si l'un des deux anneaux manque, l'événement sera pris pour un signal de ν_e d'oscillation. L'ensemble de détecteurs ND280 est déjà capable de prédire le taux de ces événements à Super-K, mais avec la même

technique Cerenkov à eau, le détecteur 2 km sera mieux placé pour mesurer directement ces interactions.

La seconde composante du bruit de fond provient des ν_e intrinsèques du faisceaux de neutrinos. Ces neutrinos sont générés par trois sources : la désintégration des muons, la désintégration des K^+ , et la désintégration des K_L^0 . Même si ce bruit est irréductible, il faut étudier et limiter sa contribution. Dans la fenêtre d'apparition ν_e de $350 < E_\nu < 850$ MeV, la source principale est la désintégration des muons (89%). Cette source sera étudiée en utilisant le détecteur FGD, avec une très bonne résolution de la TPC à argon liquide. Les deux autres sources (11%) seront indirectement étudiées en mesurant le taux d'événements des muons de hautes énergies avec le détecteur MRD.

La plus petite composante du bruit de fond correspond aux interactions CC- ν_μ mal identifiées. En général, les événements de type- μ sont très différents des événements de type- e dans un détecteur Cerenkov à eau. Cependant, le taux d'événements CC- ν_μ étant très élevé, il faut tenir compte de ceux qui pourrait être identifiés comme des événements de type- e . Avec l'algorithme d'identification de Super-K appliqué au détecteur Cerenkov à eau 2 km, l'efficacité pour rejeter les muons de la classification type- e est de 98%.

Le tableau 6.2 représente les taux d'événements, après différentes coupures, des trois composantes du bruit de fond : les NC- π^0 , les ν_e intrinsèques, et les CC- ν_μ mal identifiés. Ces coupures sont également appliquées au détecteur lointain Super-K. La statistique correspond à 5 ans de prise de données, avec l'intensité du faisceau primaire de 10^{21} protons par an. On s'attend à environ 3000 événements de bruit de fond pour le détecteur 2 km.

Coupure	NC- π^0	ν_e intrinsèques	CC- ν_μ
1) FCFV, $E_{vis} > 100$ MeV	93805	20250	564299
2) 1 anneau de type- e	20971	10113	12264
3) non-désintégration-électron	17241	8045	3284
4) $350 \text{ MeV} < E_\nu^{rec} < 850 \text{ MeV}$	6939	2430	1223
5) Séparation e/ π^0	1122	1551	469

TABLE 6.2 – Le bruit de fond mesuré par le détecteur Cerenkov à eau de 2 km pour l'apparition ν_e . La statistique correspond à 5 ans de prise de données, avec le volume fiduciel de 100 tonnes.

Le bruit de fond pour ce canal dans le détecteur lointain Super-K sera extrapolé de celui mesuré dans le détecteur 2 km en utilisant la formule de changement d'échelle suivante :

$$N_{SK} = N_{2km} \times \left(\frac{L_{2km}}{L_{SK}} \right)^2 \times \frac{M_{SK}}{M_{2km}} \times \frac{\epsilon_{SK}}{\epsilon_{2km}} \quad (6.5)$$

où N est le nombre d'événements, L est la distance du détecteur à la source de production des neutrinos, M est la masse fiduciale du détecteur, et ϵ est l'efficacité. Pour la composante CC- ν_μ , il faut tenir compte de la probabilité de survie des neutrinos, cela diminuera

cette composante du bruit de fond. Les paramètres d'oscillation choisis sont $2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ pour Δm_{23}^2 et 1.0 pour $\sin^2 2\theta_{23}$.

Avec la méthode d'analyse présentée, on obtient $23.0 \pm 0.4(\text{stat.})$ événements de bruit de fond prédit à Super-K pour 5 ans de prise de données. Le nombre d'événements prédict par la simulation Monte-Carlo de Super-K est de 23.8. Le détail des composantes du bruit de fond pour la comparaison entre la prédiction Monte-Carlo de Super-K et l'extrapolation utilisant le détecteur 2 km est montré dans le tableau 6.3. Pour que l'expérience T2K ne soit pas limitée, l'erreur systématique totale du bruit de fond à Super-K doit être inférieure à 10%. Grâce à la similarité entre les deux détecteur Super-K et 2 km, l'erreur systématique sera meilleure que 10%. En combinant avec les mesures de ND280, l'erreur pourrait même être de 5%.

