



Caractéristiques et suivi du trajectographe électronique de la cible d'OPERA : étude des événements électroniques

Nathalie E. Chon-Sen

► To cite this version:

Nathalie E. Chon-Sen. Caractéristiques et suivi du trajectographe électronique de la cible d'OPERA : étude des événements électroniques. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2009. Français. NNT : . tel-00392483

HAL Id: tel-00392483

<https://theses.hal.science/tel-00392483>

Submitted on 8 Jun 2009

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

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

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG I**

Spécialité : Physique des Particules

présentée par :

Nathalie CHON-SEN

**Caractéristiques et suivi du trajectographe électronique
de la cible d'OPERA.
Etude des événements électroniques.**

soutenue le 30 janvier 2009 devant la commission d'examen :

M. José BUSTO	Rapporteur externe
M. Jean-Pierre ENGEL	Rapporteur interne
M. Ulrich GOERLACH	Examineur
M. Imad LAKTINEH	Rapporteur externe
M. Fabrice PIQUEMAL	Examineur
M. Marcos DRACOS	Directeur de thèse

*A mes parents, Mylène et Daniel
et mes frères Fabrice et Olivier.*

Remerciements

Les remerciements ... On y pense tout au long de la thèse, surtout dans les moments difficiles... on ne veut oublier personne alors je vais tâcher de faire de mon mieux ...

Merci aux membres du Jury, rapporteurs et examinateurs, d'avoir accepté d'en faire partie et d'avoir lu mon manuscrit pendant les vacances de Noël. Je voudrais particulièrement remercier M. Engel, l'Ange Gardien du couloir, présent tous les jours, tous les soirs, vers qui j'ai pu me tourner pour de la bibliographie ou autres explications. Merci pour votre objectivité et le partage de vos connaissances.

Merci à mon Chef, Marcos Dracos, de m'avoir accepté au sein de son équipe.

Cécile, « ma » Cécile, c'est avec ma plus grande reconnaissance et avec beaucoup de plaisir que j'écris ces quelques lignes pour toi. Ma collègue, mon guide, tu m'as mené sur les routes passionnantes de la physique. Toujours à mon écoute, disponible ! Sans toi les 2 derniers chapitres n'existeraient pas ... Tu es passionnée et tu as su me transmettre ton énergie dans les moments difficiles. Les idées que tu as eu, tu as su les concrétiser même si ce n'était pas toujours facile. Merci de m'avoir donné l'occasion de travailler avec toi. Merci à Anselmo pour son aide, pour son recul et ses immenses connaissances sur la physique des neutrinos, les explications de dernières minutes, la participation à la préparation de ma soutenance ...

Vous m'impressionnez tous les deux par la dynamique de votre travail et votre passion que vous arrivez à partager avec les étudiants comme moi et les autres ! Merci Merci Merci !!!!!!!!!!!

Je voudrais également remercier Nathalie et Jacky. Vous avez toujours été là pour moi notamment pour m'aider à gérer tous les petits problèmes et stress du quotidien. Je crois que la page ne suffirait pas pour vous remercier alors je préfère le faire de visu. En tout cas vous êtes très importants pour moi et je tenais à ce que vous soyez ici !

Merci à tous les amis de collaboration OPERA et plus particulièrement, Antoine dit Toinou, le poète, l'artiste, j'ai passé des moments très enrichissants avec toi, visite de Rome, de Frascati, shifts au Gran Sasso, toujours des moments remplis d'émotions et surtout de culture ! Benny, le Géant, notre véritable rencontre en Ecosse a permis de mieux nous connaître ! Ich wollte dir bedanken für alles ! Big Hug ! Magali, petit Mag, on en a passé des bons moments à papoter de la vie... Le meeting de collaboration en Belgique fut mémorable, mais je n'oublie pas non plus celui de Maiori ! Tous les trois vous m'avez fait une belle surprise pour mes 25 ans que je n'oublierai jamais ! J'espère qu'on aura l'occasion de se retrouver ! Thierry, Titi, mon grand, on avait raison, ils avaient tort ;o) et on aura bien rigolé ... Merci d'être venu à ma soutenance, merci pour ton aide sur la DAQ j'en savais plus que nécessaire grâce à toi et surtout merci d'être toujours mon Ami. J'en profite également pour remercier Jacques Marteau pour les conseils philosophiques ;o) et surtout de m'avoir toujours permis de faire ce que j'avais à faire sur le TT voire plus ! Merci à Pierre, Gaston et Guy de Belgique ! Guy tu es formidablement incroyable ! merci de m'avoir fait découvrir ton chanteur Belge préféré !

Merci à tous ceux qui m'accordé leur attention, donné quelques minutes de leur temps, appris quelque chose ou juste adressé un grand sourire, je pense évidemment aux Hubert mécaniciens, à Raba, à Affida, à Leïla, Björn, Donato, Andrzej, Mino ... Merci aussi à Sabine et Gilles des missions, je ne pouvais pas ne pas vous citer étant donnée la fréquence à laquelle je me suis rendue en Italie ou ailleurs. Merci pour votre efficacité et votre bonne humeur.

Merci à toi mon frère d'être venu partager l'aboutissement final, ma soutenance ! Ta présence était très importante pour moi, représentant des CHON-SEN, et dès que je t'ai vu 15 min avant la soutenance, j'avais l'impression d'être à la maison, et je me suis dit qu'il ne fallait pas que je me lâche jusqu'à parler avec des intonations créoles ! Merci pour toute ton énergie et ton soutien !

Merci à Chulien, Gulius, mon meilleur ami, merci pour ta présence quotidienne ! On en aura en écrit des chapitres ensembles mais pas de thèse bien sûr ;o). Merci aussi aux Cornus, Laurent, Matou, Noa et Charlotte ! Une énorme pensée pour mon bibi Mathieu pour son soutien et son Amitié.

Merci à famille pour son énorme soutien depuis la Réunion et Bordeaux.

Et enfin, last but not least, merci à celui qui a partagé les moments les plus difficiles de cette thèse.

Table des matières

Introduction	1
1 Le neutrino	3
1.1 Le neutrino du point de vue historique et expérimental	3
1.2 Sources de neutrinos	5
1.3 Le Modèle Standard	6
1.3.1 Introduction	6
1.3.2 Les particules élémentaires	7
1.3.3 Interaction des neutrinos	8
1.3.4 Masse des leptons	10
1.3.5 Les neutrinos massifs	10
1.4 Oscillation de neutrinos	12
1.4.1 Oscillation dans le vide	12
1.4.2 Oscillation dans la matière, effet MSW	14
2 Etat des lieux expérimental	17
2.1 Les neutrinos solaires : $\Delta m_{12}^2 \approx 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2(\theta_{12}) \approx 0,4$	17
2.1.1 Le Modèle Standard Solaire	17
2.1.2 Mesure du flux de neutrinos solaires	18
2.1.3 SNO	20
2.1.4 KamLAND	21
2.1.5 Borexino	22
2.2 NOMAD et CHORUS	23
2.3 Les neutrinos atmosphériques : $\Delta m_{23}^2 \approx 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$	24
2.3.1 Origine des neutrinos atmosphériques	25
2.3.2 Superkamiokande (SK)	25
2.3.3 De Superkamiokande à l'expérience K2K	27
2.3.4 MINOS : une mesure plus précise des paramètres atmosphériques	28
2.4 Et les neutrinos stériles ? LSND, KARMEN et MiniBoone	31
2.5 Perspectives	33
2.5.1 Nature, masse et hiérarchie de masse du neutrino	33
2.5.1.1 Approche cosmologique	33
2.5.1.2 Mesure directe de la masse des neutrinos : désintégrations β du Tritium	33
2.5.1.3 Mesure directe de la masse des neutrinos : désintégrations $\beta\beta 0\nu$	34
2.5.1.4 Hiérarchie de masse	36

2.5.2	Mesure de l'angle θ_{13}	37
2.5.2.1	Expériences auprès des réacteurs nucléaires	37
2.5.2.2	Expériences auprès des accélérateurs de particules	38
2.5.2.3	Super-faisceaux, faisceaux β , usine à neutrinos	39
3	L'expérience CNGS/OPERA	41
3.1	Faisceau CNGS - CERN Neutrino To Gran Sasso	41
3.2	OPERA	47
3.2.1	La cible	48
3.2.2	Le trajectographe électronique de la cible	51
3.2.3	Le spectromètre et les trajectographes de précision	52
3.2.4	Définition d'un événement dans OPERA et déclenchement de l'expérience	53
3.3	Localisation et analyse de la brique contenant l'interaction	55
3.3.1	Reconstruction des traces et localisation de la brique	55
3.3.2	Préparation au scanning : analyse des CS	55
3.3.3	Scanning des émulsions photographiques	56
3.3.4	Performances d'OPERA	59
3.3.4.1	Désintégrations du τ	59
3.3.4.2	Efficacité du détecteur	60
3.3.4.3	Bruits de fond	63
3.3.4.4	Sensibilité et nombre d'événements attendus	63
3.4	Analyse des premières données avec OPERA	64
3.4.1	Prise de données en 2006	64
3.4.2	Prise de données en 2007	67
3.4.3	Prise de données en 2008	67
4	Le trajectographe électronique d'OPERA	71
4.1	Description générale	71
4.2	Les composants d'un module de TT	73
4.2.1	Barreaux de scintillateur plastique et fibres à décalage de longueur d'onde	73
4.2.2	Les bouchons	75
4.2.3	Les photomultiplicateurs multianodes (PM)	77
4.2.4	Le système d'injection de lumière	81
4.2.5	Blindage magnétique des PM	82
4.3	Electronique et acquisition	84
4.3.1	L'électronique associée aux PM	84
4.3.2	L'acquisition du TT	85
4.4	Construction des modules	87
4.5	Etalonnage des modules à Strasbourg	87
4.5.1	Procédure de l'étalonnage	88
4.5.2	Déclenchement du TT	90
4.6	Installation et étalonnage au Gran Sasso	92
4.7	Vieillessement des barreaux de scintillateur	93

5	Caractéristique et suivi du comportement du trajectographe électronique	95
5.1	Modélisation du signal délivré par les PM	95
5.2	Mesure du piédestal	97
5.3	Mesure du gain	100
5.4	Taux de déclenchement	110
5.5	Effet du champ magnétique sur les PM	114
5.6	Etude de la radioactivité naturelle du laboratoire	117
5.6.1	Introduction	118
5.6.2	Taux de comptage	119
5.6.3	Etude de la variation des gains	120
5.6.4	Signal reçu par les barreaux	121
5.6.5	Résultats	123
5.6.6	Sensibilité de la mesure	126
5.6.7	Perspectives	129
6	Etude des événements électroniques quasi-élastiques	131
6.1	Etude de la réponse du détecteur	132
6.1.1	Le miniTT	132
6.1.2	Prise de données en faisceau	134
6.1.3	Simulation de la réponse du détecteur	139
6.2	Analyse des événements électroniques QE	146
6.2.1	Etude dans les émulsions	146
6.2.2	Le réseau de neurones	150
6.2.3	Choix des paramètres utilisés dans le réseau de neurones	151
6.2.4	Séparation des événements électroniques QE des événements ν NC	154
6.2.5	Analyse des données de 2008	158
	Conclusion	163
A	Convention des numérotations utilisées	165
A.1	Correspondance entre les voies PM et les fibres d'un module	165
A.2	Numérotation des PM	165

Introduction

Au sein du Modèle Standard, il existe 3 saveurs de neutrinos dont la masse est supposée nulle. Aujourd'hui, on sait que les neutrinos « oscillent », c'est-à-dire qu'ils peuvent changer de saveur entre le moment où ils sont produits et détectés. Ce phénomène d'oscillation nécessite que leur masse ne soit pas nulle et ouvre donc la voie à une recherche au-delà du Modèle Standard. Désormais, le mécanisme des oscillations de neutrinos est bien maîtrisé, à tel point qu'il est possible de créer des faisceaux de neutrinos aux caractéristiques adaptées aux expériences. L'enjeu actuel est de déterminer avec précision les différents paramètres régissant le phénomène d'oscillation. Néanmoins, une preuve reste à apporter, l'apparition de la nouvelle saveur créée à partir d'une saveur initiale connue.

L'expérience OPERA a pour objectif de montrer l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ . Le faisceau de neutrinos muoniques est produit au CERN et traverse la croûte terrestre sur 732 km en direction du laboratoire souterrain du Gran Sasso où est installé le détecteur. Pour détecter l'interaction des neutrinos tauiques issus de l'oscillation des neutrinos muoniques du faisceau, l'expérience OPERA utilise la technique des émulsions photographiques. La détection de l'interaction d'un neutrino est difficile dans la mesure où il interagit très peu. Une cible de plomb a donc été choisie, sous la forme d'une brique, dans laquelle il y a alternance entre des feuilles de plomb et d'émulsions photographiques. Les émulsions photographiques permettent une reconstruction des traces laissées par les particules chargées avec une bonne résolution et de manière adaptée à la faible durée de vie du τ . Le neutrino tauique en interagissant avec le plomb, donne naissance au lepton τ associé. Ce dernier après avoir parcouru quelques millimètres dans la brique peut se désintégrer suivant trois canaux privilégiés en générant un muon, un électron ou des hadrons. Cette désintégration est utilisée comme signature de l'interaction du ν_τ dans la cible.

La cible du détecteur OPERA se compose de 62 murs de briques pour une masse totale de l'ordre de 1,35 kilotonne. Derrière chaque mur de briques est positionné un mur de trajectographe électronique permettant de localiser en temps réel et en trois dimensions, la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction du neutrino. Une fois une brique localisée, elle est extraite du détecteur. Les émulsions sont développées et scannées par les microscopes automatisés des différents laboratoires de la collaboration.

Le trajectographe électronique de la cible joue donc un rôle essentiel dans la mesure où il assure la localisation de l'événement neutrino. Il est constitué de barreaux de scintillateur plastique sur lesquels sont montées des fibres à décalage de longueur d'onde reliées à des photomultiplicateurs (PM) multianodes. Au total, il représente 63 488 canaux électroniques.

L'objectif principal de cette thèse est la caractérisation du trajectographe électronique de la cible (TT) du détecteur OPERA. Une grande partie de mon travail a consisté en l'étalonnage des

modules composant le TT et le suivi de son bon fonctionnement au cours de la prise de données. Le premier chapitre introduit le Modèle Standard et la place du neutrino au sein de celui-ci, dont une partie est consacrée au phénomène d'oscillation.

La phénoménologie du neutrino y est présentée aussi. L'état des lieux expérimental est donné au chapitre 2, partant du « mystère » des neutrinos solaires pour arriver aux expériences d'aujourd'hui. Au troisième chapitre sont présentés le projet CNGS et l'expérience OPERA dans leur globalité. Une description détaillée du trajectographe électronique de la cible est l'objet du quatrième chapitre afin de mettre en évidence les différents composants importants pour son suivi et contrôle au cours du temps. Le suivi du TT est effectué via un ensemble de tests qui ont permis de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur, d'identifier les problèmes et d'organiser des interventions de réparations. Les mesures enregistrées et analysées régulièrement sont celles des gains et du taux de déclenchement des 63 488 canaux électroniques. Les gains permettent de calculer le nombre de photoélectrons déposés dans le TT, qui est un paramètre fondamental dans la mesure où il est utilisé dans les algorithmes de localisation de la brique contenant l'interaction. Un problème sur les photomultiplicateurs peut se traduire par une zone morte du TT. Il faut donc être capable de repérer ces différents problèmes afin de garantir la meilleure efficacité de détection possible du TT. Les programmes de suivi du trajectographe dont le but est de mesurer et d'analyser le taux de déclenchement et les gains des PM, ont été automatisés et installés sur les machines d'acquisition de données au Gran Sasso, à partir desquelles ils peuvent être exécutés. Une autre approche de suivi du TT a été également envisagée, consistant à utiliser les signaux de la radioactivité naturelle présente dans le laboratoire souterrain afin de surveiller le vieillissement des barreaux de scintillateur au cours du temps. Les premières mesures et analyses ont été effectuées en 2007 et 2008 et sont présentées au chapitre 5.

La deuxième partie de cette thèse s'articule autour de l'étude d'un canal de désintégration du τ , le canal $\tau \rightarrow e$. Le but est de pouvoir utiliser le TT comme un outil complémentaire à l'analyse des émulsions photographiques afin d'identifier ce type d'événements et d'augmenter l'efficacité du canal électronique.

Dans un premier temps (chapitre 6), la « digitization », c'est-à-dire la modélisation électronique de la réponse du TT a été vérifiée pour les interactions électroniques lors d'un test en faisceau au CERN avec un dispositif appelé « miniTT », qui comme son nom l'indique est une reproduction miniature du TT. L'objectif était de mieux comprendre le comportement du TT lorsqu'il est soumis à un faisceau presque pur d'électrons. Ensuite, une étude a été réalisée à partir d'événements simulés : interactions électroniques quasi-élastiques et interactions de neutrinos par courant neutre. Cette étude a permis de créer un outil, basé sur un réseau de neurones, permettant de distinguer ces deux types d'événements.

Dans la classification des événements d'OPERA, il y a actuellement deux catégories, les événements ν_μ CC et les événements courant neutre. À terme, le but est de distinguer au sein de la catégorie courant neutre, les événements électroniques quasi-élastiques. Les données réelles enregistrées en 2008 ont été étudiées et à partir de cet outil, une dizaine d'événements ont été identifiés comme étant des événements électroniques quasi-élastiques.

Chapitre 1

Le neutrino

1.1 Le neutrino du point de vue historique et expérimental

L'histoire du neutrino commence en 1914, lorsque que J. Chadwick [1] observe un spectre énergétique continu des électrons émis lors de la désintégration β du ^{214}Pb (RaB). Si la réaction était réellement à 2 corps, on s'attendrait à un spectre monoénergétique discret (raie). En 1930, W. Pauli propose l'émission d'une troisième particule neutre encore inconnue, un fermion de spin $\frac{1}{2}$ et de masse extrêmement faible [2] qui permettrait d'assurer la conservation de l'énergie dans la désintégration β et d'expliquer le spectre continu observé. Il imagine une particule fantôme qu'il baptise « neutron » qui se partagerait avec l'électron l'énergie disponible de la désintégration. En 1933 Enrico Fermi développe l'idée de Pauli et établit sa théorie de la désintégration β . Il rebaptisera cette particule neutrino pour « petit neutre », le neutron ayant été découvert par J.Chadwick en 1932.

Les neutrinos sont observés pour la première fois en 1956 au cours d'expériences auprès du réacteur nucléaire de Savannah River sous la direction de F. Reines et C. L. Cowan [3]. Lors des réactions de fission au sein du réacteur nucléaire, il y a production d'anti-neutrinos et le but de l'expérience était d'observer leurs interactions dans un détecteur placé non loin du réacteur nucléaire. La cible du détecteur se compose de deux réservoirs d'eau mélangée à du chlorure de cadmium et est intercalée entre trois cuves de scintillateur liquide. L'anti-neutrino interagit avec les protons de l'eau par désintégration β inverse de la manière suivante :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

Le positron s'annihile avec un électron en donnant deux photons simultanés de 0,511 MeV allant dans des directions opposées. La paire de γ est détectée en coïncidence dans les scintillateurs liquides situés de part et d'autre de la cible par des photomultiplicateurs. Le neutron est ralenti par l'eau et capturé par le cadmium ; il en résulte l'émission de plusieurs photons détectés quelques μs plus tard. Après plusieurs mois de prise de données, ils aboutissent à 3 interactions de $\bar{\nu}_e$ par heure dans le détecteur et mesurent une section efficace de $6,3 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ conforme à leurs prédictions. C'est la première observation d'anti-neutrinos électroniques.

En 1962 est mis en service le premier faisceau de neutrinos au Brookhaven National Laboratory [4], où des protons de plus de 20 GeV/c entrent en collision avec une cible fixe de Béryllium donnant des mésons (π) dont les désintégrations produisent des neutrinos. Ce sont Lederman,

Schwartz et Steinberger [5] qui découvrent le second type de neutrino : le neutrino muonique ν_μ . Le principe expérimental est le suivant : un blindage en acier (13,5 m d'épaisseur) est placé sur le trajet du faisceau permettant, a priori, d'arrêter toutes les particules hadroniques ainsi que les muons d'énergie allant jusqu'à 17 GeV. Il est suivi par des chambres à étincelles dont le rôle est de détecter l'interaction de particules ayant traversé le blindage. Sont observés dans les chambres à étincelles, 40 événements neutrinos, ce qui signifie que les neutrinos produits par la désintégration des pions ont traversé le blindage en acier et interagissent dans l'armature métallique des chambres à étincelles. Pour 6 des 40 événements, la particule identifiée dans la chambre à étincelles est un électron. Pour les 34 autres événements, la particule identifiée est un muon. Les neutrinos muoniques et électroniques sont donc des particules différentes. On peut alors se demander combien de types de neutrinos existent.

En 1975 au laboratoire du SLAC (Stanford, Etats-Unis) est découvert le lepton τ dans des collisions e^+e^- (SPEAR) [6]. Il est le représentant de la troisième famille leptonique. On suppose alors également l'existence d'un troisième type de neutrino associé au lepton τ .

Ce sont les collisions e^+e^- au LEP [7], au début des années 1990, qui apportent une mesure quant au nombre de neutrinos légers. L'expérience consiste à étudier les modes de décroissances du boson Z^0 . Un canal de désintégration du boson Z^0 est ouvert pour chaque espèce de neutrino léger (dont la masse est inférieure à la moitié de la masse du Z^0), ce qui contribue à son temps de vie ou la largeur de résonance. L'ensemble des données récoltées lors de la mesure de la courbe d'excitation du boson Z^0 et de la largeur invisible du Z^0 , permet d'estimer le nombre de neutrinos légers à $N_\nu = 2,993 \pm 0,011$, ce qui ne laisse pas de place à des familles de neutrinos légers supplémentaires.

En 2000, l'expérience DONUT [8] (Direct Observation of NUTau) observe pour la première fois le neutrino tauïque ν_τ . La technique de détection repose sur l'utilisation d'émulsions photographiques. La collision d'un faisceau de protons de 800 GeV/c provenant du Tevatron au Fermilab sur une cible fixe de tungstène produit des mésons charmés étranges qui se désintègrent en neutrinos tauïques ν_τ et τ ($D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$, rapport d'embranchement 6,4%). La désintégration du τ produit des neutrinos tauïques qui constituent 5% des neutrinos arrivant dans le détecteur, le reste étant composé à 95% de ν_μ et ν_e . Les neutrinos tauïques ν_τ interagissent dans une cible composée d'une succession de couches de fer et d'émulsions pour donner le lepton τ . Ce lepton va parcourir en moyenne 2 mm dans la matière avant de se désintégrer en formant un coude dans la trace laissée dans les émulsions, dont l'angle est caractéristique de cette réaction. Il suffit alors d'identifier la désintégration du lepton τ pour conclure à une interaction du ν_τ . L'utilisation d'émulsions photographiques est justifiée par la résolution micrométrique nécessaire à l'identification de la topologie de désintégration du lepton τ . Sur 898 interactions neutrinos identifiées, 4 événements seulement sont considérés comme étant des interactions de neutrinos tauïques. Ces événements sont représentés figure 1.1 : les lignes permettent de visualiser les trajectoires des particules. Pour le τ les trajectoires sont représentées en rouge. La cible d'émulsions photographiques et de fer est partiellement reproduite et permet de savoir à quel endroit dans la cible a eu lieu l'interaction. En gris sont représentées les plaques de fer, les émulsions photographiques par les zones hachurées, et en blanc le support en plastique sur lesquelles sont fixées les émulsions. L'échelle est donnée par les traits perpendiculaires (traits vertical et horizontal représentant respectivement une longueur de 0,1 mm et 1 mm). En haut à gauche et en bas à

droite sont représentés les événements $\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e$. En haut à droite et en bas à gauche sont illustrés les événements $\tau \rightarrow h\nu_\tau$.

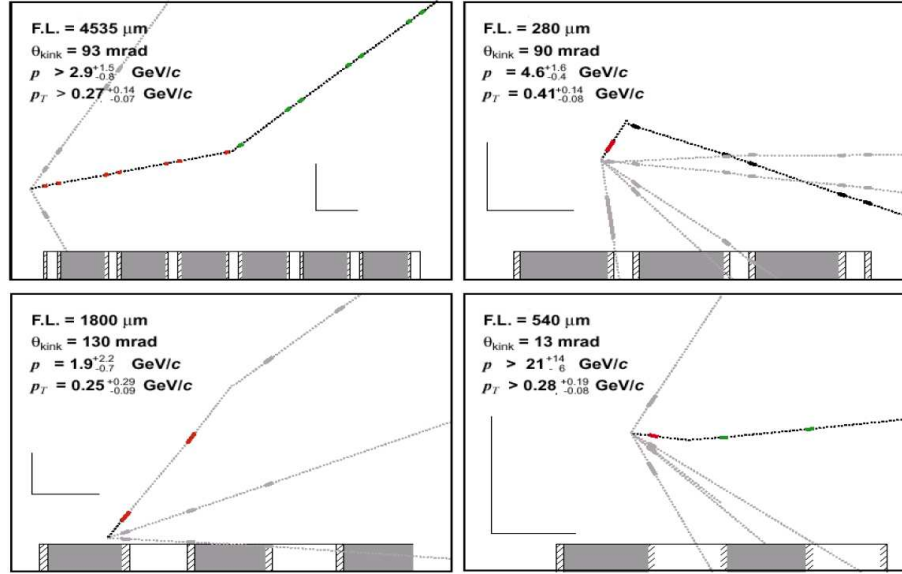


FIG. 1.1 : Schéma des 4 événements d'interaction du neutrino tauïque observés dans l'expérience DONUT.

L'expérience OPERA, dont les détails seront donnés dans le chapitre 3 repose sur le même principe de détection.

1.2 Sources de neutrinos

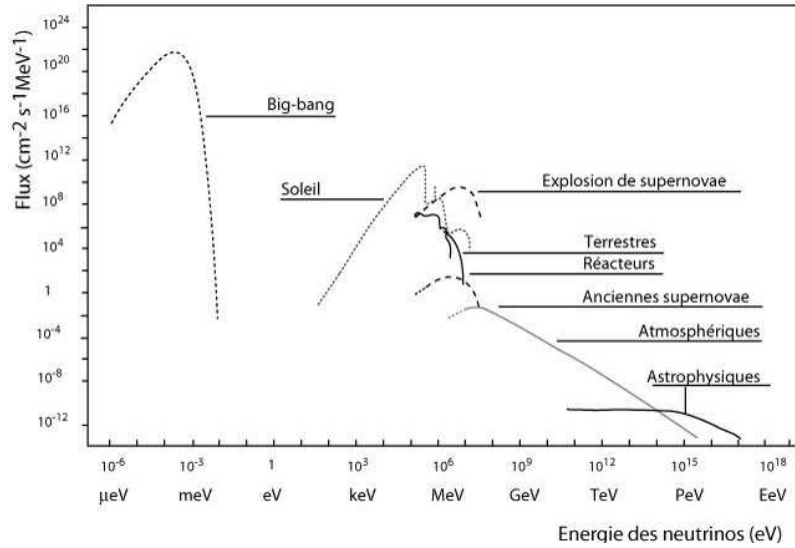


FIG. 1.2 : Spectre en énergie des différentes sources de neutrinos.

Les neutrinos interviennent dans de nombreux phénomènes physiques sur une large gamme d'énergie. Ils peuvent être produits de manière naturelle, par exemple lors des réactions de fusion

au coeur du Soleil ou de manière artificielle comme dans les accélérateurs et réacteurs nucléaires. La figure 1.2 présente les flux en énergie de différentes sources de neutrinos.

- **les neutrinos du Big Bang** : ce sont des neutrinos qui ont été créés lors des premiers instants de l'Univers et qui, à l'instar des photons, forment un fond diffus cosmologique de l'ordre de $340 \nu/\text{cm}^3$ pour les 3 types de neutrinos. Ils n'ont pas encore été mis en évidence expérimentalement car leur énergie est très faible (température caractéristique de l'ordre de 2 K).
- **les neutrinos produits par les rayons cosmiques** : ils sont principalement créés dans la haute atmosphère lors de la collision d'un proton avec les molécules composant l'atmosphère. Il en résulte une gerbe de particules dont les neutrinos atmosphériques. L'expérience SuperKamiokande a montré l'oscillation des neutrinos à l'aide de ces neutrinos.
- **les neutrinos solaires** : des neutrinos électroniques ν_e sont abondamment produits au coeur du Soleil lors des réactions de fusion. Leur énergie est de l'ordre de quelques MeV. Les principaux neutrinos générés lors de ces réactions sont les neutrinos primordiaux ou encore $\nu_e(pp)$, de faible énergie ($E < 0,42$ MeV), les neutrinos mono-énergétiques du Béryllium $\nu_e(Be)$ avec $E = 0,8$ MeV, et les neutrinos du Bore $\nu_e(B)$ dont l'énergie peut atteindre 14 MeV. Le flux de neutrinos solaire attendu sur Terre est de 66 milliards de neutrinos par seconde et par cm^2 .
- **les neutrinos de la Terre** : ils sont dus à la radioactivité naturelle, c'est-à-dire, aux réactions de fission des noyaux atomiques radioactifs qui composent la Terre. Ces neutrinos semblent contribuer à maintenir le magma en fusion sous la croûte terrestre. On estime le taux de neutrinos provenant de la radioactivité naturelle à 6 millions par seconde et par cm^2 . L'étude de ces neutrinos reste difficile car ils nécessitent des détecteurs de très grande sensibilité et une bonne connaissance du bruit de fond.
- **les neutrinos produits par l'Homme** : il est possible de produire des faisceaux de neutrinos au moyen d'accélérateurs de particules. On accélère des protons qu'on fait entrer en collision avec une cible donnant des mésons instables. Les neutrinos sont issus de la désintégration de ces particules primaires, en général des pions et des kaons. Les neutrinos sont également produits lors des réactions de fissions dans les centrales nucléaires. Une centrale nucléaire émet environ 5×10^{20} neutrinos par seconde d'énergie moyenne de l'ordre de 4 MeV.

D'autres neutrinos proviennent d'événements plus violents se produisant dans l'Univers, tels que les explosions de supernovae, la fusion entre étoiles à neutrons, comme la supernova observée en 1987 dans le Grand Nuage de Magellan (SN1987A) situé à 150 000 années lumière de notre Terre et dont les neutrinos furent détectés sur Terre.

1.3 Le Modèle Standard

1.3.1 Introduction

Le Modèle Standard de la Physique des Particules (SM) est un modèle mathématique, développé dans les années 1960 pour unifier au départ les interactions électromagnétique et faible. Ce modèle utilise le formalisme de la théorie quantique des champs où une particule est représentée par une fonction quantifiée ψ des coordonnées d'espace-temps appelée également champ et les

propriétés de symétrie des transformations de jauge locales de ces champs.

A chaque interaction fondamentale correspond un Lagrangien associé à un groupe mathématique traduisant les symétries sous lesquelles il est invariant. Ainsi, le Modèle Standard est décrit par les groupes de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ concerne le domaine électrofaible décrit par Glashow, Salam et Weinberg, auquel nous nous intéresserons. L est l'indice représentant la chiralité gauche (Left) des particules. Y est l'indice représentant l'hypercharge faible $Y = \frac{1}{2}(q - T_3)$, où T_3 est la troisième composante de l'isospin faible et q la charge électrique. Par la suite, et compte tenu du succès du modèle électrofaible, le groupe $SU(3)_C$ (C est un indice représentant la "couleur" des particules) a été adjoint à $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pour décrire l'interaction forte dans le secteur des quarks.

Jusqu'à présent, l'ensemble des tests expérimentaux confirment la validité de ce modèle. Cependant le Modèle Standard n'est pas une théorie complète des interactions fondamentales dans le sens où il ne décrit pas la force gravitationnelle, qu'il repose sur de nombreux paramètres arbitraires à déterminer par l'expérience et que sa structure impose une masse nulle aux neutrinos.

1.3.2 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires ne possèdent aucune sous structure connue. On peut les distinguer en deux groupes : les briques fondamentales de la matière ordinaire appelées particules de matière, des fermions de spin 1/2 et les particules échangées lors des interactions entre particules, appelées médiateurs de l'interaction, des bosons de spin 1.

Les **fermions** s'organisent en doublet de chiralité gauche et singulet de chiralité droite du groupe $SU(2)_L$ et singulet du groupe $U(1)_Y$. Ils peuvent être agencés en trois familles à masses nulles :

$$\begin{aligned} \text{1}^{\text{ère}} \text{ famille} : & \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, e_R^-, \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L, u_R, d_R \\ \text{2}^{\text{ème}} \text{ famille} : & \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \mu_R^-, \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L, c_R, s_R \\ \text{3}^{\text{ème}} \text{ famille} : & \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \tau_R^-, \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L, t_R, b_R \end{aligned}$$

On remarque que dans la liste des particules élémentaires il n'y a pas de ν_R car celui-ci n'a jamais été observé expérimentalement. Seules les particules de la première famille composent la matière ordinaire. Les particules des deux autres familles forment des particules à durée de vie courte ou sont générées par le rayonnement cosmique. Elles sont également produites de manière artificielle lors des collisions à haute énergie auprès des accélérateurs.

Le mécanisme de Higgs permet de générer les masses des fermions dont les valeurs ne sont pas prédites, ainsi que celles des bosons de jauge massifs. L'absence de ν_R assure une masse nulle aux neutrinos dans ce mécanisme, postulat du Modèle Standard. Les masses des quarks et des leptons chargés ont été mesurées expérimentalement.

A cette liste de particules élémentaires se rajoutent leurs anti-particules respectives dont les

nombres quantiques ont une valeur opposée à celle de la particule. C'est ce qu'on appelle l'anti-matière.

Les **bosons** vecteurs correspondant aux générateurs des groupes de symétrie, sont les médiateurs des interactions. Ils sont au nombre de 12. Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique. Ceux qui interviennent dans le domaine de l'interaction faible sont les bosons $W^\pm$ et Z^0 . Les gluons, au nombre de 8 sont les médiateurs de l'interaction forte.

Le boson de Higgs de spin 0, est le 13^{ème} boson postulé par le Modèle Standard qui n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement. Il traduit le mécanisme de génération des masses.

1.3.3 Interaction des neutrinos

Les neutrinos n'étant pas des particules chargées, ils ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Ils peuvent interagir suivant deux processus : les interactions par courant chargé (CC), mettant en jeu les bosons $W^\pm$, et les interactions par courant neutre (NC), dans lesquelles intervient le boson Z^0 . Les diagrammes de Feynman de ces deux types d'interaction sont respectivement donnés à la figure 1.3 et à la figure 1.4, où l représente un lepton et $\bar{l}$ un anti-lepton, ν ($\bar{\nu}$) étant les neutrinos (anti-neutrinos) associés.

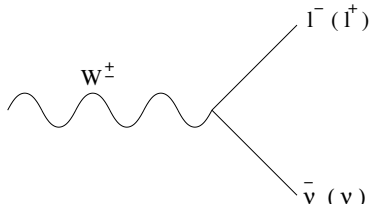


FIG. 1.3 : Diagramme de Feynman d'une interaction par courant chargé $W^\pm \rightarrow l^\pm + \nu(\bar{\nu})$.

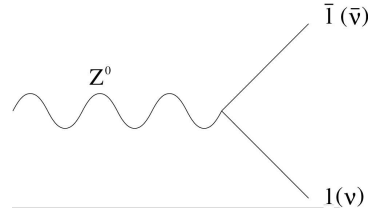


FIG. 1.4 : Diagramme de Feynman d'une interaction par courant neutre $Z^0 \rightarrow l(\nu) + \bar{l}(\bar{\nu})$.

