

Thèse

Étude de l'apparition de neutrinos électroniques oscillant à partir de neutrinos muoniques du faisceau de l'expérience K2K

Jérémy ARGYRIADES

Composition du jury :

- Jacques BOUCHEZ (directeur)
- Jacques DUMARCHEZ (rapporteur)
- Hervé DE KERRET (rapporteur)
- Lydia ICONOMIDOU-FAYARD
- Jean-Eric CAMPAGNE
- Etienne AUGÉ
- Vanina RUHLMANN-KLEIDER (invitée)
- Jean-François CAVIGNAC (invité)

SPP

12 mai 2006

Yukiyama o haimawari iru kodama kana

(L'écho traîne ça et là, Dans la montagne recouverte de neige, *D. Iida*)

Neutrino showers, could we feel them in our hands ?, ever so slightly

(Gerbes de neutrinos, pouvons-nous les sentir dans nos mains ?, toujours aussi légers, *S. Bost*)

Gambatte !

(bon courage !)

Remerciements

Je voudrais remercier en introduction toutes les personnes qui m'ont apporté leur soutien durant les trois années de préparation de cette thèse. Tout d'abord, ma famille et en particulier ma mère m'ont permis de toujours me sentir soutenu. Leur certitude de me voir réussir m'a fourni une force qui s'est avérée indispensable. De plus, lors de mes séjours au Japon, garder le contact avec les miens fut une vraie source de réconfort et d'encouragement dans un milieu parfois difficile humainement.

Merci également à mes amis, Antoine, Jaïl, Marc et Yann, Jean-Loup et Dominique, le MVPPB et tous les autres. Vous m'avez gardé votre confiance et surtout permis de m'évader, m'aidant à trouver mon équilibre. Quant à Elsa et Mariam, malgré les problèmes, vous avez toujours soutenu mon effort de recherche, je vous en serai toujours reconnaissant. Talita, tu as été un vrai bol d'oxygène en cette fin de thèse, *minha pandinha*.

Pour atteindre ce titre de docteur, les différents professeurs qui m'ont formé ont été la base de mon cheminement scientifique. J'ai eu la chance de rencontrer des pédagogues émérites. Tout d'abord, l'équipe de la classe préparatoire du Lycée du Parc des Loges d'Evry. Merci à M. Salon en particulier, pour ses conseils qui ont éclairé mon parcours. Les différents professeurs de l'ENSPG et du DEA Matière Subatomique de Grenoble ont quant à eux grandement contribué à l'acquisition des connaissances scientifiques indispensables à la recherche, Mme Merle, Mrs Cavaignac, Protassov, Collot et tous les autres. Enfin, comment parler de pédagogie sans inclure dans cette liste mon directeur de thèse, Jacques Bouchez, dont la parfaite maîtrise de la physique des neutrinos et de la statistique m'a permis de faire progresser ma compréhension de cette physique à un niveau supérieur.

C'est d'ailleurs une bonne partie du SPP du CEA de Saclay dont je devrai louer les compétences en physique et la pédagogie avec laquelle ils les transmettent. Je ne citerai que quelques noms, François Pierre tout d'abord pour son regard critique extrêmement constructif sur mon analyse, Vanina Ruhlmann-Kleider pour ses inoubliables conseils et surtout son soutien, Ahmimed Ouraou pour l'aide qu'il m'a apporté sur PAW ou encore Alain Milsztajn et Didier Vilanova pour les discussions de la salle de café, toujours passionnantes et instructives. Le directeur du SPP, Bruno Mansoulié, en me faisant confiance pour mes nombreuses missions au Japon (et notamment la première pour laquelle il a accepté d'avancer le début de mon contrat de thèse), m'a permis d'aller chercher les informations à la source. Enfin, comment ne pas rendre hommage à tous les thésards, stagiaires, post-docs et jeunes chercheurs du SPP, pour leur bonne humeur et leur motivation. Surtout à Nicolas Kerschen qui m'a supporté pendant ces trois années, Julien Descamps, Samira Hassani, Dario Motta, Guillaume Mention, Fabrice Jouvenot, Daphné Denans, Marie Legendre et tous les autres. Je voudrais également joindre à ces derniers tous les jeunes chercheurs que j'ai pu rencontrer à l'ECT de Trento, en particulier Everton Zanella et Antaël Cabrera (et nos débats qui faisaient fuir tous les autres).

Finalement, mon travail au sein de la collaboration K2K a été difficile, mais il aurait été impos-

sible sans l'aide d'Anthony Sarrat, Mine-san, Oobayashi-san, Sasaki-kun, Michaël Smy, Itow-san et Ryan Terri. Je ne remercie pas en revanche Asia et Kaneyuki, pour les batons dans les roues qu'ils ont mis à mon analyse, au lieu de collaborer et travailler ensemble.

En guise de conclusion, j'aimerais réserver une place spéciale à mon jury de thèse, Jacques BOUCHEZ, Jacques DUMARCHEZ, Hervé DE KERRET, Lydia ICONOMIDOU-FAYARD, Jean-Eric CAMPAGNE, Etienne AUGÉ, Vanina RUHLMANN-KLEIDER et Jean-François CAVAINAC. On me disait que mon jury était pléthorique, mais plus j'y réfléchissais et plus chacun d'entre vous me paraissait indispensable à ma soutenance. Cela s'est confirmé lors de la séance de questions, toutes pertinentes et clairement posées, qui ont parfaitement complété ma présentation.

Je remercie enfin tous ceux qui m'ont aidé pendant ces trois ans et que j'aurai oublié ici.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué dans l'expérience K2K. Son principe est la création d'un faisceau de neutrinos muoniques dont le flux est mesuré à courte et longue distances. Ces données nous permettent d'étudier les effets d'oscillation du neutrino, en particulier en mesurant la disparition des ν_μ . Bien qu'il ne s'agisse pas d'une expérience d'apparition, l'oscillation en neutrinos électroniques a été recherchée. Bien qu'aucun signal n'ait été vu, cette étude permet de contraindre les paramètres d'oscillation ($\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}$). Avec un événement observé pour 1,07 événement de bruit de fond attendu, les contours de la zone d'exclusion s'approchent des meilleurs à l'heure actuelle, ceux de l'expérience Chooz. En fixant $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, une limite à 90% de niveau de confiance est atteinte : $\sin^2 2\theta_{13} < 0,2$.

Abstract

The work presented in this thesis has been done in K2K experiment. Its principle consists in the use of a beam of muon neutrinos, which flux has been measured at short and long distances. Those data enable us to study the effects of neutrino oscillation, particularly by measuring ν_μ disappearance. Although this is not an appearance experiment, electronic neutrinos oscillation has been searched. In spite of no signal of appearance, this study enables to constrain oscillation parameters ($\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}$). With one event for 1,07 expected event from background, the exclusion area edges are close to the best actual limits, provided by Chooz experiment. By setting $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, a limit at 90% confident level is reached : $\sin^2 2\theta_{13} < 0,2$.

Table des matières

Introduction	1
I <u>Physique du neutrino</u>	2
I.1 Historique	2
I.2 Phénoménologie des oscillations	3
I.2.1 Description théorique	3
I.2.1.1 Equation de propagation à 3 neutrinos non massifs :	4
I.2.1.2 Equation de propagation à 3 neutrinos massifs non mélangés :	4
I.2.1.3 Equation d'oscillation à 2 neutrinos massifs mélangés :	5
I.2.1.4 Equations d'oscillation à 3 neutrinos massifs mélangés :	6
I.2.1.5 Violation de CP :	7
I.2.1.6 Neutrinos de Majorana :	8
I.2.1.7 Oscillations dans la matière :	8
I.2.2 Au-delà des ondes planes	12
I.2.3 Modèle des paquets d'ondes	14
I.2.3.1 Paquets d'ondes intermédiaires :	14
I.2.3.2 Paquets d'ondes externes :	15
I.3 Etat actuel des connaissances	15
I.3.1 Paramètres d'oscillation	16
I.3.1.1 Paramètres solaires :	16
I.3.1.2 Paramètres atmosphériques :	19
I.3.1.3 L'angle de mélange θ_{13} :	20
I.3.1.4 Autres considérations :	21
I.3.2 Mesures directes de la masse des neutrinos	22
I.3.2.1 Mesures directes du spectre de désintégration β :	22
I.3.2.2 Mesures de la demi-vie de désintégration $2\beta 0\nu$:	23
I.3.2.3 Renseignements cosmologiques sur la masse des neutrinos :	24
I.4 Les expériences présentes et futures	25
I.4.1 Recherche de désintégration $2\beta 0\nu$	25
I.4.2 Neutrinos atmosphériques, solaires et de Supernovae	25
I.4.3 Neutrinos de centrales nucléaires	26
I.4.4 Faisceaux de neutrinos	27
II <u>Description de l'expérience K2K</u>	29
II.1 Principe	29
II.1.1 Comment créer un faisceau de neutrinos ?	29
II.1.2 Comment détecter un faisceau de neutrinos ?	30
II.1.3 Quelle physique est accessible à partir des données de K2K ?	30
II.1.4 Comment extrapoler du ND au FD ?	33
II.2 Le faisceau de ν_μ	33

II.2.1	L'accélérateur de protons	33
II.2.2	Les moniteurs du faisceau primaire	34
II.2.2.1	Intensité du faisceau	34
II.2.2.2	Position et profil	34
II.2.3	La cible d'aluminium et les aimants	35
II.2.4	Le tunnel de désintégration	36
II.2.5	Les moniteurs du faisceau secondaire	37
II.2.5.1	PIMON	37
II.2.5.2	MUMON	41
II.2.6	Le système d'acquisition de données des moniteurs de la ligne de faisceau	45
II.3	Le détecteur proche	45
II.3.1	Le détecteur Čerenkov à eau ou la Kilotonne	45
II.3.1.1	La structure	46
II.3.1.2	La purification de l'eau	47
II.3.1.3	Les PMTs	49
II.3.2	Le détecteur à grains fins ou Fine Grained Detector	50
II.3.2.1	Fibres scintillantes ou SciFi	50
II.3.2.2	Verre au plomb ou Lead Glass	52
II.3.2.3	Barres scintillantes ou Scibar	53
II.3.2.4	Détecteur de muon ou Muon Range Detector	56
II.4	Le détecteur lointain Super Kamiokande	57
II.4.1	Historique	57
II.4.2	La structure du détecteur	59
II.4.3	Le système de purification de l'eau	59
II.5	Les différentes logiques d'acquisition de données dans K2K	61
II.5.1	Le système d'acquisition de données de la KT	61
II.5.2	Le système d'acquisition de données du ND	63
II.5.3	Le système d'acquisition de données de SK	64
II.5.3.1	L'électronique du détecteur interne	64
II.5.3.2	L'électronique du détecteur externe	65
II.5.3.3	Les décisions de déclenchement	66
II.6	Définition des processus physiques en jeu dans K2K	67
II.7	Résultats sur les paramètres d'oscillation	68
III Fonctionnement et calibrations d'un détecteur Čerenkov à eau		73
III.1	Principe d'un détecteur Čerenkov	73
III.1.1	L'effet Čerenkov	73
III.1.1.1	Historique	73
III.1.1.2	Principe	73
III.1.1.3	Cas particulier : l'effet Čerenkov dans l'eau	74
III.1.2	La propagation de la lumière dans l'eau	75
III.1.3	La détection de la lumière par les tubes photomultiplicateurs	76

III.1.4	La reconstruction de l'interaction	77
III.2	Les calibrations indispensables	78
III.2.1	Paramètres de l'eau	78
III.2.2	Calibrations des PMTs	79
III.2.2.1	Calibrations temporelles	79
III.2.2.2	Calibrations de la charge	80
III.2.2.3	Calibrations de l'échelle en énergie	82
III.2.3	Electronique	84
III.2.4	Volume Fiduciel	84
III.2.5	Taux de misidentification	88
III.2.5.1	Misidentification $\mu \rightarrow e$	89
III.2.5.1.1	Dispositif expérimental du CRP	89
III.2.5.1.2	Coupures de sélection	91
III.2.5.1.3	Simulation Monte Carlo	96
III.2.5.1.4	Résultats	97
III.2.5.1.5	Etude de la dépendance temporelle	100
III.2.5.1.6	Effet de la précision de reconstruction du vertex initial	103
III.2.5.1.7	Etude par simulation de muons horizontaux issus du faisceau	104
III.2.5.2	Misidentification $e \rightarrow \mu$	106
III.3	Performances	107
IV	<u>Reconstruction des informations dans un Čerenkov à eau</u>	109
IV.1	Position et moment en première approximation	109
IV.1.1	Origine ponctuelle de la lumière	109
IV.1.2	Emission de lumière le long de la trace de la particule	110
IV.1.2.1	Bonsai	110
IV.1.2.2	Afit	111
IV.2	Nombre d'anneaux	113
IV.3	Type de particule	115
IV.3.1	Identification par l'angle Čerenkov	116
IV.3.2	Identification par la forme de l'anneau Čerenkov	116
IV.3.2.1	Distribution de charge attendue pour un électron et pour un muon	116
IV.3.2.2	Fonction de vraisemblance <i>pattern PID</i>	119
IV.3.3	Identification combinée	120
IV.4	Position et moment précis	121
IV.4.1	Détermination précise du vertex	121
IV.4.2	Comparaison entre les résolutions spatiales obtenues après <i>afit</i> et après <i>MS-fit</i>	121
IV.4.3	Détermination du moment	123
IV.5	Corrections supplémentaires	124
IV.5.1	Corrections du nombre d'anneaux	124
IV.5.2	Corrections du nombre d'anneaux spécifiques à la KT	125

V	Coupures de sélection	127
V.1	Echantillons de données et de Monte-Carlo	127
V.1.1	Données	127
V.1.2	Monte Carlo	127
V.2	Coupures officielles	128
V.2.1	Qualité des données et volume fiduciel	128
V.2.2	Sélection du nombre d'anneaux	128
V.2.3	Sélection des anneaux e-like	129
V.3	Amélioration du signal par l'introduction de nouvelles sélections	132
V.3.1	Sélection améliorée des anneaux e-like	132
V.3.1.1	Principe de la sélection :	132
V.3.1.2	Optimisation :	132
V.3.1.3	Facteur d'amélioration :	134
V.3.2	Sélection améliorée de l'énergie visible	135
V.3.2.1	Principe de la sélection :	135
V.3.2.2	Optimisation :	137
V.3.2.3	Facteur d'amélioration :	137
V.3.3	Polfit	139
V.4	Récapitulatif et analyse des efficacités de sélection	139
VI	Recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	145
VI.1	Fonction de vraisemblance	145
VI.1.1	Définition des canaux en énergie	145
VI.1.2	Nombre d'interactions attendues	146
VI.1.2.1	Extrapolation du nombre d'interactions dans le détecteur proche : . . .	146
VI.1.2.2	Nombre attendu par bin d'énergie et par canal d'interaction	147
VI.1.3	Erreurs systématiques	147
VI.1.4	Calcul de la fonction de vraisemblance	148
VI.1.5	Fonction de vraisemblance poissonienne	149
VI.1.6	Maximisation de la fonction de vraisemblance	150
VI.2	Contours de la zone d'exclusion	151
VI.3	Contraintes sur les paramètres d'oscillation	152
VI.3.1	K2K I	152
VI.3.2	K2K II	152
VI.3.3	K2K I et II	152
VI.3.4	Projection sur $\sin^2 2\theta_{13}$	152
VI.4	Comparaison des contours avec Chooz et l'analyse officielle de K2K	156

Conclusion **158**

Introduction

Le neutrino hante les esprits des physiciens des particules depuis maintenant plus de 70 ans. Cette particule élémentaire, fantôme passe-muraille du fait de sa très faible interaction avec la matière, reste encore aujourd'hui un mystère dans le modèle standard. Longtemps considéré comme sans masse, le neutrino a livré quelques uns de ses secrets depuis 10 ans, en particulier l'oscillation qui le fait passer d'une saveur à une autre au cours de sa propagation. C'est l'expérience Super KamiokaNDE qui prouva la première l'existence de ce phénomène en 1998, phénomène qui implique une masse non nulle à cette particule. Différentes expériences se succédèrent pour étudier ses paramètres d'oscillation. De juin 2001 à novembre 2004, la collaboration K2K utilisa ce même détecteur de Super KamiokaNDE comme détecteur lointain d'un faisceau de neutrinos muoniques créés à 250 km de distance, par l'accélérateur de protons de 12 GeV de KEK, au Japon. Grâce à une luminosité de $9,2 \cdot 10^{19}$ protons sur cible, elle a amélioré la connaissance de l'oscillation dite *atmosphérique*, soit la disparition des ν_μ , en mesurant $\Delta m_{23}^2 = 2,76 \cdot 10^{-3} eV^2$ à $\sin^2 2\theta_{23} = 1$. Cependant, une autre oscillation pourrait également être mesurée par K2K, l'oscillation de ces mêmes ν_μ en neutrinos électroniques. Mon travail de thèse a eu pour but d'améliorer la sensibilité de K2K à cette oscillation et d'en mener l'analyse.

Depuis le début de mon cheminement scientifique, j'ai toujours été fasciné par les neutrinos. Par leur fugacité qui rend leur détection si complexe. Par leur histoire et l'ingéniosité qu'ont dû déployer les pionniers comme Reines et Cowan, ou Lederman, Schwartz et Steinberger, de Savannah River à Brookhaven. Par le phénomène d'oscillation qui illustre physiquement le concept mathématique de base d'états propres. Par la beauté des expériences elles-mêmes, des milliers d'yeux au fond d'une mine scrutant dans un cylindre d'eau aux proportions démesurées la lumière des neutrinos et devenant les témoins de la mort d'une étoile. Travailler pendant 3 ans dans la collaboration K2K aura donc été un grand plaisir pour moi, autant sur le plan scientifique qu'humain.

Bien que l'environnement de travail japonais fût parfois déroutant, j'ai pu étudier précisément l'identification du type de particule dans un détecteur Čerenkov à eau. Des calibrations utilisant notamment le tube *CRP* m'ont permis d'en mesurer les performances. Puis, dans le cadre de l'analyse de l'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, j'ai utilisé des idées de sélection originales pour supprimer une part supplémentaire de son bruit de fond afin d'améliorer la sensibilité des données de K2K.

Dans le cadre de ce manuscrit, je commencerai par décrire les concepts théoriques propres à la physique du neutrino (chapitre I). Les différentes composantes expérimentales de l'expérience K2K sont ensuite décrites (chapitre II). Le chapitre III s'attarde particulièrement sur la technologie des détecteurs Čerenkov à eau et des calibrations indispensables pour en contrôler l'utilisation. Dans le chapitre IV, j'explique les concepts à l'oeuvre afin de reconstruire les informations des particules incidentes à partir de leurs anneaux Čerenkov. Les chapitres V et VI détaillent quant à eux mon analyse d'apparition. Le chapitre V recense les coupures de sélection et leurs effets sur le bruit de fond et le signal, tandis que le VI parcourt les différentes étapes de la recherche d'oscillation jusqu'aux résultats finaux.

I Physique du neutrino

I.1 Historique

L'histoire des neutrinos débute en 1930, lorsque Wolfgang Pauli dans sa célèbre lettre débutant par *Chers dames et messieurs radioactifs* postula leur existence pour expliquer le spectre en énergie continu de l'électron d'une désintégration β . Sa particule devait être neutre, très légère, voire de masse nulle, de spin $1/2$ et une section efficace d'interaction si faible qu'il la pensait indétectable. Il est amusant de noter qu'en toute logique, il appela cette nouvelle particule *neutron*, puisque James Chadwick ne découvrit le neutron des noyaux que deux ans plus tard. C'est l'italien Enrico Fermi, en 1933, qui la rebaptisa *neutrino*, textuellement *le petit neutre*. En développant sa théorie de la désintégration β en y incluant le neutrino, il lui apparut que si cette particule avait une masse, le spectre en énergie de l'électron devait se terminer avec une pente non nulle (cf figure 1). Ainsi, en 1952, L.M. Langer et J.D. Moffat placèrent à l'aide d'un spectromètre magnétique une limite supérieure de 250 eV^1 sur la masse du neutrino, ne voyant aucune déformation significative du spectre β du tritium. Entre temps, Ettore Majorana suggère en 1937 que le neutrino pourrait être sa propre antiparticule, contrairement au modèle de Dirac. Mais aucune expérience n'a encore réussi à apporter de réponse à cette question. Comme on peut le voir, des décennies se sont écoulées entre la formulation théorique de l'existence du neutrino et sa mesure physique.

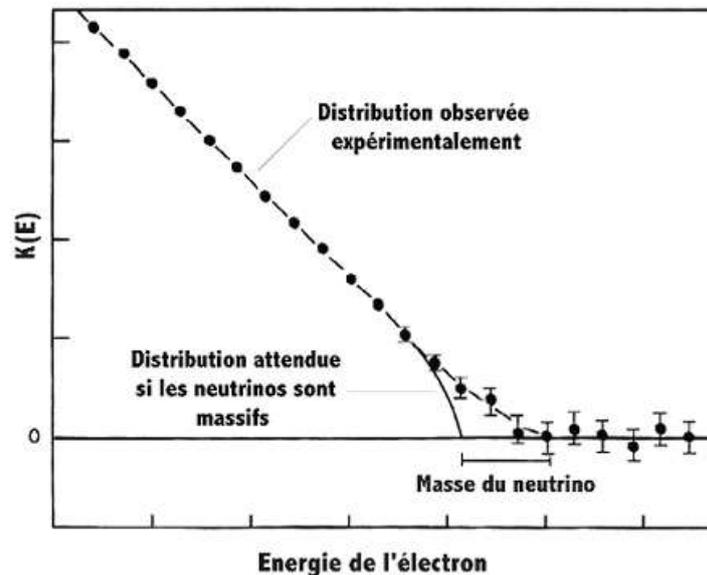


FIG. 1 – Diagramme de Kurie représentant la mesure de l'énergie de l'électron issu d'une désintégration β . En ordonnée, la racine carrée du nombre d'événements divisée par le carré de l'impulsion, et en abscisse l'énergie de l'électron (figure tirée de [1]).

¹electron Volt.

C'est finalement en 1956 que Frederick Reines et Clyde Cowan, auprès du réacteur de Savannah River en Caroline du Sud, détectent des anti-neutrinos électroniques grâce à un mélange d'eau et de chlorure de cadmium, par la réaction β inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Tandis que le positron s'annihile en deux photons, le neutron est capturé par un noyau de Cadmium à un temps moyen de 15 μs . Ainsi excité, le noyau revient à un état d'équilibre par émission de photons. C'est la mesure de ce temps caractéristique entre la détection des photons du positron et de la désexcitation du Cadmium qui signe la première découverte expérimentale du neutrino. Un an plus tard, Pontecorvo développe en analogie avec le système $K_0 - \bar{K}_0$ la possibilité d'oscillations entre neutrinos ($\nu_e \Leftrightarrow \bar{\nu}_e$) ([2] et [3]). Plus tard, en 1962, L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger et al. [4] découvrent le neutrino muonique à l'aide du premier faisceau de neutrinos. Lorsqu'un faisceau de protons de 15 GeV rencontre de la matière (ici une cible de béryllium), des pions sont créés qui se désintègrent rapidement en muons et neutrinos muoniques. Le muon est arrêté par un blindage en fer et le neutrino éventuellement détecté par une chambre à étincelles. Sur les millions de neutrinos ainsi créés, environ 40 sont détectés : 6 électrons, ce qui correspond au bruit de fond attendu, et 34 muons, signant l'existence d'un neutrino muonique différent du neutrino électronique. La même année, Maki, Nakagawa et Sakata reprennent l'idée de Pontecorvo et introduisent les oscillations de neutrinos entre espèces ($\nu_e \Leftrightarrow \nu_\mu$) [5]. En 1989, le LEP confirme qu'il y a 3 neutrinos légers mais toujours pas d'observation directe du neutrino tau. En ce qui concerne l'oscillation des neutrinos, c'est en 1998 que la collaboration Super Kamiokande en démontre l'existence à partir des flux descendant et montant de neutrinos atmosphériques. Enfin en 2000, l'expérience DONUT au Fermilab met en évidence le neutrino tau en utilisant une technique de détection basée sur des couches d'émulsions photographiques. D'autres expériences encore en activité ont contribué à la mesure des paramètres d'oscillation, comme nous le verrons dans la partie I.4. Mais avant cela, expliquons plus en détail la phénoménologie des oscillations.

I.2 Phénoménologie des oscillations

I.2.1 Description théorique

Dans cette partie, il sera question essentiellement d'états propres d'interaction, *id est* des neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ , et des états propres de propagation ou de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . Nous les désignerons respectivement à l'aide des indices grecs α et β pour les premiers et des indices latins i et j pour les seconds. Les indices 0 et t des kets représenteront les particules aux temps initial et quelconque t. Les neutrinos seront décrits dans un premier temps par des ondes planes. La propagation des états propres de masse est gouvernée par l'équation d'évolution de Schrödinger, qui dans notre cas peut s'écrire :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1)$$

Afin de donner une vision d'ensemble au lecteur, différents hamiltoniens \mathcal{H} vont être étudiés successivement dans le vide. La forme des solutions de cette équation différentielle mettra en évidence les conditions d'existence des oscillations de neutrinos.

I.2.1.1 Equation de propagation à 3 neutrinos non massifs :

Tout d'abord, les neutrinos ont longtemps été considérés comme étant de masse nulle. Comment se propageraient de tels neutrinos ? Posons comme hamiltonien (avec $m(\nu_\alpha) = 0$) :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} E_e & & \\ & E_\mu & \\ & & E_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p & & \\ & p & \\ & & p \end{pmatrix} = p \bullet \text{Id} \quad (2)$$

où Id est la matrice identité. L'évolution au cours de la propagation des différentes saveurs de neutrinos ν_α suivra donc la solution

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{-ipt} |\nu_\alpha\rangle_0 \quad (3)$$

I.2.1.2 Equation de propagation à 3 neutrinos massifs non mélangés :

Attribuons maintenant des masses m_i aux états propres de propagation. Dans un premier temps, considérons que $\nu_\alpha = \nu_i$, c'est-à-dire que la matrice des masses est diagonale dans la base des états propres de saveurs. Les neutrinos que nous étudions ayant une masse négligeable devant leur énergie (ce qui n'est pas le cas pour des neutrinos issus du fond diffus cosmologique), plaçons nous dans l'approximation ultra-relativiste :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} E_e & & \\ & E_\mu & \\ & & E_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p & & \\ & p & \\ & & p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & & \\ & \frac{m_2^2}{2E} & \\ & & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \quad (4)$$

avec comme solution évidente :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{-i(p + \frac{m_i^2}{2E})t} |\nu_\alpha\rangle_0 \quad (5)$$

Les solutions 3 et 5 montrent que les saveurs des neutrinos sont conservées au cours de leur propagation. Il n'y a donc pas d'oscillation possible dans les cas précédemment vus. Leurs hamiltoniens diagonaux entraînent l'égalité des états propres d'interaction et de masse.

Dans la suite de cette section, on négligera le terme de l'hamiltonien dépendant du moment. En effet, ce terme diagonal s'annulera lors des calculs des probabilités d'oscillation. Afin de démontrer ce point de façon formelle, considérons un état propre \vec{V} de l'hamiltonien \mathcal{H} de valeur propre E.

$$\mathcal{H} \vec{V} = E \vec{V}$$

Une partie diagonale de l'hamiltonien $k \text{Id}$ ($k \in \mathbb{Z}$) peut lui être soustraite avec comme conséquence :

$$(\mathcal{H} - k \text{Id})\vec{V} = E \vec{V} - k \vec{V} = (E - k)\vec{V} \quad (6)$$

\vec{V} reste donc vecteur propre avec comme nouvelle valeur propre $E - k$. Ainsi, les états propres ne sont pas modifiés, et par conséquent les probabilités d'oscillation non plus.

Comme expliquée dans la partie I.1, l'idée de Pontecorvo d'un mélange entre les saveurs de neutrinos peut être représenté mathématiquement par une matrice de mélange U définie telle que :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad \text{avec } U^\dagger U = 1 \quad (7)$$

I.2.1.3 Equation d'oscillation à 2 neutrinos massifs mélangés :

Avant d'examiner les solutions à l'équation d'évolution (1) en 3 dimensions, simplifions la résolution en nous limitant à un mélange entre 2 saveurs de neutrinos. L'angle de mélange entre ses saveurs sera appelé θ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (8)$$

L'hamiltonien devient, en posant $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ et dans la base des états propres d'interaction :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & \\ & \frac{m_2^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \\ \mathcal{H} &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} & \\ & \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} - \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} \bullet \text{Id} \end{aligned} \quad (9)$$

Ainsi, l'équation d'évolution (1) après une propagation sur une distance L donne comme solution à 2 dimensions l'amplitude d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$:

$$\mathcal{A}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \uparrow & \uparrow \\ \nu_e \text{ final} & \text{base des saveurs} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta m^2 L}{4E}} & \\ & e^{i\frac{\Delta m^2 L}{4E}} \\ \uparrow & \\ \text{evolution} & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \uparrow & \uparrow \\ \text{base des masses} & \nu_\mu \text{ initial} \end{pmatrix} \quad (10)$$

le second terme de (9) s'annulant naturellement.

On obtient ainsi comme probabilité d'oscillation d'un neutrino muonique d'énergie E ayant voyagé sur une distance L vers un neutrino électronique :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= |\mathcal{A}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)|^2 = \left| \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} & \\ & e^{i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \left| \begin{pmatrix} \cos \theta e^{-i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} & \sin \theta e^{i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \left| \begin{pmatrix} \cos^2 \theta e^{-i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} + \sin^2 \theta e^{i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} & -\cos \theta \sin \theta e^{-i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} + \cos \theta \sin \theta e^{i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \left| \cos \theta \sin \theta (e^{i \frac{\Delta m^2 L}{4E}} - e^{-i \frac{\Delta m^2 L}{4E}}) \right|^2 \\
&= \left| \frac{1}{2} \sin 2\theta \times \left(\cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) + i \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) - \cos\left(-\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) - i \sin\left(-\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \right) \right|^2 \\
&= \left| i \sin 2\theta \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \right|^2 \\
\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \tag{11}
\end{aligned}$$

I.2.1.4 Equations d'oscillation à 3 neutrinos massifs mélangés :

En reprenant la matrice de mélange définie dans (7), des calculs similaires donnent dans le cas à 3 familles :

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} |\nu_i(0)\rangle \tag{12}$$

soit, dans la base des états propres de saveurs :

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_\beta \left[\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} U_{\beta i} \right] |\nu_\beta\rangle \tag{13}$$

$\Re(a)$ et $\Im(a)$ étant les parties réelle et imaginaire de a , la probabilité d'oscillation pourra s'écrire :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \Phi_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \Phi_{ij} \tag{14}
\end{aligned}$$

avec $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$

A ce niveau du calcul, l'introduction des notations de Maki, Nakagawa et Sakata permet de mieux se représenter les paramètres de la matrice d'oscillation. En effet, ils ont fractionné le mélange de neutrinos en 3 rotations autour des plans 2-3, 1-3 et 1-2. La matrice de mélange (7) peut donc en l'absence de violation de CP se réécrire avec seulement 3 angles de mélanges θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (15)$$

avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$.

L'écriture à partir de (14) des probabilités qui concerneront cette étude à l'aide des paramètres de (15) peut se simplifier, lorsque l'on néglige l'oscillation solaire, en :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Phi_{23} \quad (16)$$

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Phi_{23} \quad (17)$$

$$\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Phi_{23} \quad (18)$$

I.2.1.5 Violation de CP :

Comme dans le secteur des quarks, la violation de CP est possible dans le domaine des neutrinos. Les expériences futures évoquées dans I.4 pourront peut-être la mettre en évidence. Bien qu'elle ne soit pas étudiée dans cette thèse, la modification de la matrice de mélange peut être évoquée. Un paramètre supplémentaire δ est introduit dans la matrice de mélange 15 pour prendre en compte cette violation :

$$\begin{aligned} U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (19) \end{aligned}$$

En tenant compte de ce paramètre δ , seule la formule de probabilité d'apparition (17) du paragraphe précédent est modifiée. On peut l'exprimer dans le vide dans le modèle à 3 saveurs. Pour simplifier la formule, les approximations $\sin 2\theta_{13} \approx 2\theta_{13}$ et $\sin 2\Phi_{12} \approx 2\Phi_{12}$ sont utilisées. On considère de plus dans le résultat final que $\Phi_{13} \approx \Phi_{23}$ bien qu'ils soient considérés comme différents dans les étapes de calcul intermédiaires : en effet, leur différence vaut Φ_{12} . Ce calcul aboutit à la formule [6] :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = (2\theta_{13} s_{23} \sin \Phi_{23})^2 + (2\Phi_{12} c_{12} s_{12} c_{23})^2 + 2(2\theta_{13} s_{23} \sin \Phi_{23})(2\Phi_{12} c_{12} s_{12} c_{23}) \cos(\Phi_{23} + \delta). \quad (20)$$

I.2.1.6 Neutrinos de Majorana :

Deux derniers paramètres peuvent être rajoutés à cette matrice afin de prendre en compte l'éventuelle nature de Majorana des neutrinos, id est que le neutrino et son anti-particule sont une seule et même particule [7] :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda'} \end{pmatrix} \quad (21)$$

avec λ et λ' les phases de Majorana. Il n'est cependant pas possible de les observer dans des expériences d'oscillation de neutrinos. En effet, on peut prouver que λ et λ' n'interviennent pas dans le phénomène d'oscillation en posant :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda'} \end{pmatrix} \text{ et } M = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & & \\ & \frac{m_2^2}{2E} & \\ & & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix}$$

A noter que la matrice de masse M est diagonale puisque prise dans la base des états propres de propagation. La matrice de mélange $U = U_{PMNS} \cdot V$ permet de se placer dans la base des états propres d'interaction. Le terme propre au neutrinos de Majorana V se factorise alors. L'oscillation dépend en effet du terme $U M U^\dagger$ qui devient :

$$U_{PMNS} V M (U_{PMNS} V)^\dagger = U_{PMNS} (V M V^\dagger) U_{PMNS}^\dagger = U_{PMNS} M U_{PMNS}^\dagger$$

puisque $V^\dagger V = 1$. L'oscillation des neutrinos est donc totalement indépendante des phases de Majorana. Pour vérifier la nature du neutrino, d'autres expériences sont actuellement menées, utilisant notamment la possibilité d'une désintégration $2\beta 0\nu$ en cas de nature de Majorana du neutrino (comme l'expérience NEMO 3).

I.2.1.7 Oscillations dans la matière :

En 1978, Wolfenstein se rend compte que les différents saveurs de neutrinos interagissent différemment dans la matière[8]. Leur diffusion élastique crée des potentiels qui modifient le phénomène d'oscillation (cf figure 2).

Si les centres diffuseurs sont répartis aléatoirement, ces potentiels peuvent être calculés en fonction des densités électronique et neutronique présentes dans la matière traversée [9] :

$$V_{CC} = \sqrt{2} G_F N_e \text{ et } V_{CN} = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n \quad (22)$$

avec G_F la constante de Fermi et N_e et N_n respectivement les densités d'électrons et de neutrons. On remarque dans la figure 2 que seuls les neutrinos électroniques peuvent interagir par courant chargé du fait de la présence d'électrons dans la matière ordinaire, tandis que les 3 saveurs leptoniques contribuent au courant neutre.

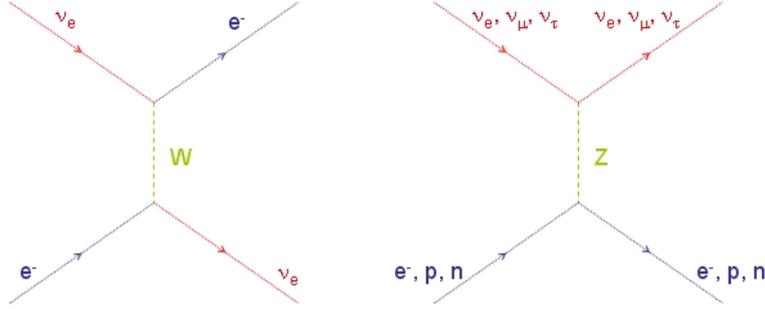


FIG. 2 – Diagramme de Feynmann des diffusions élastiques des neutrinos dans la matière par l'échange de bosons W et Z. Le courant chargé électronique et les courants neutres créent les potentiels V_{CC} et V_{CN} introduits dans l'hamiltonien de propagation.

Par courant neutre, les 3 saveurs interagissent de manière identique sur électrons, neutrons et protons, et le potentiel correspondant V_{CN} contribuera à l'hamiltonien de façon diagonale dans la base des saveurs. Ce terme s'annule donc lors du calcul de probabilités d'oscillation comme prouvé dans (6).

Ainsi, si l'on réduit le problème à une propagation d'un neutrino dans une matière de densité constante, l'hamiltonien de propagation devient dans la base des états propres d'interaction :

$$H = U M U^\dagger + \begin{pmatrix} V_{CC} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

En se limitant au cas le plus simple d'un mélange entre deux neutrinos (avec θ comme angle de mélange et Δm^2 comme différence de masses carrées, cf (8)), on peut poser $M = \text{diag}(E_1, E_2)$ où E_1 et E_2 sont les énergies des composantes ν_1 et ν_2 . Ainsi, l'hamiltonien total sera de la forme :

$$H = \begin{pmatrix} V_{CC} + E_1 \cos^2\theta + E_2 \sin^2\theta & -(E_2 - E_1) \cos\theta \sin\theta \\ -(E_2 - E_1) \cos\theta \sin\theta & E_2 \cos^2\theta + E_1 \sin^2\theta \end{pmatrix} \quad (24)$$

qui devient par soustraction de $E_1 \cos^2\theta + E_2 \sin^2\theta$

$$H = \begin{pmatrix} V_{CC} & -\frac{1}{2}(E_2 - E_1) \sin 2\theta \\ -\frac{1}{2}(E_2 - E_1) \sin 2\theta & (E_2 - E_1) \cos 2\theta \end{pmatrix}. \quad (25)$$

La symétrie de cette matrice en facilite la diagonalisation, qui permet de mettre à jour ses vecteurs propres orthogonaux $\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta_m \\ -\sin \theta_m \end{pmatrix}$ et $\vec{v}_2 = \begin{pmatrix} \sin \theta_m \\ \cos \theta_m \end{pmatrix}$, où θ_m est défini par :

$$\cos 2\theta_m = \frac{\cos 2\theta - \frac{2E V_{CC}}{\Delta m^2}}{\sqrt{\left(\cos 2\theta - \frac{2E V_{CC}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (26)$$

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{\left(\cos 2\theta - \frac{2E V_{CC}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta}}. \quad (27)$$

Notons immédiatement que ces équations présentent une forme de Breit et Wigner, et qu'il existe donc un potentiel V_{CC} de résonance pour lequel le dénominateur des équations précédentes est minimal lorsque $\cos 2\theta = \sin \frac{2E V_{CC}^R}{\Delta m^2}$. On peut le traduire en densité résonante $N_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E}$. Ce phénomène n'est donc possible que lorsque $\Delta m^2 > 0$. Plaçons nous pour différentes valeurs de V_{CC} (et donc de densité électronique N_e) :

- pour $V_{CC} \rightarrow \infty$, $\cos 2\theta_m = 1$ et $\sin 2\theta_m = 0 \Rightarrow \vec{v}_1 = \nu_e$ et $\vec{v}_2 = \nu_\mu$
- pour $V_{CC} = 0$, $\theta_m = \theta$ et donc $\vec{v}_1 = \nu_1$ et $\vec{v}_2 = \nu_2$
- pour $V_{CC} = V_{CC}^R$, $\theta_m = 45^\circ$: \vec{v}_1 et \vec{v}_2 sont à 45° de ν_e et ν_μ .

Envisageons une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ dans une matière de densité fixée, on obtient grâce au changement de base adéquat la même expression que dans (11) :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 2\theta_m \sin^2\left(\frac{\Delta m_m^2 L}{4E}\right) \quad (28)$$

mais avec

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \frac{\sin 2\theta}{\sin 2\theta_m}. \quad (29)$$

Imaginons maintenant par l'esprit la propagation d'un neutrino, par exemple un ν_e , dans une matière dont la densité varie de l'infini à zéro. La base propre de propagation (\vec{v}_1, \vec{v}_2) est tout d'abord confondu avec (ν_e, ν_μ) , le neutrino créé dans la base des saveurs est donc état propre de propagation. La densité diminuant, la base propre (\vec{v}_1, \vec{v}_2) va tourner dans le référentiel (ν_e, ν_μ) . Il est important de noter que son sens de rotation dépend du signe de Δm^2 (cf figure 3).

Enfin, la rotation de la base propre s'achève pour une densité nulle sur la position (ν_1, ν_2) . Aucune surprise à cela puisqu'il s'agit des états propres de propagation dans le vide. Ce principe peut s'appliquer à la création d'un neutrino électronique au coeur du Soleil et sa propagation au sein de l'astre, jusqu'à sa sortie dans le vide. Préalablement, une condition doit être remplie : la condition d'*adiabaticité*. Si la densité électronique varie brutalement, la base propre tourne rapidement et le neutrino n'a pas le temps de suivre le vecteur propre avec lequel il était confondu initialement. Il va alors tourner autour de ce vecteur propre selon un phénomène équivalent à une précession de Larmor. Si au contraire la densité varie suffisamment doucement, le neutrino suivra ce vecteur propre avec une précession de Larmor quasi-nulle : on parle alors de guidage adiabatique. J'invite le

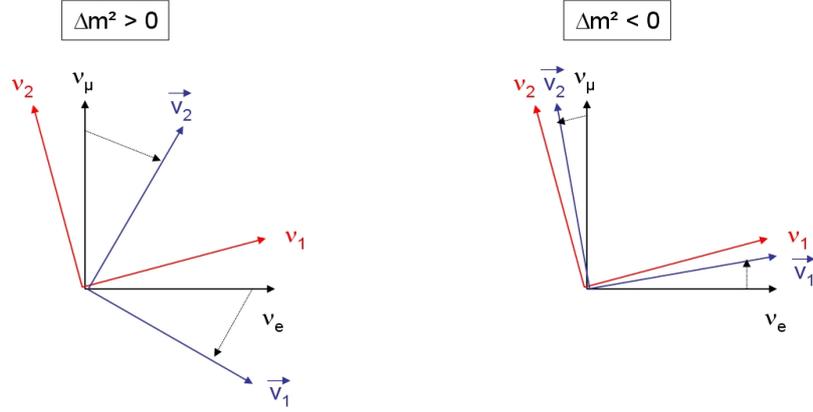


FIG. 3 – Rotation de la base propre de propagation $(\vec{\nu}_1, \vec{\nu}_2)$ d'un neutrino dans la matière en fonction du signe de Δm^2 et dans le référentiel (ν_e, ν_μ) . La densité initiale est infinie et diminue jusqu'à atteindre 0.

lecteur à se référer à [10], où est développée l'analogie avec un spin conduit par un champ magnétique qui permet de visualiser cet effet. Quantitativement, cette condition d'adiabaticité s'exprime par :

$$\left| \dot{\theta}_m \right| \ll \frac{\pi}{L_{mat}}. \quad (30)$$

où L_{mat} correspond à la longueur d'oscillation de la particule dans la matière traversée. Le ν_e initial sort donc du Soleil non pas en tant que ν_e , mais en tant que ν_1 ou ν_2 en fonction du signe de Δm^2 : il s'agit de l'effet MSW, du nom de Wolfenstein, Mikheyev et Smirnov[11]. Si Δm^2 est positif, alors un flux de ν_2 se dirigera du Soleil en direction de la Terre. Le ν_2 étant proche du ν_μ , cela explique la diminution du flux de ν_e solaires de façon très satisfaisante. Enfin, outre la propagation dans le Soleil, celle dans la Terre est également importante pour tenir compte d'éventuelles régénérations lors de sa traversée. L'effet sera important seulement autour de la résonance. Cette fois-ci, la densité électronique est en première approximation constante et de l'ordre de $N_e \approx 1,5 \mathcal{N}_A e^-/cm^3$. C'est donc autour d'une énergie de résonance $E_R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F N_e}$ que le phénomène peut être attendu.

Les calculs dans le modèle des ondes planes des probabilités d'oscillation sont assez accessibles mathématiquement. Cependant, je m'interrogerai dans la partie suivante sur les fondements physiques des hypothèses qu'elle exige.

I.2.2 Au-delà des ondes planes

L'idée ici est de reprendre les calculs des probabilités d'oscillation de la section précédente afin de mettre en évidence les limites du modèle en ondes planes. L'équation (13) est reprise et développée jusqu'à obtenir la probabilité d'oscillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(t, L) = \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{i\beta}^{-1} U_{\alpha j}^* (U^{-1})_{j\beta}^* e^{-i(\phi_i - \phi_j)} \quad (31)$$

avec

$$\phi_j = E_j t_j - p_j L \quad (32)$$

Transformons $E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2}$ en introduisant $p_j^2 = (p + \delta p_j)^2 \approx p^2 + 2 p \delta p_j$, $m_j^2 \approx m^2 + \delta m_j^2$, $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ et $v = \frac{p}{E}$:

$$\begin{aligned} E_j &\approx \sqrt{p^2 + 2 p \delta p_j + m^2 + \delta m_j^2} \\ &\approx \sqrt{E^2 + 2 p \delta p_j + \delta m_j^2} \\ &\approx E \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2p}{E^2} \delta p_j + \frac{\delta m_j^2}{E^2} \right) + o\left(\frac{\delta m_j^2}{E^2}\right) \right) \\ &\approx E + v \delta p_j + \frac{\delta m_j^2}{2E} + o\left(\frac{\delta m_j^2}{E}\right) \end{aligned} \quad (33)$$

(32) devient ainsi en remplaçant $t_j = t + \delta t_j$:

$$\phi_j \approx E t - p L + \frac{\delta m_j^2}{2E} t + (v t - L) \delta p_j + E \delta t_j \quad (34)$$

Très souvent, la littérature classique, comme on a pu le voir dans la partie I.2.1, postule à la fois l'égalité des temps de propagation t_i , des énergies E_i et des moments p_i des états propres de propagation ν_i . Ainsi, le neutrino est considéré comme purement relativiste puisque $v = \frac{p}{E} = 1 = c$. Or, (34) nous permet d'affiner les simplifications menant à des oscillations aux fréquences $\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$.

Tout d'abord, il semble cohérent d'affirmer que les différents états propres de propagation sont détectés au même temps dans le référentiel du laboratoire, i.e. $\delta t_i = 0$. Cela revient à considérer des temps propres égaux également, puisque $\tau_i = \sqrt{t_i^2 - L^2}$. Ainsi, le même boost $v = \frac{L}{t}$ relie les référentiels des états propres de propagation au référentiel du laboratoire.

Cela entraîne la seconde condition nécessaire à l'établissement des formules d'oscillation, $v t - L = 0$, soit que les neutrinos ν_i se propagent de façon classique. Une condition plus faible, $|v t - L| \ll t$, suffit. En effet, (34) se limite aux termes du même ordre que $\frac{\delta m_i^2}{2E} t$. Ces deux conditions permettent d'annuler les deux derniers termes de (34), donnant comme différence de phases entre deux états propres de propagation ν_i et ν_j :

$$\phi_j - \phi_i \approx \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E} \quad (35)$$

et puisque $v = \frac{p}{E} = \frac{L}{t}$, remplaçons t par $\frac{L}{v}$:

$$\phi_j - \phi_i = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2p} \quad (36)$$

Enfin, en considérant dans notre cas la faiblesse des masses m_i par rapport aux énergies en jeu, l'approximation $p \approx E$ est tout à fait acceptable. Ce calcul aboutit à la longueur d'oscillation classique $L_{osc}^{ij} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2}$ en suivant les notations de (9) (avec ainsi $\Phi_{ij} = \frac{\phi_j - \phi_i}{2}$).

Remarquons qu'à aucun moment dans la démonstration n'ont été nécessaires les conditions **d'égalité des énergies et des moments**. Il est à noter qu'en considérant des temps de propagation différents et des moments égaux, les longueurs d'oscillations s'en retrouvent deux fois plus petites [12]. En effet, dans le formalisme des ondes planes, la différence de phase des états propres de masse peut se résumer à :

$$\Delta\Phi = \Delta(E T - p L) \quad (37)$$

Comme on l'a vu précédemment, l'analyse standard pose $\Delta T = \Delta L = 0$. Cependant, si les états propres de masse ont des masses différentes, ils ont aussi des vitesses différentes, et ont donc parcouru des distances différentes après le même temps de propagation T :

$$L_1 = v_1 T \text{ et } L_2 = v_2 T \Rightarrow \Delta L = T \Delta v \text{ et } T = \bar{L}/\bar{v}$$

On montre donc ainsi que

$$\Delta\Phi = \left(\frac{1}{\bar{v}} \Delta E - \Delta p - \frac{\bar{p}}{\bar{v}} \Delta v \right) \bar{L} \quad (38)$$

Il apparaît dans (38) que la différence de phase peut reproduire le résultat standard ou son double selon que l'on pose comme condition une vitesse égale ou une énergie égale pour les états propres de masse :

$$\Delta v = 0 \Rightarrow \Delta\Phi = \frac{\Delta m^2}{2\bar{p}} \bar{L} \quad (39)$$

$$\Delta E = 0 \Rightarrow \Delta\Phi = \frac{\Delta m^2}{\bar{p}} \bar{L} \quad (40)$$

Pour obtenir dans le cadre des ondes planes la phase d'oscillation généralement acceptée, l'argument majeur consiste en l'égalité des temps de propagation pour chaque état propre (ce qui revient à l'égalité des vitesses). Pour le justifier, il est courant d'entendre que des interférences entre états ne peuvent intervenir qu'au même point spatio-temporel. Ce genre de considérations devient superflu et redondant dès lors qu'on effectue un traitement à partir de paquets d'ondes, tout en aboutissant au résultat standard.

I.2.3 Modèle des paquets d'ondes

I.2.3.1 Paquets d'ondes intermédiaires :

Les oscillations peuvent être considérées comme le résultat des interférences entre les paquets d'ondes des états propres de masse se propageant. Un neutrino dans un état propre d'interaction initial ν_α sera représenté par une superposition normalisée d'ondes planes, décrivant les états propres de propagation (dont le nombre sera limité à 2) [13] :

$$|\Psi(x, t)\rangle = \psi_1(x, t) \cos \theta |\nu_1\rangle + \psi_2(x, t) \sin \theta |\nu_2\rangle \quad (41)$$

où

$$\psi_i(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_i(p) e^{-i[E(p, m_i) t - px]} dp$$

avec $\phi_i(p)$ la distribution des moments p , que l'on considère comme des fonctions gaussiennes centrées au moment moyen p_i de l'état propre de masse i :

$$\phi_i(p) = \left(\frac{a_i^2}{2\pi} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-a_i^2(p-p_i)^2/4} \quad (42)$$

où a_i est donc équivalent à l'inverse de σ_{p_i} , l'écart-type de la distribution gaussienne.

En remplaçant ν_1 et ν_2 par $\nu_1 = \cos \theta |\nu_\alpha\rangle - \sin \theta |\nu_\beta\rangle$ et $\nu_2 = \sin \theta |\nu_\alpha\rangle + \cos \theta |\nu_\beta\rangle$:

$$|\Psi(x, t)\rangle = (\psi_1(x, t) \cos^2 \theta + \psi_2(x, t) \sin^2 \theta) |\nu_\alpha\rangle + (\psi_2(x, t) - \psi_1(x, t)) \cos \theta \sin \theta |\nu_\beta\rangle \quad (43)$$

La condition initiale $|\Psi(0, 0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$ impose comme contrainte que :

$$\psi_1(0, 0) = \psi_2(0, 0) \Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_1(p) dp = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_2(p) dp \Rightarrow \Delta a = a_2 - a_1 = 0 \quad (44)$$

L'équation (43) met en évidence les contributions relatives à ν_α et ν_β , qui peuvent être renommées :

$$|\Psi(x, t)\rangle = \psi_\alpha(x, t; \theta) |\nu_\alpha\rangle + \psi_\beta(x, t; \theta) |\nu_\beta\rangle \quad (45)$$

Ainsi, la probabilité que ce neutrino oscille vers une saveur β est définie à partir du coefficient $\psi_\beta(x, t; \theta)$ par :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_\beta(x, t; \theta)|^2 dx \quad (46)$$

En utilisant l'approximation $T = \bar{L}/\bar{v} \approx \bar{L}$, ce calcul aboutit à l'expression d'oscillation :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(\bar{L}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left\{ 1 - e^{-\left(\frac{\Delta m^2 \bar{L}}{4E}\right)^2} \cos\left(\frac{\Delta m^2 \bar{L}}{2E}\right) \right\} \quad (47)$$

Cette formule est équivalente à la formule standard à condition que $\Delta v T \ll a$, id est que les états propres de masse se propagent à des vitesses relativement proches en comparaison à la dispersion des distributions des moments. Au contraire, si cette condition n'est pas remplie, les paquets d'ondes s'éloigneront progressivement jusqu'à ce qu'ils soient complètement séparés. Les états propres de masse ne pourront alors plus interagir, puisqu'ils ne pourront plus former par la superposition de leurs paquets d'ondes un état propre d'interaction. Ce phénomène est appelé *décohérence* et met en jeu une longueur caractéristique $L_{coh} = \frac{a\sqrt{2}}{\Delta v}$.

I.2.3.2 Paquets d'ondes externes :

Au lieu de décrire le neutrino par des paquets d'onde, on décrit ici l'ensemble des particules incidentes (les particules interagissant au point de production du neutrino) d'une part et l'ensemble des particules sortantes (les particules interagissant au point de détection du neutrino) d'autre part [14]. Il s'agit de traiter le neutrino comme une particule virtuelle entre son point de production et de détection, soit uniquement par le biais de son propagateur. Les différences de phases entre les ensembles incident et sortant permettent de remonter à l'éventuelle oscillation du neutrino. Ce traitement met à jour de nouveaux termes :

- le terme de localisation : les oscillations disparaissent si l'incertitude en temps et en position aux points de production et de détection est plus grande que la longueur d'oscillation.
- le terme d'écart des masses : lorsque les masses m_i sont trop différentes, l'utilisation d'une énergie moyenne $\overline{E} = \sqrt{\overline{p}^2 + \overline{m}^2}$ ne tient plus.

L'interprétation en terme de paquets d'ondes constitue donc une explication cohérente du phénomène d'oscillation. La validation de cette théorie nécessiterait cependant l'observation du phénomène de décohérence. Mais ce phénomène peut dépendre d'une longueur caractéristique inaccessible par nos moyens expérimentaux actuels.

Quel est l'ordre de grandeur de ces paquets d'onde ? Peut-on observer ce phénomène de décohérence ? On renvoie le lecteur vers le cours de l'école de Gif 1992 donné par J. Bouchez[10], ainsi que le papier d'Anada et Nishimura[15]. La perte de cohérence quantique des paquets d'onde se produira seulement après une distance $\frac{p}{\sigma_p} L_{osc}$, où p est le moment de la particule et σ_p la largeur du paquet d'onde $\phi(p)$.

Le traitement à partir de paquets d'ondes présente l'avantage d'un formalisme clair, aux présupposés minima et figurant de façon pédagogique la propagation des états propres de masse. Cette description théorique permet également de confirmer la robustesse de la formule de la longueur d'oscillation, primordiale pour mesurer les paramètres d'oscillation. Nous allons d'ailleurs nous intéresser maintenant aux limites actuellement fixées sur ces paramètres.

I.3 Etat actuel des connaissances

Avant le faisceau artificiel de neutrinos de l'expérience K2K, des précurseurs (CHARM, NOMAD, CDHS) ont recherché à mettre en évidence les oscillations de neutrinos à partir de faisceaux, mais sans succès. Seules les autres sources de neutrinos comme le soleil, les centrales nucléaires et l'atmosphère avaient identifié ce phénomène. Mettant en jeu des fréquences d'oscillations dif-

férentes, on put ainsi séparer les paramètres d'oscillations solaires et atmosphériques, bien qu'ils soient corrélés (comme nous le rappelle l'équation (18)). En effet, les limites extrêmement basses mesurées sur le paramètre $\sin^2 2\theta_{13}$ permirent de décorréler ces paramètres (cf figure 4).

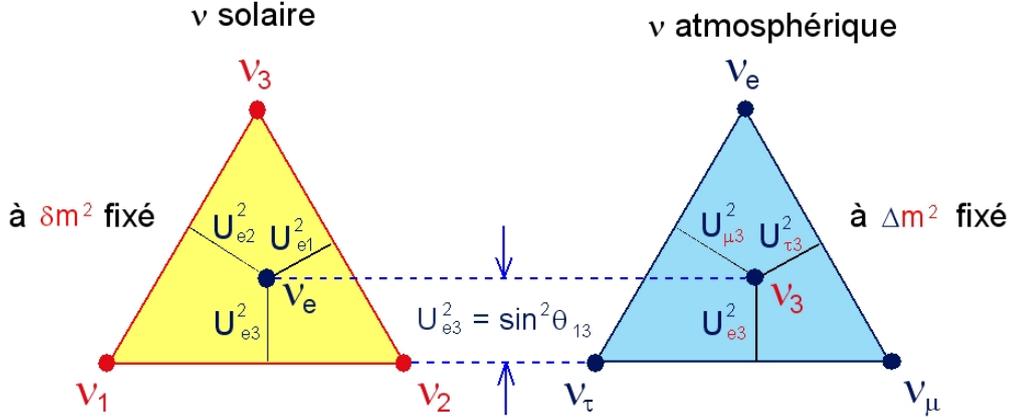


FIG. 4 – Représentation schématique des mesures des neutrinos solaires et atmosphériques en terme d'éléments de la matrice d'oscillation $U_{\alpha i}$. Dans le triangle de gauche, le point ν_e représente la composition de ce neutrino dans l'espace propre de propagation (ν_1, ν_2, ν_3) tandis que sur la figure de droite, le neutrino ν_3 est représenté dans l'espace propre des interactions (ν_e, ν_μ, ν_τ). δm^2 et Δm^2 correspondent respectivement aux paramètres massiques d'oscillation solaire et atmosphérique.

Dans la partie suivante, je reviendrai donc sur les différentes mesures des paramètres d'oscillation, représentées dans le plan (angle de mélange, différences de masses carrées). J'évoquerai également les avancées effectuées récemment dans les mesures directes de la masse des neutrinos.

I.3.1 Paramètres d'oscillation

I.3.1.1 Paramètres solaires :

Les données solaires permettent de contraindre les paramètres θ_{12} et Δm_{12}^2 . Il s'agit d'oscillation à grand rapport L/E (de l'ordre de 10^5 km/GeV). Historiquement, plusieurs zones d'angles de mélange pouvaient être envisagées à partir des résultats des premières expériences (principalement Gallex et SK²). En 2001 puis 2003, les phases 1 et 2 de l'expérience SNO³ permirent de restreindre les recherches aux grands angles de mélange et à des Δm_{12}^2 de l'ordre de $10^{-4} eV^2$ (soit la zone LMA⁴, cf 5).

²Super KamiokaNDE.

³Sudbury Neutrino Observatory.

⁴Large Mixing Angle.

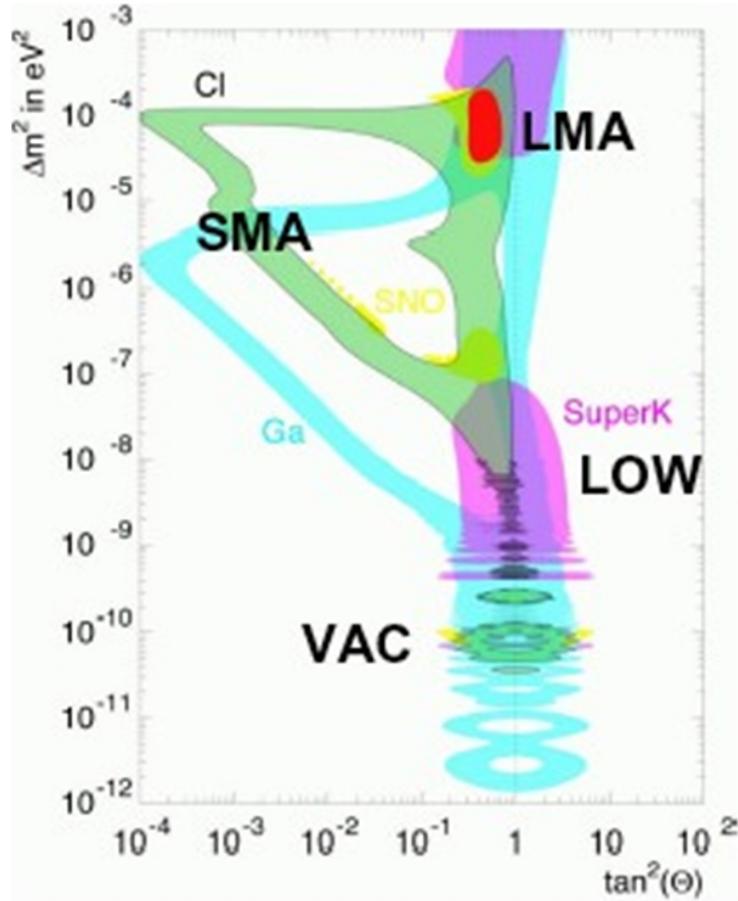


FIG. 5 – Contraintes sur $\tan^2\theta_{12}$ et Δm_{12}^2 provenant des analyses des données de Homestake (en vert), Gallex (en bleu) et SK (en violet). L'analyse des données de SNO (en jaune) a permis de restreindre le contour d'exclusion à la zone LMA (en rouge).

Dans le même domaine d'oscillation⁵, les neutrinos $\bar{\nu}_e$ provenant des multiples réacteurs nucléaires de l'expérience KamLAND ont contraint de façon spectaculaire le paramètre Δm_{12}^2 grâce à la mesure précise de leur spectre en énergie (comme l'illustre la figure 6).

⁵Avec une distance moyenne de 180 km, et une énergie moyenne proche de 4 MeV, soit un rapport $L/E = 4,5 \cdot 10^4$.

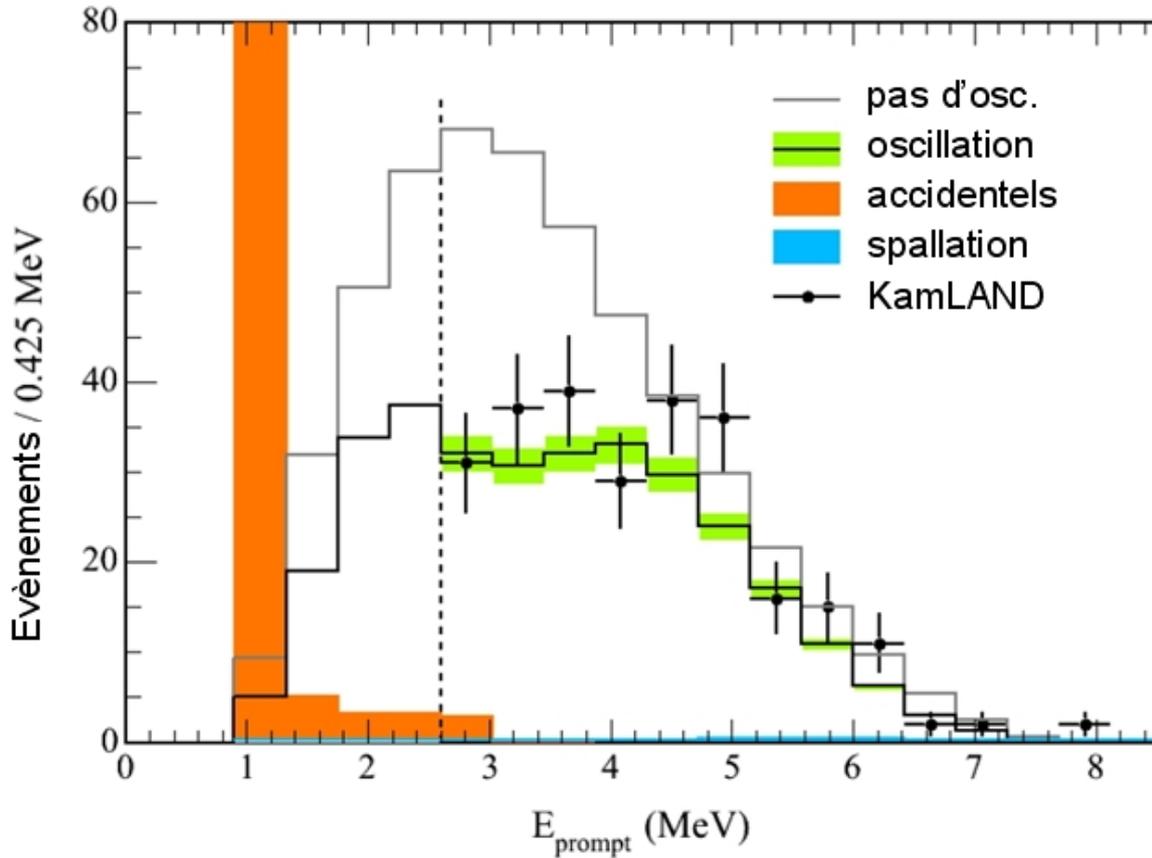


FIG. 6 – Fit du spectre en énergie des neutrinos de KamLAND selon le modèle d'oscillation de neutrinos (trait noir entouré de vert). Sont également représentés le spectre sans oscillation (trait noir) et les bruits de fond provenant d'événements accidentels (orange) et de processus de spallation (vert). Le trait en pointillé marque le seuil en énergie de l'analyse.

Ainsi, la figure 7 montre le rétrécissement de la zone LMA selon l'axe Δm_{12}^2 obtenu par la combinaison des analyses des expériences précédentes et de KamLAND.

Les valeurs privilégiées par ces analyses sont $\Delta m_{12}^2 = 7.10^{-5} eV^2$ et $\sin^2 \theta_{12} = 0,3$ (ce qui correspond à $\tan^2 \theta_{12} \approx 0,4$). A 99% de degré de confiance, $\Delta m_{12}^2 \in [6.10^{-5}; 10.10^{-5}] eV^2$ et $\sin^2 \theta_{12} \in [0,2; 0,4]$ (ce qui correspond à $\tan^2 \theta_{12} \in [0,25; 0,66]$).

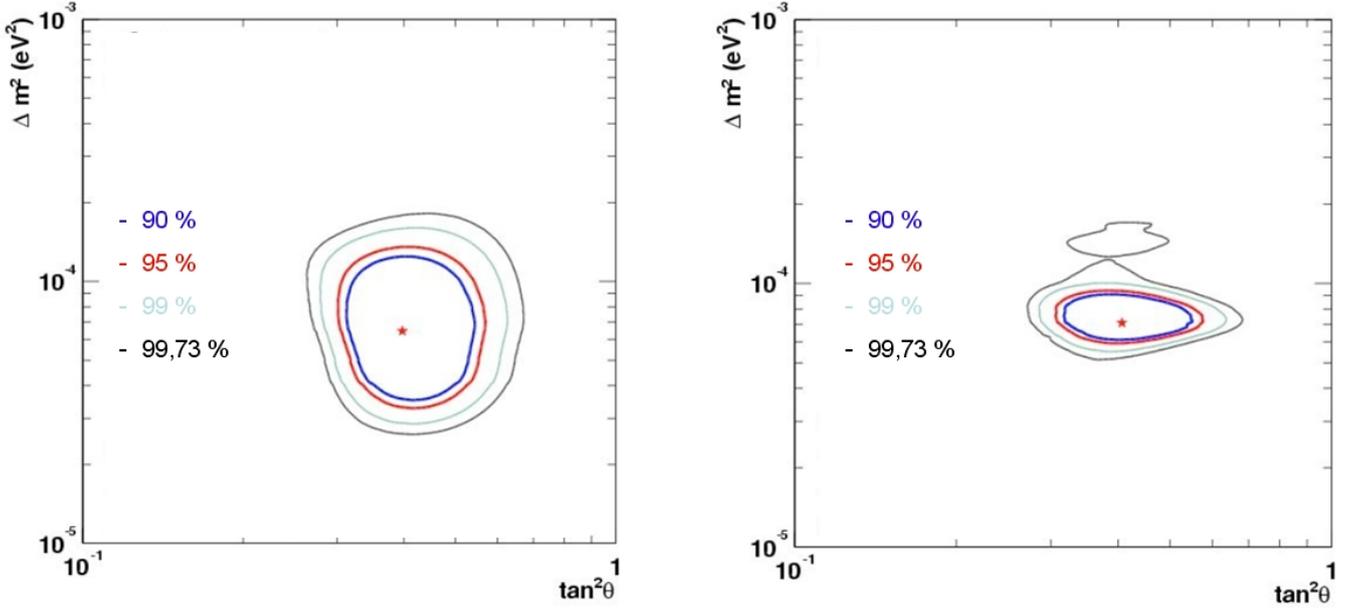


FIG. 7 – Contours d’exclusions à 90, 95, 99 et 99,73 % de degrés de confiance dans le plan $(\tan^2\theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$. La figure de gauche prend en compte les résultats des analyses de neutrinos solaires Gallex, SK et SNO phases I et II (cf I.4.2 plus bas). Celle de droite rajoute les contraintes créées par la détection de neutrinos de centrales nucléaires KamLAND (cf I.4.3 plus bas).