	NC- π^0	ν_e intrinsèques	CC- ν_μ	Total
Monte-Carlo Super-K	10.2	13.2	0.35	23.8
Extrapolation 2 km	9.4 ± 0.3	13.0 ± 0.3	0.67 ± 0.03	23.0 ± 0.4

TABLE 6.3 – L'extrapolation du bruit de fond pour l'apparition ν_e à Super-K, basée sur 5 ans de prise de données (10^{21} POT/an). La première ligne montre les nombres d'événements prédis par le Monte-Carlo de Super-K. La deuxième ligne montre les résultats extrapolés du détecteur 2 km en utilisant la formule 6.5. Seuls les erreurs statistiques sont incluses.

b) La mesure du spectre non-oscillé des neutrinos ν_μ

En mesurant les interactions CC- ν_μ à 2 km, on aura une référence pour mesurer la distorsion du spectre à Super-K due à l'oscillation des neutrinos. Cela doit permettre de mesurer précisément les paramètres Δm_{23}^2 et θ_{23} .

Pour pouvoir reconstruire l'énergie du neutrino incident à partir des particules produites dans un événement, on doit supposer que le type d'interaction est connu afin d'utiliser des relations cinématiques. On applique certaines coupures à l'ensemble des événements pour sélectionner les CCQE avec une pureté la meilleure possible. Dans un détecteur Cerenkov à eau, les événements sélectionnés sont demandés avoir un seul anneau de type- μ , entièrement contenu dans le volume fiduciel (FCFV), avec une énergie supérieure à 100 MeV. Mesurant l'angle θ et l'impulsion P_μ du muon produit, l'énergie du neutrino est reconstruite en utilisant la formule :

$$E_\nu^{rec} = \frac{M_n E_\mu - 1/2(M_\mu^2 + M_p^2 - M_n^2)}{M_n - E_\mu + P_\mu \cos \theta} \quad (6.6)$$

où M_n , M_p , M_μ sont les masses du neutrino, du proton, et du muon respectivement. Le spectre à Super-K est extrapolé du spectre mesuré à 2 km de même manière que dans la formule (6.5) pour le canal d'apparition des neutrinos ν_e . En comparant avec le spectre Monte-Carlo non-oscillé à Super-K, on montre que les deux spectres sont en très bon accord à $\pm 3\%$ jusqu'à 1 GeV. Au-delà de 1 GeV, Super-K peut contenir des muons de hautes

énergies ce qui est impossible pour le détecteur 2 km plus petit. Il faut donc effectuer une correction pour la différence des efficacités géométriques.

Il faut noter que le détecteur ND280, utilisant les résultats de l'expérience NA61, sera déjà capable de prédire le taux d'événements sans oscillation à Super-K. Cependant, le détecteur 2 km, avec une technologie différente, permettra de tester et de confirmer cette technique d'extrapolation, et donc de réduire significativement les erreurs systématiques.

Le bruit de fond pour la mesure du spectre provient des événements non-QE qui passent les sélections. Pour ces événements, la reconstruction d'énergie (6.6) sera incorrecte. La mesure précise du rapport non-QE/QE est absolument nécessaire car il affecte la précision des paramètres Δm_{23}^2 et θ_{23} . Il faut donc mesurer ce rapport avec plusieurs détecteurs indépendants à 280 mètres (ND280) et à 2km.

À 2 km, le détecteur Cerenkov à eau et le détecteur FGD à argon liquide vont compléter l'un et l'autre la mesure des événements non-QE. Utilisant le même matériel, les effets nucléaires seront identiques pour le détecteur Cerenkov à eau 2 km et Super-K. En ce qui concerne le détecteur à argon liquide, le taux d'événements sera de même ordre de grandeur. De plus, une mesure exclusive des interactions non-QE pourra être effectuée grâce à la granularité très fine de ce détecteur. La figure 6.9 montre le rapport non-QE/QE en fonction de l'énergie reconstruite des neutrinos. Le résultat est que sans correction, ce rapport est différent de 10% à 20% pour ces deux détecteurs. En combinant avec la mesure du ND280, on s'attend à obtenir pour cette erreur environ 5%.