Les interactions CC et NC peuvent être de différents types :

- quasi-élastique (QE) : processus qui intervient lorsque le neutrino frappe le nucléon et change la nature de celui-ci. On note ν_l , un neutrino de saveur l , n les neutrons, p les protons.

$$\begin{aligned}
 \nu_l + n &\rightarrow l^- + p \text{ (CC)} \\
 \bar{\nu}_l + p &\rightarrow l^+ + n \text{ (CC)} \\
 \nu + n &\rightarrow \nu + n \text{ (NC)} \\
 \nu(\bar{\nu}) + p &\rightarrow \nu(\bar{\nu}) + p \text{ (NC)}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Dans le cadre des interactions CC, le seuil de la réaction pour les ν_μ est de 112 MeV, alors qu'il est de 3,5 GeV pour les ν_τ et de 0,5 MeV pour les ν_e . La section efficace d'interaction augmente avec l'énergie du neutrino puis se stabilise aux alentours de 1 GeV à une valeur de section efficace $\sigma_{QE} \simeq 0,45 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$.

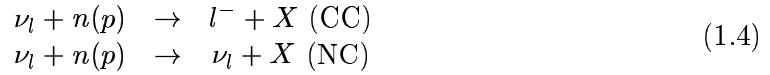
- résonant (RES) : le neutrino excite le nucléon. Si l'énergie transférée est de l'ordre de la différence de masse entre le nucléon et le baryon Δ , il apparaît des résonances Δ qui vont

donner naissance à des hadrons supplémentaires ($\pi^{0,\pm}$).



De même que pour les processus QE, la section efficace est constante à haute énergie.

- profondément inélastique (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*) : l'énergie transférée par le neutrino est telle que le neutrino peut voir la structure en quark du nucléon. Les hadrons produits sont représentés par la lettre X.



La comparaison des sections efficaces NC et CC pour les processus DIS montre qu'il y a environ 3 fois plus d'événements CC que d'événements NC :

$$\begin{aligned}\sigma_{DIS}^{NC}(\nu) &\simeq 0,33\sigma_{DIS}^{CC} \\ \sigma_{DIS}^{NC}(\bar{\nu}) &\simeq 0,37\sigma_{DIS}^{CC}(\bar{\nu})\end{aligned}\quad (1.5)$$

On définit la section efficace totale d'interaction comme $\sigma_{TOT} = \sigma_{QE} + \sigma_{RES} + \sigma_{DIS}$. Les figures 1.5 et 1.6 donnent, pour les neutrinos et les anti-neutrinos, les distributions théoriques de la section efficace totale normalisée à l'énergie (σ/E) en fonction de l'énergie du neutrino (en GeV) pour les processus QE, RES et DIS [9] sur des cibles isoscalaires. On remarque qu'à basse

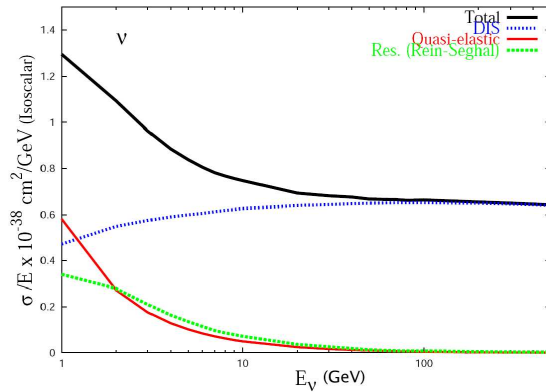


FIG. 1.5: Distributions théoriques de σ/E en fonction de l'énergie du neutrino pour des processus QE, RES et DIS.

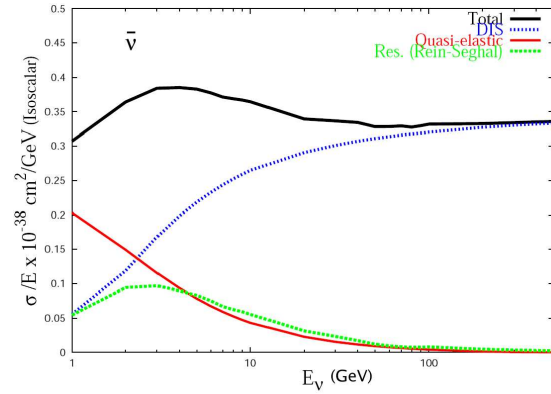


FIG. 1.6: Distributions théoriques de σ/E en fonction de l'énergie de l'anti-neutrino pour des processus QE, RES et DIS.

énergie, les processus QE et RES sont relativement semblables. Par la suite, on regroupera les processus QE et RES sous la dénomination QE. Les processus DIS dominent pour des énergies supérieures à quelques GeV. Au-delà de 30 GeV, 99% des interactions se font par interaction DIS et la section efficace totale est proportionnelle à l'énergie :

$$\begin{aligned}\sigma(\nu) &= 0,68 E_{(\text{GeV})} \times 10^{-38} \text{cm}^2 \\ \sigma(\bar{\nu}) &= 0,5 \sigma(\nu)\end{aligned}\quad (1.6)$$

1.3.4 Masse des leptons

Les fermions acquièrent leur masse par le biais d'un couplage de Yukawa au boson de Higgs de la forme $g_f \bar{\psi} \Phi \psi$, où g_f est une constante arbitraire donnant l'intensité du couplage et Φ le doublet de champs scalaires. En distinguant les composantes de chiralité droite et gauche des champs et à l'aide du mécanisme de Higgs on obtient des termes de masse du type :

$$-g_f(\bar{\psi}_L \Phi \psi_R + \bar{\psi}_R \Phi^\dagger \psi_L). \quad (1.7)$$

on obtient par exemple pour un lepton chargé après brisure de symétrie :

$$-\frac{g_l v}{\sqrt{2}}(\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L), \quad (1.8)$$

où l'on identifie le terme de masse comme étant $m_l = g_l v / \sqrt{2}$, $v / \sqrt{2}$ étant la valeur moyenne dans le vide de la composante neutre du doublet.

Le neutrino ne possédant pas de partenaire de chiralité droite, ne peut pas acquérir de terme de masse via le couplage de Yukawa au boson de Higgs comme les autres leptons. Or, des expériences récentes sur les neutrinos ont montré qu'ils pouvaient osciller, c'est-à-dire changer de nature pendant leur parcours impliquant une masse non nulle. Il faut donc étendre le Modèle Standard tout en le gardant compatible avec les observations expérimentales actuelles.

1.3.5 Les neutrinos massifs

La renormalisation d'une théorie est ce qui fixe ses limites. On dira d'une théorie renormalisable qu'elle est valable jusqu'à une certaine limite en énergie, ou seuil, appelé cut-off. En-deçà de cette limite la théorie converge. De nombreuses années ont été nécessaires avant de pouvoir renormaliser chaque interaction du Modèle Standard. Les extensions du SM présentées ci-après préservent la renormalisation du modèle.

Il existe essentiellement trois manières d'attribuer une masse aux neutrinos au-delà du Modèle Standard :

1. On a vu que la masse provenait d'un couplage mettant en jeu les 2 composantes, droite et gauche, des champs. Une des manières consiste à rajouter une particule (ν_R) au Modèle Standard tout en préservant sa renormalisation.
2. On peut aussi ne pas modifier le contenu en particules du Modèle Standard, mais relâcher les contraintes dues à la renormalisation.
3. Enfin la dernière méthode consiste à étendre le contenu en particules du Modèle Standard et relâcher les contraintes dues à sa renormalisation.

Dans le premier cas, en rajoutant un neutrino d'hélicité droite ν_R , le neutrino acquiert une masse (m_D) par couplage de Yukawa au boson de Higgs. Le Lagrangien de masse de Dirac s'écrit :

$$\mathcal{L}_D = -m_D(\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \quad (1.9)$$

Il conserve le nombre leptonique total L ainsi que les nombres leptoniques associés à chaque famille L_e, L_μ, L_τ . De plus, les neutrinos se distinguent de leurs anti-particules, on dit que les neutrinos sont de Dirac. Cette configuration qui donne une masse aux neutrinos de la même manière que pour tous les leptons ne permet pas d'expliquer pourquoi la masse des neutrinos,

dont les limites ont été déterminées expérimentalement, est beaucoup plus faible que celle des autres leptons.

Dans le second cas, on considère le Modèle Standard comme une théorie effective à basse énergie, c'est-à-dire une approximation d'une théorie fondamentale renormalisable mais inconnue. Les neutrinos étant électriquement neutres, on peut construire un terme de masse de Majorana (m_L) par couplage d'un neutrino d'hélicité gauche avec le boson de Higgs. Le Lagrangien de masse de Majorana s'écrit :

$$\mathcal{L}_{m_L} = -m_L(\overline{\nu_L}(\nu_L)^C + \overline{\nu_R^C}\nu_R) \quad (1.10)$$

où ν^C est le conjugué de charge de ν , et $(\nu_L)^C = (\nu^C)_R$. Ce terme brise la symétrie U(1) définie par :

$$\nu \rightarrow e^{i\theta}\nu \quad (1.11)$$

En appliquant la même transformation au champ conjugué de charge ν^C , on trouve :

$$\nu^C \rightarrow e^{-i\theta}\nu^C \quad (1.12)$$

Par conséquent le terme $\overline{\nu}\nu^C$ n'est pas invariant sous U(1) et ne conserve pas le nombre leptonique. Dans ce modèle les neutrinos sont équivalents aux anti-neutrinos, on dit qu'ils sont de Majorana.

Enfin, **dans le dernier cas**, on peut construire un terme de masse de Dirac et de Majorana en considérant les hypothèses des deux cas précédents : rajout du ν_R et moins de contraintes sur la renormalisation. Un terme de masse de Majorana de chiralité droite (m_R) est déterminé :

$$\mathcal{L}_{m_R} = -m_R(\overline{\nu_R}\nu_R^C + \overline{\nu_R^C}\nu_R) \quad (1.13)$$

On peut écrire un Lagrangien définissant un terme de masse général :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{m_D} + \mathcal{L}_{m_L} + \mathcal{L}_{m_R} \quad (1.14)$$

Un changement de variable adéquat permet de faire apparaître une forme générale pour la matrice de masse des neutrinos :

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où les termes m_D , m_L et m_R sont les paramètres de masses définis précédemment. Si nous ne considérons pas les modèles ayant un secteur de Higgs élargi alors on peut simplifier en posant $m_L = 0$. En diagonalisant la matrice de masse des neutrinos, on obtient deux valeurs propres :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(m_R \pm \sqrt{m_R^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.16)$$

Comme $m_R \gg m_D$, on se retrouve donc avec des neutrinos droits ayant une masse importante $m_+ \simeq m_R$ ainsi que des neutrinos gauches légers de masse $m_- \simeq \frac{m_D^2}{m_R}$. On appelle ce phénomène, le mécanisme du see-saw ou de la bascule car lorsque m_R augmente alors les neutrinos droits s'alourdissent et les neutrinos gauches s'allègent. Ce modèle permet d'expliquer la petitesse de la masse des neutrinos gauches du Modèle Standard par rapport aux autres leptons.

1.4 Oscillation de neutrinos

La théorie de l'oscillation des neutrinos a commencé à avoir beaucoup de succès suite à l'expérience SuperKamiokande en 1998 qui a observé un déficit de ν_μ par rapport au flux attendu, prouvant bien que la masse des neutrinos est non nulle. Cela montre qu'une extension au moins doit être apportée au SM. Cependant, seule l'observation directe de l'apparition d'une saveur dans un faisceau d'une autre saveur permettra de confirmer sans ambiguïté cette hypothèse de l'oscillation. Un état des lieux expérimental sera présenté dans le chapitre 2. Dans cette partie sont établis les éléments de théorie nécessaire au calcul de probabilité des oscillations dans le vide et dans la matière.

1.4.1 Oscillation dans le vide

L'oscillation des neutrinos est due au fait que les états propres de masse (les états de propagation du neutrino), ne correspondent pas aux états propres de saveur (les états propres d'interaction électrofaible) (voir par exemple [10]). On note les états propres de masse m_k , $|\nu_k\rangle$ où $k = 1, 2, 3$ et les états propres de saveur α , $|\nu_\alpha\rangle$, où $(\alpha = e, \mu, \tau)$. Le mélange des neutrinos est exprimé à travers la relation :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 \mathcal{U}_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.17)$$

où $|\nu_k\rangle$ est un état propre de masse de chiralité gauche de masse m_k et d'énergie :

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \simeq p + \frac{m_k^2}{2p} \quad (1.18)$$

$\mathcal{U}_{\alpha k}^*$ est l'amplitude de probabilité pour le ν_α d'être l'état propre de masse ν_k , et représente, les coefficients de la matrice de mélange $\mathcal{U}$ unitaire (équation 1.19), dite de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [11]. Si les neutrinos sont des particules de Dirac, alors la matrice $\mathcal{U}$ est paramétrisée par 3 angles de mélange et une phase δ_{CP} (phase de Dirac) décrivant une éventuelle violation de CP dans le secteur leptonique :

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, les angles θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} étant les angles de mélange. Si les particules sont de Majorana, alors 2 phases supplémentaires apparaissent ϕ_2 et ϕ_3 (phases de Majorana), et $\mathcal{U}$ s'écrit :

$$\begin{matrix} & \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ \nu_e & c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ \nu_\mu & -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ \nu_\tau & s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{matrix} \times \text{diag} \left(e^{i\frac{1}{2}\phi_2}, e^{i\frac{1}{2}\phi_3}, 1 \right) \quad (1.20)$$

Selon l'équation de Schrödinger, l'état propre de masse évolue avec le temps en $e^{-iE_k t}$, et au temps t de la détection, on a :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{k=1}^n \mathcal{U}_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.21)$$

Puisque la matrice $\mathcal{U}$ est unitaire, on peut exprimer les états propres de masses $|\nu_k\rangle$ en fonction des états propres de saveur β , $|\nu_\beta\rangle$, tel que :

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\beta} \mathcal{U}_{\beta k} |\nu_\beta\rangle \quad (1.22)$$

Si on réinjecte l'expression 1.22 dans l'équation 1.21, on obtient :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{\beta} \mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) |\nu_\beta\rangle \quad (1.23)$$

avec :

$$\mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{k=1}^n \mathcal{U}_{\beta k} e^{-iE_k t} \mathcal{U}_{\alpha k}^* \quad (1.24)$$

étant l'amplitude de l'oscillation d'un ν_α en ν_β au temps t (ou à la distance L).

La probabilité de transition s'exprime alors de la manière suivante :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)|^2 = \left| \sum_{k=1}^n \mathcal{U}_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} \mathcal{U}_{\beta k} \right|^2 \quad (1.25)$$

La relation d'unitarité de la matrice $\mathcal{U}$ s'exprime par :

$$\sum_{k=1}^n \mathcal{U}_{\beta k} \mathcal{U}_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad (1.26)$$

En utilisant la relation d'unitarité et en supposant que le neutrino est ultra-relativiste (équation 1.18 c'est-à-dire $m \ll p$ et $p \simeq E$) la probabilité d'oscillation se réécrit :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \delta_{\alpha\beta} + \sum_{k=2}^n \mathcal{U}_{\beta k} \mathcal{U}_{\alpha k}^* \left[\exp\left(-i \frac{\Delta m_{k1}^2 L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2 \quad (1.27)$$

où le temps a été remplacé par la distance L et $\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$ représente la différence des masses au carré.

On remarque ici ($n = 3$) qu'il y a 2 différences de masse au carré : Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 ($\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2$), pour une hiérarchie de masse $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ dite « normale ». Par la suite on notera simplement Δm^2 n'importe laquelle des différences de masse au carré. La probabilité d'oscillation d'un état de saveur α en un autre de saveur β dépend donc des éléments de la matrice de mélange $\mathcal{U}$, des Δm^2 et du paramètre L/E déterminé par les conditions expérimentales. Il n'y a pas d'oscillation si $\mathcal{U} = \mathcal{I}$ (pas de mélange) ou si $\frac{\Delta m^2 L}{E} \ll 1$, car alors on a $\mathcal{P}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta}$.

On distingue différents types d'expérience en fonction du choix des paramètres L et E (Tab.1.1).

Type d'expérience	Distance source-détecteur (m)	E (MeV)	$\Delta m^2 \simeq E/L$ (eV ²)
Réacteur (courte portée)	10^2	1	10^{-2}
Réacteur (longue portée)	10^3	1	10^{-3}
Accélérateur courte portée (SBL)	10^3	10^3	1
Accélérateur longue portée (LBL)	10^6	10^3	10^{-3}
Atmosphérique	10^7	10^3	10^{-4}
Solaire	10^{11}	1	10^{-11}

TAB. 1.1 : Distance et énergie caractéristiques des différentes catégories d'expériences.

Dans le cas des neutrinos atmosphériques et des expériences sur faisceaux de neutrinos, on a $L_{12}^{osc1} \gg L \simeq L_{23}^{osc}$ et les probabilités se réécrivent :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} \simeq \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{23}, \quad (1.28)$$

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} \simeq 1 - (\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{23}, \quad (1.29)$$

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \simeq \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{23}. \quad (1.30)$$

Ces expressions ne tiennent pas compte des effets de matière, expliqués dans le paragraphe 1.4.2.

Dans le cas où l'on considère que θ_{13} est petit, les oscillations peuvent s'interpréter en terme d'oscillation entre deux saveurs de neutrino :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.31)$$

avec L en km, E en GeV et Δm^2 en eV² ($\hbar = c = 1$).

L'amplitude de l'oscillation est déterminée par la valeur de $\sin^2(2\theta)$ et est donc maximale pour $\theta = \frac{\pi}{4}$. La figure 1.7 représente la probabilité d'oscillation en fonction de L/E dans le cas d'un mélange maximal ($\sin^2(2\theta) = 1$) avec $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3}$ eV², pour un neutrino monoénergétique.

1.4.2 Oscillation dans la matière, effet MSW

La probabilité d'interaction d'un neutrino avec la matière est très faible, les neutrinos peuvent donc traverser la Terre sans être perturbés. Mais la présence d'un milieu plus dense que la Terre, comme le Soleil, peut affecter la propagation du neutrino [13]. Ce phénomène a un analogue optique : lorsque la lumière traverse un milieu (eau, air), sa vitesse est diminuée de manière significative $v = \frac{c}{n}$, selon l'indice de réfraction du milieu traversé n . Il existe également certains matériaux dont l'indice de réfraction n'est pas uniforme mais dépend des directions de propagation et de la polarisation du rayon lumineux, donnant naissance à des effets tels que la biréfringence. La même chose se produit pour les neutrinos.

Puisque la matière est composée d'électrons (plutôt que de μ ou de τ), les ν_e interagissent de manière différente que les ν_μ et ν_τ dans la matière, ce qui crée une réfraction qui va dépendre de la saveur du neutrino.

Les neutrinos peuvent être absorbés ou diffusés par le milieu qui modifie leur impulsion et leur énergie. Cependant, ces processus inélastiques sont rares et la section efficace de l'ordre de

¹ $L^{osc} = cT^{osc} = 2,48 \frac{E(\text{GeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)} \text{ km}$, période d'oscillation spatiale

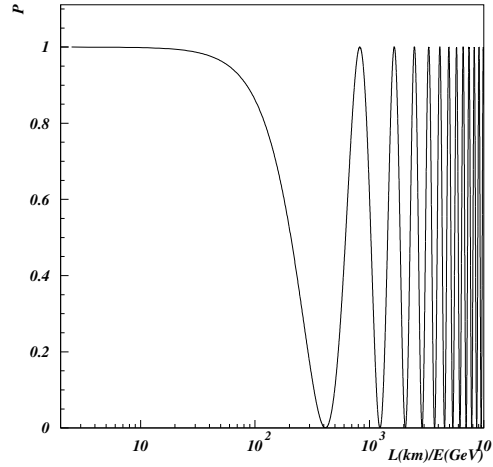


FIG. 1.7 : Probabilité d'oscillation dans le cas d'un mélange maximal ($\sin^2(2\theta) = 1$) avec $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et pour un neutrino monoénergétique dans l'approximation d'un mélange à 2 saveurs.

$10^{-42} \times E_{\text{MeV}} \text{ cm}^2$. Les neutrinos subissent en général des diffusions élastiques cohérentes vers l'avant, leur impulsion et leur énergie restant inchangées.

Un neutrino se propageant dans la matière peut interagir avec un électron par NC indépendamment de sa saveur (Fig. 1.8). En revanche, les neutrinos électroniques peuvent également interagir avec les électrons par CC (Fig. 1.9).

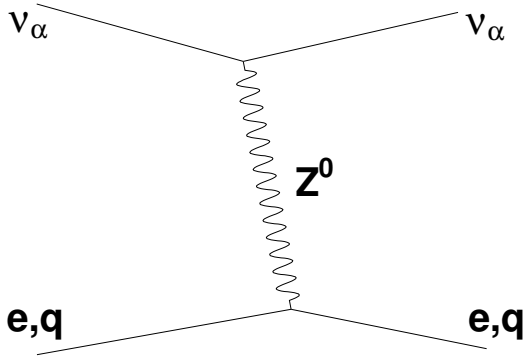


FIG. 1.8 : Diagramme de Feynman de la diffusion élastique d'un neutrino sur un électron par NC pour toutes les saveurs.

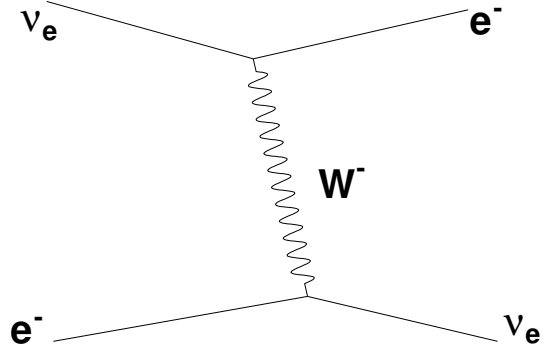


FIG. 1.9 : Diagramme de Feynman de la diffusion élastique d'un neutrino électronique sur un électron par CC.

L'effet de la matière est décrit par des potentiels suivant :

$$V_{CC}(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.32)$$

$$V_{CC}(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2}G_F N_e \quad (1.33)$$

$$V_{NC} = -\frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} \quad (1.34)$$

où G_F est la constante de Fermi et N_e la densité d'électrons de la matière traversée. Dans la Terre [14], $N_e \simeq [1, 4 - 1, 5]\mathcal{N}_A \text{ cm}^{-3}$, où $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro, et $V_{CC} \simeq 10^{-13} \text{ eV}$. Si on considère un mélange entre 2 saveurs de neutrinos, ν_e et ν_μ , on a :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos(\theta_m)|\nu_{m1}\rangle + \sin(\theta_m)|\nu_{m2}\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin(\theta_m)|\nu_{m1}\rangle + \cos(\theta_m)|\nu_{m2}\rangle \end{aligned} \quad (1.35)$$

où $|\nu_{mi}\rangle$ sont les états propres de masse des neutrinos dans la matière et θ_m l'angle de mélange dans la matière pour une valeur donnée de x (ou de t).

L'angle de mélange dans la matière est donnée par :

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\sin^2(2\theta)}{(\frac{A}{\Delta m^2} - \cos(2\theta))^2 + \sin^2(2\theta)} \quad (1.36)$$

où $A = 2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu$ tient compte des potentiels effectifs $V(\nu_e)$ et $V(\nu_\mu)$.

La probabilité d'oscillation dans le cadre de l'oscillation à 2 saveurs $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ devient :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2(2\theta_m) \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_{osc} m}\right) \quad (1.37)$$

où $L_{osc} m = L_{osc} \frac{\sin^2(2\theta_m)}{\sin^2(2\theta)}$ est la longueur d'oscillation dans la matière.

La différence de masse effective s'écrit :

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\frac{A}{\Delta m^2} - \cos(2\theta)\right)^2 + \sin^2(2\theta)} \quad (1.38)$$

Pour des faibles densités, $N_e \rightarrow 0$ donc $A \rightarrow 0$ et $\sin^2(2\theta_m) = \sin^2(2\theta)$, la matière ne modifie pas les équations d'oscillation. C'est le cas de la Terre dont la densité est relativement faible comparée à une étoile.

Pour des densités plus élevées, l'amplitude de la probabilité d'oscillation diminue d'un facteur $\frac{A}{\Delta m^2}$. L'angle de mélange dans la matière tend vers 90° et $|\nu_e\rangle \simeq |\nu_{m2}\rangle$.

L'amplitude de la probabilité est maximale si $\Delta m^2 > 0$ et il y a une résonance, c'est-à-dire $\sin^2(2\theta_m) = 1$, pour :

$$N_e^c = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2}G_F E_\nu} \quad (1.39)$$

N_e^c est appelée densité critique. On remarque également que si $\Delta m^2 < 0$ il ne peut pas y avoir de résonance car le dénominateur de l'équation 1.36 ne pourrait pas être minimisé. C'est de cette manière qu'on a pu déterminer le signe de la différence des masses au carré dans le domaine des neutrinos solaires.

Chapitre 2

Etat des lieux expérimental

Ce chapitre s'intéresse aux différentes expériences qui ont mené à l'état de notre connaissance actuelle de la physique des oscillations de neutrinos. Un intérêt particulier pour cette particule est apparu en 1968, par ce qui fut appelé par la suite « l'énigme des neutrinos solaires ». En effet, les nombreux modèles de fonctionnement du Soleil [15] permettaient de calculer le flux de neutrinos émis par le Soleil. L'expérience Homestake [16] avait pour but de mesurer expérimentalement ce flux. Mais dès sa mise en marche, l'expérience observa un déficit de l'ordre de $\frac{2}{3}$ par rapport aux flux prédits par les Modèles Solaires. Après confirmation de ces résultats bien des années plus tard par les expériences GALLEX [17] et SAGE [18], l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos solaires en neutrinos d'une autre saveur leptonique est avancée.

Ce sont les expériences SNO [19] et Superkamiokande (SK) [20] qui permettront de résoudre, en 2001, l'énigme des neutrinos solaires. Les paramètres d'oscillation provenant de ces résultats seront confirmés par l'expérience auprès de réacteurs nucléaires KamLAND [21] en 2002.

Un déficit dans les flux de neutrinos atmosphériques fut également observé par l'expérience Superkamiokande et confirmé par l'expérience auprès d'un faisceau de neutrinos K2K [22] au Japon. L'hypothèse des oscillations est également avancée dans le domaine des neutrinos atmosphériques et la mesure précise des paramètres de ces oscillations était le but de l'expérience américaine MINOS [23].

2.1 Les neutrinos solaires : $\Delta m_{12}^2 \approx 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2(\theta_{12}) \approx 0,4$

2.1.1 Le Modèle Standard Solaire

Les neutrinos solaires ν_e sont produits lors de réactions de fusions nucléaires au coeur du Soleil où deux protons vont fusionner pour donner un noyau de deutérium, un positron et un neutrino électronique. Ces neutrinos sont appelés neutrinos primordiaux ou encore ν_{pp} en référence à la réaction qui leur donne naissance. Ce sont les neutrinos dont le flux est le plus important, mais également de plus faible énergie ($E_{\nu_{pp}} < 0,5 \text{ MeV}$). Le deutérium fusionne ensuite avec un proton, ce qui entraîne des réactions nucléaires en chaîne représentées sur la figure 2.1, produisant des neutrinos de spectres d'énergie différents.

Les neutrinos électroniques issus du Béryllium sont appelés ν_{Be} et sont monoénergétiques à 0,814 MeV. Ceux issus du Bore présentent un spectre énergétique continu pouvant aller jusqu'à

10 MeV. La figure 2.2 illustre le spectre en énergie des différentes catégories de neutrinos solaires, ainsi que les seuils de détection des différentes expériences qui ont cherché à en mesurer les flux.

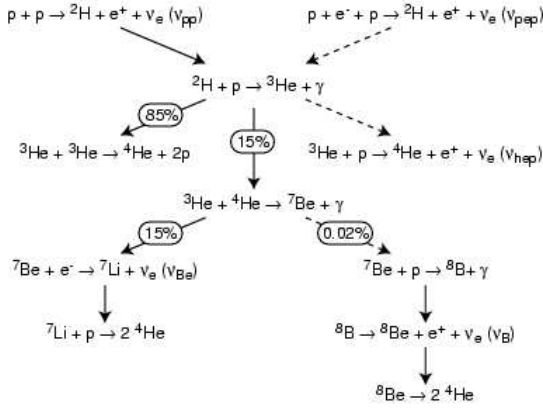


FIG. 2.1 : Réactions ayant lieu au coeur du Soleil produisant des neutrinos solaires.

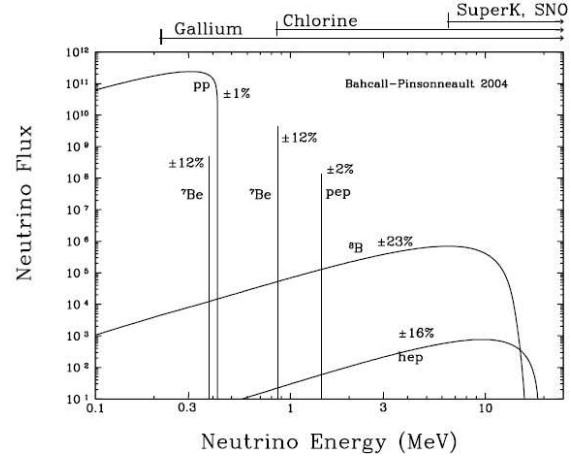


FIG. 2.2 : Spectres théoriques en énergie des neutrinos solaires. Pour les sources continues, les flux sont donnés en nombre de neutrinos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ à la surface de la Terre.

Des études sur le Soleil, développées par J. Bahcall, conduisent à la création d'un Modèle Standard du Soleil (SSM pour *Solar Standard Model*) [24]. Le SSM permet de calculer les flux des neutrinos de différentes origines représentés sur la figure 2.2. Le flux des ν_{pp} est calculé à partir de la luminosité du Soleil, qui est mesurée avec une précision de l'ordre de 1%. Les flux des ν_{Be} et ν_B dépendent eux, fortement de la température du Soleil qui n'est pas évaluée très précisément. L'incertitude sur l'estimation de ces flux est donc beaucoup plus élevée et de l'ordre de 20%.

Les flux de neutrinos solaires ont été recalculés de manière indépendante par des mesures d'héliosismologie. Les résultats, compatibles avec ceux du Modèle Standard Solaire, ont permis de valider le modèle de Bahcall.

2.1.2 Mesure du flux de neutrinos solaires

Homestake était une expérience basée sur une méthode de détection radiochimique et dirigée par Ray Davis, lauréat du prix Nobel de Physique en 2002. Le détecteur, situé dans une ancienne mine d'or de Homestake était constitué d'une cuve remplie d'une solution de 390 m³ de perchloroéthylène (C_2Cl_4). Le ^{37}Cl est un isotope stable contenu à hauteur de 24% dans le chlore naturel. Lorsqu'un neutrino solaire interagit avec le ^{37}Cl , celui-ci se transforme en ^{37}Ar suivant la réaction β inverse :



Le seuil de cette réaction est de 0,814 MeV. Cette expérience n'était donc sensible qu'aux flux de ν_{Be} et ν_B (Fig. 2.2). L' ^{37}Ar est un isotope radioactif dont la demi-vie est de 34,8 jours qui se désintègre par capture électronique en émettant des électrons Auger. Les isotopes d' ^{37}Ar étaient extraits de la solution de perchloroéthylène environ tous les trois mois et détectés dans un compteur proportionnel. Le nombre d'électrons Auger comptés permettait de remonter au

nombre d'interactions de neutrinos solaires. Les données ont été prises pendant plus de 20 ans et présentent un déficit de $\frac{2}{3}$ par rapport au SSM. Les résultats pour les différentes expériences sont les suivants :

$$\begin{aligned}\Phi_{\nu_e}(\text{Homestake}) &= 2,56 \pm 0,16 \pm 0,16 \text{ SNU} \\ \Phi_{\nu_e}(\text{SSM}) &= 7,6^{+1,3}_{-1,1} \text{ SNU} \\ R(\Phi_{\nu_e}(\text{Homestake})/\Phi_{\nu_e}(\text{SSM})) &= 0,33 \pm 0,03\end{aligned}\tag{2.2}$$

où SNU est une unité équivalente à 10^{-36} captures par atome et par seconde.

Pendant ce laps de temps, une expérience japonaise s'est intéressée également aux neutrinos solaires, il s'agit de l'expérience Kamiokande (*Kamioka Nucleon Decay Experiment*). A l'origine, le but de cette expérience était l'étude de la désintégration du proton, sujet initié par les modèles de grande unification. Le principe de l'expérience était basé sur la détection du rayonnement Čerenkov des électrons dans l'eau en permettant une mesure en temps réel des interactions ainsi qu'une étude du spectre énergétique des neutrinos solaires. La cible du détecteur était composée d'un réservoir de 3 kilotonnes d'eau ultra-pure, située à une profondeur de 2670 m équivalent eau sous terre. Les interactions des neutrinos dans la cible se faisaient par diffusion élastique $\nu_l e^- \rightarrow \nu_l e^-$ avec $l = e, \mu, \tau$ (ES pour *Elastic Scattering*). La section efficace d'interaction des ν_e est 6 fois plus importante que celle des ν_μ et ν_τ du fait de la contribution des interactions par courant chargé avec les électrons, uniquement possibles pour les ν_e :

$$\Phi_{ES} = 0,86\Phi_{\nu_e} + 0,14(\Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\nu_\tau})\tag{2.3}$$

Cette expérience en temps réel avait l'avantage de pouvoir reconstruire la direction du ν_e incident à partir de la direction de l'électron diffusé. De nombreux photomultiplicateurs (PM) disposés tout autour du réservoir permettaient de collecter la lumière Čerenkov. Le seuil de cette expérience était de 7 MeV et limitait donc Kamiokande à n'observer que les neutrinos solaires de type ν_B . L'étude du flux de neutrinos solaires (sélectionnés en fonction de l'angle θ défini par la direction du Soleil et celle du neutrino reconstruite à partir de l'électron diffusé) a montré un déficit de l'ordre de 50% par rapport au flux prédit par le SSM :

$$R(\Phi_{\nu_e}(\text{Kamiokande})/\Phi_{\nu_e}(\text{SSM})) = 0,54\tag{2.4}$$

L'expérience Superkamiokande (SK), décrite par la suite plus précisément dans le cadre des neutrinos atmosphériques, a été mise en fonctionnement en 1996. Elle utilisait le même détecteur Kamiokande, pour lequel la taille de la cible avait été augmentée et contenait 50 kilotonnes d'eau ultra-pure. Le seuil de détection a été diminué à 5 MeV. On ne mesurait toujours que le flux des ν_B , mais en revanche une étude de la dépendance du flux en fonction de l'énergie des neutrinos a pu être menée. Les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned}\Phi_{\nu_e}(\text{SK}) &= 2,35 \pm 0,02 \pm 0,08 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \Phi_{\nu_e}(\text{SSM}) &= 5,05^{+1,01}_{-0,81} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ R(\Phi_{\nu_e}(\text{SK})/\Phi_{\nu_e}(\text{SSM})) &= 0,465 \pm 0,005^{+0,015}_{-0,016}\end{aligned}\tag{2.5}$$

Les expériences complémentaires de type radiochimique européennes et russes, GALLEX (*GALLium Experiment*) et SAGE (*Soviet American Gallium Experiment*), ont permis une avancée considérable. En effet, le seuil élevé de la réaction sur le chlore ne permettait pas la détection des ν_{pp} .

GALLEX, mise en fonctionnement en 1990, utilisait une cuve contenant 30 tonnes de Gallium sous la forme de GaCl_3 . Le détecteur se situait dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso sous 3800 m équivalent eau afin de se protéger des rayons cosmiques. Le ^{71}Ge était produit par l'interaction du neutrino avec le Gallium avec une énergie seuil de 233 keV donnant accès au ν_{pp} :



Des compteurs proportionnels permettaient de compter les isotopes radioactifs ^{71}Ge (demi-vie de 11,4 jours) extraits environ toutes les 3 à 4 semaines, accédant ainsi au nombre d'interactions neutrinos et donc au flux de ν_{pp} . En 1992, paraissaient les premiers résultats qui mettaient en évidence un déficit de l'ordre de 50% du flux de neutrinos solaires, par rapport à celui prédit par le SSM.