I.3.1.2 Paramètres atmosphériques :

Les expériences basées sur les neutrinos atmosphériques concernent un domaine d’oscillation caractérisé par un rapport L/E plus faible que pour les neutrinos solaires, de l’ordre de 10^3 km/GeV. Surtout axé sur SK⁶, le principe de l’analyse fut longtemps basé sur la comparaison du nombre de neutrinos attendu selon les modèles et du nombre détecté. L’utilisation d’un sous-échantillon des données SK, autorisant une bonne résolution en énergie, permit d’effectuer une analyse des données en fonction de L/E : la figure 8 représente ce spectre.

Les nouvelles contraintes ainsi obtenues permirent de passer, à $\sin^2 2\theta_{23}$ fixé⁷, d’une zone autorisée à 90% de degré de confiance pour Δm_{23}^2 de $[1, 54; 3, 35].10^{-3}eV^2$ à $[1, 92; 2, 97].10^{-3}eV^2$. Cependant, ces neutrinos provenant des interactions des particules cosmiques dans l’atmosphère, leur spectre attendu dépend des modèles décrivant ces interactions. La communauté de la physique des neutrinos décida donc de mettre à profit le détecteur SK en y envoyant un faisceau de neutrinos muoniques artificiels : l’expérience K2K débuta ainsi en 1999. Elle sera décrite en détail dans la partie II. L’analyse dans ce domaine d’oscillation confirma complètement les résultats de SK. La combinaison des données de K2K et SK améliore encore la connaissance de Δm_{23}^2 , comme le montre la figure 9 : la zone autorisée à 90% pour $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ devient ainsi $\Delta m_{23}^2 \in [2, 17; 3, 03].10^{-3}eV^2$. Le point de meilleur accord est d’ailleurs situé à cet angle de mélange maximal et à $\Delta m_{23}^2 = 2, 5.10^{-3}eV^2$.

⁶Super KamiokaNDE.

⁷Angle de mélange maximal valant 1.

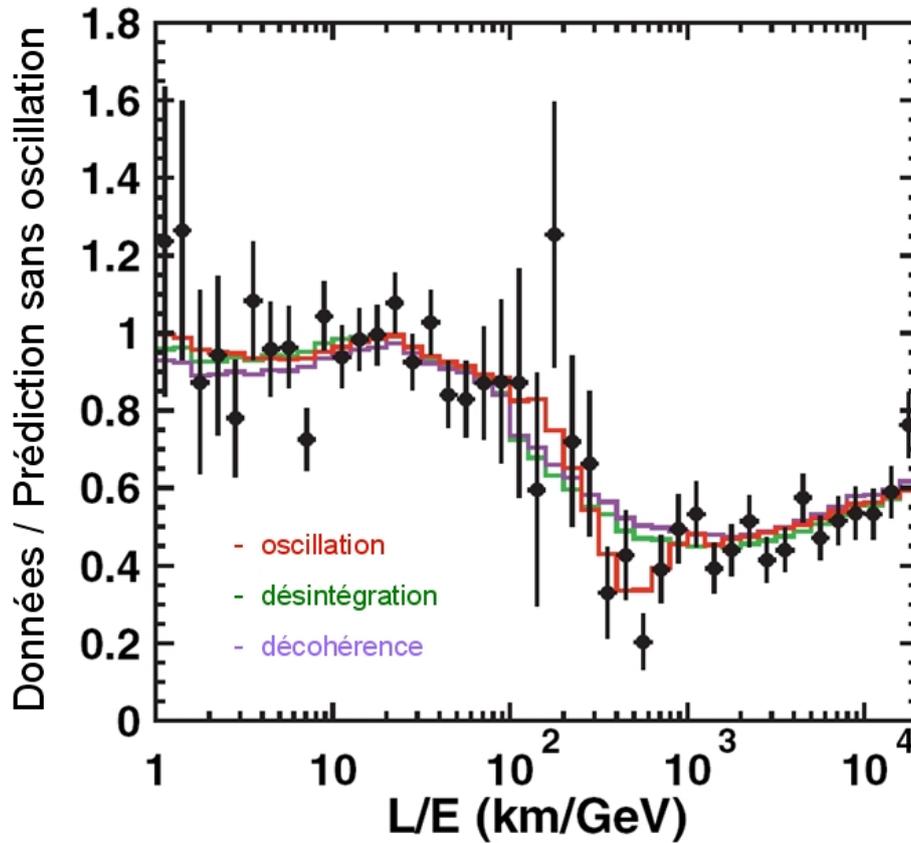


FIG. 8 – Rapport en fonction de L/E du nombre d'événements détectés dans les données atmosphériques de SK sur le nombre prédit en cas de non-oscillation du neutrino. Les traits rouge, vert et violet représentent respectivement les hypothèses d'oscillation, de désintégration et de décohérence du neutrino.

I.3.1.3 L'angle de mélange θ_{13} :

Comme il vient d'être décrit, quatre paramètres du modèle des oscillations de neutrinos commencent à être connus avec une bonne précision : θ_{12} , θ_{23} , Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2 . Qu'en est-il de θ_{13} ? Toutes les expériences qui ont cherché à mesurer des oscillations le mettant en évidence se sont révélées négatives. Aucun signal d'oscillation ne fut mesuré au-delà du bruit de fond attendu, ce paramètre est encore inaccessible car trop petit, voire nul. Mais ces "non-mesures" permirent tout de même de placer des limites supérieures, dont la meilleure provient de l'expérience CHOOZ (1999) : pour $\Delta m_{23}^2 \in [2, 17; 3, 03] \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{13} < 0,19$. Comme expliqué sur la figure 4, cet angle intervient à la fois dans le cadre des oscillations solaires et atmosphériques, bien que faiblement. Toutes les contraintes citées ci-dessus peuvent donc être combinées pour restreindre plus fortement son domaine de valeur. Selon les études des phénoménologues de M. Maltoni et G. Fogli, sa limite supérieure peut descendre jusqu'à $\sin^2 2\theta_{13} < 0,061$ [16], voire même $\sin^2 2\theta_{13} < 0,05$ pour [17] en combinant les données des expériences de neutrinos solaires (Gallex et SK), des neutrinos de

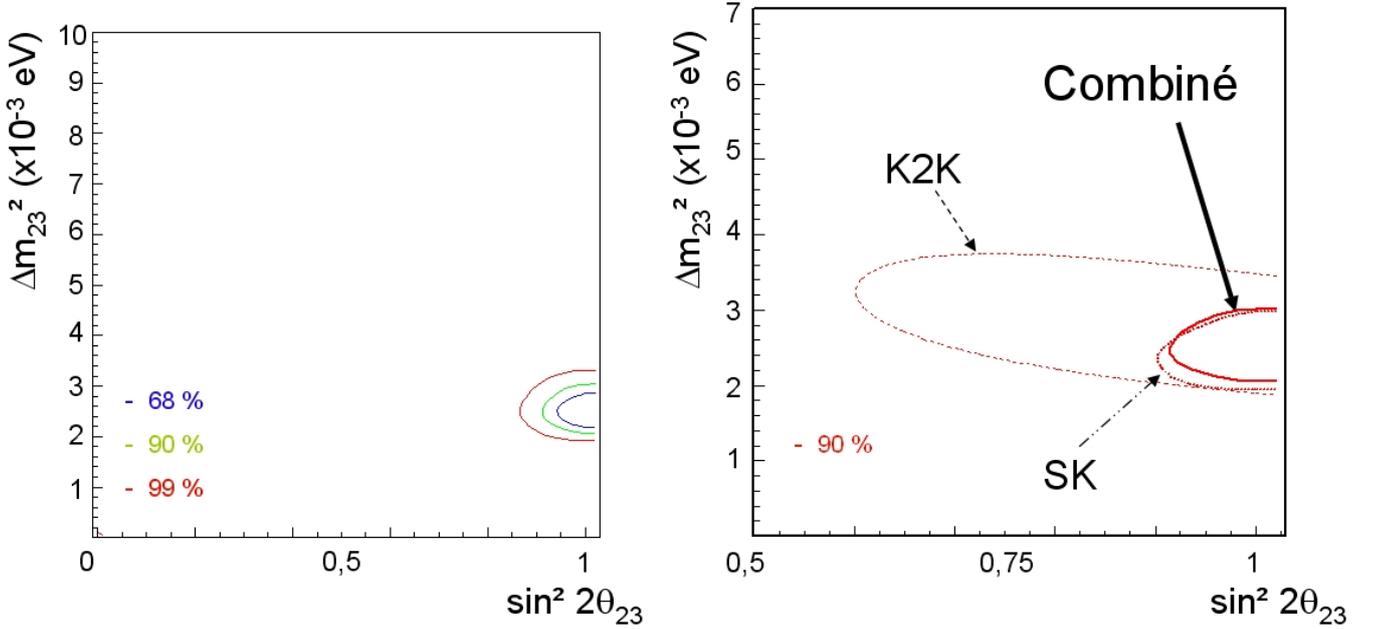


FIG. 9 – Figure de gauche : contours d’exclusions à 68, 90, et 99 % de degrés de confiance dans le plan $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2)$ du fit combiné des données de SK atmosphérique (contrainte sur le fit en L/E , cf 8 ci-dessus) et des données de K2K. Figure de droite : contributions respectives des données SK et K2K à ce fit combiné, dans le même plan et à 90 % de degré de confiance.

réacteurs nucléaires (CHOOZ) d’une part, des neutrinos atmosphériques (SK) et des neutrinos de faisceau (K2K) d’autre part. Ma contribution personnelle à cette recherche présentée dans cette thèse vise à optimiser l’analyse de K2K pour la mesure de θ_{13} .

I.3.1.4 Autres considérations :

J’ai fait état au début de cette partie de la possibilité de décorrélérer les paramètres d’oscillation en deux domaines, solaire et atmosphérique. Certains chercheurs ont également cherché à réaliser un fit commun à toutes les données actuelles et en tenant compte des corrélations entre paramètres. Le tableau 1 présente le résultat de l’ajustement obtenu par [16].

paramètres	meilleur fit	2σ	3σ
$\Delta m_{12}^2 (10^{-5} eV^2)$	6,9	[6, 0; 8, 4]	[5, 4; 9, 5]
$\Delta m_{23}^2 (10^{-3} eV^2)$	2,6	[1, 8; 3, 3]	[1, 4; 3, 7]
$\sin^2 \theta_{12}$	0,30	[0, 25; 0, 36]	[0, 23; 0, 39]
$\sin^2 \theta_{23}$	0,52	[0, 36; 0, 67]	[0, 31; 0, 72]
$\sin^2 \theta_{13}$	0,006	$\leq 0,035$	$\leq 0,054$

TAB. 1 – Ajustement global des paramètres d’oscillation : meilleur fit et domaine à 2 et 3 σ .

En comparant les valeurs de ce tableau avec celles écrites précédemment, ces résultats s’avèrent

très similaires. Analyser les données des expériences d'oscillation de neutrinos en décorrélant les paramètres apparaît donc justifié.

Enfin, il faut également évoquer l'expérience LSND dont les résultats mesurent une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. La communauté de la physique des neutrinos est assez sceptique envers ce résultat qui entre en contradiction avec le modèle à 3 neutrinos légers. Pour expliquer cet effet, une troisième différence de masses carrées est indispensable, ce qui entraîne l'existence d'un quatrième neutrino. Les expériences du LEP ayant prouvé en 1989 que seuls trois neutrinos actifs existent, ce dernier est donc stérile. Malheureusement, tous les modèles à 4 neutrinos mis en oeuvre pour expliquer ce phénomène⁸ ont été éliminés par les dernières données de KamLAND et de K2K dans l'étude de M. Maltoni, T. Schwetz et al.[18]. Aucune explication convaincante des résultats de LSND n'existe, aussi les résultats de l'expérience MiniBooNE[19] sont très attendus afin de savoir s'ils invalident définitivement ceux de LSND. En cas de confirmation, la physique des neutrinos sera en face d'un défi de taille pour trouver un modèle théorique cohérent.

I.3.2 Mesures directes de la masse des neutrinos

La mesure des différences de masses carrées ne permet pas de déterminer la hiérarchie entre les différentes masses des neutrinos. En effet, si l'on connaît désormais de plus en plus précisément la valeur des Δm^2 , les observations des oscillations de neutrinos ne permettent pas de connaître leur signe. Une convention veut que $m_1 < m_2 \ll m_3$ soit appelée la hiérarchie normale, tandis que $m_3 \ll m_1 < m_2$ s'appelle hiérarchie inversée. Une solution consiste en la mesure directe des masses des neutrinos. Bien que ces mesures soient encore éloignées de la précision des mesures de Δm^2 , elles seront de première importance dans le futur : leur petitesse devra être expliquée par une description théorique cohérente.

Actuellement, trois modes de détection nous renseignent sur ces masses : la forme du spectre de désintégration β d'éléments radioactifs, les mesures de $2\beta 0\nu$ (cf description de NEMO 3 en I.4.1) et les mesures cosmologiques.

I.3.2.1 Mesures directes du spectre de désintégration β :

Les expériences Mainz et Troitsk estiment la masse effective du neutrino ν_e à partir du spectre en énergie de la désintégration β du Tritium. D'autres limites provenant de l'étude de la désintégration du pion et du tau ont permis de contraindre m_{ν_μ} et m_{ν_τ} (ALEPH, cf [20]). Les limites supérieures de ces masses sont respectivement :

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 2.2eV \\ m_{\nu_\mu} &< 170keV \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2MeV. \end{aligned}$$

Notons que la limite la plus stricte, $m_{\nu_e} < 2.2eV$, s'applique aux masses propres m_i pour lesquels U_{ei} est suffisamment grand, soit m_1 et m_2 . De plus, cette limite s'appliquera également à m_3 en

⁸Modèles selon des schémas 2+2 ou 3+1, selon la hiérarchie des masses. Par exemple, deux masses élevées et deux masses plus faibles constituent un schéma 2+2.

prenant en compte la valeur connue de Δm_{23}^2 .

I.3.2.2 Mesures de la demi-vie de désintégration $2\beta 0\nu$:

Certains isotopes ${}^A_Z X$ comme le Molybdène 100 ou le Sélénium 82 ne peuvent subir de désintégration β car le potentiel atomique de l'élément ${}^{A}_{Z+1} X$ est trop élevé : la transition est donc interdite. Ces éléments peuvent effectuer une transition double β vers l'élément ${}^A_{Z+2} X$. La réaction est alors ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + 2\nu$ (transition $2\beta 2\nu$). Mais si le neutrino est de type de Majorana, alors il est son anti-particule. Dans ce cas, une transition $2\beta 0\nu$ est également possible. Le diagramme de Feynman figure 10 représente cette transition.

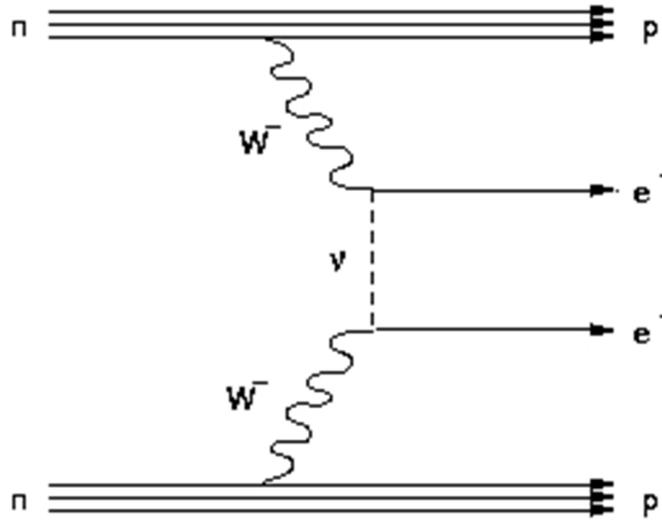


FIG. 10 – Diagramme de Feynman présentant une transition $2\beta 0\nu$. Les deux neutrinos de type Majorana s'annihilent.

Plusieurs expériences ont tenté de mesurer une telle transition en mesurant l'énergie des deux électrons produits. Le spectre de ces deux électrons devrait présenter un pic à l'énergie d'échange de la transition si les transitions $2\beta 0\nu$ existent. Cependant, ces expériences n'ont jamais mesuré de tel signal. Leur analyse a tout de même permis de placer des limites sur la demi-vie $T_{1/2}$ d'une telle désintégration. Ce dernier est relié aux masses des neutrinos de Majorana par la formule :

$$T_{1/2}^{-1} = F(Q_{\beta\beta}, Z) |M|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (48)$$

où F représente l'espace de phase, M les éléments de matrice nucléaire et $\langle m_\nu \rangle$ la masse effective des neutrinos, définie par :

$$\langle m_\nu \rangle = m_1 |U_{e1}|^2 + m_2 |U_{e2}|^2 \cdot e^{i\lambda} + m_3 |U_{e3}|^2 \cdot e^{i\lambda'}. \quad (49)$$

λ et λ' sont les phases de Majorana définies dans (21).

L'expérience NEMO 3, en utilisant 6914 g de ^{100}Mo , a mesuré une limite sur $T_{1/2}$:

$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 4,6.10^{23} \text{ années (à 90\% de degré de confiance)}$$

ce qui correspond à une masse effective de (en fonction des modèles d'éléments de matrice nucléaire) :

$$\langle m_\nu \rangle < 0,7 - 2,8 \text{ eV.}$$

Cette valeur dépend fortement du calcul des éléments de matrice nucléaire. C'est pourquoi seul un domaine de masse est indiqué, rendant compte des différents modèles nucléaires. La meilleure limite actuelle provient de l'expérience Heidelberg-Moscou, qui utilise du Germanium enrichi ^{76}Ge . Leur meilleure limite de la demi-vie de la désintégration $2\beta 0\nu$ vaut $1,5.10^{25}$ années à 95% de degré de confiance, ce qui correspond (en posant une incertitude de 50% sur les éléments de matrice nucléaire) à une masse effective de :

$$\langle m_\nu \rangle < 0,39 \text{ eV.} \tag{50}$$

I.3.2.3 Renseignements cosmologiques sur la masse des neutrinos :

Enfin, la mesure des fluctuations de densité du CMB et l'étude des grandes structures (amas et catalogue de galaxies, raies Ly- α , lentillage faible) a connu récemment de très nets progrès. La combinaison du spectre des anisotropies du CMB (température, polarisation) et du spectre de puissance des fluctuations de densité des grandes structures donne des contraintes sur la masse des neutrinos. La limite sur leur densité se situe aux alentours de $\Omega_\nu < 0.015$. La masse des neutrinos dans le modèle à 3 familles peut être relié à cette densité et donne comme limite :

$$\sum_i m_i < 0.6 \text{ eV.}$$

Il est remarquable que les limites actuelles issues des données cosmologiques et de $2\beta 0\nu$ soient du même ordre de grandeur. Les trois méthodes de mesures directes de la masse des neutrinos pourraient donc s'avérer complémentaires dans l'avenir.

Avant de décrire en détail l'expérience K2K, il convient de faire un tour d'horizon des techniques actuelles de détection des neutrinos. Je vous propose donc dans la partie suivante des descriptions succinctes des expériences qui constituent le présent et l'avenir de la physique des neutrinos.

I.4 Les expériences présentes et futures

Dans la physique du neutrino actuelle, différentes techniques de détection du neutrino sont utilisées. Le choix entre ces techniques dépendra avant tout de l'origine du neutrino à détecter.

I.4.1 Recherche de désintégration $2\beta0\nu$

Le neutrino est-il de type Dirac ou Majorana ? Pour tenter de répondre à cette interrogation, plusieurs expériences sont en cours, basées sur l'hypothèse que si le neutrino est de type Majorana, un pic sera présent en fin de spectre lors de désintégration $2\beta0\nu$. Quelle technologie faut-il employer pour répondre à cette question ? L'expérience NEMO⁹ 3, située dans le laboratoire souterrain du Fréjus, utilise pour cela trois composantes principales :

- une source de 10 kg d'éléments se désintégrant par 2β , disposés verticalement en feuilles minces (^{100}Mo ou ^{82}Se par exemple)
- un détecteur de traces que constitue une chambre à fils de 6180 cellules (soit 50000 fils), entourant la source
- un calorimètre composé de 1940 scintillateurs plastiques, couplés à des tubes photomultiplicateurs à basse radio-activité, entourant quant à lui la chambre à fils.

Ce dispositif est plongé dans un champ magnétique de 25 Gauss qui permet de courber les traces des leptons chargés. Il permet ainsi d'identifier e^- , e^+ , α et γ . Un bruit de fond important découvert au début de l'expérience provenait de l'air pollué en radon, plus précisément au Bismuth 214. Grâce au système de purification de l'air (une tente et une usine anti-radon avec du charbon actif ont donc été installées), NEMO 3 a pu diminuer cette contamination d'un facteur 7. Ce dispositif expérimental permet ainsi de reconstruire le spectre en énergie des deux électrons produits dans une désintégration 2β et aboutir aux résultats présentés dans la partie précédente. L'expérience Heidelberg-Moscou qui a mesuré les meilleures limites sur la masse effective des neutrinos utilise une technique de détection similaire.

Une autre technique dans le domaine des désintégrations 2β consiste à utiliser des détecteurs qui sont leur propre source, à l'instar des cristaux bolométriques de TeO_2 de CUORICINO. D'autres expériences encore plus ambitieuses sont prévues dans l'avenir, dont notamment SuperNEMO et CUORE.

I.4.2 Neutrinos atmosphériques, solaires et de Supernovae

Pour l'étude des oscillations de neutrinos, ceux produits dans le Soleil, l'atmosphère ou les explosions d'étoiles ont l'avantage d'être gratuits pour les physiciens, qui peuvent donc concentrer leurs moyens sur les détecteurs. Super KamiokaNDE en est évidemment son plus célèbre exemple, couronné en 2002 d'un prix Nobel décerné au professeur M. Koshiba. Détecteur lointain de K2K, il sera décrit dans le chapitre suivant. Comme je viens de l'évoquer dans la partie I.3.1.1, une autre expérience a récemment mis à profit avec beaucoup de succès les neutrinos provenant du Soleil, il s'agit de l'expérience installée au Canada SNO. Respectant une géométrie sphérique, ce détecteur comporte une cible de 1000 tonnes d'eau lourde D_2O , contenue dans une sphère en acrylique. Une

⁹Neutrino Ettore Majorana Observatory.

seconde partie constituée de 1700 tonnes d'eau H_2O l'entoure et permet de diminuer les bruits de fond provenant de l'extérieur du détecteur. En effet, une structure supportant 9500 PMTs¹⁰ (soit une couverture de 60% de la surface) entoure cette deuxième partie et permet donc entre autres de rejeter les muons cosmiques par le biais de la lumière Čerenkov qu'ils émettent dans ce bouclier d'eau. Enfin, toute cette structure est contenue dans une cavité elle-même remplie de 5300 tonnes d'eau H_2O . Cette dernière partie du détecteur constitue un bouclier passif qui, tout comme la seconde partie, va freiner les neutrons issus d'interactions de particules cosmiques dans la roche à proximité. Ce principe de détection lui permet de connaître à la fois les flux de courant chargé, de courant neutre et de diffusion élastique, permettant d'obtenir des informations non seulement sur les neutrinos électroniques issus de l'astre, mais également sur les neutrinos muoniques et tauiques issus de l'oscillation éventuelle de ces premiers. La contrainte sur les paramètres d'oscillation en est ainsi renforcée. De plus, une autre idée originale de cette collaboration réside dans l'évolution en trois phases de l'expérience. Dans un premier temps (entre 1999 et 2001), les neutrons des courants neutres étaient seulement capturés par du deutérium 2H à très basse section efficace ($\sigma = 5.10^{-4}b$), mesurés par le détecteur par le biais des γ de 6, 25 MeV alors émis. Seuls les courants chargés étaient bien reconstruits. La seconde période (entre 2001 et 2003) permit à la collaboration de rajouter du sel. Le Chlore présent dans le sel permet d'augmenter très significativement la capture des neutrons de courant neutre (section efficace $\sigma = 44b$). Enfin, une troisième étape en cours de réalisation actuellement depuis 2003 a vu l'introduction de 40 compteurs proportionnels à 3He dans l'eau lourde. La réaction clé de cette détection est $^3He + n \rightarrow p + ^3H$ qui permet d'identifier individuellement les interactions de courant neutre. Le proton et le tritium étant mesurés, l'expérience est désormais capable de détecter le flux de courant neutre en provenance du Soleil de façon extrêmement précise et par une technique indépendante. Les résultats de cette troisième phase sont attendus pour 2007.

I.4.3 Neutrinos de centrales nucléaires

Une autre source de neutrinos *gratuite* pour les physiciens provient des centrales nucléaires, puisqu'elles sont construites pour fournir leur pays en électricité. Les anti-neutrinos électroniques qui y sont produits présentent l'avantage d'être contrôlables par l'homme (il arrive que les centrales soient partiellement arrêtées). Deux pays en particulier ont basé leur politique énergétique sur le nucléaire, ce qui permet aux physiciens d'y installer leurs expériences : le Japon et la France.

Au Japon tout d'abord, un détecteur à scintillateur liquide recherche la disparition d'anti-neutrinos électroniques produits dans plusieurs centrales nucléaires et distantes de 140 à 210 km : il s'agit de l'expérience Kamland¹¹. Les oscillations de neutrinos étudiées sont dans le domaine des fréquences solaires. Comme son nom l'indique, elle est située dans la caverne où résidait jadis l'expérience KamiokaNDE. KamLAND est constitué d'un détecteur sphérique contenant 1000 tonnes de liquide scintillant qui permet d'avoir un seuil en énergie relativement bas. Des PMTs recueillent la lumière de scintillation sur 34% de la surface du détecteur. Un veto composé d'eau l'entoure et élimine les bruits de fond selon deux principes. Il s'agit d'un bouclier passif qui piège la radioactivité provenant de la roche de la caverne et ralentit les neutrons produits par les rayons cosmiques

¹⁰ *Photo Multiplier Tubes*, ou tubes photo-multiplicateurs.

¹¹ Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector

dans la roche. Il agit également comme détecteur actif en rejetant les événements présentant des muons cosmiques (ceux-ci y produisent un effet Čerenkov détecté par des PMTs dédiés à ce veto). Le signal est ainsi suffisamment net pour reconstruire le spectre en énergie des électrons provenant de $\bar{\nu}_e$ et obtenir les résultats présentés en I.3.1.1.

À la fin 2007 devrait commencer en France l'expérience Double Chooz. Il s'agit de la suite de l'expérience Chooz qui détient encore actuellement la meilleure limite sur le paramètre θ_{13} , donc dans le domaine des oscillations atmosphériques. Le principe de détection d'anti-neutrinos électroniques est similaire à celui de KamLAND : les électrons créés par la désintégration β inverse seront détectés par le liquide scintillant contenu dans les cuves des détecteurs proche et lointain. Ces deux détecteurs sont identiques, l'un étant situé à 250 m des coeurs du réacteur, l'autre à 1,05 km. Ce dernier est recouvert de 300 m équivalent eau de roches, ce qui permet de réduire le bruit de fond provenant des rayons cosmiques, tandis qu'un trou sera creusé pour le premier, l'enterrant à 40 m de profondeur environ. Le système de détection repose sur 4 parties :

- une cible cylindrique en acrylique de 120 cm de rayon sur 280 cm de haut et contenant $10,3m^3$ de liquide scintillant dopé à 0,1% de Gadolinium : les positrons produits par les interactions des $\bar{\nu}_e$ y constituent le signal
- un second cylindre concentrique de 180 cm de rayon et rempli du même liquide scintillant, aux mêmes propriétés optiques, mais sans Gadolinium cette fois : il permet de détecter les γ venant de la capture des neutrons dans le Gd et de diminuer le bruit de fond des neutrons créés par les rayons cosmiques dans la roche entourant le détecteur
- une troisième cuve cylindrique contenant $100m^3$ de liquide non-scintillant et permettant de diminuer le bruit de fond accidentel, principalement dû aux PMTs qui entourent ces trois cylindres et au bruit de fond cosmogénique.
- enfin, un dernier cylindre rempli de liquide scintillant permet de poser un veto sur les muons cosmiques.

Grâce à ce principe de détection à même d'éliminer une part importante des incertitudes de Chooz et à son volume deux fois et demi plus grand, l'expérience Double-Chooz compte atteindre une sensibilité sur $\sin^2 2\theta_{13}$ de 0,05 après 1 an et 0,03 après 3 ans de prise de données.

I.4.4 Faisceaux de neutrinos

Le nec plus ultra pour la recherche d'oscillations de neutrinos consiste à fabriquer un faisceau de neutrinos. Il permet de contrôler précisément les deux paramètres clés des expériences d'oscillation : la distance de propagation et l'énergie. En fonction de la fréquence d'oscillation recherchée, les physiciens peuvent se placer au rapport L/E adéquat.

Parmi d'autres expériences utilisant des faisceaux de neutrinos, l'une d'elles présente un système original de détection : il s'agit de l'expérience OPERA¹², située au Gran Sasso en Italie, qui utilise des briques de plomb recouvertes d'émulsions photographiques. La distance du détecteur au faisceau de ν_μ basé au CERN et cette technique de détection originale en font une des rares expériences d'apparition du neutrino tauique. Le détecteur est composé de deux super-modules, contenant chacun 31 plans-cibles, ce qui représente au total plus de 200 000 briques, soit plus de 1700 tonnes

¹²Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus.

de cible. La trace laissée sur les émulsions permet de reconstruire les leptons τ et ainsi confirmer par une technique alternative les résultats sur l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ obtenus par les expériences de disparition. L'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ constitue de plus un canal d'analyse secondaire. Les bruits de fond principaux proviennent de la contamination en ν_e du faisceau, de l'identification des π^0 issus des courants neutres des ν_μ du faisceau comme des électrons et de la désintégration $\tau \rightarrow e$. Après 5 ans de prises de données, avec $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, la limite de sensibilité à 90% pour $\sin^2 2\theta_{13}$ atteint 0,06 [21].

Une autre expérience de faisceau de neutrinos, MINOS, recherche la confirmation de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Basée sur un faisceau longue distance entre Fermilab et Soudan, cette expérience observe l'évolution de ν_μ grâce à un détecteur proche et un lointain situé à 735 km. Leur technologie de détection consiste en des barres scintillantes dont la lumière produite par les particules incidentes est amenée par des fibres à décalage de longueur d'onde vers des PMTs multi-anodes. Au mois de mars 2006, l'expérience a révélé les résultats de l'analyse de leurs données (correspondant à $0,93 \cdot 10^{20}$ pot¹³) : le point de meilleur accord se situe à $\Delta m_{23}^2 = 3,05_{-0,55}^{+0,60}(\text{stat}) \pm 0,12(\text{syst}) \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0,88_{-0,15}^{+0,12}(\text{stat}) \pm 0,06(\text{syst})$ (cf [22] pour plus de détails). Ces résultats sont en parfait accord avec ceux de K2K et SK. Tout comme OPERA, l'analyse d'apparition du ν_e constitue un canal d'analyse secondaire. Après 2 ans de prises de données, la limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à 90% de degré de confiance avec $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ serait de 0,06.

Un autre avantage des faisceaux vient du fait que le flux de neutrinos augmente au fur et à mesure des progrès technologiques : le faisceau de neutrinos de K2K a permis d'accumuler 10^{20} pot en 3 ans. Le faisceau JHF utilisé pour T2K devrait produire 10^{21} pot par an en 2009 ! Tandis que la première expérience était vouée à la disparition du neutrino muonique, la seconde sera dédiée principalement à l'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. L'amélioration des techniques de faisceaux de neutrinos pourrait également passer dans un futur plus lointain par des faisceaux β beam, où des ions accélérés produisent par désintégration β un neutrino, ou par des usines à neutrinos, où des muons sont stockés jusqu'à leur désintégration en neutrino muonique (cf [23]). Un détecteur Čerenkov à eau d'une mégatonne¹⁴ est souvent évoqué pour détecter ces faisceaux de neutrinos du futur. Cette technique de détection étant au coeur de ma thèse, elle sera décrite en détail dans les chapitres suivants.

¹³ *Protons on target* ou protons sur cible.

¹⁴ 3 projets sont recensés dans le monde. Un américain (UNO¹⁵[24]), un japonais (HyperKamiokaNDE[25]) et un européen (MEMPhys¹⁶[26]).

II Description de l'expérience K2K

Le but de l'expérience K2K est de tester à partir d'un faisceau de neutrinos muoniques l'oscillation des neutrinos atmosphériques observés par SK. Le spectre en énergie des neutrinos et leur distance de propagation permettent de mesurer les paramètres atmosphériques Δm_{23}^2 et $\sin^2 2\theta_{23}$ par le biais de l'étude de la disparition des ν_μ . Produits au Laboratoire des hautes énergies KEK¹⁷ (situé à Tsukuba, province de l'Ibaraki, Japon), ces ν_μ se propagent dans la Terre pendant 250 km et sont détectés par Super KamiokaNDE (situé à Kamioka, province de Gifu, Japon), détecteur Čerenkov à eau. Proposée en 1995, K2K commença sa prise de données en juin 1999 pour s'achever en novembre 2004. Un accident a réduit la couverture en PMTs de Super KamiokaNDE de moitié le 12 novembre 2001, il convient donc de séparer les données de K2K en deux périodes, K2K I de juin 1999 à novembre 2001 et K2K II de décembre 2002 à novembre 2004. De plus, pendant la première période K2K I, l'intensité du faisceau fut modifiée en novembre 1999, puisque la corne magnétique de la cible vit son intensité passer de 200 kA à 250 kA : on distingue donc ces deux périodes en les notant K2K Ia et K2K Ib. La fin de la prise de données en novembre 2004 survint à cause de la panne de cette corne magnétique qui avait atteint sa durée de vie prévue. Puisque l'expérience avait déjà atteint son objectif de 10^{20} pot¹⁸, il fut décidé de ne pas remplacer l'aimant afin de consacrer tous les efforts à l'analyse des données et à la préparation du futur projet T2K. Je propose maintenant d'entrer dans la description détaillée de K2K, en commençant par son principe général, puis en décrivant son faisceau, en m'intéressant ensuite aux détecteurs proches et lointain pour enfin évoquer les résultats obtenus dans l'analyse de disparition des ν_μ .

II.1 Principe

II.1.1 Comment créer un faisceau de neutrinos ?

Tout d'abord, le synchrotron KEK-PS accélère des protons jusqu'à 12 GeV. Ces protons frappent ensuite une cible en aluminium, produisant ainsi des pions et des kaons chargés positivement, qui sont focalisés par une paire d'aimants constituant la corne magnétique. Les pions et kaons négatifs sont quant à eux défocalisés. Ces mésons se désintègrent alors en vol dans un tunnel de désintégration de 200m et produisent des neutrinos muoniques d'énergie moyenne 1,3 GeV selon la réaction :

$$\pi^+ / K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (51)$$

Cependant, les kaons se désintègrent également en électrons, produisant ainsi une contamination en neutrino électronique. De plus, une petite fraction des muons se désintègre également, portant la contamination aux alentours de 2% :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (52)$$

¹⁷ **Koh Enerugi Kenkyushoo** en japonais, ou Institut de Recherche des Hautes Energies.

¹⁸ *Protons On Target* ou protons sur cible.

Il convient de noter que l'expérience K2K permet un contrôle des protons primaires, des mésons intermédiaires et des muons, permettant de réduire le plus possible l'incertitude sur la source de neutrinos.

II.1.2 Comment détecter un faisceau de neutrinos ?

Afin de connaître le flux de neutrinos initiaux, leur spectre et mesurer précisément la contamination en ν_e , un ensemble de détection est placé à 300m de la cible d'aluminium : on l'appellera le détecteur proche ou Near Detector (ND). Les neutrinos se propagent ensuite à travers la Terre sur 250 km pour être éventuellement détectés à SK, le détecteur lointain ou Far Detector (FD). Deux systèmes GPS¹⁹ permettent de synchroniser les deux détecteurs avec le fonctionnement du faisceau et ainsi éliminer une grande partie du bruit de fond cosmique.



FIG. 11 – Vue par satellite du Japon. 250 km séparent la production des neutrinos à KEK de leur détection à SK.

De plus, en mesurant à 300 m et 250 km les neutrinos, K2K peut annuler ou diminuer drastiquement la plupart des incertitudes systématiques sur le flux et le spectre du faisceau et sur les sections efficaces d'interactions des neutrinos. Enfin, les données n'auraient pu avoir un poids statistique suffisant sans l'utilisation de SK, le détecteur de neutrino le plus massif du monde. Malgré cela, le taux de détection dans K2K n'atteint que 0,4 événement par jour, ce qui reste néanmoins suffisant pour produire d'excellents résultats scientifiques.

Le schéma de fonctionnement de l'expérience K2K est résumé dans la figure 13.

II.1.3 Quelle physique est accessible à partir des données de K2K ?

K2K est une expérience de disparition. En effet, si le neutrino muonique oscille, il devient :

¹⁹Global Positioning System.

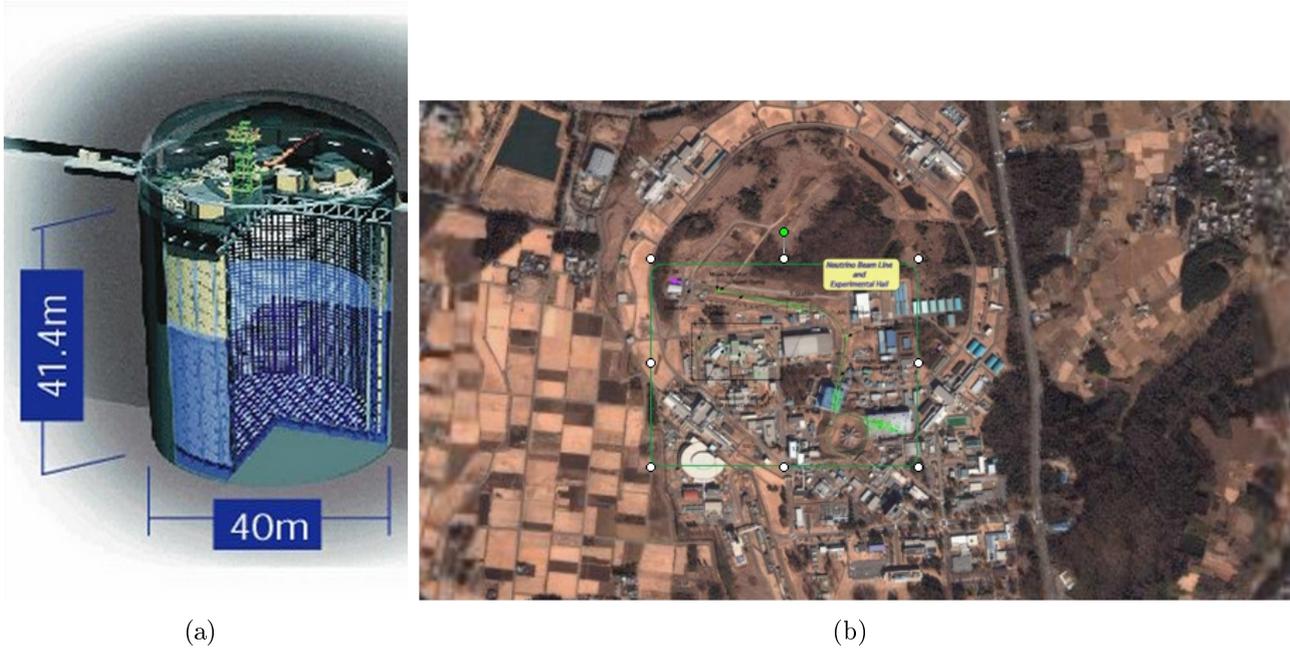


FIG. 12 – En (a), dessin de Super KamiokaNDE. Plus de 11000 PMTs couvrent sa surface. Synchrotron à protons de 12 GeV de KEK en (b).

- un neutrino tauique. Or, l'énergie des neutrinos est généralement inférieure au seuil de production du τ ²⁰. Aussi, le ν_τ ainsi produit ne peut interagir par courant chargé, ce qui constituerait le seul moyen de l'identifier.
- un neutrino électronique. Malheureusement, du fait des limites posées par Chooz sur θ_{13} , cette oscillation est très marginale et l'intensité du faisceau de K2K ne peut permettre d'atteindre une statistique suffisante. Cependant, cette thèse démontre que malgré cette faible intensité, K2K obtient tout de même des résultats honorables dans l'analyse d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.
- un neutrino stérile. Alors, comme son nom l'indique, ce neutrino n'interagit pas. Le seul moyen de démontrer cette oscillation consiste donc à trouver un déficit très important dans le flux de courant neutre, et donc à la fois en courants chargé et neutre une disparition.

Aussi, plusieurs voies d'analyse sont entreprises par la collaboration K2K. Tout d'abord, un déficit significatif de courant neutre signerait l'existence d'un neutrino stérile. Ce déficit n'a pas été observé. Cependant, alors que les calculs prévoient plus de 150 neutrinos détectés à SK, près d'une centaine seulement l'ont été. Cet effet signe donc le phénomène d'oscillation de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_X$ sans pour autant identifier la saveur X . De plus, dans ce cadre du modèle d'oscillation, la distance de propagation peut également être utilisée. Celle-ci est fixe et connue (250 km), aussi les paramètres d'oscillation doivent favoriser une énergie particulière. En mesurant le spectre des ν_μ détectés au FD, on doit donc voir un creux à cette même énergie. Les résultats des analyses dans ce canal de disparition seront résumés en II.7.

²⁰Avec $m_\tau = 1,7$ GeV. Le seuil est à 5-6 GeV.

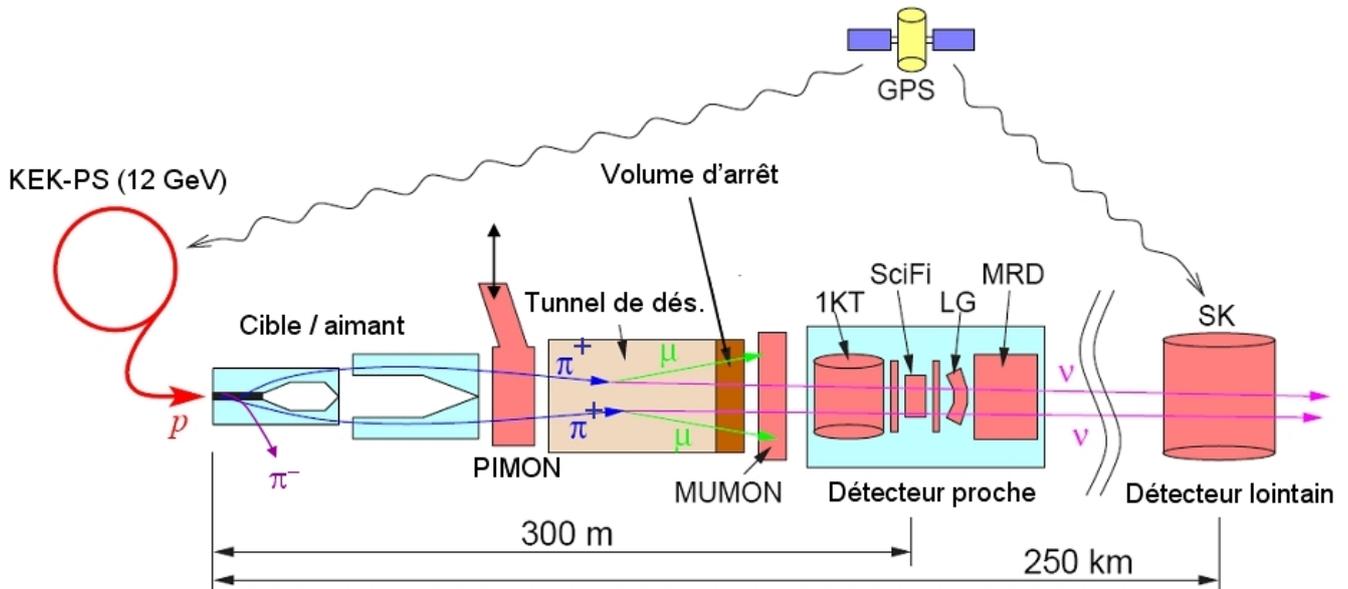


FIG. 13 – Description schématique des différentes composantes de l'expérience K2K. Le faisceau de protons est créé par l'intermédiaire du synchrotron KEK-PS. Ces protons frappent la cible d'aluminium placée au centre du premier aimant focalisant. Un second aimant contribue également à focaliser vers l'avant le flux de π^+ ainsi créés. Un moniteur de pion PIMON fut à plusieurs occasions placé après ce second aimant pour améliorer la modélisation du faisceau secondaire. Le faisceau de pions devient ensuite faisceau de neutrinos dans le tunnel de désintégration long de 200 m. Un volume d'arrêt ralentit les particules autres que les neutrinos, dont les muons issus de la désintégration des pions dont la position et le profil sont immédiatement contrôlés par le MUMON. Les neutrinos sont ensuite détectés dans le détecteur proche composé de la KiloTonne, d'un détecteur à fibres scintillantes SciFi (pour Scintillating Fibers), d'un détecteur en verre au plomb LG (pour Lead Glass), remplacé par la suite par des barres scintillantes SciBar (pour Scintillating Bars), et enfin d'un détecteur de muons MRD (pour Muon Range Detector). A 250 km, le flux du faisceau de neutrinos est également mesuré dans le détecteur lointain SK. Enfin, un système GPS relie l'accélérateur au détecteur lointain afin d'ouvrir une fenêtre temporelle de $500 \mu\text{s}$ pour la détection des neutrinos de K2K.

Enfin, une recherche de l'apparition de neutrinos électroniques dans K2K repose sur les bonnes performances d'identification de SK qui *verrait* un excès d'électrons au-delà du bruit de fond. Cette analyse, je l'ai conduite au cours de mes trois années de thèse et elle est expliquée aux chapitres V et VI.

Un problème domine ces analyses : comment calculer le nombre d'évènements attendus au FD à partir du flux mesuré au ND ?

II.1.4 Comment extrapoler du ND au FD ?

Ce calcul ne peut être déduit simplement des distances entre la source et les différents détecteurs, car leurs acceptances angulaires sont très différentes. En effet, la source n'est pas du tout ponctuelle : on ne connaît pas la position précise du méson lorsqu'il produit le neutrino et ce point de désintégration dépend de surcroît de son énergie. Il faut donc faire appel à un calcul plus précis et dépendant de l'énergie.

En aval de la cible d'aluminium, un moniteur de pion (PIMON pour PION MONitor) permet d'étalonner la simulation de production de hadrons. La simulation du faisceau ainsi validée, elle permet d'estimer le rapport des convolutions du flux de neutrinos et de la section efficace d'interaction sur de l'eau au ND et au FD : il s'agit du rapport Far/Near. Le ND est constitué de plusieurs sous-détecteurs, dont une reproduction au 1/10ème du FD, appelée la KiloTonne (KT). C'est le nombre d'interactions mesuré dans ce sous-détecteur, qui, multiplié par le rapport Far/Near, permet d'accéder au nombre d'interactions attendu dans le FD. Cette méthode d'extrapolation est décrite en détail dans la partie VI.1.2.1.

La section suivante décrit les différents éléments permettant la fabrication du faisceau de neutrinos de K2K.

II.2 Le faisceau de ν_μ

La description du dispositif expérimental de K2K va suivre le trajet d'un neutrino de sa production à sa détection. La première étape consiste donc à décrire la production des neutrinos et les opérations de contrôle permettant de valider la connaissance de ce processus. La figure 14 illustre la répartition des différents éléments de la ligne de faisceau de K2K.

II.2.1 L'accélérateur de protons

Tout d'abord, les protons sont accélérés progressivement jusqu'à 500 MeV en passant par un pré-injecteur, un accélérateur linéaire²¹ et un synchrotron à cycle rapide. Ils sont ensuite introduits dans l'anneau principal du synchrotron KEK-PS. Ce dernier accélère $7 \cdot 10^{12}$ protons jusqu'à une énergie cinétique de 12 GeV. Un train de 9 groupes de protons en sont extraits toutes les 2,2 secondes. Les groupes de protons sont séparés d'à peu près 120 ns pour une durée totale de 1,1 μ s. Ensuite, une série de 61 quadrupoles et de 44 dipôles magnétiques conduit pendant 400m les protons jusqu'à la cible. L'efficacité de ce transport est de 85%, si bien que $5 \cdot 10^{12}$ protons atteignent la

²¹LINAC.

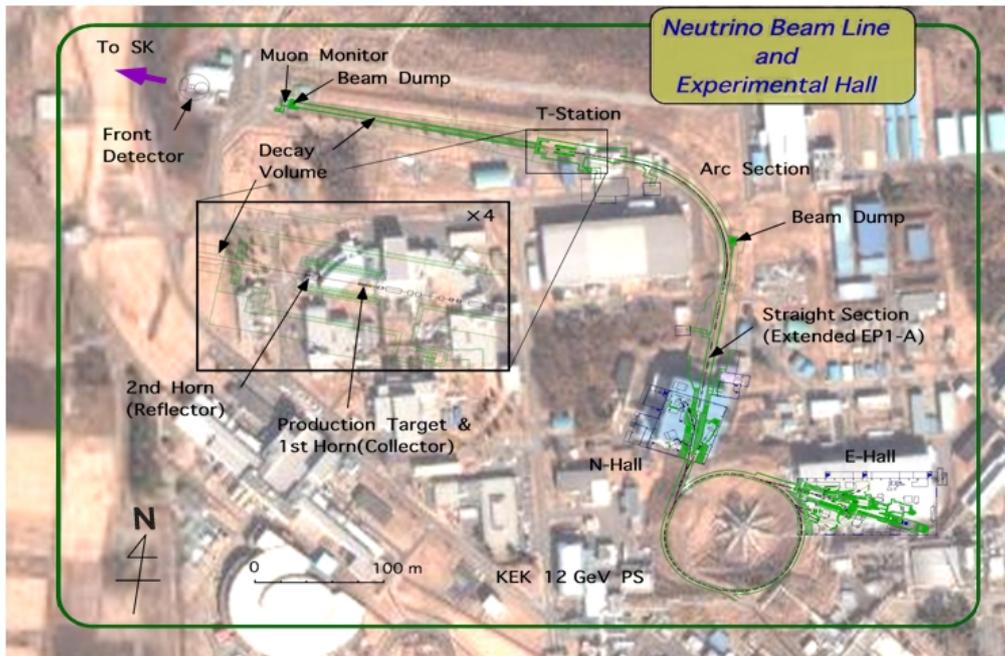


FIG. 14 – Composantes de la ligne de faisceau de K2K : synchrotron de protons, halls électroniques et *neutrino*, beam dump, cible, aimants, tunnel de désintégration, muon monitor et ND.

cible à chaque train. Des moniteurs permettent de contrôler la position et le profil du faisceau à chaque train. Juste avant la cible, un aimant directionnel dirige le faisceau en direction de SK.

II.2.2 Les moniteurs du faisceau primaire

Afin de contrôler ce faisceau de protons, plusieurs moniteurs sont répartis sur sa trajectoire. Ces moniteurs sont de deux types : des transformateurs de courant pour l'intensité du faisceau et des chambres d'ionisation pour sa position et son profil.

II.2.2.1 Intensité du faisceau

13 transformateurs sont répartis sur la ligne de faisceau. Les protons y produisent un courant induit lors de leur passage, courant qui permet de visualiser clairement le train de 9 groupes de protons, comme l'illustre la figure 15. En mesurant ainsi l'intensité du faisceau tout au long de son trajet, on peut observer l'efficacité de transport des protons. Cela permet également d'estimer le nombre total de protons sur cible de l'expérience. Les transformateurs ont été calibrés avec une source de courant pulsé. L'incertitude systématique de cette calibration vaut $\pm 10\%$.

II.2.2.2 Position et profil

28 chambres à ionisation sont installées le long de la ligne de faisceau. Ces moniteurs sont composés de trois feuilles de cuivre de $28 \mu\text{m}$. Celle du milieu constitue l'anode et est portée à une

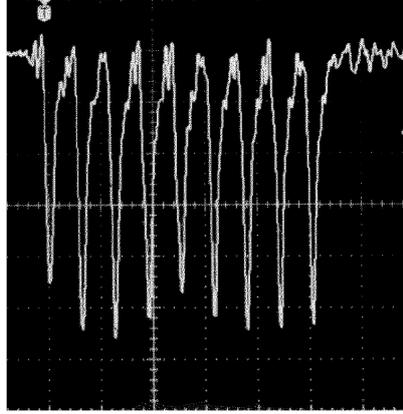


FIG. 15 – Image par oscilloscope du signal typique d’un transformateur de courant. Les 9 groupes de protons sont clairement distinguables.

tension de -1000 V. Celles des bords constituent les cathodes et sont segmentées verticalement et horizontalement, ce qui permet d’obtenir la position de passage du proton. Le gaz d’ionisation est l’hélium qui remplit l’espace de 1 cm entre chaque feuille. Deux des 28 chambres présentent des segmentations différentes, avec une résolution de 1,27 mm pour la première, 20 mm pour la seconde contre 5 mm pour les autres. La première est placée juste en face de la cible afin de mesurer le profil du faisceau. La seconde sert à détecter le profil de pions diffusés et de protons résiduels après la cible et les aimants. Les autres permettent de contrôler la direction du faisceau.

II.2.3 La cible d’aluminium et les aimants

L’interaction des protons sur la cible, une baguette d’aluminium de 66 cm de long et de 3 cm de diamètre, génère les particules secondaires, principalement des pions mais également des kaons. On considèrera par la suite seulement les pions. Cette baguette est incluse dans le premier aimant toroïdal et en constitue le conducteur interne, ce qui assure un champ magnétique intense propre à focaliser vers l’avant les mésons avec une grande efficacité. Ce premier aimant de symétrie cylindrique mesure 70 cm de diamètre pour 2,37 m de long, tandis que le second aimant, placé à 10,5 m, fait 1,65 m de diamètre et 2,76 m de long. Son rôle est de re-focaliser vers l’avant aussi bien les mésons de basse énergie dont la trajectoire a été trop courbée par le premier aimant que ceux de haute énergie qui ne l’ont pas assez été. Afin d’éviter un réchauffement excessif des cornes magnétiques qui mettrait en péril leur durée de vie, le courant n’est appliqué que pendant 2 ms, toutes les 2,2 s, en parfait synchronisme avec le cycle du faisceau. A l’intensité appliquée de 250 kA, le champ magnétique atteint jusqu’à 3,3 T à la surface de la baguette. Les pions ainsi focalisés vers l’avant ont un moment autour de 2-3 GeV/c, ce qui aboutit à une énergie moyenne de 1,3 GeV pour les neutrinos issus de leurs désintégrations, comme le montre la figure 16.

Les pions positifs ainsi focalisés et sélectionnés par les aimants se dirigent ensuite vers le tunnel de désintégration, tandis que les négatifs sont défocalisés, entraînant un flux d’antineutrinos faible.

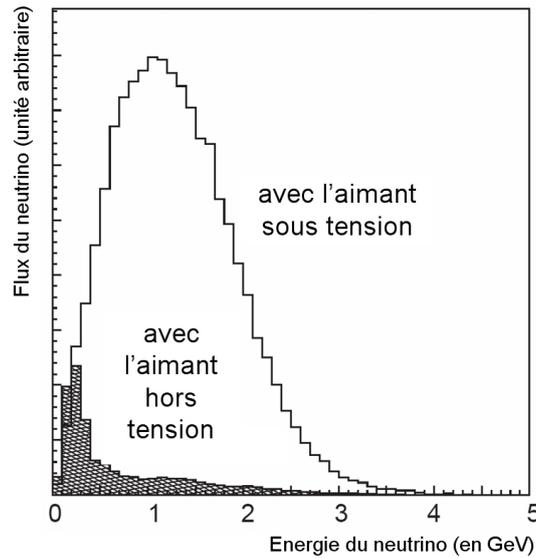


FIG. 16 – Spectres en énergie du neutrino avec et sans courant dans l’aimant de focalisation du faisceau (obtenus par simulation MC). Un courant de 250 kA dans l’aimant permet de gagner un facteur 22 sur le flux de neutrino.

II.2.4 Le tunnel de désintégration

Le tunnel de désintégration est rempli d’hélium sous forme gazeuse, à la pression de 1 atm, ceci afin de réduire l’absorption des pions et la production de pions supplémentaires. Le schéma 17 représente sa forme et ses dimensions, ainsi que celles du volume d’arrêt.

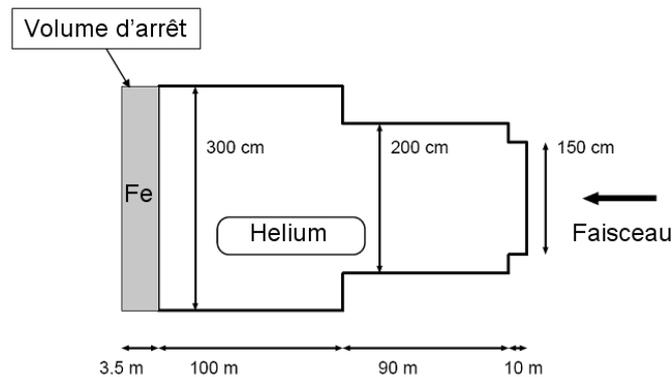


FIG. 17 – Schéma du tunnel de désintégration et du volume d’arrêt.

A l’intérieur de ce tunnel de 200 m de long, les pions se désintègrent selon l’interaction :



Dans le référentiel du laboratoire, le boost des pions parents entraîne une dispersion angulaire des neutrinos de seulement quelques dizaines de mrad.

A la fin du tunnel, le volume d'arrêt stoppe toutes les particules, neutrinos exceptés : ce volume est constitué d'un bouclier de fer de 3,5 m d'épaisseur, d'un mur de béton de 2m d'épaisseur et enfin de 60 m de terre, avant d'atteindre le ND auquel la prochaine partie est consacrée.

II.2.5 Les moniteurs du faisceau secondaire

Les moniteurs du faisceau secondaire sont de deux types : le moniteur de pion PIMON et celui de muon MUMON.

II.2.5.1 PIMON

Ce détecteur Čerenkov à gaz fréon fut installé occasionnellement après le second aimant afin de mesurer les distributions angulaire et d'impulsion des pions qui entrent dans le tunnel de désintégration. Il est enlevé lors du fonctionnement normal de K2K. Les neutrinos issus de la désintégration du pion possèdent une énergie E_ν dépendant des masses du pion m_π et du muon m_μ , de l'énergie du pion E_π ainsi que de son moment p_π et de l'écart angulaire θ entre les directions du pion et du neutrino dans le référentiel du laboratoire. La formule exprimant cette énergie est la suivante :

$$E_\nu = \frac{1}{2} \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{E_\pi - p_\pi \cos \theta}. \quad (54)$$

Cependant, comme les processus de production de hadrons sont mal compris dans le domaine d'énergie de K2K, le PIMON mesure la distribution en (p_π, θ) juste après les aimants afin de valider la simulation MC. L'erreur sur les flux et les spectres des neutrinos arrivant au ND et au FD sont donc réduites. Ce système est décrit sur le schéma 18 et sur la photographie 19.

Le principe de détection repose sur la production de lumière Čerenkov par les pions. L'anneau de lumière réfléchi par le miroir sphérique est détecté par des photomultiplicateurs, fournissant les mesures de p_π et θ .

Le gaz choisi est le Fréon R-318 qui a un index de réfraction élevé, ce qui permet de mesurer des p_π les plus bas. Ces π donnent les neutrinos de plus basse énergie (autour de 1 GeV) qui sont primordiaux pour rechercher les oscillations dans le domaine de Δm^2 faible ($2 \cdot 10^{-3} eV^2$). Le seuil sur p_π déterminé par cet index est de 2 GeV, ce qui correspond à un seuil de 1 GeV pour l'énergie des neutrinos. Ce gaz est contenu dans un cylindre de 91 cm de diamètre et 90 cm de longueur, armé d'un bras de plus de 3 m au bout duquel sont situés 20 PMTs qui échappent ainsi à la radiation de la ligne de faisceau. Afin de délimiter le volume fiduciel, deux fenêtres en Aluminium sont placées en entrée et sortie de faisceau. Leur épaisseur est de 1 mm pour réduire les interactions en leur sein. En effet, cette longueur correspond à 0,01 de longueur de radiation et 0,0025 de longueur d'interaction.

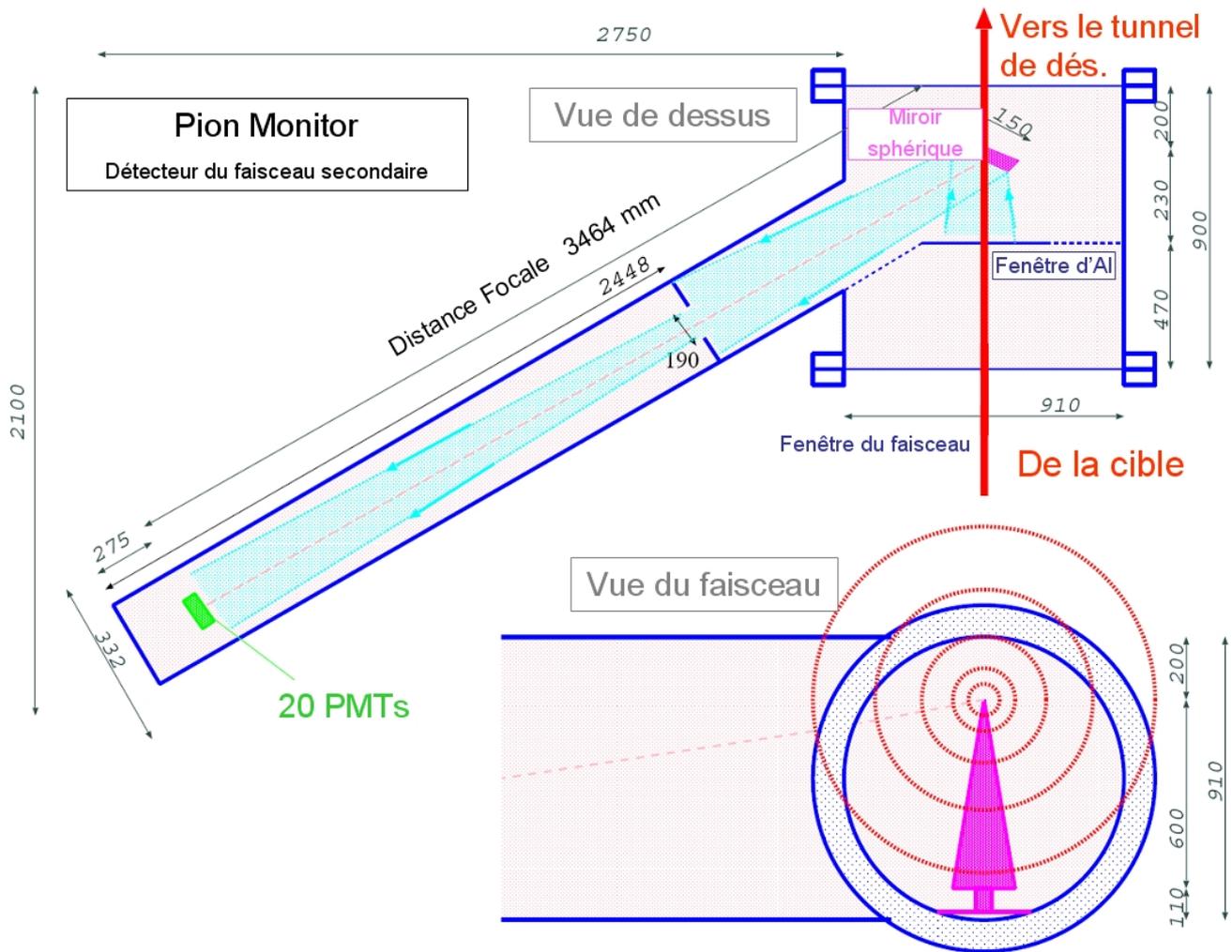


FIG. 18 – Description en vue de dessus et de face du moniteur de pions PIMON. Ce détecteur Čerenkov à gaz Fréon contient son gaz dans la partie rosée du schéma, constituée d'un cylindre sur la trajectoire des particules et d'un bras. Ce dernier permet de placer à distance focale du miroir sphérique (en rose) une rangée de 20 PMTs, ces derniers échappent du même coup à la radiation de la ligne de faisceau. La décalage sur cette rangée de l'anneau Čerenkov ainsi créé renseigne sur l'angle θ présenté ci-dessus, tandis que le diamètre de l'anneau nous informe sur le β du pion, et donc sur p_π .

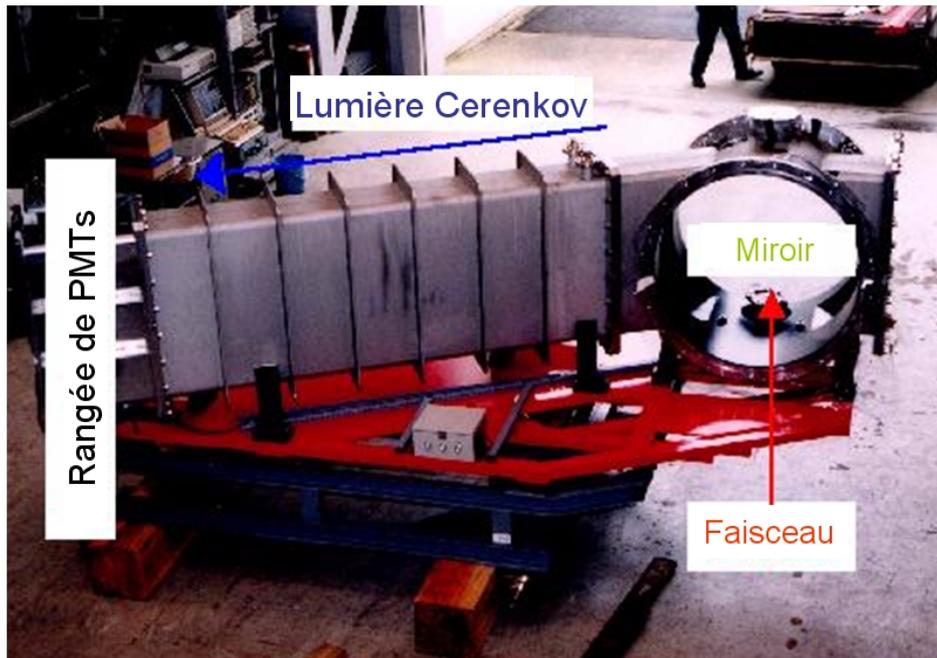


FIG. 19 – Photographie du détecteur PIMON.

Concernant le miroir, sa sphéricité permet de réfléchir l'image des anneaux vers les PMTs situés dans son plan focal. Il n'est de plus pas un disque entier, mais seulement un tranche : cela permet d'avoir des images alignées sur une dimension, comme l'explique le schéma 20. De plus, seule l'information radiale est importante pour pouvoir déterminer p_π et θ . En effet, la vitesse β du pion détermine la taille de l'anneau Čerenkov. Quant à l'écart angulaire θ entre le pion et le neutrino, il est mesuré par le décalage sur l'axe y , comme l'illustre la figure 21.