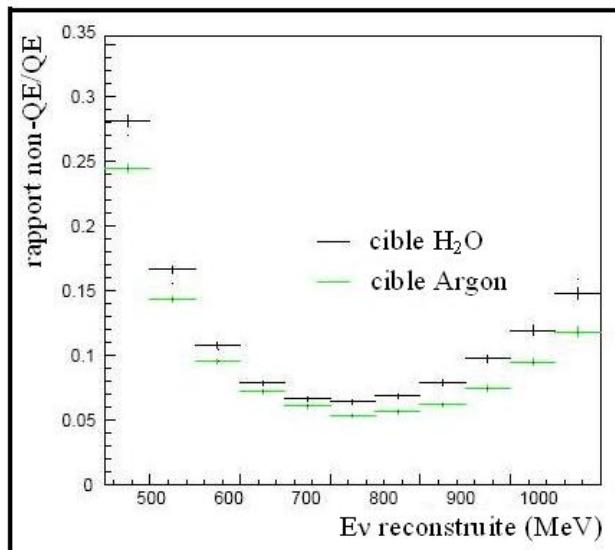


FIGURE 6.9 – Le rapport non-QE/QE à 2 km pour l'eau et l'argon liquide.

Finalement, mise à part l'incertitude systématique due à la contamination des événements non-QE (5%), il existe quatre autres sources d'erreur systématique qui affectent la mesure des paramètres d'oscillation qui sont :

- l'incertitude du nombre des événements sélectionnés avec le critère d'un anneau de type- μ : 2.9%.
- l'incertitude de l'échelle d'énergie entre le 2 km et Super-K : 2.3%.
- l'incertitude de la largeur du spectre prédit à Super-K, due aux erreurs d'extrapolation du rapport lointain/proche : 0.3%.
- les incertitudes des modèles de production hadronique causent 1% de distorsion pour le spectre.

Conclusion

Le neutrino est une des particules les plus remarquables de la physique des hautes énergies. Dans le Modèle Standard, il existe trois saveurs de neutrino ν_e , ν_μ , et ν_τ , associées aux trois leptons chargés e , μ , et τ respectivement, interagissant avec la matière seulement par interaction faible. Il est très difficile d'étudier leurs propriétés. Une des énigmes de la physique concerne la masse des neutrinos qui est très petite devant celles des autres particules fondamentales. Au cours des dernières décennies, plusieurs expériences ont tenté en vain de mesurer leur masse. Des expériences récentes ont mesuré le phénomène d'oscillation de saveur des neutrinos qui provient du fait que les états propres de saveur sont différents des états propres de masse. Avec une masse non-nulle et un parcours suffisamment long, le neutrino change de saveur. Dans le mécanisme d'oscillation à trois saveurs, la matrice de mélange est paramétrisée par trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase de violation CP δ . Il faut rajouter trois autres paramètres que sont les différences de masse au carré des états propres de masse Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 , et Δm_{32}^2 . L'avantage des expériences utilisant des faisceaux d'accélérateurs réside dans la précision de la distance d'oscillation et de l'énergie des neutrinos. Les erreurs systématiques du flux et du spectre d'énergie des neutrinos peuvent être considérablement réduites par rapport à d'autres expériences grâce à la comparaison entre les détecteurs proche et lointain.

L'expérience T2K au Japon, qui commencera à prendre ses premières données de physique en novembre 2009, est la première expérience d'oscillation "hors axe". Son objectif principal est de mesurer dans la voie d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ la valeur de l'angle de mélange θ_{13} avec une sensibilité un ordre de grandeur supérieure à celle de l'expérience CHOOZ. Les autres objectifs sont de mesurer plus précisément les paramètres θ_{23} et Δm_{32}^2 dans la voie de disparition des ν_μ , et de confirmer l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Dans la phase II de l'expérience, on espère pouvoir mesurer la phase de violation CP δ avec un faisceau très intense. Le terme "hors axe" signifie que le faisceau de neutrinos n'est pas orienté dans l'axe du détecteur lointain Super-K, situé à 295 km de la cible de production, mais fait un angle de 2.5° avec cet axe. Cela sélectionne le pic du spectre d'énergie des ν_μ près du maximum d'oscillation à Super-K en favorisant l'apparition des ν_e .