L'expérience SAGE, basée sur le même principe de détection à partir du Gallium, a confirmé les résultats de GALLEX quelques mois plus tard.

A ce stade, les résultats obtenus sur la mesure du flux de neutrinos solaires total, sont résumés ci-dessous :

$$R(\Phi_{\nu_e}(\text{données})/\Phi_{\nu_e}(\text{SSM})) = 0,56 \pm 0,05 \quad (2.7)$$

Le déficit en neutrinos solaires était donc confirmé.

2.1.3 SNO

SNO *Sudbury Neutrino Observatory* était un détecteur situé dans une mine proche de Sudbury au Canada sous une épaisseur de roche équivalente à 6150 m d'eau. La cible des neutrinos était constituée de 1000 tonnes d'eau lourde (D_2O) pure à 99,92% contenue dans une sphère de 12 m de diamètre entourée de photomultiplicateurs. L'avantage de l'utilisation de l'eau lourde comme cible est la sensibilité à la détection des 3 saveurs de neutrinos. Il a donc pu mesurer le flux de neutrinos électroniques solaires, mais également, et de manière indiscernable le flux de neutrinos tauïques et muoniques pouvant être créés après oscillation. Les flux de neutrinos étaient mesurés en fonction des 3 types d'interactions :

- La diffusion élastique (ES) sur les électrons ($E_{\text{detection}} > 5 \text{ MeV}$) permet de détecter toutes les saveurs de neutrinos. Néanmoins les ν_μ et ν_τ , ne pouvant interagir que par courant neutre avec la cible y contribuent moins que les ν_e qui eux peuvent aussi interagir par courant chargé.

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.8)$$

- La réaction par courant chargé (CC) sur le deutérium des neutrinos électroniques ($E_{\text{detection}} > 1,4 \text{ MeV}$).

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.9)$$

- La réaction par courant neutre (NC) sur le deutérium ($E_{\text{detection}} > 2,2 \text{ MeV}$) des neutrinos de toutes les saveurs :

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (2.10)$$

La section efficace est la même pour toutes les saveurs de neutrino. Ce qui se traduit en terme de flux de la manière suivante :

- $\phi_{CC} = \phi_{\nu_e}$

- $\phi_{NC} = \phi_{\nu_e} + \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau}$
- $\phi_{ES} = 0,86\phi_{\nu_e} + 0,14(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau})$

En 2001, la sensibilité au courant neutre (NC) de l'expérience a été augmentée en dissolvant 2 tonnes de sel ($MgCl_2$) dans l'eau lourde, le chlore augmentant la section efficace de capture du neutron d'un facteur $8,8 \times 10^4$.

Les résultats des mesures des flux de neutrinos solaires avec SNO sont les suivants (en unité de $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) :

$$\begin{aligned}\phi_{CC}^{SNO} &= 1,59_{-0,07}^{+0,08}(\text{stat})_{-0,08}^{+0,06}(\text{syst}), \\ \phi_{ES}^{SNO} &= 2,21_{-0,26}^{+0,31}(\text{stat}) \pm 0,10(\text{syst}), \\ \phi_{NC}^{SNO} &= 5,21 \pm 0,27(\text{stat}) \pm 0,38(\text{syst}),\end{aligned}$$

alors que la prédiction du SSM est $\phi^{SSM} = 5,05_{-0,81}^{+1,01}$.

Le flux total de neutrinos solaires mesuré par SNO (ϕ_{NC}^{SNO}) était compatible avec celui prédit par le SSM (ϕ^{SSM}). Le déficit des neutrinos solaires s'expliquait donc par le fait qu'ils se soient transformés en neutrinos muoniques et tauïques.

Les résultats des mesures de flux de neutrinos solaires (Homestake, GALLEX, SAGE, Superkamiokande) interprétés en terme d'oscillation ($\Delta m_{12}^2, \theta_{12}$) ont permis de déterminer 4 régions de paramètres. Trois régions prennent en compte l'effet MSW :

- la région SMA, Small Mixing Angle, à petits angles de mélange et $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$
- la région LMA, Large Mixing Angle, à grands angles de mélange et $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-4} \text{ eV}^2$
- la région LOW, LOW mixing angle, $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-7} \text{ eV}^2$

La quatrième région correspond au modèles des oscillations entre 2 neutrinos dans le vide entre le Soleil et la Terre, et est appelée "JUST SO", dont $\Delta m_{12}^2 \approx 10^{-11} \text{ eV}^2$.

En intégrant les résultats de SNO, c'est la solution LMA qui semble privilégiée, dans un schéma d'oscillation à 2 saveurs. L'ensemble de ces régions est illustré sur la figure 2.3.

Les meilleurs ajustements donnent :

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &= 6,5_{-2,3}^{+4,4} 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \tan^2 \theta_{12} &= 0,45_{-0,08}^{+0,09}\end{aligned}$$

2.1.4 KamLAND

En décembre 2002, KamLAND (*Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector*) réalisait une mesure indépendante en faveur de la solution LMA. KamLAND était une expérience de disparition dont le but était d'étudier l'oscillation, dans le domaine en énergie des neutrinos solaires, des $\bar{\nu}_e$ produits par des réacteurs nucléaires. Le détecteur, situé sur le site de Kamiokande, était constitué d'une cuve de 13 m de diamètre, remplie de 1000 tonnes de scintillateur liquide. Les $\bar{\nu}_e$ étaient émis par plus d'une vingtaine de centrales nucléaires japonaises, réparties à une distance moyenne de 180 km et fournissant un flux de $1,3 \times 10^6 \bar{\nu}_e \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

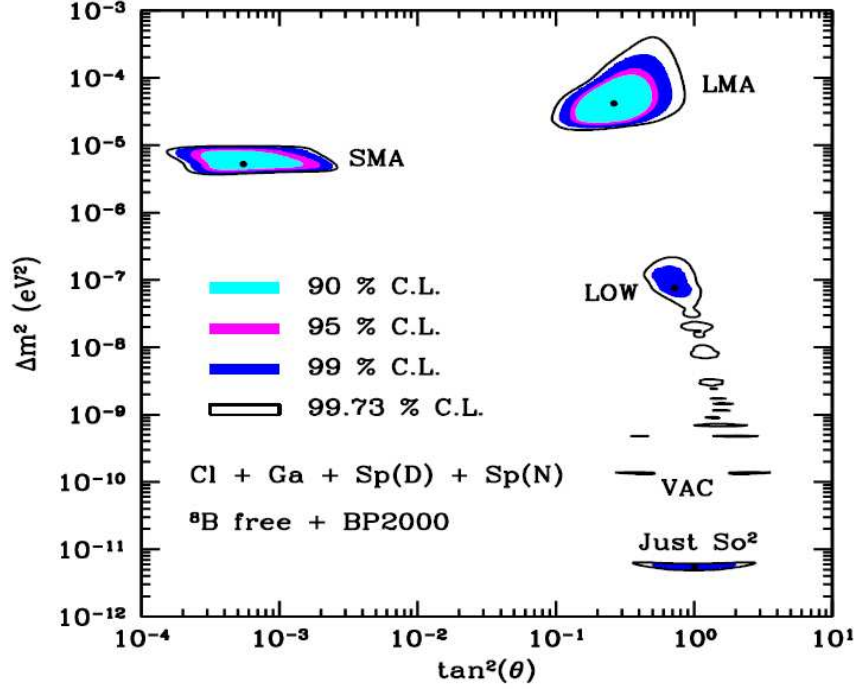


FIG. 2.3 : Quatre régions de paramètres d'oscillation possibles pour les neutrinos solaires. Les régions SMA, LMA, LOW, prennent en compte les effets de matière (MSW). La région JUST SO correspond aux oscillations dans le vide pour un modèle d'oscillation à 2 neutrinos [25].

Les $\bar{\nu}_e$ d'énergie supérieure à 1,8 MeV interagissaient avec les protons du liquide scintillant suivant la réaction :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.11)$$

La capture du neutron par l'hydrogène du scintillateur provoque l'émission d'un photon de 2,2 MeV, dont la détection en coïncidence avec les γ produits par l'annihilation du e^+ , permet d'identifier une interaction de $\bar{\nu}_e$. L'énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ et la distance moyenne qu'ils parcouraient avant d'être détectés, rendaient KamLAND sensible à Δm_{12}^2 . Si l'on suppose l'invariance sous CPT, alors la probabilité de survie des neutrinos électroniques $\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ est égale à la probabilité de survie des anti-neutrinos électroniques $\mathcal{P}_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$, et les expériences de mesure de neutrinos solaires et KamLAND étaient comparables. Les résultats de KamLAND ont confirmé le modèle LMA et ont permis d'estimer avec une très bonne précision les paramètres d'oscillation combinés ici aux résultats des expériences solaires :

$$\Delta m_{12}^2 = 7,59_{-0,21}^{+0,21} 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (2.12)$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0,47_{-0,05}^{+0,06} \quad (2.13)$$

2.1.5 Borexino

Borexino [26] est le premier détecteur à mesurer le flux de neutrinos solaires mono-énergétiques (0,862 MeV) issus de la désintégration par capture électronique du ^7Be dans le Soleil en temps réel.

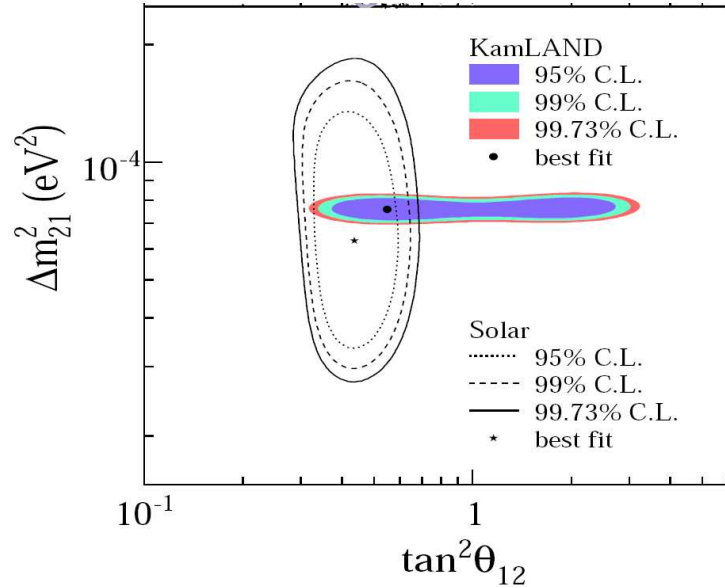


FIG. 2.4 : Régions des paramètres d'oscillation autorisés pour les données de KamLAND combinées à celles des expériences solaires.

Le seuil très bas en énergie ($\simeq 200$ keV) est atteint grâce à la très grande pureté de tous les éléments composants le détecteur. Borexino se situe dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, dans le même hall que l'expérience OPERA. Une masse de 300 tonnes de scintillateur liquide permet de détecter les électrons produits par les interactions ES des neutrinos. Après 4 mois de prise de données, Borexino a observé pour la première fois des neutrinos solaires issus du ^7Be et mesuré un flux de :

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\nu_e}(\text{Borexino}) &= 47 \pm 7 \text{ (stat.)} \pm 12 \text{ (syst.) coups/}(\text{jour} \times 100 \text{ tonnes}) \\
 \Phi_{\nu_e}(\text{SSM+oscillation}) &= 49 \pm 4 \text{ coups/}(\text{jour} \times 100 \text{ tonnes}) \\
 \Phi_{\nu_e}(\text{SSM, no oscillation}) &= 75 \pm 4 \text{ coups/}(\text{jour} \times 100 \text{ tonnes})
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Le flux mesuré par Borexino est cohérent avec celui du SSM prenant en compte les oscillations (LMA-MSW).

2.2 NOMAD et CHORUS

NOMAD [27] (*Neutrino Oscillation MAgnetic Detector*) et CHORUS [28] (*CERN Hybrid Oscillation Research apparatus*) ont été les premières expériences d'apparition cherchant à mettre en évidence la présence de ν_τ dans un faisceau de ν_μ produit au CERN. La présence du ν_τ était signée par la détection du lepton τ associé lors de ses interactions CC.

Les méthodes d'analyse utilisées pour mettre en évidence le ν_τ étaient différentes : CHORUS cherchait à calculer l'angle formé par le τ lors de sa désintégration, ce qui impliquait une bonne résolution spatiale sur les traces de cette réaction, alors que la méthode de NOMAD était basée sur une analyse cinématique dont le but était de mesurer les corrélations angulaires dans le plan transverse entre les produits de désintégration du τ , la gerbe hadronique et le moment transverse manquant.

NOMAD

NOMAD était constitué de plusieurs sous-détecteurs placés en grande majorité dans un aimant dipolaire de dimensions $7,3 \times 3,5 \times 3,5 \text{ m}^3$. Le champ magnétique d'une intensité de 0,4 T avait pour rôle de courber la trajectoire des particules chargées pour en mesurer le moment. La cible, dont le poids s'élevait à environ 3 tonnes, était composée de chambres proportionnelles à dérive permettant de reconstruire les traces des particules chargées. Après la cible était disposé un détecteur à rayonnement de transition, dont le rôle était de distinguer les électrons des pions, un détecteur de pied de gerbe ainsi qu'un calorimètre électromagnétique. Un plan de scintillateur placé à l'avant du dispositif, alors que 2 autres plans de scintillateur placés en aval de la cible servaient de déclenchement.

Le canal étudié par NOMAD était le mode de désintégration $\tau \rightarrow e$ en raison de la faible contamination en ν_e du faisceau. Pour distinguer les événements ν_e CC (bruit de fond) des événements électroniques issus de la désintégration du τ , des coupures sur l'angle dans le plan transverse entre l'électron et la gerbe hadronique, et entre l'électron et le moment transverse manquant étaient appliquées.

CHORUS

CHORUS est une expérience qui a utilisé une association de cibles d'émulsions photographiques et de détecteurs électroniques. La cible de CHORUS était composée de 800 kg d'émulsions photographiques. Une base plastique de $90 \text{ } \mu\text{m}$ servait de support à 2 émulsions photographiques de $350 \text{ } \mu\text{m}$. Après 2 ans d'exposition au faisceau, les émulsions étaient retirées et développées au moyen de microscopes assistés par ordinateur. Les interactions étaient localisées avec une précision de $10 \times 10 \text{ } \mu\text{m}^2$ grâce à un ensemble de plans de fibres scintillantes. Un aimant, un spectromètre à muons ainsi qu'un calorimètre électromagnétique placés après la cible permettaient de mesurer l'impulsion des particules chargées. CHORUS s'intéressait principalement au canal muonique de désintégration du τ .

Aucun événement ν_τ n'a été observé par CHORUS et NOMAD. De part l'énergie du faisceau et la distance à laquelle elles se trouvaient, ces deux expériences recherchant l'oscillation $\nu_\mu(\nu_e) \rightarrow \nu_\tau$, se trouvaient dans un domaine de grand Δm^2 et faible $\sin^2(2\theta) \simeq 10^{-4}(10^{-2})$, non propice à ce type d'oscillation, comme nous le verrons au paragraphe suivant.

2.3 Les neutrinos atmosphériques : $\Delta m_{23}^2 \approx 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$

Le second événement majeur pour la physique des neutrinos a été l'observation d'un déficit du flux de neutrinos atmosphériques par l'expérience Kamiokande [29], sous la forme d'un double rapport de flux, R , permettant de réduire les incertitudes expérimentales et théoriques :

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{Données}}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{Théorique}}} \quad (2.15)$$

En l'absence d'oscillations, ce rapport aurait dû être normalement égal à 1. Or, Kamiokande a mesuré $R < 1$, ce qui a été confirmé par la suite, sans ambiguïté, par l'expérience Superkamiokande. On avance alors l'hypothèse des oscillations de neutrinos dans le domaine des neutrinos atmosphériques : les neutrinos muoniques oscilleraient en neutrinos électroniques et/ou tauïques.

2.3.1 Origine des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont issus de l'interaction de protons ou de noyaux du rayonnement cosmique avec les atomes de la haute atmosphère. Des gerbes de pions et de kaons sont créées et ce sont leurs désintégrations qui sont à l'origine des muons cosmiques. A leurs tours les muons se désintègrent en neutrinos de saveurs électronique et muonique. On s'attend donc sur Terre à mesurer environ deux fois plus de neutrinos muoniques ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) que de neutrinos électroniques ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) pour des neutrinos d'énergie inférieure à 1 GeV. Au-delà de cette énergie, les muons n'ont pas le temps de se désintégrer avant d'arriver sur Terre.

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
 \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \\
 \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

2.3.2 Superkamiokande (SK)

Superkamiokande était un détecteur Čerenkov de la forme d'un cylindre contenant 50 kilotonnes d'eau et équipé de 11 146 PM. Le flux de neutrinos atmosphériques était mesuré via l'interaction de type courant chargé des neutrinos avec l'eau :

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \tag{2.17}$$

La lumière Čerenkov produite était émise sous la forme d'un cône et la reconstruction de l'axe de ce cône donnait la direction de la particule. La projection de ce cône sur les parois du détecteur supportant les photodétecteurs produisait un anneau. Dans le cas des muons, l'anneau produit avait des contours nets, alors que les électrons créaient une gerbe électromagnétique, résultant en un anneau aux contours plus diffus. L'identification des particules, et donc des événements, se faisait par une différenciation des types d'anneaux produits dans le détecteur. La reconstruction de l'énergie était réalisée grâce à la mesure de la quantité de lumière Čerenkov produite.

Les interactions étaient classées en fonction de leur énergie, de leur direction et de leur forme. Les événements ayant une énergie supérieure à 1,33 GeV étaient dénommés multi GeV et les autres sub GeV. La direction reconstruite des particules permettait d'accéder à la distance qu'avaient parcouru les neutrinos créés dans l'atmosphère : les neutrinos provenant du haut avaient parcouru entre 10 et 30 km dans l'atmosphère, ceux provenant du bas avaient traversé la Terre avant d'atteindre le détecteur, et parcouru environ 13 000 km.

On définit θ comme l'angle zénithal. Lorsque $\cos(\theta) = 1$, le neutrino vient du haut, alors que pour $\cos(\theta) = -1$, le neutrino vient du bas et a traversé la Terre.

Les distributions angulaires en $\cos(\theta)$ pour les événements de type électron et muon, à haute et basse énergie, sont représentées sur les graphiques de la figure 2.5. Les histogrammes bleus représentent les résultats attendus dans le cas où il n'y a pas d'oscillation. Les données sont illustrées par les points noirs.

On remarque en particulier un déficit des neutrinos muoniques ayant traversé la Terre ($\cos \theta = -1$). Il y a donc une modification des flux de neutrinos atmosphériques entre le moment où ils ont été produits et le moment où ils ont été détectés.

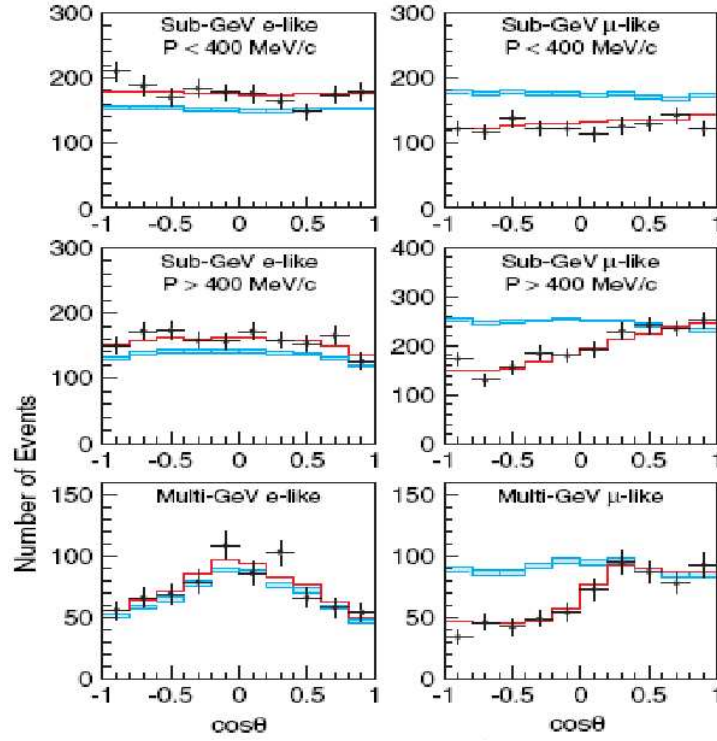


FIG. 2.5 : Distributions du nombre d'événements électron ou muon en fonction de $\cos(\theta)$ pour les événements de basse ($E < 1,33$ GeV) et haute énergie dans Superkamiokande. Les points représentent les données de Superkamiokande, les histogrammes rouges sont les ajustements des données en utilisant un modèle d'oscillations à deux saveurs. Les histogrammes bleus représentent les résultats attendus dans le cas où il n'y aurait pas d'oscillation.

Le meilleur ajustement des données a été obtenu pour les valeurs :

$$\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ pour } \sin^2 2\theta_{23} = 1. \quad (2.18)$$

Le flux de neutrinos électroniques étant comparable à celui attendu, on supposait donc une oscillation de type $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Mais on pouvait également penser que les neutrinos muoniques oscillaient en neutrinos dits « stériles », c'est-à-dire n'interagissant pas avec la matière. Leur présence se serait traduite par un nombre d'interactions par courant neutre plus faible pour $\cos \theta \approx -1$. L'étude de la distribution angulaire des interactions par courant neutre n'a pas confirmé cette oscillation.

L'expérience Superkamiokande a permis de définir la région des paramètres $(\Delta m^2, \sin^2(2\theta))$ où l'on s'attend à voir apparaître le ν_τ (Fig. 2.6) et dans laquelle se placent les différentes expériences actuelles auprès d'accélérateurs (K2K, MINOS, OPERA) qui sont des expériences d'apparition de ν_τ ou de disparition de ν_μ .

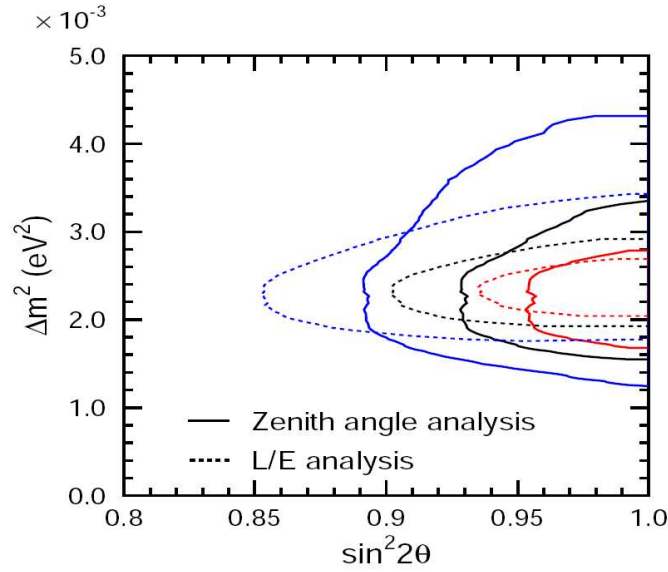


FIG. 2.6 : Régions autorisées par Superkamiokande à 68%, 90% et 99% de niveau de confiance pour les oscillations dans le domaine atmosphérique pour différentes analyses.

2.3.3 De Superkamiokande à l'expérience K2K

Afin de vérifier le déficit en neutrinos atmosphériques mis en évidence par Superkamiokande et mesurer précisément les paramètres de ces oscillations, il faut un faisceau intense de neutrinos se propageant sur une longue distance (quelques centaines de kilomètres). Cela a été possible grâce au synchrotron situé à 250 km de la mine de Kamioka au centre de recherche japonais KEK. Le faisceau pur en neutrinos muoniques (98,2% de ν_μ , 1,3% de ν_e , 0,5% de $\bar{\nu}_\mu$) a une énergie moyenne de 1,3 GeV. Il est produit en envoyant des protons de 12 GeV/c sur une cible en aluminium, créant ainsi des pions chargés. Ces pions sont focalisés à l'aide de lentilles électromagnétiques, appelées « cornes », et se désintègrent dans un tunnel de 200 m de long pour donner le faisceau de ν_μ .

K2K a basé son analyse sur la comparaison des spectres en énergie des neutrinos lors de leur production et lors de leur détection dans Superkamiokande. Pour cela il fallait maîtriser totalement les paramètres du faisceau de neutrinos (flux, spectres en énergie), ce qui a été fait grâce à un détecteur proche. Les deux détecteurs utilisaient la même technologie afin de réduire les erreurs systématiques. La figure 2.7 montre les flux de neutrinos muoniques mesurés dans Superkamiokande, les courbes bleue et rouge représentent le signal attendu respectivement avec et sans oscillation.

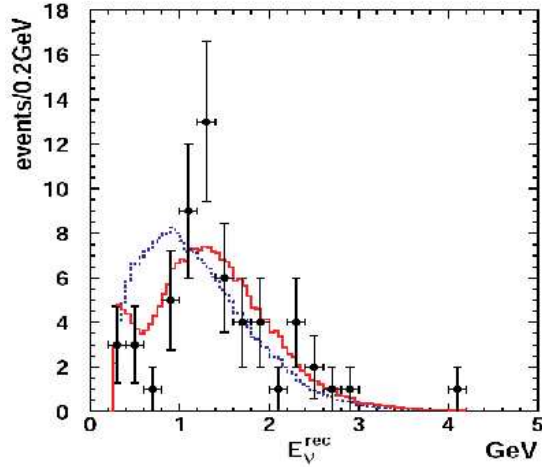


FIG. 2.7: Spectre en énergie du flux de neutrinos muoniques mesuré dans SK ajusté avec (courbe rouge) et sans (courbe bleue) oscillation.

La figure 2.8 superpose le domaine autorisé des paramètres d'oscillation obtenus par Superkamiokande et K2K à 68%, 90% et 99% de niveau de confiance.

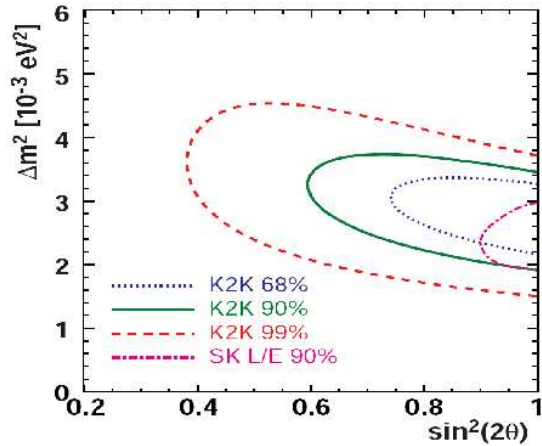


FIG. 2.8: Domaine autorisé des paramètres d'oscillation obtenus par Superkamiokande et K2K à 68%, 90% et 99% de niveau de confiance.

Le meilleur résultat de l'ajustement de K2K est pour $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$:

$$\Delta m_{23}^2 = 2,8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

2.3.4 MINOS : une mesure plus précise des paramètres atmosphériques

Le projet MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) est une expérience située aux Etats-Unis étudiant les oscillations dans le domaine des paramètres des neutrinos atmosphériques. La source de neutrinos muoniques est produite par l'accélérateur NuMI (*Neutrino at the Main Injector*) [30] du Fermilab. Le courant dans la corne magnétique et la position de la cible peuvent être configurés de manière à avoir des neutrinos d'énergies allant de 5 à 15 GeV en moyenne.

L'énergie moyenne du faisceau de neutrinos est de 3 GeV. Le détecteur se situe à 732 km dans la mine de Soudan, dans le Minnesota, avec un blindage équivalent à une épaisseur d'eau de 2070 m. Le choix de la technologie utilisée fait de MINOS un spectromètre ainsi qu'un calorimètre. L'expérience MINOS est constituée d'un détecteur proche et d'un détecteur lointain dont le but est de mesurer la disparition des ν_μ produits.

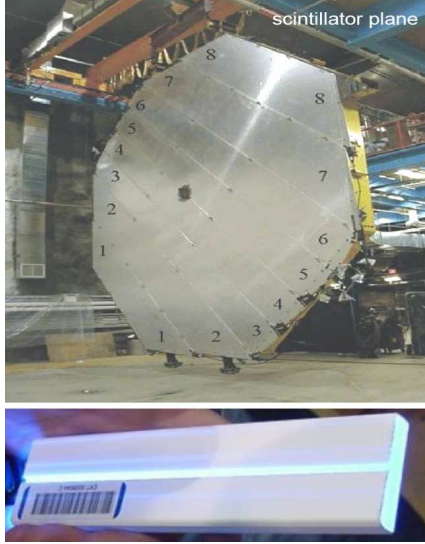


FIG. 2.9 : Photo (en haut) du détecteur proche composé de plans de scintillateur plastique. Un barreau de scintillateur plastique et sa fibre WLS sont présentés sur la figure du bas.

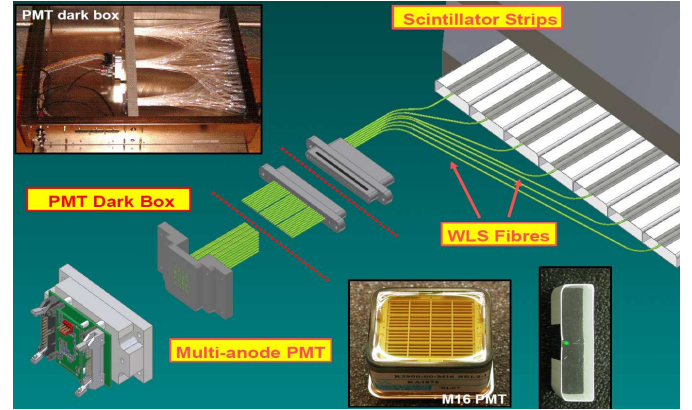


FIG. 2.10 : Connexion des fibres au PM multianodes et à l'électronique.

Le détecteur lointain se compose de deux supermodules pour une masse totale de plus de 5 kilotonnes. Chaque supermodule est constitué d'une alternance de plans de fer de 2,54 cm d'épaisseur, associés à des plans de scintillateur plastique de 1 cm sur lesquels sont montées des fibres optiques à décalage de longueur d'onde (WLS pour *Wave Length Shifting*) connectées à des PM multianodes (Fig. 2.9 et 2.10). Le détecteur baigne dans un champ magnétique toroïdal de 1,3 T permettant l'identification de la charge et la mesure de l'impulsion des muons. Le détecteur proche assure la caractérisation précise du faisceau de neutrinos muoniques. Il a été construit en utilisant la même technologie que le détecteur lointain et est situé à environ 1000 m de la source de neutrinos.

C'est en combinant la mesure de la courbure dans le champ magnétique, la perte d'énergie dans le calorimètre et la longueur totale de la trace que l'énergie du muon est reconstruite. La résolution atteinte sur l'impulsion du muon est de $\Delta p/p = 12\%$.

L'objectif premier de MINOS est une mesure précise du paramètre Δm_{23}^2 , l'angle de mélange θ_{23} semblant être maximal. Sur la figure 2.11 sont tracés les spectres en énergie des ν_μ mesurés par le détecteur lointain pour une intensité de faisceau de $2,947 \times 10^{20}$ p.o.t (*protons on target*). Les croix en noir représentent les données, l'histogramme en noir le spectre en énergie dans l'hypothèse où il n'y a pas d'oscillation, celui en rouge le spectre en énergie des ν_μ dans le cas d'une oscillation avec $\Delta m_{23}^2 = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \times 10^{-3} \text{eV}^2$. La figure 2.12 donne le domaine de paramètres d'oscillation autorisé par l'expérience.

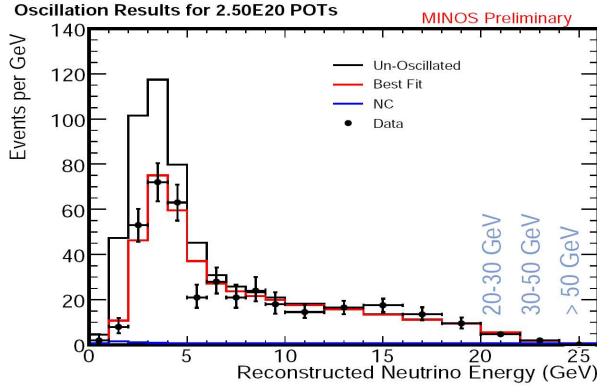


FIG. 2.11: Spectre d'énergie des ν_μ mesuré par le détecteur lointain pour une intensité de faisceau de $2,5 \times 10^{20}$ p.o.t.

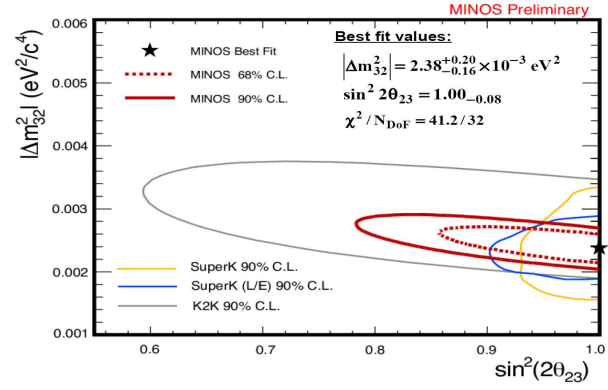


FIG. 2.12: Domaine de paramètres d'oscillation autorisé par MINOS. Les résultats des expériences Superkamiokande et K2K sont également indiqués.

Le dernier résultat obtenu est :

$$|\Delta m_{23}^2| = 2,37^{+0,17}_{-0,16} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ et } \sin^2(2\theta_{23}) = 1 \quad (2.19)$$

A l'heure actuelle, en ce qui concerne la détermination de l'angle θ_{13} , des études ont été menées sur le détecteur proche afin de trouver un algorithme permettant de discriminer les interactions ν_e CC des ν_μ CC où le muon aurait été mal identifié, c'est-à-dire discriminer les gerbes hadroniques des gerbes électroniques. Ces études ont ensuite été extrapolées au détecteur lointain où elles permettent d'établir la sensibilité attendue du détecteur à 90% de niveau de confiance. Les sensibilités sont illustrées sur la figure 2.13 pour trois expositions à des intensités de faisceau progressives : l'intensité actuelle de $3,25 \times 10^{20}$ p.o.t et celles attendues pour les deux années à venir. La phase de violation CP, δ_{CP} , contribue à l'apparition du ν_e par le biais des effets de matière lors de la traversée du faisceau entre Fermilab et Soudan. L'axe des ordonnées indique cette dépendance. Le signe du paramètre Δm_{23}^2 intervient également.

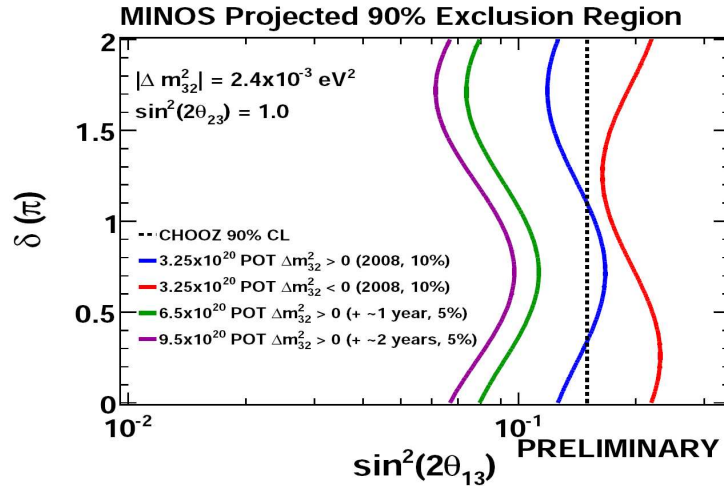


FIG. 2.13: Limites attendues à 90% de niveau de confiance sur l'angle θ_{13} en fonction de la phase δ_{CP} pour différentes hypothèses et conditions de travail.