Le système de détection est constitué d'une rangée de 20 PMTs, de marque Hamamatsu et dont la photocathode mesure 8 mm de diamètre. Leur signal est envoyé à un ADC²² situé dans la salle d'acquisition des données à l'extérieur. Ils ont de plus été modifiés afin de répondre aux exigences de ce détecteur :

- leur fenêtre est en quartz afin de mieux résister aux radiations
- la photocathode est multi-alkali (Sb-Na-K-Cs) (au lieu de bi-alkali habituellement) : l'intensité lumineuse couvrant un large domaine dynamique, une photocathode bi-alkali standard sature à $0,1\mu A$ tandis que cette multi-alkali sature à $10\mu A$
- le gain faible permet d'ajuster le niveau de signal de l'ADC et d'éviter une saturation : les PMTs peuvent en effet être amenés à observer un nombre très élevé de photons (jusqu'à 10^9).

Les mesures du PIMON ont été effectuées à deux reprises, en juin et novembre 1999. C'est seulement pendant ces deux périodes qu'il fut placé sur la ligne de faisceau. Lors de la première prise de données, les PMTs ont saturé aux plus hautes énergies à cause de l'intensité du faisceau. L'intensité du faisceau fut divisée par deux pour la prise de données de novembre et un seul groupe

²² *Analogic Digital Counter.*

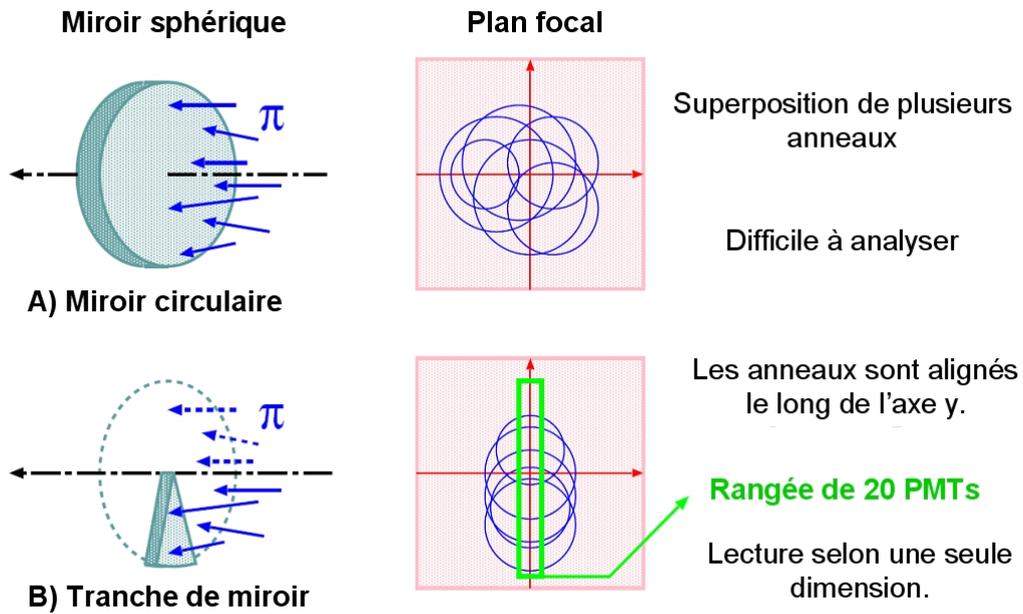


FIG. 20 – Principe de la forme du miroir sphérique. En n'en prenant qu'une tranche (cas B), les images des anneaux sont alignés dans le plan focal du miroir. Dans le cas d'un cercle complet (cas A), la détection est rendue compliquée par la dispersion des anneaux.

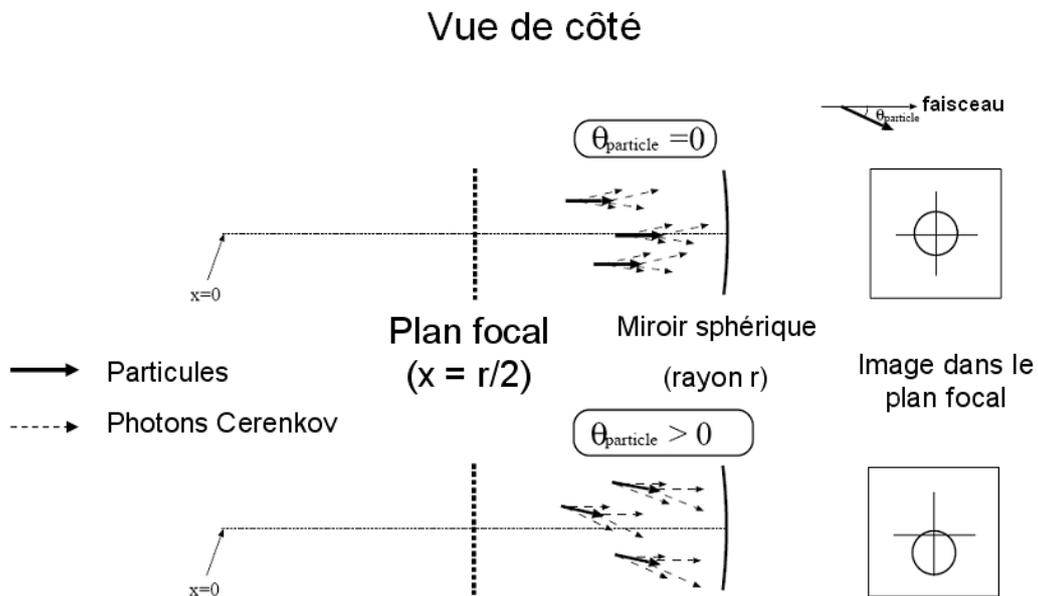


FIG. 21 – Schéma optique illustrant l'effet du miroir sphérique selon $\theta_{particule}$, l'écart angulaire entre les directions du pion et du neutrino dans le référentiel du laboratoire, et pour un même β .

fut envoyé par train de protons. Cette seconde période fut un succès qui permit de ne plus répéter cette calibration dans la suite de K2K. Ses résultats sont représentés sur la figure 23 : la simulation MC a été ajustée grâce aux données du PIMON [27].

En supplément du PIMON, l'expérience HARP²³ a été menée grâce au faisceau PS du CERN. Il s'agit d'un spectromètre à large angle d'ouverture servant à mesurer la production de hadrons. Contrairement à PIMON, HARP couvre un domaine plus large de moments du pion ($[0, 75; 6, 5]$ GeV/c) et notamment les basses énergies. Le spectre mesuré par HARP est en accord avec la prédiction MC de K2K, et donc avec les mesures de PIMON[28]. La simulation est donc validée, sur toute la gamme d'énergie, et HARP a également permis de réduire les incertitudes sur cette prédiction d'un facteur 2.

II.2.5.2 MUMON

Ce détecteur est composé de deux parties : une chambre à ionisation et une rangée de détecteurs semi-conducteurs en silicium, comme l'illustre la figure 22. Il est installé juste après le tunnel de désintégration.

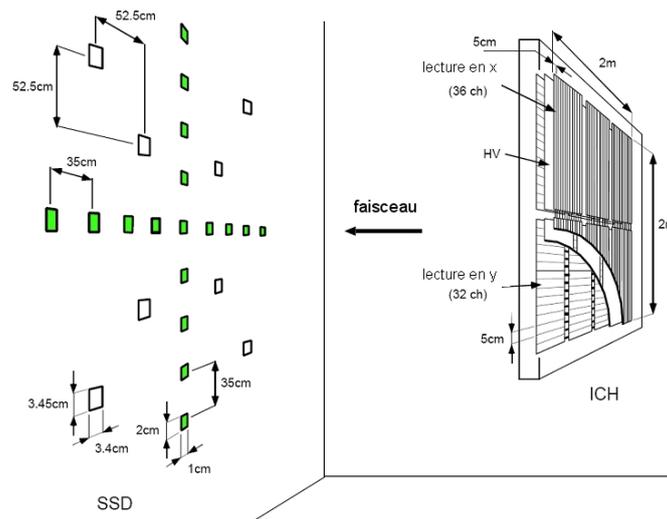


FIG. 22 – Le MUMON est composé d'une chambre à ionisation ICH et de rangées de détecteurs en silicium SSD²⁵.

Son objectif est de mesurer le profil de muons issus de la désintégration du pion $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Comme le pion est un méson pseudo-scalaire, le centre du profil des muons est identique à celui des neutrinos. On peut ainsi contrôler à chaque cycle du faisceau la direction des neutrinos. Cependant, le volume d'arrêt a stoppé les muons de plus basse énergie : seulement 2,1% des muons sont détectables par MUMON, il s'agit des muons d'énergie supérieure à 5,5 GeV. La figure 24 montre que malgré ce faible échantillon de muons, les mesures du MUMON constituent un indicateur

²³HAdRon Production.

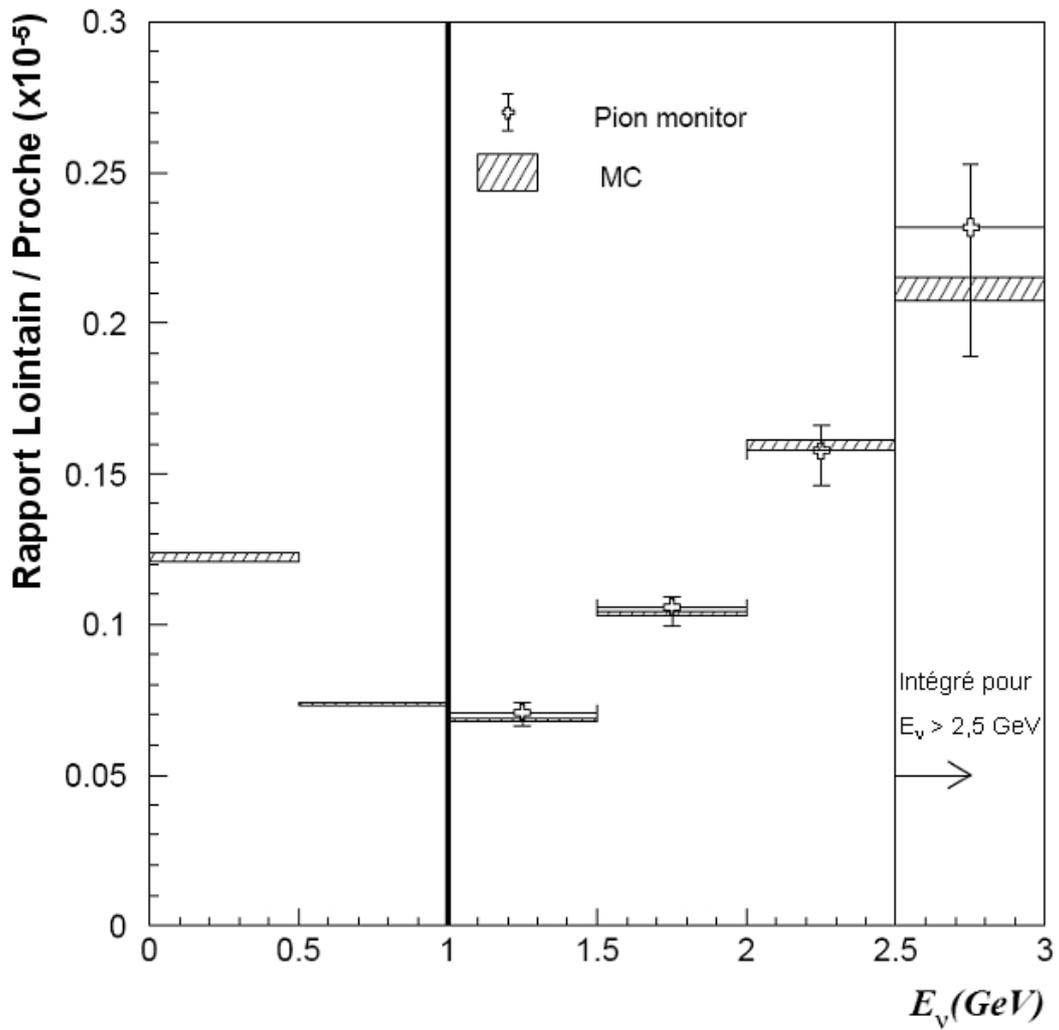


FIG. 23 – Rapport du spectres des neutrinos détectés dans le détecteur lointain sur celui des neutrinos détectés dans le détecteur proche. Ce rapport est prédit par le MC (hachures) et mesuré par PIMON (croix). Le MC est étalonné à partir des mesures du PIMON.

représentatif sur la direction globale du faisceau en direction de SK. En effet, les muons de haute énergie sont plus sensibles à la direction du faisceau que ceux d'énergies plus basses. Ainsi, cette queue de distribution des muons donne des informations sur quasiment tout le spectre des neutrinos.

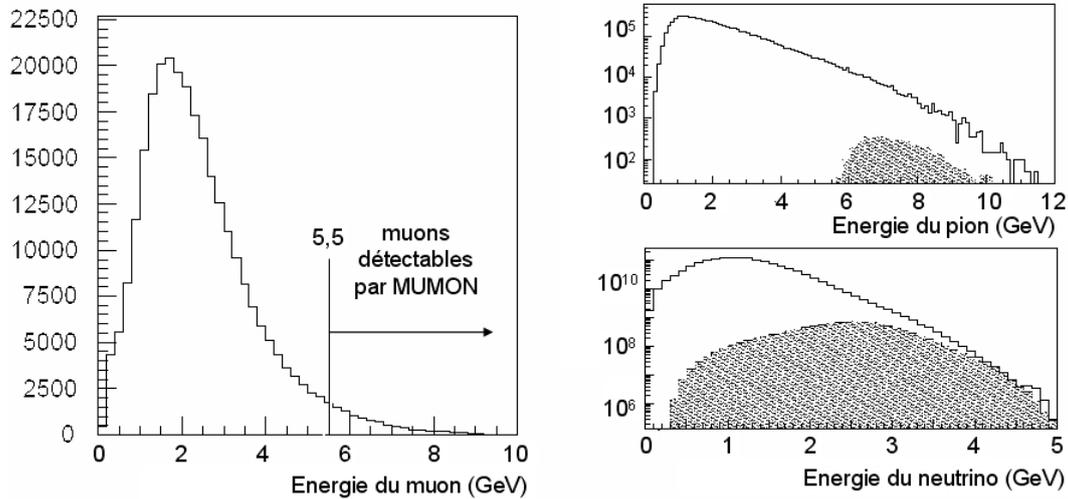


FIG. 24 – La figure de gauche représente le spectre des muons issus de la désintégration des pions dans le tunnel de désintégration. Le volume d'arrêt stoppe tout muon d'énergie inférieure à 5,5 GeV. Sur les figures de droite sont représentés les spectres des pions en haut, des neutrinos issus de ces pions en bas. Les parties hachurées correspondent d'une part aux pions ayant engendré les muons franchissant le volume d'arrêt, d'autre part aux neutrinos générés dans la même interaction que ces muons.

La chambre à ionisation segmentée ICH utilise le même principe que celles des moniteurs du faisceau primaire. Le profil des muons étant très large, ce détecteur couvre une surface aussi grande que possible, soit un rectangle de 190 cm horizontalement et 175 cm verticalement. Elle est composée de trois plans, deux plans cathodiques aux segments verticaux et horizontaux et un plan anodique. 1 cm sépare chaque plan. Les segments des cathodes ont 5 cm de large et sont au nombre de 36 horizontalement et 32 verticalement. Cependant, la déformation du champ électrique aux bords rend inutilisable 6 lignes horizontales et 4 verticales. Enfin, comme la surface couverte est grande, le détecteur a été divisé en 6 modules identiques, créant ainsi des zones insensibles.

Le gaz d'ionisation, l'argon, s'ionise lorsqu'un muon passe entre cathode et anode, séparés par une tension de 500 V. Les électrons ainsi créés sont collectés par les lignes et le signal enregistré dans des ADC. Le point de passage des muons est ainsi détecté et le profil des muons peut être mesuré : la figure 25 montre les résultats obtenus. L'ICH a été déplacé sur ses axes horizontal et vertical, ce qui a permis d'uniformiser le détecteur. Le gain de chaque canal a ainsi été calibré par le biais de facteurs de correction. Ces gains ont été stables à quelques pourcents de précision. Par cette méthode, le profil des muons est mesuré à chaque train du faisceau, permettant de contrôler suffisamment précisément sa direction. Enfin, son intensité peut aussi être contrôlée en sommant la charge de tous les canaux.

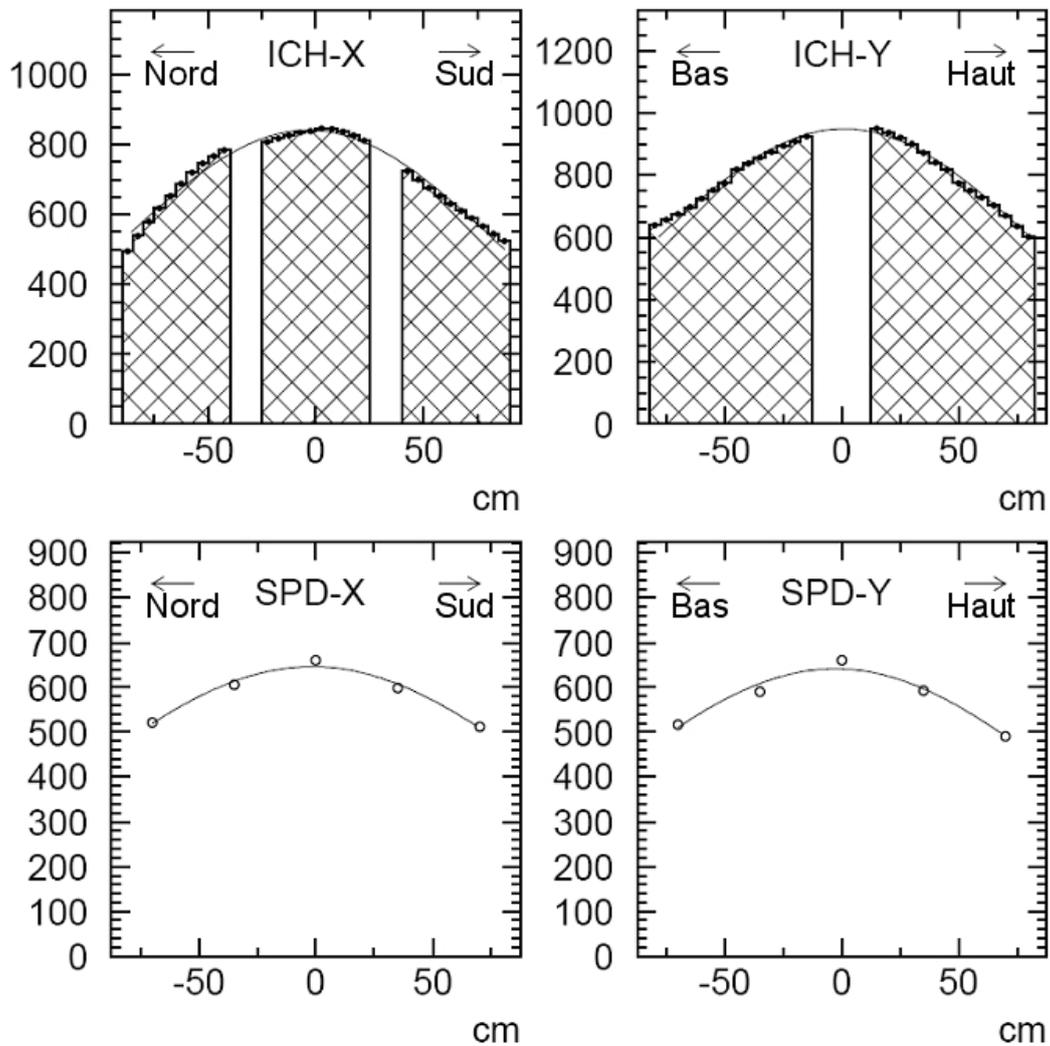


FIG. 25 – Profil typique des muons, mesuré par la chambre à ionisation ICH (en haut) et par la rangée de détecteurs semi-conducteurs SSD (en bas). Les figures de gauche présentent les mesures selon la direction horizontale, ceux de droite selon la direction verticale. L'axe des ordonnées est le nombre de coups dans l'ADC après soustraction du piédestal et la correction du gain. Les distributions sont moyennées sur 100 trains. La ligne continue correspond au fit à l'aide d'une fonction gaussienne qui permet de déterminer le centre. Sur les distributions de l'ICH sont visibles les zones insensibles dues aux séparations entre modules.

En ce qui concerne la rangée de détecteurs semi-conducteurs en silicium (SPDs pour *silicium Pad Detectors*), ils sont répartis comme sur la figure 22, entre 17 petits SPDs (2 cm x 1 cm) sur une croix et 8 grands SPDs (3,45 cm x 3,4 cm) en diagonale. Lorsqu'un muon passe à travers un SPD, $2,3 \cdot 10^4$ et $2,9 \cdot 10^4$ paires électron-trou sont créées dans les couches de déplétion, respectivement du petit et du grand. Une tension permet de les collecter, de 100 V pour les petits et de 70 V pour les grands. Le signal est encore une fois récolté par un ADC. L'uniformité des petits SPDs est calibrée par le biais d'une LED sur un banc d'essai, avec pour résultat un écart de sensibilité entre tous les SPDs de 6%. Les grands SPDs furent alignés sur l'axe du faisceau, récoltant ainsi le même flux de muons, à l'incertitude près que ce flux dépend de la position du SPD sur l'axe du faisceau. On put ainsi corriger leur gain respectif afin d'obtenir une uniformité à 10% d'incertitude. Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 25.

II.2.6 Le système d'acquisition de données des moniteurs de la ligne de faisceau

Toutes les acquisitions de données à KEK sont déclenchées par deux signaux fournis par l'accélérateur. Un premier signal est déclenché 1,1 ms avant l'extraction du faisceau : il permet de monter les aimants de la cible en intensité, ils mettent en effet 1 ms à atteindre leur pic d'intensité. Le second signal apparaît $120 \mu s$ avant l'extraction du faisceau. Il sert de déclenchement pour tous les moniteurs de la ligne de faisceau et ceux du détecteur proche et correspond à un train numéroté sur 16 bits et enregistré à chaque site d'acquisition de données pour distinguer ce train des autres.

Les signaux enregistrés sur ADC pour chaque détecteur de la ligne de faisceau que je viens de décrire sont enregistrés sur 6 ordinateurs. Un autre ordinateur contrôle les processus d'acquisition de données de ces derniers. Enfin, le temps d'extraction des protons du faisceau est fourni par le GPS. Il permet de se synchroniser avec SK et d'y ouvrir une fenêtre d'acquisition lors du passage des neutrinos du faisceau.

II.3 Le détecteur proche

Afin de prédire le flux de neutrinos qui arrive à SK, un ensemble de détection est situé à 300 m en aval de la cible, à 80 m après le tunnel de désintégration. De plus, le faisceau est orienté d'un degré vers le bas, le hall de cet ensemble de détection est donc à 16 m sous le niveau du sol.

Le ND est constitué d'un détecteur Čerenkov à eau (KT), d'un trajectomètre à fibres scintillantes (SciFi), d'un détecteur en verre au plomb (LG), remplacé ensuite par des barres scintillantes (SciBar), et d'un détecteur à muons (MRD). La figure 26 illustre cet ensemble. De plus, des plans de scintillateurs plastiques servent de veto aux muons cosmiques au-dessus et en-dessous de la KT, et de déclencheur en amont et en aval du SciFi. Le sous-ensemble SciFi, LG/SciBar et MRD est appelé détecteur à grains fins (FGD pour *Fine-Grained Detector*). Les parties suivantes décrivent ces détecteurs dans l'ordre de traversée des neutrinos.

II.3.1 Le détecteur Čerenkov à eau ou la Kilotonne

L'objectif principal de ce détecteur est la mesure de la convolution en fonction de l'énergie du flux de neutrinos et de leur section efficace sur l'eau : il joue un rôle primordial dans l'estimation

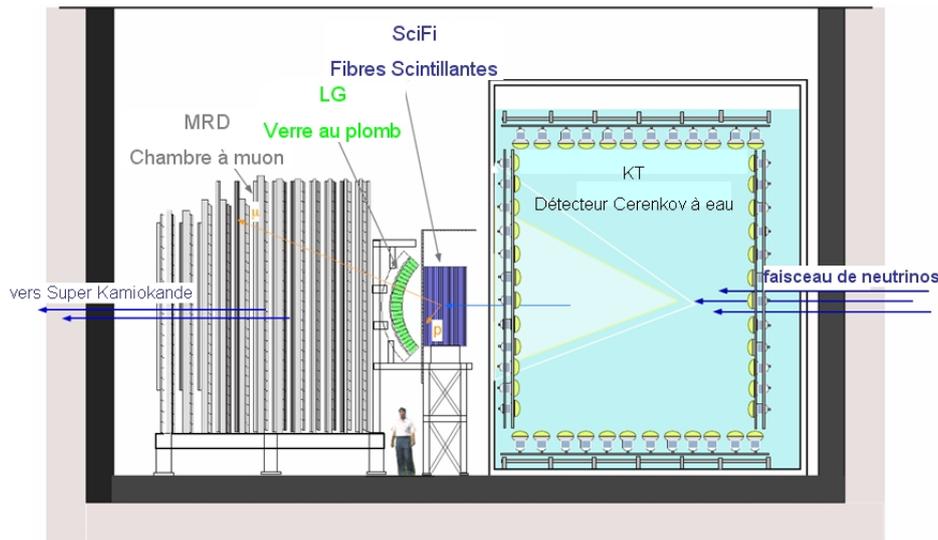


FIG. 26 – Ensemble de détection proche. Le ND est composé d'un détecteur Čerenkov à eau KT, d'un détecteur à fibres scintillantes SciFi, d'un détecteur en verre au plomb LG et d'un détecteur de muons MRD. A noter qu'à partir de 2003, des barres scintillantes SciBar ont été installées à l'emplacement du LG.

du nombre d'interactions attendus dans le FD. Les trois composantes essentielles de la KT sont décrites dans la suite, à savoir sa structure, son système de purification de l'eau et ses PMTs.

II.3.1.1 La structure

Le détecteur Čerenkov à eau KiloTonne (KT) se compose d'un cylindre de 10,8 m de haut et de diamètre, rempli de 1000 tonnes d'eau purifiée. L'intérieur du cylindre est séparé en deux parties : le détecteur interne (*Inner Detector* ou ID) et l'externe (*Outer Detector* ou OD) comme décrit sur la figure 27 et photographié sur la figure 28.

L'ID, de forme cylindrique, 8,6 m de diamètre et 8,6 m de haut, permet de détecter les interactions des neutrinos du faisceau dans l'eau et ainsi estimer le nombre d'interactions attendues à SK. Pour cela, il est muni de 680 PMTs Hamamatsu de 20 pouces, identiques à ceux de SK, orientés vers l'intérieur et répartis uniformément sur la paroi, le sommet et le sol du cylindre. Ils sont de plus espacés de 70 cm, soit la même distance que pour la configuration SK I : le taux de surface couverte est donc identique, 40%. Entre les PMTs est disposé du plastique noir en polyéthylène afin de diminuer les réflexions de lumière.

L'OD quant à lui est utilisé comme veto pour préserver l'ID d'un bruit de fond trop important. Lors de calibration utilisant des rayons cosmiques, il sert également pour le déclenchement de l'acquisition. Il contient 68 PMTs de 8 pouces, orientés vers l'extérieur. 42 d'entre eux sont installés sur le premier tiers de la paroi, orientés vers la source. Les 24 autres sont installés sur le sol de l'OD. Un carré de 60 cm² à décalage de longueur d'onde est attaché à la surface de chaque PMT

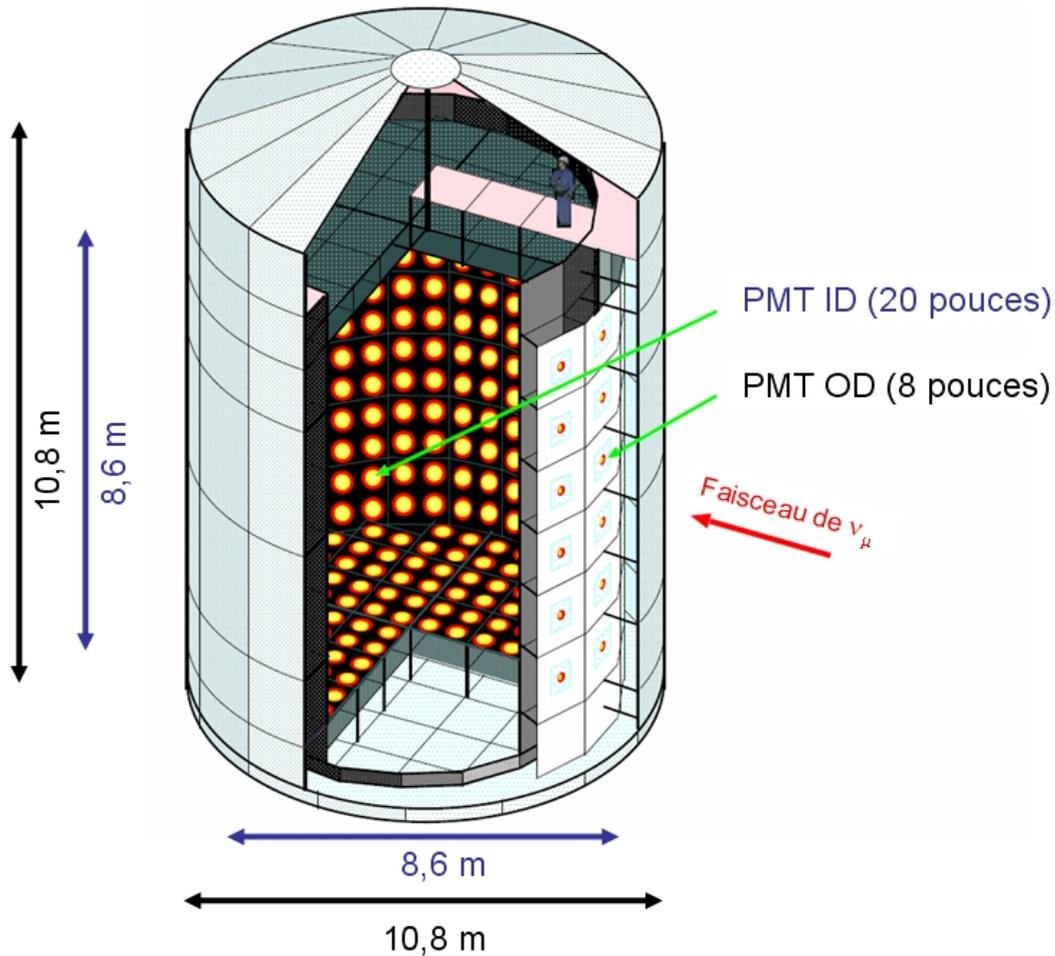


FIG. 27 – Dimensions des détecteurs interne et externe ID et OD de la KT.

afin d'augmenter leur efficacité de conversion. Des feuilles de Tyvec, une matière très reflective, couvrent les murs de l'OD afin de détecter les parasites plus efficacement.

II.3.1.2 La purification de l'eau

Il est primordial dans un détecteur Čerenkov à eau de veiller à la pureté du liquide : des impuretés telles que des poussières, des bactéries ou des ions métalliques peuvent modifier les paramètres de l'eau de façon significative. Un système de purification de l'eau est donc nécessaire pour la KT. Une pompe permet une circulation continue de l'eau à travers le circuit suivant :

- un stérilisateur à ultra-violet tue les bactéries
- des filtres enlèvent les poussières jusqu'à $1 \mu\text{m}$
- un déionisateur élimine les ions métalliques
- un second filtre supprime les poussières jusqu'à 10 nm
- enfin, l'eau est refroidie à 10°C afin de diminuer la prolifération de bactéries.

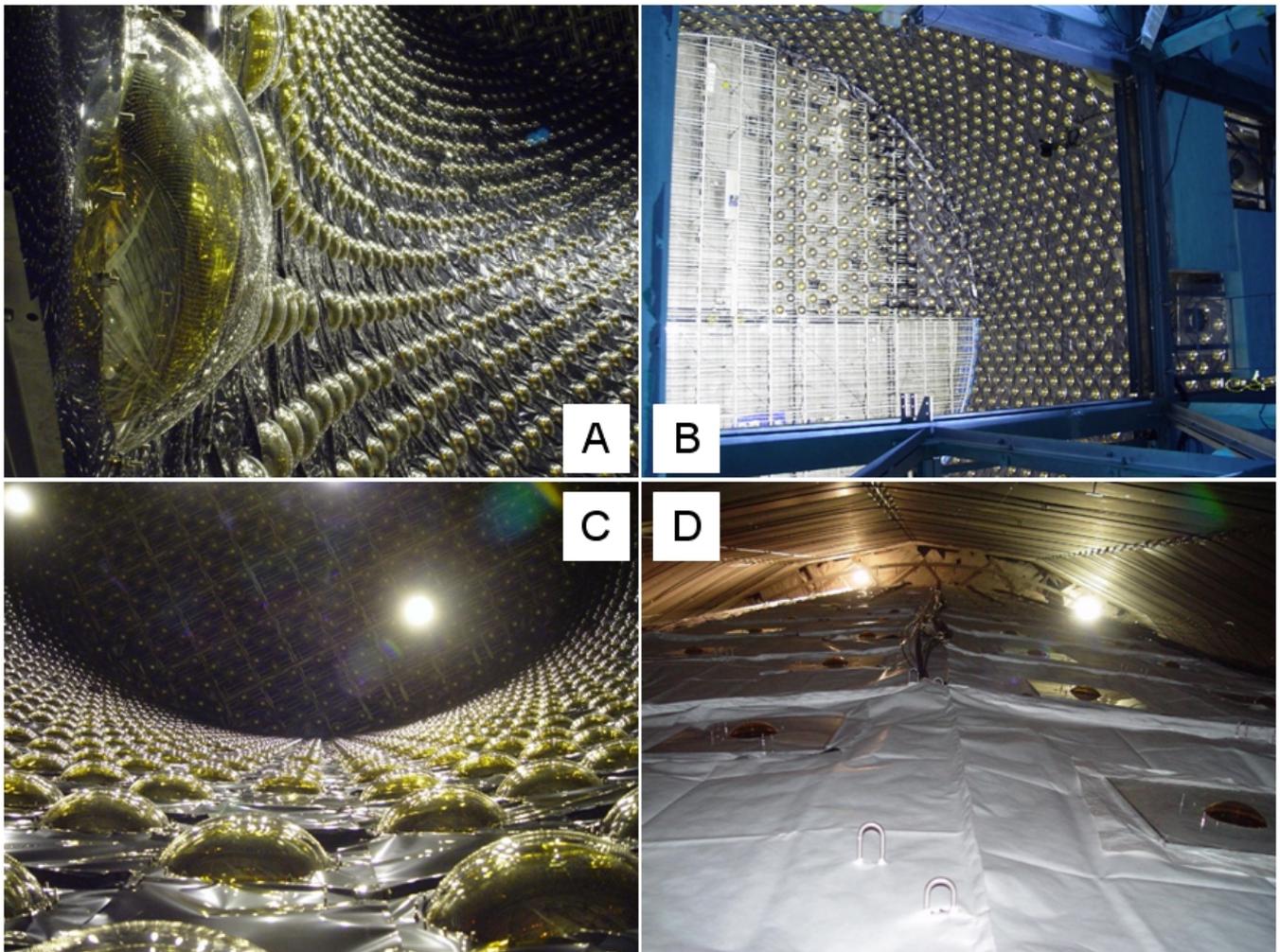


FIG. 28 – Photographies de la KT. A : les 680 PMTs sont uniformément répartis sur la paroi, le sol et le plafond du cylindre. B : installation du détecteur. C : le plastique noir limite les réflexions de lumière sur les parois de l’ID. D : au contraire sur les parois de l’OD, le Tyvec blanc, par sa grande réflectivité, améliore la détection de particules parasites.

L'eau circule dans ce système à un flux de 20 tonnes par heure. La résistance électrique de l'eau permet de surveiller sa pureté : sa valeur nominale doit être proche de $10 \text{ M}\Omega/\text{cm}$.

II.3.1.3 Les PMTs

Les PMTs utilisés dans l'expérience K2K sont de marque Hamamatsu. Pour l'anecdote, cette société a offert ceux couvrant initialement SK en échange de la publicité qu'elle pensait en tirer. Bien lui en a pris puisque leur marque fut très mise en avant lors de l'annonce de la découverte de l'oscillation des neutrinos en 1998, puis du prix Nobel de M. Koshihira en 2002 (voir la photo tirée d'une brochure publicitaire de la société 29(a)).

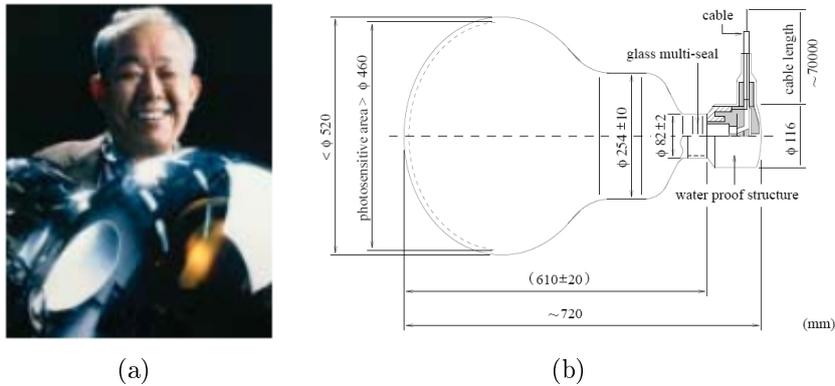


FIG. 29 – (a) : Le prix Nobel Masatoshi Koshihira posant fièrement avec les PMTs Hamamatsu. (b) : Description des PMTs de 20 pouces.

En ce qui concerne leurs spécifications techniques, ces PMTs ont une photocathode de 20 pouces²⁶, de type bi-alkali (Sb-K-Cs) et dont la région sensible couvre le domaine des longueurs d'onde de la lumière Čerenkov. A $\lambda = 390 \text{ nm}$, l'efficacité quantique vaut 22%. L'amplification s'effectue à l'aide de dynodes de type vénicien, permettant une efficacité de collection moyenne de 70%. Le gain atteint 10^7 pour une haute tension de 2 kV et permet de distinguer le photo-électron unique (cf figure 48). La résolution temporelle est typiquement de 2 ns. Les principales caractéristiques de ces photomultiplicateurs sont données dans le tableau 2.

Enfin, une structure résistante à l'eau abrite l'électronique des PMTs. Leurs dimensions sont décrites sur le schéma 29(b).

Des détails supplémentaires sur ces PMTs peuvent être trouvés dans [29].

²⁶Environ 50 cm de diamètre.

Paramètres	Valeurs
Surface de photo-cathode	1963,5 cm ²
Forme	hémisphérique
Fenêtre	vitre Pyrex, épaisseur : 4 mm
Photo-cathode	bi-alkali (Sb-K-Cs)
Dynodes	11 étages, type Vénicien
Efficacité quantique	22% pour $\lambda = 390$ nm
Domaine de longueurs d'onde	de 300 nm à 600 nm, pic à 390 nm
Gain typique	10^7 à 2 kV
Courant noir	200 nA à 2 kV
Fréquence de bruit	3 kHz à 2 kV
Non-uniformité de la cathode	moins de 10%
Non-uniformité de l'anode	moins de 40%
Producteur	Hamamatsu Photonics

TAB. 2 – Caractéristique des PMTs utilisés dans K2K.

II.3.2 Le détecteur à grains fins ou Fine Grained Detector

Le détecteur à grains fins permet lui aussi de mesurer précisément le profil du faisceau ainsi que sa distribution en énergie. Composé du SciFi, du LG (puis du SciBar) et du MRD, il permet principalement d'évaluer les taux de production des diverses interaction de neutrino et ainsi d'ajuster les paramètres de la simulation MC. L'ensemble permet également de mesurer l'énergie des muons sortant de la KT et s'arrêtant dans le FGD.

II.3.2.1 Fibres scintillantes ou SciFi

Le trajectomètre SciFi sert à étudier les interactions des neutrinos. Il permet en particulier de mesurer le rapport entre les sections efficaces des interactions quasi-élastiques (QE) et celles des autres modes (non-QE). Ce rapport est primordial pour accorder les données et la simulation MC. Les interactions quasi-élastiques constituent notamment le signal étudié dans l'analyse de disparition des ν_μ par l'utilisation de leur spectre en énergie. De plus, ce détecteur fournit une estimation du nombre d'évènements attendus dans SK par une méthode alternative à la KT. Leurs résultats sont en accord aux incertitudes près.

Le SciFi est entouré de deux plans de scintillateurs plastiques qui servent pour le veto et le déclenchement (TGC pour *TriGger Counter*), positionnés sur l'axe du faisceau. 20 scintillateurs composent le plan amont, ils mesurent 466 cm de long, 20 de large et 4 d'épaisseur, couvrant ainsi une surface de 466 cm x 400 cm. Chaque scintillateur possède un PMT à chaque extrémité qui permet de lire la lumière de scintillation provoquée par le passage d'une particule chargée. Ce plan permet de rejeter les particules chargées en provenance de la KT et les rayons cosmiques obliques. En utilisant le temps de détection des deux PMTs à chaque extrémité, la position horizontale du point de passage peut être déterminée à 5 cm près. Le second plan est identique au premier, à ceci près que les scintillateurs plastiques sont deux fois moins larges, à savoir 40 scintillateurs de 10 cm

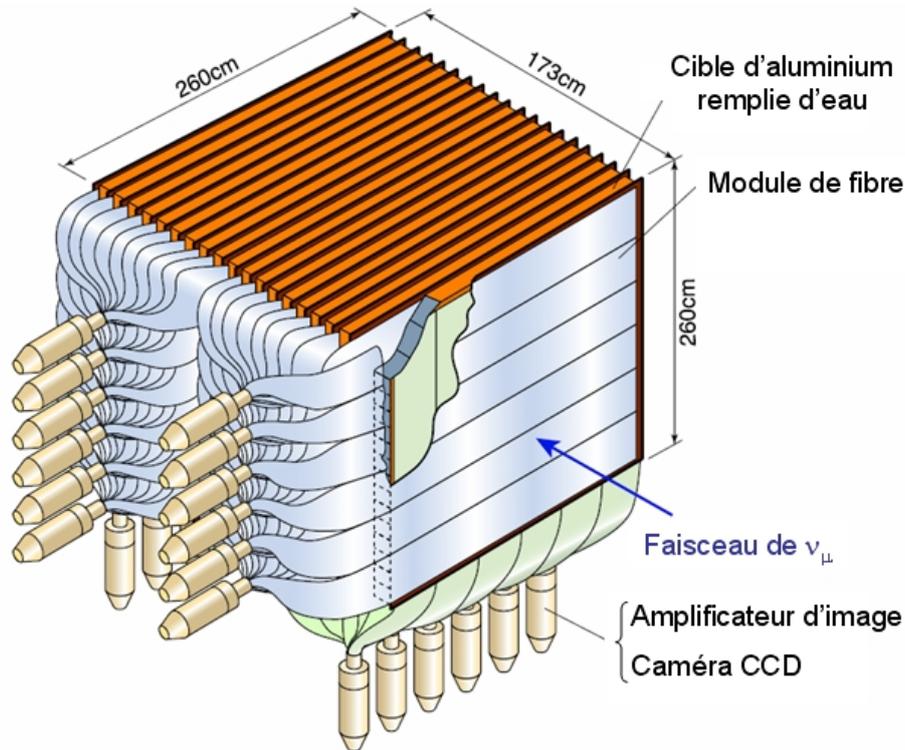


FIG. 30 – Description des fibres scintillantes.

d'épaisseur. Ce plan aval sert de déclencheur au SciFi, mais également au LG et au MRD.

Concernant le détecteur lui-même, il est constitué de 20 modules de fibres scintillantes de 240 cm de large alternant avec 19 réservoirs d'eau en aluminium, comme illustré par la figure 30. 6 plans de fibres alignés horizontalement et 6 verticalement composent chaque module, supportées par un panneau en nid d'abeille. Chaque feuille contient 1142 fibres de 3,7 m de long. Les fibres sont reliées à 24 amplificateurs d'image (IIT) dont la sortie est lue par des caméras CCD.

Le principe du SciFi est de détecter les interactions de neutrinos se produisant dans l'eau des réservoirs en aluminium, soit une cible de 6 tonnes. La section efficace d'interaction est donc la même qu'à SK, réduisant ainsi les erreurs systématiques. Une particule chargée résultat de ces interactions produira de la lumière scintillante dans les plans de fibres. Cette lumière, lue par les CCD, sera analysée et permettra de reconstruire tous les points de passage de cette particule, donc sa trajectoire. Par cette méthode, la résolution spatiale d'un muon d'énergie inférieure à 1 GeV est de 0,73 mm, et de 0,61 mm pour les énergies supérieures.

Comme le SciFi est capable de mesurer la lumière de scintillation en provenance des protons, il permet d'améliorer les échantillons QE et non-QE. L'étude du rapport QE sur non-QE est primordial pour l'analyse de la distorsion spectrale dans K2K. En effet, l'énergie des événements QE peut être bien reconstruite puisque toutes les particules sont détectées. Mais les interactions non-QE mettent en jeu des particules invisibles à la KT car leurs moments sont en-dessous du seuil de production de photons Čerenkov. L'énergie du neutrino parent est alors sous-estimée, ce qui entraîne

de grosses incertitudes pour l'étude de la distorsion du spectre des neutrinos.

L'utilisation des données du SciFi permet donc de mesurer précisément le rapport QE sur non-QE, qui est ainsi très contraint. De plus, l'énergie des événements QE peut être entièrement reconstruite. Cependant, le proton de la diffusion neutrino-noyau est sensible aux effets nucléaires, en particulier la rediffusion nucléaire du proton. Ces données permettent donc un contrôle croisé des modèles de rediffusion.

II.3.2.2 Verre au plomb ou Lead Glass

Le calorimètre verre au plomb de K2K avait pour objectif de mesurer la contamination en ν_e du faisceau. Il consiste en 10 modules (la figure 31(a) en représente un) composés de 60 cellules de verre au plomb. Chaque cellule mesure $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Un PMT Hamamatsu de 5 pouces est attaché à chacune afin de mesurer la lumière Čerenkov émise par le passage de particules chargées. Ce détecteur fut utilisé dans l'expérience TOPAZ à TRISTAN. La photographie 31(b) a été prise lors de son installation.

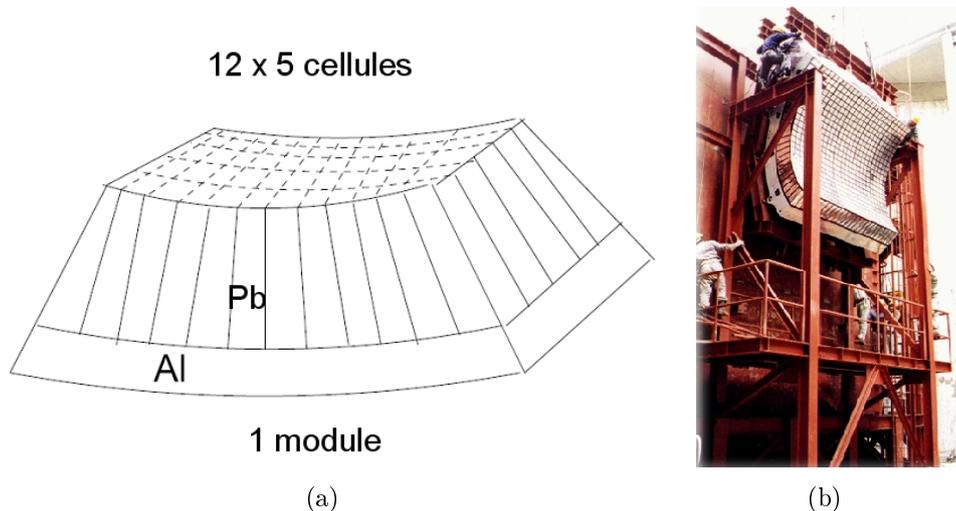


FIG. 31 – (a) : Module du LG : chacun des 10 modules du LG est composé de 12×5 cellules de verre au plomb. (b) : Photographie de l'installation du LG.

Les informations de chaque cellule sont stockées dans un TMC (*Time Mean Cell*) et un ADC. Les charges mesurées par l'ADC permettent de faire concorder la lumière vue par le LG avec les traces détectées par le SciFi. L'énergie déposée par un électron peut être mesurée avec une résolution de $8\%/\sqrt{E}$, tandis que le muon dépose dans le LG moins de 1 MeV. C'est pourquoi les électrons de haute énergie (supérieure à 1,2 GeV) peuvent être aisément distingués des muons, permettant une mesure de la contamination en ν_e de $(1,0 \pm 0,3)\%$. Des informations supplémentaires sont disponibles dans [30]. Rappelons également que le LG ne fut en activité que pour la période K2K I. Il fut ensuite remplacé par le SciBar que je vais maintenant décrire.

II.3.2.3 Barres scintillantes ou Scibar

Le détecteur SciBar a été installé en été 2003 à l'emplacement du LG. J'ai d'ailleurs participé à sa mise en oeuvre, ce qui fut ma première contribution à l'expérience K2K. L'équipe d'installation est photographiée sur la figure 32.

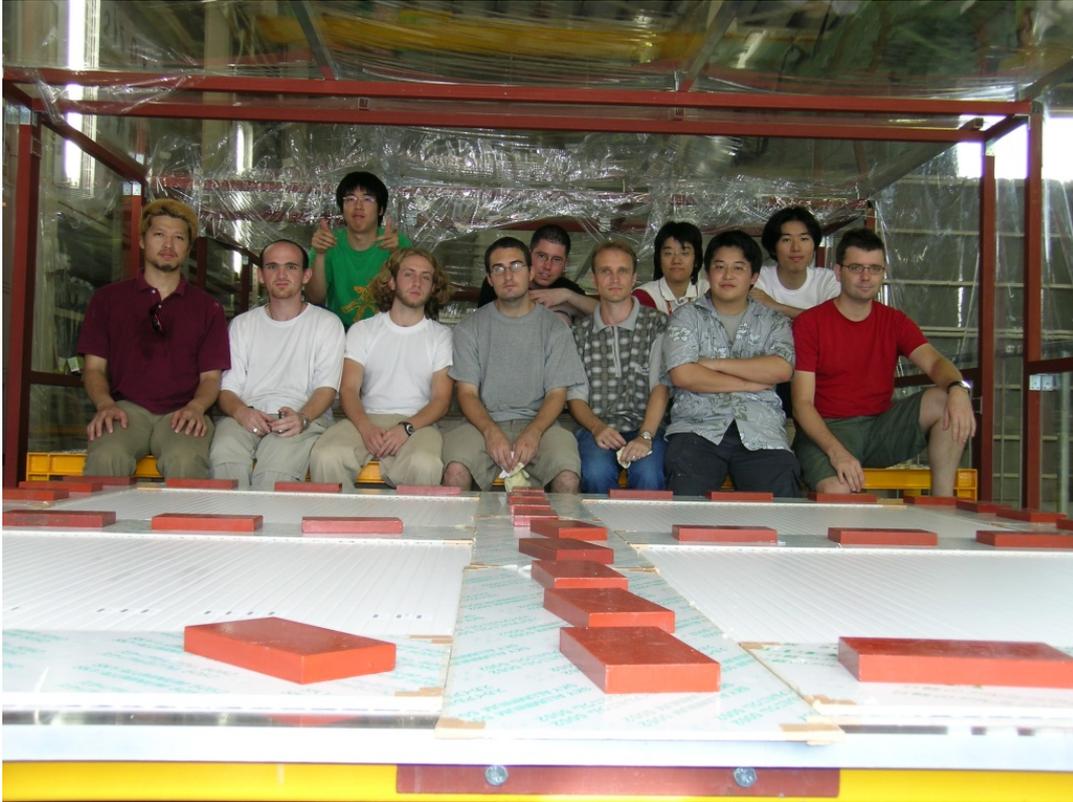


FIG. 32 – Equipe d'installation du détecteur SciBar (été 2003). Les barres scintillantes sont en phase de collage pendant 8h, les deux plans sont pressés l'un contre l'autre par les briques de plomb.

Il détecte toute interaction de neutrino dans son volume qui est donc complètement actif, en reconstruit les traces et l'énergie des particules mises en jeu. Les muons ayant un pouvoir traversant important, ils s'échappent en règle générale du SciBar sans avoir déposé toute leur énergie. La plupart atteint alors le détecteur à muons MRD qui est mis à profit pour complètement définir leur énergie. A contrario, les particules créant des traces très courtes comme le proton sont parfaitement reconstruites, à condition que leur énergie soit supérieure au seuil de détection. A la différence du SciFi, la cible n'est pas de l'eau mais du CH qui compose les barres scintillantes.

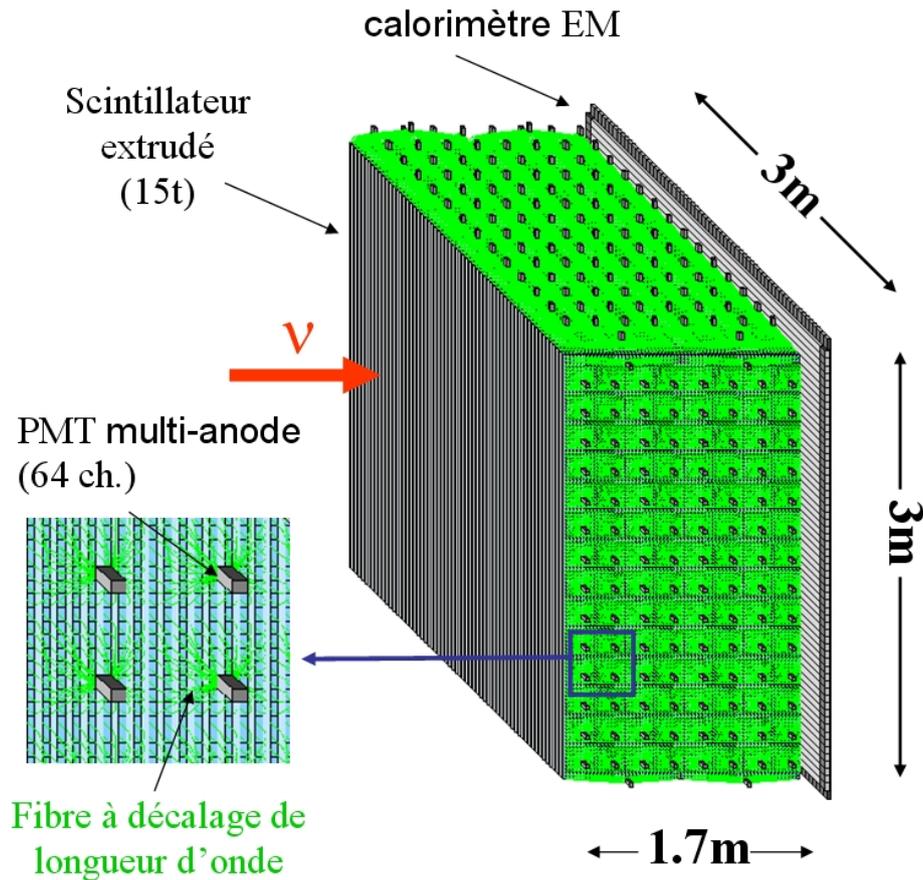


FIG. 33 – Description du SciBar. 15 000 barres scintillantes contiennent autant de fibres à décalage de longueur d'onde vers le vert. La lumière de scintillation se propage à travers de ces fibres et est détectée par des PMTs multi-anodes (64 canaux).

Représenté sur la figure 33, ce détecteur est composé de 15000 barres scintillantes de 3 m de long et de section $2,5 \text{ cm} \times 1,3 \text{ cm}$. Elles sont collées en plans horizontaux et verticaux. La colle a d'ailleurs été étudiée spécifiquement afin d'obtenir le meilleur compromis : une colle trop rigide aurait fait subir à l'ensemble des contraintes trop importantes lors de l'installation avec donc des risques de casse, une colle trop élastique aurait entraîné la déformation du détecteur, rendant difficile la reconstruction des traces. Chaque barre a été trouée sur toute leur longueur afin d'y glisser des fibres à décalage de longueur d'onde. La lumière de scintillation est ainsi décalée dans le vert, à une longueur d'onde détectée très efficacement par les PMTs. Ces PMTs sont des multi-anodes qui peuvent recevoir 64 fibres chacun. Lorsqu'une interaction se produit dans le détecteur, les particules chargées émettent de la lumière de scintillation qui est détectée par les PMTs. Grâce au temps de détection, la position du point de passage dans la barre est déterminée. L'entrelacement de plans verticaux et horizontaux permet une reconstruction dans l'espace. Des traces de 10 cm peuvent ainsi être reconstruites. La figure 34 présente deux exemples de reconstruction de traces.

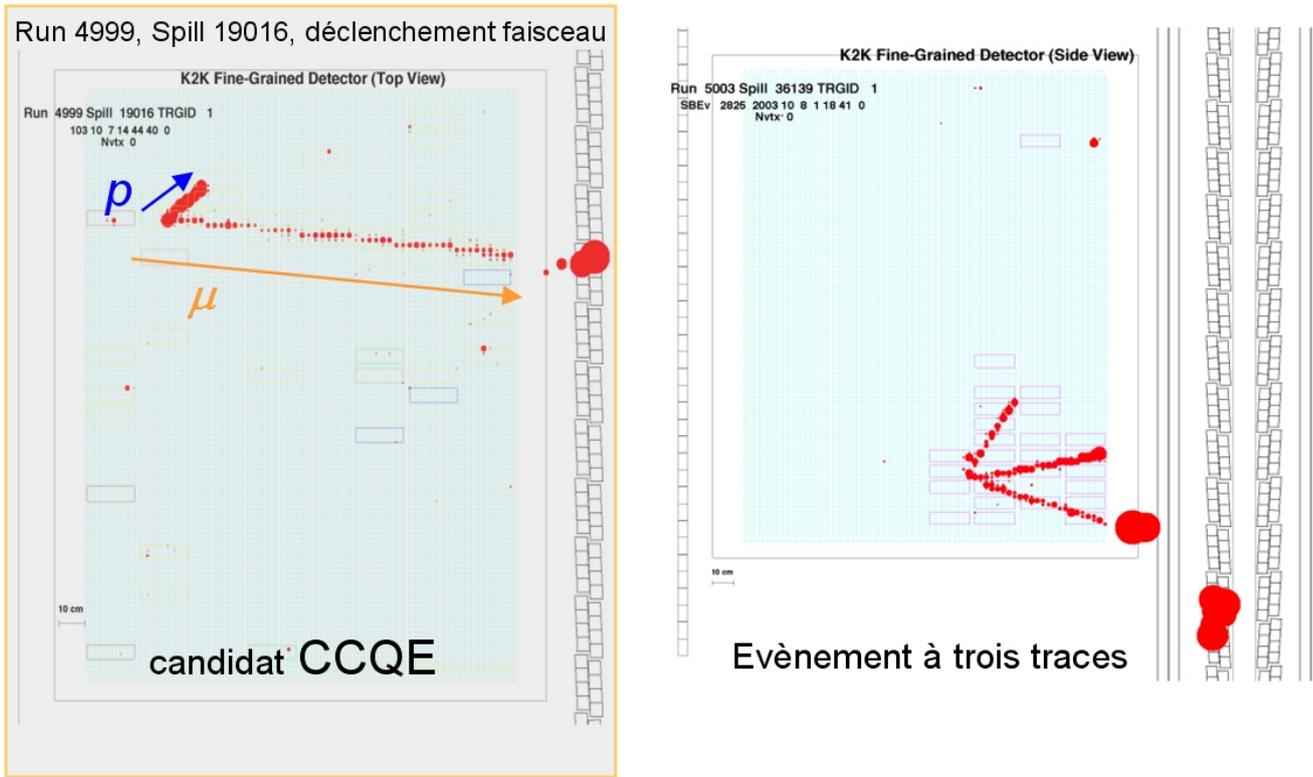


FIG. 34 – Représentation graphique d'évènements dans le SciBar. Sur la figure de gauche, un neutrino semble avoir interagi dans le détecteur par un courant chargé quasi-élastique (CCQE), produisant un proton et un muon. Le muon finit sa course dans le MRD sur la droite de la figure, ce qui permet de mesurer complètement son énergie. Sur la figure de droite, un évènement à trois traces est reconstruit de manière nette.

De plus, la reconstruction du type de particule est assurée par le dE/dx : un proton et un pion chargé sont ainsi distinguables. En conclusion, ce détecteur s'avère très efficace à reconstruire les 2 traces laissées par les interactions quasi-élastiques, comme l'illustre la figure 34. Le rapport QE sur non-QE déjà déterminé par SciFi peut donc également être mesuré par le SciBar. De plus, il distingue aisément les interactions des ν_e de celles des ν_μ , offrant une mesure alternative de la contamination du faisceau. Au final, cette contamination mesurée par le SciBar vaut $1,23 \pm 0,3(stat.) \pm 0,3(syst.)\%$. Cette valeur est en accord avec la prévision du MC, soit 1,3%.

II.3.2.4 Détecteur de muon ou Muon Range Detector

Le détecteur à muons MRD (pour *Muon Range Detector*) est un calorimètre situé le plus en aval du ND. Un de ses objectifs est de mesurer (avec des statistiques bien inférieures au MUMON) l'intensité, le profil et le spectre en énergie du faisceau de neutrinos. Il permet également de mesurer l'énergie des muons créés par les neutrinos dans le SciFi et dans la KT. La figure 35 en propose un schéma.

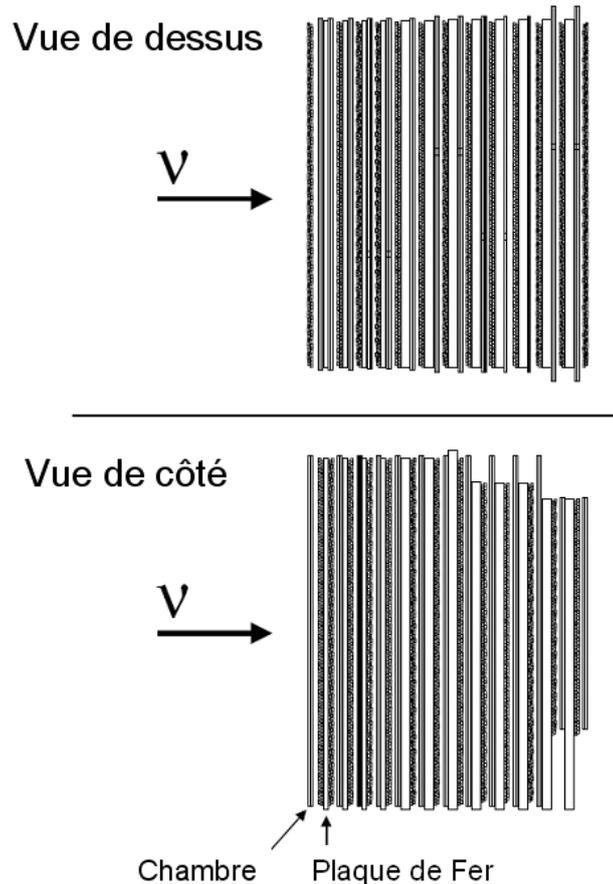


FIG. 35 – Schéma du MRD. Il consiste en un sandwich de 12 absorbeurs en Fer et de 13 ensembles de chambres à dérive verticales et horizontales. Chaque couche recouvre une surface de $7,6 \text{ m} \times 7,6 \text{ m}$. Les 4 premières plaques de Fer font 10 cm d'épaisseur, les suivantes 20.

Le muon qui traverse ce détecteur dépose son énergie dans les 13 ensembles de chambres à dérive verticales et horizontales qui le composent. Afin de pouvoir mesurer toute l'énergie des muons les plus énergétiques, ces chambres sont séparés par 12 épaisses plaques de Fer qui ralentissent le muon. Afin d'obtenir une meilleure résolution en énergie, les 4 premières plaques sont moins épaisses que les suivantes, 10 cm contre 20. La surface couverte par ce détecteur représente $7,6 \text{ m} \times 7,6 \text{ m}$.

L'épaisseur totale de Fer est de 200 cm, ce qui permet de mesurer des muons jusqu'à une énergie de $2,8 \text{ GeV}/c$. De plus, la masse totale de ces absorbeurs vaut 864 tonnes, ce qui correspond à une

cible suffisamment importante pour obtenir assez d'interactions de neutrinos. Ces données sont suffisantes pour contrôler la stabilité de l'intensité et du profil du faisceau de neutrinos chaque semaine et de son spectre en énergie chaque mois.

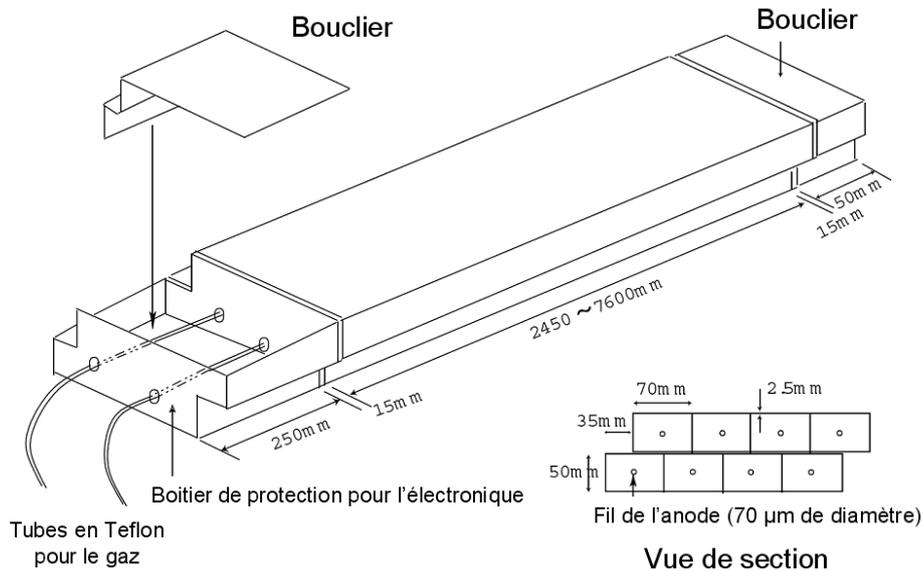


FIG. 36 – Chambre à dérive du MRD. 8 tubes de dérive composent chacun des 829 modules.

Les chambres à dérive furent utilisées pour le détecteur VENUS à TRISTAN. Elles sont constituées de 829 modules, eux-mêmes composés de 8 tubes à dérive comme décrit sur la figure 36. Ces tubes font 7,6 m de longueur et 5 cm \times 7 cm de section et comportent un fil de tungstène de 70 μm de diamètre en guise d'anode, porté à 2,7 kV. Au total, il y a donc 6632 tubes, chacun rempli d'un mélange gazeux : 90% méthane et 10% argon. Seulement une cinquantaine de tubes sont inutilisables à cause de bruit, une proportion trop faible pour affecter les performances du détecteur. Plus de précisions sur ce détecteur sont disponibles dans [31].

II.4 Le détecteur lointain Super Kamiokande

Avant d'être le détecteur lointain de K2K, SK est surtout une expérience unique dans l'histoire de la physique des particules. Avant de décrire sa structure et son système de purification de l'eau, je vous propose un résumé de son historique.

II.4.1 Historique

Ce détecteur est le successeur de l'expérience KamiokaNDE, qui s'était illustrée en 1987 en détectant la supernova SN1987A. Le hasard a laissé une jolie anecdote à ce sujet. L'expérience fut initialement appelée Kamioka Nucleon Decay Experiment, son objectif premier était de détecter une éventuelle désintégration du proton. Quelques mois avant l'arrivée des neutrinos issus de SN1987A,

la collaboration décida de changer son objectif prioritaire vers la détection de neutrinos, changeant l'acronyme de l'expérience en Kamioka Neutrino Detection Experiment. Cette détection fut un grand succès pour la communauté de la physique des neutrinos, prouvant de façon éclatante l'intérêt de grands détecteurs Čerenkov pour l'astrophysique.

Super KamiokaNDE (SK) est situé dans la mine de Kamioka, près du village de Mozumi, province de Gifu au Japon, à 250 km de KEK, et constitue le détecteur lointain (FD) de K2K. L'Observatoire de Kamioka est géré par l'institut japonais de physique des particules ICRR²⁷. La mine est encore en activité, gérée par une compagnie privée. Le Mont Ikeno la surplombe, permettant à l'expérience de bénéficier de 1000 m de roche de bouclier, soit 2700 m d'équivalent eau. Le flux de muons cosmiques est ainsi supprimé par un facteur 10^5 . SK a commencé ses prises de données le 1^{er} avril 1996 dans des champs de physique variés : la recherche de la désintégration du proton, l'observation de neutrinos atmosphériques, de neutrinos solaires et de neutrinos de Supernova. Il est représenté sur la figure 37.