Le faisceau de neutrinos ν_μ est engendré par la désintégration des pions produits sur une cible de carbone par un faisceau primaire de protons de 50 GeV. L'intensité du faisceau de protons sera de 10^{21} POT "Proton On Target" par an. Un ensemble de détecteurs proches sera installé dans un puits à 280 mètres de la cible de production. Le détecteur proche sur axe INGRID a pour objectif principal de mesurer le profil (X,Y) du faisceau

Conclusion

de neutrinos, de déterminer l'angle sur axe et d'assurer la qualité et la stabilité du faisceau. Le détecteur proche hors axe ND280 mais dans l'axe de Super-K, caractérisera les interactions et les propriétés du faisceau de neutrinos envoyé à Super-K avant que les neutrinos n'aient une chance d'osciller. Les résultats obtenus en combinant les mesures du détecteur proche ND280 et du détecteur lointain Super-K vont permettre de déterminer les paramètres d'oscillation avec une précision jamais obtenue.

Le détecteur proche sur axe INGRID qui identifie directement les neutrinos muons, doit mesurer la direction du faisceau avec une précision meilleure que 1 mrad et contrôler sa stabilité avec une précision meilleure que 1% toutes les 24 heures. La statistique est estimée en moyenne à environ 10000 événements par jour pour chaque module. INGRID est constitué de 16 modules identiques où 14 modules forment une croix pour mesurer le profil du faisceau dans les deux directions (X,Y) de $10.5\text{ m} \times 10.5\text{ m}$. Deux autres modules supplémentaires "hors croix" vont mesurer l'asymétrie du faisceau. Chaque module est une structure alternée de plaques d'acier et de plans de lecture. Les plaques d'acier jouent le rôle de cible pour les interactions de neutrinos. Les plans de lecture, chacun composé de deux couches de lattes de scintillateur disposées perpendiculairement, enregistrent les coordonnées de particules chargées produites. Les quatre faces latérales du module sont entourées par des plans veto pour identifier les interactions produites à l'extérieur des modules.

La configuration d'INGRID a été étudiée en utilisant le générateur Monte-Carlo NEUT destiné initialement à simuler les interactions des neutrinos avec l'eau du détecteur Super-K. Les trois types principaux d'interaction considérés dans ce programme sont les diffusions quasi-élastiques (QEL), les productions de résonance (RES), et les diffusions profondément inélastiques (DIS). Les effets nucléaires, c'est à dire le fait que les hadrons produits dans une interaction neutrino peuvent réinteragir avec des nucléons des noyaux, sont aussi pris en compte. Le programme Geant4 est utilisé pour simuler la géométrie des modules d'INGRID et la physique dans ce détecteur à partir des données du générateur NEUT. Cela inclut les coordonnées (X,Y) des vertex d'interaction et les particules produites pour chaque interaction des neutrinos muons incidents. Environ 1.2×10^6 événements ont été analysés dans ce travail de thèse.

Nous avons étudié grâce aux programmes d'analyse NEUT, Geant4, et ROOT trois configurations géométriques différentes pour les modules. La masse totale du détecteur a été gardée constante de façon à fixer le nombre de neutrinos muons détectés par INGRID toutes les 24 heures par INGRID. La largeur et l'épaisseur des scintillateurs ont été elles aussi fixées et identiques pour les trois configurations. Leur longueur en revanche pouvait varier. En utilisant comme critère de sélection les efficacités géométriques de détection, nous avons sélectionné une configuration "transverse" maximale pour chaque module. Cela se traduit par rapport aux deux autres configurations par un module plus court dans la direction du faisceau incident mais plus large en X et Y. Une étude additionnelle a consisté à tourner les modules pour les placer strictement perpendiculaires au faisceau de neutrinos orienté légèrement vers le bas en vérifiant les variations d'efficacité. Notre conclusion fut que cette rotation ($\theta \simeq 3.7^\circ$) n'était pas nécessaire ce qui a simplifié les

études mécaniques.