2.4 Et les neutrinos stériles ? LSND, KARMEN et MiniBoone

L'expérience LSND [32] (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) s'est déroulée entre 1993 et 1997 au Laboratoire de Los Alamos (LAMPF). LSND était un détecteur cylindrique rempli par 167 tonnes d'huile minérale légèrement dopée avec du scintillateur liquide situé à environ 30 m de la source de neutrinos. Il permettait de détecter les photons de scintillation ainsi que de mesurer la lumière Čerenkov. Un faisceau de neutrinos muoniques et d'anti-neutrinos muoniques issus de la désintégrations de pions majoritairement au repos étaient utilisés, et deux analyses ont pu être menées : l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

Dans les deux cas un excès d'événements électroniques a été mesuré. Si ces résultats très controversés étaient avérés, cela signifierait l'existence de trois différences de masses au carré et impliquerait l'existence d'un quatrième neutrino non actif dit « stérile » et une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ à une valeur du paramètre $\Delta m^2 \simeq 1 \text{ eV}^2$, non compatible avec les mesures solaires et atmosphériques.

L'expérience KARMEN (*KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino*) [33] était basée sur le même principe de détection que LSND. L'expérience utilisait un faisceau d'anti-neutrinos muoniques et étudiait les oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Une analyse des données collectées de Février 1997 à Mars 2000 (KARMEN2) a trouvé 11 événements ν_e en accord avec le bruit de fond attendu de $12,3 \pm 0,6$. En 2002, de nouveaux résultats confirmaient les premiers. KARMEN n'a donc pas confirmé les résultats de LSND.

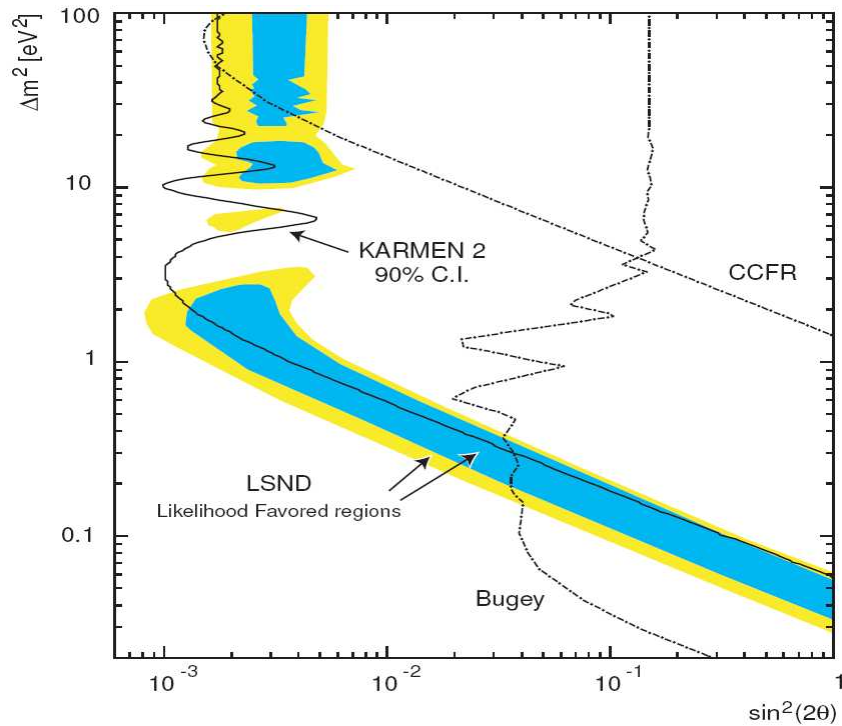


FIG. 2.14 : Régions de paramètres d'oscillation exclues à 90% de niveau de confiance par KARMEN et d'autres expériences. Les zones autorisées par LSND sont représentées par les surfaces colorées.

La figure 2.14 montre l'espace des paramètres d'oscillation exclus à 90% de niveau de confiance pour les oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (courbe continue noire). Les zones colorées correspondent aux zones autorisées par LSND. On voit que les résultats de KARMEN en excluent une grande partie. Y sont également tracées les courbes d'exclusion d'autres expériences (Bugey) qui rejettent le domaine d'oscillation à un faible Δm^2 .

L'expérience MiniBoone [34] est la première étape de l'expérience BooNE (*Booster Neutrino Experiment*). Proposée en 1997, elle a été conçue dans le but de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND à une échelle de $\Delta m^2 \simeq 1 \text{ eV}^2$. MiniBoone est en fonctionnement depuis 2002, le détecteur est constitué d'une sphère de 12 m de diamètre contenant environ 800 tonnes d'huile minérale. C'est l'accélérateur (*Booster*) du Fermilab qui lui fournit le faisceau de neutrinos muoniques à partir de protons de 8 GeV/c. Les neutrinos produits, d'énergie moyenne 0,7 GeV, parcourent une distance d'environ 500 m. Le système de lentilles électromagnétiques (cornes) permet de choisir le type de neutrinos souhaité ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$ et donc d'étudier les deux types d'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le rapport L/E est le même que pour l'expérience LSND, mais l'énergie du faisceau de l'ordre de 800 MeV est plus importante que celle de LSND (50 MeV), ce qui implique des bruits de fonds et des erreurs systématiques différents. En 2007, la collaboration MiniBoone a publié ses premiers résultats sur l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$: aucun excès significatif d'événements de type électron n'a été observé pour des énergies entre 475 MeV à 3 GeV, et MiniBoone n'a donc pas confirmé les résultats de LSND. Sur la figure 2.15 est indiqué le domaine de paramètres d'oscillation exclu par MiniBoone. Actuellement, MiniBoone collecte des données avec des anti-neutrinos muoniques pour l'étude de l'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

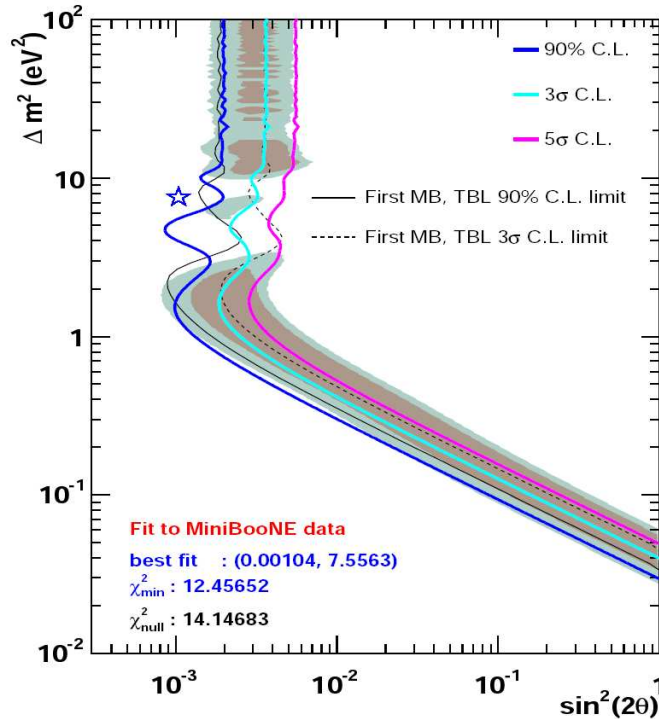


FIG. 2.15: Région des paramètres exclus par l'expérience MiniBoone en utilisant deux méthodes indépendantes d'identification de particules.

2.5 Perspectives

Durant ces dernières décennies, de nombreux résultats sont venus enrichir et préciser la physique du neutrino. Il reste néanmoins encore beaucoup de questions sans réponses dans le domaine de la physique des neutrinos telles que :

- la nature du neutrino, sa masse et la hiérarchie de masse ;
- l'angle de mélange θ_{13} ;
- la violation CP dans le domaine leptonique.

2.5.1 Nature, masse et hiérarchie de masse du neutrino

La masse absolue des neutrinos reste aujourd'hui inconnue, seule une limite supérieure a été établie. Il y a trois manières de mesurer la masse du neutrino : par des études cosmologiques, l'étude des désintégrations β du Tritium et les mesures double β sans émission de neutrino.

2.5.1.1 Approche cosmologique

Les neutrinos ont été produits en abondance dans l'Univers primordial. Aujourd'hui la densité de neutrinos reliques est de $340 \nu/\text{cm}^3$. La contribution des neutrinos à la densité d'énergie de l'Univers, Ω_ν est déterminée à partir de la densité d'énergie de la matière, Ω_m dans l'Univers via le rapport $\frac{\Omega_\nu}{\Omega_m}$ mesuré par l'expérience 2dFGRS [35]. De plus, la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique (CMB) a été menée par le satellite WMAP. La densité d'énergie des neutrinos s'exprime en fonction de la somme des états propre de masse des neutrinos sous la forme :

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{94 \text{ eV}} \quad (2.20)$$

où h est le paramètre de Hubble. On obtient donc une contrainte sur la somme des masses :

$$\sum_i m_i \leq 0,68 - 0,91 \text{ eV à } 95\% \text{ de niveau de confiance} \quad (2.21)$$

Si on suppose que les états de masse sont dégénérés, alors on peut mettre une limite sur chaque état propre de masse à 95% de niveau de confiance :

$$m_i < 0,23 \text{ eV} \quad (2.22)$$

2.5.1.2 Mesure directe de la masse des neutrinos : désintégrations β du Tritium

On peut mesurer la masse des neutrinos électroniques en étudiant la cinématique de réactions de désintégrations β . L'étude précise du spectre de désintégration β du Tritium est la plus adaptée car les neutrinos émis sont moins énergétiques et l'énergie maximale emportée par l'électron est de 18,6 keV.

La figure 2.16 montre le spectre énergétique théorique des électrons émis lors de la désintégration β du Tritium (à gauche). La figure de droite est un agrandissement autour de l'énergie maximale emportée par l'électron dans le cas où le neutrino n'a pas de masse (courbe bleue) et dans le cas où l'on suppose sa masse égale à 1 eV (courbe rouge). La partie grisée correspond à

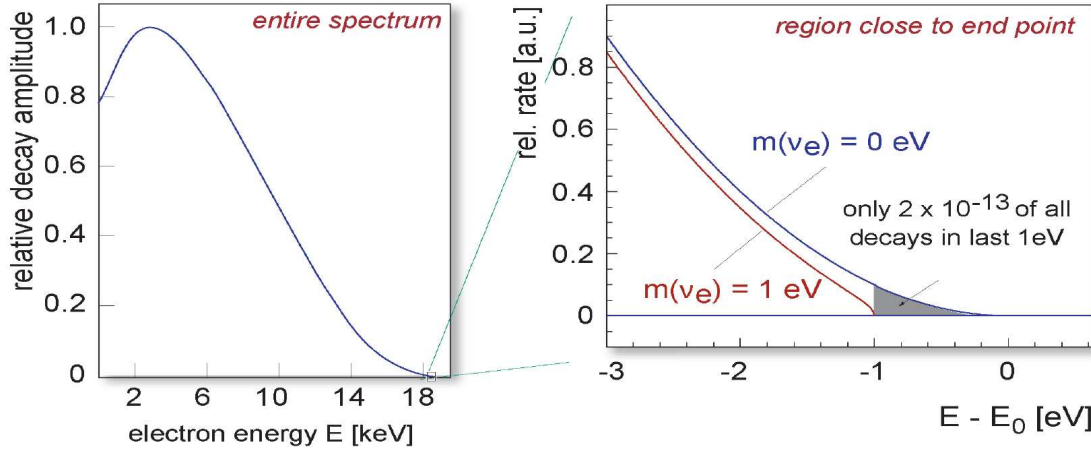


FIG. 2.16 : Spectre énergétique théorique des électrons émis lors de la désintégration β du Tritium (à gauche). La figure de droite est un zoom autour de l'énergie maximale.

une fraction de 2×10^{-13} événement par rapport à tout le spectre [36].

A l'heure actuelle seule une limite a été déterminée par les expériences TROITSK [37] et MAINZ [38] qui trouvent à 95% de niveau de confiance :

$$m_{\nu}(\text{TROITSK}) < 2,2 \text{ eV et } m_{\nu}(\text{MAINZ}) < 2,3 \text{ eV} \quad (2.23)$$

L'expérience KATRIN (*KARlsruhe TRItium Neutrino experiment*) [39] se propose de mesurer la différence entre ces courbes vers la fin du spectre en utilisant un spectromètre d'une très grande précision pouvant atteindre une sensibilité de 0,2 eV. Si aucun signal n'est observé, KATRIN, qui entrera en fonctionnement en 2010, pourra néanmoins exclure à 90% de niveau de confiance une masse de neutrino supérieure à 0,2 eV.

2.5.1.3 Mesure directe de la masse des neutrinos : désintégrations $\beta\beta 0\nu$

Une autre possibilité de mesurer la masse du ν_e consiste à s'intéresser au phénomène de double désintégration β sans émission de neutrinos. Ce processus a été introduit pour la première fois en 1939 par Furry [40]. Pour un noyau composé de Z protons et de N neutrons, le processus $\beta\beta 0\nu$ s'exprime par :

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^- \quad (2.24)$$

où l'énergie emportée par les deux électrons est égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. Le processus $\beta\beta 0\nu$ viole la conservation du nombre leptonique de deux unités. Pour que cela soit possible il faut que les particules soient de Majorana, c'est-à-dire qu'elles soient leur propre anti-particule. Lors de la réaction $\beta\beta 0\nu$, l'anti-neutrino émis lors de la première désintégration β peut être absorbé par un neutron pour donner un proton et un second électron (Fig. 2.17).

La mesure de la masse effective du neutrino de Majorana se fait par le biais de la demi-vie $T_{1/2}$ du processus $\beta\beta 0\nu$, des éléments de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{nucl}$ suivant la formule :

$$T_{1/2}^{-1} = \langle m_{ee} \rangle_{\beta\beta}^2 |\mathcal{M}_{nucl}|^2 \times \Pi \quad (2.25)$$

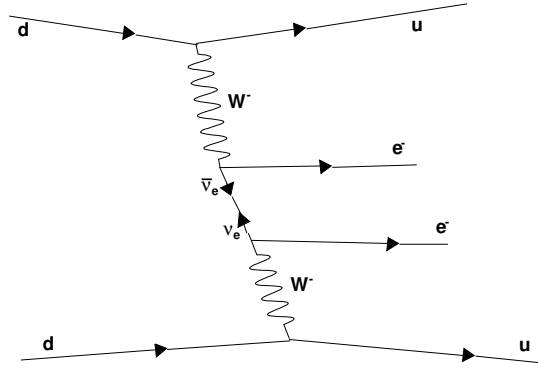


FIG. 2.17 : Diagramme de Feynman de la double désintégration β sans émission de neutrinos.

où Π est un terme d'espace de phase, et $\langle m_{ee} \rangle_{\beta\beta}$ est la masse effective du neutrino de Majorana :

$$\langle m_{ee} \rangle_{\beta\beta} \equiv \sum_{i=1}^3 \mathcal{U}_{ei}^2 m_i \quad (2.26)$$

La double désintégration β avec émission de deux neutrinos est un processus du second ordre de l'interaction faible, autorisé par le Modèle Standard et constitue le bruit de fond majoritaire du signal $\beta\beta 0\nu$. Il est donc intéressant de le caractériser afin d'améliorer les tests sur la structure nucléaire ou encore sur les calculs des éléments de matrices nucléaires.

Expérimentalement, c'est le spectre en énergie totale des deux électrons émis qui permettra de différencier les deux processus. La figure 2.18 donne la distribution en énergie théorique des électrons, normalisée à l'énergie de transition E_0 . Le pic à $E/E_0 = 1$ correspond aux désintégra-

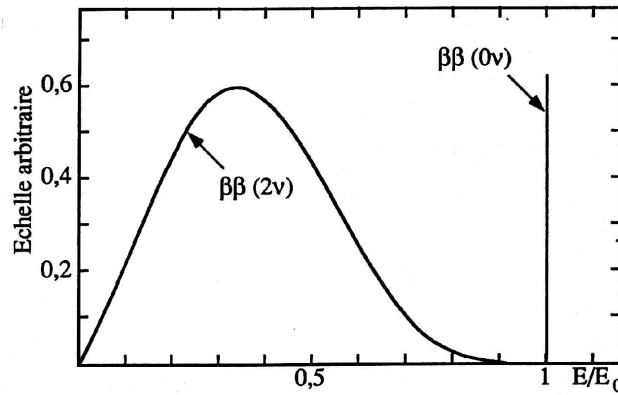


FIG. 2.18 : Spectre énergétique théorique des deux électrons émis lors d'une double désintégration β , dans le cas où 2 neutrinos sont émis et lorsqu'aucun neutrino n'est émis.

tions $\beta\beta 0\nu$ où toute l'énergie est emportée par les électrons.

Plusieurs expériences recherchent le processus $\beta\beta 0\nu$ avec des techniques différentes (calorimètre, détecteur de traces-calorimètre) et en étudiant plusieurs isotopes. NEMO3 (*Neutrino*

Ettore Majorana Observatory) [41, 42] est une expérience française, constituée de 10 kg d'isotopes candidats double β , située dans le laboratoire souterrain de Modane, à une profondeur équivalente à 4800 m d'eau. Son analyse est basée sur la détection des électrons et la mesure de leur énergie dans un calorimètre. Les limites actuelles sur les désintégrations $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se obtenues par NEMO3 à 90% de niveau de confiance sont respectivement de $T_{1/2} > 5,8 \times 10^{23}$ ans et $T_{1/2} > 2,1 \times 10^{23}$ ans, ce qui permet de contraindre les masses de la manière suivante :

$$\begin{aligned} m_{\beta\beta} &< 0,6 - 0,9 \text{ eV} && \text{pour le } ^{100}\text{Mo} \\ m_{\beta\beta} &< 1,2 - 2,5 \text{ eV} && \text{pour le } ^{89}\text{Se} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Si le processus est observé, la nature du neutrino sera déterminée ainsi que des informations sur la masse effective du neutrino de Majorana. Le projet SuperNEMO [43] sera constitué de 100 kg d'isotope et aura pour objectif d'atteindre une sensibilité sur la demi-vie jusqu'à 10^{26} ans.

GERDA (*GERmanium Detector Array*) [44] est une expérience qui étudiera également le processus $\beta\beta 0\nu$ mais en utilisant l'isotope ^{76}Ge . Le détecteur sera installé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Le ^{76}Ge sera plongé dans un milieu cryogénique très pur qui servira également de blindage contre les radiations extérieures. Ce procédé permettrait de réduire d'un facteur 2 les bruits de fond des expériences précédentes et d'atteindre une limite sur la demi-vie de $1,5 \times 10^{26}$ ans correspondant à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino de Majorana de 140 meV.

L'expérience CUORICINO [45], prototype de l'expérience CUORE, cherche la double désintégration β avec du Tellure à l'aide de détecteurs bolométriques. L'expérience est installée dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Cette expérience devrait pouvoir atteindre une limite de 0,3 eV sur la masse absolue des neutrinos. L'expérience à grande échelle CUORE [46] projette d'atteindre une sensibilité de 60 meV.

2.5.1.4 Hiérarchie de masse

La probabilité d'oscillation s'exprimant en $\sin^2(\frac{\Delta m^2 L}{E})$, nous ne pouvons avoir aucune information sur le signe du paramètre Δm^2 en étudiant les oscillations de neutrinos. Si les deux neutrinos états propres de masse ν_1 et ν_2 ont une masse inférieure à ν_3 , la hiérarchie est dite normale, dans le cas contraire, la hiérarchie est dite inverse (figure 2.19).

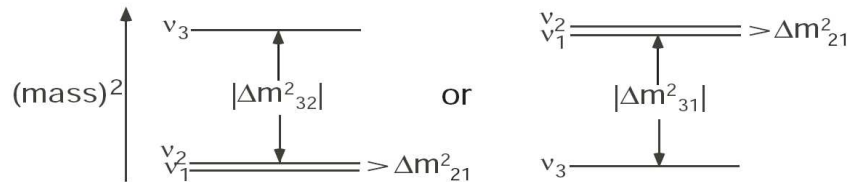


FIG. 2.19 : Hiérarchie de masse (normale à gauche et inversée à droite) entre les neutrinos d'état propre de masse.

L'étude des effets de matière de la Terre sur la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ avec les expériences à longue distance utilisant des accélérateurs de particules, permettra d'avoir des informations sur la hiérarchie de masse. L'effet de la matière se traduit par un potentiel

positif pour un ν_e se propageant dans la matière et négatif pour un $\bar{\nu}_e$. Cet effet, corrélé à celui du paramètre Δm_{23}^2 qui est positif pour une hiérarchie normale et négatif pour une hiérarchie inversée, permettrait de lever le doute sur la hiérarchie de masse. Néanmoins, une distance importante (de l'ordre de plusieurs milliers de kilomètres) est nécessaire entre le point de création des neutrinos et le détecteur pour avoir un effet mesurable.

2.5.2 Mesure de l'angle θ_{13}

Dans la matrice de mélange $\mathcal{U}_{PMNS}$, la phase δ_{CP} apparaît de manière corrélée avec l'angle de mélange θ_{13} . Si l'angle θ_{13} n'est pas nul, il sera donc possible de mesurer le facteur de violation CP.

2.5.2.1 Expériences auprès des réacteurs nucléaires

Chooz [31] est une expérience française qui s'est intéressée aux neutrinos produits par les centrales nucléaires. Le détecteur Chooz était installé à 1 km des réacteurs dans un laboratoire souterrain dont le blindage contre les rayons cosmiques correspondait à environ 300 m équivalent eau. La cible était composée de 5 tonnes de scintillateur liquide dopé au Gadolinium (émetteur de γ après capture des neutrons). L'expérience Chooz a étudié la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ dans le domaine des paramètres atmosphériques. Le flux de $\bar{\nu}_e$ produit par le réacteur est intense et pur à 100%. Le détecteur a été conçu pour mesurer les réactions β inverses. Le signal de détection est une coïncidence retardée entre les 2 photons (à 511 keV) issus de l'annihilation du positron, détectés par le scintillateur et la capture du neutron par le Gadolinium émettant des photons de scintillation de 8 MeV d'énergie totale. En 1998, après 16 mois de prise de données, Chooz dans les limites des incertitudes sur le flux de neutrinos émis, n'a observé aucune disparition de $\bar{\nu}_e$.

Cette absence d'oscillation a permis de contraindre l'angle θ_{13} à 90% de niveau de confiance :

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,14 \quad (2.28)$$

La figure 2.20 montre les contours d'exclusion obtenus par Chooz.

Utiliser un détecteur proche afin de mesurer le flux de neutrinos initial ainsi que leur énergie permettrait de réduire les erreurs systématiques jusqu'à moins de 1%. C'est l'idée à l'origine de l'expérience Double Chooz [47] dont le nom s'explique par le fait qu'il utilisera deux détecteurs. Double Chooz aura une cible deux fois plus massive que celle de Chooz. En trois ans de prise de données, il sera possible de mesurer $\sin^2(2\theta_{13})$ jusqu'à 0,03 avec une estimation des erreurs systématiques à 0,06% [47]. L'expérience commencera la prise de données avec le détecteur lointain à la fin de l'année 2009.

Daya Bay [48] est une expérience chinoise similaire à Double Chooz, qui entrera en fonctionnement en 2010-2011. Le complexe nucléaire de Daya Bay (près de Hong Kong) est l'une des sources les plus intenses d'anti-neutrinos dans le monde. Actuellement deux réacteurs nucléaires distants de 1,1 km génèrent environ 11,6 GWth de puissance thermique. Cette puissance devrait atteindre 17,4 GWth d'ici 2011 lorsqu'un troisième réacteur sera installé. A titre de comparaison, les 2 réacteurs utilisés par l'expérience Chooz délivrent une puissance thermique de l'ordre de 4,2 GWth. L'objectif de Daya Bay est d'atteindre une sensibilité sur $\sin^2(2\theta_{13})$ de 0,01 voire moins.

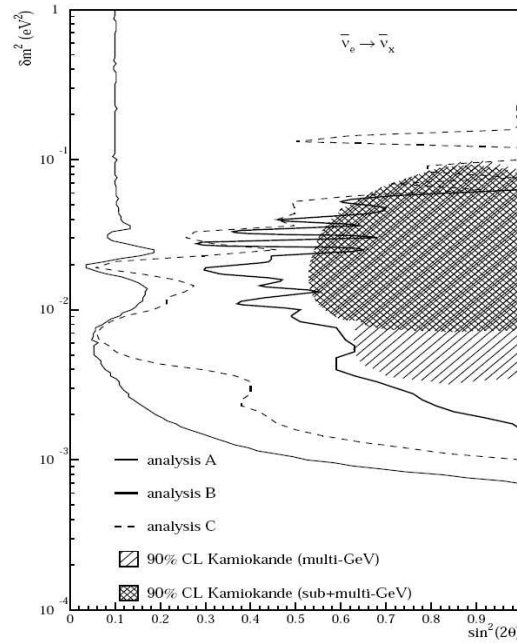


FIG. 2.20 : Contours d'exclusion à 90% de niveau de confiance de l'expérience Chooz obtenus pour trois analyses différentes. Les résultats de Kamiokande sont aussi indiqués à titre de comparaison.

2.5.2.2 Expériences auprès des accélérateurs de particules

Une autre possibilité d'accéder à l'angle θ_{13} est l'étude de l'apparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$) dans un faisceau de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$). Mais cette mesure fait également intervenir d'autres paramètres, tels que la phase de violation CP δ , ou l'angle θ_{23} de manière corrélée à l'angle θ_{13} . La distance parcourue par les neutrinos, de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres, ainsi que l'énergie des neutrinos ($E \sim 1$ GeV) sont ajustées de manière à se placer dans le même rapport L/E que les expériences auprès des réacteurs.

La particularité de certaines de ces expériences est qu'elles sont désaxées de quelques mrad par rapport à l'axe du faisceau, on les qualifie de « off-axis long-baseline ». La raison de ce décalage s'explique par le fait que les ν_μ issus de la désintégration de $\pi^\pm$ ont un spectre en énergie de plus en plus étroit et précis à mesure que leur direction s'éloigne de l'axe principal du faisceau de pions. Le bénéfice est triple : cela permettra d'avoir plus de neutrinos dans la gamme d'énergie propice à l'oscillation, une meilleure détermination de l'énergie, mais également une réduction du bruit de fond.

C'est le cas de l'expérience T2K (*Tokai to Kamioka*) [49] dont le démarrage est prévu en 2009. L'expérience T2K utilisera le synchrotron de JPARC comme source de protons bombardant une cible de graphite. La puissance du faisceau est importante, de l'ordre de 0,75 MW, et cela constitue les prémices aux projets de super-faisceaux. Le faisceau intense de neutrinos est envoyé en direction du détecteur Superkamiokande, situé à 295 km. Superkamiokande est désaxé de deux à trois degrés par rapport à l'axe du faisceau. T2K attend une sensibilité sur $\sin^2(2\theta_{13})$ dix fois plus petite que la limite actuelle déterminée par CHOOZ. T2K possèdera un détecteur proche afin de mesurer les différents flux de neutrinos produits ainsi que leurs spectres en énergie.

2.5.2.3 Super-faisceaux, faisceaux β , usine à neutrinos

Afin d'améliorer la sensibilité à θ_{13} ainsi qu'à la phase δ_{CP} , des projets qui ne devraient pas voir le jour avant les 10 prochaines années sont à l'étude.

Les Super-faisceaux sont des faisceaux conventionnels de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) mais d'une très forte intensité, créés à partir de faisceaux de protons de forte puissance. Les Super-faisceaux commenceront avec la phase II de T2K qui devrait augmenter la puissance de son faisceau à 1,66 MW. Un détecteur encore plus grand, Hyper Kamiokande, serait construit suivant les mêmes principes de détection que Superkamiokande mais avec une masse de l'ordre de la mégatonne. Les projets de Super-faisceaux sont également américains (Brookhaven ou FermiLab) et européens, avec le projet du CERN C2F (*Cern To Fréjus*) de placer un détecteur (MEMPHYS) de 440 kilotonnes dans une extension du laboratoire souterrain de Modane. Les avantages des Super-faisceaux sont l'augmentation de la statistique (par les puissances de faisceaux et les masses des détecteurs mises en jeu) et leur grande pureté (composition du faisceau en ν_μ , ν_e et anti-neutrinos).

Les faisceaux β sont des faisceaux qui ne seraient composés que de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$ à partir de la désintégration β de noyaux radioactifs accélérés :



Les ions sont choisis en fonction de leur durée de vie : suffisamment longue pour être accélérés mais assez courte pour qu'ils puissent se désintégrer rapidement. Le flux de neutrinos fourni par les faisceaux β est intense et de faible énergie, de l'ordre de 300 MeV. Leur avantage est qu'ils permettent d'accéder à θ_{13} et δ_{CP} de manière décorrélée. En effet, en mesurant un déficit en neutrinos électroniques dans le flux de faisceaux β , on pourra mesurer θ_{13} seul. En comparant les résultats des apparitions de ν_μ et de $\bar{\nu}_\mu$ dans des faisceaux de ν_e et de $\bar{\nu}_e$, on accèdera au paramètre δ_{CP} seul.

Les usines à neutrinos auront pour but de produire des faisceaux de neutrinos composés à 50% de ν_μ et à 50% de $\bar{\nu}_e$ (ou 50% $\bar{\nu}_\mu$ - 50% ν_e). Le principe est le suivant : des muons issus de la désintégration de pions seront accélérés et stockés dans un anneau. Dans le cas où les muons accélérés sont des μ^- , leurs désintégrations produiront 50% de ν_μ et 50% de $\bar{\nu}_e$. L'intensité de ces faisceaux pourra atteindre environ 10^{20} muons par an. Pour distinguer les ν_μ (ν_e) des $\bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_e$) des détecteurs magnétisés de large volume seront nécessaires.

Résumé

L'énigme des neutrinos solaires a lancé l'intérêt de la recherche dans le domaine des neutrinos. La résolution de l'énigme qui a mené à l'idée que les neutrinos pouvaient osciller d'une saveur à une autre a nécessité 30 ans de recherche. Cette oscillation prouve que les neutrinos ont une masse, faisant de la recherche dans ce domaine une recherche de la physique au-delà du Modèle Standard.

Beaucoup de projets sont imaginés pour les 10 à 20 ans à venir pour percer les nombreux mystères encore non élucidés de cette particule.

Aujourd'hui, sur les oscillations de neutrinos, il reste une preuve à apporter : l'observation de l'apparition directe de neutrinos d'une famille dans un faisceau de neutrinos d'une autre famille.

Seule une expérience d'apparition permettrait de confirmer les oscillations des neutrinos muoniques en neutrinos tauïques. OPERA est une expérience d'apparition qui poursuit cet objectif, elle sera décrite au chapitre 3.

Chapitre 3

L'expérience CNGS/OPERA

Les expériences sur les neutrinos solaires et atmosphériques des 30 dernières années ont mis en évidence le phénomène d'oscillation des neutrinos. Dans le cadre des neutrinos atmosphériques, même si les résultats de SuperKamiokande, indiquent avec une grande probabilité l'oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos tauïques, seule une expérience d'apparition pourra lever le doute et couper court à certaines spéculations théoriques. Le projet CNGS/OPERA a pour objectif de montrer l'apparition de neutrinos tauïques dans un faisceau pur de neutrinos muoniques.

3.1 Faisceau CNGS - CERN Neutrino To Gran Sasso

L'avantage des faisceaux de neutrinos en physique des oscillations est la maîtrise des caractéristiques du flux de neutrinos produits. Il est alors possible de comparer le flux produit au flux détecté, c'est ce qui a été fait dans le cadre des expériences de disparition. Un détecteur proche est alors nécessaire afin de normaliser le faisceau. Dans le cadre du projet CNGS/OPERA, un détecteur proche n'est pas utile car l'objectif est de constater l'apparition d'une saveur de neutrino qui n'était pas présente au départ. En 2006, le CERN a envoyé pour la première fois un faisceau de neutrinos muoniques à travers la croûte terrestre en direction du détecteur OPERA, situé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso 732 km plus loin [50].

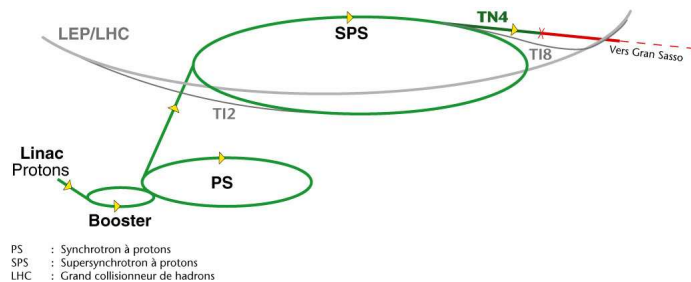


FIG. 3.1 : La chaîne d'accélération des protons au CERN, et la ligne TN4 de neutrino (CNGS).

Les faisceaux de neutrinos, sont en général des faisceaux de neutrinos muoniques résultant de la désintégration de pions et de kaons. Ces particules sont produites par l'interaction d'un faisceau de proton sur une cible. Ils vont ensuite se désintégrer en muons et neutrinos muoniques. La figure

3.1 schématise la chaîne d'accélération des protons au CERN. Les protons passent d'abord par un accélérateur linéaire (LINAC) où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de $50 \text{ MeV}/c^2$. Ils sont ensuite injectés dans le BOOSTER qui les accélère jusqu'à $1,4 \text{ GeV}/c^2$. Le BOOSTER passe le relais au Synchrotron à Protons (PS), où les protons atteignent une énergie de $14 \text{ GeV}/c^2$. Enfin leur passage dans le Super Synchrotron à Protons (SPS) leur permet d'atteindre une énergie de $400 \text{ GeV}/c^2$. Les protons du SPS sont utilisés par d'autres expériences du CERN et un mode d'extraction partagé a été défini. Les protons utilisés dans le cadre de l'expérience CNGS transitent par une ligne de transfert, appelée TN4, dont le rôle est de modifier leur trajectoire de façon à les diriger vers le Gran Sasso. Cette ligne effectue une rotation du faisceau de 33° dans le plan horizontal et l'incline de $3,2^\circ$ dans le plan vertical.

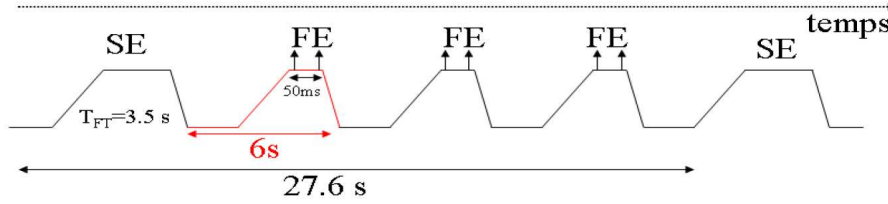


FIG. 3.2 : Périodes d'extraction des protons de $400 \text{ GeV}/c$ du SPS dans le mode partagé. Le cycle commence avec une extraction lente (SE) suivie de trois extractions rapides (FE) pour le CNGS.