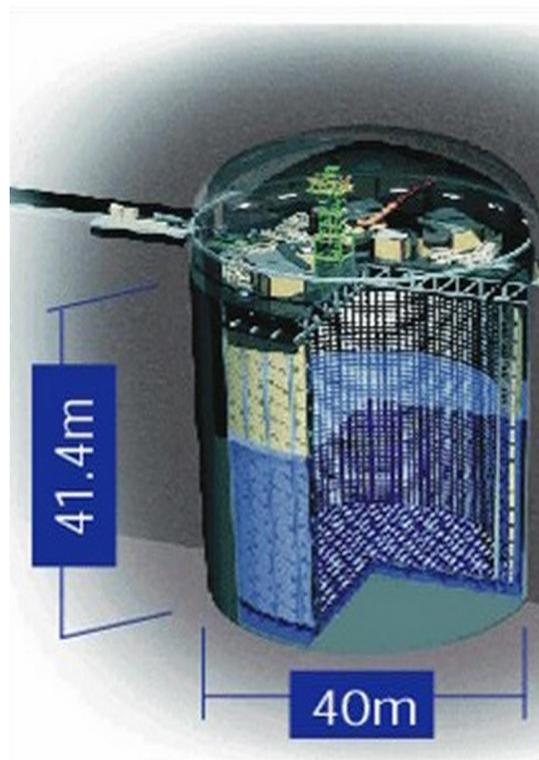


FIG. 37 – Représentation du détecteur Super Kamiokande.

En 1998, la collaboration SK a publié un résultat historique, prouvant l'existence d'oscillations de neutrinos (cf I.1).

En 2002, un accident survint dans SK lors d'une opération de nettoyage du détecteur, pour

²⁷Institute for Cosmic Ray Research.

laquelle le cylindre fut vidé de son eau. Le verre d'un PMT a été fragilisé sans être complètement cassé. Par la suite, lors du remplissage du détecteur, ce PMT a explosé sous la pression de dizaines de mètres d'eau. L'onde de choc créée alors s'est librement propagée, détruisant tous les PMTs situés sous le niveau de l'eau. Les pertes furent de plus de 5000 unités, soit plus de la moitié des PMTs. Pendant des mois, il fallut nettoyer le cylindre des morceaux de verre, puis réinstaller le détecteur. Il fut alors décidé de ne pas remplacer les PMTs cassés et de se contenter de 20% de surface couverte. Actuellement, de nouveaux PMTs sont installés afin de revenir à la surface couverte initiale. L'opération devrait s'achever pendant l'été 2006. On décrira dans la suite la configuration initiale SK I.

II.4.2 La structure du détecteur

SK a servi de modèle pour la KT et lui est donc similaire, mais à une exception près, la taille. Ce cylindre mesure en effet 41,4 m de haut et 39,3 m de diamètre, rempli de quelques 50 kt d'eau. Le réservoir est séparé optiquement en deux régions cylindriques concentriques par la structure qui supporte les PMTs et du plastique opaque. Ainsi, la partie interne appelée *Inner Detector* (ID) contient 32 kt d'eau et mesure 36,2 m de haut et 33,8 m de diamètre. 11146 PMTs de 20 pouces sont installés sur les murs de l'ID et orientés vers le centre. Ils sont répartis uniformément et séparés par des intervalles de 70 cm. Tout comme la KT, le reste des murs de l'ID est recouvert de feuilles de plastique noir en polyéthylène. La région extérieure ou *Outer Detector* (OD) entoure l'ID afin de détecter des particules parasites provenant de l'extérieur. Pour cela, 1885 PMTs de 8 pouces y sont fixés et ses murs sont couverts de feuilles de Tyvec réfléchives afin de maximiser l'efficacité de détection. La figure 38 présente des photographies des différentes parties du détecteur.

II.4.3 Le système de purification de l'eau

L'eau de SK est fournie par l'eau d'infiltration de la mine de Kamioka. Des poussières et des matières radioactives détériorent la transparence de l'eau et sont des sources de bruit de fond. Afin de les éliminer, un système de purification filtre l'eau de SK. Ce système est similaire à celui de la KT : les bactéries sont tuées par des stérilisateurs ultra-violet, la température de l'eau est maintenue autour de 13°C afin de ralentir leur croissance et les poussières (jusqu'à 10 nm) sont filtrées. Cependant, une différence avec le système de la KT réside dans l'utilisation d'un appareil, un dégazéifieur à vide, qui élimine les gaz dissous dans l'eau. Par exemple, la présence d'oxygène diminue la transparence de l'eau, ce qui devient un problème dans SK du fait de la taille du détecteur (contrairement à la KT où cet effet est négligeable). Le radon quant à lui peut être une source de bruit de fond pour les neutrinos de basse énergie à cause de sa radioactivité. De plus, l'air sur le site de SK est également purifié du radon afin de prévenir sa dissolution dans l'eau.

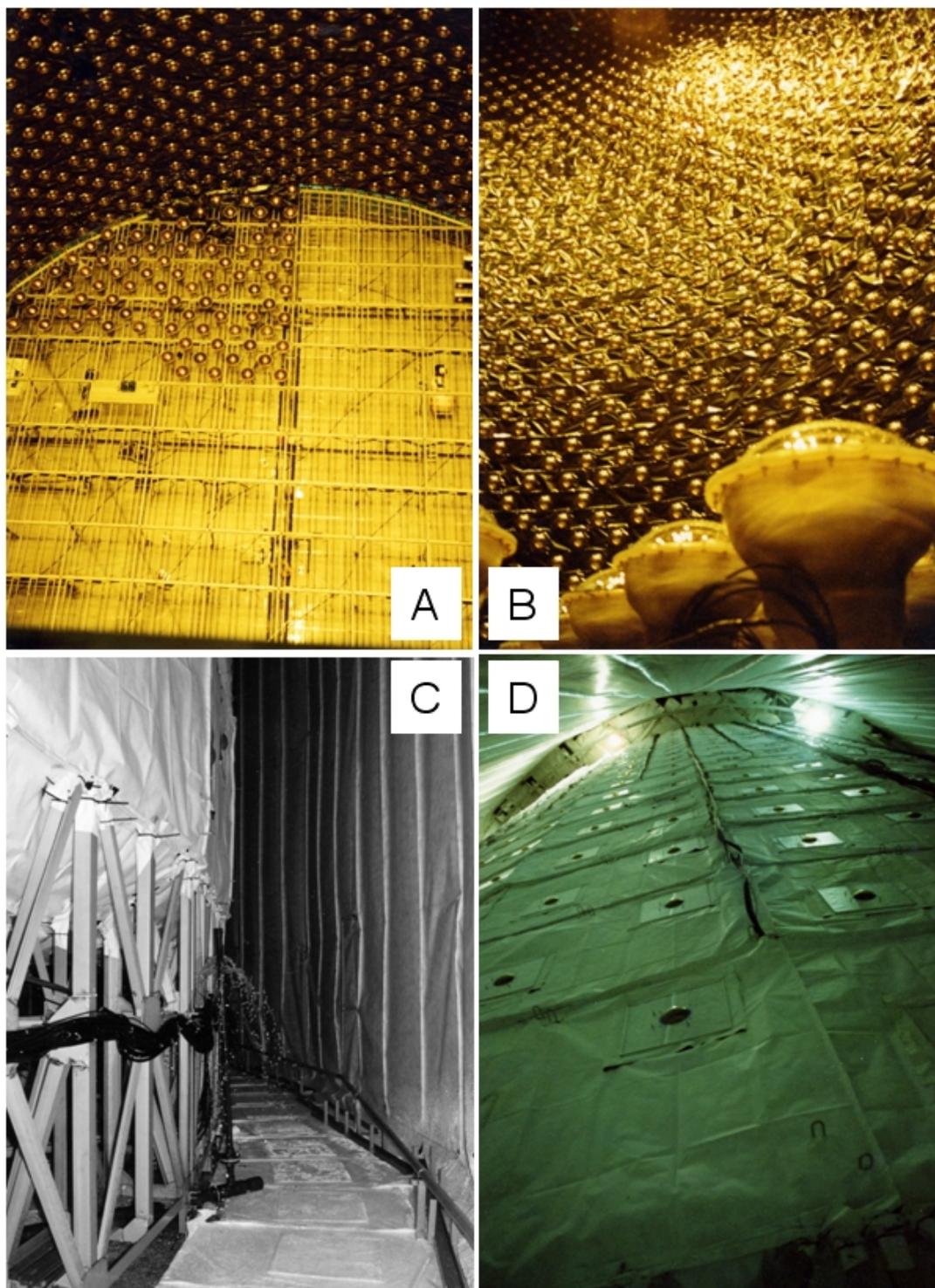


FIG. 38 – Photographies de SK. A : installation du détecteur. B : plus de 11000 PMTs équipent ce détecteur. C : Remplissage de l'OD. D : comme pour la KT, le Tyvec blanc amplifie par réflexion la lumière des particules parasites.

II.5 Les différentes logiques d'acquisition de données dans K2K

Le système d'acquisition de données doit gérer de nombreux paramètres :

- le temps de déclenchement fourni par l'accélérateur
- les relations entre les différents détecteurs du ND
- la synchronisation entre le ND et le FD
- les données de SK autres que celles du faisceau de K2K (neutrinos solaires, atmosphériques, éventuelle supernova).

Au final, il est donc relativement complexe, aussi je le décrirai en trois étapes : le déclenchement de la KT, la synchronisation au sein du ND et le déclenchement de SK.

II.5.1 Le système d'acquisition de données de la KT

L'acquisition des données s'effectue grâce au système électronique schématisé sur la figure 39. Ce système est très semblable à celui de SK décrit dans la partie II.4, à quelques nuances près.

L'électronique front-end a en charge l'enregistrement et la digitilisation des informations des PMTs (charge et temps), ainsi que la génération de pulses pour la logique de déclenchement. Dans ce but, des composants spécifiques à K2K ont été développés : les ATMs (pour *Analog Timing Module*). Chaque module ATM peut recevoir les informations de 12 PMTs. Pour chacune de ces 12 entrées, un ADC et un TDC enregistrent sur deux canaux la charge et le temps. Chaque coup dans l'ADC et le TDC vaut respectivement 0,15 pC et 0,4 ns. 66 ATMs sont nécessaires pour les 748 PMTs de la KT (ID et OD). Les ATMs sont regroupés par 8 dans un ensemble appelé TKO²⁸ avec également un module SCH (pour *Super Control Head*) qui gère les données et un GONG (pour *GO/Not Go*) qui sert pour le déclenchement. Leurs piédestaux sont mesurés toutes les demi-heures.

4 SMP (pour *Super Memory Partner*) permettent de collecter et d'enregistrer temporairement les données des ATMs. Ces données seront ensuite pour chaque évènement ordonnées, mises en forme et enregistrées par un ordinateur consacré uniquement à cette tâche.

Que se passe-t-il lorsqu'un évènement se produit dans la KT ?

1. le signal de chaque PMT est discriminé à un seuil de 0,3 photo-électron afin de réduire les faibles signaux dus au bruit, puis sa charge est digitisée par l'ADC de l'ATM.
2. cette charge discriminée permet de créer un signal rectangulaire de 200 ns, HITSUM (en vert sur le schéma), dont la hauteur est proportionnelle au nombre de coups dans ce canal : chaque coup correspond à 10 mV.
3. les HITSUM de tous les ATMs sont sommés par un processeur de déclenchement.
4. Cette somme est discriminée à 450 mV, ce qui correspond à 40 coups. Si ce seuil est franchi, un signal de déclenchement est envoyé à chaque GONG des ATMs (en bleu foncé). Le temps de déclenchement de l'évènement est également enregistré par le TMC (*Time Mean Cell*, fonctionne comme un TDC mais permet d'enregistrer plusieurs coups). Si le seuil n'est pas franchi, les mémoires des ATMs sont vidées.

²⁸Tristan/Kek Online.

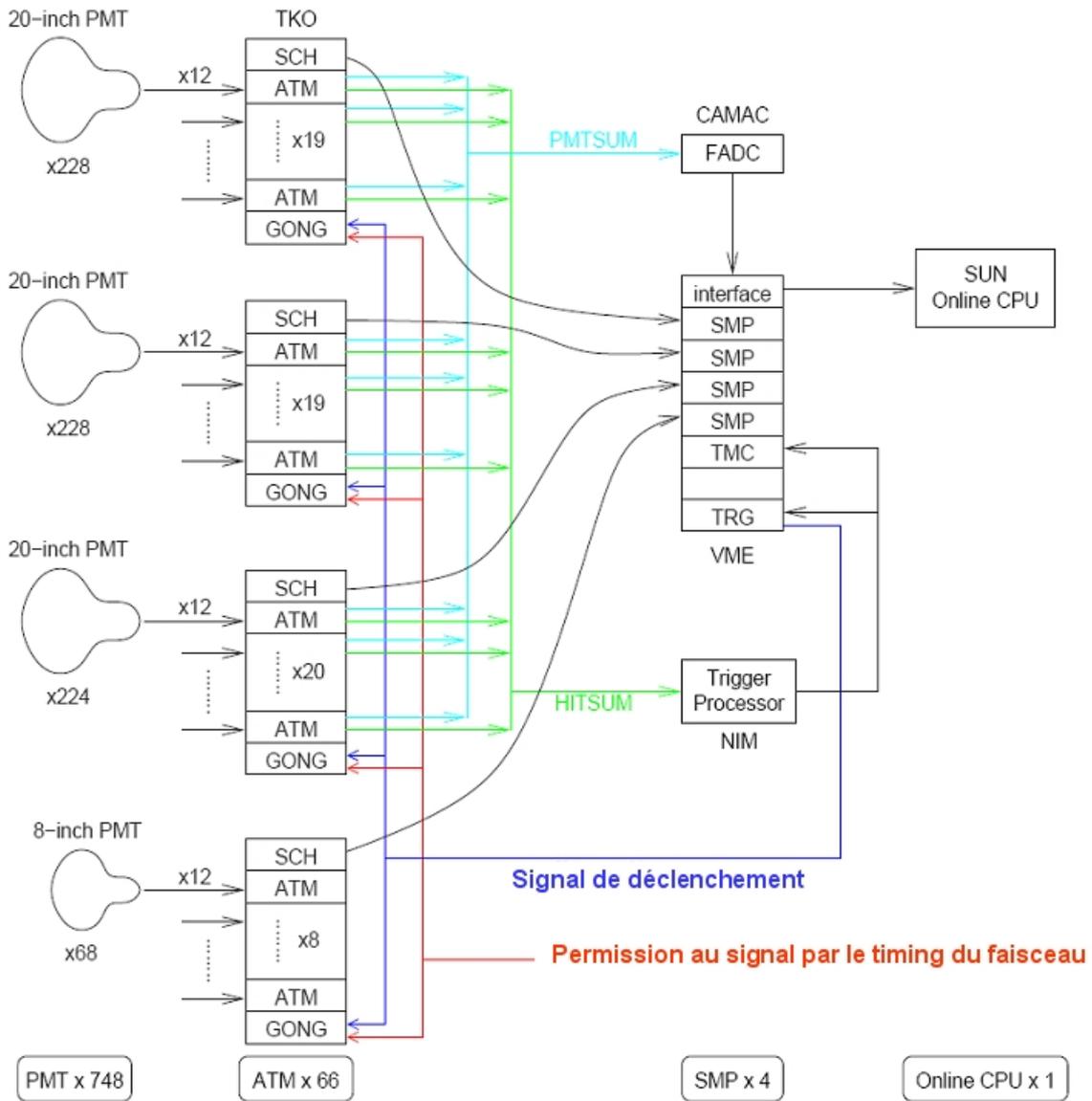


FIG. 39 – Système d'acquisition de données de la KT (description dans le texte).

5. L'accélérateur fournit un signal pendant la production des trains de particules, soit pendant $1,3\mu s$. Si ce signal est reçu par le GONG lorsqu'il reçoit le signal de déclenchement, alors les ATMs procèdent à la digitalisation des données. Cela permet de ne pas enregistrer les évènements ne provenant pas du faisceau.
6. Une somme analogique du signal est effectuée pour chaque ATM, appelé PMTSUM (en bleu clair). Tous les PMTSUM sont enregistrés par un FADC, ce qui permet d'obtenir la forme du signal. Les pics du signal temporel permettent de mesurer le nombre d'évènements pour ce train du faisceau.
7. En parallèle, les 12 couples de données charge-temps sont envoyés au SCH de chaque ATM.
8. Les SMPs viennent lire ces données.
9. lorsque tous les SMPs ont collecté les données, elles sont envoyées à l'ordinateur avec la forme du signal et le temps de déclenchement.
10. L'ordinateur enregistre toutes les données, les trie, et les envoie à l'ordinateur *hôte* qui les assemble en leur attribuant un numéro d'évènement.

Il faut remarquer que le signal de déclenchement de l'accélérateur est primordial pour ce système : si l'écart temporel entre ce signal et la production effective des neutrinos varie trop, des évènements risquent d'être perdus. C'est pourquoi la stabilité de cet écart est étudiée en utilisant les muons issus du faisceau et détectés par le MUMON.

Cette séquence donne une idée très précise du système logique d'acquisition *faisceau* des données dans la KT. Il faut également noter que trois autres systèmes d'acquisition complètent ce dernier :

- l'acquisition *retardée* qui suit l'acquisition faisceau . Elle permet en particulier d'enregistrer les électrons provenant de la désintégration de muons, eux-mêmes résultat de l'interaction de neutrinos.
- l'acquisition *hors-faisceau* qui est ouverte 1 ms après celle du faisceau. Elle dure autant et permet donc d'estimer le taux de bruit de fond.
- l'acquisition *rayons cosmiques* qui permet de collecter des muons cosmiques pour diverses calibrations. En particulier, c'est le système d'acquisition qui permet la calibration *Cosmic Ray Pipe* à laquelle j'ai contribué et que je décris en détail dans la partie III.2.5.

II.5.2 Le système d'acquisition de données du ND

Les données de chaque détecteur du ND sont traitées train de neutrinos par train de neutrinos, avec un signal de déclenchement unique fourni par l'accélérateur $120\mu s$ avant de ces trains. La figure 40 montre un diagramme schématique du système d'acquisition de données du ND. Ce système est composé de 3 ordinateurs, servant à collecter les données de la KT pour le premier, du SciFi pour le second et des autres détecteurs pour le troisième. Ces ordinateurs envoient les données à un dernier ordinateur appelé *event builder* (constructeur d'évènement) qui va trier toutes ces données et les regrouper en un ensemble unique, désigné par le numéro du train du faisceau. La taille des données d'un train vaut typiquement 1 MB.

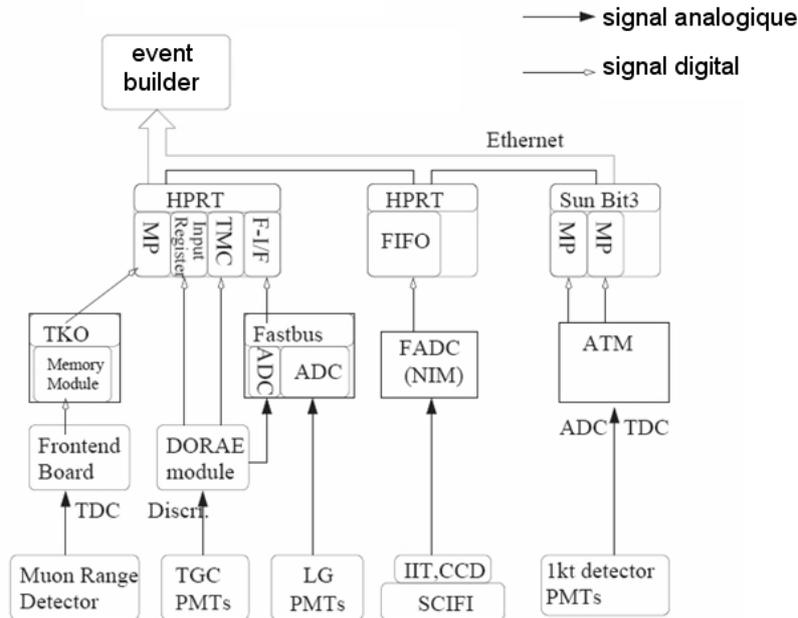


FIG. 40 – Diagramme schématique du système d'acquisition de données du ND. 3 ordinateurs sont consacrés à la collecte de données : un SUN recueille celle de la KT et deux HPRT celles du FGD. Un dernier ordinateur appelé *event builder* trie les données de chaque détecteur en utilisant le numéro du train du faisceau et construit le fichier de données.

II.5.3 Le système d'acquisition de données de SK

Le système d'acquisition de SK est décrit dans ce paragraphe. Hormis l'acquisition des données des détecteurs interne et externe, il assure la logique de déclenchement. Ces trois parties vont maintenant être détaillées.

II.5.3.1 L'électronique du détecteur interne

Le système d'acquisition de données de l'ID est presque identique à celui de la KT décrit ci-dessus. Le schéma 41 en présente son électronique. 4 huttes électroniques ont été construites au-dessus du cylindre de SK afin de recueillir chacune un quart des données de l'ID : 2 d'entre elles se partagent la paroi et les 2 autres s'occupent du plafond et du sommet respectivement. Afin de recevoir, digitaliser et enregistrer la charge et le temps des PMTs de l'ID, 946 ATMs sont utilisés au total. Leur fonctionnement est similaire à ceux de la KT, décrit dans le paragraphe précédent. Ils sont réunis dans 48 modules TKO. Les signaux HITSUM de chaque ATM sont sommés dans chaque hutte électronique et envoyés à la hutte centrale qui est également située sur le toit du cylindre. Les 4 signaux HITSUM des huttes sont à leur tour sommés et permettent de décider ou non du déclenchement de l'acquisition. Si le nombre de PMTs touchés est suffisant, les modules TKO envoient les données des ATMs aux 48 modules SMPs. Ces SMPs sont répartis en 8 modules VME sur lesquels 8 ordinateurs viennent alors lire les données. Seulement un huitième des ATMs

est lu à la fois afin de ne pas manquer la détection des neutrinos d'une éventuelle supernova. Les données collectées par les ordinateurs de chaque hutte sont ensuite transférées à l'ordinateur hôte par le réseau où elles sont regroupées afin de construire un évènement complet.

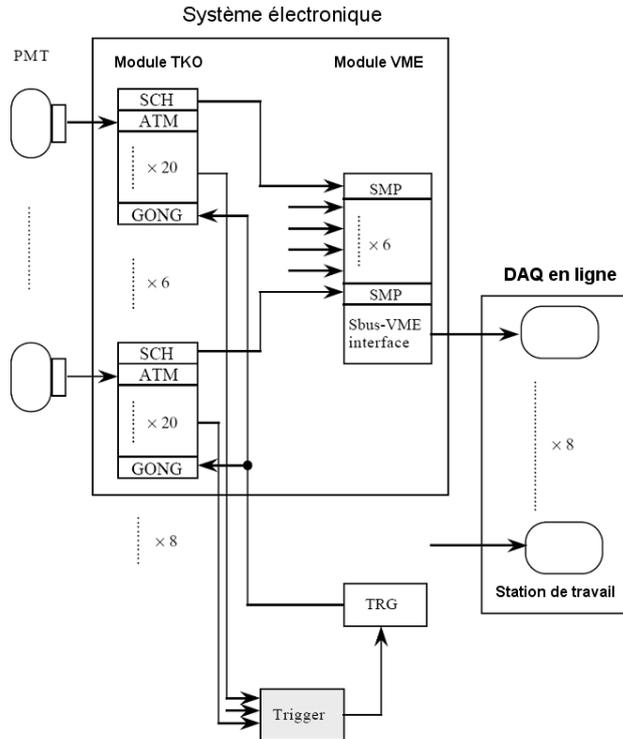


FIG. 41 – Schéma des électroniques d'acquisition du détecteur interne.

II.5.3.2 L'électronique du détecteur externe

Le système électronique de l'OD est décrit sur le schéma 42. Les signaux des PMTs de l'OD sont envoyés à des modules QTC²⁹. Ces derniers créent une impulsion rectangulaire dont le temps de montée correspond au temps d'arrivée du signal et dont la largeur est proportionnelle à la charge du PMTs. Ces modules forment également les signaux HITSUM qui sont envoyés à la hutte centrale pour la décision de déclenchement : en mode de fonctionnement *K2K*, un signal trop important dans l'OD signale un parasite, le signal HITSUM devient alors un veto au déclenchement. Les impulsions rectangulaires des QTCs sont digitalisées par des modules TDC LeCroy 1877. Le domaine dynamique des TDCs est fixé à $16\mu s$ avec une unité de temps minimum de $0,5ns$. Le contrôle et la lecture des TDCs s'effectuent grâce à des contrôleurs FASTBUS et les données stockées sont envoyées aux ordinateurs à travers un bus VME. En plus des informations des PMTs de l'OD, l'horodateur du GPS est également transporté par ce module VME. Tout comme pour l'ID, les

²⁹ *Charge-to-time converter* ou convertisseur charge-temps.

données de l'OD collectées par les ordinateurs sont finalement envoyées à l'ordinateur hôte afin de les assembler.

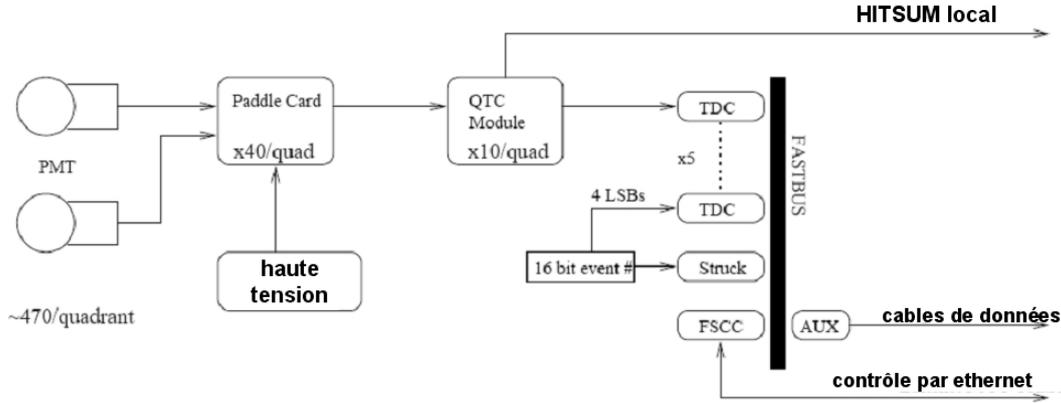


FIG. 42 – Schéma des électroniques d'acquisition du détecteur externe.

II.5.3.3 Les décisions de déclenchement

Le détecteur Super KamiokaNDE comprend trois types de déclenchements pour l'ID, celui de haute énergie (*High Energy* ou HE), de basse énergie (*Low Energy* ou LE) et de très basse énergie (*Super Low Energy* ou SLE) et un type de déclenchement pour l'OD. Le déclenchement HE est utilisé principalement pour les événements du faisceau de K2K, les rayons cosmiques, les neutrinos atmosphériques et les candidats pour la désintégration du proton. Son seuil sur le HITSUM global est fixé à 340 mV, ce qui correspond à 31 coups dans une fenêtre temporelle de 200 ns. Le taux de déclenchement est à peu près de 5 Hz. Le déclenchement LE sert à l'analyse des neutrinos solaires d'énergie supérieure à 6 MeV. Le seuil est fixé à 320 mV, ce qui correspond à 29 coups dans la même fenêtre temporelle. Le taux de déclenchement typique est de 11 Hz. Le déclenchement SLE a été mis en place en mai 1997 afin de descendre le seuil en énergie des neutrinos solaires sélectionnés à 4,6 MeV. Les déclenchements LE et SLE ne sont pas utilisés par K2K. Le OD sert à principalement à discriminer les muons issus des rayons cosmiques. Son seuil est fixé à 10 coups dans la fenêtre temporelle.

Dans K2K, l'horodatage du GPS est utilisé seulement si les déclenchements HE ou OD sont activés : ce temps est alors lu par les stations de travail. En effet, les accords entre les collaborations SK et K2K permettent à cette dernière de bénéficier des événements HE et OD dans une fenêtre de $500\mu s$ autour des événements du faisceau : la collaboration K2K peut ainsi estimer le fond d'évènements non corrélés au faisceau (dont la durée n'est que de $1,2\mu s$).

II.6 Définition des processus physiques en jeu dans K2K

Les neutrinos ν_μ et ν_e du faisceau de K2K vont interagir dans l'eau des détecteurs lointain et proche par tout un ensemble d'interactions, qui sont résumées dans le tableau 3.

Interaction	Processus
<i>Courant chargé</i>	
quasi-élastique (QE)	$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$
π unique	$\nu_l + p \rightarrow l^- + p + \pi^+$ $\nu_l + n \rightarrow l^- + p + \pi^0$ $\nu_l + n \rightarrow l^- + n + \pi^+$ $\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow l^- + {}^{16}\text{O} + \pi^+$
multiples π	$\nu_l + (n \text{ ou } p) \rightarrow l^- + (n \text{ ou } p) + \pi$ multiples
η unique	$\nu_l + n \rightarrow l^- + p + \eta^0$
κ unique	$\nu_l + n \rightarrow l^- + \lambda + \kappa^+$
profondément inélastique	$\nu_l + (n \text{ ou } p) \rightarrow l^- + (n \text{ ou } p) + \text{mésons}$
<i>Courant neutre</i>	
élastique	$\nu_l + p \rightarrow \nu_l + p$ $\nu_l + n \rightarrow \nu_l + n$
π unique	$\nu_l + n \rightarrow \nu_l + n + \pi^0$ $\nu_l + p \rightarrow \nu_l + p + \pi^0$ $\nu_l + n \rightarrow \nu_l + p + \pi^-$ $\nu_l + p \rightarrow \nu_l + n + \pi^+$ $\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_l + {}^{16}\text{O} + \pi^0$
multiples π	$\nu_l + (n \text{ ou } p) \rightarrow \nu_l + (n \text{ ou } p) + \pi$ multiples
η unique	$\nu_l + n \rightarrow \nu_l + n + \eta^0$ $\nu_l + p \rightarrow \nu_l + p + \eta^0$
κ unique	$\nu_l + n \rightarrow \nu_l + \lambda + \kappa^0$ $\nu_l + p \rightarrow \nu_l + \lambda + \kappa^+$
profondément inélastique	$\nu_l + (n \text{ ou } p) \rightarrow \nu_l + (n \text{ ou } p) + \text{mésons}$

TAB. 3 – Interactions en jeu dans K2K. n, p et l représentent respectivement un neutron, un proton et un lepton.

Ce tableau est divisé entre interactions par courant chargé et par courant neutre, pour lesquelles le neutrino est conservé. L'interaction primordial dans K2K est l'interaction quasi-élastique, en gras dans le tableau. En effet, seul un lepton et un proton sont produits, ce qui permet de reconstruire efficacement l'énergie du neutrino parent. C'est pourquoi l'on sépare ce mode d'interaction appelé QE des autres désignés comme nQE (non quasi-élastiques). Il s'agit du signal recherché lors de l'analyse de la disparition des ν_μ lors du test de leur spectre en énergie (cf section suivante). De même, les ν_e d'apparition sont également recherchés à partir de leurs interactions quasi-élastiques : la présence d'un électron comme particule créée en constitue le signal. Cependant, les ν_e de contamination du faisceau interagissent également selon ce mode et représentent donc un bruit de fond

quasiment inextricable du signal. L'autre composante importante du bruit de fond de l'analyse d'apparition provient des modes ne créant qu'un π^0 (courant neutre à π unique). En effet, le pion se désintègre selon $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ et ces deux γ peuvent être confondus avec la détection d'un électron unique, comme expliqué dans la partie V.3. Enfin, les modes d'interaction faisant intervenir les η et les κ sont négligeables du fait de leur très faibles sections efficaces.

Cette présentation des différents modes d'interaction au sein de l'expérience K2K permet d'appréhender l'analyse de disparition des ν_μ qui suit.

II.7 Résultats sur les paramètres d'oscillation

L'expérience K2K a permis d'obtenir des mesures uniques dans le domaine des oscillations de neutrinos. L'étude de la disparition des ν_μ de son faisceau constitue son canal principal, K2K a confirmé et amélioré les mesures par SK des oscillations des neutrinos atmosphériques. Mais K2K a également accès à la déformation du spectre en énergie des neutrinos : l'énergie du faisceau permet de couvrir le domaine en L/E dans lequel Δm_{23}^2 est attendu. Cette section vise à expliquer le concept de cette analyse et les outils statistiques qu'elle utilise, avant de présenter les résultats de K2K dans la plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$.

Tout d'abord, le concept de cette analyse est de séparer les informations provenant de la disparition des ν_μ de celles résultant de la distorsion du spectre. Aussi, trois fonctions de vraisemblance sont fabriquées afin de rendre compte de ces deux contributions spécifiques ($\mathcal{L}_{disparition}$ et $\mathcal{L}_{spectre}$), mais également des erreurs systématiques ($\mathcal{L}_{systematiques}$). La fonction de vraisemblance globale \mathcal{L} est donc de la forme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{disparition} \times \mathcal{L}_{spectre} \times \mathcal{L}_{systematiques}. \quad (55)$$

En ce qui concerne la disparition de neutrinos, l'échantillon analysé comprend toutes les interactions survenues dans le volume fiduciel de SK. En comparant le nombre d'interactions prédit grâce au détecteur proche ($I_{attendues}$) avec celui effectivement observé à SK ($I_{observees}$), les paramètres d'oscillation sont fortement contraints. Le tableau suivant présente ces chiffres période par période, en y ajoutant leurs erreurs respectives.

Période	$I_{observees}$	$I_{attendues}$	Erreurs
K2K Ia	1	4,6	+17,6% -14,9%
K2K Ib	54	75,2	$\pm 5,1\%$
K2K II	57	76,2	$\pm 5,1\%$

A partir de ces chiffres, $\mathcal{L}_{disparition}$ est construite en estimant par l'intermédiaire d'une fonction de Poisson la vraisemblance de chaque couple de paramètres $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$:

$$\mathcal{L}_{disparition} = \text{Poisson}(I_{observees}, I_{attendues} \times \mathcal{P}(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})). \quad (56)$$

Pour l'étude du spectre en énergie, seuls 58 évènements ont été sélectionnés : il s'agit d'anneaux uniques de type muonique pour lesquels la reconstruction en énergie a une meilleure résolution. Ce spectre est ensuite testé sous différentes hypothèses : pas d'oscillation de neutrinos, ou bien une oscillation des neutrinos déformant le spectre. Dans ce dernier cas, le spectre est testé pour

différents paramètres (Δm_{23}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$) et $\mathcal{L}_{\text{spectre}}$ correspond à la vraisemblance de ce test pour chaque couple. La figure 43 représente ce spectre, ainsi que les hypothèses *aucune oscillation* en bleu et *oscillation* en rouge (correspondant alors aux paramètres de plus grande vraisemblance).

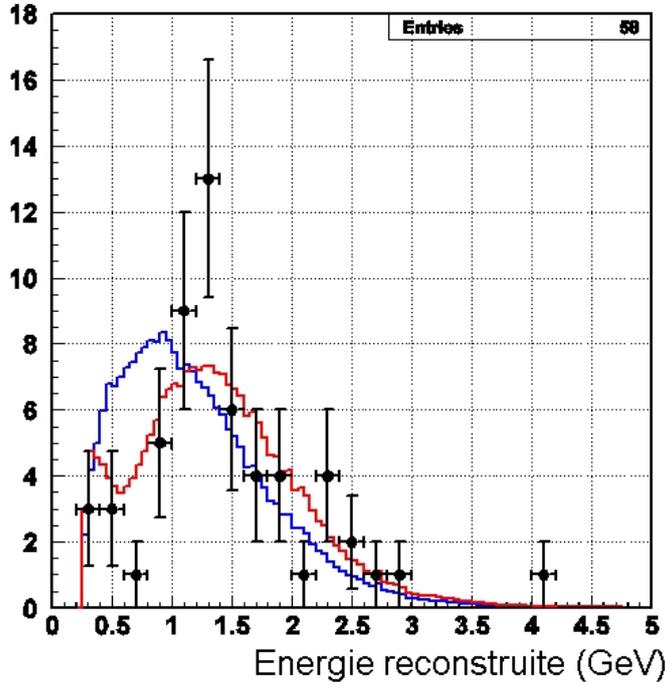


FIG. 43 – Energie reconstruite des neutrinos de K2K. L'échantillon est composé d'événements à un anneau de type muonique. Les données sont représentées par les croix noires, le trait continu bleu correspond au MC sans oscillation, le rouge au MC avec oscillation.

Enfin, $\mathcal{L}_{\text{systematiques}}$ prend en compte toutes les erreurs systématiques. Elles sont traitées comme paramètres libres, mais contraintes par une gaussienne dont la largeur dépend de l'incertitude de l'erreur en question. Ces paramètres proviennent du flux de neutrinos (8 paramètres), des rapports non-QE/QE et NC/QE, du facteur d'extrapolation Far/Near (6 paramètres), de la normalisation de $I_{\text{attendues}}$ (3 paramètres) et de l'efficacité et l'échelle en énergie de SK (7 paramètres pour SK I, 7 autres pour SK II). SK I et II sont traités indépendamment, puisque leurs configurations sont différentes. La fonction de vraisemblance \mathcal{L} est obtenue en sommant les logarithmes des trois fonctions décrites précédemment. En comparant sa valeur à chaque point du plan, on obtient le point de plus grande vraisemblance, qui correspond à l'estimation de $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$ par K2K :

$$\Delta m_{23}^2 = (2,55 \pm 0,40) \times 10^{-3} eV^2$$

$$\sin^2 2\theta_{23} = 1,19 \pm 0,23.$$

Il n'est pas étonnant de trouver pour $\sin^2 2\theta_{23}$ une valeur non physique : les fluctuations statistiques l'expliquent, comme le montre la figure 44. Si un grand nombre d'expériences comme K2K étaient

réalisées, elles n'auraient jamais le même résultat mais respecteraient une distribution caractéristique du type de l'expérience et de ses erreurs systématiques. Malheureusement, la physique n'a pas le luxe de bénéficier d'une centaine de K2K. Elle peut cependant les simuler afin d'obtenir une approximation de la répartition des résultats. C'est ce qui a été fait sur la figure 44 et qui confirme que les résultats effectifs de K2K ne sont pas incongrus.

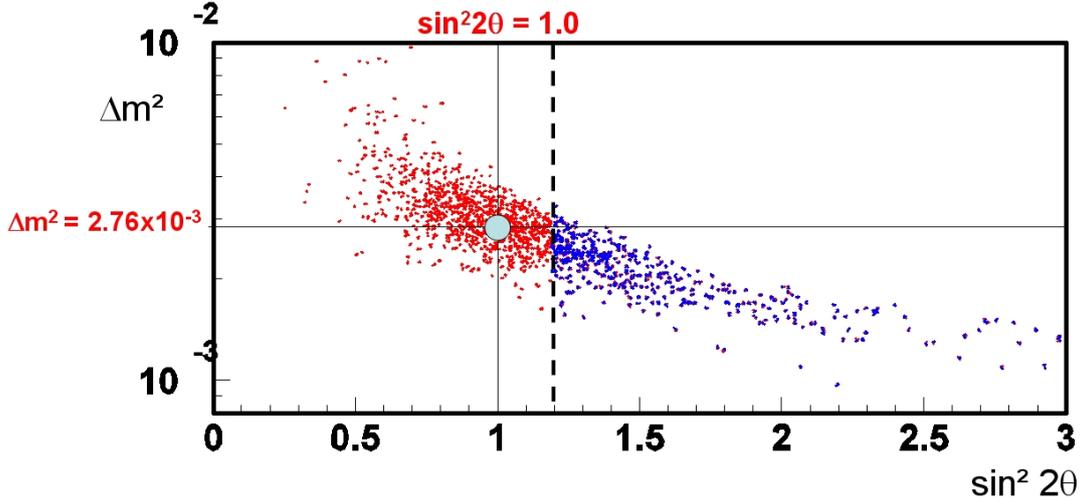


FIG. 44 – Test par toy MC des mesures possibles par K2K des paramètres Δm_{23}^2 et $\sin^2 2\theta_{23}$. Le trait pointillé correspond à la valeur de $\sin^2 2\theta_{23}$ de plus grande vraisemblance (1,19), valeur non physique mais possible par des fluctuations statistiques pour 26,2% des expériences. Les traits continus et le point bleu correspondent aux paramètres utilisés dans la génération du toy MC ($2,76 \times 10^{-3} eV^2$, 1,00).

De plus, ces simulations permettent également de projeter le résultat de K2K dans le domaine physique. Ils deviennent alors :

$$\begin{aligned}\Delta m_{23}^2 &= (2,76 \pm 0,36) \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &= 1,0.\end{aligned}$$

Je tiens cependant à faire remarquer que le physicien souhaitant faire un fit global de tous les résultats sur les paramètres d'oscillation devra utiliser les valeurs non physiques de K2K. En effet, le résultat précédent est une projection dans l'espace physique réel et introduit un biais vers le bas sur $\sin^2 2\theta_{23}$. Par exemple, si $\sin^2 2\theta_{23}$ est maximal, autant de mesures devraient être supérieures et inférieures à 1. Si toutes les mesures supérieures à 1 sont projetées à la valeur 1, alors le fit global de toutes les mesures sera évidemment biaisé vers le bas.

L'hypothèse de non oscillation peut être testée en comparant la valeur de \mathcal{L} au point (0,0) à ce point de plus grande vraisemblance :

$$\begin{aligned}\Delta \ln \mathcal{L} &= \ln \mathcal{L}(0,0) - \ln \mathcal{L}(2,76 \cdot 10^{-3}; 1,0) \\ &= 10,49\end{aligned}\tag{57}$$

$$\Rightarrow \text{Probabilité de } 0,0028\%(4,19\sigma)\tag{58}$$

L'hypothèse de non oscillation est fortement exclue.

De la même manière, en comparant la valeur de \mathcal{L} à ce point de plus grande vraisemblance avec celle de chaque point du plan, les contours d'exclusion à différents niveaux de confiance peuvent être tracés : les figures 45(a) et 45(b) présentent une comparaison des contours à 68 et 90% de K2K et SK.

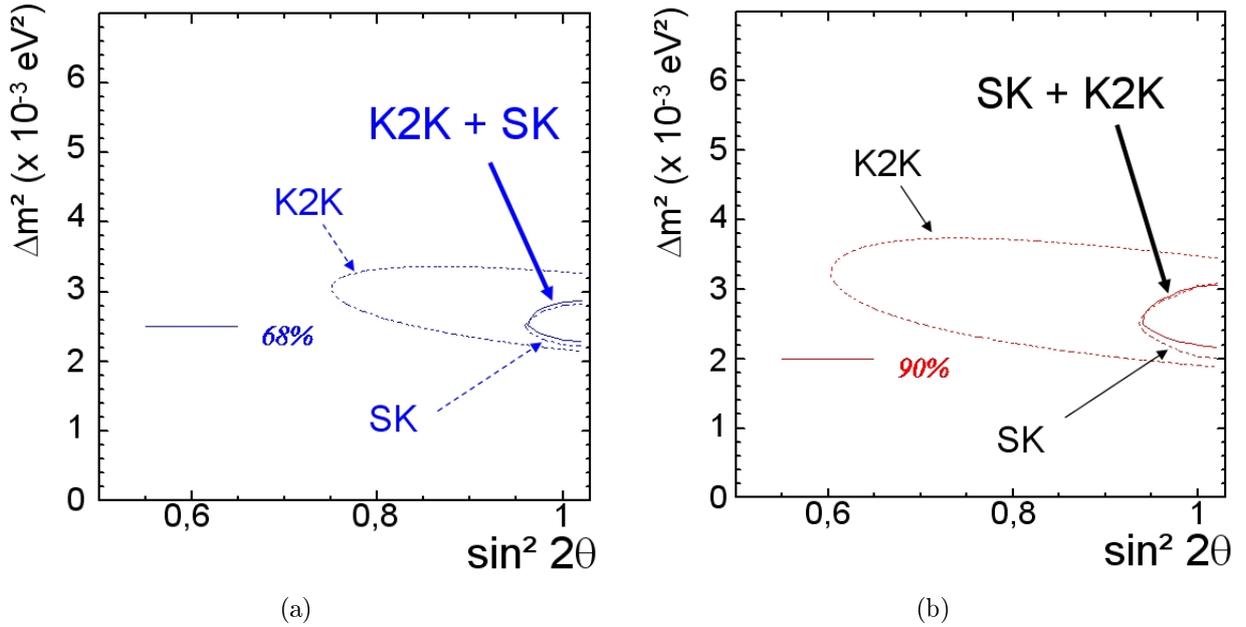


FIG. 45 – (a) : Contributions respectives à 68% de degré de confiance de K2K, SK et combinés dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$.

(b) : Contributions respectives à 90% de degré de confiance de K2K, SK et combinés dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$.

Un domaine sur Δm_{23}^2 peut être obtenu en se plaçant à $\sin^2 2\theta_{23} = 1$: à 90% de niveau de confiance, Δm_{23}^2 se situe alors dans $[1, 88; 3, 48] \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

La collaboration K2K a pu combiner ses résultats avec ceux de SK. Les fonctions de vraisemblance ont été simplement sommées. La figure 46 en présente les contours d'exclusion à 68, 90 et 99% de degré de confiance. Pour une projection sur $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, le domaine de Δm_{23}^2 devient grâce à cette combinaison $[2, 17; 3, 03] \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Quant à l'apparition de ν_e , il s'agit du sujet principal de cette thèse et mon analyse sera détaillée dans les parties V et VI. Les détecteurs clés de K2K sont évidemment les deux Čerenkov à eau, la KT et SK. C'est pourquoi la partie suivante décrit le fonctionnement général d'un détecteur Čerenkov à eau et les calibrations qui y sont nécessaires.

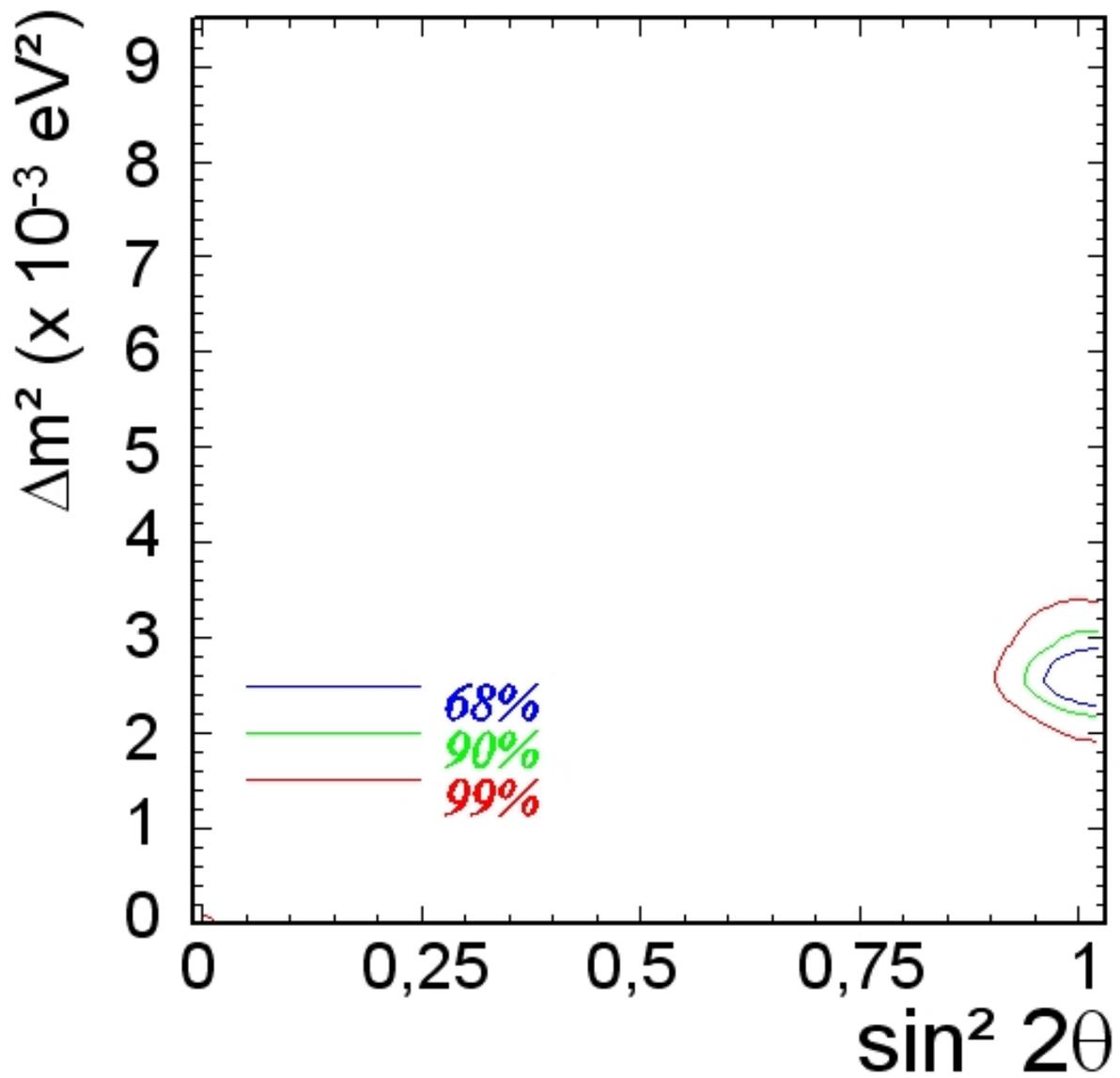


FIG. 46 – Contributions respectives à 68, 90 et 99% de degré de confiance de K2K et SK combinés dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$.

III Fonctionnement et calibrations d'un détecteur Čerenkov à eau

Ce chapitre vise à rendre compte du fonctionnement complet d'un détecteur Čerenkov. Ce fonctionnement implique une bonne connaissance du principe de détection, mais également des différentes calibrations nécessaires.

III.1 Principe d'un détecteur Čerenkov

Comprendre ce type de détecteur implique la compréhension théorique de l'effet Čerenkov, mais également la prise en compte de la propagation de la lumière dans l'eau, la technique à l'oeuvre au sein des PMTs, ainsi que les concepts utilisés par les logiciels de reconstruction.

III.1.1 L'effet Čerenkov

III.1.1.1 Historique

Dès 1910, Marie Curie remarque que ses sources radioactives produisent de la lumière dans l'eau. L'explication de cette lumière fut pendant longtemps la fluorescence de solutés présents dans l'eau. Mais de 1926 à 1929, Lucien Mallet étudie le spectre de cette lumière et s'aperçoit de son caractère continu, en contradiction avec l'hypothèse fluorescence qui implique un spectre discret. De surcroît, de 1934 à 1937, Pavel Aleksojevic Čerenkov prouve que la lumière créée ne dépend pas du liquide : la fluorescence est donc écartée.

Čerenkov avait mesuré les propriétés générales, mais n'avait pas trouvé de modèle mathématique pouvant apporter une explication. Ce sont Frank et Tamm qui apporteront cette explication qui est décrite dans la section suivante. Tous les trois recevront le prix Nobel de physique 1958 pour la découverte de ce phénomène qui portera le nom d'*effet Čerenkov*.

III.1.1.2 Principe

Que se passe-t-il lorsqu'une particule chargée se propage dans un milieu transparent et diélectrique à une vitesse relativiste, ou plus exactement supérieure à c/n où n est l'indice de réfraction local? Les atomes au voisinage de sa trajectoire sont perturbés, leurs couches électroniques sont déformées, ce qui entraîne la création de petits dipôles. Le champ de polarisation devient alors dissymétrique, créant des radiations sur la trajectoire de la particule. Les interférences entre ces radiations sont constructives lorsque $v > c/n$ et produisent un front d'onde cohérent vers l'avant à un angle d'émission θ défini par :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (59)$$

On peut en déduire l'angle maximal d'émission par effet Čerenkov :

$$\theta_{max} = \text{Arccos} \left(\frac{1}{n} \right). \quad (60)$$

A chaque point x de la trace de la particule, la lumière est donc émise selon une symétrie axiale et sur un cône de demi-angle au sommet $\theta(x)$. En effet, la vitesse de la particule décroît le long de sa trajectoire et donc l'angle d'émission diminue. D'ailleurs, lorsque la particule passe en-dessous du seuil de production Čerenkov, soit $\beta < \frac{1}{n}$, on ne peut plus suivre sa trace.

La distribution angulaire de cette émission est très piquée à cet angle. De plus, l'onde lumineuse répond aux propriétés suivantes :

- son champ électrique est orthogonal à la surface du cône
- son champ magnétique y est tangent.

Frank et Tamm ont calculé le taux de production de radiation W par unité de longueur l :

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad (61)$$

avec e la charge de l'électron et ω la pulsation. Le spectre lumineux est ainsi typiquement compris entre le bleu et l'ultraviolet. De plus, la perte d'énergie par effet Čerenkov est négligeable par rapport à celles dues à l'ionisation et au bremsstrahlung. Enfin, le nombre de photons N créés par unité de distance de propagation x et de longueur d'onde λ est donné par :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (62)$$

avec α la constante de structure fine.

Une analogie est souvent faite entre l'effet Čerenkov et le bang d'un avion supersonique : la figure III.1.1.2 en présente une comparaison visuelle. Ainsi, un avion qui se déplace dans l'air produit des ondes acoustiques. Lorsqu'il se déplace aussi vite que ces ondes, elles s'accumulent à la pointe de l'avion, créant ainsi le fameux mur du son. Lorsqu'il dépasse la vitesse du son, des ondes acoustiques sont produites sur un cône similaire à celui de l'effet Čerenkov.

L'avantage de l'effet Čerenkov provient des informations qu'il délivre sur la particule l'ayant engendré : l'angle d'ouverture et la direction du cône donnent le moment et la trajectoire de la particule.

III.1.1.3 Cas particulier : l'effet Čerenkov dans l'eau

Dans l'expérience K2K, l'effet Čerenkov se produit dans l'eau, soit un indice optique de 1,33. Plusieurs valeurs caractéristiques peuvent donc être calculées à partir des équations (60) et (62). Tout d'abord, l'angle maximal du cône Čerenkov pour une particule relativiste ($\beta = 1$) vaut $41,9^\circ$. Les seuils de production valent 260 keV pour les électrons et 160 MeV pour les muons. Aux énergies typiques de K2K, l'énergie des électrons est largement supérieure à leur masse et à ce seuil, et sont donc toujours ultra-relativistes. Ils engendrent donc des cônes Čerenkov d'angle d'ouverture maximal. Au contraire, les muons de basse énergie (aux alentours de 500 MeV) créent un cône d'angle non maximal.

Concernant l'émission de photons, la formule (62) permet de donner un ordre de grandeur du nombre de photons créés. Ainsi, pour une particule chargée ultra-relativiste ($\beta = 1$), 340 photons

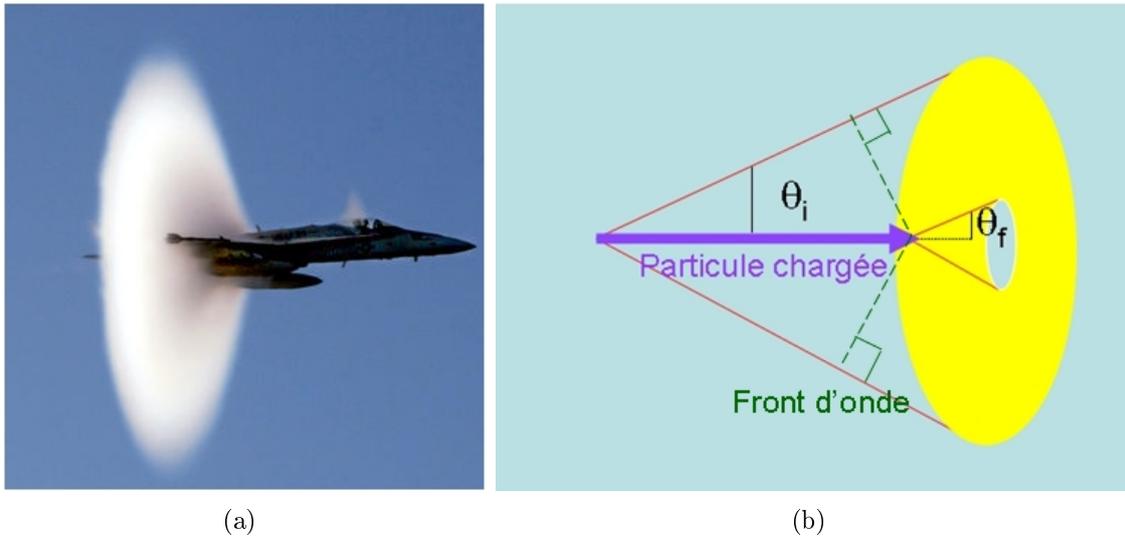


FIG. 47 – En (a), un avion dépasse le mur du son. Le nuage de vapeur d'eau est en fait dû à la singularité de Prandtl-Glauert. Lorsqu'un avion passe le mur du son, une baisse soudaine de la pression se produit ce qui entraîne la condensation à l'origine de ce nuage. En (b), schéma de l'effet Čerenkov résultant de la propagation d'une particule chargée dans un milieu transparent dont la vitesse dépasse celle de la lumière dans ce milieu. L'angle d'ouverture initial θ_i est plus grand que l'angle final θ_f puisque la particule a perdu de la vitesse lors de sa propagation. Le front d'onde est l'analogue du nuage de vapeur.

sont émis par cm de trace entre 300 et 600 nm de longueur d'onde, ce qui correspond à la sensibilité des PMTs de K2K.

Après avoir été émise le long de la trace de la particule, la lumière Čerenkov se propage donc dans l'eau jusqu'aux PMTs fixés aux parois. Quels phénomènes vont perturber cette propagation ?

III.1.2 La propagation de la lumière dans l'eau

La faible quantité de photons que produisent les particules détectées dans le détecteur Čerenkov oblige le physicien à s'intéresser minutieusement aux absorptions, diffusions et réflexions qu'ils pourraient subir.

Tout d'abord, la lumière est atténuée lors de sa propagation dans l'eau. Cette atténuation est due à l'absorption de l'énergie des photons par transition de niveau d'énergie des atomes et des molécules constituant l'eau. L'eau pure est pour la lumière un milieu très absorbant, en particulier pour les infrarouges.

Malgré la purification de l'eau dans K2K, les photons peuvent rencontrer des impuretés constituant des centres diffuseurs. Selon la taille de ces centres diffuseurs, on distingue deux types de diffusion : la diffusion de **Rayleigh** et celle de **Mie** (cf [32] pour plus de précisions).

Lorsque les impuretés sont plus petites que la longueur d'onde de la lumière, son champ électromagnétique peut être considéré comme uniforme pour ces centres diffuseurs : il s'agit de la diffusion

de Rayleigh. Le calcul analytique de la section efficace de diffusion σ permet d'aboutir à la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^4 a^6 \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right| |\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}_0|^2. \quad (63)$$

où a est le rayon du centre diffuseur (et donc $a \ll \lambda$ constitue l'hypothèse de départ), k le nombre d'onde, $\vec{\epsilon}$ la polarisation de l'onde diffusée et $\vec{\epsilon}_0$ la polarisation de l'onde incidente. Or, $k \propto 1/\lambda$ et $|\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}_0| \propto \cos \theta$, donc la section efficace évolue en $\cos^2 \theta / \lambda^4$.

Lorsque les impuretés sont du même ordre de grandeur ou plus grandes que la longueur d'onde, il s'agit alors de la diffusion de Mie. Dans ce cas, l'approximation précédente n'a plus cours et les calculs deviennent donc plus compliqués. Mais les impuretés de cette taille sont en très faible nombre dans K2K grâce aux systèmes de purification de l'eau. Aussi, afin de simplifier la démarche, cette diffusion est traitée de manière similaire à celle de Rayleigh, à la différence près que la diffusion vers l'avant y est plus importante, ce qui en constitue une approximation satisfaisante.

Tous ces paramètres ont été mesurés grâce à des calibrations résumées dans la section III.2.1. Ils ont été introduits dans la simulation MC qui a été ajustée à ces données.

Enfin, malgré l'emploi de plastique noir sur les parois des ID de la KT et de SK, des réflexions de lumière sont tout de même observées. Elles proviennent principalement des verres des PMTs, mais également des parois. Ces réflexions sont simulées en utilisant des fonctions de probabilité dépendant de l'angle d'incidence du photon, fonctions qui ont été déterminées par des mesures directes.

III.1.3 La détection de la lumière par les tubes photomultiplicateurs

Les tubes photomultiplicateurs PMTs sont des détecteurs extrêmement sensibles à la lumière dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge. Ces détecteurs multiplient le signal produit par la lumière incidente constituée de quelques photons. Ils sont construits à partir de tubes à vide en verre qui abritent une photocathode, un système de dynodes et une anode. Le photon incident frappe la photocathode qui constitue la mince fenêtre d'entrée de l'appareil, créant des électrons par effet photo-électrique. Ces électrons sont dirigés vers le système de dynodes qui multiplie le nombre d'électrons par émission secondaire.

Chaque dynode est portée à un potentiel plus positif que la précédente. Les électrons sont donc accélérés par les champs électriques ainsi créés. En heurtant la dynode suivante, ils créent alors d'autres électrons de plus basse énergie qui seront à leur tour accélérés jusqu'à la prochaine dynode. La géométrie du système de dynodes est optimisée afin de produire un phénomène de cascade électronique, comportant de plus en plus d'électrons. Enfin, ils atteignent l'anode et créent par l'accumulation de leurs charges un pic de courant. Ce pic est appelé le signal du photo-électron unique (ou SPE, *Single Photo Electron*) et dépend du PMT. Il est représenté sur la figure 48. Ainsi, si plusieurs photons sont détectés par le PMT, la charge mesurée est caractéristique de leur nombre et ce dernier est calculé grâce au SPE.

Cette amplification peut atteindre un gain de 10^8 . La combinaison du gain élevé, du bas bruit et de la grande surface de collection en font un appareil incontournable dans une expérience comme K2K.

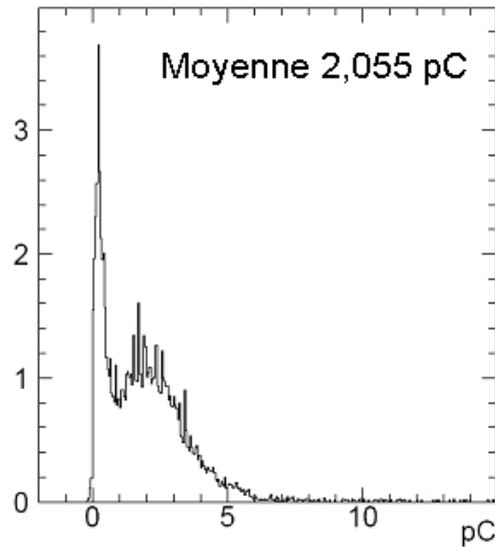


FIG. 48 – Signal de photo-électron unique. Cette distribution de charge sur un PMT de 20 pouces indique que le SPE vaut 2,055 pC. Le pic à 0 pC est dû aux événements pour lesquels le photo-électron traverse la première dynode : le signal est alors très peu amplifié et donc proche de 0.

III.1.4 La reconstruction de l'interaction

La lumière détectée par les photomultiplicateurs, les informations caractéristiques de la particule doivent maintenant être reconstruites. Cependant, le cône Čerenkov étant projeté sur les parois cylindriques du détecteur, l'intersection du cône et du cylindre n'est pas ronde ou elliptique : il s'agit d'une courbe de Viviani. On nommera ces projections par la suite *anneaux*. Les concepts permettant de traiter cette image ne sont donc pas simples, et les logiciels de reconstruction nécessitent donc un chapitre entier, le IV.

Ces logiciels permettent de reconstruire aussi bien le nombre d'anneaux que les types de particule les ayant engendrés, ainsi que le vertex de l'interaction. Une variable physique est cependant plus facilement accessible à la compréhension : il s'agit de l'énergie visible. En effet, en sommant toutes les charges récoltées par les PMTs, on obtient l'équivalent de l'énergie qu'aurait déposé un électron par effet Čerenkov. Ainsi, 300 photo-électrons correspondent à un électron de 30 MeV. Mais ils peuvent également correspondre à un muon de 197 MeV. C'est pourquoi cette variable ne peut être considérée comme l'énergie de la particule détectée, mais en constitue un bon estimateur à condition de connaître la nature de la particule.

Le principe de détection d'un détecteur Čerenkov à eau a été détaillée de la production de la lumière jusqu'à la reconstruction de l'information. Cependant, il est évident que chacune de ces étapes nécessite de parfaitement connaître les phénomènes en jeu, et donc d'effectuer de nombreuses calibrations.

III.2 Les calibrations indispensables

III.2.1 Paramètres de l'eau

La qualité de l'eau est mesurée et contrôlée par deux méthodes : la mesure directe d'une source de lumière par les PMTs et l'utilisation de muons cosmiques. La transparence de l'eau est un facteur important pour déterminer l'énergie des événements.

En ce qui concerne la première méthode, elle permet tout d'abord de mesurer la longueur d'atténuation de l'eau. La lumière d'un laser Dye couvrant plusieurs longueurs d'onde est envoyée dans le cylindre grâce à une fibre optique. A l'extrémité de cette fibre, une boule diffusante répartit la lumière quasi-uniformément dans le détecteur. Cette boule est placée successivement à différentes profondeurs. Une caméra CCD située au sommet du cylindre détecte cette lumière et son intensité. La variation de cette intensité en fonction de la distance parcourue par la lumière permet d'obtenir directement la longueur d'atténuation. Dans SK, cette longueur d'atténuation vaut 98m [33]. Les paramètres de diffusion de l'eau, tels les coefficients de Rayleigh et de Mie et les paramètres d'absorption et de réflexion des parois sont aussi mesurés en envoyant la lumière d'un laser dans l'eau, puis intégrés dans la simulation du détecteur. La figure 49 représente cette atténuation en fonction de la longueur d'onde.

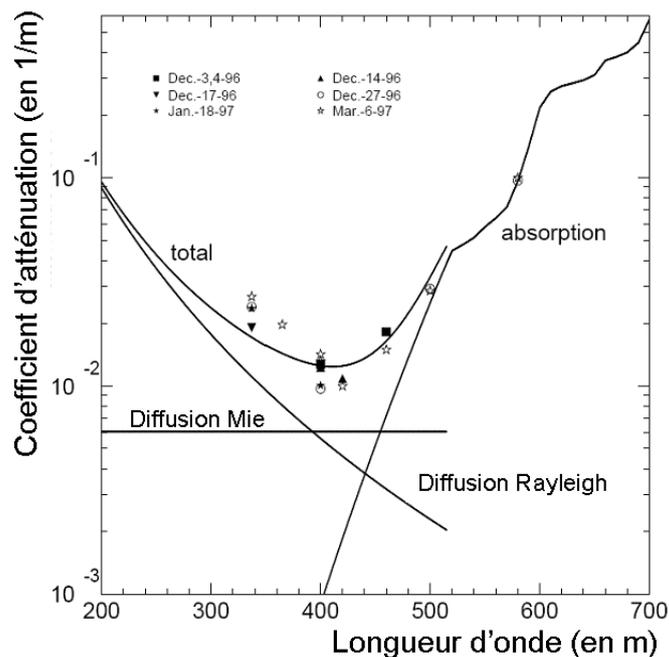


FIG. 49 – Coefficient d'atténuation de l'eau. Les carrés, étoiles et croix correspondent aux calibrations effectuées aux dates indiquées en légende. Les traits correspondent à la simulation MC : les contributions des diffusions Rayleigh, Mie et de l'absorption sont représentées séparément.

La transparence de l'eau est également mesurée en utilisant la lumière Čerenkov créée par les muons cosmiques. Des muons traversant le détecteur sont sélectionnés et leur trace est reconstruite

en utilisant leurs points d'entrée et de sortie. A chaque point de cette trace, la distance parcourue par les photons Čerenkov jusqu'à chaque PMT peut ainsi être calculée. En observant la dépendance de l'intensité de la lumière Čerenkov en fonction de la longueur qu'elle a parcourue, une longueur d'atténuation est obtenue. Elle vaut 95 m, ce qui est en accord avec le résultat précédent.