L'objectif principal de la reconstruction des événements dans INGRID est d'identifier les interactions de neutrinos muons du flux incident avec ces modules et de mesurer l'angle polaire de la trace du muon produit. Avec cette mesure, les événements de basse énergie plus sensibles aux conditions du faisceau seront sélectionnés et les événements de bruit de fond provenant de l'extérieur des modules seront rejetés. La reconstruction des événements va permettre d'identifier différents types d'interactions : les quasi-élastiques CCQE, les productions de résonances CCRES, et les profondément inélastiques CCDIS. L'algorithme de reconstruction développé dans ce travail de thèse concerne en premier lieu les événements CCQE. Il est basé sur la transformation de Hough qui identifie une droite, dans notre cas la trace du muon produit, parmi l'ensemble des points correspondant aux signaux des scintillateurs d'INGRID. Cette méthode de Hough appliquée aux deux projections bidimensionnelles permet de reconstruire la trace du muon des événements CCQE avec une bonne résolution sur la position du vertex et la direction de la trace. Les erreurs sur la position du vertex sont d'environ 3 cm. L'erreur sur la direction du muon produit est d'environ 6° . Cette résolution sur l'angle de la trace est satisfaisante pour effectuer la coupure en énergie $\theta_\mu > 20^\circ$. Finalement, nous obtenons une efficacité de reconstruction de 88%. En tenant compte de l'efficacité géométrique du détecteur, 50% des événements CCQE ont été bien reconstruits.

Un module supplémentaire, appelé "Module Proton" (MP), devrait être rajouté dans l'espace entre les deux bras d'INGRID afin d'avoir une identification complète des événements CCQE en reconstruisant la trace du muon et du proton produits. La géométrie de ce module sera différente de celle des modules standards d'INGRID. Le détecteur MP possède 21 plans de lecture sans plaque d'acier intercalée pour faciliter la propagation du proton. Ainsi, l'efficacité de détection des événements CCQE avec de bonnes traces muon et proton passe de 2.5% pour les modules standards à 50% pour le détecteur MP. En ce qui concerne le bruit de fond, il existe deux modes d'interaction CC dont le signal ressemble au signal des CCQE. Ce sont les productions de résonance à trois corps où l'une des particules produites est neutre. Deux coupures ont été étudiées pour réduire ce bruit de fond. La première coupure porte sur l'angle d'ouverture entre les deux traces identifiées. La deuxième coupure concerne un paramètre dit "coplanaire", qui distingue les événements CCQE à deux corps des événements de bruit de fond CCRES à trois corps. Les résultats encore préliminaires donnent un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10.

Dans la phase II de l'expérience T2K, période au-delà de 2015 de haute intensité du faisceau, un détecteur supplémentaire pourrait être placé à 2 km de la source de production des neutrinos pour réduire les erreurs systématiques de l'expérience. La distance de 2 km a été choisie parce que d'une part les flux de neutrinos à 2 km et à 295 km sont presque identiques, et d'autre part les neutrinos n'oscillent pas encore à cette distance. Le détecteur 2 km pourrait contenir trois éléments : un détecteur Cerenkov à eau (~ 100 tonnes) de même technologie que le détecteur lointain Super-K pour minimiser les erreurs systématiques, un détecteur "Muon Range" pour mesurer des muons de haute énergie, et un détecteur à Grains Fins pour étudier des événements multi-trace. L'objectif principal

Conclusion

du détecteur 2 km est de prédire le plus précisément possible le nombre des événements de bruit de fond pour le canal d'apparition des neutrinos ν_e et le spectre non-oscillé des neutrinos ν_μ à Super-K.

Bibliographie

- [1] W. Pauli. Letter to the Physical Society of Tubingen (1930), unpublished, the letter is reproduced in Brown, L.M (1978). *Physics Today*, 31(9) :23.
- [2] F. Reines and C. L. Cowan. Jr. *Phys. Rev.*, 92 :830, 1953.
- [3] G. Danby *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36, 1962.
- [4] K. Kodama *et al.* (DONUT Collaboration). *Phys. Lett.*, B504 :218, 2001. hep-ex/0012035.
- [5] M.Bander G. Beall and A.Soni. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :848, 1982.
- [6] C. Kraus *et al.* *Eur. Phys. J.*, C40 :447, 2005. hep-ex/0412056.
- [7] K. Assamagan *et al.* *Phys. Rev.*, D53 :6065, 1996.
- [8] R. Barate *et al.* (ALEPH). *Eur. Phys. J.*, C2 :395, 1998.
- [9] F. Gibrat-Debu B. Kayser and F. Perrier. *The physics of massive neutrinos*. World Scientific Publishing, London, 1989.
- [10] H. L. Harney H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz and I. V. Krivosheina. *Mod. Phys. Lett.*, A16 :2409, 2001. hep-ph/0201231.
- [11] L. Baudis *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 83 :41, 1999. hep-ex/9902014.
- [12] D. N. Spergel and J. N. Bahcall. *Phys. Lett.*, B200 :366, 1988.
- [13] T. J. Loredo and D. Q. Lamb. *Annal. NY Acad. Sci.*, 571 :601, 1989.
- [14] F. T. Avignone and J. I. Collar. *Phys. Rev.*, D41 :682, 1990.
- [15] P. J. Kernan and L. M. Krauss. *Nucl. Phys.*, B437 :243, 1995. astro-ph/9410010.
- [16] D. N. Spergel *et al.* *Astrophys. J. Suppl.*, 148 :175, 2003. astro-ph/0302209.
- [17] <http://hep.bu.edu/> superk/osc.html.
- [18] Y. Fukuda *et al.* *Phys. Lett.*, B436 :33, 1998.
- [19] S. Fukuda *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3999, 2000.