La figure 3.2 illustre les extractions des protons du SPS. Les paquets de protons du CNGS sont extraits du SPS suivant des périodes de 27,6 secondes. Chaque période d'extraction se compose d'un cycle d'extraction lent (SE) de 3,5 s, suivi de trois cycles (6 s) d'extraction rapide (FE). Un cycle d'extraction FE contient deux extractions rapides successives de $10,5 \mu\text{s}$ séparées de 50 ms. Les cycles d'extraction lents (SE) sont utilisés par les expériences sur cible fixe et les faisceaux tests. L'intensité nominale du faisceau CNGS est de $2,4 \times 10^{13}$ protons sur cible (p.o.t pour *protons on target*) par extraction rapide, soit $4,5 \times 10^{19}$ p.o.t pour 200 jours de faisceau par an. Ces protons vont frapper une cible de graphite constituée de cinq cylindres disposés sur une roue comme dans un barrillet (Fig. 3.3). Quatre de ces cylindres servent de cibles de remplacement. Chaque cylindre se compose de 13 tiges de graphite de 10 cm de long espacées de 9 cm. Les tiges sont maintenues par un tube en carbone, lui-même inséré dans un tube en aluminium. L'ensemble est plongé dans un gaz d'hélium à 0,5 bar afin d'assurer le refroidissement. La cible a été conçue de manière à garantir l'interaction de 95% des protons extraits, sa longueur représentant trois longueurs d'interaction. Son diamètre, de faible taille, a été optimisé de manière à ce que les particules secondaires produites puissent en sortir rapidement évitant les interactions secondaires des pions dans la cible et par conséquent une détérioration des qualités du faisceau.

Enfin, elle possède la capacité de résister à d'importantes contraintes thermo-mécaniques.

L'interaction des protons avec la cible donne naissance à des hadrons secondaires qui sont éjectés de la cible. Beaucoup de ces particules sont perdues en raison de leur importante impulsion transverse. Afin de focaliser les particules chargées, des cornes magnétiques sont utilisées. Les cornes créent un champ magnétique toroïdal focalisant les particules d'une charge donnée le long de l'axe du faisceau. Dans le cas du CNGS, ce sont les hadrons de charge positive et d'énergie entre 35 et $50 \text{ GeV}/c^2$ qui vont être focalisés. Une fois les particules focalisées, il faut qu'elles aient le temps de se désintégrer.

Elles traversent donc un tunnel de désintégration où le vide a été fait, dont la longueur a été choisie en fonction de l'énergie des pions sortants de la cible et donc de l'énergie des protons. Les pions ayant une durée de vie moyenne de $2,6 \times 10^{-8} \text{ s}$, s'il n'y avait que des pions, plus le

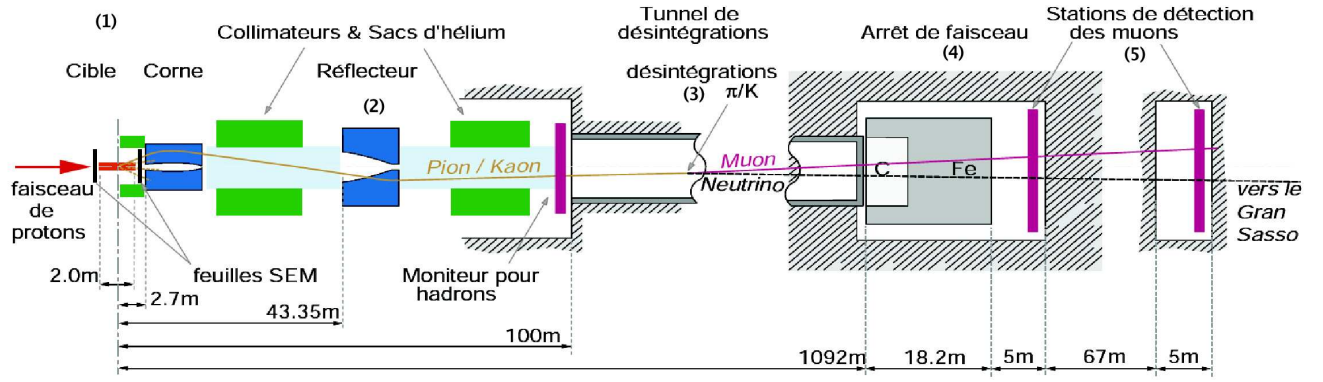


FIG. 3.3 : Schéma de la production du faisceau CNGS. (1) Protons de $400 \text{ GeV}/c^2$ du SPS dirigés sur une cible de graphite pour produire des mésons. (2) Mésons chargés positivement (négativement) sont focalisés (défocalisés) par la corne magnétique et le réflecteur. (3) Pions et kaons se désintègrent dans un tunnel de 1 km en ν_μ et en μ . (4) Mésons résiduels absorbés par les murs arrêtant les hadrons. (5) 2 détecteurs de muons sont utilisés pour contrôler le faisceau et estimer le flux de ν_μ .

tunnel de désintégration serait long plus ils pourraient se désintégrer et l'intensité du faisceau augmenterait. Cependant, il y a également des muons présents, provenant de la désintégrations des mésons, dont le temps de vie moyen est 100 fois plus long ($\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$). Par conséquent plus le tunnel sera long, plus les muons pourront également se désintégrer en neutrinos muoniques mais aussi en neutrinos électroniques. Le choix de la longueur du tunnel de désintégration est donc important pour la composition en saveurs des neutrinos du faisceau ; ici il est de 1 km de long et 2,45 m de large. Une contamination en ν_e n'affecte évidemment pas l'apparition de ν_τ . Au bout de ce tunnel est placée une importante épaisseur de béton, appelée absorbeur, dont le rôle est de stopper les particules chargées résiduelles. Derrière l'absorbeur se trouve une première station de contrôle du faisceau, une chambre à ionisation, permettant de contrôler le flux de muons sortants et donc le flux de neutrinos. Une deuxième station est située 67 m plus loin.

La figure 3.4 représente les flux des quatre types de neutrinos présents dans le faisceau CNGS à sa production. La contamination du faisceau en neutrinos d'autres saveurs est résumée dans le tableau 3.1 sous forme de fraction par rapport au flux de ν_μ .

Rapport de flux	%
ν_e/ν_μ	0,8
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,0
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,05

TAB. 3.1 : Contamination du faisceau en neutrinos d'autres saveurs.

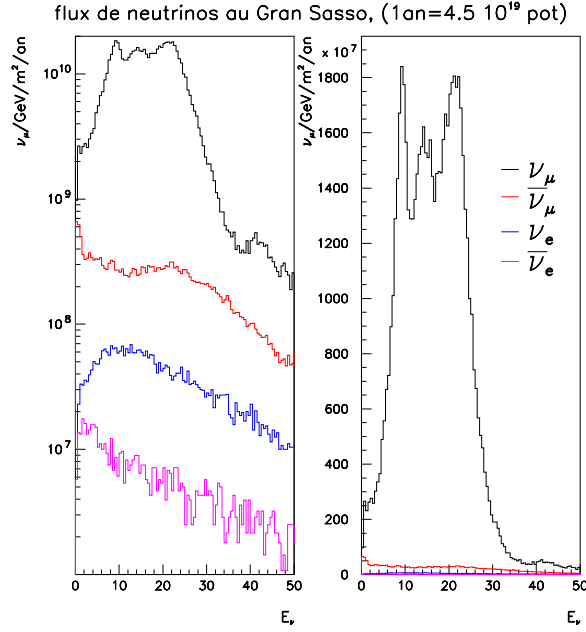


FIG. 3.4 : Flux de neutrinos au Gran Sasso. La figure de gauche est la même que celle de droite, mais est représentée en échelle logarithmique.

L'énergie moyenne du faisceau de ν_μ au Gran Sasso est de 17 GeV. Cette énergie a été choisie afin que 98% des neutrinos aient une énergie supérieure au seuil de production du lepton τ (3,5 GeV) et que le nombre d'interactions par courant chargé des ν_τ et des ν_μ soit maximal. La figure 3.5 donnent le rapport du nombre d'événements ν_μ CC et ν_τ CC pour une année de fonctionnement en fonction de l'énergie pour un $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. On observe qu'à une énergie de 17 GeV le rapport du nombre d'événements $\frac{\nu_\tau \text{ CC}}{\nu_\mu \text{ CC}}$ est maximal.

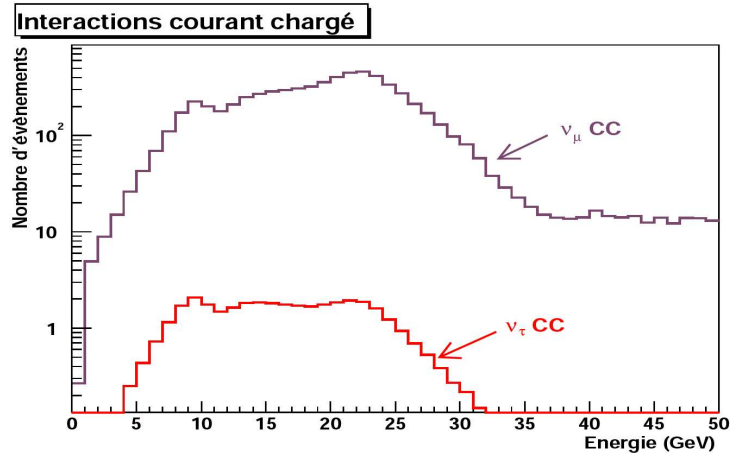


FIG. 3.5 : Nombre d'événements ν_μ CC et ν_τ CC attendus dans OPERA pour une année de fonctionnement, en fonction de l'énergie pour un $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

La figure 3.6 représente le flux de ν_μ attendu au Gran Sasso. Sur cette courbe est superposée la convolution de la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec la section efficace d'interaction par courant chargé des ν_τ . En choisissant ce spectre en énergie, on se place loin du maximum d'oscillation (situé à 1,5 GeV et ne permettant pas l'apparition du τ), à une probabilité d'oscillation de l'ordre de 2% pour un $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Mais dans ces conditions, on constate qu'il s'agit du meilleur compromis, permettant d'avoir un nombre d'interactions ν_τ CC maximal dans OPERA.

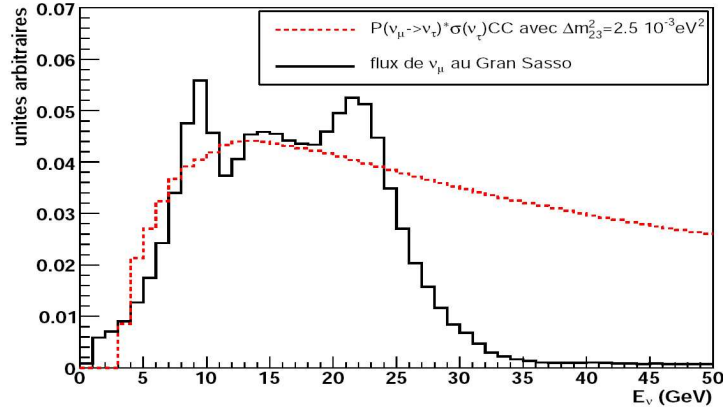


FIG. 3.6 : Superposition du flux de ν_μ attendu au Gran Sasso et de la courbe représentant la convolution de la probabilité $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec la section efficace d'interaction par courant chargé des ν_τ pour un $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Les deux types d'interaction d'un neutrino avec la matière (CC et NC), ainsi que les différents processus (QE, RES, DIS) ont été introduits au paragraphe 1.3.3. Afin de déterminer le nombre d'événements attendus dans OPERA, il faut connaître les sections efficaces associées à chaque processus et le flux de neutrinos muoniques. La proportion d'événements DIS et QE (QE+RES) est calculée pour les ν_μ en intégrant la section efficace correspondante sur le spectre en énergie du faisceau CNGS.

$$N_{\nu_\mu} = A \times \int \phi_{\nu_\mu}(E) \times \sigma_{\nu_\mu}(E) \times \epsilon(E) \times dE \quad (3.1)$$

où A est le nombre de nucléons dans le détecteur OPERA ($A \simeq 8 \times 10^{32}$ pour 1,35 kilotonnes), $\phi_{\nu_\mu}(E)$ le flux de neutrinos muoniques au niveau du détecteur, $\sigma_{\nu_\mu}(E)$ est la section efficace d'interaction, $\epsilon(E)$ est l'efficacité de détection. Pour le nombre d'événements ν_τ issus des différents processus, il faut prendre en compte la probabilité d'oscillations, $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E)$ (Eq. 1.31) :

$$N_{\nu_\tau} = A \times \int \phi_{\nu_\mu}(E) \times P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E) \times \sigma_{\nu_\tau}(E) \times \epsilon(E) \times dE \quad (3.2)$$

Le nombre d'événements attendus au Gran Sasso est résumé dans le tableau 3.2 pour les ν_μ et ν_τ sans prendre en compte les efficacités du détecteur. Ils ont été calculés pour les différentes interactions possibles avec le détecteur (CC, NC), pour 5 ans de prise de données, avec une efficacité de fonctionnement du CNGS de 55% et 1,35 kilotonnes de plomb (réduction de 25% par rapport à la masse initiale) et un $\Delta m^2 = 2,38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Si l'angle θ_{13} n'est pas trop petit, OPERA pourrait aussi essayer de détecter les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, en observant un excès d'événements électroniques. Le facteur limitant sera la contamination due aux ν_e du faisceau. De plus, une bonne identification des événements électroniques

ν_μ CC	17951	QE	2064		
		DIS	15887		
ν_μ NC	5924				
ν_τ CC	93	QE	34	$\tau \rightarrow e$	6
				$\tau \rightarrow \mu$	6
				$\tau \rightarrow n\hbar$	22
		DIS	59	$\tau \rightarrow e$	11
				$\tau \rightarrow \mu$	11
				$\tau \rightarrow n\hbar$	37
ν_τ NC	31				

TAB. 3.2 : Nombre d'événements attendus au Gran Sasso pour les ν_μ et ν_τ pour les différentes interactions possibles avec le détecteur (CC, NC), pour 5 ans de prise de données, avec une efficacité de fonctionnement du CNGS de 55% et 1,35 kilotonnes de plomb et un $\Delta m^2 = 2,38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

dans le détecteur est nécessaire. Si cette mesure est possible, cela permettrait au bout de 5 ans de prise de données de mettre une nouvelle contrainte sur l'angle θ_{13} : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,06$ à 90% C.L.

3.2 OPERA

Le détecteur OPERA (*Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*) [51, 52] est installé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS, Italie) à une profondeur de 1400 m (3800 m équivalent eau). Ce blindage naturel permet d'atteindre un taux de $1 \text{ muon}/m^2/h$ contrairement au $100 \text{ muons}/m^2/s$ en surface. Il est situé dans le hall C (Fig. 3.7) du laboratoire souterrain.

La figure 3.9 donne une vue d'ensemble du détecteur OPERA. Le détecteur se compose de deux supermodules identiques (SM0 et SM1). Chaque supermodule est constitué d'une cible instrumentée (murs de « plomb/émulsions photographiques » et trajectographe électronique) et d'un spectromètre à muon. La cible et le spectromètre seront décrits dans cette partie. Le trajectographe électronique de la cible sera également introduit mais détaillé dans le chapitre 4.

La construction du détecteur commença au printemps 2003. Le premier spectromètre a été achevé en mai 2004, en même temps que le support de la cible du premier supermodule. La construction du second spectromètre s'est achevée au début de l'année 2005. Au printemps 2006, tous les plans du trajectographe électronique de la cible étaient installés. La production des briques débuta en octobre 2006, leur insertion dans le détecteur s'est achevée en juillet 2008. La longueur du détecteur est de 30 m pour une section de l'ordre de $10 \times 10 \text{ m}^2$ (Fig. 3.8), sa masse est de 1,35 kilotonnes. Durant la construction du détecteur beaucoup de soin a été apporté au respect des normes de sécurité, notamment en matière de normes sismiques. Un support reposant sur les spectromètres, sur lequel sont accrochés les murs de la cible, permet de répondre à ces normes. De plus, pour le bon fonctionnement des détecteurs gazeux, la température et l'humidité du Hall C sont maintenus respectivement à 15°C et 50%.

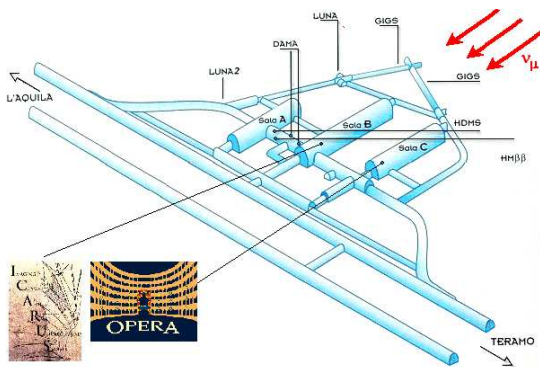


FIG. 3.7: Plan du site souterrain du Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS).

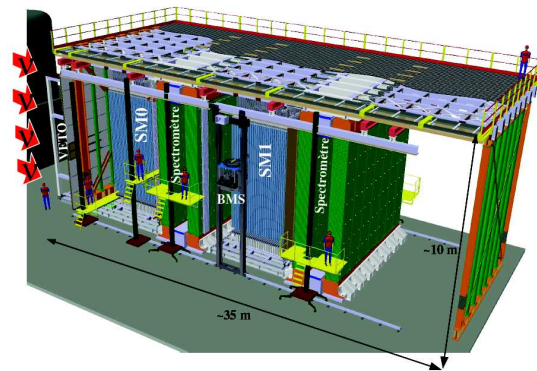


FIG. 3.8 : Schéma du détecteur OPERA.

Le but d'OPERA est d'observer l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ dans le domaine de paramètres d'oscillation ($\Delta m_{23}^2, \sin^2(2\theta_{23})$) défini par l'expérience Superkamiokande. Le neutrino tauïque se détecte par courant chargé via le lepton τ produit. Le τ possédant une durée de vie moyenne de $2,9 \times 10^{-13}$ s va parcourir quelques millimètres avant de se désintégrer en $\mu + \nu$ (17,7% rapport d'embranchement BR), en $e^- + \nu$ (17,8% BR) ou en hadrons+ ν (49,5% BR). Ces désintégrations sont caractérisées par un coude entre les trace des particules chargées initiales et finales traduisant le neutrino manquant. Une grande résolution spatiale et angulaire est donc nécessaire. La figure 3.10 schématise les différentes topologies de désintégration du τ . OPERA

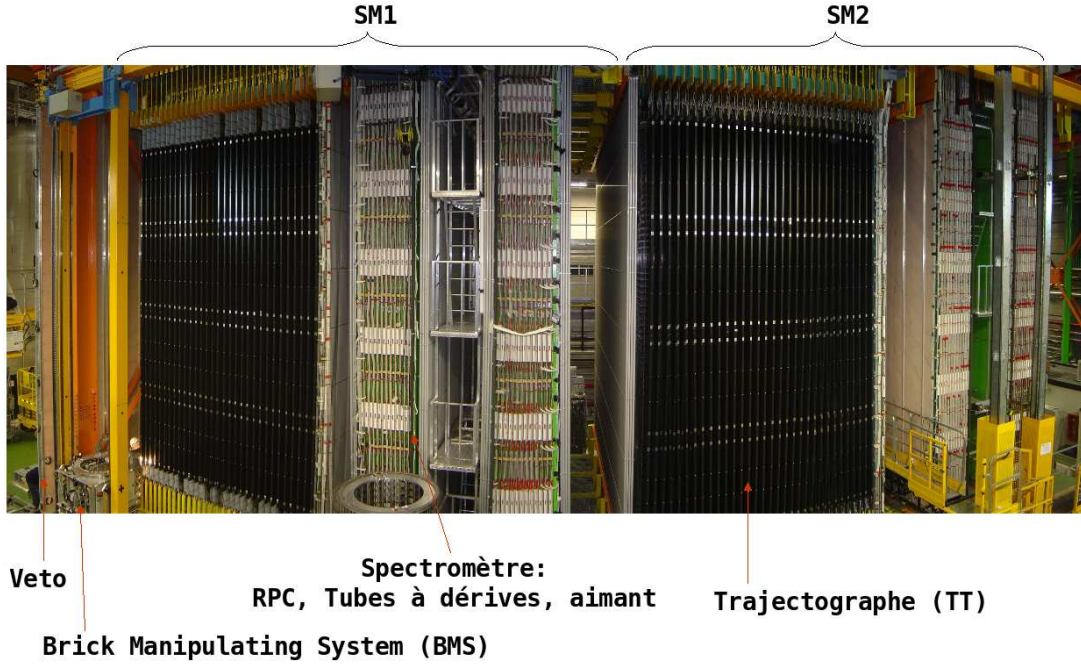


FIG. 3.9: Vue d'ensemble du détecteur OPERA dans le Hall C du LNGS.

utilise la technologie des émulsions photographiques déjà mise à l'épreuve dans les expériences DONUT à Fermilab, qui a mis en évidence le ν_τ en 2001, et CHORUS qui étudiait les oscillations de neutrinos $\nu_\mu - \nu_\tau$ au CERN dans les années 1990.

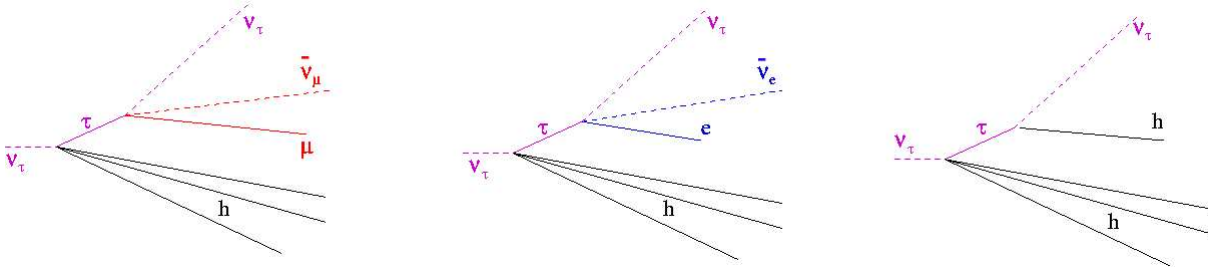


FIG. 3.10: Topologie des désintégrations du τ en μ (17,36%), e^- (17,84%) et hadrons (49,22%).

3.2.1 La cible

Le choix de la cible d'OPERA est basé sur deux critères : elle doit être massive afin que les neutrinos y interagissent tout en ayant une haute résolution spatiale. L'élément de base de la cible d'OPERA est une brique. Une brique est une succession de feuilles de plomb ¹ d'un millimètre d'épaisseur et d'émulsions photographiques ² de $45 \mu\text{m}$. Les émulsions sont disposées de chaque côté d'une base en plastique de $250 \mu\text{m}$ afin de les rigidifier. La surface des briques est de $12,8 \times 10,3 \text{ cm}^2$ sur une profondeur de $7,5 \text{ cm}$. Les émulsions photographiques permettent

¹fournies par l'entreprise allemande GOSLAR

²provenant de l'entreprise japonaise FUJI

de reconstruire la trajectoire des particules avec une grande précision spatiale de l'ordre du micromètre et une résolution angulaire de l'ordre de 2 mrad.

Les neutrinos interagissant très peu avec la matière, il faut une cible dense afin de favoriser leur interaction. Le plomb est bien adapté car c'est un matériau très dense possédant une courte longueur de radiation, $X_0 = 5,6$ mm. L'épaisseur de la brique suivant l'axe du faisceau de neutrino étant de $10 X_0$ permet d'optimiser la précision sur la détermination du point d'interaction des neutrinos (vertex) lors du scanning et d'améliorer la reconstruction de l'impulsion par la méthode de diffusion coulombienne multiple (étudiée dans [53]). L'identification des électrons ainsi que la reconstruction en énergie sont également améliorées par l'étude des gerbes électromagnétiques qui ont la possibilité de se déployer. Néanmoins, il faut que l'ensemble soit très peu radioactif afin que les émissions α , β ne noircissent pas les émulsions au cours du temps. Afin que les feuilles de plomb soit assez rigides, un alliage de plomb et de calcium est utilisé. Les études sur les interactions entre le plomb et les émulsions qui ont mené à ce choix d'alliage sont décrites dans [54]. Les émulsions sont enrobées de gélatine afin de les protéger du plomb puis emballées à l'air libre.

Avant leur acheminement au Gran Sasso, les feuilles d'émulsions photographiques sont rafraîchies dans les mines de Tono au Japon en les plaçant pendant trois jours sous une atmosphère de 98% d'humidité et à une température de 30°C afin qu'elles soient le moins bruitées possible. Lors de leur transport par bateau, elles sont agencées de manière inversée par rapport à leur ordre d'assemblage dans la brique. Ainsi les traces de particules (radioactivité ou cosmiques) les ayant traversées pendant leur voyage seront facilement discriminées lors de l'analyse. Les briques sont produites dans une galerie reliant le Hall A et le Hall B du laboratoire souterrain du Gran Sasso par la BAM (*Brick Assembling Machine*, Fig. 3.11). Il s'agit de plusieurs automates qui empilent les feuilles de plomb et d'émulsions. Environ 700 briques par jour ont été produites au Gran Sasso. Une fois produites, les briques sont entreposées dans une zone blindée. La photographie 3.12 montre les émulsions photographiques ainsi que les feuilles de plomb. La photo 3.13 montre l'assemblage final d'une brique avant son emballage, dont le poids s'élève à environ 8 kg.

La cible de chaque supermodule est composée de 31 murs de briques. Chaque mur de brique possède 64 rangées de 2×26 colonnes. Par manque d'émulsions photographiques et de plomb (problème budgétaire), seules environ 160 000 briques sur 206 336 initialement prévues, ont été produites et insérées dans le détecteur, ce qui représente une masse de 1,35 kilotonnes. Par conséquent, un choix pour le remplissage des murs de briques a dû être fait : seuls 27 murs de briques sur 31 ont été remplis par supermodule (les 2 premiers et les 2 derniers murs de chaque supermodule sont laissés vides). Le nombre de rangées par mur a également été réduit à 51 au lieu de 64 (3 rangées du bas et 10 rangées du haut ont été laissées vides). Ce choix ne pénalise pas beaucoup l'expérience dans la mesure où les 2 murs du trajectographe électronique de la cible situés près des spectromètres ont une efficacité inférieure aux autres murs de trajectographe puisqu'une grande partie des particules créées lors des interactions de neutrinos peuvent s'échapper du détecteur, tout comme pour les rangées de briques localisées en haut et en bas. Ainsi, les 2 premiers murs de trajectographe électronique de la cible du premier supermodule peuvent également servir de veto.

Les particules chargées qui traversent les émulsions vont ioniser les grains d'argent et laisser une trace de leur passage. La trajectoire des particules pourra donc être reconstituée après déve-



FIG. 3.11 : Photo de l'automate BAM (*Brick Assembling Machine*) chargé de l'empilement successif de feuilles de plomb et d'émulsions photographiques.



FIG. 3.12 : Feuilles d'émulsions photographiques et de plomb.

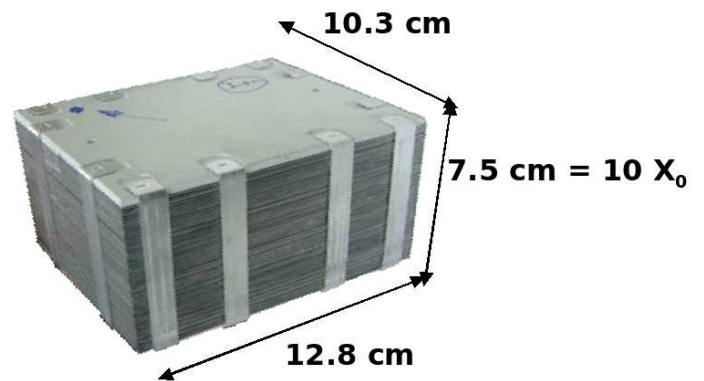


FIG. 3.13 : Photo d'une brique non emballée d'OPERA.

loppement. Les émulsions sont différentes des films photographiques utilisés par le grand public : elles sont plus épaisses, la taille des cristaux de bromure d'argent les composant sont plus petits ($0,25 \mu\text{m}$), ont une disposition plus régulière et une plus grande densité (10 fois plus que les films photographiques usuels). La résolution spatiale atteinte est de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$ pouvant aller jusqu'à $0,06 \mu\text{m}$.

Derrière chaque brique, par rapport au faisceau, sont disposées dans une enveloppe protectrice et amovible, deux feuilles supplémentaires d'émulsions photographiques, appelées CS (*Changeable Sheets*) [55] dont le rôle est de confirmer la présence ou non d'une interaction d'un neutrino dans la brique identifiée par les détecteurs électroniques. Dans un premier temps, seules ces émulsions sont développées. En cas de non confirmation de l'interaction dans la brique, seules les CS sont remplacées et la brique est réintégrée dans le détecteur.

Une fois les briques produites, elles sont insérées dans le détecteur grâce à un système de manipulation automatisé, le BMS (*Brick Manipulating System*, Fig. 3.14) dont la précision de positionnement est de l'ordre du millimètre. Un BMS est installé de chaque côté du détecteur. Les plates-formes du BMS sont équipées d'un carrousel pouvant contenir jusqu'à 32 briques. Leur déplacement de chaque côté du détecteur a été facilité par l'aménagement de rails dédiés. Lors de la prise de données, il retire environ 20 à 30 briques par jour. Les briques extraites et scannées

ne seront pas remplacées. Le détecteur OPERA perdra donc de la masse au cours du temps. Le rôle du BMS est non seulement de retirer ces briques, mais également de les repositionner en cas de mauvaise identification et au fil du temps, de dépeupler les régions périphériques et de placer les briques afin de garder le détecteur le plus compact possible. L'ensemble du dispositif est automatisé et les informations des briques insérées ou retirées sont stockées dans une base de données.

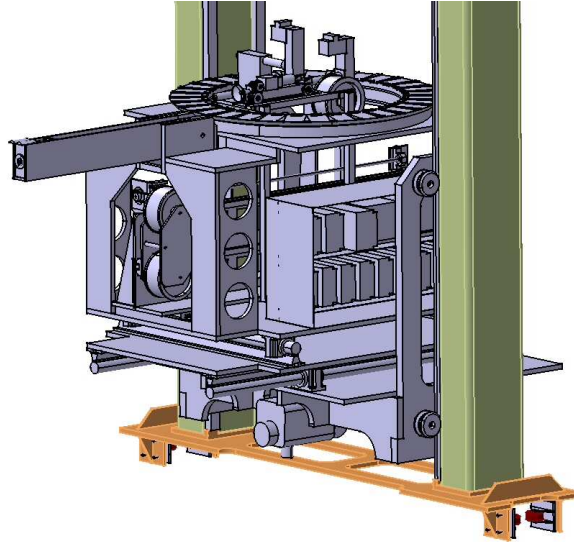


FIG. 3.14 : Schéma de la plate-forme du manipulateur de briques.

3.2.2 Le trajectographe électronique de la cible

Lors d'une interaction, une partie des particules produites va s'échapper de la brique. Derrière les murs de briques sont placés des détecteurs électroniques dans lesquels les particules vont déposer de l'énergie. C'est ce qui va permettre de localiser en temps réel et en trois dimensions la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction. Ces détecteurs sont également appelés trajectographe électronique de la cible (TT pour *Target Tracker*) qui a été entièrement construit et étalonné à Strasbourg.

Chaque mur de TT, de dimensions 6,7 m×6,7 m, peut se décomposer en huit modules (Fig. 3.15). Cette modularité a rendu plus facile leur fabrication puis leur transport et installation au Gran Sasso. Un module est constitué de 64 barreaux de scintillateur plastique, sur lesquels sont montées des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS). De chaque côté des modules, aux extrémités de ces fibres sont connectés des PM multianodes chargés de récolter le signal lumineux (Fig. 3.16). Par mur, on a donc 16 PM, et au total le TT est équipé de 992 PM, soit 63 488 canaux. On assemble ces modules par quatre pour former un plan horizontal ou un plan vertical. Ce positionnement en X et en Y des modules au sein d'un mur, ainsi que la succession de 32 murs par supermodule, constituent un repère à trois dimensions permettant de localiser les événements. La résolution spatiale est de 1 cm, la résolution angulaire de l'ordre de 10 à 20 mrad. Son efficacité de déclenchement est supérieure à 99% et l'efficacité de trouver la bonne brique de l'ordre de 80% selon le type d'événement et sa topologie. Le TT sera détaillé dans le chapitre suivant.

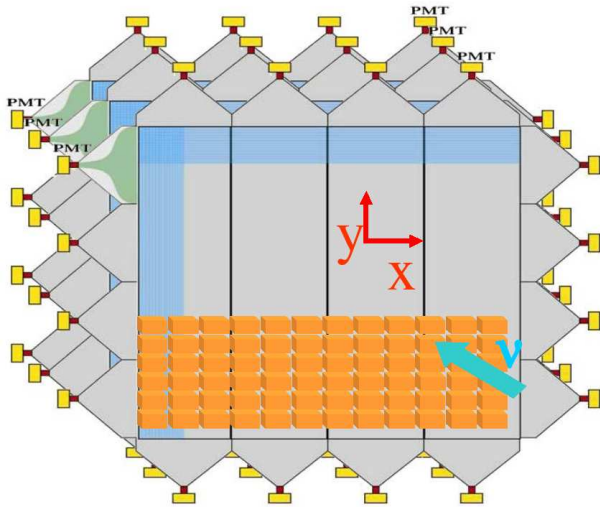


FIG. 3.15 : Schéma de 3 murs TT, formant un repère en 3 dimensions pour localiser la brique.

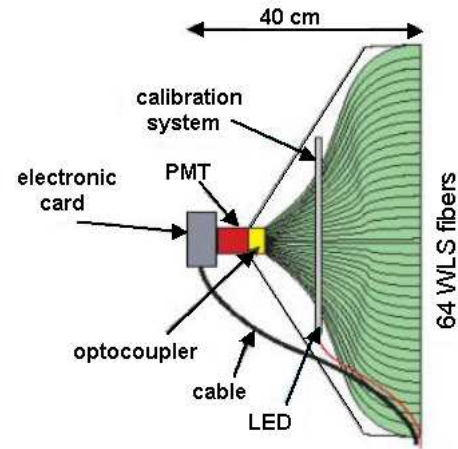


FIG. 3.16 : Schéma d'un bouchon de module. Les fibres optiques à décalage de longueur d'onde sont connectées à un PM. On distingue également le système de calibration.

3.2.3 Le spectromètre et les trajetographes de précision

Derrière chaque cible est installé un spectromètre à muons composé de différents détecteurs électroniques. Les spectromètres sont très massifs (990 tonnes) et occupent une importante surface, $10 \times 10 \text{ m}^2$ pour une épaisseur de 5,5 m chacun. Le spectromètre est un aimant dipolaire constitué de deux bobines parcourues par un courant de 1600 A créant un champ magnétique de l'ordre de 1,52 T. Les bobines font chacune 875 cm de large et 820 cm de haut. Elles sont situées en haut et en bas de chaque spectromètre comme l'indique la figure 3.17.

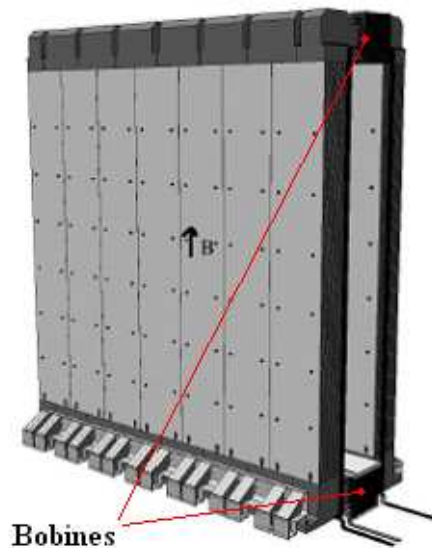


FIG. 3.17 : Représentation de l'un des deux spectromètres. La position des bobines est indiquée par les flèches en rouge.

Deux murs composés chacun de 12 plans en fer de 5 cm d'épaisseur, distants d'un mètre, encadrent chaque bobine. Dans l'espace de 2 cm entre chaque plan de fer sont insérés les plans de RPC (*Resistive Plate Chamber*) de 20 mm d'épaisseur. Les RPC sont fabriqués à partir de deux plans de bakélite espacés de 2 mm et remplis à la pression atmosphérique par un mélange gazeux à base d'Argon (mélange d'Argon, d'Isobuthane, SF6). Leur rôle est de reconstruire les traces des particules traversant l'aimant et déviées par le champ magnétique.