III.2.2 Calibrations des PMTs

La réponse des PMTs doit être surveillée régulièrement dans K2K. C'est pourquoi ils font l'objet de nombreuses calibrations afin de mesurer leur réponse temporelle, en charge et leur échelle absolue d'énergie. Ces calibrations sont globalement similaires pour la KT et pour SK.

III.2.2.1 Calibrations temporelles

Le temps de détection de la lumière Čerenkov de chaque PMT constitue une information primordiale pour la reconstruction d'un évènement. En effet, c'est à partir de ce temps que le premier estimateur du vertex de l'interaction est construit (cf IV). La suite de la reconstruction en dépend crucialement. C'est pourquoi la non-uniformité de la réponse temporelle doit être étudiées avec précaution. Par exemple, la longueur des câbles ou la corrélation charge-temps sont différents pour chaque PMT.

Il existe notamment une corrélation claire entre la hauteur du signal et le temps de franchissement du seuil de discrimination de l'ATM. Afin de corriger cet effet in situ, une calibration laser a été effectuée. Un laser Dye/Azote est utilisé car sa largeur de pulse est suffisamment courte, de l'ordre de 1 ns. De plus, sa longueur d'onde vaut 390 nm, soit dans le domaine privilégié par la lumière Čerenkov dans K2K. La lumière du laser est répartie en deux par un miroir semi-réfléchissant. Une partie va à une photo-diode qui permet de déclencher l'acquisition, tandis que la seconde est envoyée dans le détecteur. La lumière est préalablement atténuée par un filtre et répartie quasi-isotrope dans le détecteur par une boule diffusante. La boule est placée au centre du cylindre. En jouant sur l'amplitude d'atténuation du filtre, différentes intensités lumineuses sont utilisées. Le temps de vol de la lumière de la boule à chaque PMT est ainsi déterminé, avec comme temps de référence celui de la photo-diode. De plus, en modifiant l'intensité lumineuse, la corrélation temps-charge pour chaque PMT est mesurée. Les courbes de réponses de chaque PMT sont enregistrées dans une carte charge-temps ou *TQ map* qui permet de corriger le temps de détection de chaque PMT lors de l'acquisition d'un évènement. La figure 50 illustre un exemple de corrélation charge-temps.

J'ai participé à cette calibration en fin 2004 pour la KT avec Shaomin Chen du laboratoire TRIUMF (Canada). J'ai analysé les courbes charge-temps des PMTs du sommet, de la paroi et du bas du cylindre. Cette étude a confirmé que la réponse des PMTs était restée stable depuis la dernière calibration. S. Chen a pour sa part amélioré grâce à ces mesures la paramétrisation de la réflectivité des parois. Toujours à la même période, j'ai également effectué cette calibration pour SK. En collaboration notamment avec Anthony Sarrat, nous avons placé la sphère dans la partie supérieure du cylindre au lieu du centre. Une première TQ map avait été effectuée pour la configuration SK II, l'objectif de celle-ci était donc de vérifier la robustesse de cette TQ map pour

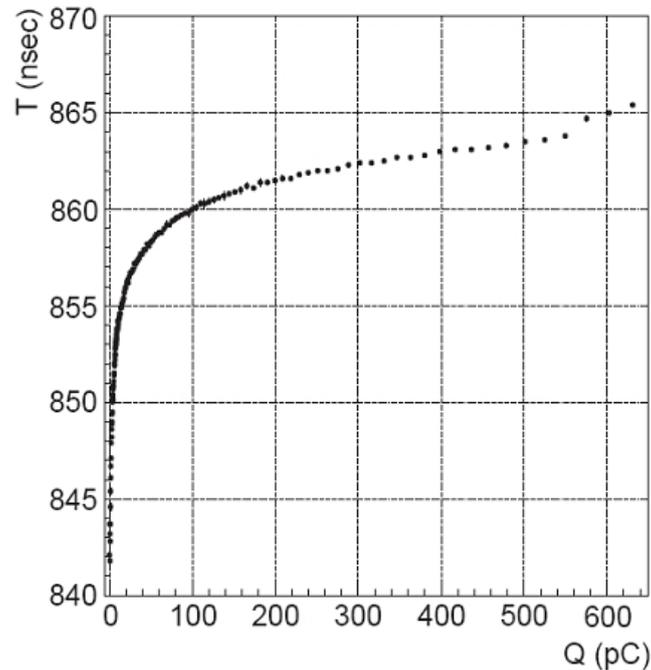


FIG. 50 – Courbe d'étalonnage temps-charge. Les temps les plus élevés sont en fait les temps de réponse les plus courts. Les charges les plus élevées donnent donc bien les temps de détection les plus courts.

une autre position de la source lumineuse. Le résultat de cette analyse a été positif car les résultats furent identiques.

III.2.2.2 Calibrations de la charge

Tout d'abord, des mesures de piédestaux sont effectuées après chaque train du faisceau, que ce soit pour la KT ou pour SK. A partir de janvier 2004, pour la KT, la collaboration a limité ces mesures à un piédestal pour 4 trains et a utilisé la moyenne des deux mesures successives pour les événements intermédiaires. En effet, la valeur de ce piédestal variait suffisamment lentement pendant les trois premières années de prise de données pour permettre cette approximation.

Afin de mesurer l'énergie de la particule précisément, le gain de chaque PMT doit être ajusté afin que les gains de tous les PMTs soient à peu près équivalents. Dans la KT, 103 des 680 PMTs de l'ID sont des PMTs *pré-calibrés* (cf figure 51). Ces PMTs ont vu au début de l'expérience leur gain ajusté à 6.10^6 à 1% près avant l'installation dans le cylindre. Ils servent donc de référence pour ajuster le gain des autres PMTs. Lorsque la haute-tension d'un PMT pré-calibré est appliquée à ses voisins, leurs gains sont uniformes à hauteur de 20%. C'est pourquoi un étalonnage de ces gains est nécessaire afin d'obtenir une meilleure uniformité.

Après l'installation dans la KT, le gain des PMTs pré-calibrés est comparé à celui des autres PMTs à l'aide d'une lampe au Xénon. Un filtre ultra-violet permet de placer la lumière à une

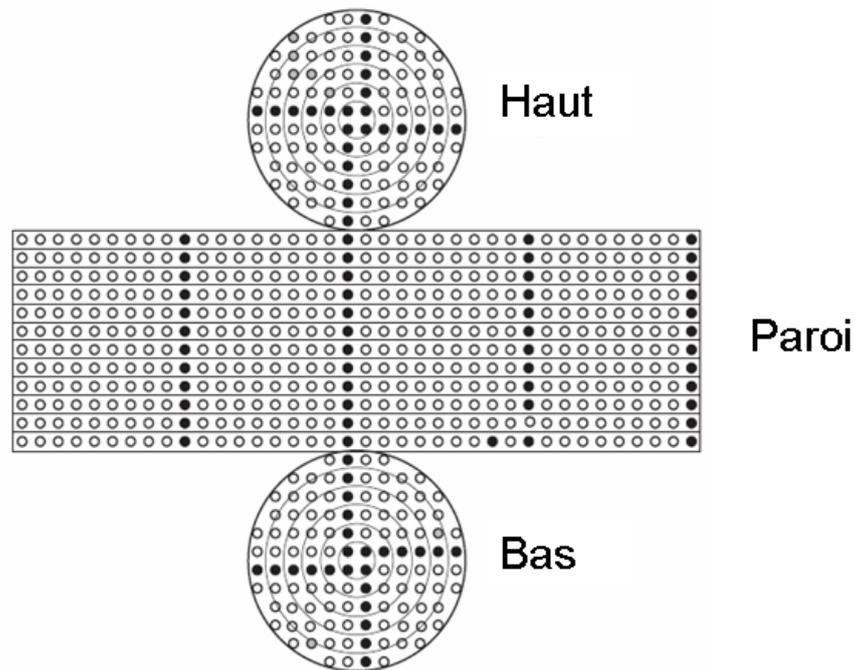


FIG. 51 – Les cercles noirs indiquent la position des PMTs pré-calibrés dans la KT qui servent à uniformiser le gain de tous les PMTs.

longueur d'onde de 300 – 400 nm, tandis qu'un filtre atténue son intensité. Elle est ensuite séparée en 4 fibres optiques, deux atteignant des photo-diodes permettant de contrôler son intensité, une éclairant un PMT de 2 pouces qui sert de déclencheur et enfin la dernière atteignant une boule scintillante placée au centre du cylindre afin d'éclairer uniformément tous les PMTs. Cette boule est tournée selon son azimuth afin d'annuler la non-uniformité d'émission de la lumière dans cette direction. D'autres sources de non-uniformité entre PMTs telles que l'angle solide par lequel chacun voit la boule ou les distances de propagation de la lumière dans l'eau différentes sont corrigées par des fonctions mesurées préalablement.

Ainsi, cette calibration mesure le rapport de la charge détectée par chaque PMT par rapport aux pré-calibrés se situant à la même position géométrique. La plupart des incertitudes systématiques sont ainsi annulées, comme l'atténuation de l'eau, l'angle solide des PMTs, la réflexion sur leurs verres et tout autre effet géométrique. Cette mesure permet d'uniformiser le gain au niveau de quelques %. Enfin, le champ magnétique résiduel (champ terrestre atténué par un bobinage global du détecteur) n'est pas uniforme dans la KT, et il existe donc de faibles différences entre les régions du sommet du cylindre et celles du bas. Cet effet a été corrigé par l'utilisation de muons cosmiques verticaux et horizontaux.

Dans SK, l'échelle de gain absolu des PMTs a été déterminée en utilisant la distribution de charge du signal d'électron unique³⁰. Un cylindre en polyéthylène contenant des vis en Nickel, du

³⁰ *Single photo-electron.*

^{252}Cf et de l'eau fut placé au centre de SK. Le ^{252}Cf est une source de neutrons. Ces neutrons se thermalisent dans l'eau et sont capturés par le Nickel. Ce dernier se désexcite ensuite via une émission γ de basse énergie, à 6 – 9 MeV. Ces rayons γ se convertissent ensuite en électrons par effet Compton ou diffusion photon-électron. Ces électrons produisent de la lumière Čerenkov, mais leur énergie faible entraîne un nombre restreint de photons. Aussi, les PMTs détectent au plus 1 photon, ce qui permet de tracer la distribution de *single photo-electron*. Lors de cette calibration, ce signal correspondit à 2,055 pC (cf [34]).

III.2.2.3 Calibrations de l'échelle en énergie

Afin de calibrer l'échelle d'énergie dans les détecteurs Čerenkov à eau, une source gratuite et constante de particules est mise à profit : les muons cosmiques. Comme il vient d'être rappelé, le gain des PMTs du bas et du haut du cylindre est différent du fait du champ magnétique terrestre. La correction de cet effet est en partie réalisée grâce à ces muons. Deux systèmes de déclenchement permettent de sélectionner les muons verticaux et horizontaux lorsque le faisceau est éteint.

Dans la KT, les verticaux traversent des ensembles de comptage par scintillation à la fois au sommet et en-dessous du cylindre, tandis que les horizontaux sont sélectionnés par la coïncidence des PMTs de l'OD du côté amont du cylindre par rapport au faisceau et le TGC³¹ côté aval. Ces événements ont des topologies différentes : les verticaux déposent leur lumière principalement dans le bas de l'ID tandis que les horizontaux la déposent surtout sur les parois latérales. La différence de gains entre les PMTs du bas et ceux des parois latérales peut ainsi être mesurée et corrigée en ajustant ces gains afin de les uniformiser.

Ces données permettent de mesurer la charge que dépose un muon par unité de longueur au cours de sa propagation. Ce rapport est représenté sur la figure 52 après l'ajustement des gains et permet ainsi de s'assurer du bon accord entre données et MC. En effet, la différence se limite à $2,0 \pm 0,1\%$ pour les verticaux et $-2,3 \pm 0,5\%$ pour les horizontaux.

Le même rapport a été mesuré pour les muons cosmiques s'arrêtant dans le cylindre. L'accord entre données et MC y est encore meilleur ($1,2 \pm 0,1\%$). Afin de valider ces résultats, ce rapport a également été calculé pour les événements provenant du faisceau. La sélection d'événements muons PC³² présente une différence données MC du même ordre de grandeur ($2,6 \pm 0,3\%$).

Enfin, un contrôle supplémentaire est réalisé par la reconstruction de la masse du π^0 . Parmi les interactions des neutrinos du faisceau, une partie non négligeable est constituée de courants neutres $\nu_\mu + \text{nucléon} \rightarrow \nu_\mu + \text{nucléon} + \pi^0$. Les pions sont privilégiés en requérant deux anneaux Čerenkov de type électronique. La figure 53 montre qu'un pic se dégage clairement à la masse attendue. La différence entre le pic des données et celui du MC permet de mesurer à nouveau l'accord sur l'échelle absolue en énergie : $2,1 \pm 0,2\%$. Cette mesure permet ainsi de fixer l'échelle absolue en énergie.

Au final, la comparaison de toutes ces calibrations permet de placer une erreur systématique de $^{+2\%}_{-3\%}$ sur l'échelle absolue en énergie. Cette échelle a également été contrôlée dans le temps grâce à ces muons cosmiques. À noter qu'à partir de janvier 2001, les événements d'origine cosmique ont

³¹TGC pour *TriGger Counter*, scintillateurs placés au sommet de la KT.

³²*Partially Contained* ou partiellement contenu. La particule créée par l'interaction d'un neutrino dans le détecteur sort de ce dernier.

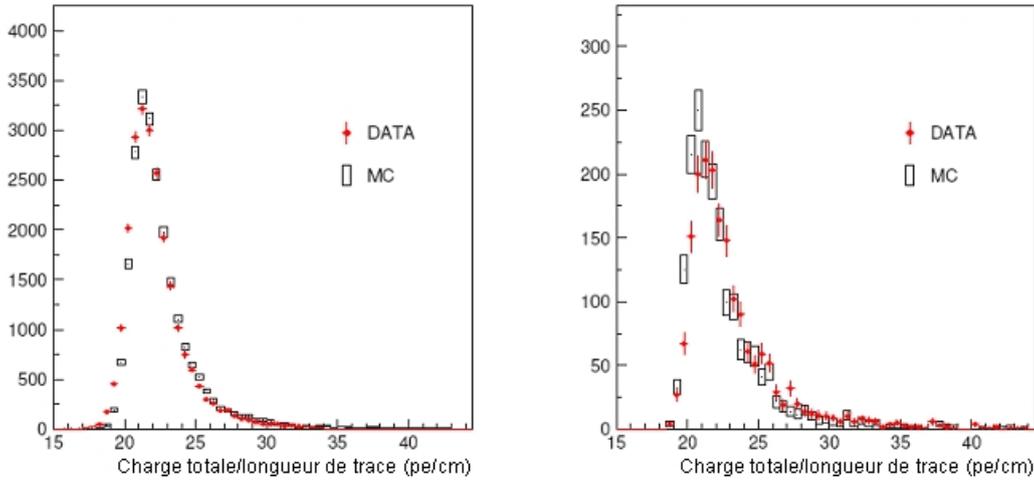


FIG. 52 – Résultats des calibrations en charge par longueur de trace utilisant les muons cosmiques traversants. A gauche les verticaux, à droite les horizontaux. Les croix rouges correspondent aux données et les carrés noirs à la simulation MC. La différence entre MC et données pour la valeur moyenne du rapport charge par longueur de trace vaut $2,0 \pm 0,1\%$ pour les verticaux et $-2,3 \pm 0,5\%$ pour les horizontaux.

commencé à être enregistrés entre les trains de neutrinos, et donc lorsque le faisceau est allumé. Cela a permis d'avoir beaucoup plus de statistique, données qui ont confirmé les résultats précédents. Ainsi, l'échelle en énergie est restée stable à moins de 1% lors des différentes périodes de prise de données.

En ce qui concerne SK, quatre calibrations différentes ont été utilisées : un accélérateur linéaire d'électrons (LINAC) au début de SK pour les basses énergies, les électrons de désintégrations issus des muons cosmiques s'arrêtant dans le détecteur, ces mêmes muons et la masse invariante du π^0 . Cette dernière calibration a déjà été abordée pour la KT.

Le LINAC est surtout utile pour les neutrinos solaires. En effet, les électrons possèdent une énergie de 16 MeV, ce qui est très inférieur à l'échelle d'énergie de K2K (de l'ordre du GeV). Ces électrons furent envoyés dans le détecteur afin de comparer leur distribution de moment reconstruit avec celle de la simulation MC. Les énergies de quelques dizaines de MeV sont atteints par les électrons issus de la désintégration des muons cosmiques $\mu \longrightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. La valeur moyenne du spectre en énergie est comparé entre données et MC. Les muons qui s'arrêtent dans SK sont étudiés en utilisant la relation entre l'angle du cône Čerenkov qu'ils créent et leur moment. Seuls les muons ayant laissé une trace de plus de 7 m sont considérés, ce qui correspond à une énergie minimale de 1,7 GeV. Au cours de cette propagation, le muon perd de l'énergie et son angle Čerenkov diminue. On compare donc les données et le MC pour s'assurer de la bonne mesure de son énergie. Enfin, la masse invariante du π^0 permet quant à elle de toucher la gamme d'énergie de la centaine de MeV. Ces calibrations permettent de tester une gamme d'énergie de 16 MeV à 10 GeV, ce qui constitue une fenêtre beaucoup plus large que celle utilisée dans K2K. L'écart entre données et MC

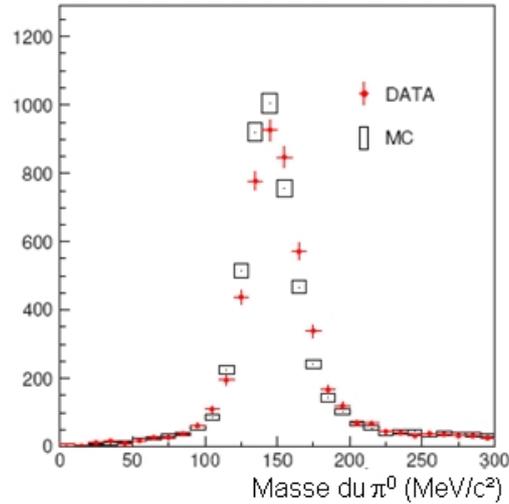


FIG. 53 – Masse invariante du π^0 reconstruite dans la KT. Les croix rouges représentent les données et les carrés noirs le MC. Le décalage du pic est évalué à $2,1 \pm 0,2\%$.

est toujours inférieur à $2,5\%$ dans toute cette gamme.

III.2.3 Electronique

La réponse des ADC et TDC des ATMs en charges et temps est quasi-linéaire sur les domaines de détection. Cependant, les petites non-linéarités doivent être corrigées. C'est pourquoi les ATMs furent calibrés avant l'installation et après chaque nouvelle configuration. Des impulsions en charge et en temps sont générées par un CTG³³ et données en entrée des ATMs. Les charges sont testées de 0 à 600 pC par pas de 10 pC et le temps l'est de 0 à $1,2 \mu\text{s}$ par pas de 10 ns.

La figure 54 présente les réponses des ADC et TDC, ainsi que les déviations de ces réponses par rapport à une réponse parfaitement linéaire. Cette calibration permet ainsi de corriger ces non-linéarités et de convertir le nombre de coups mesurés en charge et en temps. L'erreur sur toutes ces mesures est après correction inférieure à 1 coup, ce qui constitue une précision suffisante (cf une traduction de [35]).

La linéarité des réponses de tous les ATMs de SK a été mesurée selon la même méthode.

III.2.4 Volume Fiduciel

Le volume fiduciel d'un détecteur Čerenkov à eau correspond au volume dans lequel les interactions sont prises en compte pour l'analyse. Dans SK, ce volume comprend tous les vertex reconstruits à plus de 2 m du mur, ce qui correspond à une masse de 22,5 kt. Cependant, l'incertitude sur la reconstruction de la position de ce vertex entraîne des incertitudes sur la définition de ce volume. Il est essentiel de bien définir le volume fiduciel car il représente une erreur systématique

³³ Charge Time Generator.

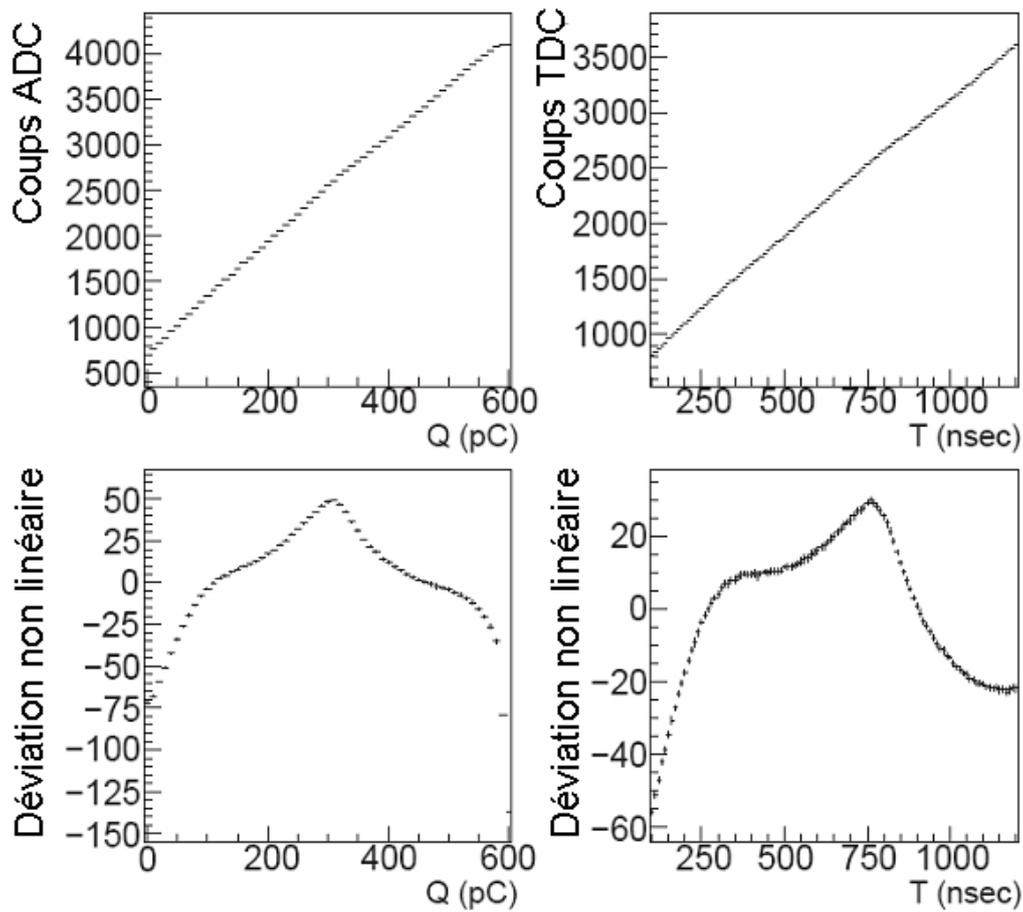


FIG. 54 – Réponses des ADC et TDC, respectivement à gauche et à droite. En haut la relation charge-coups et temps-coups. En bas, les déviations par rapport à la linéarité.

dominante pour la détermination du nombre de neutrinos attendus. C'est pourquoi les performances de cette reconstruction sont contrôlées en analysant les résultats du *fitter* de vertex, *MS-fit* qui est présenté dans la partie IV. Ce logiciel est appliqué à un échantillon de données atmosphériques, enrichi en muons grâce à la demande d'un seul anneau de type muonique (cf également IV pour la reconstruction du nombre d'anneaux et de son type). Ces données sont comparées à une simulation de neutrinos atmosphériques, eux aussi reconstruits par le même logiciel. La différence du rapport Données/MC se limite à 1,8%.

En ce qui concerne la KT, plusieurs volumes fiduciels sont utilisés. Ils sont représentés sur la figure 55.

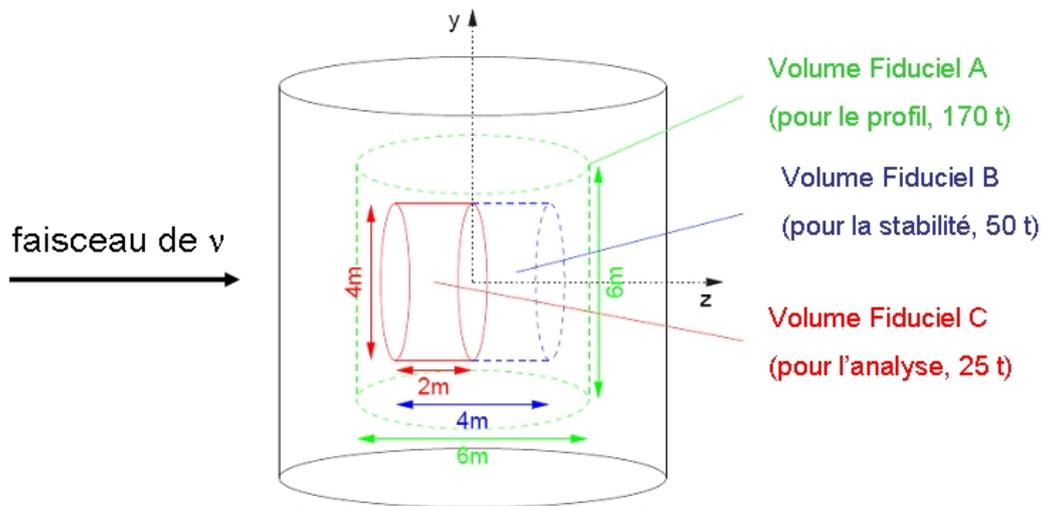


FIG. 55 – Définition des volumes fiduciels utilisés dans l'analyse de la KT. Les volumes A et B permettent de mesurer le profil du faisceau de neutrinos et la stabilité du taux d'évènements, tandis que le C sert à l'analyse principale, en mesurant le nombre d'interactions de neutrinos et leur spectre en énergie.

Les configurations de ces trois volumes fiduciels ont été pensées pour des objectifs différents :

- Le volume fiduciel A occupe un cylindre de 3 m de rayon et de 6 m de haut. Il est orienté perpendiculairement au faisceau et situé au centre de la KT. Il permet ainsi de mesurer le profil du faisceau. Sa masse vaut 170 tonnes.
- Le volume fiduciel B est un cylindre de 2 m de rayon et 4m de haut, orienté selon l'axe du faisceau et centré dans la KT. Il sert à l'étude de la stabilité du taux d'évènements et occupe 50 tonnes.
- Le volume fiduciel C a un rayon de 2 m et une longueur de 2 m également. Son orientation suit l'axe du faisceau. Il s'agit du volume définissant le nombre d'interactions et le spectre en énergie des neutrinos dans la KT. Sa masse vaut 25 tonnes.

La performance de la reconstruction du vertex dans la KT a été étudiée expérimentalement via les rayons cosmiques (cf partie III.2.5). Le résultat de ces études indique que la résolution de la reconstruction de la position du vertex est meilleure dans les directions transverses que dans la direction longitudinale. En effet, comme cela sera expliqué dans la section III.2.5, le vertex est souvent reconstruit en aval de la direction de la particule.

Dans le cas des neutrinos du faisceau, cette direction correspond à l'axe Z. C'est donc la distribution en Z de la position des vertex qui a servi à l'estimation de l'erreur du volume fiduciel. Le profil de vertex a été analysé grâce à une sélection d'évènements survenus dans le volume fiduciel A. La figure 56 en présente les résultats ainsi que la distribution correspondante issue de la simulation MC.

Les différences entre données et MC selon l'axe Z semblent plus importants aux extrémités : les vertex sont moins bien reconstruits à l'approche des parois de la KT. C'est d'ailleurs la raison de

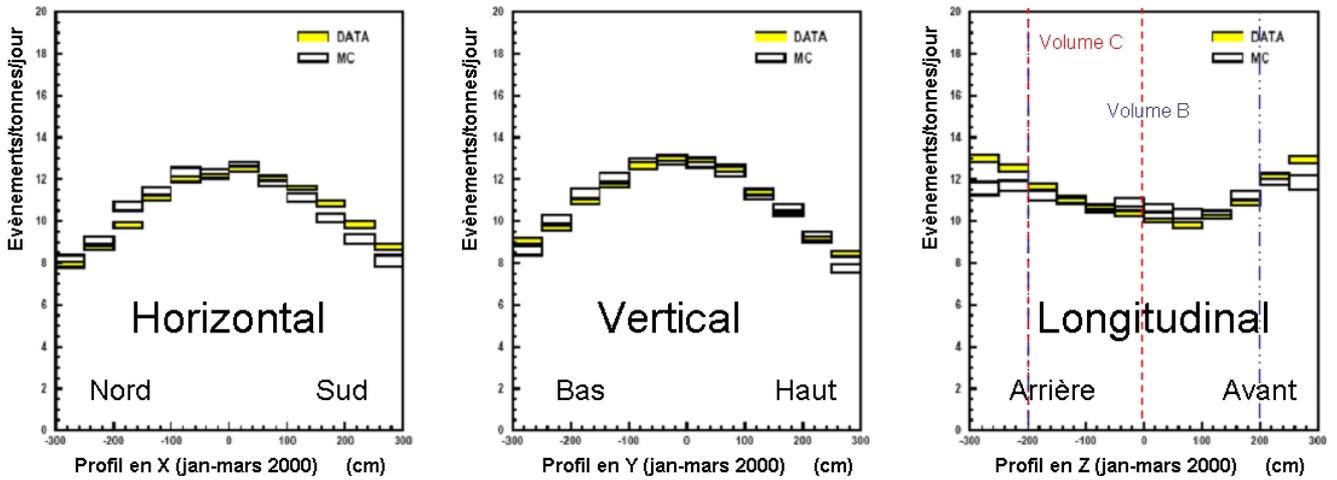


FIG. 56 – Profil des vertex reconstruits dans les directions horizontale, verticale et longitudinale de la KT. Les carrés jaunes représentent les données et les blancs la simulation MC. Les traits pointillés bleu et rouge correspondent aux volumes fiduciels B et C.

l'existence de plusieurs volumes fiduciels : la reconstruction est meilleure dans les volumes B et C, ce dernier servant donc à mesurer le nombre d'interactions de neutrinos. Sur la figure 56, on note en effet un désaccord entre données et MC dans le volume B pour $z > 0$ cm. L'erreur systématique sur la résolution de la position du vertex est estimée en comparant les taux d'événements dans les différents volumes fiduciels (le volume C étant pris comme référence) :

Position du vertex selon Z (en m)	Données	MC	rapport Données/MC
$2 < Z < 0$ (Volume C)	16571	13223	1
$3 < Z < 0$	24990	19418	$1,03 \pm 0,01$ (stat.)
$2 < Z < +2$ (Volume B)	31290	25720	$0,97 \pm 0,01$ (stat.)
$2 < Z < +3$	39330	32139	$0,98 \pm 0,01$ (stat.)
$2 < Z < +4,5$	49449	38425	$1,03 \pm 0,01$ (stat.)

L'écart maximal de $\pm 4\%$ (erreurs statistiques comprises) constitue l'erreur systématique pour la définition du volume fiduciel. Il s'agit de la première approximation de cette erreur.

La résolution du volume fiduciel a également été étudiée grâce au "Tube de Rayon Cosmique" (*Cosmic Ray Pipe* ou CRP) par Michaël Smy (UCI, USA) et moi, ce qui nous a permis de mesurer plus précisément cette erreur systématique. Le CRP est un dispositif constitué d'un tube opaque à la lumière qui permet de simuler une interaction de ν_μ par courant chargé quasi-élastique. En utilisant la possibilité qu'offre le CRP d'avoir des données simulant des vertex à des positions précises (cf III.2.5.1.1 pour plus de détails), nous avons pu comparer les charges que déposaient des muons cosmiques entre ces vertex simulés et la paroi de la KT, donc pour des longueurs de traces données et connues. Seuls les événements PC³⁴ sont donc sélectionnés. Plus la trace est longue et

³⁴Partially Contained ou partiellement contenu : le vertex est dans la KT mais la particule sort du cylindre.

plus la particule dépose de charge, une relation affine $z = \alpha \cdot pe - \beta$ entre la position du vertex z et la charge totale déposée pe a donc pu être établie. Elle est représentée sur la figure 57. Les coefficients α des données et du MC diffèrent de 1,3%, ce qui entraîne un écart de $\pm 2,3\%$ sur le rapport des mesures de charge entre données et MC.

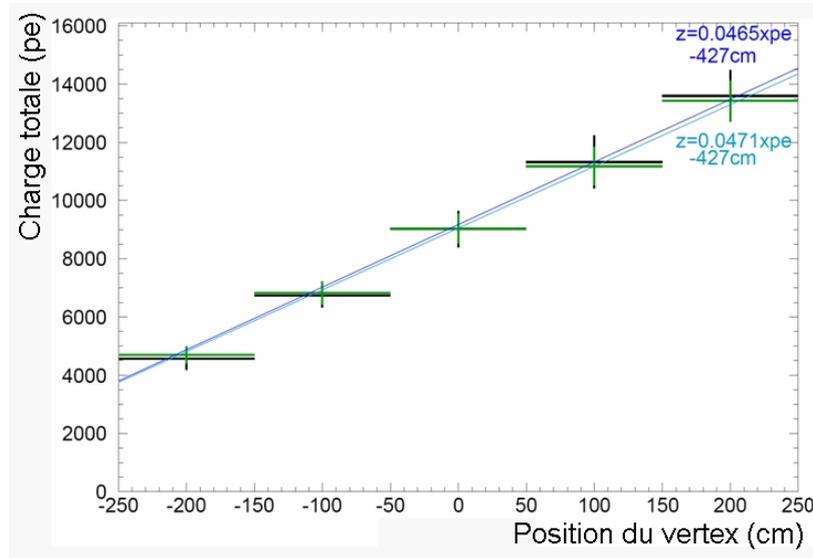


FIG. 57 – Charges totales des données PC du CRP en fonction de la position du vertex. Les croix noires symbolisent les données et les vertes le MC. Les lignes correspondent à la paramétrisation de la corrélation entre charge totale et position du vertex. La bleue claire représente les données et la bleue foncée le MC.

De plus, en utilisant les interactions de neutrinos issus du faisceau et en faisant varier les coupures du volume fiduciel C selon les axes radiaux et longitudinal au faisceau, le rapport des statistiques d'évènements des données et du MC varie de 1,0% et 1,5% respectivement. On choisit de manière conservatrice 1,5% d'erreur sur le volume fiduciel estimée à l'aide de cette variation. Le CRP a ainsi permis de diminuer l'erreur systématique sur le volume fiduciel.

En sommant quadratiquement les 2,3% d'erreur mesurée par la corrélation charge-position et les 1,5% due aux incertitudes de reconstruction, on obtient au final 2,9% d'erreur sur le volume fiduciel.

III.2.5 Taux de misidentification

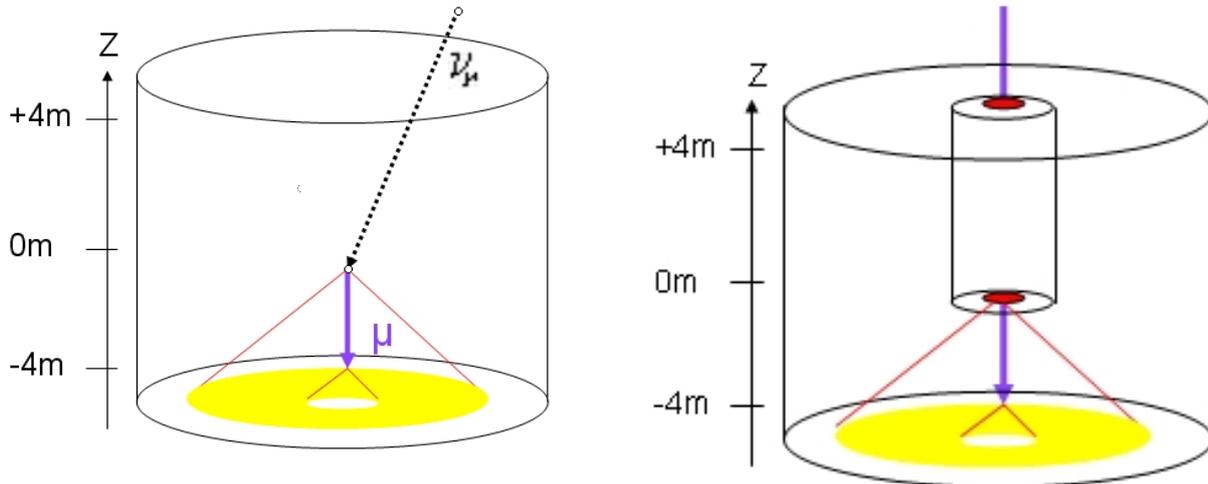
La misidentification est la mauvaise reconstruction du type de particule ayant engendré l'anneau Čerenkov reconstruit. En effet, un anneau, selon qu'il provienne d'un électron ou d'un muon, ne présente pas la même netteté, ni le même angle d'ouverture. Ces principes de discrimination seront détaillés dans la partie IV. J'ai participé à une calibration permettant de mesurer le taux de muons mal identifiés comme électrons, appelée CRP [36].

III.2.5.1 Misidentification $\mu \rightarrow e$

Le principe du "Tube de Rayon Cosmique" (*Cosmic Ray Pipe* ou CRP) est de simuler des événements ν_μ à partir de muons cosmiques. Plus précisément, seuls les neutrinos interagissant par courants chargés quasi-élastiques³⁵ (CCQE) sont simulés, puisque :

- les autres interactions par courants chargés mettent en jeu d'autres particules émettant de la lumière Čerenkov (π^+ et π^- principalement)
- les interactions par courants neutres ne mettent pas en jeu de muon.

En effet, un ν_μ interagissant dans la KiloTonne est vu seulement par la lumière Čerenkov émise par le muon relativiste généré. Grâce au tube opaque que nous utilisons, la lumière Čerenkov générée par chaque muon cosmique le traversant sera détectée par la KiloTonne seulement à partir de sa sortie du tube. Un ν_μ interagissant à ce point de sortie en produisant un muon (Courant Chargé Quasi Elastique) créerait un anneau similaire dans le détecteur (cf figures 58(a) et 58(b)). Le vertex virtuel des événements CRP se situe donc à l'extrémité du tube. De plus, cette extrémité peut être placée à différentes positions puisque la longueur du CRP est réglable.



(a) Image d'un événement ν_μ dans la KiloTonne. (b) Image d'un événement CRP dans la KiloTonne.

FIG. 58 – Comparaison dans la KT de la lumière générée par une interaction de courant chargé quasi-élastique d'un neutrino muonique et par un muon cosmique traversant le CRP.

Grâce à cet outil, le taux de misidentification (*misid*) de μ – i.e. le taux d'événements e-like³⁶ dans notre échantillon d'événements de type muonique – est mesuré avec un échantillon de muons cosmiques. La position du vertex de ces muons est parfaitement connue (extrémité du CRP).

III.2.5.1.1 Dispositif expérimental du CRP

La partie principale du dispositif expérimental est constituée du tube (cf figure 58(b)). Ce dernier

³⁵ $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$

³⁶Évènements reconstruits comme un électron.

est construit en plusieurs parties de plastique cylindrique, assemblées par des vis. A chaque connexion, un décrochement et de la bande adhésive noire assurent l'opacité. Malgré ces efforts, quelques événements présentent des fuites de lumières et ont dû être rejetés (cf III.2.5.1.2). La partie supérieure est longue de 30cm, les autres de 1m. En utilisant seulement la première, l'extrémité basse du tube se situe à $z=+4\text{m}$ ³⁷. En ajoutant des parties longues de 1m, l'extrémité inférieure du tube peut être placée à différentes positions (de $z=+3\text{m}$ à -4m). Dans cette étude, les vertex virtuels situés dans le volume fiduciel A³⁸ ont été retenus, i.e. $z=+3\text{m}$, $+2\text{m}$, $+1\text{m}$, 0m , -1m et -2m . Le CRP est centré en x et y , à respectivement $-70,7\text{ cm}$ et $70,7\text{ cm}$ (cf figure 59). Le tube n'est pas en $(0,0)$ car l'ouverture servant aux calibrations est placée à ces coordonnées.

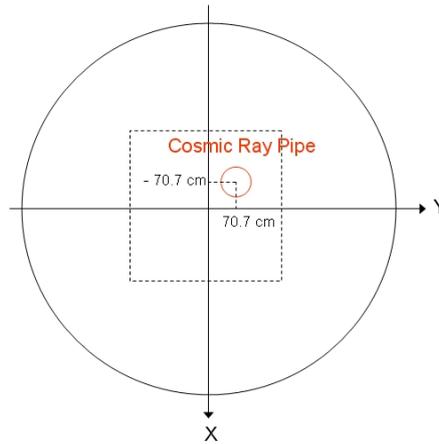


FIG. 59 – Position du tube de Rayon Cosmique dans la KiloTonne, vue de dessus. La ligne pointillée représente le volume fiduciel.

Nos deux dispositifs de déclenchement sont constitués de PMTs Hamamatsu de 8 pouces (20 cm) et de deux sintillateurs Bicron, un disque circulaire et un octogonale de 1 pouce (2,5 cm) d'épaisseur et 248 mm de diamètre, placés respectivement au sommet et à la base du tube, comme le représente la figure 60. En requérant la coïncidence de signaux dans les deux disques et d'un signal des PMTs de la Kilotonne³⁹, des muons cosmiques quasi-verticaux traversant le CRP sont sélectionnés.

Avant les expériences de 2003 et 2004, des données CRP furent prises en février 2001, regroupant 1082 événements 1 anneau (1 ring ou *1R*) complètement contenu (*FCFV* pour *Fully Contained Fiducial Volume*⁴⁰) μ -like à $z=+2\text{m}$ et $z=0\text{m}$ (cf III.2.5.1.2).

Dès mon entrée dans la collaboration, j'ai participé aux nouvelles prises de données du CRP, qui se sont déroulées sur deux périodes : de juillet 2003 à août 2003 et de février 2004 à avril 2004. A chaque fois que le tube était inséré dans la KT, de nombreuses précautions étaient prises. Par exemple, tout petit objet susceptible de tomber dans le cylindre devait absolument être attaché.

³⁷Le haut de la KiloTonne est à la position $z= +4,30\text{ m}$.

³⁸Le volume fiduciel A correspond au cube $x \in [-3\text{m}, +3\text{m}]$, $y \in [-3\text{m}, +3\text{m}]$, $z \in [-3\text{m}, +3\text{m}]$.

³⁹Les charges de tous les PMTs sont sommées et cette somme doit dépasser un certain seuil de déclenchement (fixé à 40 photo-électrons).

⁴⁰Evènements dont le vertex se situe dans le volume fiduciel et qui s'arrêtent dans la Kilotonne.

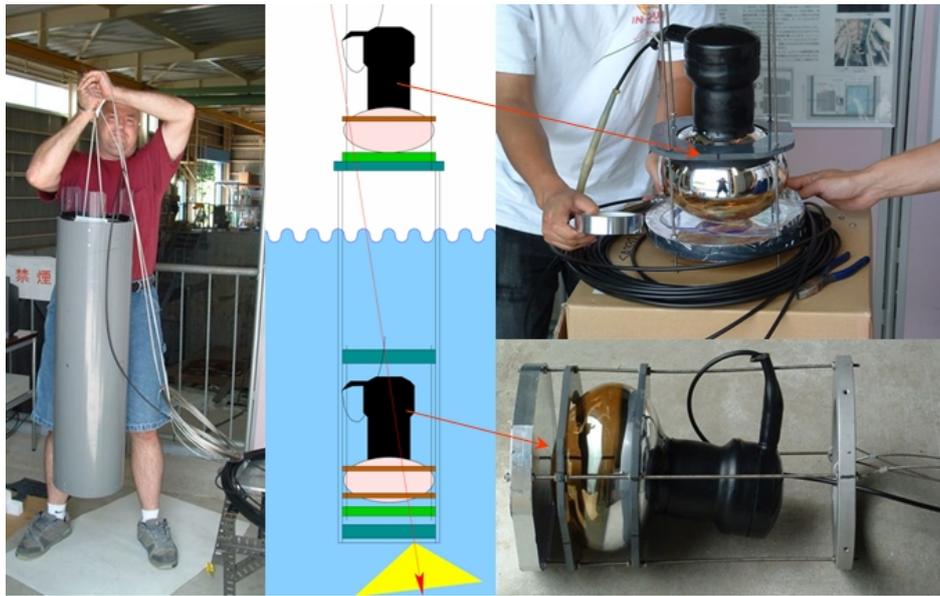


FIG. 60 – Schéma du dispositif de déclenchement du CRP.

Lorsque le tube descendait dans l'eau, sa vitesse devait être très faible, afin de ne pas créer un remous trop important susceptible d'abîmer le détecteur. Au total, 19378 événements dont 15000 à anneaux uniques (1R) ont été enregistrés.

III.2.5.1.2 Coupures de sélection

Les coupures de sélection de cette analyse méritent une description, surtout pour la méthode de soustraction des événements avec fuites de lumière.

Tout d'abord, des événements 1R FC (anneau unique contenu dans la KT) sont sélectionnés afin de déterminer leur taux de misidentification. Dans le détecteur proche, la sélection d'événements FC est réalisée par l'intermédiaire de la charge intégrée dans un cône dirigé selon celui de la particule, mais avec un demi-angle au sommet de 20° (variable que l'on notera $pomax20deg$). Comme le montre la figure 61, les événements partiellement contenus (*PC* pour Partially Contained⁴¹) peuvent être supprimés en requérant un plafond de 200 pe à $pomax20deg$. En effet, si la particule sort de la KT, elle dépose beaucoup de lumière dans le ou les PMTs qu'elle traverse à sa sortie, ce qui explique la saturation visible sur la figure 61.

Définissons maintenant physiquement le concept de *taux de misidentification* (Misid). Il s'agit d'évaluer la capacité de discrimination entre électron et muon des logiciels développés par la collaboration K2K. Il peut donc s'agir des événements de type électron identifiés comme muon et vice-versa. Dans le cas de la calibration CRP, les coupures de sélection permettent d'obtenir un échantillon pur de muons. En effet, un électron de désintégration est requis. Elle constitue donc un

⁴¹Évènements qui ne s'arrêtent pas dans la Kilotonne.

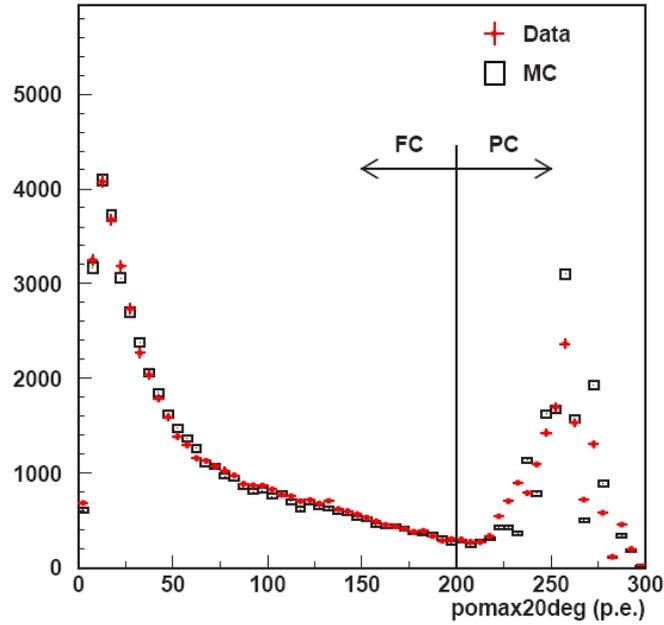


FIG. 61 – Distribution de la variable $pomax20deg$ dans la KT. Les croix rouges représentent les données et les carrés noirs le MC. Le pic à 250 pe correspond au point de saturation de l'électronique de lecture. Cette saturation survient lorsqu'une particule sortante émet trop de photons Čerenkov détectés par les PMTs. Les événements pour lesquels $pomax20deg < 200 pe$ sont classés comme complètement contenus (FC), les autres comme partiellement contenus (PC).

moyen privilégié de calculer le taux de muons identifiés comme électrons, soit la définition suivante :

$$Misid_{\mu \rightarrow e} = \frac{1R FC e - like}{1R FC \mu - like + 1R FC e - like}. \quad (64)$$

Mais avant cette sélection, une sélection en charge est appliquée à l'échantillon. Il faut purifier l'échantillon pour éliminer certains événements qui pourraient biaiser la mesure de Misid (cf figure 62). Par exemple, un muon oblique suffisamment proche du tube peut avoir été sélectionné par le dispositif mais la lumière qu'il a généré n'a été que partiellement contenue dans le tube. Cette sélection retient seulement des événements avec une faible part de lumière générée en dehors du cône Čerenkov de la particule incidente (cf figure 63). Soient q^+ la charge intégrée dans le cône Čerenkov et q^- celle en-dehors de ce cône. Cette lumière parasite provient de la diffusion ou de la réflexion de photons Čerenkov, ou bien de la fuite de lumière du CRP. Une première coupure élimine les événements de trop basse énergie : $q^+ > 10 pe$ (photo-électron). De plus, lorsque q^- devient non négligeable par rapport à q^+ , cela est supposé être dû à une fuite trop importante. Aussi, seuls les événements dont $q^+/q^- > 2$ sont conservés. Après avoir vérifié à l'oeil les événements, une coupure de sélection plus précise a été trouvée. Aux charges les plus élevées, il y a relativement moins d'événements avec fuites, aussi des conditions un peu moins strictes peuvent leur être appliquées (cf figure 64) :

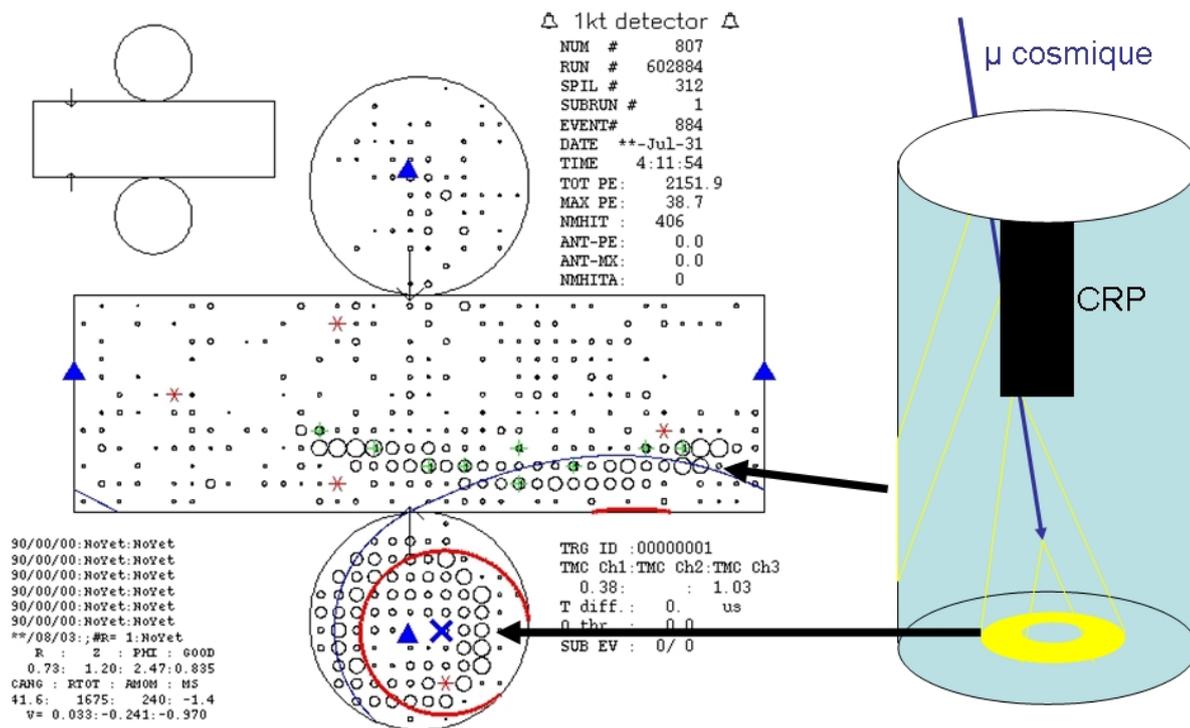
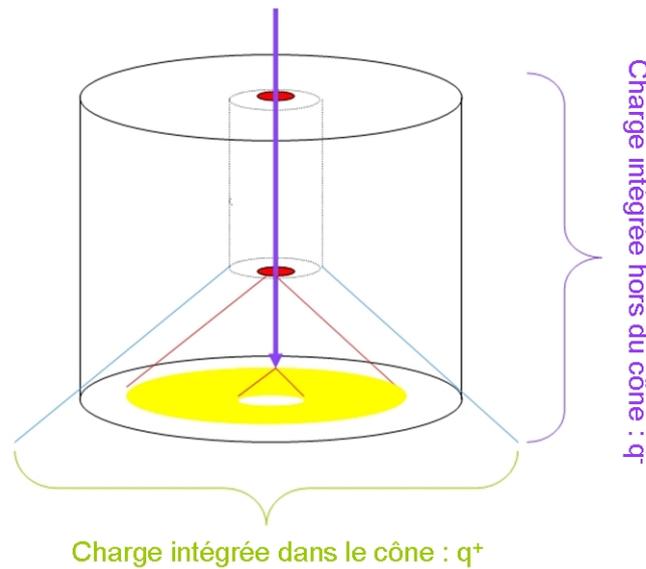


FIG. 62 – Image d'un événement oblique. Position du tube : $z=0\text{m}$. Le cercle rouge symbolise un anneau identifié comme électron. La misidentification est due à la zone de lumière en dehors de l'anneau. Cette zone est interprétée comme venant d'un événement ayant déclenché les triggers mais n'étant pas complètement contenu dans le tube.


 FIG. 63 – Definition de q^+ et de q^- .

$$90 < q^- < 350 \Rightarrow q^+ / (q^- - 90) > 1.9 \quad (65)$$

$$350 < q^- \Rightarrow q^+ / (q^- - 350) > 2.7 \quad (66)$$

Cette sélection est vraiment efficace car elle réduit significativement le nombre d'événements contaminés par fuite de lumière et diminue faiblement la statistique totale.

Cependant, est-ce que cette sélection n'est pas biaisée, ne supprime-t-elle pas des événements sans fuite ? Afin de s'en assurer, j'ai comparé les données CRP à la simulation MC. Sur la figure III.2.5.1.2, le rapport $q^- / (q^+ + q^-)$ est tracé pour les événements CRP. En comparant les courbes des données et du MC, une différence apparaît aux grandes proportions de q^- . Les explications privilégiées pour ce pic à 0,9 sont :

- des événements obliques. Un muon oblique peut traverser un des deux scintillateurs, un bruit en coïncidence sur le second entraîne alors l'enregistrement de l'évènement.
- des fuites de lumière. Le tube CRP est constitué de plusieurs éléments liés par des jointures et qui permettent de l'aggrandir au fur et à mesure. Malgré les précautions prises (adhésif noir, usinage des jointures), des fuites de lumière ont pu se produire au niveau de ces jointures.

La droite indique la valeur limite au-delà de laquelle les événements ne sont pas sélectionnés, telle que définie par (65) et (66), soit 30%. Une coupure à 50% aurait également pu être étudiée, mais la sélection a été conçue à partir de la figure 64. Cette sélection à 30% semble couper une partie du signal, cependant la statistique totale diminue peu comme le tableau 4 le montre, aussi il n'a pas été jugé nécessaire de modifier cette sélection.

Ce tableau présente l'évolution de la statistique après chaque coupure pour deux positions, $z = 0$ m et $z = +2$ m.

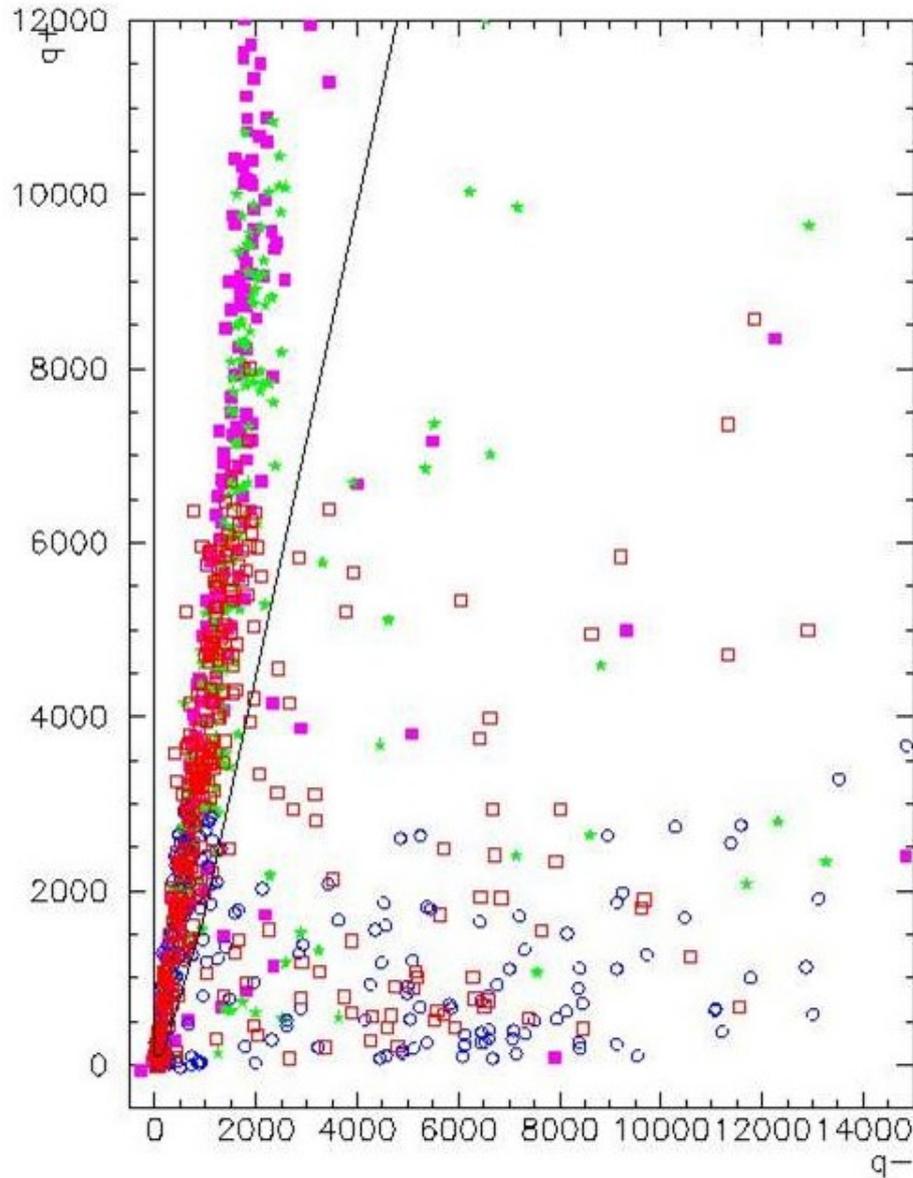


FIG. 64 – Charge à l'intérieur du cône Čerenkov(q^+ , unité : photo-électrons) par rapport à la charge en dehors du cône Čerenkov(q^-). La sélection est constituée de la zone à l'intérieur des lignes noires. Les différents points représentent des événements, dont les couleurs correspondent à différentes périodes de prise de données.

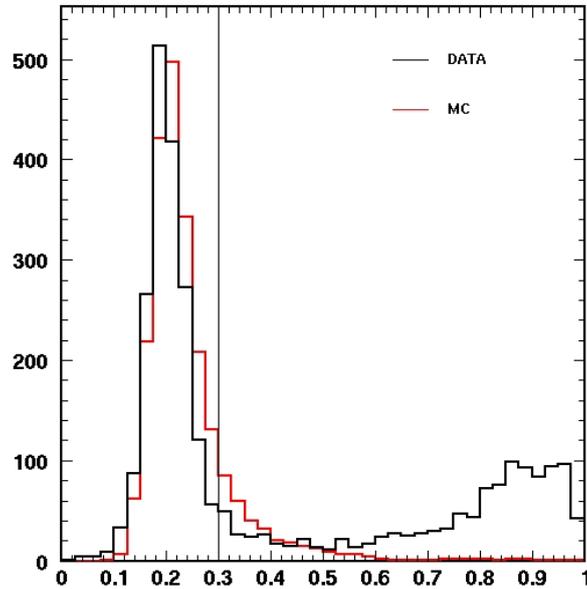


FIG. 65 – Rapport $q^-/(q^+ + q^-)$ pour les données CRP à $z=+2m, 0m, -1m$ et $-2m$. La droite représente la coupure en charge appliquée pour supprimer les événements présentant une fuite de lumière. En noir les données et en rouge le MC.

La diminution de la contamination peut être soulignée, tandis que le nombre total d'événements 1R FC ne diminue pas beaucoup. Grâce à cette sélection efficace, le taux de misidentification de la Kilotonne a pu être mesuré de manière plus fiable.

III.2.5.1.3 Simulation Monte Carlo

Afin de comparer nos données avec la réponse attendue de la Kilotonne, une simulation Monte Carlo (MC) a été produite. Au total, plus de 42000 muons ont été générés dont la quasi-totalité sont des 1R. A partir du spectre en énergie des muons cosmiques du Particle Data Group (PDG)[38], des μ avec des directions aléatoires furent créés sur l'étendue de l'angle solide du CRP. La perte d'énergie due à la traversée de l'eau sur la longueur du CRP a également été prise en compte. A cette étape, seules les particules dont l'énergie est assez basse pour qu'elles s'arrêtent dans le détecteur (FC) furent sélectionnées. Puisque un muon perd 2 MeV/cm dans l'eau, leur moment (en MeV) devait être inférieur à 2,5 fois la distance entre l'extrémité du tube et le bas de la Kilotonne (cm). Grâce à ce facteur 2,5, tous les événements FC furent simulés sans perte et la majorité des "partiellement contenus" (Partially Contained ou *PC*) – qui ne nous intéressent pas – furent rejetés. Pour la suite, les particules MC furent simulées dans la Kilotonne selon la simulation standard (*ktdetsim*).

Sans la coupure en charge	z=+2m		z=0m	
triggers	6354	100%	4094	100%
1 Ring	5456	85.9%	3378	82.5%
FC	1723	27.1%	675	16.5%
Evènements e-like	76	1.20%	12	0.29%
Avec la coupure en charge				
triggers	6354	100%	4094	100%
Charge cut	5181	81.5%	3022	73.8%
1 Ring	5010	78.8%	2891	70.6%
FC	1568	24.7%	556	13.6%
Evènements e-like	17	0.26%	4	0.10%

TAB. 4 – Evolution des statistiques des évènements CRP après chaque coupure, avec les échantillons de toutes les périodes de prise de données, 2001, 2003 et 2004. A droite, l'évolution en pourcentage du nombre de déclenchement.

III.2.5.1.4 Résultats

Les différentes positions du CRP ont connu des durées de prises de données différentes. Plus le tube était long et moins la fréquence de déclenchement était élevée puisque l'angle solide d'acceptance des muons diminuait. C'est pourquoi deux positions ont été privilégiées pour obtenir une statistique élevée, $z=+2$ m et 0 m. Le tableau suivant présente le nombre d'évènements enregistrés pour chaque position.

Position du CRP	z=	+4 m	+3 m	+2 m	+1 m	0 m	-1 m	-2 m
Nombre de déclenchements		906	1591	6354	1261	4094	1447	3725

La position $z=-2$ m compte presque autant d'évènements que $z=0$ m. Cependant, l'étude du taux de misidentification requiert des évènements FC, c'est-à-dire des muons s'arrêtant dans la KT. Or, pour le même flux de muons cosmiques, les muons de $z=-2$ m ont seulement 2 m pour s'arrêter, contre 4 pour les muons de $z=0$ m. C'est pourquoi on ne retrouve que 249 évènements $z=-2$ m après la coupure FC contre 675 pour $z=0$ m. Seules les positions à +2 m et 0 m seront utilisées afin de comparer les taux de misidentification et l'impact de la coupure en charge. Ensuite, lorsque le *misid* sera étudiée en fonction du moment du muon incident, toutes les positions seront utilisées.

Sans la coupure en charge	Données z=+2m	z=+2m MC	Données z=0m	z=0m MC
Misid	4.4% ± 0.5%	0.9% ± 0.2%	1.8% ± 0.5%	0.6% ± 0.2%
Avec la coupure en charge	Données z=+2m	z=+2m MC	Données z=0m	z=0m MC
Misid	1.1% ± 0.3%	0.8% ± 0.2%	0.7% ± 0.4%	0.3% ± 0.1%

TAB. 5 – Comparaison du taux Misid à $z=+2$ m et $z=0$ m sans et avec la coupure en charge.

Le tableau 5 compare le *misid* entre données et simulation MC, avec et sans la coupure en charge. La coupure en charge a permis de purifier l'échantillon de données. Au contraire de la simulation, le taux des données est largement abaissé grâce à cette coupure. Elle semble donc jouer son rôle : le taux était sur-estimé à cause d'évènements mal contenus dans le tube ou présentant des fuites de lumière, la coupure les élimine. Les taux des données et du MC sont en accord aux fluctuations statistiques près. La figure 66 représente graphiquement cette évolution, qui amène le niveau de misidentification à 1%.

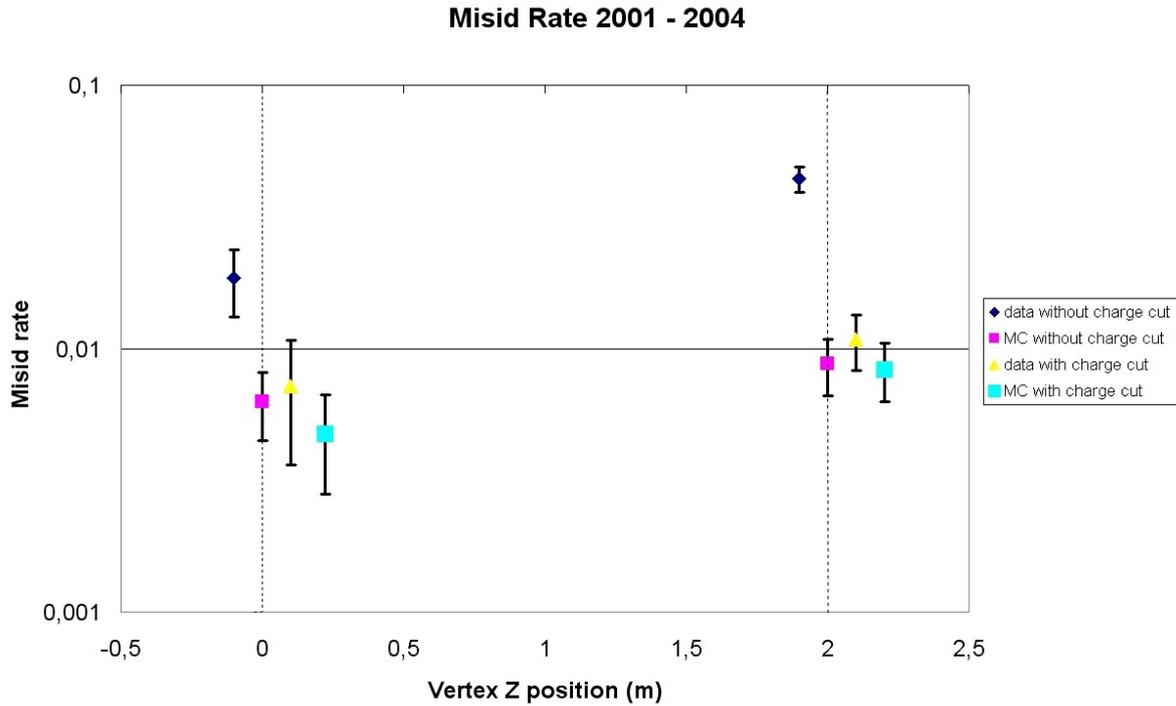


FIG. 66 – Taux de misidentification avec les données CRP à $z=+2\text{m}$ et $z=0\text{m}$.