Bibliographie

- [20] K. S. Hirata *et al.* *Phys. Lett.*, B280 :146, 1992.
- [21] Y. Fukuda *et al.* *Phys. Lett.*, B335 :237, 1994.
- [22] R. Becker-Szendy *et al.* *Phys. Rev.*, D46 :3720, 1992.
- [23] R. Clark *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 79 :345, 1997.
- [24] W. W. M. Allison *et al.* *Phys. Lett.*, B449 :137, 1999.
- [25] K. Daum *et al.* *Z. Phys.*, C66 :417, 1995.
- [26] M. Aglietta *et al.* *Europhys. Lett.*, 8 :611, 1989.
- [27] Y. Ashie *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 93 :101801, 2004. hep-ex/0404034.
- [28] B. T. Cleveland *et al.* *Astrophys. J.*, 496 :505, 1998.
- [29] J. N. Abdurashitov *et al.* *Phys. Rev.*, C60 :055801, 2000.
- [30] W. Hampel *et al.* *Phys. Lett.*, B447 :127, 1999.
- [31] E. Bellotti. *Nucl. Phys.*, B91 :44, 2001.
- [32] Y. Fukuda *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1683, 1996.
- [33] Y. Fukuda *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1158, 1998.
- [34] M. H. Pinsonneault J. N. Bahcall and S. Basu. astro-ph/0010346.
- [35] Q. R. Ahmad *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, 2002. nucl-ex/0204008.
- [36] M. Apollonio *et al.* *Phys. Lett.*, B466 :415, 1999. hep-ex/9907037.
- [37] F. Boehm *et al.* *Phys. Rev.*, D64 :112001, 2001. hep-ex/0107009.
- [38] Y. Declais *et al.* *Nucl. Phys.*, B434 :503, 1995.
- [39] E. Eskut *et al.* *Phys. Lett.*, B497 :8, 2001.
- [40] P. Astier *et al.* *Nucl. Phys.*, B611 :3, 2001. hep-ex/0106102.
- [41] F. Dydak *et al.* *Phys. Lett.*, B134 :281, 1984.
- [42] F. Bergsma *et al.* *Z. Phys.*, C40 :171, 1988.
- [43] B. Armbruster *et al.* *Phys. Rev.*, D65 :112001, 2002. hepex/0203021.
- [44] B. Armbruster *et al.* *Phys. Rev.*, C57 :3414, 1998. hep-ex/9801007.
- [45] C. Athanassopoulos *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1774, 1998. nuclex/9709006.
- [46] A. Aguilar *et al.* *Phys. Rev.*, D64 :112007, 2001. hep-ex/0104049.