Des plans de tubes à dérives, HPT (*High Precision Tracker*), ont été installés avant, au milieu et après chaque aimant comme l'indique la figure 3.18. Ces plans ont une surface de $8,75 \times 8 \text{ m}^2$. Disposés verticalement, ils sont constitués de 256 tubes cylindriques en aluminium de 38 mm de diamètre. A l'intérieur de ces tubes, sont maintenus sous tension des fils de $45 \mu\text{m}$ de diamètre. Le rôle des HPT est de mesurer précisément l'impulsion du muon, avec une précision de l'ordre de 25% ainsi que leur charge, en calculant la courbure de leur trajectoire à $300 \mu\text{m}$ près. Des plans de RPC inclinés de $42,6^\circ$, appelés XPC, ont été également placés après le dernier mur de TT de chaque supermodule. Ils permettent de lever certaines ambiguïtés sur la direction des traces dans le TT.

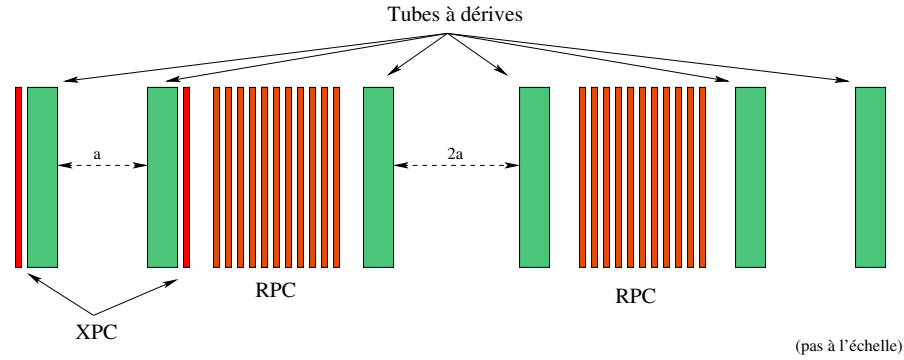


FIG. 3.18: Disposition des détecteurs de précision au sein et aux alentours du spectromètre.

Avec ce dispositif, 95% des muons sont identifiés correctement, l'efficacité d'identification dépendant de leur énergie. Pour des muons de plus de 5 GeV/c, l'efficacité d'identification est supérieure à 99%. La résolution pour la mesure de l'impulsion des muons est de l'ordre de 20% en dessous de 50 GeV/c. En ce qui concerne la mesure de la charge, une mauvaise identification a lieu dans 0,1% à 0,3% des cas. L'identification du μ est très importante pour la réjection du bruit de fond causé par les particules charmées.

Un autre détecteur à base de RPC, d'une surface de l'ordre de 10 m^2 , est placé devant le détecteur. Son rôle est celui de veto, permettant d'identifier et de rejeter une grande partie des interactions ayant eu lieu dans la roche en amont du détecteur.

3.2.4 Définition d'un événement dans OPERA et déclenchement de l'expérience

Afin d'identifier les événements dans OPERA provenant du CNGS, les données d'OPERA sont synchronisées à celles du faisceau au CERN via un GPS (*Global Positioning System*) avec une précision de l'ordre de 100 ns. Un événement dans OPERA est pris en compte par l'analyse de données s'il est corrélé en temps avec le faisceau durant un temps $\Delta T \simeq 10,5 \mu\text{s}$ tel que :

$$T_{\text{evt}} - (T_{\text{SPS}} + \text{TOF}) < \Delta T \quad (3.3)$$

où T_{evt} est le temps de l'événement observé au Gran Sasso, T_{SPS} le moment de l'extraction des protons du SPS et $\text{TOF} \simeq 2,44$ ms le temps de vol des neutrinos du CERN au Gran Sasso.

Le DAQ (*Data Acquisition*) Manager est l'interface gérant l'acquisition des différents détecteurs électroniques et dont le rôle est de corrélérer en temps les informations afin de reconstruire les événements dans la base de données.

Le déclenchement (trigger) d'OPERA a été optimisé de façon à garantir la meilleure efficacité de déclenchement pour les différents types d'événements. Il se décompose suivant trois critères : au niveau du capteur, au niveau de l'acquisition (DAQ), au niveau du programme gérant l'acquisition de l'ensemble des détecteurs électroniques (DAQ Manager) [56].

- L0 : au niveau de chaque PM représentant un capteur, le seuil de déclenchement est géré par le fast shaper du front-end (détaillé au paragraphe 4.3.1). Il est en moyenne d'un tiers de photoélectron pour chaque barreau de scintillateur, assurant une efficacité de détection de plus de 99% pour les traces isolées.
- L1 : au niveau de l'acquisition du TT, il faut deux murs consécutifs avec une coïncidence X-Y (basé sur le fast shaper), la coïncidence permettant d'éliminer pratiquement tous les déclenchements provenant de la photoémission de la cathode des PM ainsi que le bruit provenant des fuites de lumière, OU il faut un plan dont la somme des charges de tous les capteurs soit supérieure à 1500 coups ADC, ce qui correspond à une énergie déposée de l'ordre de 40 p.e. Le seuil par canal pour ce déclenchement est de 1 photoélectron.
- L2 : au niveau du DAQ Manager, il faut un événement avec plus de 10 déclenchements (hits) retenus dans l'ensemble des détecteurs électroniques, cela pendant une durée de $3 \mu\text{s}$ (durée fixée par le temps de dérive des électrons d'ionisation dans les tubes des HPT).

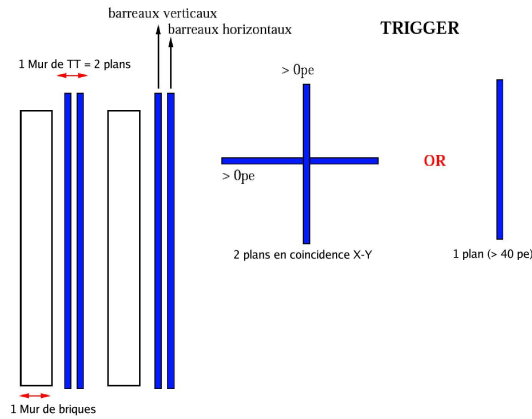


FIG. 3.19 : Stratégie de déclenchement du TT.

3.3 Localisation et analyse de la brique contenant l'interaction

Une fois que les détecteurs électroniques ont signalé la présence d'une interaction dans le détecteur, la brique contenant potentiellement l'interaction neutrino est localisée et scannée.

3.3.1 Reconstruction des traces et localisation de la brique

La localisation de la brique ayant la plus grande probabilité de contenir une interaction se déroule en trois étapes. Dans un premier temps, le mur de brique est localisé « Wall finding », puis au sein de ce mur, la brique est désignée « Brick finding » en se basant sur les informations des détecteurs électroniques. La dernière étape consiste à vérifier que la brique retirée par le BMS contient bien une interaction en analysant les CS et leur compatibilité avec les prédictions des détecteurs électroniques.

L'erreur sur la désignation du mur de brique est due au fait qu'il existe une proportion non négligeable d'événements avec des particules rétrodiffusées (hadrons peu énergétiques). Un algorithme de recherche du mur de l'interaction est réalisé à partir d'un réseau de neurones [57].

Une fois que le mur est localisé, il faut déterminer la brique contenant l'interaction. Deux méthodes sont utilisées selon que l'événement signe la présence d'un muon ou non :

- la méthode barycentrique dans le cas où le muon n'est pas identifié; un algorithme appliqué sur les signaux du trajectographe électronique permet de déterminer la position la plus probable de la brique selon la quantité d'énergie déposée dans le trajectographe électronique;
- dans le cas où le muon est bien identifié et sa trace reconstruite avec précision, sa trace est utilisée comme pointeur vers la brique.

3.3.2 Préparation au scanning : analyse des CS

Après localisation de la brique par les détecteurs électroniques, la brique candidate est extraite par le BMS. Un premier marquage aux rayons X a lieu directement après l'extraction dans le Hall C. Les rayons X étant arrêtés par le plomb, cette étape permet de marquer les feuilles de CS et uniquement la première émulsion photographique afin de connaître la position des CS par rapport aux émulsions de la brique.

Les feuilles amovibles CS sont ensuite développées et scannées dans les galeries du laboratoire souterrain. Les données des détecteurs électroniques indiquent si un muon issu de l'interaction a été identifié. Dans ce cas, sa trajectoire est bien reconstruite et le scanning n'est effectué que sur une surface de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ autour de l'endroit désigné par les détecteurs électroniques. Si aucun muon n'est identifié, il faut alors scanner la totalité de l'émulsion. On compare alors l'angle de la trace laissée dans les émulsions et celles indiquées par les détecteurs électroniques par rapport à l'axe du faisceau. La résolution angulaire dans la brique étant inférieure à 2 mrad et celle des détecteurs électroniques à 20 mrad, on impose $|\theta_{\text{brique}} - \theta_{\text{elec}}| < 20 \text{ mrad}$. Si l'analyse des CS confirme la présence d'un événement, la brique subit un autre marquage aux rayons X sur les côtés dont le but est de déterminer l'ordre des émulsions les unes par rapport aux autres (Fig. 3.20). Elle est ensuite transportée vers le laboratoire en surface.

3.3.3 Scanning des émulsions photographiques

Pendant un jour, la brique est exposée au rayonnement cosmique dans un puits spécialement aménagé en surface, possédant un blindage en fer de l'ordre de 40 cm dont le rôle est de ne sélectionner que les particules cosmiques de haute énergie arrivant de manière perpendiculaire à la brique. En moyenne, 50 000 muons d'énergie moyenne de 4 GeV et d'angle inférieur à 1 rad vont produire des traces rectilignes dans les émulsions. Ces traces servent de repère pour l'alignement précis des feuilles entre elles lors du scanning (en moyenne on compte 1 à 2 traces rectilignes par mm^2). La brique est finalement ouverte en chambre noire et les 57 émulsions sont développées au laboratoire de surface avant leur envoi dans l'un des laboratoires de scanning de la collaboration où des microscopes automatisés vont numériser les traces laissées dans les émulsions et permettre de reconstruire la trajectoire des particules.

Pour chaque interaction d'un neutrino, plusieurs briques sont identifiées comme candidates par l'algorithme de Brick finding, et sont classées suivant la probabilité croissante de contenir les événements. A l'heure actuelle, seule la brique la plus probable est extraite. Néanmoins, si l'analyse des CS de la première brique ne confirme pas la présence d'une interaction, le BMS extrait la brique suivante ayant le plus de chance de contenir l'interaction et le processus d'analyse des CS est répété. Grâce au système des CS, une brique n'est désassemblée et scannée entièrement que si on est sûr qu'elle contient une interaction neutrino. Le bénéfice est non seulement un gain de temps, mais également un moyen de préserver les briques.

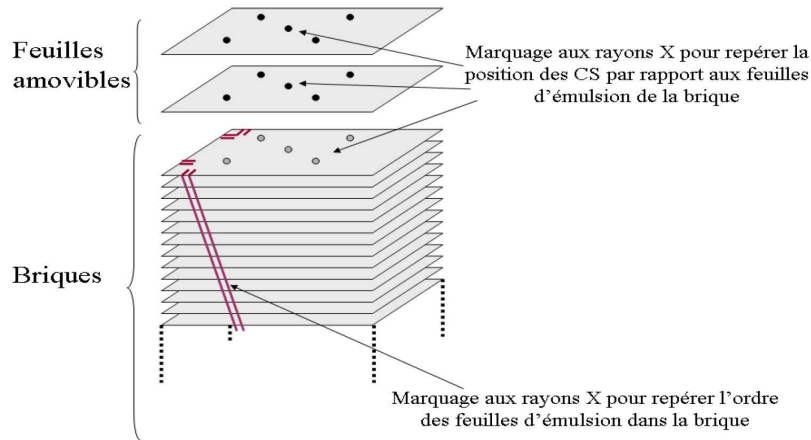


FIG. 3.20 : Marquage aux rayons X dans le Hall C de la brique extraite.

La reconstruction des traces dans les émulsions permet de localiser les vertex et probablement mettre en évidence le vertex de désintégration du τ . Le scanning est réalisé à l'aide de tables automatisées équipées de microscopes électroniques et de caméras CCD. Deux systèmes de scanning ont été développés. Le système S-UTS, développé par les équipes japonaises et le système SySal développé par les équipes européennes. La vitesse de scanning est en moyenne de 20 cm^2 par heure.

Le scanning d'une émulsion photographique de $45 \mu\text{m}$ consiste à découper l'émulsion en 16 vues tomographiques dont l'épaisseur est équivalente à la profondeur de champ du microscope de l'ordre de $2,5 \mu\text{m}$, correspondant à la précision avec laquelle le microscope peut faire la mise au point. Des programmes d'analyse en ligne permettent de reconstruire les segments rectilignes associés à chaque émulsion, appelés microtraces, tant que l'angle θ que forment ces microtraces

par rapport à l'axe orthogonal au film d'émulsion est tel que $\tan(\theta) < 0,4$. On appelle trace de base, l'association de 2 microtraces localisées de chaque côté de la base plastique. Le problème majeur est le bruit de fond intrinsèque aux émulsions appelé « brouillard », qui consiste en des noircissements aléatoires des émulsions. La société FUJI garantit un bruit de fond en dessous de 5 grains pour un volume de $(10 \mu\text{m})^3$.

La procédure de scanning se déroule en 3 étapes principales :

1. **Scanning général** : seule la dernière émulsion est scannée aux alentours de la région définie par les CS (surface de $12 \times 10,5 \text{ cm}^2$ pour une interaction NC et de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pour une interaction CC) afin d'y reconstruire les traces de base. Toutes les traces de base formant un angle par rapport à l'axe du faisceau tel que $\tan(\theta) < 0,4$ sont prises en compte (Fig. 3.21).

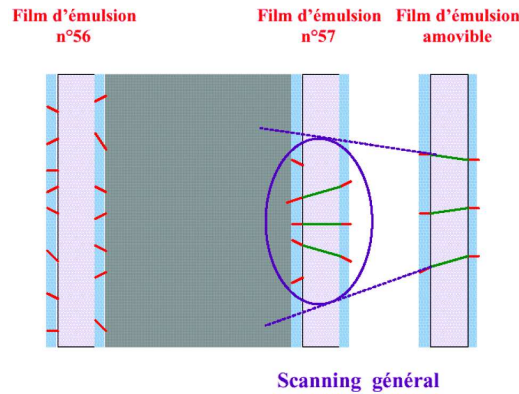


FIG. 3.21 : Scanning général : seule la dernière émulsion (feuille n°57) est scannée aux alentours de la région définie par les CS. Les traces de base sont reconstruites.

2. **Scanning de suivi (scan back) d'une des traces retrouvées dans les CS** : à partir de la dernière émulsion, les émulsions sont analysées les unes après les autres, de l'arrière vers l'avant, en raccordant les traces de base appartenant à la trace suivie. Lorsque la trace de base s'arrête, cela signifie que le vertex est proche (Fig. 3.22). Si en cours d'analyse des émulsions, un vertex secondaire est rencontré, alors les traces associées vont également être suivies.

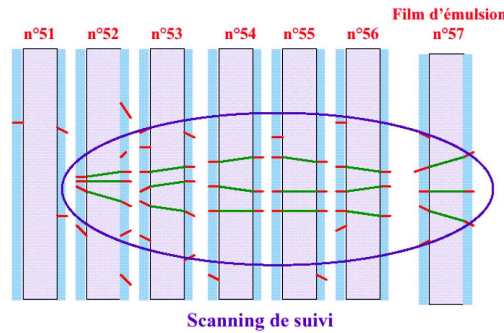


FIG. 3.22 : Scanning de suivi : il s'effectue de l'arrière à l'avant de la brique. Les traces de base sont suivies à partir de la dernière émulsion jusqu'au point d'arrêt indiquant un éventuel vertex.

3. **Scanning de volume et classification des événements** : cette étape consiste à étudier chaque point d'arrêt localisé (vertex). Autour de chaque point d'arrêt est réalisé un scanning de volume (Fig. 3.23) sur une surface de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ et sur 11 feuilles d'émulsions (3 feuilles en amont et 7 feuilles en aval) afin de confirmer la présence d'une interaction et de classer les événements.

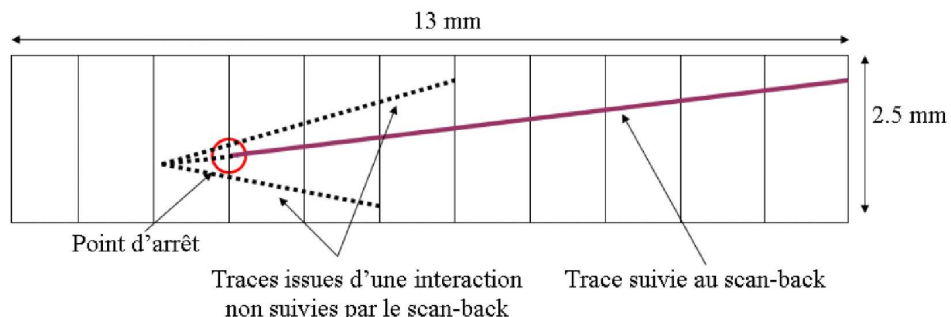


FIG. 3.23 : Scanning de volume : autour de chaque point d'arrêt est réalisé un scanning de volume sur une surface de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ et sur 11 feuilles d'émulsions (3 feuilles en amont et 7 feuilles en aval) afin de confirmer la présence d'une interaction et de classer les événements.

3.3.4 Performances d'OPERA

3.3.4.1 Désintégrations du τ

Le τ se désintègre suivant trois canaux de désintégration principaux :

1. $\tau \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ (17,36%)
2. $\tau \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ (17,84%)
3. $\tau \rightarrow nh^- + \nu_\tau + n\pi^0$ (49,22%)

Le canal $\tau \rightarrow \mu$ est relativement facile à reconnaître grâce à la présence du muon identifié par les détecteurs électroniques. Le canal $\tau \rightarrow 3h$ a été étudié dans [53] en recherchant non pas une topologie en forme de coude, mais un vertex secondaire proche du vertex primaire ayant trois traces sortantes. Cela permettrait de rajouter environ 0,9 événement pour 5 années de prise de données avec un ajout de bruit de fond de 0,17. Il n'est pas pris en compte dans les explications suivantes.

La figure 3.24 illustre un exemple d'événement ν_τ dans la brique : le ν_τ interagit dans le plomb et produit le lepton τ qui va éventuellement traverser plusieurs épaisseurs d'émulsions/plomb. Les neutrinos provenant de la désintégration du τ vont emporter une partie de l'énergie du τ et la trajectoire des particules filles chargées va donc former un angle par rapport à la direction du τ . C'est le cas le plus favorable, appelé désintégration longue, car permettant d'identifier directement les trajectoires et de reconstituer le coude (40% des cas). Il est plus fréquent que le τ se désintègre dans la plaque de plomb dans laquelle il a été créé sans traverser d'émulsions, et dans ce cas, il ne sera pas possible de reconstituer le coude de désintégration. La mesure du paramètre d'impact des particules chargées produites par rapport au vertex principal permet de détecter ces événements. On qualifie ces désintégrations de désintégrations courtes (60% des cas). Les deux cas sont représentés à la figure 3.25.

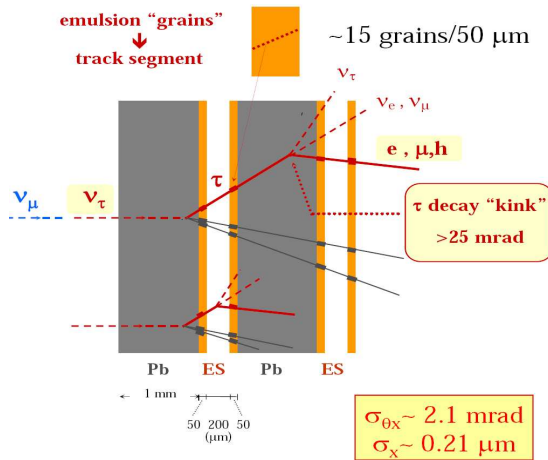


FIG. 3.24 : Exemple d'interaction par courant chargé d'un ν_τ issu de l'oscillation d'un ν_μ dans la brique.

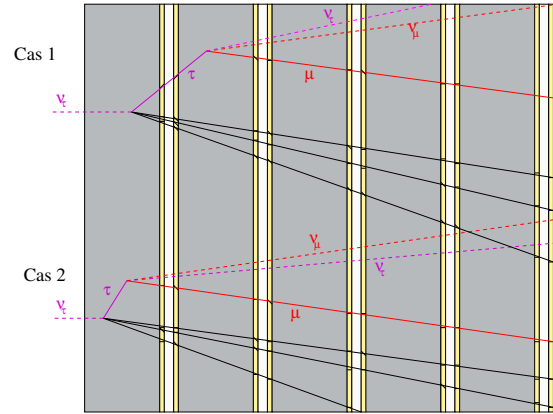


FIG. 3.25 : Les deux types de topologie de désintégration possibles du τ (ici en μ) dans la brique. Dans le cas d'une désintégration longue où le τ est observable (haut) et d'une désintégration courte (bas), où le τ est détecté par son paramètre d'impact.

Ainsi, si un angle supérieur à 9 mrad est trouvé le long de la trajectoire d'une particule, il s'agit d'une désintégration longue avec la présence d'un coude. On identifie une désintégration courte par un paramètre d'impact supérieur à $1,8 \mu\text{m}$ mesuré entre le vertex et l'une des traces.

3.3.4.2 Efficacité du détecteur

On distingue deux catégories d'efficacité : l'efficacité intrinsèque au détecteur relative à sa géométrie et à son système de détection et l'efficacité de l'analyse propre à chaque canal de désintégration.

Efficacité intrinsèque au détecteur

Elle est déterminée par :

- l'efficacité de déclenchement des détecteurs électroniques ; elle est de 99% ;
- l'efficacité de localisation de la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction du neutrino ;
- l'efficacité géométrique du détecteur.

La méthode utilisée pour localiser la brique a été décrite au paragraphe 3.3.1. L'efficacité de localisation, ϵ_{brique} , dépend du type d'interaction. L'ensemble des efficacités est résumé dans le tableau 3.3 [57].

Interaction	$\epsilon_{\text{brique}}\%$
ν_{μ} NC (DIS)	60,83%
ν_{μ} CC (DIS)	68,88%
ν_{τ} CC (DIS) ($\tau \rightarrow e$)	83,7%
ν_{τ} CC (DIS) ($\tau \rightarrow \mu$)	75,8%
ν_{τ} CC (DIS) ($\tau \rightarrow h$)	78,5%
ν_{τ} CC (QE) ($\tau \rightarrow e$)	85,1%
ν_{τ} CC (QE) ($\tau \rightarrow \mu$)	92,4%
ν_{τ} CC (QE) ($\tau \rightarrow h$)	72,5%

TAB. 3.3 : Efficacités de localiser la brique contenant l'interaction selon le type d'interaction, basées sur des calculs de réseaux de neurones.

Les événements situés près des bords latéraux rendent leur localisation plus difficile dans la mesure où la gerbe qui se développe peut toucher des barreaux de scintillateurs correspondant aux briques voisines et par conséquent conduire à une mauvaise identification. De plus, pour une interaction située en fin de brique, le nombre d'émulsions est réduit et la reconstruction peut être de mauvaise qualité. Les traces peuvent être reconstruites jusqu'à 1 mm du bord, ce qui correspond à une perte de volume de 3,5%. De même, lorsque les événements ont lieu près des bords du détecteur (dans le dernier mur d'un supermodule ou qu'ils ne sont pas contenus dans le détecteur), une perte d'efficacité estimée à 2,5% est observée. L'efficacité géométrique est donc de 94%.

Efficacité de l'analyse

Une fois la brique localisée et extraite, il faut analyser l'événement qu'elle contient. Dans un premier temps, on cherche à localiser le vertex primaire. Cette efficacité, ϵ_{vertex} , dépend de sa position longitudinale dans la brique. Des simulations Monte Carlo ont permis d'estimer cette

efficacité en fonction du type d'interaction, un résumé est donné dans le tableau 3.4.

Interactions	$\tau \rightarrow e$ (%)	$\tau \rightarrow \mu$ (%)	$\tau \rightarrow h$ (%)	ν_μ CC (%)	ν_μ NC (%)
DIS	77,8	95,8	94,7	98,6	85,9
QE	34,7	87, 0	82,6	99,1	-

TAB. 3.4: Efficacités de trouver le vertex selon les différents types d'interaction et moyennées sur la position longitudinale du vertex dans la brique.

Une fois le vertex localisé, il faut déterminer la nature du lepton primaire, ϵ_{prim} . Les événements pour lesquels un électron ou un muon est identifié sont rejetés car il s'agit alors d'une interaction ν_e CC ou ν_μ CC.

Identifier le lepton primaire permet également de réduire le bruit de fond dû aux particules charmées produites lors des interactions ν_μ CC dont la désintégration peut simuler un coude similaire à celui de la désintégration des τ . Néanmoins, il arrive que des hadrons soient identifiés comme des électrons ou des muons ; ces événements sont alors rejetés et l'efficacité diminue.

Les algorithmes permettant d'identifier les électrons ont été optimisés pour des énergies supérieures à 2 GeV. Pour des énergies inférieures, l'efficacité d'identifier un électron est faible ($\sim 76\%$ à 1 GeV) et le temps de scanning nécessaire à la reconstruction des gerbes est très long. Des simulations ont montré que la probabilité d'identifier un hadron comme un électron était de 3% pour les interactions de type ν_τ CC DIS.

La probabilité d'identifier un hadron comme un muon est de 10% pour les interactions ν_μ NC et les interactions ν_τ CC DIS (dans lesquelles le τ se désintègre en hadron ou en électron). Pour les événements ν_τ CC DIS dans lesquels le τ se désintègre en μ , cette mauvaise identification est de 4%. L'ensemble des inefficacités (mauvaise identification) et efficacités de localiser le vertex primaire est résumé dans le tableau 3.5 pour les interactions de type DIS [52].

Pour tous les événements de type ν_τ CC QE possédant une signature plus claire (événements constitués d'une seule gerbe électromagnétique), $\epsilon_{\text{prim}} = 100\%$.

Canal	$\tau \rightarrow e$ (%)	$\tau \rightarrow \mu$ (%)	$\tau \rightarrow h$ (%)
Mauvaise identification de e^- : ϵ_1	3	3	3
Mauvaise identification de μ^- : ϵ_2	10	4	10
$\epsilon_{\text{prim}} = 1 - \epsilon_1 - \epsilon_2$	87	93	87

TAB. 3.5: Efficacités de trouver le vertex selon les différents types d'interaction et moyennées sur la position longitudinale du vertex dans la brique.

Pour avoir une résolution en impulsion suffisante ainsi qu'une bonne efficacité d'identifier les électrons, on peut rechercher les informations manquantes dans les briques adjacentes ou suivantes de celle contenant le vertex d'interaction. Pour cela, il faut parvenir à connecter les informations contenues dans les différentes briques. Cette efficacité de connexion brique à brique, appelée ϵ_{b2b} , dépend de l'impulsion des particules. Au-delà de 2 GeV, l'efficacité de connexion à la brique suivante est de l'ordre de 95% pour toutes les particules et types d'interactions, celle de la brique adjacente est de 95% pour les hadrons et muons d'énergie supérieure à 2 GeV et d'environ 70% pour les électrons d'énergies supérieures à 2 GeV. En dessous de 2 GeV, ces

efficacités décroissent fortement pour les électrons et légèrement pour les hadrons et les muons.

Enfin, il reste l'efficacité de déterminer le coude de désintégration du τ , ϵ_{kink} . Dans le cadre de désintégrations courtes ν_τ CC DIS, cette efficacité dépend de la position de l'interaction, mais a été estimée à 45% en moyenne pour les trois canaux de désintégrations privilégiés du τ . Aucune étude n'a été réalisée pour les désintégrations courtes ν_τ CC QE. Les efficacités de déterminer le coude pour les désintégrations longues et courtes (Fig. 3.25) de type DIS et QE sont données dans le tableau 3.6.

Interactions (désintégrations longues)	$\tau \rightarrow e$ (%)	$\tau \rightarrow \mu$ (%)	$\tau \rightarrow h$ (%)
DIS	88,2	90,2	89,8
QE	90,5	89,6	91,7
Interactions (désintégrations courtes)	$\tau \rightarrow e$ (%)	$\tau \rightarrow \mu$ (%)	$\tau \rightarrow h$ (%)
DIS	45	45	45
QE	-	-	-

TAB. 3.6 : Efficacités de trouver le coude de désintégration.

Application au canal $\tau \rightarrow e$ QE

Je me suis intéressée dans le cadre de cette thèse à l'étude du canal $\tau \rightarrow e$ en me basant sur les informations apportées par le trajectrographe électronique (chapitre 4) afin de mieux discriminer ces événements et augmenter l'efficacité de détection. Ce travail sera décrit dans les chapitres 6 et 7.

$\epsilon_{\text{déclenchement}}$	99%
ϵ_{brique}	85,1 %
$\epsilon_{\text{géométrique}}$	94 %
ϵ_{vertex}	34,7% (60%)
ϵ_{prim}	100%
ϵ_{b2b}	92% (E<2 GeV)- 95% (E>2 GeV)
ϵ_{kink} (désintégrations longues)	90,5%

TAB. 3.7 : Efficacités pour le canal $\tau \rightarrow e$ QE.

Dans le tableau 3.7, sont résumées les différentes efficacités appliquées au canal $\tau \rightarrow e$ QE. On ne s'intéresse pour cette estimation qu'aux désintégrations longues. Le nombre d'événements attendus pour ce canal est donné par :

$$\begin{aligned}
 N_{\tau \rightarrow e \text{ QE}} = & \epsilon_{\text{déclenchement}} \times \epsilon_{\text{brique}} \times \epsilon_{\text{géométrique}} \\
 & \times \epsilon_{\text{vertex}} \times \epsilon_{\text{prim}} \times \epsilon_{\text{b2b}} \\
 & \times \epsilon_{\text{kink}} \times BR_{\tau \rightarrow e} \times \frac{\sigma_{\text{QE}}}{\sigma_{\text{TOT}}} \times N_{\tau}^{\text{CC}}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

où $BR_{\tau \rightarrow e}$ est le rapport d'embranchement du canal $\tau \rightarrow e$, soit 17,8%, N_{τ}^{CC} le nombre total d'événements ν_τ CC (calculés pour 5 ans de prise de données avec 200 jours de faisceau par an en moyenne à $4,5 \times 10^{19}$ p.o.t, Tab. 3.2) et $\frac{\sigma_{\text{QE}}}{\sigma_{\text{TOT}}} = 35,5\%$ la fraction d'événements de type QE par

rapport au nombre total d'événements. L'efficacité totale étant de l'ordre de 40%, on s'attend sur 5 ans de prise de données à un nombre d'événements :

$$N_{\tau \rightarrow e} \text{ QE} = 0,40 \times 0,178 \times 0,355 \times 93 = 2,35 \quad (3.5)$$

3.3.4.3 Bruits de fond

Les bruits de fond principaux des interactions ν_τ CC dans OPERA sont les événements dus à la réinteraction de hadrons, la diffusion des muons à grand angle (pour le canal $\tau \rightarrow \mu$), la production de particules charmées.

Les particules charmées créées sont essentiellement Λ_c^+ (26%), D^+ (10%), D_s^+ (18%) et les D^0 (45%). La figure 3.26 illustre l'interaction d'un ν_μ CC produisant une particule charmée.

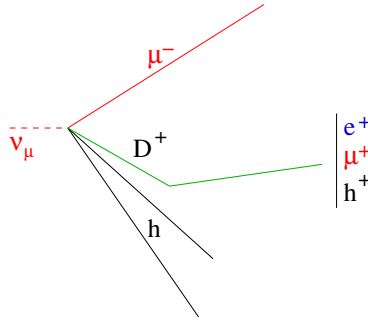


FIG. 3.26 : Production d'une particule charmée D^+ par interaction d'un ν_μ CC.

Leur temps de vie et leurs canaux de désintégration étant similaires à ceux du τ (Tab. 3.8) [58], elles vont mimer un événement ν_τ , surtout dans le cas où le μ ne sera pas identifié. L'identification du muon issu du vertex primaire a donc un rôle très important. Par an, on s'attend à environ 120 événements induits par une particule charmée sur les 3600 événements ν_μ CC attendus, et seulement à environ 20 événements ν_τ CC, d'où l'importance d'une bonne identification des différentes particules.

particule	temps de vie (10^{-15} s)
τ	290
D^+	1057
D_s^+	467
Λ_c^+	206

TAB. 3.8 : Temps de vie du τ et des particules charmées.

3.3.4.4 Sensibilité et nombre d'événements attendus

Les performances d'OPERA sont connues via des simulations Monte Carlo mais également grâce aux connaissances acquises des expériences précédentes utilisant des émulsions photographiques. Elle sont résumées dans le tableau 3.9 en prenant en compte la réduction de masse de 25% du détecteur, pour 5 ans de prise de données et une intensité du faisceau CNGS de $4,5 \times 10^{19}$

p.o.t par an.

canal	Signal ($\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$)	Signal ($\Delta m_{23}^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$)	Bruit de fond
$\tau \rightarrow \mu^-$	2,9	4,2	0,17
$\tau \rightarrow e^-$	3,5	5,0	0,17
$\tau \rightarrow h^-$	3,1	4,4	0,24
$\tau \rightarrow 3h$	0,9	1,3	0,17
Total	10,4	15	0,76

TAB. 3.9: Performances attendues du détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement, une masse de la cible de 1,35 kilotonnes et différentes valeurs de Δm_{23}^2 à une intensité de $4,5 \times 10^{19}$ p.o.t/an et pour un mélange maximal.

Au bout de 5 ans de prise de données, pour une intensité nominale de faisceau, la sensibilité d'OPERA sera donnée par la courbe d'exclusion de la figure 3.27. OPERA sera capable d'explorer toute la région de paramètres d'oscillation déterminée par SuperKamiokande.

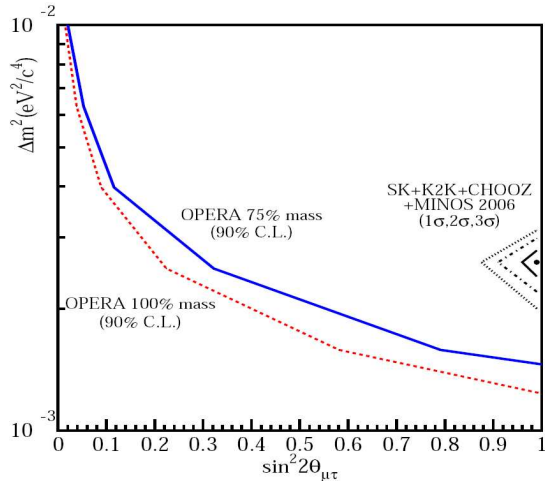


FIG. 3.27: Sensibilité de l'expérience OPERA dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, après 5 ans de prise de données à l'intensité nominale.

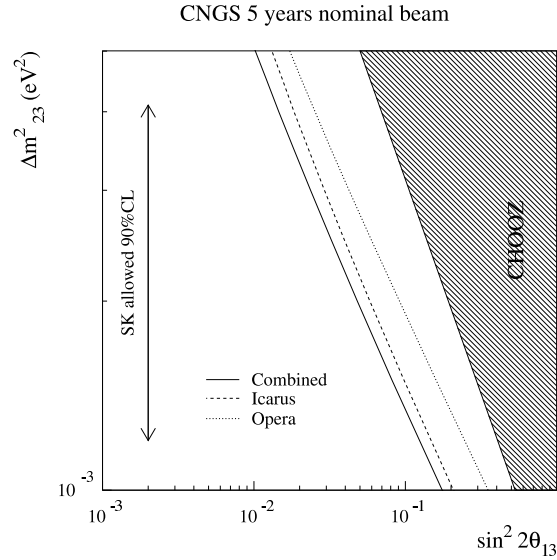


FIG. 3.28: Sensibilité de l'expérience OPERA dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

La figure 3.28 illustre également la sensibilité d'OPERA et d'ICARUS à l'angle θ_{13} (oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). En l'absence de signal, OPERA pourra mettre une limite supérieure $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,06$ à 90% de niveau de confiance.