L'accord entre le Monte Carlo et les données est assez bon pour être assuré de la fiabilité de ces calibrations (cf table 5 et figure 66). Cette coupure nous a permis de purifier l'échantillon de données de façon satisfaisante. Cette accord est illustré sur la figure 67 qui représente la distribution de *PID* globale, regroupant toutes les positions. L'accord entre données et simulation MC est acceptable. Bien que le pic de la distribution soit décalé d'un canal, ces différences se situent en dehors de la zone de discrimination, autour de 0.

L'identification du type de particule dépend principalement de la forme de l'anneau Čerenkov qu'elle engendre. Et cette forme dépend grandement du moment de cette particule. C'est pourquoi toutes les positions ont été regroupées afin de mesurer l'impact du moment sur la *PID*⁴². La distribution du *misid* en fonction du moment du muon est représentée sur la figure 68. En dessous de 400 MeV, le taux est très élevé : en effet, le muon ne transmet pas assez de lumière, et donc

⁴² *Particle IDentification*, identification du type de particule, e-like ou μ -like (cf IV).

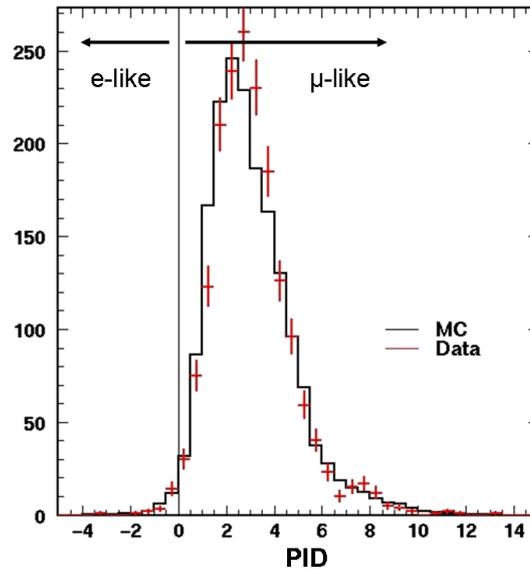


FIG. 67 – Distribution de PID utilisant toutes les données CRP, après sélections FC, 1R et coupure en charge. L'accord entre les données (croix rouges) et le MC (trait noir) est acceptable.

pas assez d'information pour obtenir une identification satisfaisante. Sur les autres domaines en énergie, le $msid$ reste inférieur à 2% et s'approche du pourcent entre 400 et 800 MeV. Les taux des données et du MC sont en accord aux erreurs statistiques près. Les erreurs statistiques du MC auraient pu être diminuées en générant plus d'évènements, mais la simulation et la reconstruction des évènements sont des processus extrêmement longs.

Dans l'analyse de l'apparition de ν_e dans K2K, des muons issus de l'interaction de ν_μ du faisceau représentent une statistique beaucoup plus importante que celle d'éventuels électrons issus de ν_e d'oscillation. Aussi, si un faible pourcentage de ces muons est mal identifié comme électron, cela constitue un bruit de fond important : c'est pourquoi l'étude de l'incertitude sur $msid$ est importante.

Le tableau 69 résume les taux de misidentification par domaines d'énergie tandis que le schéma 70 illustre le principe du calcul de leur incertitude : les erreurs statistiques du MC et des données ainsi que l'écart entre taux MC et données sont sommés quadratiquement. Ensuite, chaque domaine d'énergie est pondéré par la statistique attendue dans ce domaine. Toutes les contributions des domaines sont ensuite sommées.

En utilisant les interactions dans la KT issues du faisceau de K2K, on obtient le nombre d'évènement par domaine d'énergie qui permet cette pondération. Le tableau suivant détaille le calcul par domaine d'énergie à l'aide du MC en résumant la statistique du nombre d'évènements FCFV 1R⁴³ pour la simulation Monte-Carlo.

⁴³Fully Contained Fiducial Volume 1 Ring.

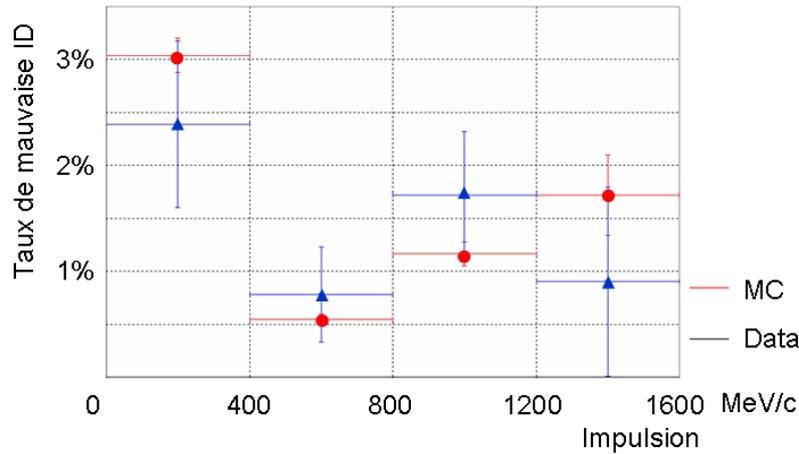


FIG. 68 – Taux de misidentification en fonction du moment du muon, données de la calibration CRP en noir et MC en rouge.

Domaine d'énergie (MeV)	ΔN_{bin}	Statistique ν_{μ} MC FCFV 1R
0 - 400	1,04	1288
400-800	0,51	7477
800-1200	0,82	5655
1200-1600	1,27	514

Le taux de misidentification global peut donc être calculé de la sorte :

$$Misid = 3,04\% \times 1288 + 0,54\% \times 7477 + 1,16\% \times 5655 + 1,72\% \times 514 = 153,97 \text{ évènements.}$$

La statistique totale compte 14 934 évènements, le *misid* global vaut donc $153,97/14934 = 1,03\%$. De la même façon, on calcule l'incertitude sur cette valeur et l'on obtient $\Delta N_{MISID} = 104,4$ évènements. L'incertitude relative du taux de misidentification des muons vaut $104,4/14934 = 0,70\%$. En multipliant cette fraction par la statistique de données utilisée, on obtient l'incertitude sur le nombre de muons pris pour des électrons. Cette valeur sera utilisée pour l'étude des évènements K2K de SK.

III.2.5.1.5 Etude de la dépendance temporelle

Les données CRP n'ont présenté aucune dépendance temporelle à l'échelle d'une journée. La variation de température le long de la journée aurait pu en effet avoir des effets sur la haute tension des PMTs et ainsi sur le comportement de la Kilotonne, comme je l'ai observé lors de panne du système de climatisation : à midi en été, les générateurs de haute tension étaient dans un environnement qui pouvait atteindre plus de 35°C , provoquant une instabilité d'environ 5% du niveau de tension. Pour vérifier si l'identification du type de particule en était affectée, 3 périodes de la journée ont été étudiées : le matin défini de 1h à 9h, la journée de 9h à 17h et la soirée de 17h à 1h. Comme la figure 71 le montre, aucune dépendance temporelle n'a été mise en évidence.

Soft Energy	Misid Rate MC
0 – 400 MeV	3.04% +/- 0.16% (Stat)
400 – 800 MeV	0.54% +/- 0.05% (Stat)
800 – 1200 MeV	1.16% +/- 0.12% (Stat)
1200 – 1600 MeV	1.72% +/- 0.38% (Stat)

FIG. 69 – Tableau des taux de misidentification du MC par bins d'énergie obtenu grâce à la calibration CRP.

$$\Delta N_{\text{bin}} = [\Delta N_{\text{MC}} \oplus \Delta N_{\text{Data}} \oplus | \text{MC} - \text{Data} |]_{\text{bin}}$$

$$\Delta N_{\text{Misid}} = \sum_{\text{bin}} (1R \text{ MC } \nu_{\mu})_{\text{bin}} * \Delta N_{\text{bin}}$$

FIG. 70 – Principe de calcul des erreurs de misidentification obtenues par l'analyse CRP : les erreurs statistiques du MC et des données ΔN_{MC} et ΔN_{DATA} ainsi que l'écart des taux MC et données $| \text{MC} - \text{DATA} |$ sont sommés quadratiquement par domaines d'énergie. Dans chaque domaine d'énergie, cette somme quadratique ΔN_{bin} est ensuite multipliée par la statistique attendue dans ce domaine. Toutes les contributions des domaines sont ensuite sommées.

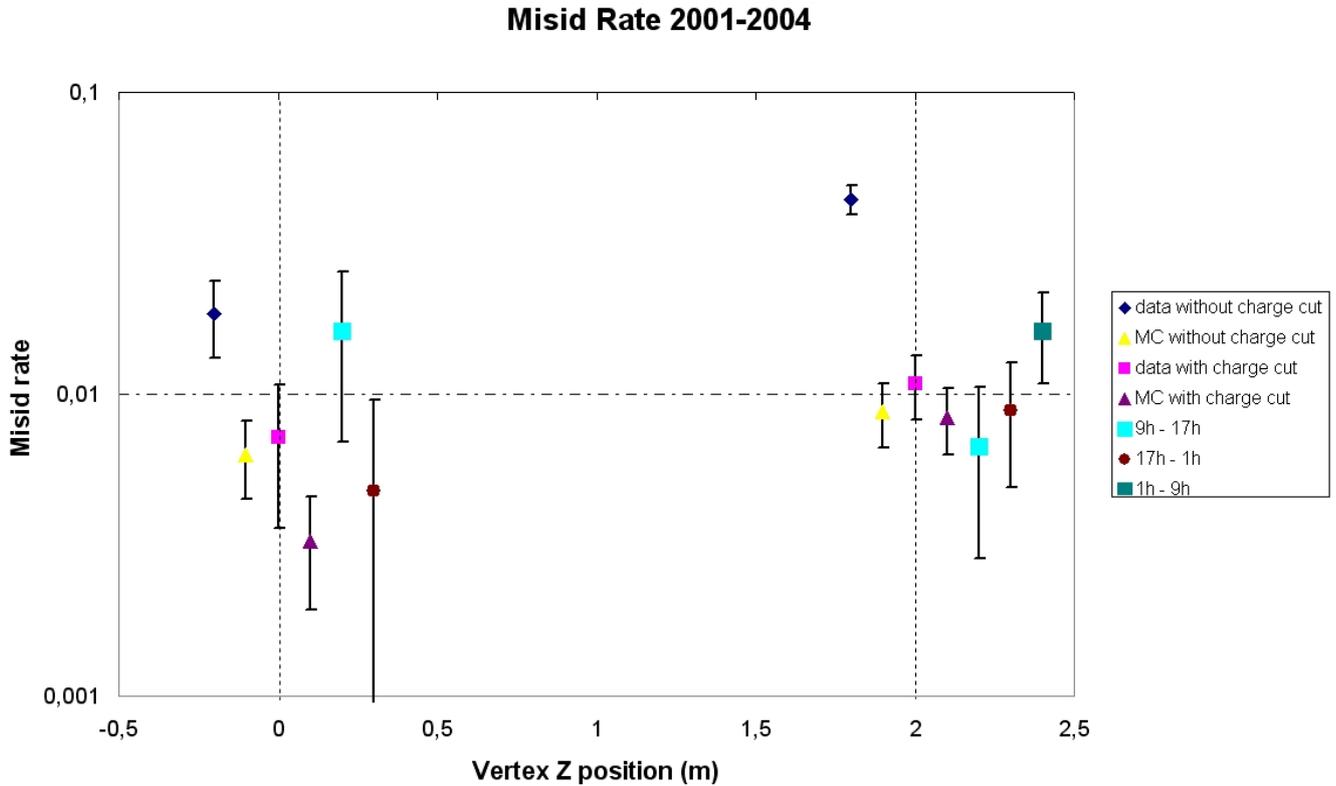


FIG. 71 – Taux de misidentification en fonction du temps, 3 périodes de temps définies.

A $z=0\text{m}$, puisqu'aucun événement mal identifié n'a été observé, il n'y a aucun point pour la période du matin. Mais une limite à 90 % du niveau de confiance (ou Confidence Level, CL) peut être calculée en considérant que le nombre d'événements mal identifiés suit une loi de probabilité binomiale. En posant n ce nombre, N le nombre total d'événements et p la probabilité de misidentification :

$$\begin{aligned}
 CL &= C_N^n p^n (1-p)^{(N-n)} \\
 n = 0 \Rightarrow CL &= (1-p)^N \\
 \ln CL &= N / \ln(1-p) \\
 p &= 1 - \exp\left(\frac{\ln CL}{N}\right) \\
 \text{avec } CL = 90\% \text{ et } N = 162, & \quad p = 0.065\%
 \end{aligned}$$

Il est notable que si il y avait juste un événement mal identifié sur cette période, le taux de misidentification monterait à 0,6%, soit juste entre le taux de la soirée et le taux de la journée. Cette fluctuation statistique est donc acceptable.

Grâce aux données CRP 2003 et 2004, la précision sur la mesure de la PID a été beaucoup améliorée. En effet, l'erreur systématique dans le volume fiduciel est inférieure à 0,2%, avec un

taux de misidentification en dessous de 1%. La dernière étape pour gagner en précision serait de produire plus d'événements MC afin de réduire l'erreur statistique. Aucune dépendance temporelle ne fut observée. Finalement, ce résultat peut être utilisé à profit pour deux analyses de K2K :

- la disparition ν_μ demande une estimation du flux de ν_μ dans la Kilotonne aussi précise que possible. Elle sera sous-estimée si les muons identifiés comme électrons ne sont pas pris en compte.
- l'apparition ν_e : le flux de ν_e du faisceau sera sur-estimé si l'on ne prend pas en compte ces mêmes muons

Dans les deux cas, le calcul du taux de misidentification permet d'améliorer la précision sur ces calculs de flux en prenant en compte les muons mal identifiés.

III.2.5.1.6 Effet de la précision de reconstruction du vertex initial

Lors de la reconstruction des informations d'un anneau Čerenkov (décrit dans le chapitre IV), la première étape consiste à déterminer approximativement la position du vertex de l'interaction. La détermination du type de particule intervient après, en utilisant ce vertex. Elle fait intervenir une fonction de vraisemblance appelée *PID*. Cependant, la résolution de cette position est assez large, notamment dans la direction de la particule. Cette imprécision affecte donc la *PID*⁴⁴, puisque l'angle d'ouverture du cône et la répartition des charges de l'anneau dépendent de la position de ce vertex. Grâce au CRP, j'ai pu mesurer l'effet de cette mauvaise reconstruction du vertex. Le CRP permet de connaître la position exacte du vertex. Aussi, j'ai imposé aux logiciels de reconstruction cette position afin de voir de quelle manière les performances du *PID* en étaient améliorées.

La figure 72 représente les distributions de *PID* d'événements CRP dont le vertex a été ainsi fixé à sa vraie valeur (à comparer à la figure 67). Les données utilisées correspondent au position $z=0\text{m}$ et $z=+2\text{m}$. Le résultat est spectaculaire : l'identification du type de particule est désormais quasi-parfaite. Moins de 0,3% des muons sont identifiés comme des électrons. La *PID* combine deux types d'identification : l'utilisation de l'angle d'ouverture du cône Čerenkov, l'*Angle PID*, et la distribution de charges de l'anneau, appelé *Pattern PID*. Le tableau suivant donne les taux de misidentification obtenu avec le *PID* global, l'*Angle PID* et le *Pattern PID*.

$z=0\text{m}$	Données	MC
<i>PID</i> combiné	$0,3\% \pm 0,3\%$	$0,2\% \pm 0,1\%$
<i>Angle PID</i>	0,04% (à 90% CL)	0,005% (à 90% CL)
<i>Pattern PID</i>	$1,8\% \pm 0,8\%$	$2,8\% \pm 0,4\%$
$z=+2\text{m}$	Données	MC
<i>PID</i> combiné	0,03% (à 90% CL)	$0,1\% \pm 0,07\%$
<i>Angle PID</i>	0,03% (à 90% CL)	0,005% (à 90% CL)
<i>Pattern PID</i>	$0,5\% \pm 0,4\%$	$0,8\% \pm 0,2\%$

A noter que les taux de misidentification indiqués avec un niveau de confiance de 90% ont été calculés selon la méthode du paragraphe III.2.5.1.5, car aucun événement ne fut identifié comme électron.

⁴⁴Particle Identification.

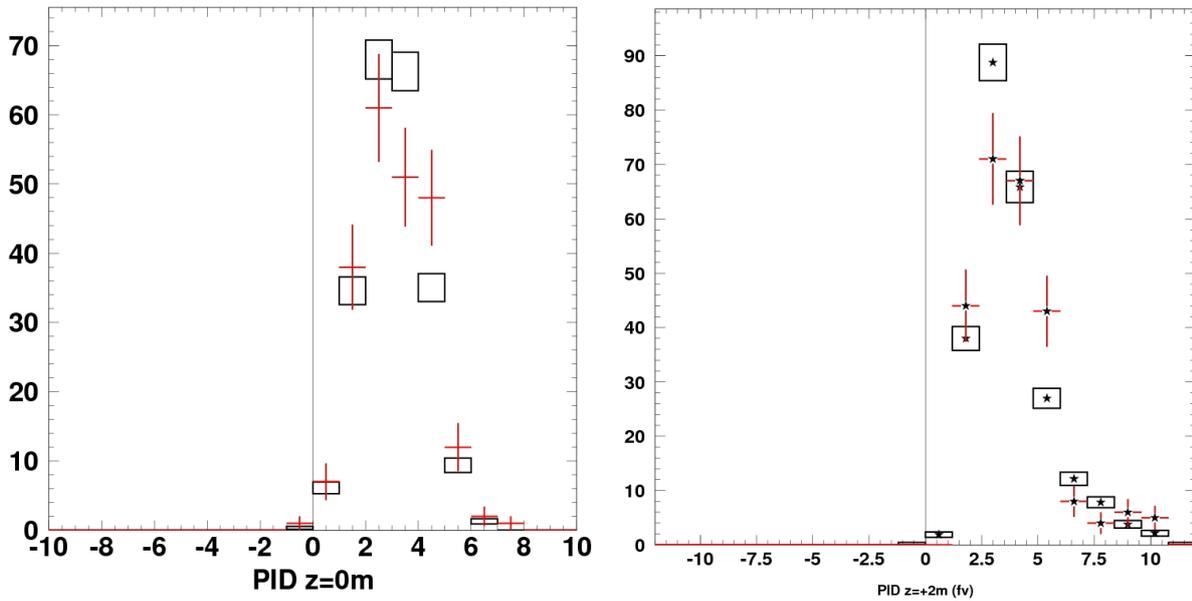


FIG. 72 – *PID* avec le vrai vertex imposé. En abscisse la valeur de la fonction de vraisemblance et en ordonnée le nombre d'évènements. A partir d'évènements CRP à $z=0\text{m}$ en (a) et $z=+2\text{m}$ en (b), le bon vertex a été fixé et le logiciel de *PID* a considérablement amélioré ses performances. Les croix rouges représentent les données et les carrés noirs la simulation MC.

Le premier constat tient en la diminution spectaculaire du nombre de muons mal identifiés, compatible avec 0% pour les deux positions. Pour rappel, dans le tableau 5, les *misid* pour les mêmes positions $z=0\text{m}$ et $z=+2\text{m}$ valaient respectivement $0,7\% \pm 0,4\%$ et $1,1\% \pm 0,3\%$! L'amélioration est donc très sensible. De plus, les données et le MC sont en accord aux fluctuations statistiques près, ce qui permet de croire en ce résultat.

L'autre constat provient de la différence de comportement de l'*Angle PID* et du *Pattern PID*. Tandis que le *Pattern PID* n'améliore pas ses performances outre mesure, l'*Angle PID* devient quasiment infaillible à reconnaître les muons. Tandis qu'un petit décalage de la position du vertex ne perturbe pas trop la distribution des charges attendue, il fausse de façon importante la mesure de l'angle d'ouverture du cône. Par exemple, un décalage vers l'avant pour un muon de bas moment va provoquer un angle d'ouverture trop grand, qui sera donc pris pour celui d'un électron.

La première estimation de la position du vertex joue donc un rôle majeur pour l'identification du type de particule. L'effort de la collaboration s'est donc porté vers une amélioration de cette estimateur. Un nouveau logiciel en provenance de la collaboration Super KamiokaNDE, Bonsai, a ainsi été adapté à la K2K par Michael Smy. Il est décrit dans le chapitre IV.

III.2.5.1.7 Etude par simulation de muons horizontaux issus du faisceau

Les données CRP ont permis de mesurer précisément les performances de la PID de K2K. Cependant, il s'agit de particules quasi-verticales, tandis que les particules issues du faisceau sont quasi-horizontales. Aussi, j'ai utilisé la simulation MC de la KT afin de vérifier les résultats pré-

cédents à partir d'un échantillon de muons horizontaux. Cet échantillon a été obtenu à partir des interactions des ν_μ du faisceau au sein de la KT, dans le volume fiduciel C. J'ai sélectionné grâce aux informations du MC les évènements à anneaux uniques dont la première particule fille est un muon. Aussi, la plupart des anneaux reconstruits proviennent de ces muons, bien que certains doivent également provenir d'autres particules filles dans des évènements où l'anneau du muon n'a pas été reconstruit. Le taux de Misid est donc sur-estimé par rapport à l'échantillon CRP puisque certains anneaux reconstruits proviennent de pions. Les données ne permettent pas de renforcer de la sorte la proportion d'évènements dont l'anneau provient d'un muon, c'est pourquoi cette étude s'est limitée à la simulation. La figure 73 montre la PID de cet échantillon. J'ai calculé l'erreur systématique de la Misid en mesurant l'effet d'un décalage du seuil de discrimination de $\pm 0,5$, comme expliqué dans la section suivante : on peut considéré ce calcul comme une convention de la collaboration, conforté par la comparaison de PID de données et de MC, toujours en accord à mieux de 0,5 unité de PID.

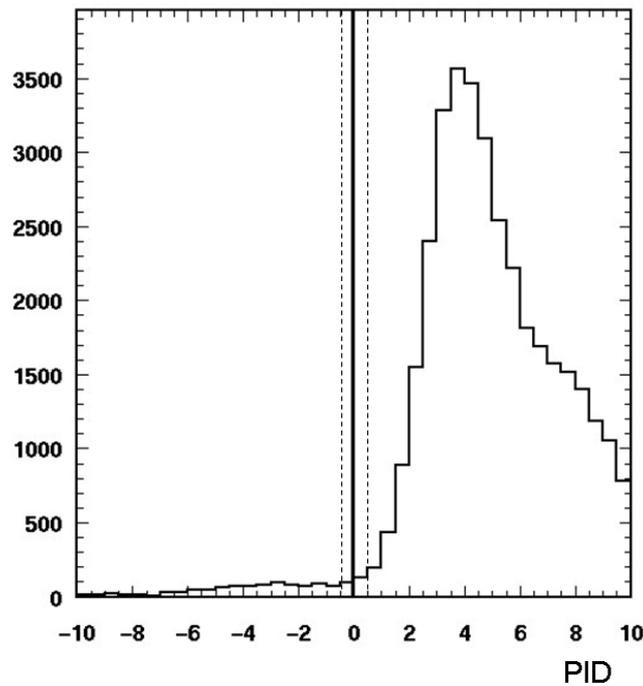


FIG. 73 – PID d'évènements simulés du faisceau de K2K dans la KT : échantillon de muons horizontaux. Cet échantillon a été sélectionné en requérant des évènements à anneaux uniques, dont la particule parente est un ν_μ et la première particule fille un μ . La ligne continue représente la limite entre e-like et μ -like. Les pointillés représentent le décalage de cette limite utilisé pour calculer l'erreur systématique.

Ce calcul donne comme résultat :

$$Misid_{faisceau} = 1,46\% \pm 0,06\%(stat.)_{-0,34\%}^{+0,42\%}(syst.).$$

Ce résultat est en parfait accord avec les résultats de la calibration CRP ($1,05\% \pm 0,7\%$ (*syst.*)). Il valide ainsi l'étude précédente pour un échantillon de muons horizontaux.

III.2.5.2 Misidentification $e \rightarrow \mu$

Le problème principal lorsque l'on s'intéresse de près à la *PID* d'évènements e-like, c'est qu'il n'existe aucune source satisfaisante d'anneaux de type électronique. Le LINAC utilisé au début de l'expérience Super KamiokaNDE fabriquait des électrons de quelques MeV pour l'étude des neutrinos solaires : K2K travaille à des énergies beaucoup plus élevées. Les électrons de désintégrations des muons sont eux de l'ordre de 50 MeV, ce qui n'est pas non plus satisfaisant lorsque l'on travaille à 1 GeV. De plus, les muons parents perturbent la détection des charges des électrons, celles-ci sont biaisées vers des valeurs plus élevées[39]. Enfin, les deux gammas issus des π^0 sont détectés en nombre suffisant, ont une énergie de l'ordre de la centaine de MeV, mais ce sont justement des évènements à deux anneaux. Or, la *PID* pour des évènements à anneaux multiples est moins efficace que pour des anneaux uniques. Par élimination, c'est toutefois le type d'échantillon que j'ai sélectionné, tout en sachant que le taux de misidentification sera de fait sur-estimé.

Dans les données de SK et de la KT, les évènements FCFV⁴⁵ présentant deux anneaux ont été sélectionnés. La masse invariante du π^0 a été calculée et seules les valeurs comprises entre 120 et 180 MeV ont été retenues. La figure 74 en représente la distribution dans SK.

J'ai sélectionné les seconds anneaux de type e-like et observé la *PID* des premiers anneaux. De cette manière, une majorité de π^0 a été sélectionnée. La simulation MC nous indique que $65,2\% \pm 1,1\%$ provient de courant neutre créant un π^0 . La plupart des autres interactions sélectionnées ont également un pion neutre dans leurs particules filles, ce qui explique le second pic en noir. Les anneaux observés sont vraisemblablement ceux de gammas issus d'un π^0 , et donc de type e-like.

Grace à cette sélection, le taux de misidentification des évènements de type électronique en évènements de type muonique a pu être mesuré. La statistique des évènements KT étant trop faible, ce taux a été calculé à partir de ceux de SK. Son erreur systématique a été calculé en faisant varier la limite de discrimination $PID = 0$ de $\pm 0,5$, car il s'agit de la taille des canaux et les données et le MC sont en accord à la taille du bin près. La mesure finale donne $Misid_{e \rightarrow \mu} = 4,7\% \pm 1,4\%$ (*stat.*) $_{-3\%}^{+6\%}$ (*syst.*). On note sur la figure 76 un désaccord à $PID > 0$. Le MC semble donner une identification moins bonne que les données réelles. Ce taux de Misid est donc peut-être sur-estimé. L'erreur systématique est de plus très élevée. En effet, l'échantillon de π^0 crée des anneaux assez éloignés de ceux d'un électron unique. Mais cette mesure permet de s'assurer de l'accord relatif entre données et MC. J'ai donc pu effectuer la même mesure en me fiant à la simulation. J'ai sélectionné des interactions de ν_e donnant un seul anneau dans SK par le biais du MC. Le calcul de l'erreur systématique a été effectué de manière similaire, et cette mesure donne $Misid_{e \rightarrow \mu} = 5,66\% \pm 0,14\%$ (*stat.*) $_{-1,14\%}^{+1,42\%}$ (*syst.*). On peut donc conclure que le taux de misidentification est de l'ordre de 7%.

⁴⁵Fully Contained Fiducial Volume.

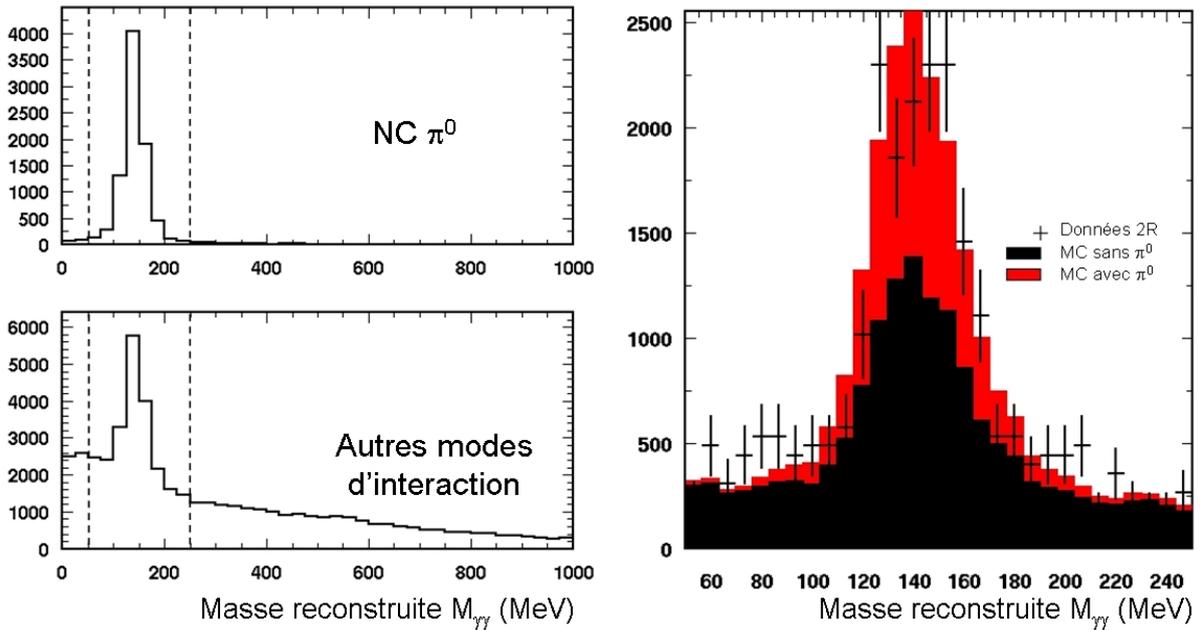


FIG. 74 – Masse reconstruites des neutrinos atmosphériques dans SK. L'échantillon de données contient des événements à deux anneaux (2R). A gauche, distinction entre en haut les interactions donnant un π^0 par courant neutre (NC) et les autres types d'interactions. A droite, en rouge les événements MC comportant seulement un π^0 (pas forcément CN, également CC) et en noir les autres modes. Les croix noires correspondent aux données.

III.3 Performances

Grace à ces calibrations, la reconstruction d'un événement dans les détecteurs Čerenkov à eau de K2K atteint une précision remarquable. Quelques chiffres peuvent être évoqués :

- Le vertex d'une interaction est reconstruit avec une résolution de 10 cm, et un décalage moyen de 5 cm pour des événements à anneaux uniques.
- La direction de ces anneaux est connue au degré près.
- La résolution en énergie atteint $10\%/\sqrt{E}$ (où E est l'énergie de la particule incidente). L'échelle absolue d'énergie est connue à 3% près.
- L'identification du type de particule est très efficace pour les événements de type muonique, puisque seulement 1% de ces événements sont reconstruits comme des e-like. Au contraire, les électrons sont plus difficiles à identifier en temps que tels, puisque 7% d'entre eux sont reconnus comme μ -like.

Ces performances sont atteintes grâce aux logiciels de reconstruction qui ont été développés dans K2K. Le chapitre suivant les décrit.

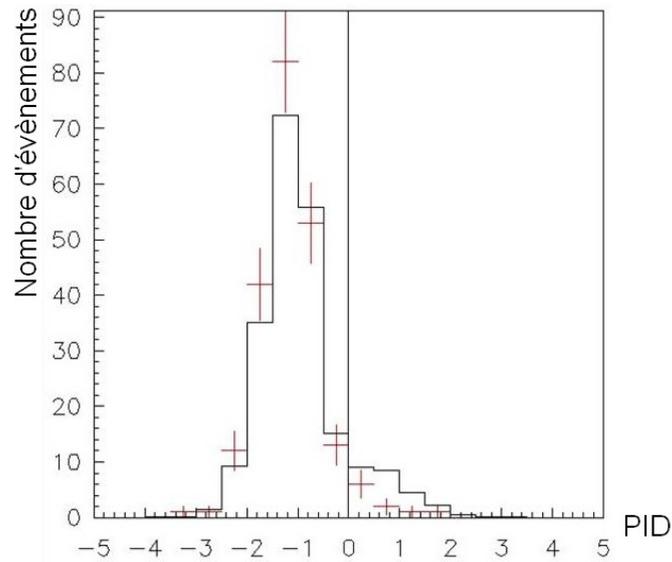


FIG. 75 – Fonction de vraisemblance PID dans SK pour un échantillon de π^0 . L'échantillon de données atmosphériques a été sélectionné par coupure sur la masse reconstruite du π^0 entre 120 et 180 MeV, en demandant deux anneaux dont un de type électronique. Il s'agit de la PID du second anneau.

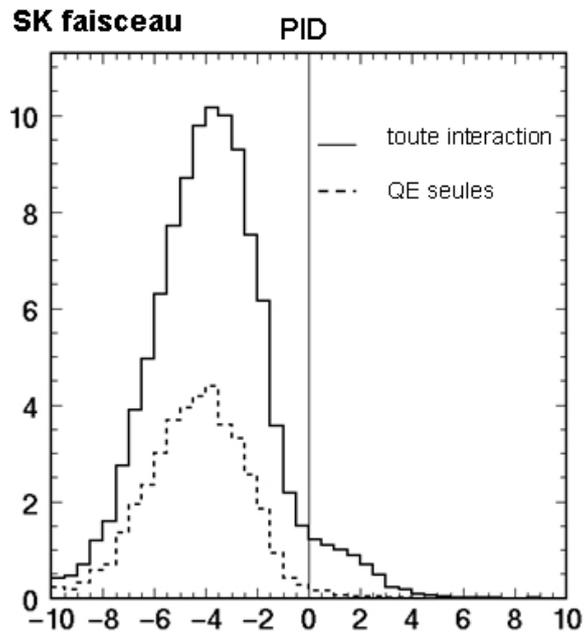


FIG. 76 – Fonction de vraisemblance PID dans SK pour un échantillon d'électrons. L'échantillon d'événements de la simulation faisceau de K2K a été sélectionné en demandant un anneau de type électronique. Le trait plein représente la PID de toutes les interactions tandis que le pointillé représente seulement les interactions QE.

IV Reconstruction des informations dans un Čerenkov à eau

Ce chapitre vise à décrire les différents logiciels de reconstruction des anneaux Čerenkov dans K2K. L'absence de documentation sur ces codes informatiques rend cette tâche ardue. Les informations doivent être déduites des quelques thèses écrites en anglais ou depuis la traduction de thèses en japonais, ou surtout d'un décorticage fastidieux des codes eux-mêmes, modifiés plusieurs fois au cours du temps.

Après une première estimation du vertex de l'interaction, le nombre d'anneaux est déterminé ainsi que leur type. Une nouvelle estimation plus précise du vertex prend en compte ces informations. Enfin, des corrections viennent supprimer de faux anneaux créés par le bruit de PMTs.

IV.1 Position et moment en première approximation

IV.1.1 Origine ponctuelle de la lumière

Tout d'abord, la reconstruction du vertex de chaque évènement est une première fois effectuée à partir du temps de détection des photons. L'approximation initiale est qu'ils proviennent tous d'une source ponctuelle, d'où son nom point-fitter ou *pfitter*. Des points répartis uniformément dans le volume du cylindre sont testés successivement. Le temps de vol de chaque photon détecté est alors évalué à partir du point testé \vec{P}_t et de la position de PMT \vec{P}_i . Ce temps de vol est soustrait au temps de détection t_i^d afin d'obtenir le temps résiduel :

$$t_i = t_i^d - \frac{n}{c} \left\| \vec{P}_t - \vec{P}_i \right\| \quad (67)$$

avec n l'indice de l'eau et c la célérité de la lumière. Pour le point \vec{P}_t se rapprochant le plus du vrai vertex, les temps t_i de tous les PMTs sont proches de la même valeur moyenne t_0 . L'estimateur suivant est donc maximal pour ce meilleur vertex :

$$E(\vec{P}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp \left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1,5\sigma)^2} \right) \quad (68)$$

où N est le nombre de PMTs touchés et σ leur résolution temporelle, soit 2,5 ns. La forme de cet estimateur n'est pas conventionnelle, on s'attend en effet à un produit d'exponentielles et non à leur somme. Il a été déterminé empiriquement, tout comme le facteur 1,5 qui améliore ses performances.

Une fois que le meilleur vertex \vec{P} est trouvé, la direction de la particule \vec{d} peut être estimée en utilisant les charges q_i mesurées par les PMTs :

$$\vec{d} = \sum_{i=1}^N q_i \frac{\vec{P}_i - \vec{P}}{\left\| \vec{P}_i - \vec{P} \right\|}. \quad (69)$$

La reconstruction de ce vertex ne tient pas compte du fait que plusieurs anneaux ont pu être produits au cours de l'interaction, ni que la plupart des photons n'ont pas été émis au vertex mais sur la trajectoire des particules créées. Les logiciels présentés dans le paragraphe suivant en tiennent compte, en prenant comme point de départ les résultats de *pfitter*.

IV.1.2 Emission de lumière le long de la trace de la particule

L'estimateur *afit* était jusqu'en 2004 l'unique logiciel permettant d'améliorer la reconstruction de la position du vertex. Mais le logiciel *BONSAI* a été intégré à cette date. Ce dernier est efficace seulement pour les événements à anneau unique. Aussi, une estimation rapide du nombre d'anneau est effectuée à la suite de *pfit*. En cas d'anneau unique, *BONSAI*⁴⁶ traite l'évènement. S'il échoue, *afit* prend le relais. Pour les événements à anneaux multiples, seul *afit* est utilisé.

IV.1.2.1 Bonsai

Dans *pfit*, le temps moyen des temps résiduels t_0 est fixé lors de l'estimation. *BONSAI* au contraire le considère comme l'un des paramètres à ajuster. Son estimateur est construit à partir d'une fonction de densité de probabilité (PDF pour *Probability Density Function*) (cf figure 77) pour un temps de détection du PMT t_0 et un vertex \vec{P} :

$$B(\vec{P}, t_0) = \log \left[\prod PDF_{q_i}(t_0 - t_i(\vec{P})) \right]. \quad (70)$$

L'autre spécificité de *BONSAI* vient de la méthode de minimisation de son estimateur. Pour ne pas tomber dans un minimum local de sa fonction de vraisemblance, ses paramètres d'ajustement \vec{P} et t_0 sont parfois modifiés au hasard. Ils sont ensuite optimisés pour minimiser l'estimateur, puis de nouveau modifiés au hasard. Après plusieurs itérations, les différents vertex ainsi obtenus sont comparés entre eux et celui qui possède la plus grande vraisemblance constitue l'estimation finale.

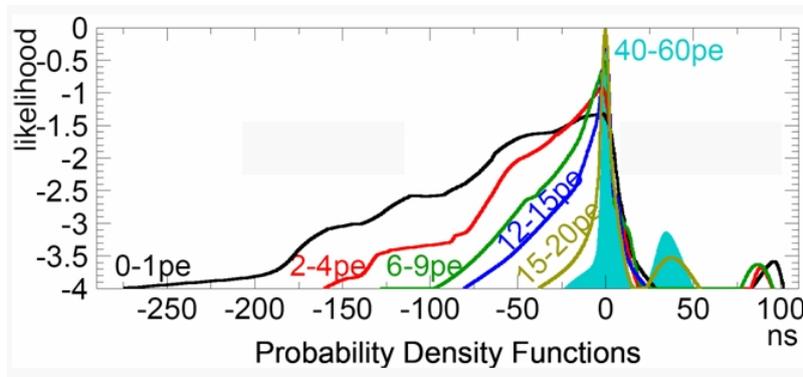


FIG. 77 – PDF dépendant du temps de détection et de la charge détectée dans un PMT : le logiciel *BONSAI* l'utilise pour estimer le meilleur vertex d'une interaction. L'axe du temps $t_0 - t_i(\vec{P})$ en abscisse est inversé.

⁴⁶Branch Optimization Navigating Successive Annealing Iterations.

IV.1.2.2 Afit

Afin d'améliorer les performances de reconstruction de la position, on tient compte de la présence éventuelle de plusieurs anneaux. L'anneau dominant, c'est-à-dire celui qui est constitué du plus de charge, va être recherché. Le trajet des photons détectés dans cet anneau principal sera alors reconstruit non pas en provenance d'une source ponctuelle comme pour *pfitt* mais d'un point de la trajectoire de la particule en tenant compte de l'angle d'émission, afin de tenir compte de l'émission le long de la trajectoire des particules de la lumière Čerenkov.

On fait varier la direction \vec{d} autour de sa direction initiale, obtenue par *pfitt*. Pour chaque direction testée, il faut définir précisément l'anneau correspondant en déterminant l'angle θ_{bord} entre la direction de la particule et le bord externe de l'anneau. Pour cela, on utilise la distribution angulaire de la charge observée $G(\theta)$: pour chaque angle θ par rapport à la direction de la particule, on mesure la charge $Q(\theta)$ qui est ensuite corrigée pour tenir compte de la transparence de l'eau et de l'acceptance angulaire du PMT. La distribution $G(\theta)$ est représentée sur la figure 78, ainsi que sa dérivée seconde.

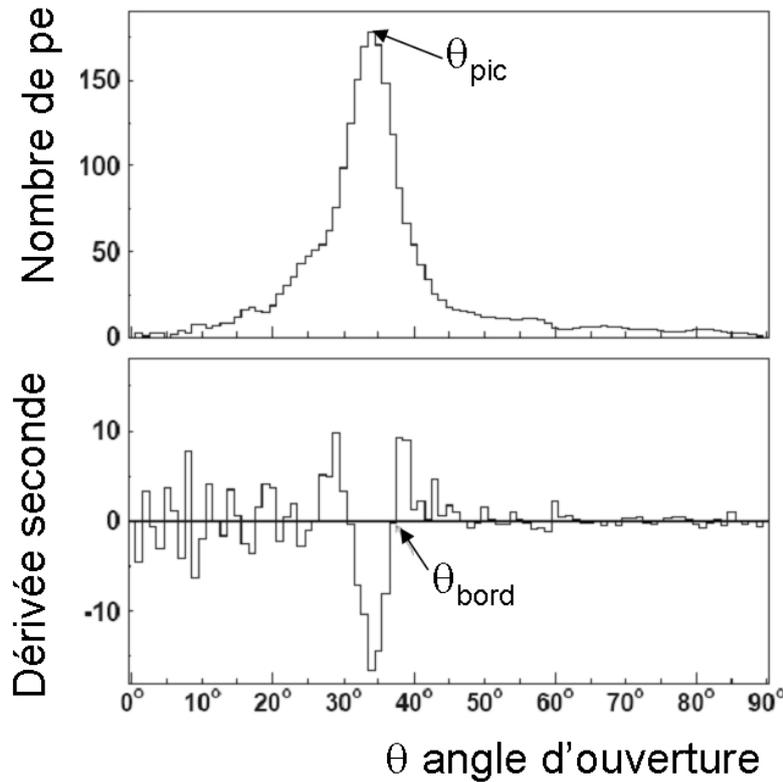


FIG. 78 – Détermination du bord extérieur de l'anneau principal.

L'angle θ_{bord} est déterminé à l'aide de deux critères :

1. $\theta_{bord} > \theta_{pic}$ où θ_{pic} est l'angle qui maximise $G(\theta)$
2. $\frac{d^2G(\theta)}{d\theta^2}|_{\theta_{bord}} = 0$.

Une fois que cet angle est trouvé pour un \vec{d} donné, la reconstruction de cette direction de la particule \vec{d} est affinée à l'aide de l'estimateur suivant :

$$\mathcal{D}(\vec{d}) = \frac{\int_0^{\theta_{bord}} G(\theta) d\theta}{\sin \theta_{bord}} \left(\frac{dG(\theta)}{d\theta} \Big|_{\theta_{bord}} \right)^2 \exp \left(-\frac{\theta_{bord} - \theta_{attendu}}{2\sigma_{theta}^2} \right) \quad (71)$$

où $\theta_{attendu}$ et σ_{theta} sont respectivement l'angle d'ouverture du cône Čerenkov attendu de la charge détectée à l'intérieur du cône et sa résolution. Cet estimateur est maximisé et fixe ainsi la direction de l'anneau \vec{d} et son angle d'ouverture θ_{bord} .

Maintenant que l'anneau principal est défini, le traitement de *pfitt* va être repris mais en tenant compte cette fois de la position des photons détectés, à l'intérieur de cet anneau ou non. Si le photon appartient à l'anneau ($\theta < \theta_{bord}$), son temps de vol dépend de la distance entre le PMT \vec{P}_i qui l'a détecté et le point \vec{X}_i de la trace d'où ce photon a été émis : on suppose alors que la particule est ultra-relativiste et que cet angle d'émission est maximal. Le temps de propagation de la particule entre le vertex \vec{P} et ce point \vec{X}_i est également pris en compte. Le temps résiduel défini en (67) devient donc :

$$t_i = \begin{cases} t_i^d - \frac{1}{c} \left\| \vec{P} - \vec{X}_i \right\| - \frac{n}{c} \left\| \vec{X}_i - \vec{P}_i \right\| & \text{pour les PMTs à l'intérieur de l'anneau principal,} \\ t_i^d - \frac{n}{c} \left\| \vec{P} - \vec{P}_i \right\| & \text{pour les PMTs à l'extérieur de l'anneau principal.} \end{cases} \quad (72)$$

Une fois que les PMTs à l'intérieur de l'anneau sont identifiés, un estimateur similaire à celui de *pfitt* (cf (68)) est appliqué à leurs temps de détection :

$$G_{int} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp \left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1,5\sigma)^2} \right) \quad (73)$$

où σ_i est la résolution temporelle du PMT i , qui dépend du nombre de photo-électrons détectés. De même que précédemment, le vertex est le point qui maximise G_{int} .

En ce qui concerne les PMTs à l'extérieur de l'anneau principal, deux autres estimateurs sont utilisés. Si le temps de détection est inférieur au temps moyen t_0 , l'estimateur G_{ext1} présente une formule proche de G_{int} . Si le temps est supérieur, les diffusions éventuelles des photons sont prises en compte.

$$G_{ext1} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left[2 \times \exp \left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1,5\sigma)^2} \right) - 1 \right] \quad \text{pour } t_i \leq t_0 \quad (74)$$

$$G_{ext2} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left[2 \times \max \left\{ \exp \left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1,5\sigma)^2} \right), G_{diff}(t_i, t_0) \right\} - 1 \right] \quad \text{pour } t_i > t_0 \quad (75)$$

L'estimateur $G_{diff}(t_i, t_0)$ prend en compte la diffusion des photons :

$$G_{diff}(t_i, t_0) = \frac{R_q}{1,5^2} \exp \left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(1,5\sigma)^2} \right) + \left(1 - \frac{R_q}{1,5^2} \right) \exp \left(-\frac{t_i - t_0}{T_{diff}} \right) \quad (76)$$

Le temps T_{diff} est le retard typique des photons diffusés, estimé par simulation MC à 60 ns, tandis que R_q est la fraction de charge à l'intérieur de l'anneau principal :

$$R_q = \frac{\sum_{\theta < \theta_{attendu} + 3^\circ} q_i}{\sum_{\theta < 70^\circ} q_i}. \quad (77)$$

L'estimateur G_{diff} comprend deux termes : le premier pour la lumière directe en bord extérieur de l'anneau et le second pour les photons diffusés. De plus, les facteurs numériques ont été choisis afin d'optimiser la performance de l'estimateur.

Au final, l'estimateur total prend en compte les trois estimateurs décrits précédemment :

$$G = \frac{G_{int} + G_{ext1} + G_{ext2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}. \quad (78)$$

Les différents calculs des estimateurs sont itérés plusieurs fois jusqu'à ce que la position du vertex et la direction de la particule soient au maximum de G : ce processus est nommé auto-fit ou *aft*.

IV.2 Nombre d'anneaux

Maintenant que le vertex de l'anneau principal est connu, il faut déterminer le nombre d'anneaux détectés dans le cylindre. Tout d'abord, les charges attendues en provenance de cet anneau sont soustraites pour chaque PMTs. Ensuite, les coordonnées en (x,y,z) sont transformés en coordonnées sphériques (P, θ , ϕ), centrées sur le vertex P trouvé précédemment : il s'agit de la transformation de Hough qui est illustrée sur la figure 79.

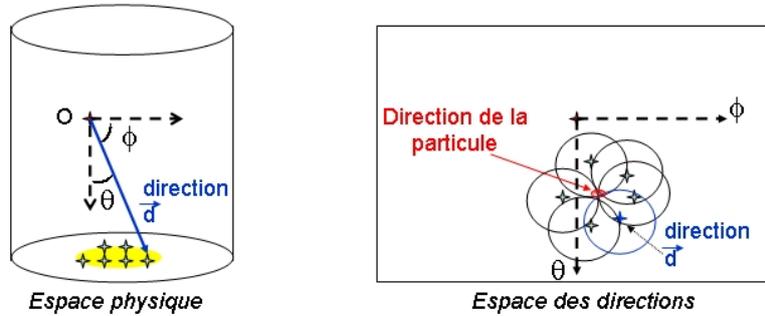


FIG. 79 – Description schématique de la transformation de Hough. Les coordonnées en (x,y,z) sont transformées en coordonnées sphériques (P, θ , ϕ).

Ainsi, les directions $\vec{P} - \vec{p}_i$ entre le vertex et les PMTs deviennent des points dans ce nouvel espace. Il est de nouveau considéré que les particules en jeu sont ultra-relativistes et qu'elles émettent donc de la lumière à un angle Čerenkov maximal, soit 42° . Dans l'espace de Hough, cet angle correspond à un cercle d'un rayon correspondant à 42° . Aussi, un tel cercle centré sur un PMT touché représente l'ensemble des directions possibles prises par le photon incident. En combinant tous les

PMTs touchés, on privilégie une direction particulière à l'intersection de tous les cercles (cf figure 79), qui est vraisemblablement la direction de la particule incidente.

En pratique, sont également prises en compte les charges détectées par les PMTs et la distribution angulaire de charge attendue par une émission de lumière Čerenkov dans l'eau. Pour chaque PMT, la distribution de charge attendue $f(\Theta)$ centrée sur la direction du PMT est pondérée par la charge qu'il a mesurée. A noter que $f(\Theta)$ a été pris d'après la distribution angulaire en charge pour un électron de 500 MeV/c. Ainsi, chaque point $M = (\theta, \phi)$ de l'espace de Hough reçoit une certaine valeur, dépendant de $f(\Theta)$ (où Θ est l'angle entre la direction vertex-PMT et la direction vertex-M) et de la charge mesurée par le PMT. Cette opération est répétée pour tous les PMTs, ce qui permet d'obtenir au final une carte des charges similaire à celle de la figure 80. Les différents anneaux sont ainsi mis en évidence.

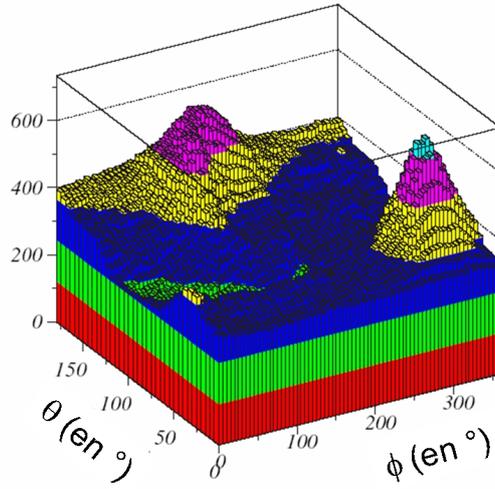


FIG. 80 – Carte des charges après transformation dans l'espace de Hough. Les deux pics clairement visibles indiquent deux anneaux.

Les anneaux ainsi trouvés sont testés par incrémentation à l'aide d'une fonction de vraisemblance. Ainsi, le second anneau trouvé permet de construire une fonction de vraisemblance pour l'hypothèse *deux anneaux* : \mathcal{L}_2 . Cette hypothèse est comparée à l'hypothèse *un anneau* en comparant la fonction de vraisemblance correspondante \mathcal{L}_1 à \mathcal{L}_2 . Si l'hypothèse *deux anneaux* est plus vraisemblable, d'autres conditions entrent en jeu pour valider le second anneau : elles seront décrites ultérieurement. Mais si $\mathcal{L}_1 > \mathcal{L}_2$, alors la recherche du nombre d'anneaux est terminée : l'évènement ne contient qu'un seul anneau.

Plaçons nous dans le cas du test d'un $(N + 1)$ ^{ième} anneau. La fonction de vraisemblance est décrite par l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{N+1} = \sum_{i \in (N+1)} \log \left(\text{prob} \left[q_i^{obs}, q_i^{att} = \sum_{n=1}^{N+1} \alpha_n q_{i,n}^{att} \right] \right) \quad (79)$$

avec q_i^{obs} la charge observée par le $i^{\text{ième}}$ PMT, $\alpha_n q_{i,n}^{att}$ la charge attendue sur le $i^{\text{ième}}$ PMT en provenance du $n^{\text{ième}}$ anneau : q_i^{att} est donc la charge attendue sur le $i^{\text{ième}}$ PMT. Cette fonction de vraisemblance est sommée sur tous les PMTs de l'ensemble $(N + 1)$, soit les PMTs appartenant au $(N + 1)^{\text{ième}}$ anneau. Les facteurs d'échelle entre anneaux α_n maximisent \mathcal{L}_{N+1} . Enfin, la fonction de probabilité $\text{prob} [q_i^{obs}, q_i^{att}]$ est définie comme :

$$\text{prob} [q_i^{obs}, q_i^{att}] = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(q_i^{obs}-q_i^{att})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{pour } q_i^{att} > 20pe \\ \text{photo-électron unique} \otimes \text{loi de Poisson} & \text{pour } q_i^{att} < 20pe \end{cases} \quad (80)$$

où σ est la résolution pour q_i^{att} défini par $\sigma^2 = (1, 2\sqrt{q^{att}})^2 + (0, 1 q^{att})^2$.

Si $\mathcal{L}_{N+1} > \mathcal{L}_N$, quatre estimateurs sont calculés afin de s'assurer que ce nouvel anneau est un bon candidat :

- \mathcal{E}_1 : la différence $\mathcal{L}_{N+1} - \mathcal{L}_N$
- \mathcal{E}_2 : la moyenne de la charge attendue sur les PMTs situés au bord du $(N + 1)^{\text{ième}}$ anneau et n'étant pas contenus dans un des N autres anneaux : Q_{bord}
- \mathcal{E}_3 : la différence entre Q_{bord} et Q_{hors} , charge moyenne de tous les PMTs n'étant dans aucun des $(N+1)$ anneaux
- \mathcal{E}_4 : les résidus des charges attendues q_i^{res} dans les N premiers anneaux, c'est-à-dire la différence entre les charges mesurées et les charges attendues sur les PMTs pris en compte dans ces anneaux. La valeur totale de ces résidus de charges est calculée par $\|\sum q_i^{res} \cdot \vec{e}_i\|$, où \vec{e}_i est le vecteur unitaire portant la direction entre le vertex reconstruit et le $i^{\text{ième}}$ PMT .

Plus le candidat est probable et plus ces estimateurs ont des valeurs élevées. L'estimateur final qui permet d'accepter ou non ce $(N + 1)^{\text{ième}}$ anneau est donc une somme linéaire de ceux-ci :

$$\mathcal{E} = \sum_{j=1}^4 \omega_j \mathcal{E}_j. \quad (81)$$

Les poids ω_i sont optimisés afin d'avoir les meilleures performances de reconstruction. Si aucun candidat ne satisfait $\mathcal{E} \geq 0$, le nombre d'anneaux de cet événement est N. Si l'anneau N+1 remplit la condition $\mathcal{E} \geq 0$, alors ce $(N + 1)^{\text{ième}}$ anneau est accepté et l'estimateur \mathcal{L}_{N+2} est calculé afin de tester un éventuel $(N + 2)^{\text{ième}}$ anneau.

Dans K2K, les données les mieux reconstruites sont les anneaux uniques (1R). Ils constituent donc un échantillon de données très utilisé par la collaboration. C'est pourquoi il est utile d'avoir une fonction discriminant anneaux uniques et anneaux multiples : la différence $\mathcal{L}_2 - \mathcal{L}_1$ est utilisée en première approche, bien qu'il faille la compléter par le calcul de \mathcal{E} . Ainsi, les valeurs négatives de $\mathcal{L}_2 - \mathcal{L}_1$ sont une bonne approximation des événements 1R, tandis que les positives sont les anneaux multiples. Cet outil de reconstruction est appelé *Ring Counting*. Enfin, une première estimation naïve du moment de la particule ayant créé cet anneau est calculée à partir de sa charge totale.

IV.3 Type de particule

Dans un détecteur Čerenkov, l'identification du type de particule conduit à effectuer un traitement d'image sur l'anneau détecté. Il faut ainsi déterminer l'angle d'ouverture du cône Čerenkov,

mais également analyser la forme du bord de l'anneau. En effet, des particules comme des électrons ou des gammas créent sur leur passage une gerbe électromagnétique. Ils transmettent ainsi une part de leur énergie à des électrons secondaires qui vont à leur tour créer de la lumière Čerenkov. L'anneau résultant comprendra donc la lumière issue de la particule incidente, mais également de cette gerbe électromagnétique. Les bords de l'anneau seront donc flous : ce type de particule est appelé électronique ou *e-like*. Au contraire, les muons ou les mésons chargés ne créent pas de tel effet, seule leur lumière Čerenkov propre crée l'anneau qui est donc à bords nets : il s'agit d'anneau de type muonique ou *μ -like*. Les figures 81 et 82 illustrent cet effet : l'anneau de type électronique est à bords beaucoup moins nets que celui de type muonique. Les parties suivantes décrivent les fonctions de vraisemblance créées à partir de l'angle d'ouverture et de la forme des bords de l'anneau Čerenkov et qui permettent de discriminer entre anneaux *e-like* et *μ -like*.

IV.3.1 Identification par l'angle Čerenkov

Un muon ou un pion à faible moment n'est plus ultra-relativiste. Sa vitesse β étant largement inférieure à 1, l'angle d'émission de la lumière Čerenkov n'est plus maximal, ce qui ne se produit pas pour les électrons ou les gammas. Cet effet est mis à contribution pour discriminer des particules *μ -like* de particules *e-like* par une fonction de probabilité appelée *angle PID* :

$$\mathcal{P}^{angle}(e \text{ ou } \mu) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta^c - \theta^{att}(e \text{ ou } \mu)}{\delta\theta} \right)^2} \quad (82)$$

avec θ^c l'angle d'ouverture du cône Čerenkov, θ^{att} l'angle attendu calculé pour chaque type de particule pour l'impulsion de l'anneau en cours d'identification et $\delta\theta$ l'incertitude sur la reconstruction angulaire. À noter que l'impulsion de cet anneau résulte de l'approximation évoquée dans IV.2. Lorsque l'évènement contient plusieurs anneaux, la résolution sur l'angle Čerenkov n'est plus assez bonne pour assurer à cette méthode une efficacité suffisante. Elle est donc seulement utilisée pour les évènements à un anneau.

IV.3.2 Identification par la forme de l'anneau Čerenkov

Tandis que l'identification à partir de l'angle Čerenkov est surtout efficace pour les muons de bas moment, l'étude de la forme de l'anneau donne de bons résultats sur tout le spectre des énergies en jeu dans K2K. Le principe de cette identification repose sur la comparaison des distributions angulaires des charges, entre celle mesurée et celle attendue pour un muon ou un électron.

IV.3.2.1 Distribution de charge attendue pour un électron et pour un muon

Pour prédire la distribution angulaire de charge dans un anneau de type électronique, on utilise une simulation Monte Carlo. À partir d'un vertex, le cône Čerenkov d'un électron est simulé et on détermine le nombre de photo-électrons attendus sur la surface circulaire de 50 cm de diamètre (soit la surface d'un PMT) appartenant à une sphère virtuelle de 16,9 m de rayon. Cette simulation est effectuée pour différents moments p et différents angles d'ouverture θ , c'est-à-dire l'angle entre

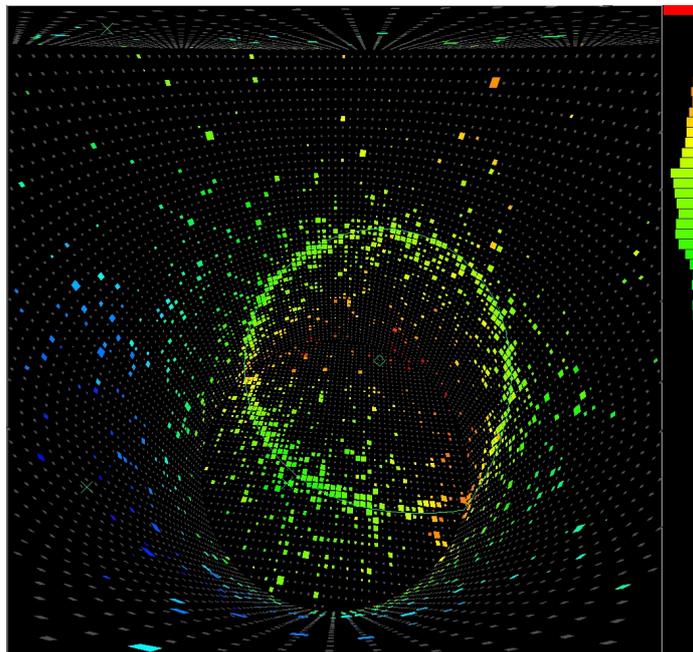


FIG. 81 – Représentation à 3 dimensions d'un évènement SK : anneau de type électronique.

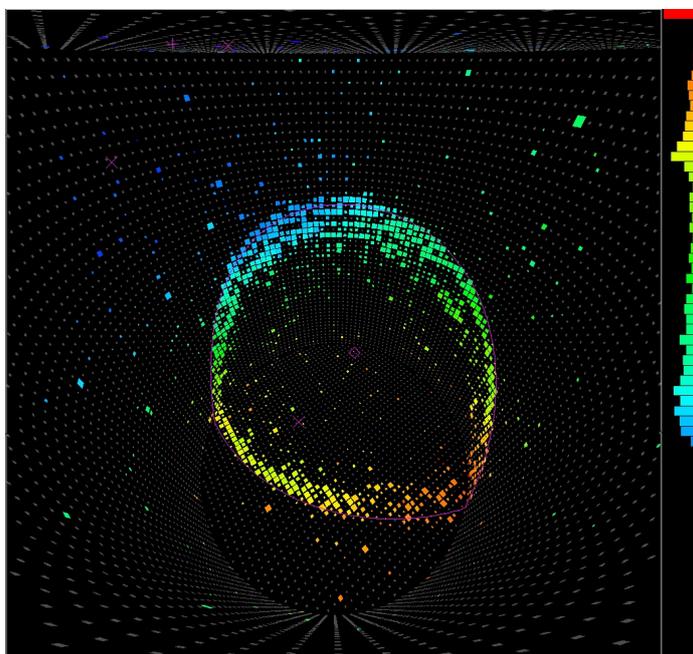


FIG. 82 – Représentation à 3 dimensions d'un évènement SK : anneau de type muonique.

la direction de l'électron et la direction vertex-PMT. Les résultats sont regroupés dans une table à deux dimensions $Q_e^{att}(p, \theta)$.

Cette table est ensuite utilisée pour calculer le nombre de photo-électrons effectivement détectés par chaque PMT i dans le cas de l'anneau n en cours d'analyse, que ce soit pour des événements réels ou simulés. Pour cela, on tient compte de l'angle $\theta_{i,n}$ entre la direction de la particule \vec{d}_n et la direction vertex P_n -PMT i , ainsi que la distance entre le vertex et le PMT r_i et enfin l'acceptance angulaire du PMT en fonction de l'angle d'incidence du photon détecté $f(\Theta_i)$ (cf figure 83), déterminé à partir du vertex P_n et des caractéristiques du PMT. On peut ainsi passer de la charge attendue sur la sphère virtuelle à la charge attendue sur les PMTs du cylindre.

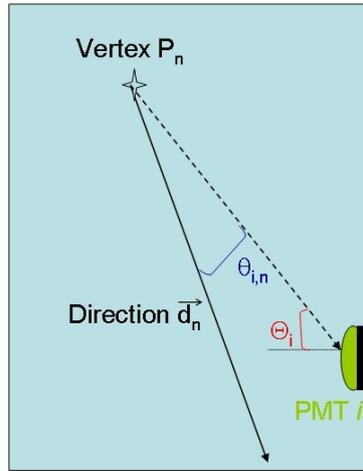


FIG. 83 – Description des paramètres géométriques pris en compte pour le calcul de la charge attendu $q_{i,n}^{att}(e)$ sur le PMT i en provenance de l'anneau n .

Le calcul de la charge attendue $q_{i,n}^{att}(e)$ par le PMT i en provenance de l'anneau n prend la forme :

$$q_{i,n}^{att}(e) = \alpha_n(e) Q_e^{att}(p_n, \theta_{i,n}) \left(\frac{R}{r_i} \right)^{1,5} \frac{1}{e^{r_i/L}} f(\Theta_i) \quad (83)$$

où $\alpha_n(e)$ est un facteur de normalisation, R est le rayon de la sphère virtuelle (16,9 m) et L la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau. La puissance 1,5 du rapport R/r_i provient de la dépendance de l'intensité lumineuse à la distance parcourue. La lumière s'étalant sur la surface du cône, on s'attendrait à une puissance carrée pour ce rapport. Cependant, l'estimation de la charge attendue semble en meilleur accord avec cette puissance 1,5 qui a donc été retenue.

Pour un anneau de type muonique, puisque la lumière est seulement créée sur la trajectoire de la particule, le calcul de la charge attendue sur chaque PMT peut être fait analytiquement. La figure 84 permet de visualiser la propagation de la lumière issue d'un muon lorsque celui-ci se déplace d'une quantité dx .

L'intensité de la lumière Čerenkov a une dépendance angulaire en $\sin^2\theta$, tandis que l'intégration de la surface décrite sur la figure 84 aboutit à une répartition de ces photons sur une surface

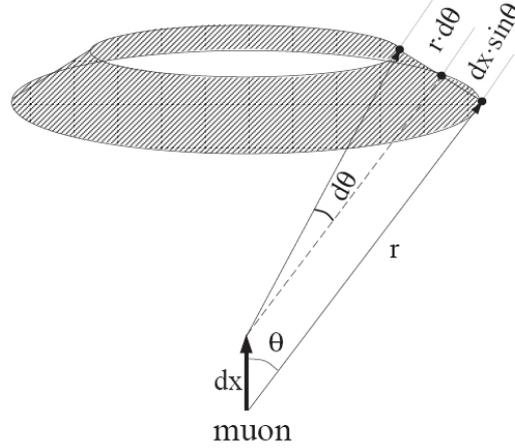


FIG. 84 – Calcul de l'émission de lumière Čerenkov par un muon. Les photons sont émis sur une surface de $2\pi r \sin\theta(dx \sin\theta + r d\theta)$ lorsque le muon se propage sur une distance dx .

$r(\sin\theta + r(\frac{d\theta}{dx}(x)))$. En effet, le muon perd de l'énergie lors de sa propagation et l'angle d'émission des photons Čerenkov dépend donc de sa distance de propagation x .

Aussi, lors de l'étude d'un anneau n , la charge attendue $q_{i,n}^{att}(\mu)$ sur un PMT i va dépendre de la position x_i du muon lorsqu'il émet la lumière qui sera détecté par ce PMT : l'angle d'émission vaut alors θ_i . L'atténuation de l'eau et l'acceptance angulaire du PMT seront pris en compte de manière identique à (83). De plus, on tiendra également compte de l'émission de photo-électrons par des électrons ayant subi un *knock-on* $q_{i,n}^{knock}$. Enfin, un facteur de normalisation $\alpha_n(\mu)$ complète les différentes composantes de $q_{i,n}^{att}(\mu)$:

$$q_{i,n}^{att}(\mu) = \left(\alpha_n(\mu) \frac{\sin^2\theta_{i,n}}{r_i \left(\sin\theta_{i,n} + r_i \left| \frac{d\theta}{dx} \right|_{x=x_i} \right)} + q_{i,n}^{knock} \right) \frac{1}{e^{r_i/L}} f(\Theta_i). \quad (84)$$

IV.3.2.2 Fonction de vraisemblance *pattern PID*

La détermination de $q_{i,n}^{att}(e)$ et $q_{i,n}^{att}(\mu)$ est essentielle pour l'identification du type de particule, ce sont ces charges attendues qui vont être comparées aux charges q_i^{obs} effectivement mesurées par chaque PMT à l'intérieur de l'anneau. Les charges $q_{i,n'}^{att}$ provenant des autres anneaux n' sont également prises en compte pour la fabrication de la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}_n(e \text{ ou } \mu) = \prod_{\theta_i < 1,5 \theta^c} \text{prob} \left[q_i^{obs}, q_{i,n}^{att}(e \text{ ou } \mu) + \sum_{n' \neq n} q_{i,n'}^{att} \right] \quad (85)$$

avec $\text{prob} [q_i^{obs}, q_{i,n}^{att}]$ défini dans (80).