-
- [47] G. B. Mills E. D. Church, K. Eitel and M. Steidl. *Phys. Rev.*, D66 :013001, 2002. hep-ex/0203023.
 - [48] *Phys. Rev. Lett.*, 98 :231801, 2007. arXiv :0704.1500 [hep-ex].
 - [49] M. H. Ahn *et al.* (Collaboration K2K). 2006. hep-ex/0606032.
 - [50] I. E. Kreslo. Opera neutrino oscillation experiment : on the way to ν_τ observation. Journal of Physics : Conference Series 171 (2009) 012066.
 - [51] C. Andreopoulos *et al.* (The Minos Collaboration P. Adamson. Measurement of neutrino oscillations with the minos detectors in the numi beam. *Phys. Rev. Lett.*, 101(131802), 2009.
 - [52] Particle data group. 2008-2009. <http://pdg.lbl.gov/>.
 - [53] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42 :913, 1985.
 - [54] M. Fukugita and T. Yanagida. *Phys. Lett.*, B174 :45, 1986.
 - [55] F. Adellier *et al.* 2006. arXiv :hep-ex/0606025v4.
 - [56] Nova collaboration. hep-ex/0503053.
 - [57] I. Chiang *et al.* D. Beavis, A. Carroll. Proposal of bnl ags e-889. 1995.
 - [58] Super-Kamiokande collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562, 1998.
 - [59] K2K collaboration. Accepted for publication in *Phys. Rev. Lett.*, hep-ex/0212007.
 - [60] R. Ishida. Talk at the t2k280m meeting, 25/10/2003. <http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/nakaya/jparc/index.htm>.
 - [61] Issei. Kato. Indications of neutrino oscillation in K2K experiment. page 106. Thesis.
 - [62] O. Ferreira. ND280-T2K-TDR.
 - [63] K. Nitta *et al.* The K2K scibar detector. *Nucl. Instrum. Methods A*, 535 :147, 2004.
 - [64] H. Maesaka. The K2K scibar detector. *Nucl. Phys. B*, 139 :289, 2005.
 - [65] F. Moreau and J. Vanel *et al.* NIM. 2009.
 - [66] Y. Hayato. A neutrino interaction simulation program library NEUT. *ACTA PHYSICA POLONICA B*, 40(9), 2009.
 - [67] C.H. Llewellyn Smith. *Phys. Rep.*, 3C :261, 1972.
 - [68] Fuchs *et al.* Electromagnetic form factors of the nucleon in relativistic baryon chiral perturbation theory. *J. Phys.*, G30 :1407, 2004.

Bibliographie

- [69] Smith and Moniz. Proc. int. conf. on nuclear structure studies using electron scattering and photoreaction. *Nucl. Phys.*, B43 :605, 1972.
- [70] S. Hiramatsu *et al.* Proc. int. conf. on nuclear structure studies using electron scattering and photoreaction. page 429, Sendai(1972).
- [71] B. Brevia and A. Dellafiore. *Nucl. Phys.*, A292 :445, 1977.
- [72] H. Nakamura *et al.* *Nucl. Phys.*, B Proc. 112 :197.
- [73] J. Nieves *et al.* *PRC* 70, page 055503.
- [74] K. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 56 :1107, 1986.
- [75] S. Barish *et al.* *Phys. Rev.*, D16 :3103, 1977.
- [76] S. Bonetti *et al.* *Nuovo Cim.*, 38 :260, 1977.
- [77] M. Pohl *et al.* *Nuovo Cim.*, 26 :332, 1979.
- [78] A. S. Vovenko *et al.* *Yad. Fiz.*, 30 :1014, 1979.
- [79] S. Belikov *et al.* *Z. Phys.*, 320 :625, 1985.
- [80] J. Brunner *et al.* *Z. Phys.*, C45 :551, 1990.
- [81] D. Rein and L.M. Sehgal. *Ann. of Phys.*, 133 :79, 1981.
- [82] T. Kitagaki *et al.* *Phys. Rev.*, D34 :2554, 1986.
- [83] S.J. Barish *et al.* *Phys. Rev.*, D17 :1, 1978.
- [84] P. Musset and J. Vialle. *Phys. Rep.*, C39 :1, 1978.
- [85] J.E. KIM *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 53 :211, 1981.
- [86] L.L. Salcedo *et al.* *Nucl. Phys.*, A484 :557, 1988.
- [87] G.Rowe *et al.* *Phys. Rev.*, C18 :584, 1978.
- [88] B.R. Martin and M.K. Pidcock. *Nucl. Phys.*, B126 :266, 1977.
- [89] D.A. Sparrow. *Proc. of the Conf. on the intersection between particle and nuclear physics (1984)*, page 1019.
- [90] H.W. Bertini. *Phys. Rev.*, C6 :631, 1972.
- [91] D. Rein and L.M. Sehgal. *Nucl. Phys.*, B223 :29, 1983.
- [92] K2K collaboration M. Hasegawa *et al.* hep-ex/0506008.
- [93] R.O. Duda and P.E. Hart. Use of the hough transformation to detect lines and curves in pictures. 15(1) :11–15, 1972.

-
- [94] M. Besnier. Communication privée.
 - [95] C. Bronner. LLR, thèse en cours.
 - [96] M. H. Ahn *et al.* Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev.*, D74, 2006. hep-ex/0606032.

Bibliographie