3.4 Analyse des premières données avec OPERA

3.4.1 Prise de données en 2006

Avant la mise en opération du faisceau, de nombreuses données uniquement avec les muons cosmiques (runs de cosmiques) ont été enregistrées par les détecteurs électroniques. Le faisceau CNGS a envoyé ses premiers neutrinos durant le mois d'août 2006. A cette époque, la cible du détecteur étant vide, les premiers événements enregistrés correspondaient principalement aux ν_μ

ayant interagi par courant chargé dans la roche en amont du détecteur, mais également dans le fer du spectromètre et quelques interactions furent enregistrées dans les barreaux de scintillateur du TT. Ces prises de données ont permis de tester et d'améliorer les procédures d'analyse, ainsi que le fonctionnement du faisceau lui-même.

Le run de 2006 [59] a été effectué, avec un faisceau de basse intensité. L'intensité intégrée était de $7,6 \times 10^{17}$ p.o.t et correspondait à environ 5 jours de faisceau à une valeur nominale. Durant ce run, 319 événements neutrinos ont été enregistrés en accord avec les prédictions. La figure 3.29 montre la distribution en temps des événements neutrinos reconstruits dans OPERA. On retrouve bien les paramètres caractéristiques du faisceau, tels que la différence de temps entre les deux extractions de 50 ms, ainsi que la largeur en temps des extractions de $10,5 \mu\text{s}$.

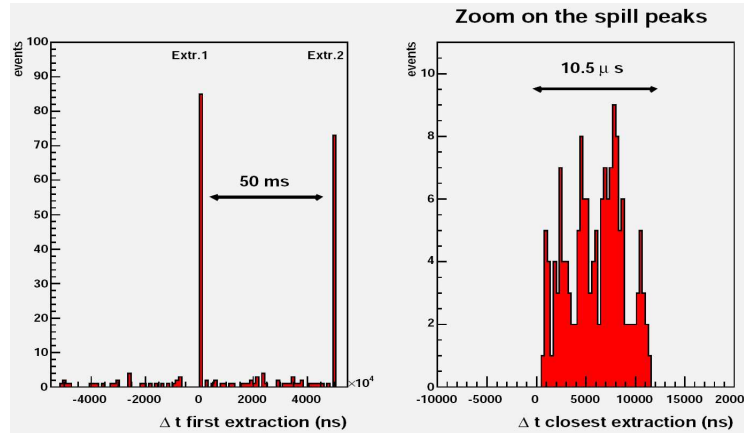


FIG. 3.29 : Distribution en temps des événements neutrinos reconstruits dans OPERA.

La figure 3.30 montre quatre événements caractéristiques dans le détecteur OPERA. Pour chaque événement la vue de haut et de côté sont affichées. La partie cible est représentée en bleu, les spectromètres en marron. L'énergie déposée dans les détecteurs électroniques (TT, RPC) est représentée par les points rouges.

L'événement A correspond à une interaction ν_μ CC dans la roche ou les matériaux en amont du détecteur, seule la trace du muon est reconstruite. L'événement B montre l'interaction d'un ν_μ CC dans les armatures en fer du premier spectromètre. L'événement C a été généré par l'interaction par courant chargé d'un ν_μ dans le scintillateur plastique des murs de TT. Enfin l'événement D, montre un événement par courant neutre dans le TT. Dans les cas A, B et C, le muon de l'interaction par courant chargé est identifié par la longue trace qu'il laisse dans le détecteur. Dans le cas D, aucune trace n'est identifiée comme muon et l'interaction est classifiée comme courant neutre.

La distribution angulaire (par rapport à l'axe du faisceau) des muons a également été reconstruite et est représentée figure 3.31. Elle a été réalisée à partir des runs de cosmiques et de la prise de données d'août 2006. Les données sont représentées par les points noirs et la simulation, uniquement pour les cosmiques, par l'histogramme en jaune. On voit que simulation et données s'accordent sur les cosmiques, majoritairement répartis pour des angles supérieurs à 20° . Les événements du faisceau corrélés en temps avec le CNGS sont à faibles angles, avec une valeur moyenne de $3,4 \pm 0,3^\circ$, compatible avec l'inclinaison du faisceau au CERN de $3,2^\circ$. On remarque également sur la figure 3.31, pour les angles centrés sur $3,4^\circ$, qu'il y a très peu d'événements de

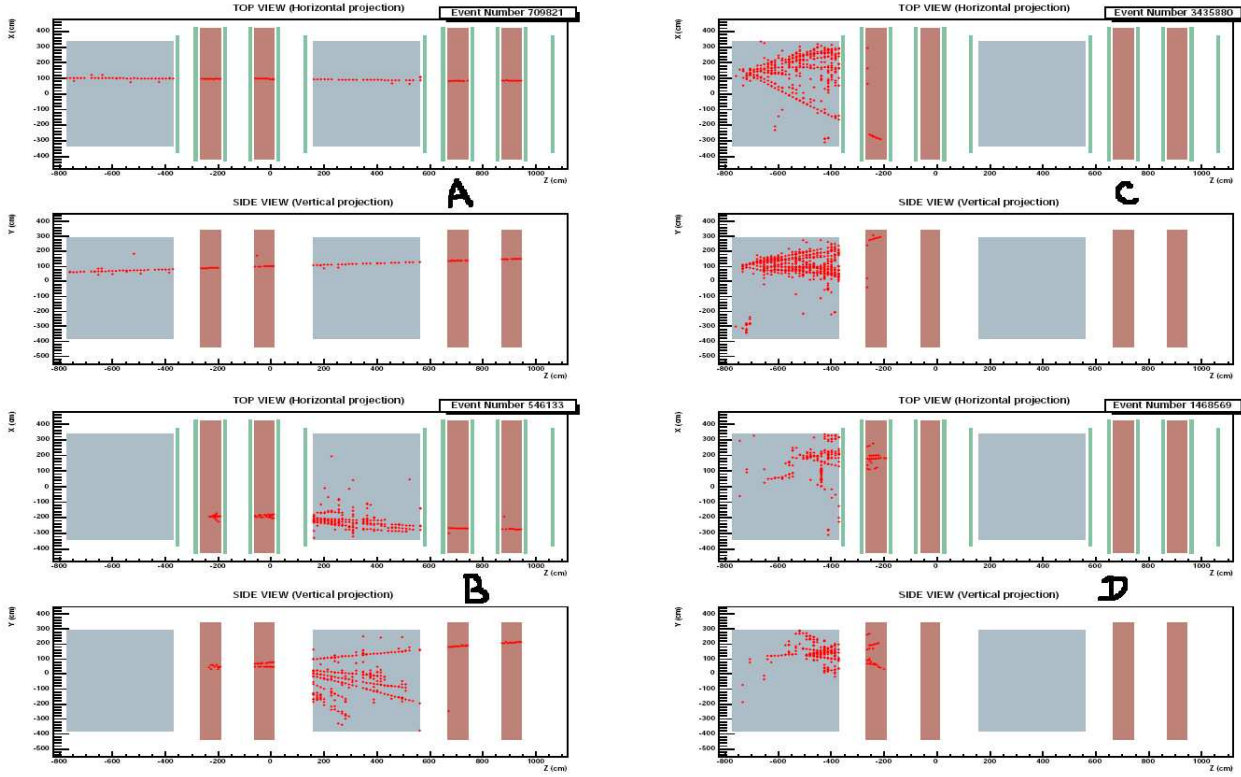


FIG. 3.30 : Visualisation de quatre événements caractéristiques de la prise de données d'août 2006. Pour chaque événement les vues de haut et de côté sont affichées. La partie cible est représentée en bleu, les spectromètres en marron. Les coups enregistrés dans les détecteurs électroniques (TT, RPC) sont en rouge. A) Interaction ν_μ CC des neutrinos du CNGS dans la roche ou les matériaux en amont du détecteur. B) Interaction d'un ν_μ par courant chargé dans les armatures en fer du premier spectromètre. C) Interaction par courant chargé d'un ν_μ dans le scintillateur plastique des murs de TT. D) Interaction d'un neutrino par courant neutre dans le TT.

muons cosmiques en coïncidence avec le faisceau (probabilité de l'ordre de 10^{-4}).

Une deuxième période de faisceau a eu lieu en octobre 2006 mais a été interrompue après quelques jours de fonctionnement en raison d'un problème avec le système de refroidissement du réflecteur (l'un des éléments du système de focalisation du faisceau).

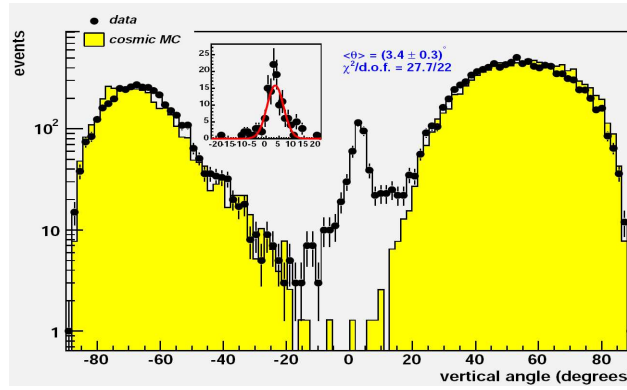


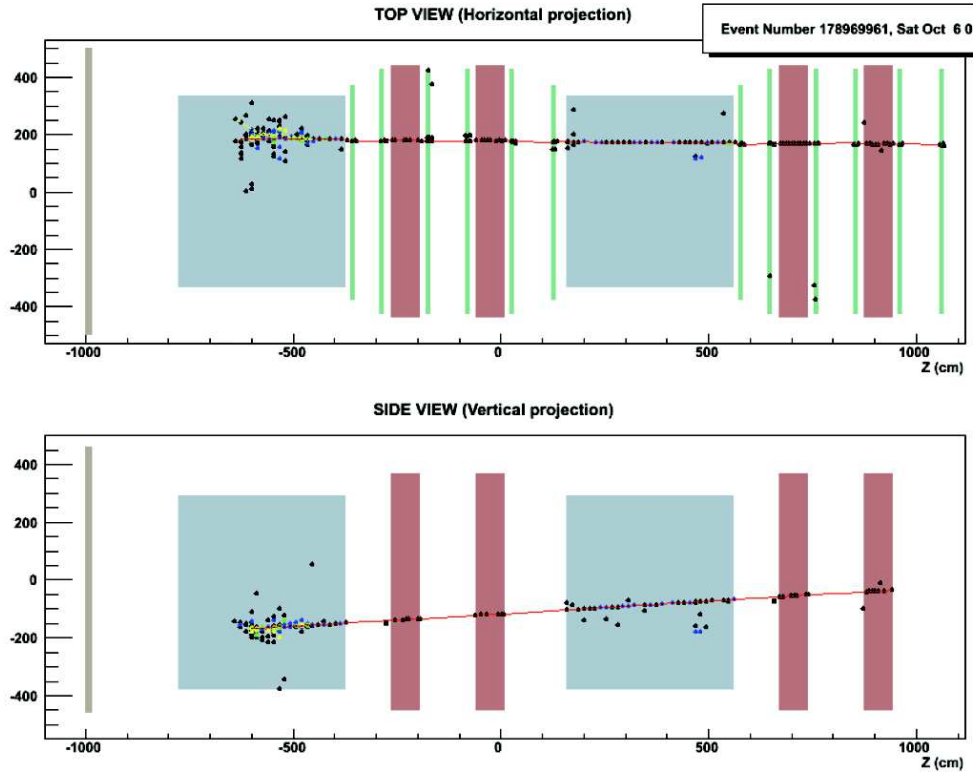
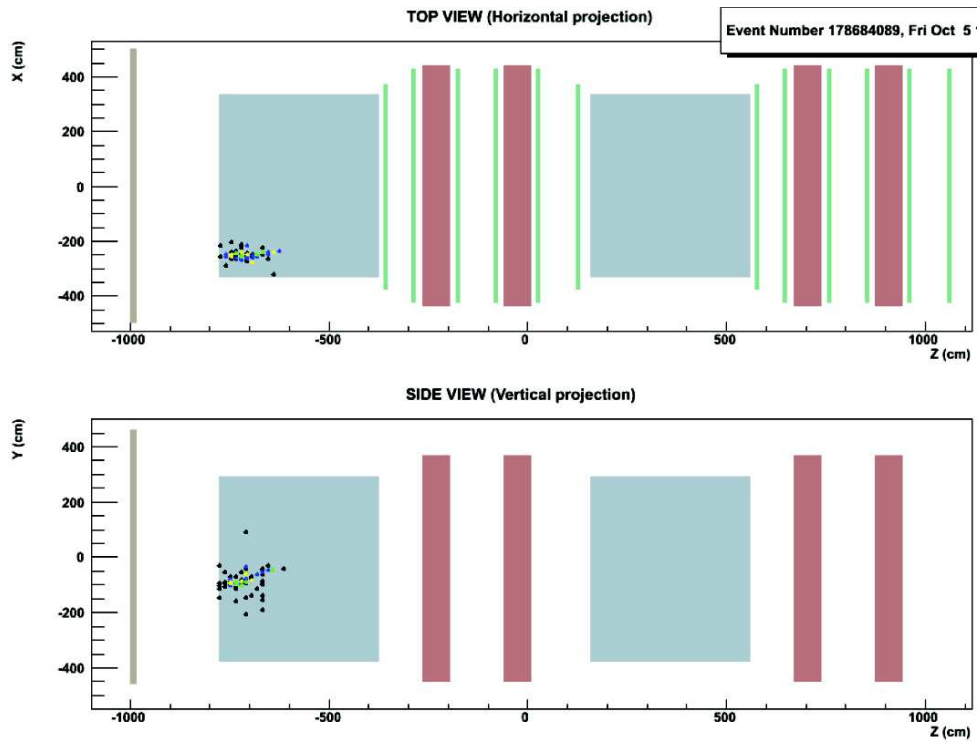
FIG. 3.31 : Distribution de l'angle azimuthal des événements cosmiques et CNGS enregistrés par les détecteurs électroniques d'OPERA lors du run d'août 2006 sans sélection en temps.

3.4.2 Prise de données en 2007

Après réparation du système de refroidissement, le faisceau fut opérationnel fin septembre 2007, alors que le remplissage de la cible d'OPERA était de l'ordre de 40%. La première étape de ce run était dédiée à l'étude de l'alignement du faisceau à faible intensité, suivi d'un run de physique. Les résultats de l'alignement ont montré que le faisceau était parfaitement centré. L'alignement est d'une grande importance : un déplacement de plus d'un millimètre au CERN entraînerait une réduction du nombre d'interactions dans le détecteur OPERA. Le run de physique a duré 15 jours avec une intensité moyenne de $1,5 \times 10^{17}$ p.o.t./jour. Le faisceau a été malheureusement stoppé début octobre 2007 en raison d'un problème d'irradiation de l'électronique des unités de ventilation lors du fonctionnement du faisceau. Durant ce run, 38 événements neutrinos dans la cible d'OPERA ont pu être observés, dont 29 événements par courant chargé et 9 événements courant neutre, compatible avec ce qu'on attendait. Au total, une centaine de briques ont été extraites afin de retrouver et d'analyser ces événements. La figure 3.32 montre la première interaction d'un ν_μ CC dans une brique. Un événement courant neutre est représenté figure 3.33. La figure 3.34 illustre l'interaction CC d'un ν_μ générant une particule charmée. En effet, on observe la présence de deux longues traces caractéristiques des muons. Le premier muon chargé négativement est créé par l'interaction ν_μ CC alors que le second muon, chargé positivement est issu de la désintégration d'une particule charmée.

3.4.3 Prise de données en 2008

La prise de données de 2008 a duré 116 jours non continus (de juillet à novembre 2008). L'intensité collectée était de $1,762 \times 10^{19}$ p.o.t. Le développement et l'analyse des briques extraites est actuellement en cours.

FIG. 3.32: Premier événement ν_μ CC dans le détecteur.FIG. 3.33: Événement ν NC dans le détecteur.

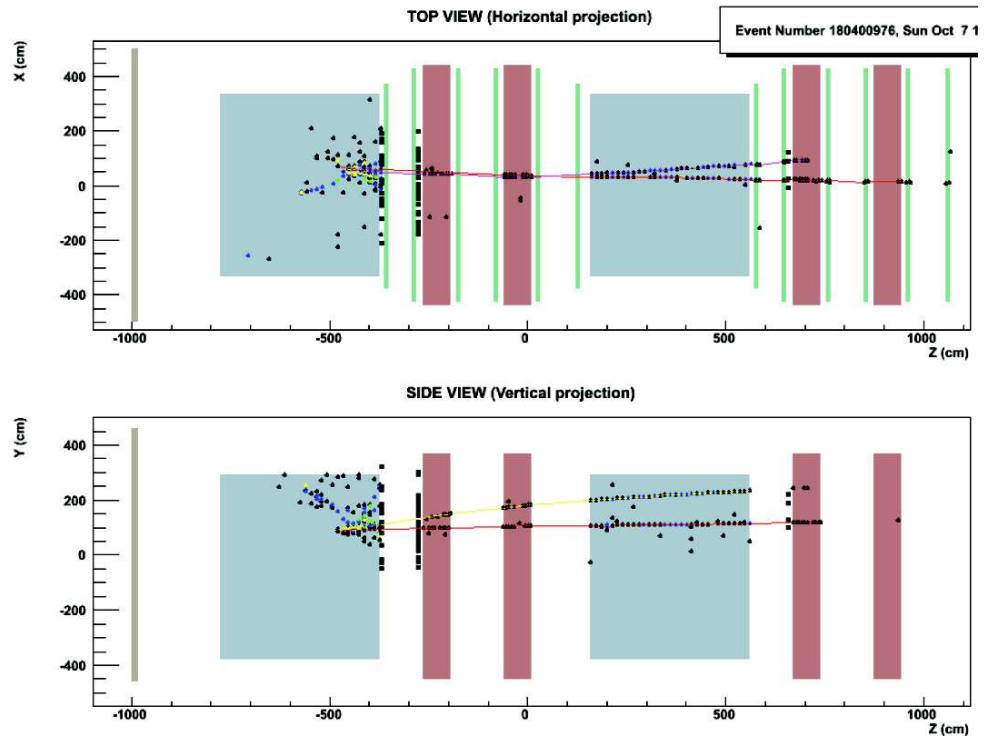


FIG. 3.34 : Evénement charmé dans le détecteur.

Chapitre 4

Le trajectographe électronique d'OPERA

Le trajectographe électronique d'OPERA (appelé TT pour *Target Tracker* dans la suite) [61, 62] a été conçu dans le but de localiser la brique contenant les interactions neutrinos. Il joue un rôle important dans le déclenchement de la prise de données et la définition d'un événement neutrino dans OPERA. Il peut aussi aider à l'analyse des événements. Etant donné qu'il est impossible de changer tout ou une partie défectueuse, il faut qu'il soit robuste et stable au cours des 5 années de fonctionnement du détecteur.

4.1 Description générale

L'élément de base du TT est le barreau de scintillateur plastique dont les dimensions sont de 6,86 m de longueur, 26,3 mm de largeur et 10,6 mm d'épaisseur (Fig. 4.1). Les barreaux de scintillateur ont été produits par extrusion de matière plastique et co-extrusion de TiO_2 [61]. L'extrusion est un procédé de fabrication mécanique par lequel un matériau mis sous pression est contraint de traverser une filière qui lui donnera la forme d'un profilé de grande longueur. Durant ce procédé, une gorge à la surface du scintillateur est creusée. La co-extrusion permet de « peindre » les barreaux de scintillateur pendant leur extrusion. La figure 4.2 illustre le principe de co-extrusion des barreaux de scintillateur d'OPERA où la fabrication et habillage du TiO_2 sont réalisées dans le même temps.

Des fibres à décalage de longueur d'onde WLS (*Wave Length Shifter*) sont collées dans des gorges parcourant toute la longueur des barreaux. Leur rôle est de collecter les photons produits par scintillation lors du passage des particules traversant le barreau. La colle utilisée est hautement transparente de manière à ne pas absorber les photons. La figure 4.3 schématise le principe de fonctionnement des barreaux de scintillateur plastique. La couche de TiO_2 permet de contenir les photons à l'intérieur du barreau de scintillateur par réflexion et par diffusion augmentant la quantité de lumière récoltée par la fibre.

Les barreaux sont assemblés par lot de 64 pour former un module. Les 64 barreaux sont collés de chaque côté sur des plaques d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur. À chaque extrémité d'un module est connecté un photomultiplicateur multianode (PM) de 64 voies, dont le rôle est de convertir les signaux lumineux en signaux électriques. Les éléments fragiles, tels que les PM ou l'électronique de lecture, sont placés hors de la zone sensible dans des parties appelées

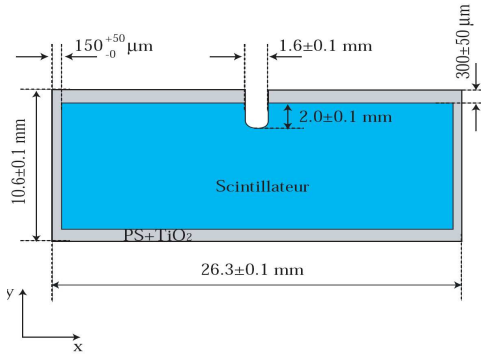


FIG. 4.1 : Section d'un barreau de scintillateur plastique et ses dimensions.



FIG. 4.2 : Co-extrusion d'un barreau de scintillateur utilisé dans OPERA. Fabrication, couche de TiO_2 et gorges des fibres WLS sont réalisées dans le même temps.

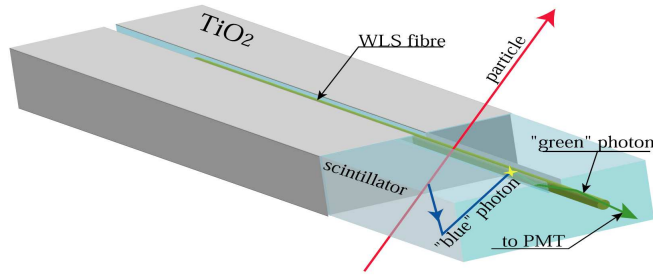


FIG. 4.3 : Principe de fonctionnement d'un barreau de scintillateur plastique.

bouchons, accessibles de l'extérieur en cas de problème. La résistance mécanique d'un module est donc assurée par la rigidité des barreaux de scintillateur, les plaques d'aluminium et les bouchons. Un plan de TT est formé par l'assemblage de 4 modules couvrant une surface sensible de $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$ équivalente à celle des murs de briques. Un mur de TT est composé d'un plan de 4 modules disposés verticalement et d'un plan de 4 modules disposés horizontalement (Fig. 4.4). Ce positionnement en X et en Y permet une reconstruction en 3D (X-Y et la profondeur Z) de la localisation d'un événement dans OPERA. Au total 508 modules (496 utilisés dans OPERA et 12 modules de rechange) ont été entièrement construits et étalonnés à Strasbourg, permettant la construction de 62 murs de TT, 31 murs de TT par supermodule, soit 31 744 barreaux de scintillateur plastique et 63 488 canaux électroniques.

L'épaisseur d'un mur de TT dans la zone de détection est de 28,8 mm. L'espace mort est dû à l'espacement entre modules, à celui entre les barreaux ($\sim 0,1 \text{ mm}$), et à l'épaisseur de TiO_2 enveloppant les barreaux de scintillateur plastique ($\sim 0,15 \text{ mm}$). Au total, l'espace mort représente environ 1,5% de la surface sensible totale.

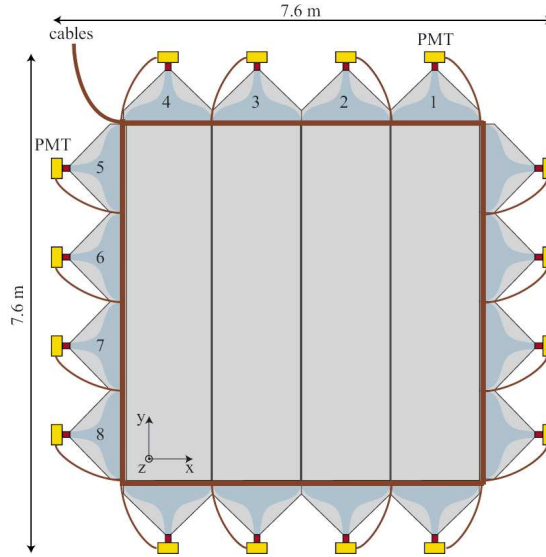


FIG. 4.4 : Schéma d'un mur de TT formé par 4 modules horizontaux et 4 modules verticaux. La surface active est de $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$. Les PM sont indiqués en jaune.

4.2 Les composants d'un module de TT

4.2.1 Barreaux de scintillateur plastique et fibres à décalage de longueur d'onde

Le scintillateur développé par l'entreprise AMCRYS-H¹ à Kharkov (Ukraine) et utilisé par l'expérience OPERA est composé de polystyrène (solvant), de 2% de p-Terphényl (dopant primaire) et de 0,02% de POPOP (dopant secondaire). Chacun de ces composants possède un spectre d'émission et un spectre d'absorption permettant de décaler la longueur d'onde des photons de scintillation vers des longueurs d'onde adaptées au PM qui les détecte. Le p-Terphényl absorbe les longueurs d'onde de l'ordre de 260 nm et les réémet aux alentours de 340 nm. Le POPOP absorbe les photons de longueur d'onde de l'ordre de 340 nm et les réémet à 410 nm en moyenne comme l'indique la figure 4.5 [61] où les spectres d'absorption sont tracés en vert et les spectres d'émission en rouge.

Une fibre à décalage de longueur d'onde (WLS) est collée dans la gorge creusée à la surface du scintillateur. Les fibres sont de type Kuraray² WLS Y11 (175) MJ non-S (moins rigide) de 1 mm de diamètre à double gaine permettant d'avoir un rendement lumineux satisfaisant et un coût abordable. La figure 4.6 donne, en unités arbitraires, les spectres d'absorption et d'émission de la fibre. On remarque qu'elle absorbe les photons de longueurs d'onde aux alentours de 400 nm et les réémet dans les longueurs d'onde centrées autour de 510 nm, longueurs d'onde auxquelles les photons seront finalement détectés par le PM. Une fibre à deux gaines possède une meilleure efficacité de collection (supérieure à 5%) qu'une fibre à simple gaine grâce aux différents indices de réfraction des 2 gaines permettant de récolter plus de lumière (Fig. 4.7). Les indices de réfraction sont de 1,59 pour le coeur, de 1,49 pour la première gaine et de 1,42 pour la deuxième gaine.

¹ AMCRYS-H, 60, Lenin ave, Kharkov, 310001, Ukraine.

² Kuraray Co., Methacrylic Resin Division, 8F, Maruzen Building, 3-10, 2-Chrome, Hihonbashi, Chuo-ku, Tokyo, 103-0027, Japan.

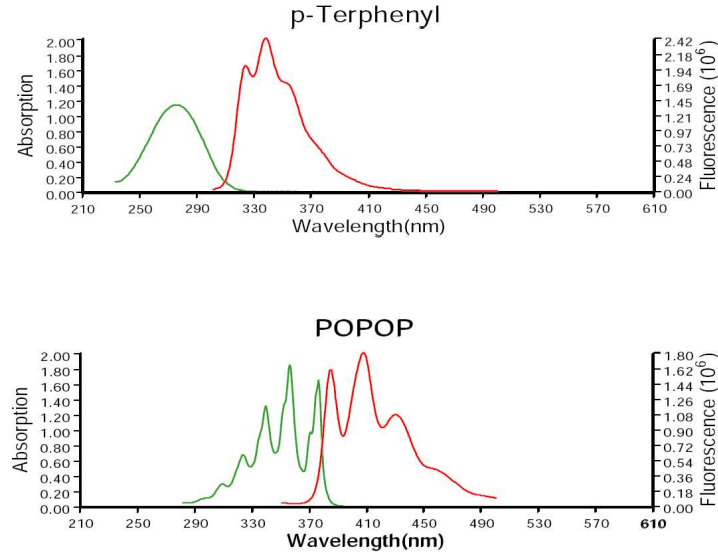


FIG. 4.5: Spectre d'absorption (vert) et d'émission (rouge) des dopants composant le scintillateur plastique.

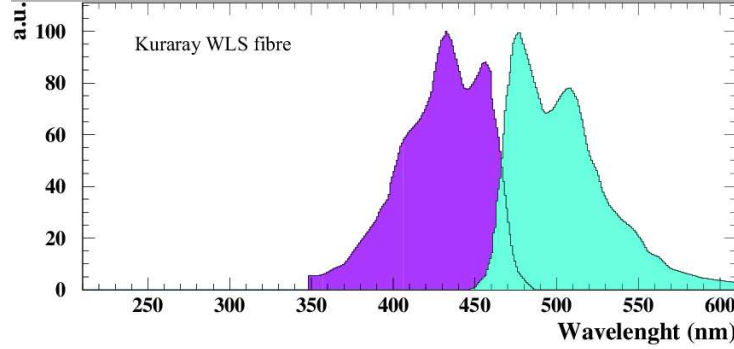


FIG. 4.6: Spectre d'absorption (violet) et d'émission (bleu turquoise) de la fibre Kuraray WLS Y11 (175) MJ non-S (en unités arbitraires).

L'épaisseur des deux gaines est de l'ordre de 0,06 mm. La fibre piège les photons de scintillation bleus qui la pénètrent latéralement et réémet à 4π une lumière verte. Seuls les photons contenus dans un cône d'ouverture de $2 \times 27^\circ$ réalisant la condition de réflexion totale seront guidés vers les deux extrémités de la fibre (Fig. 4.8). En sortie, l'angle d'ouverture est de l'ordre de 46° . Pour augmenter la collection de lumière, une bande réfléchissante de ruban adhésif à base d'aluminium recouvre la gorge du barreau de scintillateur. La figure 4.9 montre les résultats des tests de transmission de lumière dans la fibre pour trois types de fibres dont celle utilisée dans OPERA. En ordonnée est donné le nombre de photoélectrons mesurés par un PM bialkali en fonction de la distance à laquelle la fibre a été excitée.

La variation de l'intensité collectée par la fibre est ajustée par une fonction correspondant à la somme de deux exponentielles de longueurs d'atténuation courte λ_s (79 cm) et longue λ_l (573 cm) :

$$e^{2,59-x/\lambda_s} + e^{2,29-x/\lambda_l} \quad (4.1)$$

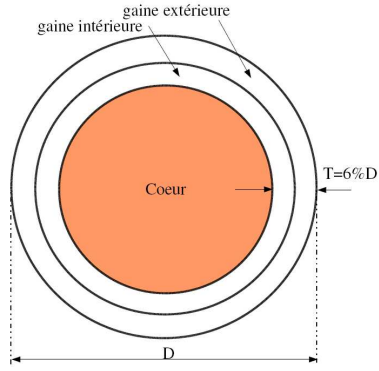


FIG. 4.7 : Schéma des fibres à double gaines utilisées dans OPERA. D étant le diamètre de la fibre (1 mm).

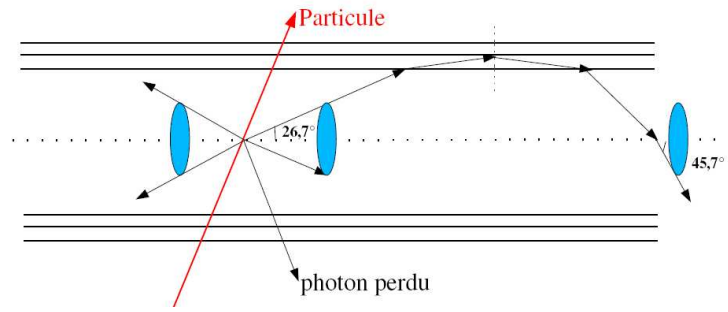


FIG. 4.8 : Principe de collection de la lumière par la fibre à double gaine.

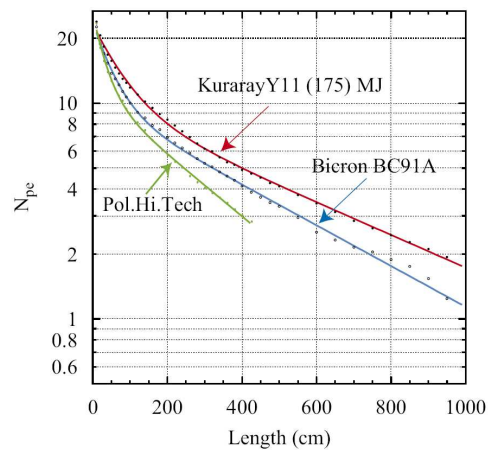


FIG. 4.9 : Comparaison de l'atténuation de la lumière dans des fibres de 1 mm de diamètre de type Kuraray, Bicon et Pol. Hi. Tech.

Pour éviter les problèmes de vieillissement, aucune graisse optique n'est utilisée pour la connexion des fibres à la photocathode des PM. La perte de signal est estimée à environ 12 % du nombre de photoélectrons observés.

4.2.2 Les bouchons

Les 64 fibres d'un module sont regroupées sur la photocathode du PM dans les bouchons. Les bouchons sont les structures mécaniques par lesquelles les modules sont suspendus au support du détecteur OPERA. Leur largeur est celle du module et leur longueur a été choisie en fonction de la courbure des fibres avant cassure ($R \sim 10$ cm) et est de l'ordre de 40 cm. Son épaisseur est de 3,4 cm et l'ensemble pèse environ 10 kg. Un barreau sur deux est fixé au bouchon par des rivets permettant de les positionner de manière précise. Une mousse de polyuréthane, rigidifiant l'ensemble sur lequel reposent les fibres, permet de ne pas rayer ni risquer d'endommager les fibres. Cette mousse est collée sur une tôle en fer noircie dont le rôle est de rigidifier les bouchons et de protéger les PM contre le champ magnétique de fuite produit par le spectromètre à muon. Avant d'atteindre la photocathode du PM, les fibres passent par un système d'injection

de lumière ainsi que par un coupleur optique (« cookie », Fig. 4.11) permettant de les placer avec précision devant les canaux du PM (Fig. 4.10). Cette étape est délicate lors de la construction des modules à cause de la fragilité des fibres. Les fibres étant placées à la main dans les trous des cookies, plusieurs erreurs de positionnement ont été recensées et corrigées (84 fibres) lors de l'analyse. Cela est dû au fait que les 2 côtés du module ont une cartographie différente dans la correspondance fibre-voies PM.

Le système d'étalonnage se compose de 2 diodes électroluminescentes (LED) émettant dans le bleu (475 nm) et illuminant les 64 fibres de façon plus ou moins uniforme à travers 2 guides de lumière (Fig. 4.10). Ainsi, le bouchon contient le PM, le système d'étalonnage et l'électronique de lecture des PM.