Les charges attendues $q_{i,n}^{att}(e)$ et $q_{i,n}^{att}(\mu)$ sont ajustées en faisant varier la direction et l'angle d'ouverture du $n^{\text{ième}}$ anneau Čerenkov afin de maximiser respectivement $\mathcal{L}_n(e)$ et $\mathcal{L}_n(\mu)$. Pour plus de simplicité dans les calculs ultérieurs, ces fonctions sont modifiées afin de suivre les variations de lois de χ^2 :

$$\chi_n^2(e \text{ ou } \mu) = -2 \log \mathcal{L}_n(e \text{ ou } \mu) - cte. \quad (86)$$

La fonction de probabilité finale *pattern PID* peut maintenant être calculée :

$$\mathcal{P}_n^{pattern}(e \text{ ou } \mu) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\chi_n^2(e \text{ ou } \mu) - \chi_{min}^2}{\sigma_{\chi_n^2}} \right)^2} \quad (87)$$

avec $\chi_{min}^2 = \min[\chi_n^2(e), \chi_n^2(\mu)]$. La résolution de la distribution χ_n^2 est approximée par $\sigma_{\chi_n^2} = \sqrt{2N}$ avec N le nombre de PMTs utilisés dans le calcul (85).

IV.3.3 Identification combinée

Comme il a été mentionné précédemment, l'estimation de l'angle Čerenkov fonctionne mal pour les événements à plusieurs anneaux. C'est pourquoi seul $\mathcal{P}_n^{pattern}$ est utilisé pour ces événements. Pour les événements à anneau unique, les deux fonctions de probabilité sont multipliées. Pour résumer, la fonction de probabilité totale vaut :

$$\mathcal{P}_1(e \text{ ou } \mu) = \mathcal{P}_1^{pattern}(e \text{ ou } \mu) \times \mathcal{P}^{angle}(e \text{ ou } \mu) \quad : \text{anneau unique} \quad (88)$$

$$\mathcal{P}_n(e \text{ ou } \mu) = \mathcal{P}_n^{pattern}(e \text{ ou } \mu) \quad : \text{anneaux multiples.} \quad (89)$$

Enfin, la collaboration K2K a pris comme convention d'utiliser les variables suivantes pour identifier le type de particule, appelées respectivement *PID*, *pattern PID* et *angle PID* :

$$\mathcal{P}_n = \sqrt{|\mathcal{P}_n(\mu)|} - \sqrt{|\mathcal{P}_n(e)|} \quad (90)$$

$$\mathcal{P}_n^{pattern} = \sqrt{|\mathcal{P}_n^{pattern}(\mu)|} - \sqrt{|\mathcal{P}_n^{pattern}(e)|} \quad (91)$$

$$\mathcal{P}^{angle} = \sqrt{|\mathcal{P}^{angle}(\mu)|} - \sqrt{|\mathcal{P}^{angle}(e)|}. \quad (92)$$

Le signe de \mathcal{P}_n donne ainsi directement le type de l'anneau n : positif, il s'agit d'un anneau μ -like, négatif d'un e -like. Un anneau peut être d'un type pour $\mathcal{P}^{pattern}$ et d'un autre pour \mathcal{P}^{angle} . Lorsque l'on sélectionne des anneaux e -like par exemple, il peut être posé comme contrainte $\mathcal{P} < 0$ et $\mathcal{P}^{pattern} < 0$ et $\mathcal{P}^{angle} < 0$ afin d'augmenter la pureté de l'échantillon. Cela sera étudié dans la partie V.

La simple différence $\mathcal{P}_n(\mu) - \mathcal{P}_n(e)$ pourrait suffire pour la discrimination des muons et des électrons. Cependant, il semble qu'un effet esthétique ait prévalu, puisque l'utilisation des racines carrées étale les courbes et permet au physicien de distinguer plus facilement entre μ -like et e -like. La figure 85 illustre ces propos, la séparation entre les deux types y étant clairement visible.

Une fois le type de l'anneau identifié, le calcul du moment est abordé. De plus, cette identification permet également d'améliorer la précision sur la reconstruction du vertex.

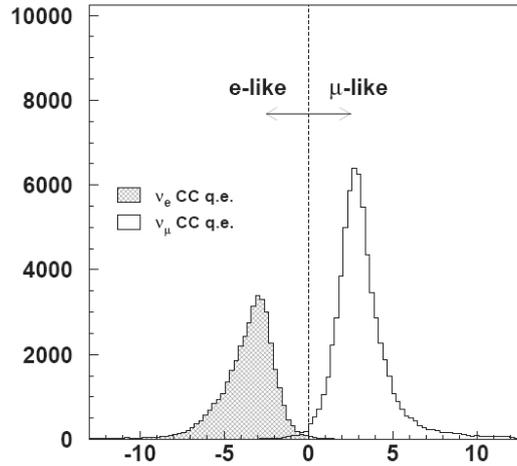


FIG. 85 – Comparaison des PID de deux échantillons de type électronique et muonique. Il s'agit uniquement de courants chargés, sélectionnés par les informations de la simulation MC de SK.

IV.4 Position et moment précis

IV.4.1 Détermination précise du vertex

Les algorithmes de reconstruction de vertex possèdent une résolution assez mauvaise dans la direction longitudinale. Par exemple, le décalage du vertex le long de la trajectoire de la particule modifie le temps de vol de tous les photons détectés par les PMTs de manière similaire. Aussi, l'estimateur de la position n'est pas sensible à ce décalage, ce qui explique sa faible résolution de reconstruction. Afin d'obtenir une meilleure précision, un ajustement de la position du vertex utilisant les informations de la forme de l'anneau est effectué pour les événements à anneau unique. Les événements à anneaux multiples ne peuvent être reconstruits par cet algorithme, le résultat de *afit* est donc conservé.

La distribution des photo-électrons observée est comparée à celle attendue, tout comme dans le logiciel *pattern PID* (cf section IV.3.2.2). La fonction de vraisemblance est strictement identique, mais ici, le type de particule et l'angle Čerenkov sont fixés au résultat du *PID* et ce sont la position du vertex et la direction de la particule qui sont optimisées : on appelle cet outil *MS-fit* pour Meson Shower fit.

La position du vertex est ensuite une nouvelle fois ajustée, mais cette fois spécifiquement dans la direction perpendiculaire à celle de la particule, en trouvant le maximum de l'estimateur G (cf équation (78)) d'*afit*. Ce processus est réitéré jusqu'à ce que la position du vertex et la direction de la particule restent stables à 5 cm et $0,5^\circ$ près.

IV.4.2 Comparaison entre les résolutions spatiales obtenues après *afit* et après *MS-fit*

Le tube CRP est l'outil idéal pour comparer les performances des deux ajusteurs de vertex *afit* et après *MS-fit*. En effet, la vraie position du vertex est connue et fixée en Z , soit le long de

la trajectoire de la particule. Or, c'est sur cette direction que l'ajustement est le plus délicat : la position reconstruite va pouvoir être comparée à la position vraie à partir de données et non de simulation, ce qui est en général le choix par défaut. Les données CRP prises dans la KT ont donc été analysées dans ce sens. La figure 86 présente les résolutions mesurées pour différentes positions du tube, en $z=-2$ m, -1 m, 0 m, 1 m et 2 m. Sur les directions perpendiculaires à la trajectoire de la particule (soient X et Y), les résultats d'*afit* sont très satisfaisants. En effet, ces résolutions autour de 10 cm sont de l'ordre du diamètre du tube et le décalage de l'ordre de 5 cm est relativement faible par rapport à la taille du cylindre. Par contre, la position en Z est très imprécise, puisque le décalage atteint plus de 20 cm et la résolution plus de 45 cm.

Comparativement, *MS-fit* améliore légèrement les résolutions et décalages en X et en Y, mais se révèle surtout extrêmement puissant pour la direction Z : la résolution descend à moins de 10 cm et le décalage devient négligeable ! L'utilisation des distributions de charges des anneaux permet de reconstruire leur vertex de manière très précise car la fonction de vraisemblance $\mathcal{P}^{pattern}$ décrite dans IV.3.2.2 contraint fortement le vertex et la direction de la particule.

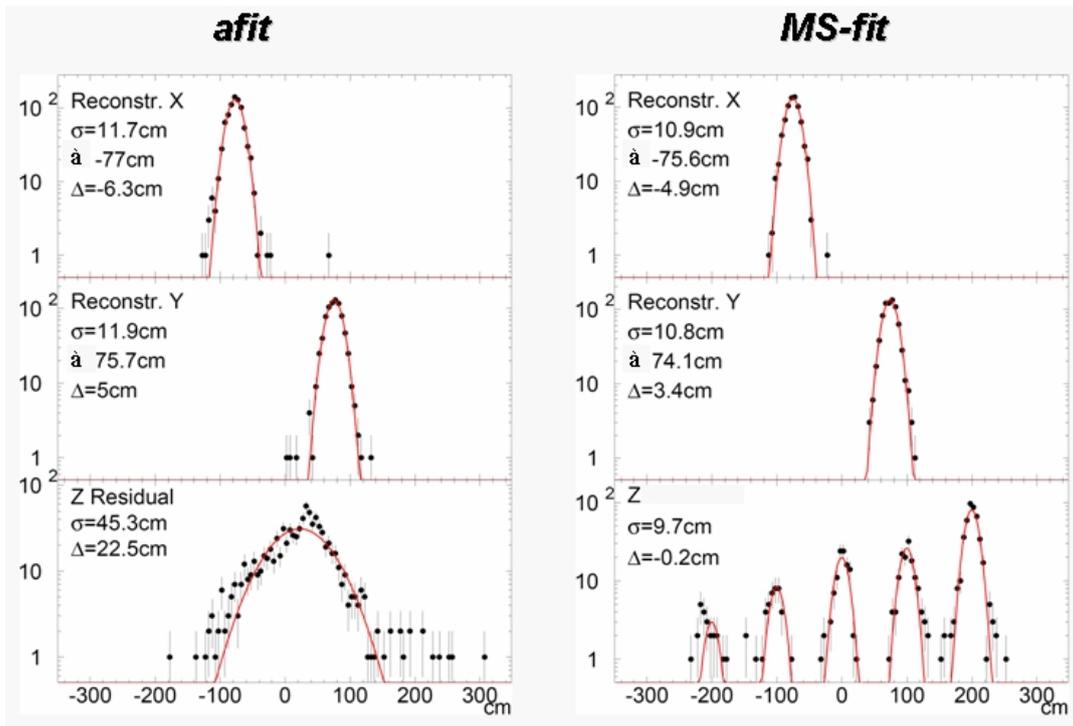


FIG. 86 – À gauche, les résultats de la reconstruction du vertex par *afit* d'évènements CRP, à droite par *MS-fit*. Les distributions de vertex en X, Y et Z sont représentées de bas en haut, ainsi que les résolutions associées σ et les décalages Δ . Les points représentent les données et les courbes le MC. À noter que pour la position Z, le résidu (soit $Z_{obs} - Z_{vrai}$) est représenté pour *afit* tandis que les distributions de *MS-fit* permettent de visualiser les échantillons CRP utilisés : $z=-2$ m, -1 m, 0 m, 1 m et 2 m.

IV.4.3 Détermination du moment

Afin de tenir compte de la diffusion des photons, le moment de chaque particule est estimé à partir du nombre observé de photo-électrons à l'intérieur d'un cône dont la direction est celle de cette particule et dont le demi-angle d'ouverture vaut 70° . Au sein de chaque PMT, les contributions aux différents anneaux sont séparées sur la base des estimations des distributions de charge attendues. Ainsi, pour un PMT i , la charge $q_{i,n}$ estimée provenir de l'anneau n vaut :

$$q_{i,n} = q_i^{obs} \frac{q_{i,n}^{att}}{\sum_{n'} q_{i,n'}^{att}}. \quad (93)$$

La charge totale observée par chaque PMT i est corrigée pour tenir compte de la longueur d'atténuation de l'eau L , le nombre attendu de photo-électrons détectés par le PMT et dus à la diffusion S_i , l'acceptance angulaire du PMT en fonction de l'angle d'incidence du photon $f(\Theta_i)$ et les gains relatifs des PMTs pour les données et le MC G_{DATA} et G_{MC} . Dans le cas d'évènements μ -like, la longueur de trace du muon est prise en compte pour le calcul de la longueur de vol du photon. De plus, une sélection temporelle est appliquée afin d'éliminer les effets possibles d'un électron issu de la désintégration d'un muon par le biais d'une restriction de $q_{i,n}$ à une fenêtre de 50 ns avant à 250 ns après le pic du temps résiduel.

Ces différents paramètres apparaissent dans la formule de la charge totale $Rtot_n$ retenue pour un anneau n :

$$Rtot_n = \frac{G_{MC}}{G_{DATA}} \left[\sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} \alpha \times q_{i,n} \times e^{\frac{r_i \cdot \cos \Theta_i}{L \cdot f(\Theta_i)}} - S_i \right] \quad (94)$$

où α est un facteur de normalisation.

La corrélation entre $Rtot$ et le moment d'un électron ou d'un muon a été étudiée par une simulation MC. En utilisant cette corrélation qui est illustrée sur la figure 87, le moment de la particule est calculé en fonction du résultat du PID , soit en tant qu'électron, soit en tant que muon.

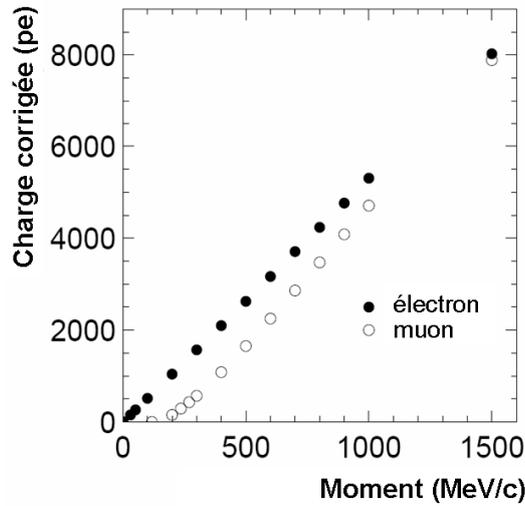


FIG. 87 – Corrélation estimée par simulation MC entre la charge totale corrigée et le moment des électrons (points noirs) et des muons (points blancs).

IV.5 Corrections supplémentaires

IV.5.1 Corrections du nombre d’anneaux

Malgré l’efficacité de la reconnaissance du nombre d’anneaux, il peut arriver que de faux anneaux soient reconstruits. Cela se produit lors du partage des charges de chaque PMT en fonction de la charge attendue. Ces faux anneaux récupèrent des charges d’autres anneaux de grande énergie, ce qui fausse l’estimateur du nombre d’anneaux. On appellera ces faux anneaux des avatars. Leurs caractéristiques sont donc d’avoir une charge totale faible et d’être superposés avec des anneaux très énergiques. Deux sélections permettent de les rejeter. La première vise le cas de deux anneaux A et B superposés, le A étant un avatar. Trois critères de sélection doivent être remplis :

1. $E_A < E_B$ où E_A et E_B sont les énergies visibles des deux anneaux ;
2. $\theta_{AB} < 30^\circ$ où θ_{AB} est l’angle entre la direction de l’anneau A et celle de l’anneau B : ils sont donc partiellement superposés ;
3. $E_A \cos \theta_{AB} < 60$ MeV.

La seconde sélection est utilisée lorsqu’un anneau avatar A récupère de très faibles charges en provenance d’autres anneaux :

1. $E_A / \sum_i E_i < 5\%$
2. $E_A < 40$ MeV.

Si les critères d’une de ces deux sélections sont remplis, alors l’anneau A est éliminé. Cette correction est appelée *ringcor*.

IV.5.2 Corrections du nombre d’anneaux spécifiques à la KT

En plus de la correction précédente, une autre correction du nombre d’anneaux est elle appliquée seulement aux évènements de la KT, nommée *ringcor2*. Certains évènements contiennent parfois des charges importantes dues au bruit de quelques PMTs. Du fait du nombre moins élevé de PMTs dans la KT, ce détecteur est plus sensible à ce bruit que SK. Ces charges élevées créent des anneaux avatars, dont un exemple typique est présenté sur la figure 88.

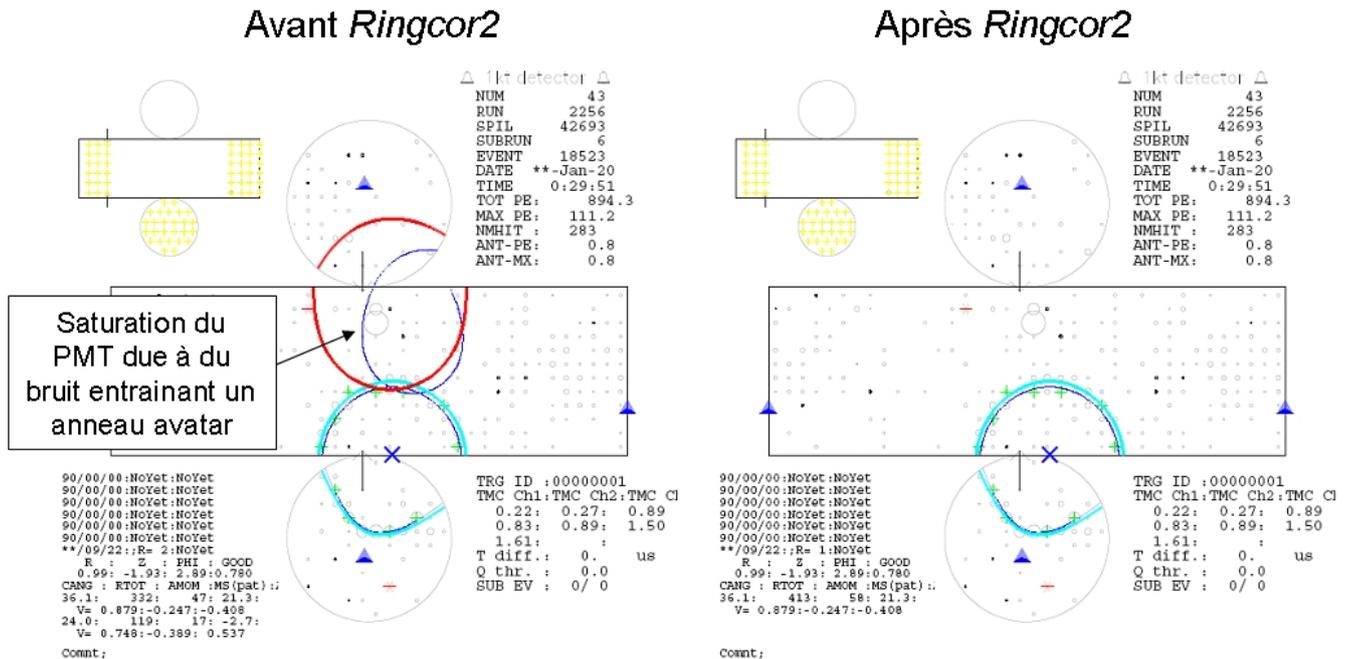


FIG. 88 – Représentation d’un évènement de la KT avant et après la correction *ringcor2*. Les paires de cercles indiquent la reconstruction des anneaux. La flèche indique le bruit sur quelques PMTs qui entraînent la reconstruction de l’anneau avatar rouge. A droite, après la correction, cet anneau a été éliminé.

Deux charges élevées désignées par la flèche, et qui semblent être du bruit, créent l’anneau avatar représenté par la paire de cercles en haut de la figure de gauche, tandis que la paire de cercles du bas représente un anneau *valide*. Afin d’éliminer de tels avatars, les critères suivants sont appliqués aux évènements à deux anneaux de la KT.

Tout d’abord, *ringcor2* compte le nombre de PMTs isolés comportant des charges élevées. Ces PMTs mesurent des charges dépassant 60 pe. Ils sont de plus isolés du premier anneau mais à l’intérieur du second, c’est-à-dire respectivement à l’extérieur et à l’intérieur des cônes de 60° créés sur leur direction. Enfin, sur deux couches de PMTs voisins, il y a au plus deux PMTs satisfaisant ces conditions.

Si il y a au moins un PMT isolé comportant une charge élevée, on étudie la nature du second anneau. S’il est de type électronique et que son moment reconstruit est inférieur à 50 MeV/c, alors ce second anneau est rejeté. Il a vraisemblablement été créé par cette charge isolée.

La connaissance des ces logiciels de reconstruction des informations d'un anneau Čerenkov est primordiale afin d'étudier les coupures de sélection avec comme objectif d'améliorer la sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

V Coupures de sélection

Dans cette partie, les échantillons de données et de simulation, ainsi que les coupures de sélection utilisées dans l'expérience K2K sont décrites. Tout d'abord, plusieurs coupures communes à toute la collaboration permettent de contrôler la qualité d'un événement et de sélectionner ceux entièrement contenus dans le volume fiduciel⁴⁷, à un seul anneau Čerenkov⁴⁸ de type électronique⁴⁹. Ensuite, je décrirai les nouvelles coupures que j'ai introduites dans mon analyse afin de renforcer le signal d'apparition ν_e .

V.1 Echantillons de données et de Monte-Carlo

V.1.1 Données

Deux périodes de prises de données se sont succédées dans l'expérience K2K : K2K I et II. La différence fondamentale qui les sépare est l'accident survenu dans le détecteur lointain, Super KamiokaNDE. La moitié des PMTs furent détruits lors de l'opération de nettoyage du détecteur⁵⁰. Ainsi la couverture en PMTs passa de 40% de la surface à 20%. Ces deux configurations sont appelées SK I et SK II, correspondant respectivement au détecteur lointain de K2K I et K2K II. Cette baisse de la granularité du détecteur est dommageable pour les neutrinos de basse énergie, quelques MeV, comme les neutrinos solaires, car la reconstruction de leur énergie devient problématique. En ce qui concerne les neutrinos de faisceau de K2K, dont l'énergie moyenne est de 1,5 GeV, les particules produites par leur interaction émettent suffisamment de photons Čerenkov pour permettre une efficacité de détection aussi performante.

La statistique totale représente 171 événements enregistrés (77 pour K2K I et 94 pour K2K II) pour $9,2 \cdot 10^{19}$ pot.

V.1.2 Monte Carlo

La stratégie retenue pour la simulation a été de générer un flux de ν_μ contaminé en ν_e selon les spectres en énergie du faisceau. Ensuite, une table de pondération a été appliquée afin de corriger les rapports des différents modes d'interaction, les spectres en énergie et la contamination du faisceau en ν_e de la simulation et l'observation du faisceau.

⁴⁷En anglais *Fully Contained Fiducial Volume*, noté FCFV.

⁴⁸En anglais *Single Ring* et noté 1R.

⁴⁹Noté e-like.

⁵⁰Les structures nécessaires à ce nettoyage fragilisèrent le verre d'un PMT. Lors du remplissage de la structure, à la moitié de la hauteur du cylindre, la pression de l'eau fit exploser ce PMT. L'onde de choc se propagea librement dans l'eau et détruisit à son tour tous les PMTs sous le niveau de l'eau, soit la moitié des 11420 PMTs initiaux.

V.2 Coupures officielles

V.2.1 Qualité des données et volume fiduciel

Tout d'abord, comme décrit dans la partie (II.2), les deux récepteurs GPS⁵¹ placés à la production et à la détection du faisceau permettent par leur synchronisation de connaître avec une précision de $100ns$ le temps d'arrivée des neutrinos à Super KamiokaNDE. Afin de pouvoir contrôler avec des particules atmosphériques les performances du détecteur, les données situées dans une fenêtre temporelle de $\pm 500\mu s$ autour du temps du GPS constituent les événements K2K. La durée d'extraction du faisceau de $1,1\mu s$ et la prise en compte de l'incertitude temporelle permettent de sélectionner les événements dans une fenêtre de $1,5\mu s$ ($[-0,2; 1,3]$). Cette coupure temporelle plus fine réduit le bruit de fond créé par ces mêmes particules atmosphériques d'un facteur 10^3 . [40]

Afin d'enlever les particules secondaires, comme par exemple des électrons de désintégrations issus de muons, aucune paire d'événements proches de moins de $30\mu s$ n'est gardé. L'intensité du faisceau doit être supérieure à 10^{12} protons sur cible (en anglais *protons on target* ou pot). Ensuite, d'autres variables permettent de contrôler le bon fonctionnement du faisceau, du GPS et de SK. Par exemple, les événements se produisant pendant une prise de piédestal des PMTs de SK ne seront pas retenus. Après cela, il faut s'assurer que le dispositif de déclenchement sélectionne les événements de basse et de haute énergies LE et HE (et pas ceux de très basse énergie SLE). Un seuil sur le nombre de coups sur les PMTs du détecteur dans une fenêtre temporelle de $200ns$ est appliqué à chaque événement : 200 coups pour K2K I et 94 pour K2K II. Cette différence entre les deux périodes provient de la baisse du nombre de PMTs, conséquence directe de l'accident. En effet, il a été décidé de diviser la couverture en PMTs de SK par deux afin de ne pas entraîner de surcoût. Ainsi, la couverture en PMTs de SK II correspond exactement à 47% de celle de SK I. Afin de réduire le bruit de fond dû principalement aux particules atmosphériques, un veto est utilisé en requérant dans l'anti-détecteur moins de 50 coups dans une fenêtre de $800ns$ sur tous les PMTs et moins de 10 ensembles de PMTs touchés (cf partie (II.4) pour une description de l'antidétecteur). La détection des neutrinos est également parasitée par des flashes intervenant dans les PMTs : le seuil de détection peut alors être atteint. Afin d'éviter cela, les événements dont plus de 40% du nombre de coups dans la fenêtre de $200ns$ provient du même PMT ne sont pas retenus. De plus, un seuil est appliqué à l'énergie visible⁵², seuil de 30 MeV, pour réduire une part importante du bruit de fond. Cependant, pour l'étude de l'apparition de neutrinos électroniques, nous verrons dans V.3.2 que ce seuil n'est pas optimal et peut être optimisé. Enfin, le volume fiduciel (en anglais *Fiducial Volume* ou FV) est défini : tout événement dont le vertex est éloigné de plus de 2m du mur est sélectionné.

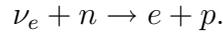
V.2.2 Sélection du nombre d'anneaux

L'analyse de l'apparition de neutrinos électroniques amène à sélectionner seulement les événements à anneaux uniques (1R). Outre le fait que leur reconstruction en position, en direction et en énergie est largement meilleure que celle des anneaux multiples, la physique favorise de surcroît ce

⁵¹Global Positioning System

⁵²Energie reconstruite seulement à partir de la lumière détectée.

choix. En effet, le signal recherché est constitué de ν_e d'oscillation interagissant selon un courant chargé quasi-élastique dans SK :



Le proton étant en dessous du seuil de production Čerenkov, seul l'anneau de l'électron est visible. Aussi, sélectionner seulement les anneaux uniques permet de nettement privilégier le signal sur le bruit de fond. Ce bruit de fond provient des interactions des ν_μ et des ν_e du faisceau, dont la plupart des interactions créent au moins deux anneaux.

Cette coupure est donc effectuée grâce au logiciel de reconstruction du nombre d'anneaux décrit dans la partie IV.2. Parmi les ν_μ et les ν_e du faisceau, près de 40 % de leurs interactions sont éliminés. Quant au signal, la figure 89 représente sa distribution selon la fonction *Ring Counting*. La fraction de signal (interactions CCQE de ν_e d'oscillation) rejetée par cette coupure vaut $8,8\% \pm 0,3\%$.

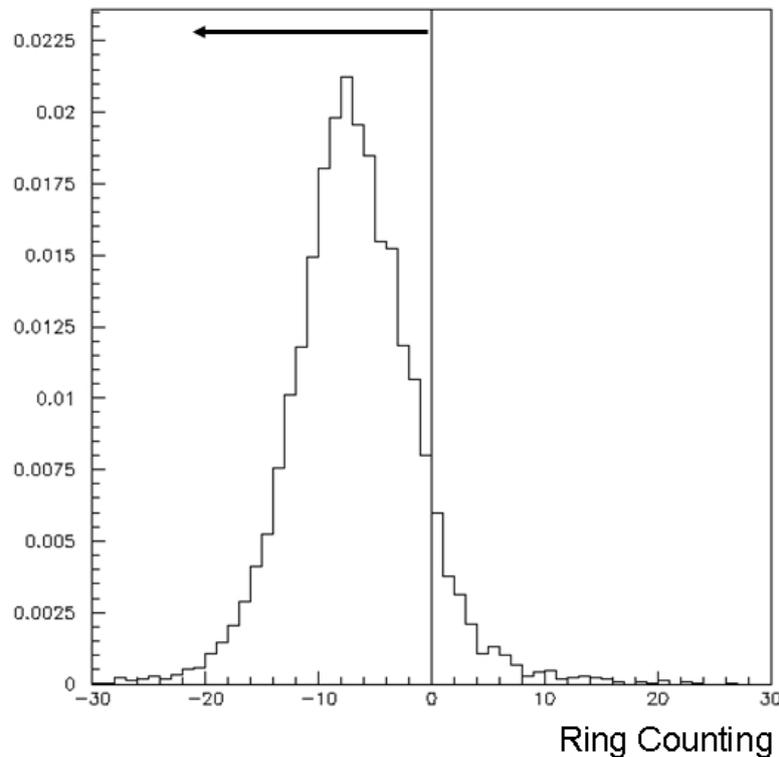


FIG. 89 – Distribution de *Ring Counting*, fonction discriminant les anneaux uniques des anneaux multiples. La sélection représentée par la flèche sélectionne les anneaux uniques (1R) parmi le signal MC de ν_e CCQE d'oscillation pour l'échantillon K2K I.

V.2.3 Sélection des anneaux e-like

Le bruit de fond après la sélection des anneaux uniques provient principalement des interactions des ν_μ du faisceau. Tout d'abord, tous les courants chargés quasi-élastiques donnant un muon sont

sélectionnés, mais également les autres modes de courant chargé et de courant neutre. Les figures 98 et 99 qui résument les différentes étapes de la sélection montrent ainsi qu'à ce stade, pour chaque période de prise de données, près de 50 évènements ν_μ sont présents contre moins de 1 évènement de signal (en prenant comme paramètres d'oscillation $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$) ! La sélection du type de cet anneau unique va être d'un grand secours puisqu'après son utilisation, le bruit de fond ν_μ descend jusqu'à moins de 5 évènements tandis que le signal est quasiment inchangé. Pour ce faire, les softs d'identification du type de particule décrit en IV.3.2 sont utilisés en deux étapes.

Tout d'abord, la fonction de discrimination combinée *PID* a été mise à profit afin d'éliminer une grande partie du bruit de fond : seuls les anneaux de type électronique ont été conservés en requérant $PID < 0$. La figure 90 illustre son efficacité sur les différents modes d'interaction des ν_μ . Ainsi, après la sélection du type d'anneau électronique, la plupart des modes d'interaction a été supprimée, comme l'illustre le tableau suivant.

Mode d'interaction des ν_μ	Fraction restante après $PID < 0$
CC QE	$1,05 \pm 0,06\%$
CC π unique	$4,4 \pm 0,16\%$
CC π multiples	$10,7 \pm 0,6\%$
NC	$59,1 \pm 0,7\%$

Ces fractions sont le rapport par mode d'interaction du nombre d'évènements après sélection sur le nombre avant, soit pour un mode d'interaction M $N_{1R}^M \text{ e-like} / N_{1R}^M$. On remarque que les courants neutres (NC) ont été peu supprimés, la raison est donnée au paragraphe suivant.

En plus de cette fonction combinée, les deux fonctions *Pattern PID* et *Angle PID*, spécifiques à la distribution angulaire de charges et à l'angle d'ouverture du cône, ont été utilisées séparément afin de renforcer le signal. L'idée en jeu ici est que l'anneau d'un électron issu du signal sera identifié comme e-like par sa distribution de charge **et** par son angle d'ouverture. Tandis que les anneaux issus du bruit de fond ne se comporteront pas forcément comme cela. Aussi, les conditions suivantes sont appliquées aux évènements :

$$PatternPID < 0 \ \& \ AnglePID < 0.$$

L'efficacité de cette coupure sur le bruit de fond est résumée dans le tableau suivant : à noter que le dénominateur de ces fractions est le même que pour le tableau précédent, c'est-à-dire N_{1R}^M .

Mode d'interaction des ν_μ	Fraction restante après $PID < 0$
CC QE	$0,19 \pm 0,03\%$
CC π unique	$2,7 \pm 0,12\%$
CC π multiples	$7,3 \pm 0,5\%$
NC	$49,1 \pm 0,7\%$

La contribution en courant neutre reste malgré tout toujours assez importante, contribuant à 2 évènements de bruit de fond pour 3 au total, tandis que le signal pour des paramètres d'oscillation ($\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$) représente un demi évènement pour chaque période K2K I et K2K II. Le paragraphe suivant introduit donc une nouvelle idée de sélection pour se défaire de ce bruit de fond principal.

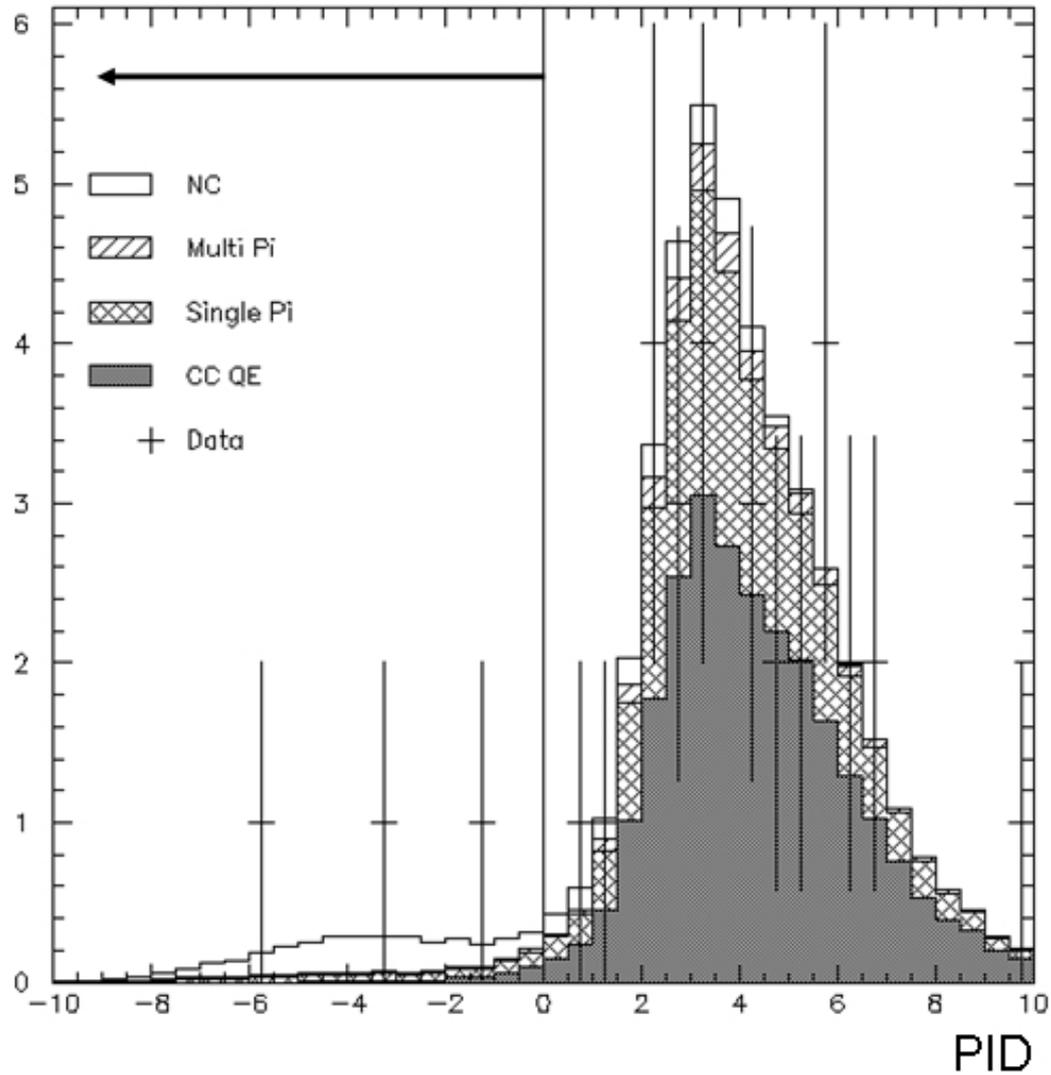


FIG. 90 – Sélection des évènements e-like. L'échantillon contient les évènements 1R de K2K I, représentés par les croix. Les histogrammes continus proviennent de ν_μ issus du faisceau de la simulation MC. Les modes d'interaction Courant Neutre (NC), Courant Chargé à plusieurs pions (Multi Pi), Courant Chargé à un pion (Single Pi) et Courant Chargé Quasi-Elastique (CCQE) sont séparés selon la légende de la figure.

V.3 Amélioration du signal par l'introduction de nouvelles sélections

Avant d'analyser les sources de bruit de fond et de trouver des remèdes pour les rejeter, deux autres sélections de bon sens sont appliquées par la collaboration :

- $E_{vis} > 100$ MeV permet de rejeter les pions chargés de bas moment qui ont été mal identifiés comme e-like ainsi que les électrons issus de la désintégration de muons
- une coupure temporelle afin d'éliminer ces mêmes électrons de désintégration (cf V.2.1).

J'ai introduit des sélections supplémentaires afin de rejeter les courants neutres et les ν_e du faisceau : les parties suivantes traitent de ces sélections..

V.3.1 Sélection améliorée des anneaux e-like

V.3.1.1 Principe de la sélection :

L'idée maîtresse de cette sélection est de séparer le signal ν_e du bruit de fond du faisceau ν_μ , et plus spécifiquement de celui provenant des courants neutres (en anglais *Neutral Current* ou NC) qui constitue le bruit de fond principal comme l'indiquent les cinquièmes lignes des figures 98 et 99. Ces événements NC sont principalement des π^0 (cf figure 92), qui se désintègrent à $98.798 \pm 0.032\%$ en deux gammas [38]. Les anneaux issus de ces gammas peuvent se superposer, puisque le boost entre le référentiel de l'interaction et celui du laboratoire oriente majoritairement vers l'avant ces particules : la figure 91 en représente un exemple dans SK. Ainsi, ces deux anneaux superposés peuvent être identifiés comme anneau unique e-like, ce qui constitue le bruit principal du canal étudié. Une façon de les séparer du signal est de forcer la reconstruction d'un deuxième anneau, pour ensuite reconstruire la masse du π^0 selon la formule

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2 E(\gamma_1)^2 E(\gamma_2)^2 (1 - \cos \theta)}$$

où $E(\gamma_1)$ est l'énergie du premier anneau, $E(\gamma_2)$ celle du second et θ l'angle entre les deux anneaux reconstruits. Il s'agit de la méthode employée par le logiciel POLfit⁵³ utilisé au sein de la collaboration et amélioré par M. Fechner[41]. Cette voie de discrimination a été choisie pour l'analyse officielle[42].

J'ai pour ma part développé et optimisé une approche différente. L'hypothèse de départ est que ces faux anneaux uniques e-like sont mal reconstruits comme anneaux uniques et mal reconstruits comme e-like. Deux fonctions de vraisemblance permettent de mesurer la qualité de ces reconstructions, elles sont basées toutes les deux sur la distribution angulaire de la charge dans un anneau (cf les parties IV.2 et IV.3). La distribution angulaire des deux anneaux peut correspondre à celle d'un anneau unique e-like, mais a priori seulement de façon imparfaite. De plus, ces deux fonctions sont corrélées, la sélection optimale s'effectue donc sur une combinaison optimisée de ces deux variables.

V.3.1.2 Optimisation :

La première combinaison étudiée fut une combinaison linéaire de la forme $rngcnt + a * pattern < b$, où $rngcnt$ est la fonction de vraisemblance liée au nombre d'anneau (*Ring Counting*) et $pattern$

⁵³En anglais *Pattern Of Light fit*, extrapolation à partir de la répartition de la lumière

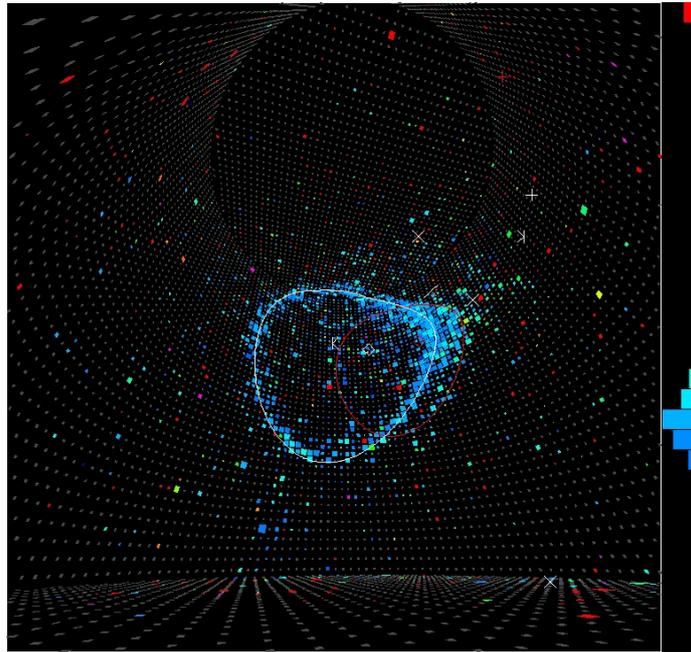


FIG. 91 – Représentation d'un π^0 dans SK : les deux gammas issus de la désintégration du méson créent deux anneaux de type électronique de directions très proches.

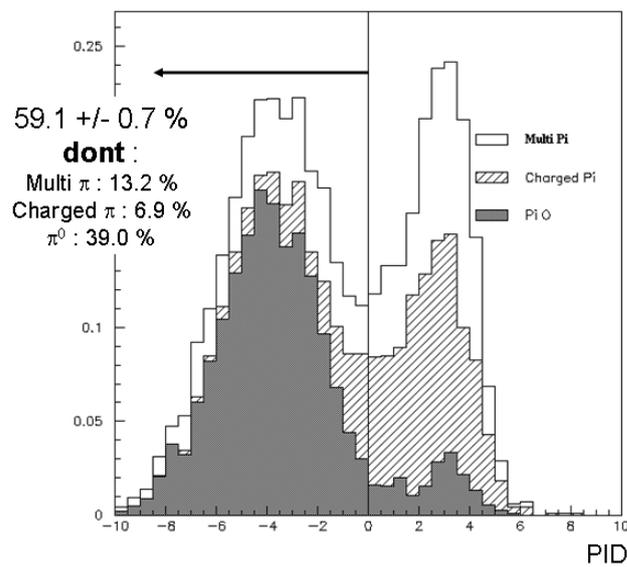


FIG. 92 – Fonction de vraisemblance de PID dans SK du bruit de fond ν_μ pour le signal ν_e dans l'échantillon K2K I. Les valeurs négatives signalent des événements e-like, les positives des μ -like. La flèche montre que l'on sélectionne seulement les e-like. La plupart du bruit de fond provient des π^0 des interactions NC des ν_μ .

celle associée à la nature e-like de la distribution de charge de l'anneau unique. Les paramètres a et b furent laissés libres ; à chaque couple de ces paramètres fut calculé le rapport $R = \frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{bruit}}}$. Le signal correspond aux CC QE FC FV 1R ν_e ⁵⁴ provenant de l'oscillation d'un ν_μ du faisceau et le bruit des NC FC FV 1R ν_μ ⁵⁵ et des FC FV 1R ν_e provenant du faisceau de K2K. Ce rapport est optimisé grâce au logiciel MINUIT⁵⁶. On peut légitimement s'interroger sur le choix du meilleur rapport pour notre analyse : [43] compare R avec $R' = \frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{signal}+\text{bruit}}}$. Dans notre cas, le bruit de fond des ν_e issus du faisceau n'est pas touché par la sélection. Ainsi, le dénominateur de R reste toujours au moins du même ordre que le numérateur. De plus, le rapport R a la propriété d'être indépendant des paramètres d'apparition du signal recherché, puisqu'ils peuvent être factorisés, ce qui n'est pas le cas de R'. Notre rapport R est donc mieux adapté, comme l'illustre la figure 93. Dans l'article [43], les auteurs définissent la variable S_{min} qui correspond au signal minimal nécessaire pour obtenir un résultat positif à un certain niveau de confiance dans une expérience d'apparition. La figure illustre l'évolution de $1/S_{min}$ en fonction du bruit de fond, pour différents niveaux de confiance et différents rapports de discrimination, R, R' et leur propre formule. Le rapport R divergeant à bas bruit de fond, les auteurs ont en effet fabriqué un rapport permettant de discriminer signal et bruit de fond sans pour autant diverger, et également avec une meilleure sensibilité que R'. En se plaçant dans le cas de figure de K2K, le bruit de fond en fin d'analyse est de l'ordre de 2 évènements. A ce niveau, R ne diverge pas. Ce rapport R est donc utilisé comme facteur de mérite pour mesurer les performances des différentes sélections.

La figure en deux dimensions 94 permet de visualiser les meilleures combinaisons linéaires, différentes entre K2K I et II du fait de la couverture en PMTs différentes pour chacune des périodes de l'expérience. Les optimisations pour ces deux périodes ont donné comme résultats respectifs $rngcnt + 0.62 * pattern < -7.6$ pour K2K I et $rngcnt + 0.23 * pattern < -4.2$ pour K2K II.

Sur cette figure, une sélection en $rngcnt < a$ et $pattern < b$ pourrait sembler constituer une meilleure coupure. Elle a également été optimisée mais présente des résultats moins performants. Cette fausse impression provient du paramètre $\sin^2 2\theta_{13}$ fixé à 1,0, afin de mieux visualiser le signal. Ce signal ressort donc beaucoup plus sur cette figure que lors de l'optimisation de la coupure. L'analyse est en effet réalisée à partir de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$.

A noter que ces optimisations ont été effectuées en se basant seulement sur la simulation MC, suivant ainsi une analyse en aveugle. Elles ont ensuite été appliquées telles quelles aux données.

V.3.1.3 Facteur d'amélioration :

Quantitativement et qualitativement, comment mesurer l'efficacité de cette sélection ? Deux facteurs ont été retenus, le rapport R et l'efficacité au signal. Le résultat de cette optimisation est une amélioration de 7,6 % pour K2K I et 5,8 % pour K2K II du rapport R, tout en conservant 76 % du signal dans le cas de K2K I et 88% dans celui de K2K II (cf tableaux sur les figures 98 et 99).

⁵⁴Anneau unique (1R) dans le volume fiduciel (FV) complètement contenu dans le détecteur (FC) issu d'une interaction d'un ν_e en courant chargé (CC) quasi-élastique (QE).

⁵⁵Anneau unique (1R) dans le volume fiduciel (FV) complètement contenu dans le détecteur (FC) issu d'une interaction d'un ν_μ en courant neutre (NC).

⁵⁶Que je décris en VI.1.6.

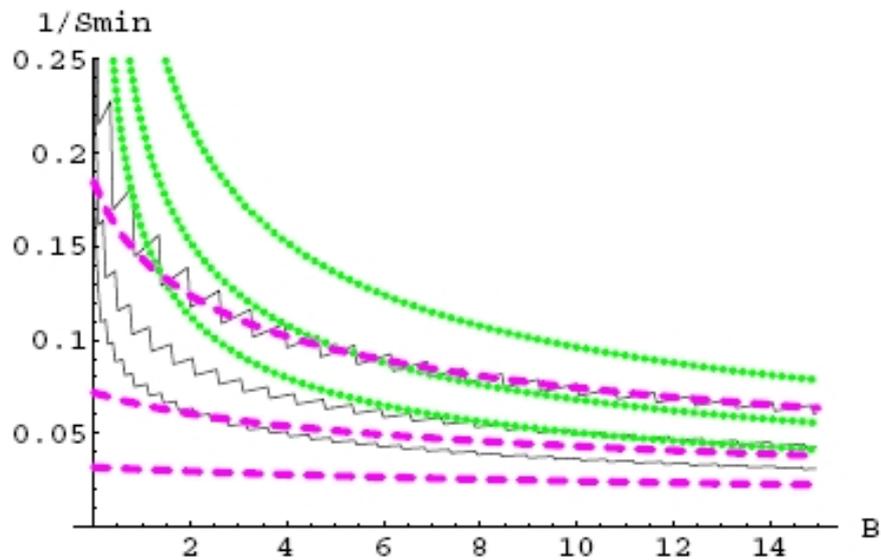


FIG. 93 – Comparaison de $\frac{1}{S_{min}}$ selon les facteurs de sensibilité $\frac{S}{\sqrt{B}}$ (en pointillé), $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ (en tiret) et une formule de l’auteur de [43] (en trait continu). Pour chaque type de courbe, les niveaux de confiance de 95%, 3 σ et 5 σ sont représentées de bas en haut.

La sélection en $rngcnt < a$ et $pattern < b$ évoquée précédemment n’améliore quasiment pas le rapport de sensibilité R tout en étant moins efficace au signal. L’intuition est donc infirmée et la coupure dans le plan $(rngcnt, pattern)$ est donc privilégiée.

V.3.2 Sélection améliorée de l’énergie visible

V.3.2.1 Principe de la sélection :

L’étude des spectres en énergies des différents neutrinos impliqués dans l’analyse montre des différences significatives entre les ν_μ et les ν_e du faisceau et le signal des ν_e ayant oscillé, comme le montrent les figures 95 et 96. Par exemple, du fait des équations d’oscillation, la probabilité d’apparition de neutrinos électroniques devient très faible à partir de 2,5 GeV. Les neutrinos n’ayant pas oscillé quant à eux suivent le spectre du faisceau et leur composante ne devient négligeable qu’à partir de 3,5 GeV.

Le principe de cette nouvelle sélection est de trouver un domaine d’énergie plus restreint afin de tenir compte du spectre des neutrinos électroniques ayant oscillé. Un de ses grands intérêts est de pouvoir diminuer significativement le bruit de fond provenant de la contamination des ν_e du faisceau. Ces événements sont reconstruits à juste titre identiquement au signal. Pouvoir sélectionner préférentiellement les événements du signal grâce à une sélection sur l’énergie est donc la seule manière de les discriminer.

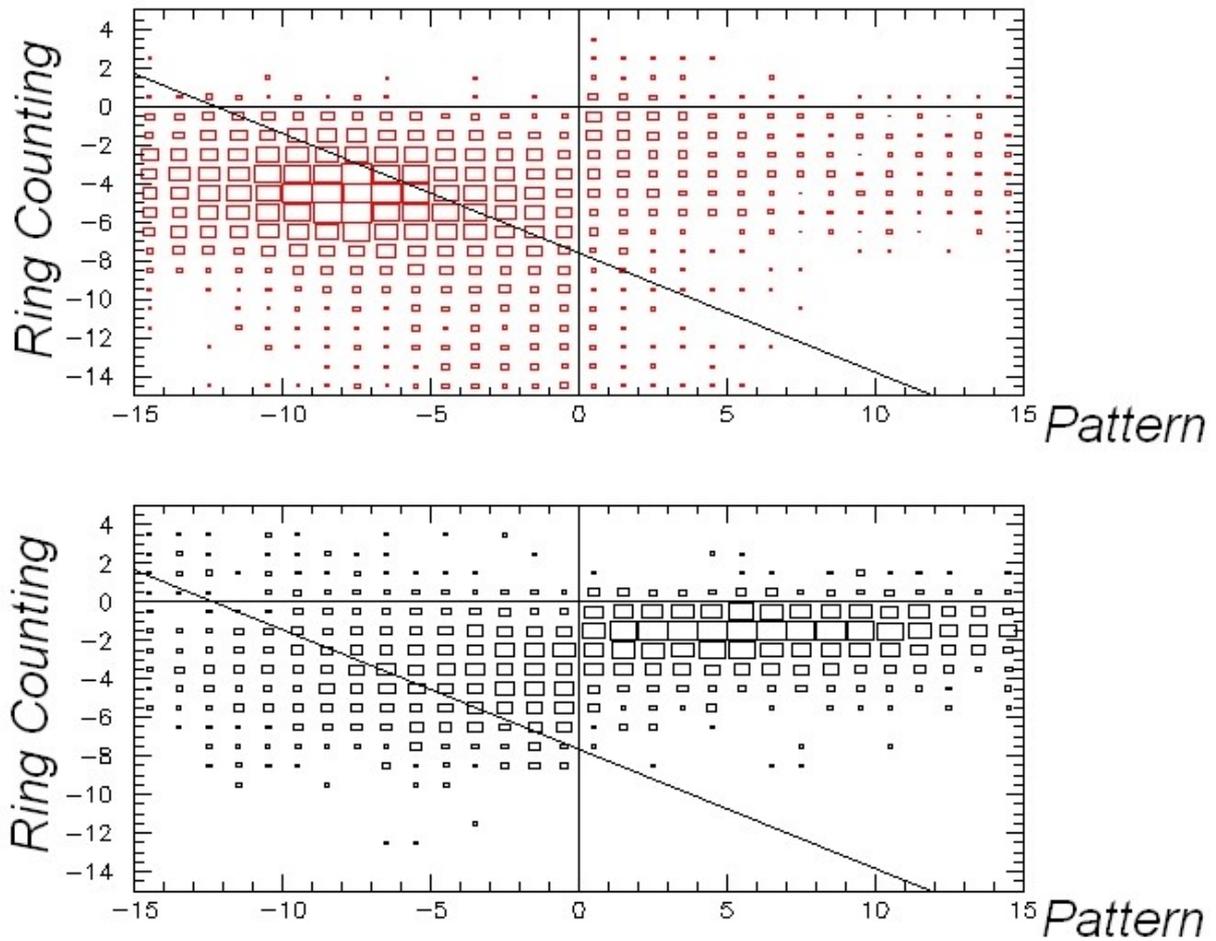


FIG. 94 – Figure à deux dimensions, les fonctions de vraisemblance de l'identification du type de particule selon la distribution angulaire de la charge (*pattern*) en abscisse et du nombre de particule (*rngcnt*) en ordonnée. En haut et rouge est représenté le signal CC QE FC FV 1R ν_e , en bas et noir une partie du bruit de fond, les NC FC FV 1R ν_μ . Ces événements sont issus de la simulation MC de K2K I. La ligne noire correspond à la combinaison linéaire optimale $rngcnt + 0.62 * pattern < -7.6$.

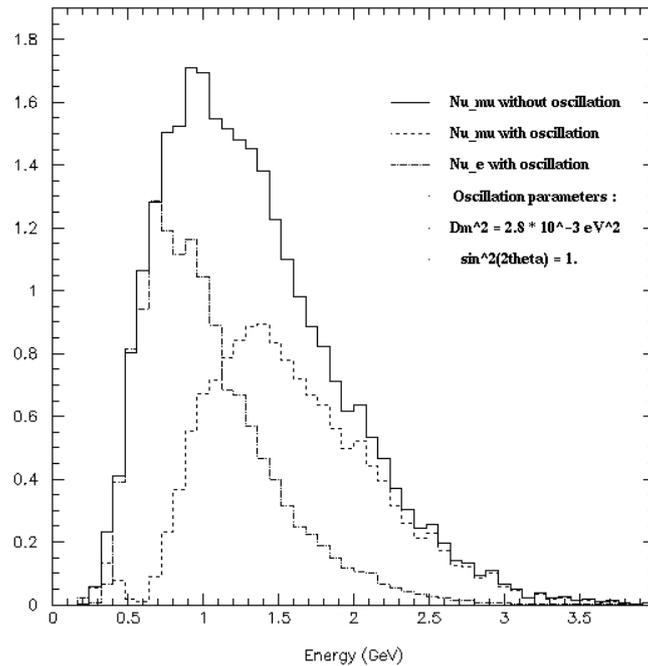


FIG. 95 – Modification du spectre en énergie des ν_μ du faisceau de K2K due à leur oscillation. En cas d'oscillation vers des ν_e , leur spectre est également représenté pour $\sin^2 2\theta_{13} = 1$.

V.3.2.2 Optimisation :

La sélection s'effectue sur l'énergie visible E_{vis} selon l'inéquation $a < E_{vis} < b$ où a et b sont des paramètres libres. Tout comme pour la sélection précédente (cf V.3.1.2), le rapport R^{57} est maximisé par le logiciel MINUIT et permet de connaître le domaine d'énergie $[a, b]$ optimal. Le calcul a également été effectué en aveugle, en ne se référant pas aux données. Le résultat de cette optimisation est très proche pour K2K I et II : le domaine d'énergie optimal est [250 MeV, 2 000 MeV].

V.3.2.3 Facteur d'amélioration :

Comme l'indiquent les tableaux des figures 98 et 99, le signal est très peu modifié tandis que le bruit diminue de manière non négligeable. Ainsi, le facteur de mérite R augmente de 3,2 % pour K2K I et de 7,1 % pour K2K II. L'efficacité au signal est quasi inchangée, conservant plus de 95% des événements pour les deux périodes.

Cette nouvelle sélection comporte donc de nombreux avantages :

- elle est simple à mettre en oeuvre et à comprendre
- elle permet de réduire le bruit de fond des ν_e du faisceau, qui se comporte comme le signal pour toutes les autres sélections

⁵⁷Le signal et le bruit tiennent compte de la sélection précédente.

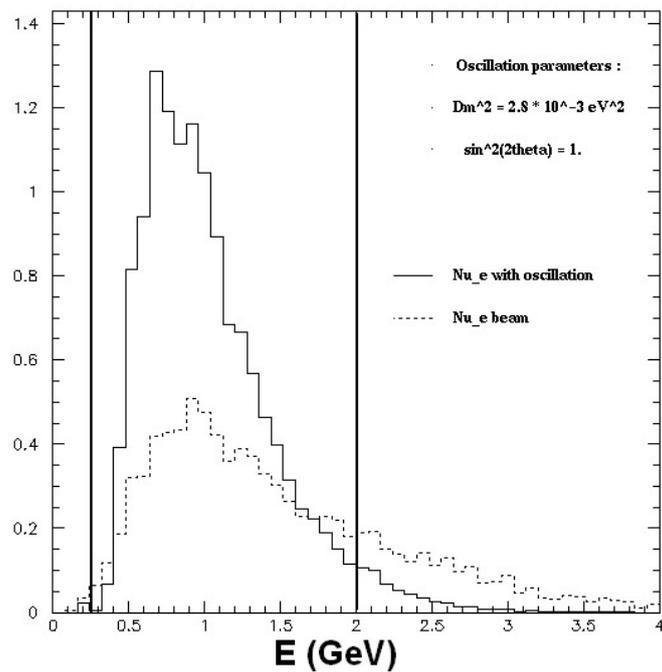


FIG. 96 – Comparaison des spectres des ν_e issu de la contamination du faisceau ou d’une éventuelle oscillation d’un ν_μ . La sélection des énergies visibles comprises entre 250 MeV et 2 GeV permet d’améliorer le signal (ν_e d’oscillation) au détriment du bruit (ν_e du faisceau).

- elle améliore les performances en terme de facteur de mérite sans compromettre l'efficacité au signal.

V.3.3 Polfit

La collaboration K2K[42] a également introduit dans l'analyse officielle d'apparition une réjection supplémentaire pour les π^0 grâce à l'utilisation de *POLfit* (cf V.3.1.1). Ce logiciel est appliqué seulement aux événements 1R e-like. Il force la reconstruction d'un second anneau en posant comme hypothèse que ces deux anneaux sont les γ issus de la désintégration d'un π^0 . Cette reconstruction utilise les distributions de charges observée et attendue dans une telle configuration. Grâce à ce second anneau, à son moment et à l'angle qu'il forme avec le premier, la masse invariante du π^0 M_{inv} est reconstruite.

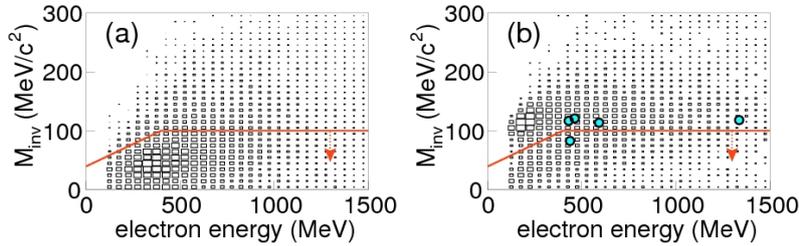


FIG. 97 – Distribution du signal du MC en (a) et du bruit de fond provenant des ν_μ du MC en (b). L'hypothèse d'oscillation suppose que $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$. Les droites représentent la coupure de sélection, seuls les événements en dessous de ces droites sont sélectionnés. Les points correspondent aux 5 candidats avant sélection de l'analyse officielle.

Comme l'illustre la figure 97, le signal de ν_e a des valeurs de M_{inv} plus faibles que le bruit. Le bruit est composé en grande partie de π^0 , et donc le second anneau reconstruit apporte une contribution non négligeable. Le signal quant à lui est vraiment composé d'un anneau unique. Le second anneau reconstruit est donc plus difficile à reconstruire. Dans la pratique, l'énergie de ce second anneau est faible après que l'énergie visible ait été partagée entre les deux anneaux.

La sélection exclut les valeurs de $M_{inv} > 100 MeV$. De plus, pour l'énergie de l'électron sélectionné $E_e < 400 MeV$, la résolution sur M_{inv} est faible et donc une sélection plus rude est appliquée :

$$M_{inv} < 0,15 \times E_e + 40.$$

Grâce à cette sélection, dans le cadre de l'analyse officielle, 70% du bruit de fond provenant des ν_μ est rejeté, tandis que près de 50% du signal est conservé.

V.4 Récapitulatif et analyse des efficacités de sélection

Les figures 98 et 99 résument l'évolution de la statistique au fur et à mesure des sélections. Pour chaque période, les nombres d'événements prédits par la simulation et par le calcul du rapport Far/Near sont indiqués pour les ν_μ et les ν_e du faisceau ainsi que pour les ν_e CC QE constituant le

signal (avec comme paramètres ($\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$)). Pour les bruits de fond, en plus du total de tous les modes d'interaction, les principales composantes sont séparées : pour les ν_μ , il s'agit des modes CC 1π et NC, pour les ν_e les modes CC QE et CC 1π . L'avant-dernière colonne donne le facteur de qualité des sélections : le rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$ ou S/\sqrt{N} (N pour *Noise*) a été choisi suite à la discussion en V.3.1.2. Enfin, la dernière colonne donne l'évolution des données.

L'analyse de l'évolution de S/\sqrt{N} met en exergue l'importance de plusieurs sélections.

1. $PID < 0$ améliore l'extraction du signal par plus d'un facteur 3. En effet, il élimine de nombreux éléments ν_μ constituant une part importante du bruit de fond.
2. *Pattern* $PID < 0$ & *Angle* $PID < 0$ permet une amélioration significative bien qu'il élimine également une partie du signal : certains électrons de basse énergie ont peu d'informations contenues dans leur distribution de charge et peuvent donc être confondus par le *Pattern* PID , alors que leur angle d'ouverture les différencie pourtant bien de muons de basse énergie.
3. les coupures $E_{vis} > 100$ MeV et "suppression des électrons de désintégrations" éliminent à peu près un événement pour chaque période du bruit de fond ν_μ : dans le cas de figure notamment où un muon de faible énergie se désintègre en laissant trop peu de lumière pour constituer un anneau, l'électron ainsi créé aurait passé les sélections précédentes.
4. la sélection combinée *Pattern* Vs *Rngent*, bien que diminuant un peu le signal, élimine encore plus fortement la contribution en courant neutre des ν_μ constituée de π^0 .
5. la coupure stricte sur E_{vis} permet de diminuer un peu le bruit de fond des ν_e de contamination du faisceau. Cependant, leurs interactions par courant chargé quasi-élastique engendrant tout comme pour le signal un anneau électronique seul, la suppression de ce bruit de fond semble impossible. Il faut donc privilégier en amont une baisse et un contrôle de la contamination du faisceau.
6. enfin, *POLfit* permet d'éliminer plus de la moitié du bruit de fond total et de conserver près de 2 tiers du signal. En considérant que la sensibilité évolue en S/\sqrt{B} , le bénéfice est de près de 5%.

Au niveau des données, K2K I ne retient aucun candidat à l'issue de la sélection tandis que K2K II en retient 1. Un événement pour 1,07 événement de bruit de fond attendu, aucun signal n'est donc observé. La provenance de ce candidat est difficile à déterminer. L'utilisation de *Polfit* ne permet pas de trancher, comme le montre la représentation graphique sur la figure 100.

L'analyse officielle quant à elle utilise les sélections décrites en V.2, ainsi que la sélection via *Polfit* décrite précédemment. Elle obtient des statistiques proches des miennes, comme l'indique le tableau suivant.

Interaction coupures	MC Faisceau ν_μ			MC Faisceau ν_e			MC ν_e oscillés	S/N (10^{-3})	Données K2K I
	CC 1π	NC	TOTAL	CC QE	CC 1π	TOTAL	CC QE		
FCFV	28,70	10,65	79,7 53,9	0,27	0,28	0,80	0,67	75	55
+ <i>Ring Counting</i> < 0	15,97	4,23	50,0 30,35	0,24	0,16	0,46	0,63	89	33
+ <i>pid</i> < 0	0,68	2,50	3,83 3,33	0,24	0,15	0,45	0,62	300	3
+ <i>pattern pid</i> < 0 + <i>angle pid</i> < 0	0,40	2,02	2,62 2,38	0,21	0,14	0,40	0,55	316	3
+ $E_{\text{vis}} > 100$ MeV	0,34	1,87	2,43 2,23	0,21	0,14	0,39	0,55	327	2
+ pas de decay e	0,16	1,65	1,88 1,79	0,21	0,10	0,34	0,55	369	1
+ <i>pattern VS Ring Counting</i>	0,07	0,75	0,86 0,82	0,16	0,07	0,26	0,42	397	0
+ $250 \text{ MeV} < E_{\text{vis}} < 2000$ MeV	0,06	0,65	0,75 0,72	0,13	0,06	0,20	0,40	410	0
+ <i>Polfit</i>	0,02	0,27	0,30 0,29	0,08	0,03	0,12	0,28	432	0

FIG. 98 – Récapitulatif de l'évolution au gré des sélections de la statistique des ν_μ et ν_e constituant le bruit de fond et des ν_e du signal pour K2K I. Pour le bruit de fond, en plus des colonnes de totaux, les modes d'interaction de courant chargé avec production d'un π ($CC1\pi$) et de courant neutre (NC) pour les ν_μ sans oscillation, ainsi que les courants chargés quasi-élastiques ($CCQE$) et avec production d'un π ($CC1\pi$) pour les ν_e sont détaillés. Concernant le signal, seul le mode quasi-élastique est spécifié. La statistique globale sur les ν_μ du faisceau a été calculé sans oscillation (en **gras**) et en utilisant les paramètres d'oscillation $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ (chiffres du bas), celle sur les ν_e à partir de $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 1 \cdot 10^{-1}$. La colonne rouge représente les données. La ligne verte représente la dernière étape commune avec l'analyse officielle, les bleues les sélections supplémentaires que j'ai apportées et la grise la sélection via *Polfit* également présente dans l'analyse officielle.

Intéraction coupures	MC Faisceau ν_μ			MC Faisceau ν_e			MC ν_e oscillés	S/N (10^{-3})	Données K2K II
	CC 1π	NC	TOTAL	CC QE	CC 1π	TOTAL	CC QE		
FCFV	27,35	10,41	76,2 51,5	0,27	0,28	0,85	0,71	81	57
+ <i>Ring Counting</i> < 0	15,55	4,33	48,5 29,6	0,26	0,17	0,51	0,66	94	34
+ <i>pid</i> < 0	0,89	2,79	4,40 3,76	0,25	0,16	0,48	0,66	299	6
+ <i>pattern pid</i> < 0 + <i>angle pid</i> < 0	0,60	2,25	3,17 2,77	0,23	0,15	0,44	0,60	316	5
+ $E_{\text{uk}} > 100$ MeV	0,51	2,16	2,89 2,58	0,23	0,15	0,44	0,58	318	5
+ pas de decay e	0,23	1,83	2,16 2,02	0,23	0,11	0,38	0,57	359	4
+ <i>pattern VS Ring Counting</i>	0,16	1,16	1,42 1,32	0,19	0,09	0,31	0,50	380	3
+ $250 \text{ MeV} < E_{\text{uk}} < 2000$ MeV	0,14	1,00	1,21 1,14	0,15	0,07	0,24	0,49	407	2
+ <i>Poffit</i>	0,05	0,41	0,50 0,46	0,10	0,04	0,15	0,35	434	1

FIG. 99 – Récapitulatif de l'évolution au gré des sélections de la statistique des ν_μ et ν_e constituant le bruit de fond et des ν_e du signal pour K2K II. La légende est identique à la figure précédente.

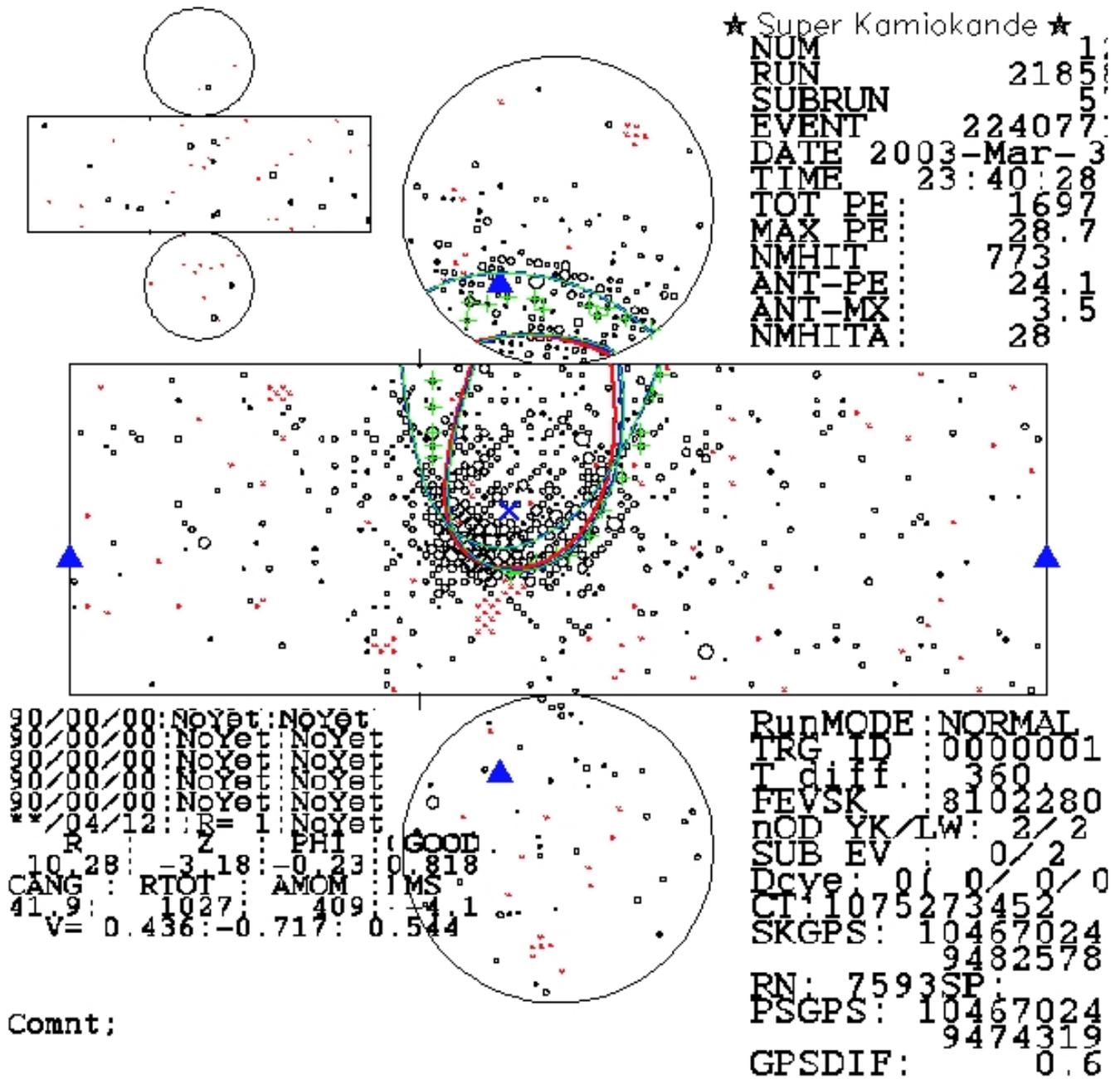


FIG. 100 – Représentation d'un candidat 1R e-like. Il s'agit du candidat retenu par la sélection. Les deux anneaux ont été reconstruits par *Polfit*, qui indique une masse reconstruite de π^0 de 83,1 MeV/c². L'évènement semble à l'oeil comporter plusieurs anneaux, mais n'est donc pas forcément un π^0 issu d'un courant neutre.

Périodes Sélections	K2K I			K2K II		
	ν_μ MC	ν_e MC	Données	ν_μ MC	ν_e MC	Données
FCFV	79,7	0,8	55	76,2	0,9	57
1R	50,1	0,5	33	48,8	0,5	34
e-like	2,6	0,4	3	3,3	0,4	5
$E_{vis} > 100MeV$	2,4	0,4	2	2,9	0,4	5
Pas de decay-e	1,9	0,3	1	2,2	0,4	4
<i>Polfit</i>	0,6	0,2	0	0,7	0,2	1

Avant l'utilisation de *Polfit*, 4 évènements sont sélectionnés dans la période K2K II. Mes coupures permettent d'en éliminer 2 de plus. Cependant, après *Polfit*, le seul même évènement est retenu par l'analyse officielle et par la mienne. L'efficacité au signal de l'analyse officielle n'est pas indiquée dans la publication [42] mais fut toutefois évoquée lors d'une présentation au meeting de collaboration K2K du 17 juin 2005 [44]. Le facteur de sensibilité R peut ainsi être comparé entre les deux analyses. Le tableau suivant résume l'évolution de R entre la sélection "*Pas de decay-e*" et la sélection finale.

Périodes	Analyse officielle	Analyse personnelle
K2K I	+13%	+17%
K2K II	+16%	+21%

Les coupures supplémentaires que j'ai introduites permettent donc d'obtenir un facteur de sensibilité R meilleur que celui de l'analyse officielle.

Tous les ingrédients de l'analyse étant désormais réunis, je vais décrire la méthode utilisée et les résultats obtenus lors de ma recherche d'apparition de ν_e .

VI Recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

VI.1 Fonction de vraisemblance

L'expérience K2K fournit grâce à son détecteur proche une estimation du nombre d'interactions attendues dans le détecteur lointain. En la comparant au véritable nombre de neutrinos détectés dans SK, les paramètres utilisés par la théorie des oscillations de neutrinos peuvent être contraints. Cette analyse peut être menée en cinq étapes :

1. Définir les bins d'énergie dans lesquels sera effectué de manière indépendante le calcul des contraintes.
2. Calculer le nombre d'interactions attendu en fonction des neutrinos ν_μ et ν_e du faisceau, et d'éventuelles oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.
3. Définir la fonction de vraisemblance qui permettra de déterminer en fonction du degré de confiance les contraintes sur les paramètres d'oscillation.
4. Déterminer le maximum de vraisemblance dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2\theta_{13})$, donnant ainsi la meilleure estimation de ces deux paramètres.
5. Tracer dans ce plan la zone exclue autour de ce maximum de vraisemblance.

VI.1.1 Définition des canaux en énergie

Le calcul de la fonction de vraisemblance pourrait être effectué une seule fois pour tout le domaine d'énergie. Cependant, en définissant plusieurs canaux, l'analyse gagne en finesse puisque signal et bruit ont des spectres en énergie différents, comme le montre la figure 101 pour les paramètres $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 1$. Le spectre du signal diminuera pour des angles θ_{13} plus petits, son pic se décalera vers la droite pour des Δm_{23}^2 plus grands. Ainsi, chaque domaine d'énergie contient des lots d'événements indépendants des autres. De plus, afin que chaque canal d'énergie contribue à la fonction de vraisemblance avec le même impact, la division de l'échelle d'énergie a été calculée afin que chaque canal ait la même probabilité d'apparition du signal. Pour cela, il a fallu choisir un paramètre Δm_{23}^2 pour lequel optimiser cette division : j'ai pris le parti d'effectuer l'analyse en prenant $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$ comme différence de masses carrées. En effet, il s'agit de la valeur obtenue par K2K dans l'analyse du canal de disparition du neutrino muonique[45].

Ainsi, en utilisant la simulation MC du spectre en énergie de neutrinos électroniques issus d'oscillation $\Phi_{\nu_e}(E)$, six domaines d'énergie équiprobables⁵⁸ à $\pm 5\%$ ont pu être définis. Ce sont les intervalles $[a_i, a_{i+1}]$ répondant à la condition :

$$R = \frac{\int_{a_i}^{a_{i+1}} \Phi_{\nu_e}(E) dE}{\int_{0.25^2}^2 \Phi_{\nu_e}(E) dE} = \frac{1}{6} 100\% \pm 5\% \approx 17\% \pm 5\% \quad (95)$$

⁵⁸C'est à dire où la probabilité d'apparition est la même.

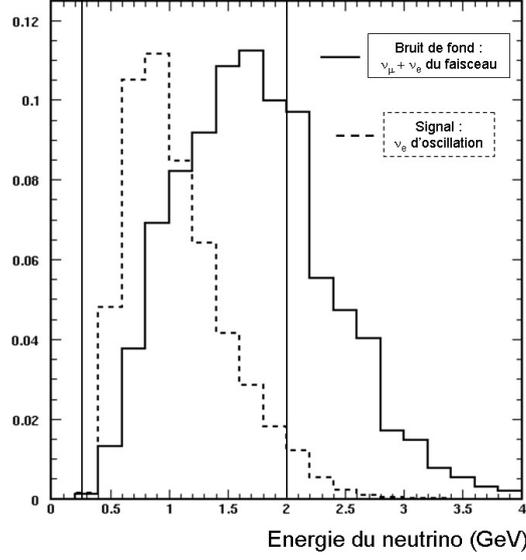


FIG. 101 – Comparaison des spectres des neutrinos du signal et du bruit de fond. Les paramètres d'oscillation sont pris tels que $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 1$. Les droites correspondent aux coupures effectuées.

Par souci de clarté, ces intervalles ont été arrondis aux centaines de MeV. On obtient ainsi comme domaine :

Domaines (MeV)	250 → 400	400 → 500	500 → 600	600 → 800	800 → 1200	1200 → 2000
R (%)	16	13	13	21	23	14

VI.1.2 Nombre d'interactions attendues

VI.1.2.1 Extrapolation du nombre d'interactions dans le détecteur proche :

Le nombre attendu d'interactions de neutrinos dans le détecteur lointain (noté N_{attenu}^{SK}) est obtenu en utilisant le nombre mesuré d'interactions de neutrino dans le détecteur proche (noté N_{mesur}^{KT}). Pour cela, plusieurs facteurs sont utilisés :

- $R^{KT \rightarrow SK}$: le rapport permettant l'extrapolation du détecteur proche au lointain. Il sera décrit plus en détail plus bas.
- $\frac{\#_{SK}}{\#_{KT}}$: le rapport des nombres de protons sur cible utilisés dans l'analyse de SK et de la KT.
- ϵ_{SK} : l'efficacité de détection de neutrinos de SK, moyennée sur tout le spectre en énergie du faisceau de neutrinos.
- ϵ_{KT} : l'efficacité de détection de la KT.

Le calcul se résume alors à :

$$N_{attenu}^{SK} = N_{mesur}^{KT} \frac{\epsilon_{SK}}{\epsilon_{KT}} R^{KT \rightarrow SK} \frac{\#_{SK}}{\#_{KT}} \quad (96)$$

Attardons nous sur le rapport $R^{KT \rightarrow SK}$, car il s'agit d'un point primordial de l'expérience. En effet, c'est par cette extrapolation du détecteur proche au lointain que les contraintes entre le nombre attendu d'interactions à SK et les neutrinos effectivement détectés permettent de remonter aux paramètres d'oscillation. C'est également pour que cette extrapolation soit la moins ambiguë possible que la KT est une reproduction en miniature de SK. Cet avantage est retranscrit dans la simplicité de la formule suivante :

$$R^{KT \rightarrow SK} = \frac{M_{SK} \int \Phi_{SK}(E) \cdot \sigma_{H_2O}(E) dE}{M_{KT} \int \Phi_{KT}(E) \cdot \sigma_{H_2O}(E) dE} \quad (97)$$

Les flux Φ à la KT et SK, ainsi que la section efficace d'interaction du neutrino sur l'eau sont obtenus grâce respectivement aux simulations du faisceau *Beam-MC* et des interactions nucléaires *Neut-MC*. Les masses des volumes fiduciels M_{SK} et M_{KT} valent 22,5 kt et 25 t. Le rapport $R^{KT \rightarrow SK}$ est ainsi estimé de l'ordre de $6,7 \cdot 10^{-4}$.

VI.1.2.2 Nombre attendu par bin d'énergie et par canal d'interaction

Le calcul de ce rapport $R^{KT \rightarrow SK}$ permet ainsi d'évaluer le nombre d'interactions attendues dans K2K. On applique $R^{KT \rightarrow SK}$ au nombre de d'interactions référence obtenu à partir des interactions dans le volume fiduciel de la KT et complètement contenues (FCFV). Pour K2K I, on obtient donc 79,7 interactions ν_μ et de 0,80 interactions ν_e attendues dans SK, pour K2K II respectivement 76,2 et 0,85.

A partir de ces références, j'ai utilisé la simulation MC pour obtenir les contributions de chaque mode d'interaction. En effet, ces différents modes comme les courants chargés quasi-élastiques par exemple sont étiquetés. Les fonctions de probabilités $\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ et $\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ ont ensuite été appliquées en utilisant la vraie énergie des neutrinos, également fournie par le MC. Enfin, le nombre d'évènements attendus dans chaque bin d'énergie a été compté.

Concernant les ν_e d'un éventuel signal d'apparition, leur spectre a été calculé à partir de celui des ν_μ du faisceau et de la formule d'oscillation pour $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 \theta_{13} = 0,1$. Ils ont ensuite été simulés, normalisés et comptés selon la même méthode que les neutrinos du faisceau.

VI.1.3 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été traitées grâce à 3 paramètres α , β et γ , représentant respectivement :

- α : erreur d'extrapolation et efficacité de détection
- β : misidentification $\mu \rightarrow e$
- γ : misidentification $e \rightarrow \mu$.

α , β et γ varient dans des intervalles définies par leurs erreurs systématiques associées, σ_α , σ_β et σ_γ , qui sont calculées dans cette section.

N'ayant eu accès aux programmes et données de SK que très tardivement, il n'a pas été possible de mener une analyse indépendante des incertitudes systématiques de SK. Nous nous appuyons donc sur les systématiques estimées dans l'analyse officielle.

Le nombre total d'évènements dans SK est obtenu par extrapolation du nombre observé dans la KT par la formule 96. Les incertitudes systématiques proviennent principalement de l'incertitude sur le rapport des flux, donnée par le MC, sur le rapport des volumes fiduciels, les paramètres de l'eau et sur le rapport des efficacités des deux détecteurs.

Ainsi, l'incertitude sur le rapport des flux est estimée à 7%. L'expérience HARP a permis de réduire cette erreur à 3,5%. Concernant les volumes fiduciels, en modifiant leurs contours aux imprécisions de reconstruction près, on obtient une incertitude de 4%. Il faut également lui ajouter l'incertitude sur les paramètres de l'eau. Une étude réalisée sur simulation MC a conduit à une incertitude de l'ordre de 10%, en jouant sur les paramètres de l'eau (diffusions de Rayleigh et de Mie et absorption)[46]. Enfin, le rapport des efficacités des détecteurs est estimée à 6%.

L'incertitude globale, affectée à α , est estimée de manière conservatrice à $\sigma_\alpha = 16\%$.

L'analyse du bruit de fond issu des interactions de ν_μ dépendra en outre des incertitudes sur les sections efficaces des divers canaux (NC, CC1 π , ...) contribuant au bruit de fond, et des efficacités des coupures de sélection. Cette incertitude est conservativement estimée à $\sigma_\beta = 30\%$.

L'analyse du bruit de fond issu des interactions ν_e dépendra de son côté de l'incertitude sur la contamination en ν_e du faisceau ($\pm 23\%$) et sur l'efficacité des coupures de sélection. L'incertitude globale est estimée à $\sigma_\gamma = 25\%$.

Notre traitement simplifié des incertitudes systématiques donne comme incertitudes sur chacun des 3 termes de la population de chaque bin :

$$\begin{aligned} 16\% \oplus 30\% &\approx 35\% \text{ pour } N_{\nu_\mu}^{FAISC}. \\ 16\% \oplus 25\% &\approx 30\% \text{ pour } N_{\nu_e}^{FAISC}. \\ 16\% &\approx 16\% \text{ pour } N_{\nu_e}^{osc}. \end{aligned}$$

à comparer aux incertitudes utilisées dans l'analyse officielle de 30-35%, 30% et 15% respectivement.

VI.1.4 Calcul de la fonction de vraisemblance

Dans chacun de ces domaines d'énergie, le nombre d'évènements attendu doit être calculé en fonction du bruit de fond et du signal. Les paramètres d'oscillation doivent donc être pris en compte, à l'exception du bruit de fond des neutrinos électroniques issus du faisceau. En effet, ils oscillent principalement aux fréquences solaires, donc dans cette gamme d'énergie à des distances beaucoup plus élevées : l'oscillation solaire devient non négligeable pour des distances de l'ordre de 10 000 km pour 1 GeV. Leur oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ est quant à elle négligée du fait des faibles valeurs de θ_{13} et de la faible contamination en ν_e du faisceau.

Soit $K \in [1, 6]$ le domaine d'énergie $[a_K, b_K]$. Les neutrinos électroniques et muoniques du faisceau et les neutrinos électroniques ayant oscillé dans K sont représentés respectivement par $N_{\nu_e}^{FAISC.}(K)$, $N_{\nu_\mu}^{FAISC.}(K)$ et $N_{\nu_e}^{OSC.}(K)$, obtenus à partir de la simulation MC selon la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Pour ces deux derniers, les probabilités d'oscillation $\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ et $\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ ont été prises en compte. Il s'agit des formules d'oscillation à 2 familles, car l'oscillation recherchée est trop faible pour que les corrections du modèle à 3 familles soient significatives. Enfin, les erreurs systématiques sont prises en compte par les trois paramètres introduits plus haut, α , β et γ précédemment décrits (cf VI.1.3).

$$N_{attendu}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K) = (1+\alpha)(1+\beta)N_{\nu_\mu}^{FAISC.}(K) + (1+\alpha)(1+\gamma)N_{\nu_e}^{FAISC.}(K) + (1+\alpha)N_{\nu_e}^{OSC.}(K) \quad (98)$$

VI.1.5 Fonction de vraisemblance poissonienne

Décrites dans le chapitre V, les différentes coupures ont permis de sélectionner dans chaque domaine d'énergie K des événements du signal (des interactions de neutrinos électroniques ayant oscillé) et de son bruit de fond associé. Leur nombre est noté $N(K)$. Pour chaque couple de paramètres d'oscillation $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$, la méthode décrite dans le paragraphe précédent permet grâce au flux mesuré au détecteur proche et à la simulation de prédire un nombre d'interactions attendues, $N_{attendu}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K)$. En se plaçant dans le cadre de l'oscillation des neutrinos décrite au chapitre I, un ajustement de Δm_{23}^2 et $\sin^2 2\theta_{13}$ peut être obtenu en comparant ces deux nombres. Il faut pour cela déterminer le couple $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ le plus en accord avec les données. Quelle loi de probabilité peut décrire au mieux l'apparition de neutrinos électroniques ? La loi de Poisson est utilisée pour les processus pour lesquels la probabilité de succès par essai est très faible. Elle est donc parfaitement adaptée au phénomène étudié, puisque la probabilité d'apparition est très faible mais que le faisceau de K2K permet d'avoir un flux de neutrinos suffisamment intense pour qu'un grand nombre de neutrinos atteigne SK. De plus, il s'agit d'essais répétés et indépendants, condition nécessaire pour pouvoir appliquer cette loi.

La loi de Poisson peut être décrite par la probabilité :

$$Prob(X = k) = e^{-\lambda} \lambda^k / k! \quad (99)$$

où X est une variable aléatoire discrète (prenant ses valeurs dans \mathbb{N}) et λ le paramètre de la loi de Poisson.

Dans notre cas, la variable aléatoire X prend ses valeurs dans l'ensemble des résultats possibles d'une expérience du type K2K. k est le résultat de l'expérience K2K, soit $N(K)$. La loi de probabilité d'avoir un tel résultat suit une loi de Poisson de paramètre $\lambda = N_{attendu}^{\widetilde{\Delta m_{23}^2}, \widetilde{\sin^2 2\theta_{13}}}(K)$, où $\widetilde{\Delta m_{23}^2}$ et $\widetilde{\sin^2 2\theta_{13}}$ sont les paramètres d'oscillation que la Nature a choisis. Aussi, en faisant varier le couple de paramètres, la probabilité $Prob(X = N(K))$ donne une indication sur la vraisemblance de ce couple.

Le couple pour lequel cette probabilité est la plus élevée constitue l'estimation $(\widehat{\Delta m_{23}^2}, \widehat{\sin^2 2\theta_{13}})$ de notre analyse. Le choix de la fonction de vraisemblance V se porte donc sur :

$$\begin{aligned} V^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K) &= \text{Prob}(X = N(K)) \\ &= e^{-N_{\text{attendu}}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K)} \cdot N_{\text{attendu}}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K)^{N(K)} / N(K)! \end{aligned} \quad (100)$$

Le passage de V à son logarithme népérien permet de simplifier le calcul, puisque les produits deviennent des sommes et les puissances des facteurs :

$$\ln V^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K) = -N_{\text{attendu}}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K) + N(K) \cdot \ln N_{\text{attendu}}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K) - \ln(N(K)!) \quad (101)$$

De plus, la recherche du maximum de vraisemblance revient à minimiser son logarithme. Or, sa minimisation est grandement facilitée par des logiciels du CERN comme le décrit la prochaine partie.

Enfin, la fonction de vraisemblance est sommée sur les bins d'énergie, afin d'obtenir la fonction de vraisemblance finale :

$$\mathcal{L}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}} = \sum_{K \in [1,6]} \ln V^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}(K). \quad (102)$$

VI.1.6 Maximisation de la fonction de vraisemblance

Le logiciel MINUIT est conçu comme un outil permettant la minimisation d'une fonction de plusieurs paramètres. Il analyse de plus la forme de la fonction autour de son minimum, et est donc parfaitement adapté à l'analyse statistique de fonctions de χ^2 ou de logarithme de vraisemblance[47]. Il trouve ainsi la meilleure valeur des paramètres fittés, ainsi que leurs incertitudes. Il prend enfin en compte les corrélations entre paramètres à un haut degré de précision.

MINUIT propose plusieurs algorithmes de minimisation. MIGRAD apparaît être le meilleur pour la plupart des fonctions. Il s'agit d'une méthode de variance de la métrique, qui peut cependant échouer en cas de mauvaise connaissance des dérivées premières de la fonction. Une autre routine multidimensionnelle de minimisation appelée SIMPLEX est parfois utilisée, bien que généralement plus lente que MIGRAD. Cependant, elle n'emploie pas de dérivées premières. Elle n'est donc pas aussi sensible à la précision des calculs, mais est par contre plus robuste en ce qui concerne des fluctuations brutes de la fonction. Elle aurait été l'alternative choisie en cas d'échec de MIGRAD, ce qui n'a pas été le cas au cours de mon analyse.

Décrivons maintenant la fonction à minimiser. L'équation (101) en constitue la charpente. Les paramètres libres α , β et γ , représentant les erreurs de prédiction des N_{attendu} , doivent également être pris en compte dans la fonction. Les calibrations permettent de leur assigner un écart-type, soient respectivement σ_α , σ_β et σ_γ . Une loi de χ^2 leur est associée. Afin de pouvoir combiner ces lois et le logarithme de vraisemblance \mathcal{L} , une normalisation doit être effectuée. Un facteur -2 à \mathcal{L} permet de lui donner la même échelle de valeur que les lois de χ^2 [38].

Finalement, la fonction à minimiser prend la forme :

$$\mathcal{F}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}} = -2 \cdot \mathcal{L}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}} + \frac{\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} + \frac{\beta^2}{\sigma_\beta^2} + \frac{\gamma^2}{\sigma_\gamma^2} \quad (103)$$

Le minimum de \mathcal{F} au point $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ sera noté $\chi_{min}^{\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13}}$.

VI.2 Contours de la zone d'exclusion

Afin de tracer les contours de la zone d'exclusion des paramètres d'oscillation, il faut calculer le minimum de \mathcal{F} en chaque point du plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$. La couverture du plan, pour des raisons évidentes de temps de calcul, a été discrétisée. Les résultats actuels sur les paramètres d'oscillation nous permettent de visualiser les différences de masses carrées sur une échelle logarithmique. Ce n'est pas encore le cas pour les angles. Aussi, la discrétisation suivante a été choisie :

$$\text{Pour } \Delta m_{23}^2 \Rightarrow \begin{cases} \text{pas de } 10^{-4} \text{ dans } [10^{-3}, 10^{-2}] \\ \text{pas de } 10^{-3} \text{ dans } [10^{-2}, 10^{-1}] \end{cases}$$

$$\text{Pour } \sin^2 2\theta_{13} \Rightarrow \text{pas de } 2 \cdot 10^{-2} \text{ dans } [-0, 4; 1, 0]$$

On remarque que $\sin^2 2\theta_{13}$ peut prendre des valeurs négatives. En effet, l'estimation des paramètres peut prendre des valeurs non physiques, à cause des incertitudes systématiques et statistiques qui permettent au résultat de l'analyse de fluctuer dans des zones interdites.

Parmi les valeurs χ_{min} , le minimum χ_{min}^0 se trouve au point $O = (\widehat{\Delta m_{23}^2}, \widehat{\sin^2 2\theta_{13}})$. De plus, la différence $\Delta\chi = \chi_{min} - \chi_{min}^0$ fluctue selon une loi de χ^2 , ce qui permet de déterminer les *zones d'exclusion* autour de O. Ainsi, le tableau 6 nous donne les valeurs de $\Delta\chi$ correspondant à des niveaux de confiance respectifs. Notre fonction comporte 5 paramètres : α , β , γ , ainsi que $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$. Le χ^2 est minimisé sur α , β et γ . $\Delta\chi$ suit une loi de χ^2 à deux degrés de liberté. Par exemple, tout point $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ tel que $\Delta\chi = \chi_{min} - \chi_{min}^0 > 2,31$ est exclu par l'analyse à 68,27% de degré de confiance, soit 1σ .

$\mathcal{P}(\%)$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$
68,27 (1σ)	1,00	2,30	3,53
90,00	2,71	4,61	6,25
95,00	3,84	5,99	7,82
95,45 (2σ)	4,00	6,18	8,03
99,00	6,63	9,21	11,34
99,73 (3σ)	9,00	11,83	14,16

TAB. 6 – $\Delta\chi^2$ ou $2\Delta \ln L$ correspondant à une probabilité de couverture de \mathcal{P} à la limite de large échantillon de données. m correspond au nombre de paramètres estimés conjointement[38].

Les calculs ont été effectués pour 90% de degrés de confiance. Il est important de noter que lors des calculs effectués, MIGRAD a toujours réussi à converger. En chaque point du plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$,

le $\Delta\chi$ a été calculé et les points pour lesquels $\Delta\chi = 4,61$ ont été conservés comme contour de la zone d'exclusion.

VI.3 Contraintes sur les paramètres d'oscillation

Ces contours d'exclusion ont été tracés pour K2K I, K2K II et pour la combinaison des deux.

VI.3.1 K2K I

La figure 102 permet de visualiser le résultat de l'analyse à partir des données de K2K I, *id est* les zones d'exclusion à 90%. Le point de meilleur accord O_1 se situe à $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13}) = (2, 2 \cdot 10^{-3} eV^2; -0, 1)$. Il est non physique et en accord avec l'intuition : aucun événement n'a été sélectionné alors qu'un bruit de fond de 0,42 événement était attendu (cf figure 98). La minimisation utilise donc un facteur $\sin^2 2\theta_{13}$ négatif afin d'avoir un nombre d'évènement signal négatif et donc d'abaisser le nombre total d'évènement attendu vers 0.

VI.3.2 K2K II

Les commentaires pour le contour d'exclusion de K2K II (cf figure 103) sont similaires à ceux de K2K I. Le point de meilleur accord O_2 se situe à $\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13} = (1.10^{-3} eV^2; 0, 1)$.

VI.3.3 K2K I et II

La fonction de vraisemblance combinée K2K I + K2K II a été obtenue en ajoutant les valeurs de χ^2 des deux périodes. Un évènement est mesuré tandis que 1,07 évènement de bruit de fond est attendu, ce qui est en complet accord. La figure 104 en présente le contour. Le point de meilleur accord O_{TOTAL} se situe à $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13}) = (1, 5 \cdot 10^{-3} eV^2; 0)$.

Dans ces analyses d'apparition, la limite maximale en $\sin^2 2\theta_{13}$ se situe en Δm_{23}^2 à la valeur $\Delta m_{23}^2 = \frac{\pi/2}{1,27 \langle L/E \rangle}$. En considérant que $L=250$ km et $\bar{E} = 1,5$ GeV, on trouve comme valeur $\Delta m_{23}^2 = 7 \cdot 10^{-3} eV^2$. La courbe 104 présente bien un *pic* sur la gauche à cette valeur. Pour l'expérience future T2K, le détecteur SK sera légèrement hors axe du faisceau, ce qui permettra d'avoir un spectre d'énergie moyenne moins élevée. Ainsi, le maximum d'oscillation se situera dans le domaine de Δm_{23}^2 actuellement mesuré.

Il est également intéressant de calculer la limite en $\sin^2 2\theta_{13}$ pour un Δm_{23}^2 parfaitement connu. La section suivante s'intéresse à la limite ainsi obtenue.

VI.3.4 Projection sur $\sin^2 2\theta_{13}$

En cas de mesure très précise de Δm_{23}^2 , l'estimation portant seulement sur $\sin^2 2\theta_{13}$ sera plus contraignant (cf figure 105). Les valeurs de χ^2 on été calculées en fixant Δm_{23}^2 à $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$. Pour 90% de niveau de confiance, avec un seul paramètre libre, l'écart au χ^2 minimum vaut donc $\Delta_{\chi^2 90\%} = 2,71$, ce qui donne comme limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ (cf figure 105) :

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,2. \quad (104)$$

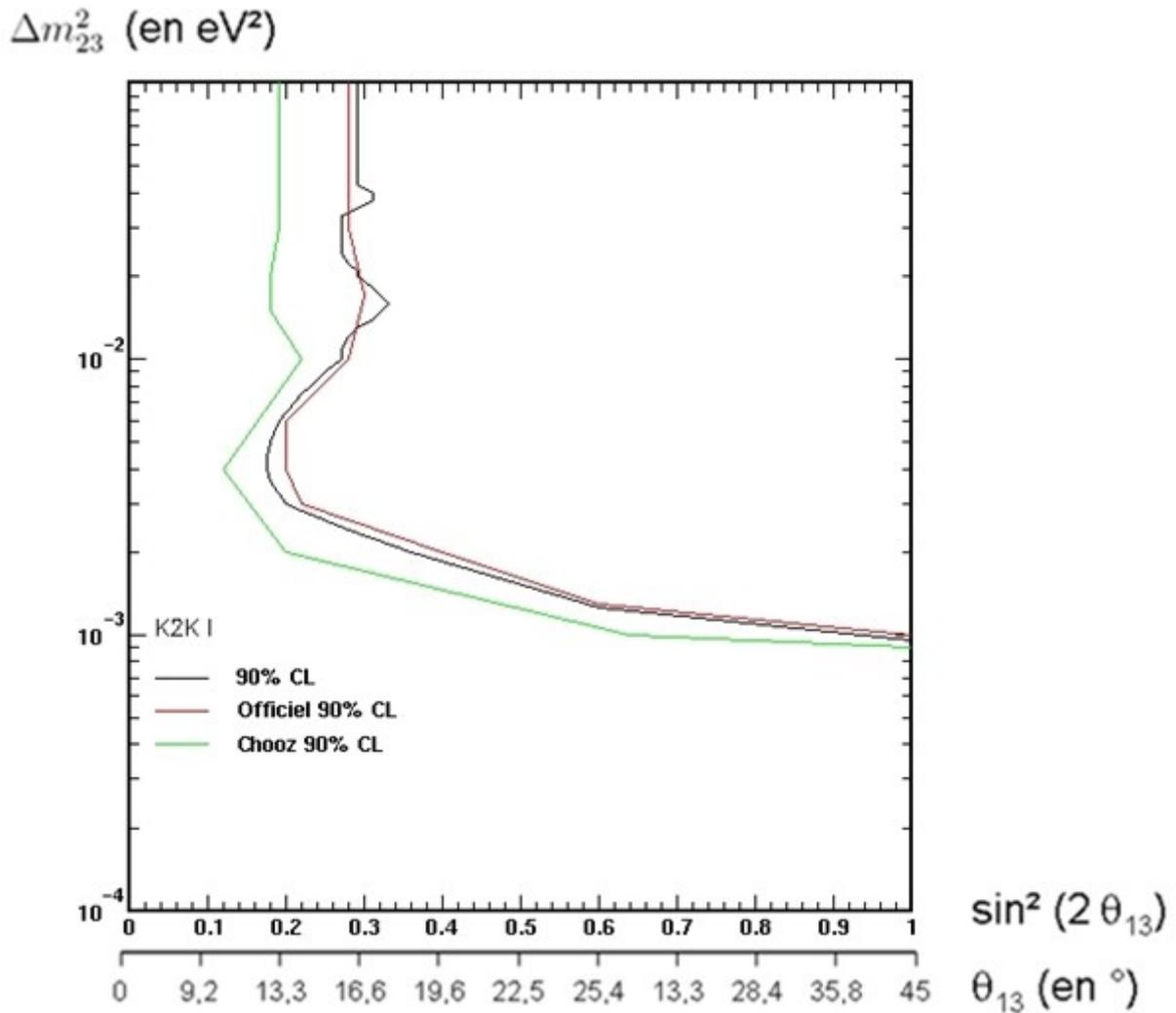


FIG. 102 – Zone d'exclusion dans le plan $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13})$ à partir des données de K2K I des paramètres d'oscillation à 90%. La ligne verte représente la limite à 90 % de l'expérience Chooz, la rouge celle de l'analyse officielle de la collaboration K2K[42].

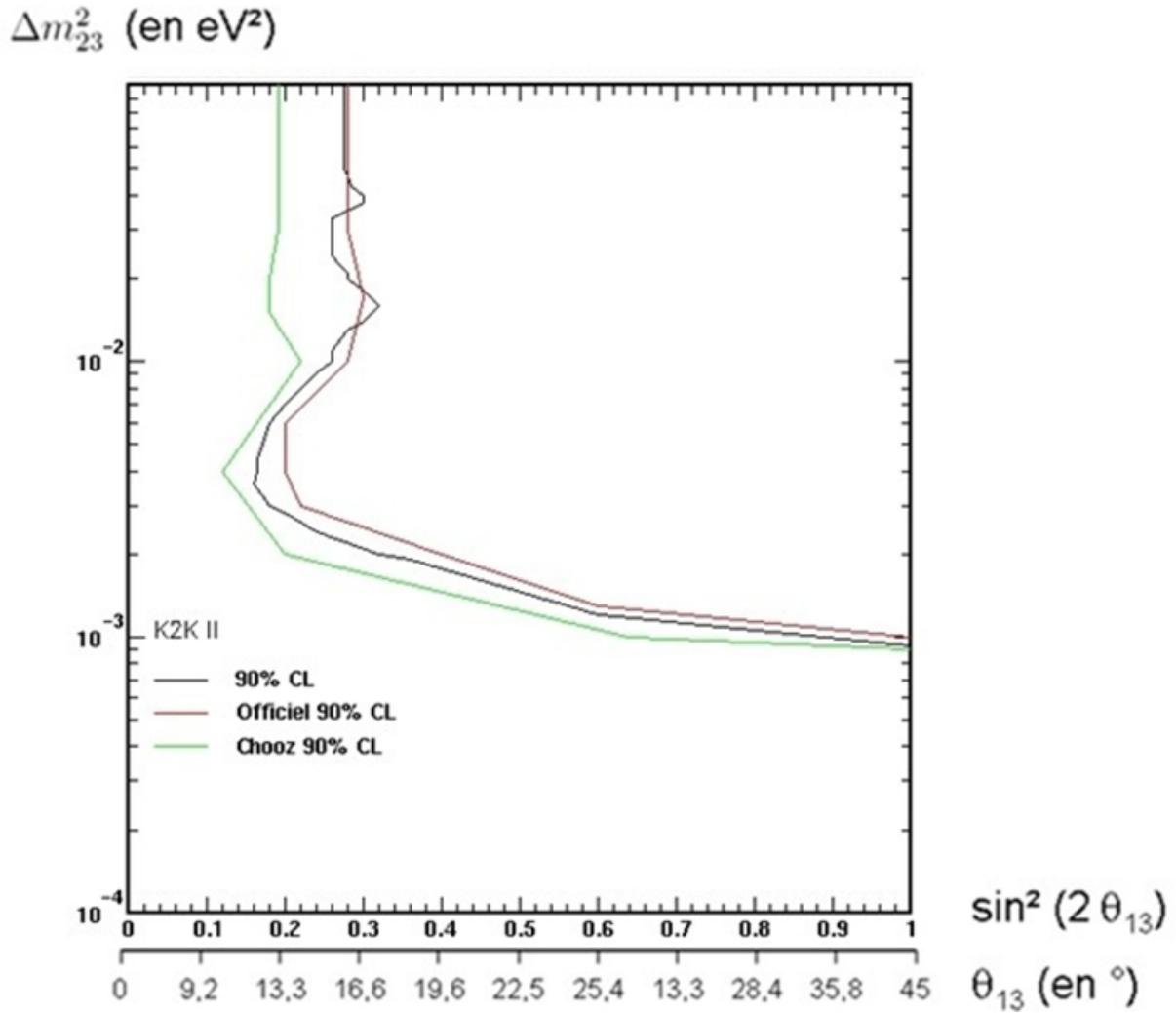


FIG. 103 – Zone d'exclusion à partir des données de K2K II des paramètres d'oscillation à 90%. La ligne verte représente la limite à 90 % de l'expérience Chooz, la rouge celle de l'analyse officielle de la collaboration K2K[42].

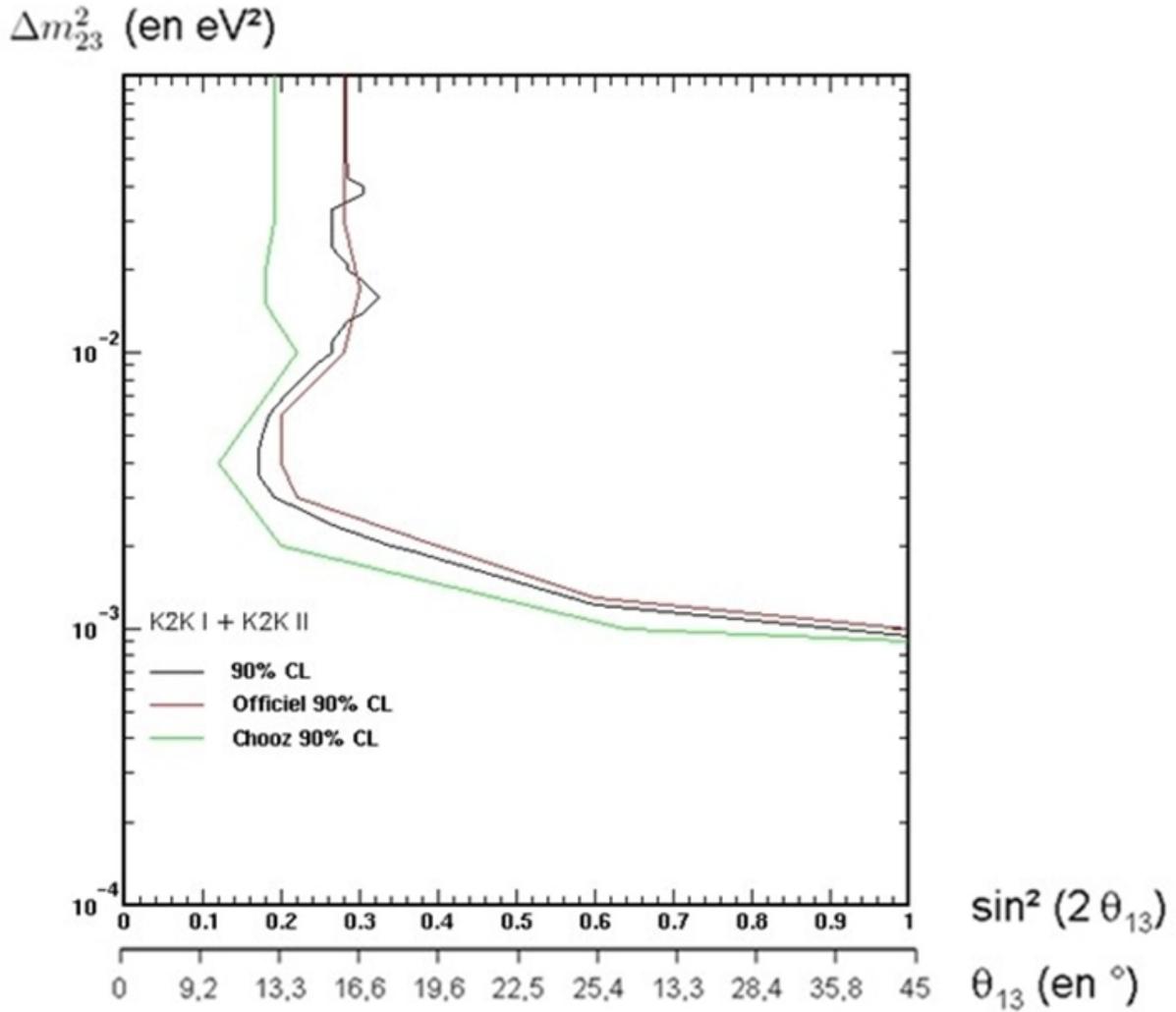


FIG. 104 – Zone d'exclusion à partir des données de K2K I + K2K II des paramètres d'oscillation à 90%. La ligne verte représente la limite à 90 % de l'expérience Chooz, la rouge celle de l'analyse officielle de la collaboration K2K[42].

Cette limite est plus contraignante que sur la figure 104 sur laquelle on peut lire $\sin^2 2\theta_{13} < 0,24$. En effet, l'information sur Δm_{23}^2 permet de descendre à des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ plus basses. A noter que la valeur de meilleur accord est non physique, puisque négative.

La meilleure limite actuelle sur ce paramètre est celle de l'expérience Chooz, qui pour cette valeur de Δm_{23}^2 donne $\sin^2 2\theta_{13} < 0,1$. La section suivante compare les contours d'exclusion de cette expérience, mais également ceux de l'analyse officielle de K2K avec ceux que j'ai obtenus par mon analyse.

VI.4 Comparaison des contours avec Chooz et l'analyse officielle de K2K

Il est intéressant de noter que les contours de K2K sont assez proches de ceux de Chooz, alors que cette expérience n'est pas destinée à l'apparition de neutrinos électroniques. De plus, cette analyse se fonde sur un petit nombre d'évènements. Ces deux points permettent d'affirmer que la future expérience T2K, basée sur le même principe que K2K, dispose d'une technique de détection adéquate et de la statistique nécessaire pour améliorer la limite sur θ_{13} si ce n'est le découvrir non nul. Mais Chooz reste toujours la meilleure limite actuelle pour l'apparition de ν_e . De plus, je me suis limité dans mon analyse à la formule d'oscillation à deux familles. Cependant, cette oscillation dépend également du paramètre de violation de la symétrie CP δ_{CP} . Alors que Chooz n'est pas sensible à ce paramètre, une expérience sur faisceau telle K2K y est sensible et le résultat dans le plan $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13})$ pourrait sembler moins bon. Mais la force des expériences sur accélérateurs provient justement de cette sensibilité à δ_{CP} et les contours d'exclusion de telles expériences doivent donc se situer dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta_{CP})$, comme cela sera le cas pour l'expérience T2K.

L'analyse officielle utilise l'approche statistique développée par Feldman-Cousins, différente de mon approche classique. Cela explique en partie la différence entre les deux contours. Elle utilise moins de sélections que mon analyse et attend donc plus de bruit de fond. Les statistiques et les erreurs systématiques utilisées sont toutefois très proches. Aussi, son contour et le mien sont quasiment équivalents, même si mon contour semble exclure des valeurs $\sin^2 2\theta_{13}$ plus basses entre 1.10^{-3} et $1.10^{-2} eV^2$, tandis que l'officiel est très légèrement meilleur pour des valeurs de différences de masses plus élevées.

L'utilisation de la méthode de Feldman-Cousins ne m'a pas semblé judicieuse dans le cadre de cette analyse. En effet, la statistique du signal recherché étant très faible, la fonction de Poisson décrivant la densité de probabilité en $\sin^2 2\theta_{13}$ *déborde* dans le domaine non-physique ($\sin^2 2\theta_{13} < 0$), conséquence de la faible sensibilité de l'expérience à l'apparition ν_e . Contraindre $\sin^2 2\theta_{13}$ au seul domaine physique apparaît donc comme un raffinement inapproprié à la sensibilité de K2K.

Pour conclure, cette analyse alternative d'apparition de neutrinos électroniques dans l'expérience K2K permet d'obtenir une bonne sensibilité sur $\sin^2 2\theta_{13}$ bien que n'utilisant que de très faibles statistiques. La technologie du détecteur Čerenkov à eau, couplée à la bonne connaissance du faisceau que permet le détecteur proche, est suffisamment fiable pour permettre une telle précision sur quelques évènements.

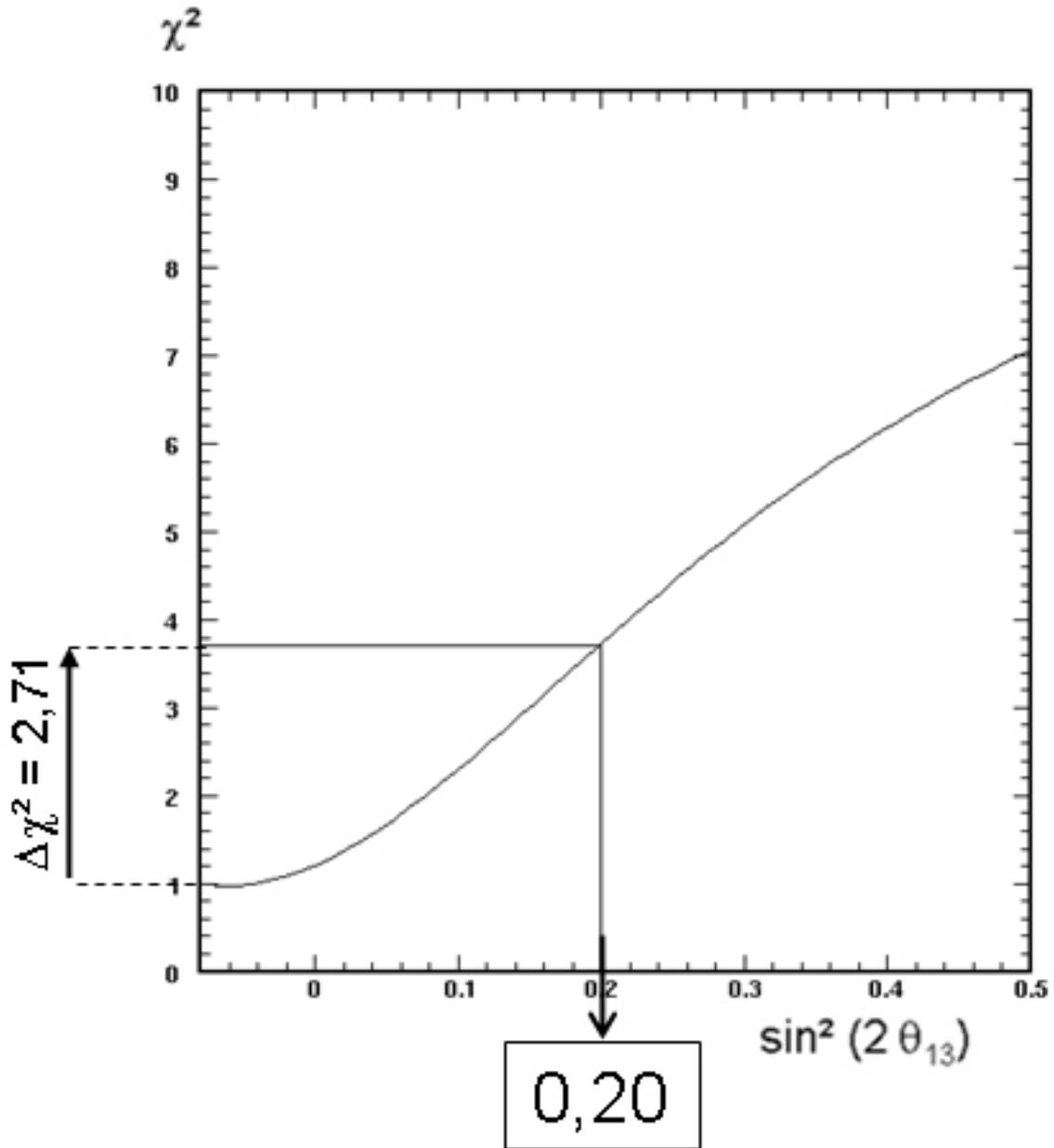


FIG. 105 – Projection de la fonction de vraisemblance sur $\sin^2 2\theta_{13}$ en fixant Δm_{23}^2 à $2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$. Les traits indiquent la limite obtenue à 90 % de degré de confiance. A noter que le point d'inflexion de la courbe, soit le minimum, se situe dans une zone non physique ($\sin^2 2\theta_{13} < 0$). Cela peut s'expliquer par une fluctuation due à la faible statistique.

Conclusion

L'expérience K2K réunit une équipe internationale très fournie. En cela, j'ai pu au cours de ma collaboration en leur sein découvrir les différentes cultures de travail de chaque pays. Le mode de communication japonais m'a parfois intrigué, jusqu'à trouver une clé importante : les modes *honno* et *tatema*. Le premier consiste à parler sans tabous, en posant les questions les plus critiques, qu'il serait impossible de poser en public. En effet, toute réunion de plus de 2 personnes se passe selon le mode *tatema*, que l'on pourrait traduire par *officielle*, où chaque question doit être connue à l'avance, et où toute question non-officielle, comprenez critique, n'obtient pas de réponse. Pour une raison formée à l'esprit critique français, cette nuance s'est avérée déconcertante, mais j'ai fini par m'y habituer et par comprendre le sens des non-réponses. De plus, le travail en équipe implique de ne pas toujours travailler dans le secteur que l'on souhaite. Par exemple, j'aurais souhaité au cours de ma thèse calibrer plus personnellement les paramètres de l'eau de la KT. Cependant, ces calibrations étaient déjà réalisées par un collaborateur, il était donc impossible de prendre sa place.

Au-delà de l'aspect sociologique, participer à K2K m'a permis de découvrir les diverses facettes du travail de physicien expérimentateur. La mise en place au début de ma thèse du SciBar fut déjà une belle opération technique, permettant d'appréhender les différentes étapes de la construction d'un détecteur. Les différentes calibrations que j'ai effectuées sur la KiloTonne et SuperKamio-kande m'ont fait acquérir les connaissances nécessaires à un détecteur Čerenkov à eau. J'ai réalisé de nombreux programmes informatiques nécessaires à mon analyse des données CRP, ainsi que l'élaboration de sa simulation MC. Enfin, les différentes étapes de l'analyse de l'apparition ν_e – tels le calcul des erreurs systématiques, la fabrication de la fonction de vraisemblance ou encore la programmation sous MINUIT du logiciel de minimisation – ont jalonné mon travail de thèse, dont le résultat final n'est que l'aboutissement.

K2K a été menée afin de confirmer les mesures de Δm_{23}^2 et $\sin^2 2\theta_{23}$ de Super KamiokaNDE, ce qu'elle a fait avec succès. Mais la précision de nos connaissances sur la technologie Čerenkov à eau rend également accessible la recherche de signal d'apparition. En utilisant les données de K2K I et II, 1 évènement a été sélectionné pour 1,07 attendu pour le bruit de fond. Les différentes coupures de sélection rejoignent celle de l'analyse officielle, à l'exception de deux coupures personnelles qui soustraient mieux le bruit de fond, respectivement des π^0 et des ν_e de contamination du faisceau. Les contours de la zone d'exclusion se rapprochent des meilleurs contours actuels, ceux de l'expérience Chooz. En se plaçant à $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$, la limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ atteint la valeur de **0,2**.

L'expérience MINOS, en cours d'acquisition, permettra sûrement d'améliorer cette mesure. Tout comme K2K, elle n'est pas prévue pour cette étude, mais atteindra des sensibilités respectables. Puis, l'expérience Double Chooz qui commencera en 2008 permettra peut-être de trouver la valeur de θ_{13} si celle-ci est assez élevée. Dans le cas contraire, elle améliorera tout de même sensiblement les limites sur ses valeurs. Enfin, T2K devrait entrer en opération en 2010. Son intensité de 0,75 MW permettra de repousser une nouvelle fois les limites sur θ_{13} , si ce n'est de le trouver. Dans le cadre de cette analyse future, mon travail de thèse constitue un bon point de départ afin de prendre conscience des différentes problématiques de l'apparition de ν_e dans un détecteur Čerenkov à eau : l'extrapolation du détecteur proche vers le lointain, mais également la suppression du bruit de fond constitué des π^0 et des ν_e de contamination. Pour cela, de nouveaux outils pourront également être

développés. Par exemple, pour identifier le type de la particule incidente, un réseau de neurones pourrait être entraîné à partir de la distribution angulaire de charges et d'autres paramètres afin de reconnaître encore plus efficacement les muons des électrons. Dans le cas d'une analyse complète, une optimisation combinée de plusieurs variables de sélection pourrait également être envisagée pour améliorer le facteur de sensibilité.

En conclusion, l'analyse de K2K touche à sa fin pour notre collaboration. Mais la conception et la fabrication de T2K prennent le relais, et encore plus loin dans le futur, la prospective pour un futur détecteur Čerenkov géant d'une mégatonne d'eau occupe également les esprits.

Table des figures

1	Diagramme de Kurie	2
2	Diagramme de Feynmann des diffusions élastiques des neutrinos dans la matière	9
3	Rotation de la base propre de propagation d'un neutrino dans la matière	11
4	Représentation schématique des mesures des neutrinos solaires et atmosphériques en terme d'éléments de la matrice d'oscillation	16
5	Contraintes sur $\tan^2\theta_{12}$ et Δm_{12}^2	17
6	Fit du spectre en énergie de KamLAND	18
7	Contours d'exclusions dans le plan $(\tan^2\theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$	19
8	Rapport en fonction de L/E du nombre d'événements détectés dans les données atmosphériques de SK	20
9	contours d'exclusions dans le plan $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2)$ du fit combiné de SK et de K2K	21
10	Diagramme de Feynmann présentant une transition $2\beta 0\nu$	23
11	Vue par satellite du trajet des neutrinos de K2K	30
12	Dessin de Super KamiokaNDE et accélérateur de KEK	31
13	Description schématique des différentes composantes de l'expérience K2K	32
14	Composantes de la ligne de faisceau de K2K	34
15	Image par oscilloscope du signal typique d'un transformateur de courant	35
16	Spectres en énergie du neutrino	36
17	Schéma du tunnel de désintégration et du volume d'arrêt.	36
18	Description du moniteur de pions PIMON	38
19	Photographie du détecteur PIMON.	39
20	Principe de la forme du miroir sphérique	40
21	Schéma optique illustrant l'effet du miroir sphérique	40
22	Description du MUMON	41
23	Rapport des spectres des neutrinos lointain sur proche	42
24	Spectre des muons et des neutrinos issus de la désintégration des pions	43
25	Profil typique des muons, mesuré par la ICH et par la SSD	44
26	Ensemble de détection proche	46
27	Dimensions des détecteurs interne et externe ID et OD de la KT.	47
28	Photographies de la KT	48
29	Le prix Nobel Masatochi Koshiha et une description des PMTs de 20 pouces	49
30	Description des fibres scintillantes.	51
31	Module du LG et photographie de son installation	52
32	Equipe d'installation du détecteur SciBar	53
33	Description du SciBar	54
34	Représentation graphique d'événements dans le Scibar	55
35	Schéma du MRD	56
36	Chambre à dérive du MRD	57
37	Représentation du détecteur Super Kamiokande.	58
38	Photographies de SK	60

39	Système d'acquisition de données de la KT	62
40	Diagramme schématique du système d'acquisition de données du ND	64
41	Schéma des électroniques d'acquisition du détecteur interne.	65
42	Schéma des électroniques d'acquisition du détecteur externe.	66
43	Energie reconstruite des neutrinos de K2K	69
44	Test par toy MC des mesures possibles par K2K	70
45	Contraintes de K2K, SK et de la combinaison des données sur $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$	71
46	Contributions de K2K et SK combinés dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23})$	72
47	Analogie entre le franchissement du mur du son par un avion et l'effet Čerenkov	75
48	Signal de photo-électron unique.	77
49	Coefficient d'atténuation de l'eau	78
50	Courbe d'étalonnage temps-charge	80
51	Position des PMTs pré-calibrés dans la KT	81
52	Résultats des calibrations en charge par longueur de trace utilisant les muons cosmiques traversants	83
53	Masse invariante du π^0 reconstruite dans la KT	84
54	Réponses des ADC et TDC	85
55	Définition des volumes fiduciels de la KT	86
56	Profil des vertex de la KT	87
57	Charges totales des données PC du CRP en fonction de la position du vertex	88
58	Comparaison dans la KT entre muons issus de l'interaction d'un neutrino et muons cosmiques du CRP	89
59	Position du tube de Rayon Cosmique dans la KT	90
60	Schéma du dispositif de déclenchement du CRP.	91
61	Distribution de la variable $p_{max20deg}$ dans la KT	92
62	Image d'un événement avec fuite	93
63	Définition de q^+ et de q^-	94
64	Rapport des charges à l'intérieur et à l'extérieur du cône attendu pour des événements CRP	95
65	Rapport $q^-/(q^+ + q^-)$ pour les données CRP	96
66	Taux de misidentification avec les données CRP à $z=+2m$ et $z=0m$	98
67	Distribution de PID utilisant toutes les données CRP	99
68	Taux de misidentification en fonction du moment du muon, données de la calibration CRP en noir et MC en rouge.	100
69	Tableau des taux de misidentification du MC par bins d'énergie obtenu grâce à la calibration CRP.	101
70	Principe de calcul des erreurs de misidentification obtenues par l'analyse CRP	101
71	Taux de misidentification en fonction du temps, 3 périodes de temps définies.	102
72	PID avec le vrai vertex imposé.	104
73	PID d'événements simulés du faisceau de K2K dans la KT : échantillon de muons horizontaux	105
74	Masse reconstruites des neutrinos atmosphériques dans SK	107

75	Fonction de vraisemblance PID dans SK pour des π^0	108
76	Fonction de vraisemblance PID dans SK pour des électrons	108
77	PDF PDF_{q_i} reliant charge et temps utilisé par BONSAI	110
78	Détermination du bord extérieur de l'anneau principal.	111
79	Description schématique de la transformation de Hough	113
80	Carte des charges après transformation dans l'espace de Hough	114
81	Représentation à 3 dimensions d'un évènement SK : anneau de type électronique.	117
82	Représentation à 3 dimensions d'un évènement SK : anneau de type muonique.	117
83	Description des paramètres géométriques pris en compte pour le calcul de la charge attendu $q_{i,n}^{att}(e)$ sur le PMT i en provenance de l'anneau n	118
84	Calcul de l'émission de lumière Čerenkov par un muon	119
85	Comparaison des PID de deux échantillons de type électronique et muonique	121
86	Comparaison des résultats de la reconstruction du vertex d'évènements CRP par différents logiciels	122
87	Corrélation estimée par simulation MC entre la charge totale corrigée et le moment des électrons et des muons	124
88	Représentation d'un évènement de la KT avant et après la correction <i>ringcor2</i>	125
89	Distribution de <i>Ring Counting</i>	129
90	Sélection des évènements e-like	131
91	Représentation d'un π^0 dans SK	133
92	Fonction de vraisemblance de PID dans SK	133
93	Comparaison de la sensibilité d'une sélection selon différents facteurs	135
94	<i>Pattern PID vs Ring Counting</i>	136
95	Modification du spectre en énergie des ν_μ du faisceau de K2K due à leur oscillation	137
96	Comparaison des spectres des ν_e issu de la contamination du faisceau ou d'une éventuelle oscillation d'un ν_μ	138
97	Distribution du signal du MC en (a) et du bruit de fond provenant des ν_μ du MC en (b). L'hypothèse d'oscillation suppose que $\Delta m_{23}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2$. Les droites représentent la coupure de sélection, seuls les évènements en dessous de ces droites sont sélectionnés. Les points correspondent aux 5 candidats avant sélection de l'analyse officielle.	139
98	Tableau récapitulatif des statistiques de K2K I	141
99	Tableau récapitulatif des statistiques de K2K II	142
100	Représentation d'un candidat 1R e-like	143
101	Comparaison des spectres des neutrinos du signal et du bruit de fond.	146
102	Zone d'exclusion dans le plan $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13})$ de K2K I	153
103	Zone d'exclusion dans le plan $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13})$ de K2K II	154
104	Zone d'exclusion dans le plan $(\Delta m_{23}^2; \sin^2 2\theta_{13})$ de K2K I + K2K II	155
105	Projection de la fonction de vraisemblance sur $\sin^2 2\theta_{13}$	157

Liste des tableaux

1	Ajustement global des paramètres d'oscillation : meilleur fit et domaine à 2 et 3 σ . .	21
2	Caractéristique des PMTs utilisés dans K2K.	50
3	Interactions en jeu dans K2K. n, p et l représentent respectivement un neutron, un proton et un lepton.	67
4	Evolution des statistiques des évènements CRP après chaque coupure, avec les échantillons de toutes les périodes de prise de données, 2001, 2003 et 2004. A droite, l'évolution en pourcentage du nombre de déclenchement.	97
5	Comparaison du taux Misid à $z=+2m$ et $z=0m$ sans et avec la coupure en charge. .	97
6	$\Delta\chi^2$ ou $2\Delta\ln L$ correspondant à une probabilité de couverture de \mathcal{P} à la limite de large échantillon de données. m correspond au nombre de paramètres estimés conjointement[38].	151

Références

- [1] M. Cribier, M. Spiro et D. Vignaud, *La lumière des neutrinos*, éditions du Seuil (1995)
- [2] B.M. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 33 (1957)
- [3] B.M. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 53 (1967)
- [4] G. Danby et al., *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, **PRL**9 (1962) page 36
- [5] Z. Maki, M. Nakagawa et S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973)
- [6] J. Bouchez, *Neutrinos, Particle Physics and Cosmology*
- [7] C. Giunti et M. Laveder, *Neutrino mixing*, hep-ph/0310238
- [8] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17 (1978)
- [9] P. Langacker, J.P. Leveille et J. Scheiman, *Phys. Rev. D* 27 (1983)
- [10] J. Bouchez, *La physique du neutrino auprès des réacteurs nucléaires*, Ecole de Gif 1992, DAPNIA/SPP 93-05
- [11] S.P. Mikheyev et A.Y. Smirnov, *Nuovo Cim. C* 9 (1986)
- [12] H. J. Lipkin, *Theories of nonexperiments in coherent decays of neutral mesons*, Phys. Lett. B 348 (1995)
- [13] S. De Leo, C.C. Nishi et P.P. Rotelli, *Wave packets and quantum oscillations*, hep-ph/0208086 (2003)
- [14] M. Beuthe, *Towards a unique formula for neutrino oscillations in vacuum*, hep-ph/0202068 et M. Beuthe, *Oscillations of neutrinos and mesons in quantum field theory*
- [15] H. Anada and H. Nishimura, *Coherence Condition For Resonant Neutrino Oscillations*, Phys. Rev. D 41 (1990) 2379
- [16] M. Maltoni, cours à l'ECT Trento DOCTORAL TRAINING PROGRAMME 2004
- [17] G. Fogli, *Neutrino Mixings and Oscillations*, cours à l'ECT Trento DOCTORAL TRAINING PROGRAMME 2004
- [18] M. Maltoni, T. Schwetz, M. Tortola et J. Valle, *Status of global fits to neutrino oscillations*, New Journal of Physics 6 (2004) 122
- [19] Collaboration BooNE, *Zimmerman E D 2002 eConf C0209101 TH05* (2002) (Préprint hep-ex/0211039)
- [20] Barate, R. et al. (ALEPH), *An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays*, Eur. Phys. J. C2 (1998) 395-406
- [21] Collaboration OPERA, D. Autiero, *Status of the OPERA experiment*, conférence Neutrino 2004

- [22] Collaboration MINOS, D. Petyt, *First MINOS Results from the NuMI Beam* (2006)
- [23] M. Appollonio et al., *Oscillation physics with a neutrino factory*
- [24] R.J. Wilkes (pour la collaboration UNO), *UNO*, hep-ex/0507097 (2005)
- [25] K. NAKAMURA, *Next-Generation Water Čherenkov Detectors Hyper-Kamiokande*, présentation à la conférence Neutrinos and Implications for Physics Beyond the Standard Model, SUNY, USA (2002)
- [26] J-E. Campagne, *SPL-Fréjus*, présentation à l'International Scoping Study réuni au CERN en septembre 2005
- [27] I. Kato, *Indications of Neutrino Oscillation in K2K Experiment*
- [28] HARP Collaboration, *Measurement of the production cross-section of positive pions in p-Al collisions at 12.9 GeV/c*, Nucl. Phys. B732 (2006)
- [29] A. Suzuki et al., Nucl. Instrum. Meth. A329, 299 (1993)
- [30] M. Yoshida, *thèse de PhD*, Université d'Osaka, Japon (2001)
- [31] T. Ishii et al. (K2K MRD Group), Nucl. Instrum. Meth. A482, 244 (2002), hep-ex/0107041.
- [32] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (1975)
- [33] S. Fukuda et al., Nucl. Instrum. Meth. A501, 418 (2003).
- [34] M. Shiozawa, *thèse de doctorat*, Université de Tokyo (1999)
- [35] H. Ishino, *thèse de doctorat*, Institut Technologique de Tokyo, en japonais (1996)
- [36] J. Argyriades, *Cosmic Ray Pipe Misidentification Analysis*, note interne K2K (2004)
- [37] S. T'jampens, *Detector (1kt) stability check with through-going muons*, K2K Collaboration Meeting January 2004 (2004)
- [38] S. Eidelman et al., *Particle Data Group 2004*, Phys. Lett. B 592, 1 (2004), <http://pdg.lbl.gov/>
- [39] F. Leport, *manuscrit de Master* (2003)
- [40] Discussions avec Oobayashi san à Mozumi, Japon, octobre - novembre 2004.
- [41] M. Fechner, *POLfit improvements*, note interne T2K (2005)
- [42] collaboration K2K : S. Yamamoto, et al *An improved search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation in a long-baseline accelerator experiment*, hep-ex/0603004 (2006)
- [43] G. Punzi, *Sensitivity of searches for new signals and its optimization*, PHYS-TAT2003, physics/0308063 (2003)
- [44] S. Yamamoto, *présentation au Meeting de collaboration K2K* (2005)
- [45] K2K Collaboration, E. Aliu et al., *Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment* (2004)
- [46] J. Zalipska, *ν_e systematic study*, présentation interne K2K (2005)
- [47] F. James et M. Winkler, *MINUIT User's Guide*, CERN (2004)