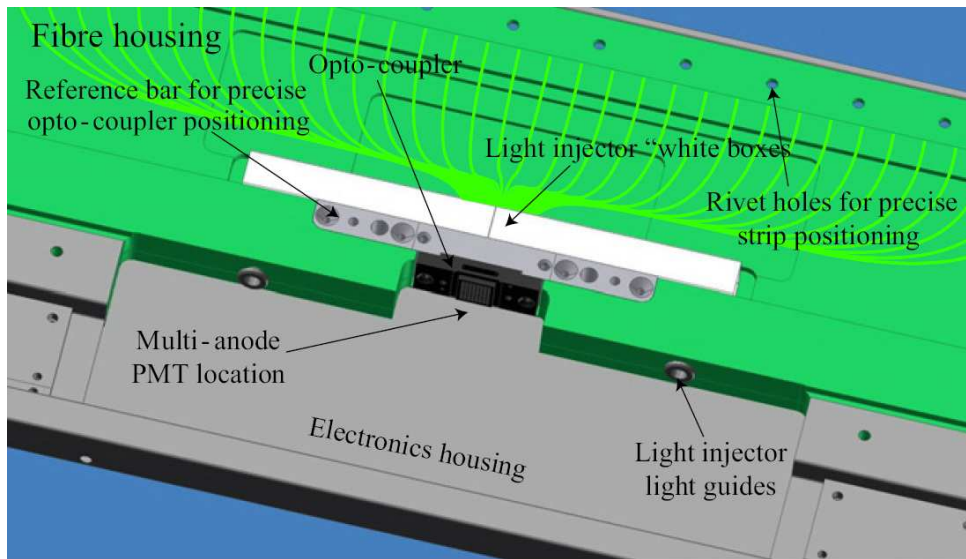


FIG. 4.10: Représentation en 3D des éléments constituant le bouchon.



FIG. 4.11: PM utilisé dans OPERA et le cookie permettant d'aligner mécaniquement les fibres en face des voies du PM.

4.2.3 Les photomultiplicateurs multianodes (PM)

Les PM multianodes 64 voies utilisés dans OPERA sont de type HAMAMATSU H7546³, modifiés par OPERA et appelés H8804 MOD (OPERA). Le choix de ces PM s'est basé sur leur efficacité à détecter un photoélectron, sur leur dynamique, leur coût et géométrie. Ont été également pris en compte, l'uniformité des gains des 64 canaux, la diaphonie entre les voies ainsi que le courant d'obscurité. Les différentes caractéristiques des PM utilisés dans OPERA ont été testées à leur réception à Berne [63]. Par la suite, un PM et son électronique seront appelés « capteur ». La figure 4.12 schématise le principe de fonctionnement d'un PM multianode d'OPERA. Le

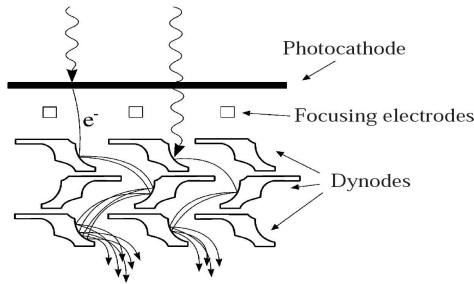


FIG. 4.12: Schéma du processus d'amplification d'un canal PM.

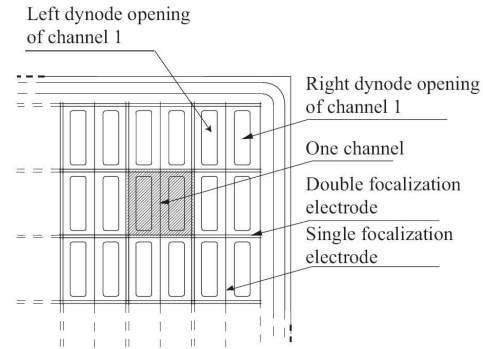


FIG. 4.13: Schéma d'une partie d'un PM : la zone grisée représente un canal PM constitué de 2 ensembles de 12 dynodes. Une électrode de focalisation double sépare les canaux et une simple sépare les dynodes d'un même canal.

rôle des PM est de convertir un signal lumineux en un signal électrique. La conversion s'effectue par effet photoélectrique sur la photocathode. La photocathode des PM utilisés est de type bialkali dont l'efficacité quantique est donnée par la figure 4.14. L'efficacité quantique autour de 510 nm est de l'ordre de 12%. Le photoélectron produit est focalisé par des électrodes en direction de la chaîne d'amplification du PM constituée de dynodes. Pour un canal, 2 ensembles de 12 dynodes successives, portées à des potentiels électriques croissants et recouvertes de la même substance photosensible que la photocathode (alliage métallique alcalin), permettent de multiplier les électrons incidents et de les focaliser sur la dynode suivante, amplifiant ainsi le signal électrique. Un canal couvre une surface de $2,3 \times 2,3 \text{ mm}^2$ (Fig. 4.13). Finalement, les électrons atteignent l'anode, où l'accumulation de charges crée une brève impulsion de courant dont le temps de montée détermine la résolution en temps du PM (entre 1 et 2 ns). On définit le gain du PM par le nombre d'électrons collectés par l'anode pour un photon incident.

Plusieurs sources de bruits de fond existent, telle que la photoémission spontanée de la cathode (ou courant d'obscurité) qui se traduit par l'émission spontanée d'électrons par la photocathode. Dans l'expérience OPERA, ces déclenchements fortuits peuvent être éliminés en faisant des coïncidences entre les PM (coïncidence X-Y ou coïncidence entre les deux extrémités d'un barreau). La figure 4.15 montre la distribution de la fréquence du courant d'obscurité pour toutes les voies de tous les PM testés (1032 PM) observée à une température de 20°C et à un seuil correspon-

³Hamamatsu Photonics, *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H7546*, data-sheet, 1999.

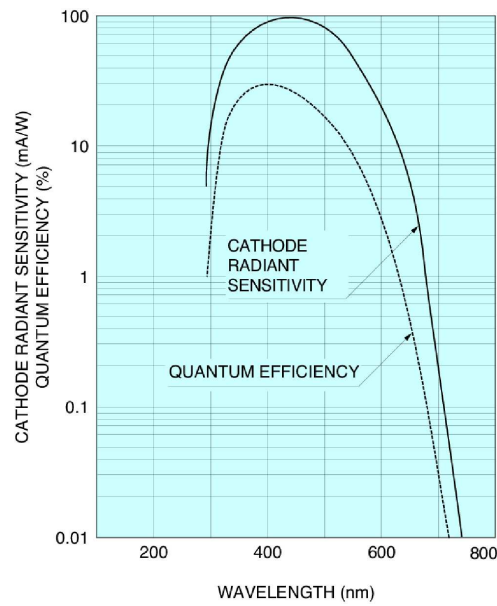


FIG. 4.14 : Sensibilité de la cathode et efficacité quantique du PM utilisé dans OPERA.

quant à 1/3 de photoélectrons. Elle est en moyenne de 2,45 Hz. Le courant d'obscurité s'accroît exponentiellement en fonction de la température et de la haute tension.

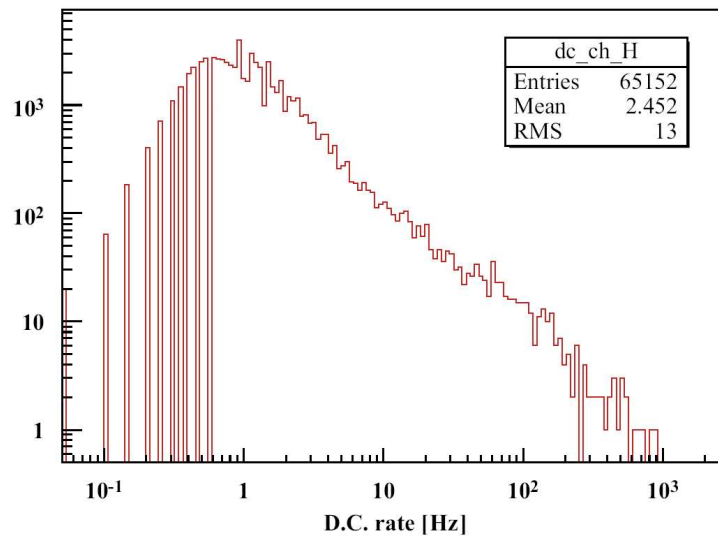


FIG. 4.15 : Courant d'obscurité (Hz) mesuré sur les voies PM à 20°C.

Au cours du temps, la composition des dernières dynodes peut également être modifiée (évaporation du matériau qui les recouvre) résultant en une modification du gain du PM. Cela peut être évité en maintenant le PM en permanence sous tension et à une température stable.

Un autre processus peut également survenir : des photons peuvent traverser la photocathode et être convertis en électrons sur la première dynode, manquant ainsi le premier étage d'amplifi-

cation. Le gain dans ce cas est significativement plus faible que dans le cas normal et ces signaux sont souvent coupés par le seuil de déclenchement.

Enfin, la diaphonie (« crosstalk ») est le mélange de signal entre les différentes voies du PM multianode. Il existe trois sources de diaphonie :

1. la lumière provenant des fibres ayant un angle d'ouverture de l'ordre de 46° peut ne pas être convertie en face des bons canaux, ce qui résulte en un signal observé sur les canaux voisins ;
2. la collection des photons par les dynodes n'étant pas efficace à 100%, des électrons peuvent être mal focalisés et aller sur les voisins ;
3. il peut également exister de la diaphonie électronique entre les voies électroniques d'une même puce de préamplification.

On définit les canaux voisins directs comme les canaux situés en haut, en bas et des deux côtés du canal considéré. Les autres seront appelés voisins diagonaux. Le tableau 4.1 schématise 9 voies d'un PM où n est un entier représentant le numéro de la fibre étudiée (Annexe A, Fig. A.1).

$n+7$	$n+8$	$n+9$
$n-1$	n	$n+1$
$n-9$	$n-8$	$n-7$

TAB. 4.1 : Schématisation de 9 voies d'un PM. On définit les canaux voisins directs comme les canaux situés en haut, en bas et des deux côtés du canal considéré. Les autres canaux seront appelés voisins diagonaux.

Le tableau 4.2 [63] donne les probabilités de diaphonie (en pourcentage) pour les voisins directs et diagonaux pour l'ensemble des PM testés. On constate que dans environ 8% des cas, il n'y a aucun signal sur le canal considéré. Les voisins directs présentent une probabilité de diaphonie moyenne de 1,31% alors que cette probabilité s'élève pour les voisins diagonaux à 0,60% en accord avec les exigences du cahier des charges.

0,60	1,51	0,61
1,19	92,34	1,25
0,61	1,30	0,59

TAB. 4.2 : Probabilités de crosstalk (en %) pour les voisins proches et diagonaux pour l'ensemble des PM testés.

La figure 4.16 illustre les résultats du tableau 4.2 en donnant la distribution de ces probabilités de diaphonie pour les voisins directs et diagonaux de tous les canaux des PM utilisés dans OPERA.

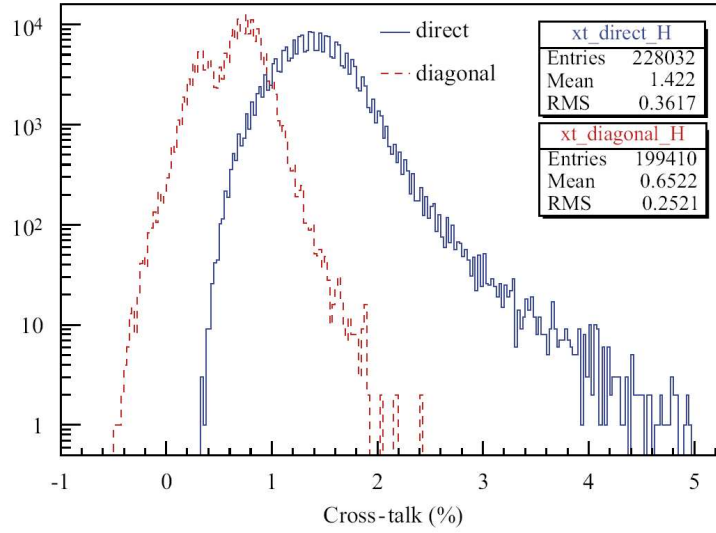


FIG. 4.16 : Distribution du pourcentage de crosstalk sur les canaux voisins et diagonaux.

La haute tension des PM, de polarité négative, a été adaptée dans OPERA de manière à avoir un gain de 10^6 sur le canal de gain le plus fort. La tension moyenne appliquée sur l'ensemble des PM est de -825 V.

La figure 4.17 [64] montre les gains en unités ADC pour les 64 canaux d'un PM ainsi que la dispersion associée lorsque les photoélectrons arrivent au milieu des 2 dynodes ou sur chacune des dynodes. On remarque que la variation de gain entre canaux au sein d'un PM peut atteindre un facteur 3 alors que la variation entre dynodes du même canal peut aller jusqu'à 20%. Les gains des 64 canaux d'un PM sont ensuite homogénéisés en appliquant au niveau de la préamplification des signaux un facteur de correction spécifique à chaque canal (front-end voir section 4.3.1).

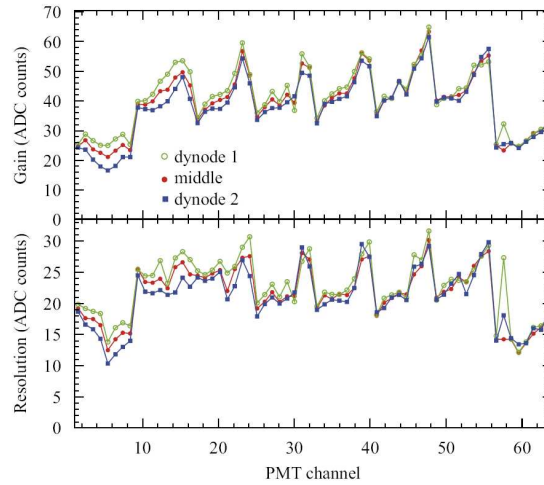


FIG. 4.17 : Gain et résolution en unités ADC pour chaque canal d'un PM selon la disposition de la fibre au centre des 2 dynodes ou sur chacune des dynodes.

La figure 4.18 représente les gains des 64 canaux pour l'ensemble des PMT utilisés dans OPERA. On constate que les gains mesurés pour les canaux situés aux extrémités sont plus

faibles que ceux des canaux centraux. Les PM pour lesquels cette différence est supérieure à 3 ont été rejetés.

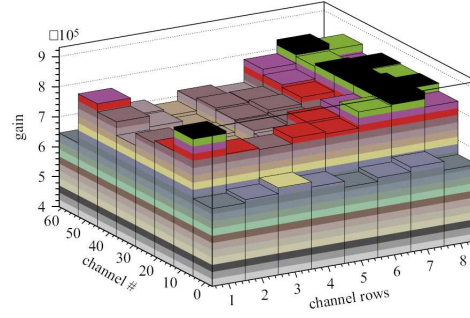


FIG. 4.18: Gains des 64 canaux pour l'ensemble des PMT utilisé dans OPERA.

4.2.4 Le système d'injection de lumière

Le système d'injection de lumière assure le contrôle au cours du temps du bon fonctionnement des PM ainsi que le suivi de leur gain. Il permet également de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de la chaîne d'électronique : électronique front-end et acquisition. Le système est composé de 2 LED (Kingbright L-7113PBC ⁴) et d'un guide de lumière peint en blanc, dont le rôle est de diffuser la lumière et d'illuminer les 64 fibres de manière homogène. Ces LED sont associées à une électronique dédiée dont la tension a été adaptée de manière à produire entre 1 (mode photoélectron unique) et 100 photoélectrons. La figure 4.19 donne le nombre de photoélectrons délivrés par les LED en fonction de la tension d'alimentation en échelle linéaire (Fig. 4.19 a) et en échelle logarithmique (Fig. 4.19 b).

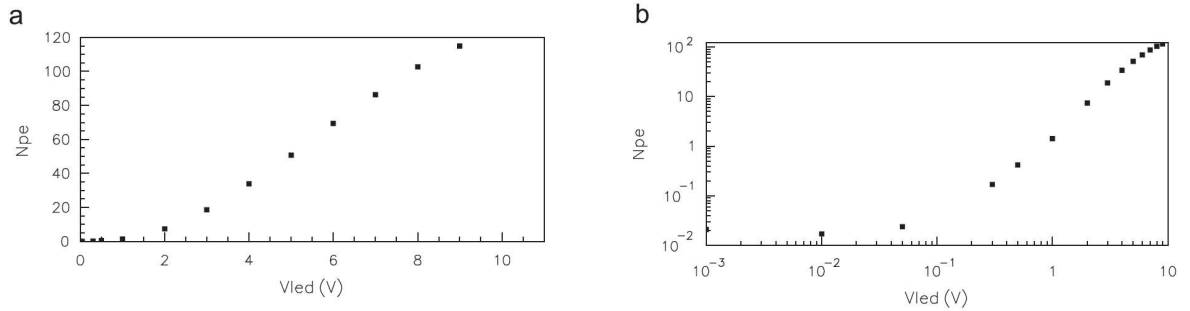


FIG. 4.19: Nombre de photoélectrons délivrés par la LED en fonction de la tension d'alimentation en échelle linéaire (a) et en échelle logarithmique (b).

En pratique, lors des mesures de suivi du gain, la tension des LED est fixée à 500 mV. Cette tension a été fixée à l'aide d'un atténuateur de lumière placé devant les LED, afin de n'avoir en moyenne qu'un photoélectron délivré.

⁴Kingbright No.317-1, Sec. 2 Chung Shan Road Chung Ho, Taipei Hsien 235 Taïwan

4.2.5 Blindage magnétique des PM

Des simulations du champ magnétique de fuite créé par les spectromètres d'OPERA ainsi que l'étude des effets du champ sur les PM ont été présentés dans [64]. Cette étude a permis de définir le blindage nécessaire garantissant un fonctionnement optimal des PM. La figure A.2 de l'annexe A donne le système de coordonnées pour la localisation des PM au sein des murs de TT ainsi que leur numérotation. Cette convention sera utilisée par la suite. Les PM numérotés (0,*) et (2,*) représentent les PM horizontaux situés respectivement à gauche et à droite (Left et Right). Les PM verticaux sont numérotés (1,*) et (3,*), ils sont situés respectivement en haut et en bas (Right et Left).

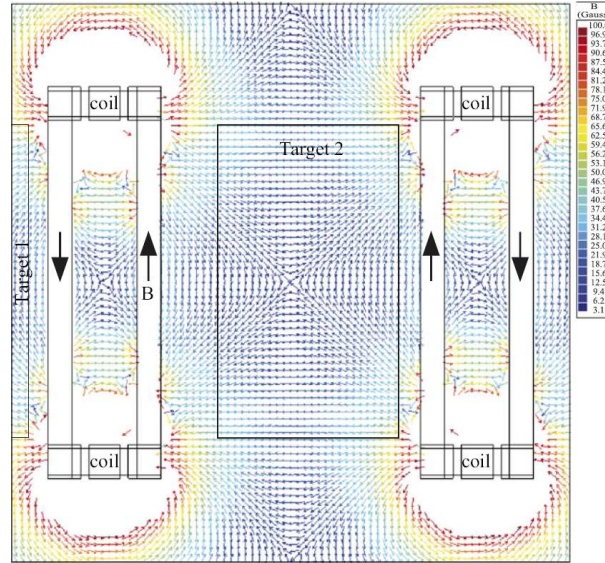


FIG. 4.20 : Visualisation du champ magnétique simulé pour les 2 spectromètres à muons. On distingue entre les deux spectromètres la cible du second supermodule.

Les simulations réalisées dans [64] avec le logiciel AMPERES montrent que le champ de fuite des spectromètres à muons est élevé dans la zone des PM, pouvant aller jusqu'à 50 gauss. La figure 4.20 montre la carte du champ magnétique simulé pour les 2 spectromètres à muons.

Les effets de ce champ magnétique sur les performances du PM (collection de photoélectrons, gains, crosstalk) ont été étudiés en plaçant un PM dans une bobine produisant un champ magnétique variable. Les résultats montrent que les performances sont altérées en fonction de l'intensité du champ et de son orientation. Le cas le plus critique étant celui où le champ est orienté de manière perpendiculaire à la photocathode. Le champ magnétique, via la force de Lorentz, provoque une déviation de la trajectoire des photoélectrons. Cela induit plusieurs effets : une mauvaise collection des photoélectrons, une baisse du gain par une altération du processus d'amplification et une augmentation du crosstalk.

La variation de l'intensité du champ magnétique simulé est donnée par la figure 4.21 pour une zone située entre les 2 spectromètres et par la figure 4.22 à l'extérieur des 2 spectromètres pour des PM de type (1,*) et (3,*) (modules verticaux, voir les conventions de numérotation à l'annexe A).

La figure 4.23 donne le rapport des gains mesurés avec et sans champ magnétique de deux canaux PM en fonction de l'intensité du champ lorsqu'il est perpendiculaire à la photocathode. On

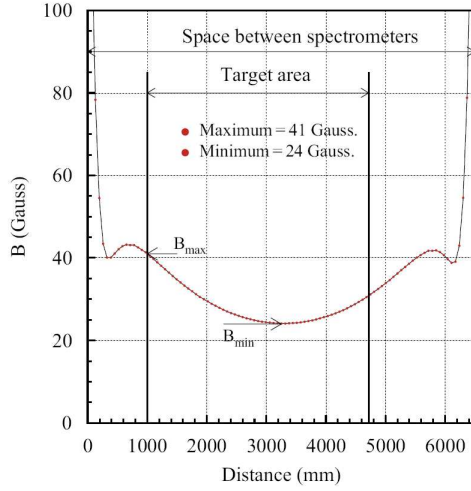


FIG. 4.21 : Variation de l'intensité du champ magnétique pour la zone située entre les 2 spectromètres correspondant au deuxième supermodule de la cible d'OPERA.

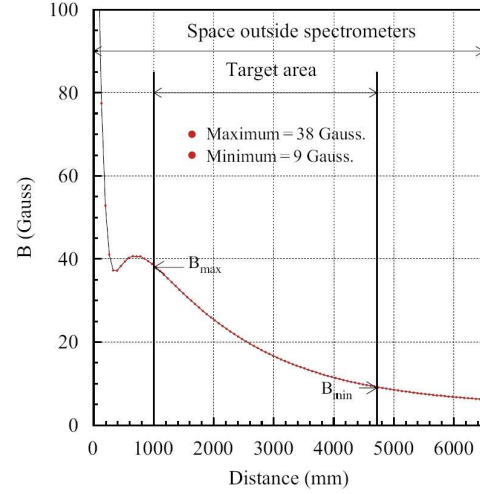


FIG. 4.22 : Variation de l'intensité du champ magnétique pour la zone située à l'extérieur des 2 spectromètres.

voit que le canal n°5 situé au bord du PM est beaucoup plus affecté que le canal central n°36. Les canaux centraux, blindés par les canaux alentours, ne montrent aucune perturbation en dessous de 30 gauss. En revanche, les canaux périphériques sont très affectés par les effets du champ magnétique avec une décroissance exponentielle de l'efficacité de collection en fonction du champ appliqué (perte de 15% pour un champ de 10 gauss). Un blindage est donc nécessaire. Plusieurs géométries ont été testées. Le blindage qui a été retenu est composé d'une ceinture couvrant le PM jusqu'au support du cookie. Deux tôles en fer ARMCO de 1 mm d'épaisseur complètent le blindage en recouvrant l'ensemble PM+électronique. Cette configuration de blindage permet de limiter les pertes à une valeur maximale de 10% sur le gain.

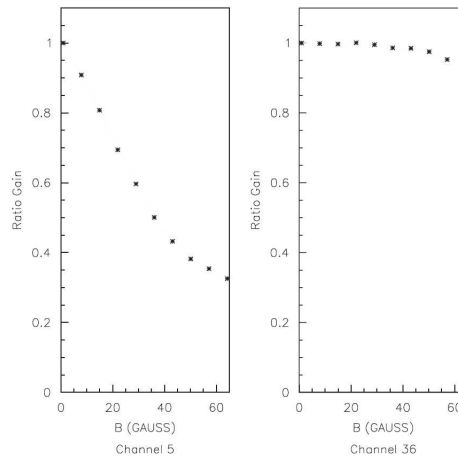


FIG. 4.23 : Variation du rapport $\text{Gain}(B=0)/\text{Gain}(B \neq 0)$ de 2 canaux PM en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué orthogonalement à la photocathode. On remarque que le canal n°5 périphérique est beaucoup plus affecté que le canal central n°36.

En 2006, des mesures d'étalonnage sur les PM du TT *in situ*, avec et sans champ magnétique, ont été réalisées afin d'en étudier les effets. Les résultats seront présentés dans le paragraphe 5.5.

4.3 Electronique et acquisition

4.3.1 L'électronique associée aux PM

La lecture des données du PM est assurée par deux puces identiques de types ASIC lisant chacune 32 canaux d'un PM [65]. Ces puces sont appelées OPERA ROC (pour Read Out Chip) et ont été développées spécialement pour cette application. Elles sont montées sur une carte électronique, appelée « front-end » (FE), directement connectée au PM (Fig. 4.24). Le schéma électronique d'un canal est représenté sur la figure 4.25.

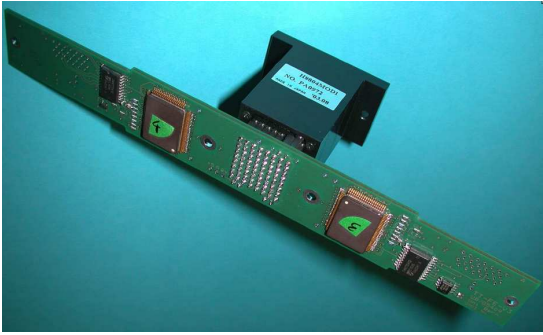


FIG. 4.24 : PM connectée à la carte électronique de lecture « front-end ».

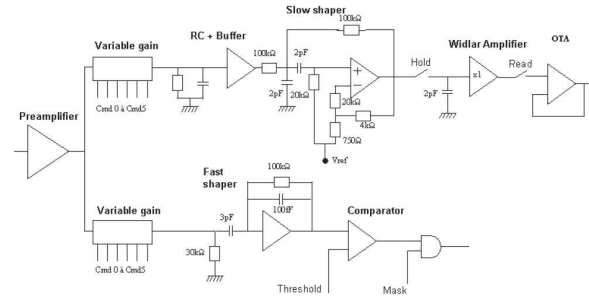


FIG. 4.25 : Electronique de lecture correspondant à une voie.

La charge délivrée par le PM qui est envoyée à la puce, est dans un premier temps préamplifiée. Le préamplificateur est équipé d'un correcteur de gain canal par canal. Il est important d'homogénéiser les gains afin de pouvoir traiter les données de la même manière pour chaque canal, notamment au niveau du déclenchement. Une série de six interrupteurs assure 64 niveaux d'amplification différents, permettant également de masquer les canaux trop bruyants (si on choisit une amplification de 0) et d'amplifier jusqu'à 3,5 fois la valeur d'entrée du signal. Le même signal préamplifié est ensuite envoyé vers deux circuits de mise en forme : le *slow shaper* et le *fast shaper*.

Le fast shaper, suivi d'un comparateur, sert de déclenchement à l'enregistrement des données. Il y a déclenchement si l'amplitude d'un des 32 canaux est supérieure à un seuil commun défini par une alimentation de référence externe. Les performances du système de déclenchement sont pratiquement de 100% pour une charge d'un tiers de photoélectron, soit une charge de 50 fC à l'anode pour un gain du PM de 10^6 , sachant à titre de comparaison qu'une particule au minimum d'ionisation traversant le barreau en son milieu produit au moins 4 photoélectrons détectés de chaque côté du barreau.

En parallèle, le signal passe également par le slow shaper dont le rôle est de mesurer la charge déposée par canal. Son temps de montée est beaucoup plus lent que le fast shaper, de l'ordre de 150 ns contre les 10 ns du fast shaper. Pour mesurer la charge amplifiée dans les PM, le signal est échantillonné 160 ns après le déclenchement donné par la voie rapide (fast shaper). Cette valeur proportionnelle à la charge collectée est alors stockée dans des condensateurs de capacité 2 pF pour attendre la lecture.

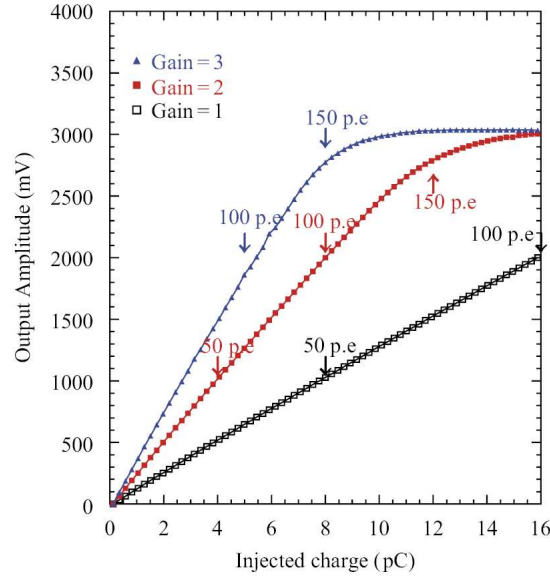


FIG. 4.26 : Linéarité de la charge mesurée en fonction de la charge injectée pour chaque canal PM et différents gains du préamplificateur.

Lorsque qu'il y a déclenchement, la charge des 32 canaux de chaque puce est lue à une fréquence de 5 MHz ($0,2 \mu\text{s}$) durant une période de $6,4 \mu\text{s}$ puis multiplexée et envoyée vers un ADC 12 bits de type AD9220 (*Analog Device*). La linéarité de l'étage de préamplification a été déterminée pour différents gains du préamplificateur en injectant une charge connue à chaque canal de la puce.

Sur la figure 4.26, on voit que pour une charge injectée entre 1 et 16 pC, la charge mesurée par chaque canal PM est proportionnelle au signal reçu dans une dynamique de 1 à 100 photo-électrons, ce qui correspond à la dynamique des signaux attendus dans OPERA.

La figure 4.27 montre la correspondance entre les fibres du module et les voies du PM, ainsi que la répartition des voies entre les 2 puces.

La carte front-end est connectée à une carte de contrôle, appelée « camerop », équipée d'un contrôleur ethernet ETRAX1001x fourni par l'entreprise AXIS, qui va lire les signaux digitizés par les ADC et les envoyer vers la carte « mezzanine », appellation due à son positionnement en hauteur par rapport à la camerop. La mezzanine joue le rôle de l'interface permettant d'assurer la connexion au réseau ethernet. Ainsi, chaque PM représente un capteur indépendant accessible par réseau ethernet via la mezzanine. La camerop comporte également les modules de haute tension du PM et la carte électronique dédiée à l'alimentation des LED du système d'injection, appelée « LED pulser » ainsi qu'une horloge locale pour mesurer le temps d'arrivée des signaux. La photo 4.28 représente, désignés par des flèches, les éléments les plus importants de l'électronique associée au PM.

4.3.2 L'acquisition du TT

Etant donné le faible taux d'événements d'OPERA, le système d'acquisition (DAQ) utilise les protocoles ethernet pour le transfert de données. Tous les détecteurs électroniques d'OPERA possèdent une acquisition fonctionnant sur le même principe et la même architecture. Chaque

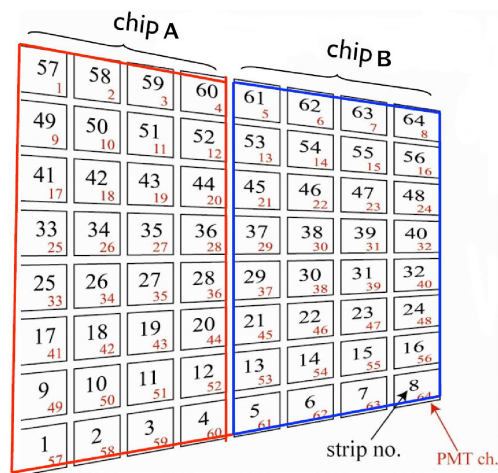


FIG. 4.27: Correspondance entre les fibres du module et les voies PM et répartition des voies entre les 2 puces OPERA ROC ASIC (zones en rouge et en bleu).

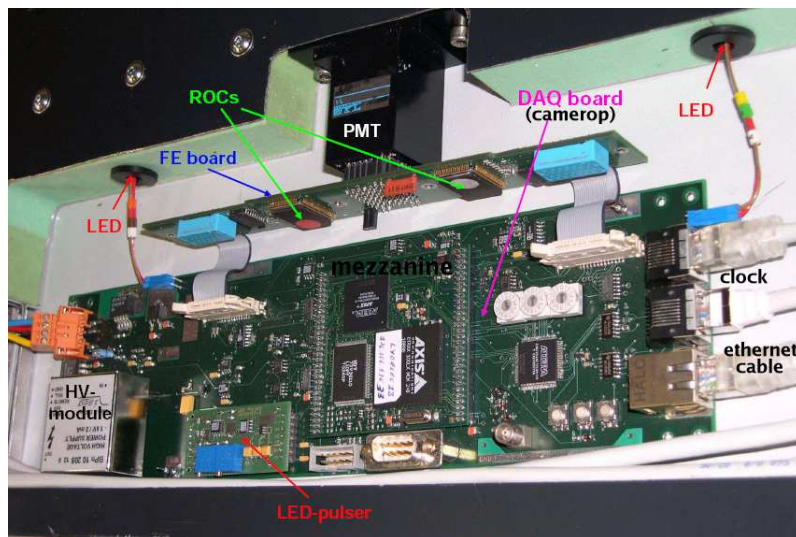


FIG. 4.28: Electronique associée au PM.

détecteur électronique possède donc un DAQ connecté à des capteurs : les PM dans le cas du TT, les plans de RPC et les tubes à dérive pour le spectromètre.

Un DAQ est construit comme un réseau ethernet dont les noeuds sont les mezzanines. Cette configuration nécessite la distribution d'une horloge globale synchronisée par GPS avec le faisceau CNGS, permettant de synchroniser l'ensemble des horloges locales des noeuds des cartes de contrôles et d'incrémenter les cycles de l'acquisition.

L'architecture globale du réseau consiste en 992 noeuds correspondant à chaque capteur pour le TT, 96 noeuds pour les HPT et 44 noeuds pour les RPC (1 par plan). Les deux supermodules sont indépendants vis-à-vis de l'acquisition ; il y aura donc un DAQ par SM et par détecteur électronique.

4.4 Construction des modules

Deux lignes de production installées à Strasbourg ont permis d'assembler les 508 modules nécessaires à la confection des murs du TT. Les barreaux arrivant de Kharkov sont déjà découpés de manière précise à une longueur nominale de 6862 mm. Les fibres sont découpées et insérées dans les gorges. Une machine permet de disposer la colle optique au fond des gorges creusées à la surface du barreau de scintillateur. Une fois la colle séchée, on recouvre la gorge d'une bande de ruban adhésif en aluminium qui servira à éviter que les photons ne s'échappent. Les barreaux sont alors disposés, un à un, sur une tôle en aluminium recouverte d'une bande adhésive. Chaque fibre est positionnée suivant la cartographie définie à la figure A.1 de l'annexe A. A la fin de l'assemblage une deuxième tôle est collée par dessus assurant l'étanchéité à la lumière et rigidifiant l'ensemble. Par la suite, chaque module est placé dans un caisson à vide, entouré de membranes pressant les 2 surfaces du module, assurant un bon collage des barreaux aux tôles. Enfin les fibres sont collées dans le cookie et polie avec un outil spécialement conçu pour ce travail. La photo 4.29 illustre le collage des barreaux un à un sur la surface adhésive des tôles en aluminium. On remarque que les barreaux de scintillateur ne sont pas très rigides et qu'il faut plusieurs personnes pour les manipuler.



FIG. 4.29 : Production d'un module à l'IPHC.

4.5 Etalonnage des modules à Strasbourg

Avant leur transport et installation dans le laboratoire du Gran Sasso, les modules ont été étalonnés à Strasbourg. L'étalonnage des modules permet de vérifier leur bon fonctionnement juste après leur production et d'établir une relation entre l'énergie déposée par les particules qui traversent les barreaux de scintillateur et le nombre de photoélectrons détectés. Il fallait vérifier que les modules correspondaient au cahier des charges, à savoir un nombre de photoélectrons produits au milieu du barreau (point le plus défavorable) au minimum égal à 4 pour une particule au minimum d'ionisation (mip), ce qui garantit une efficacité de détection sur un barreau de scintillateur de plus de 99%. Il faut également que les modules soient étanches à la lumière afin de réduire le bruit de fond. La particule au mip dans les barreaux de scintillateur d'OPERA dépose 2,15 MeV/cm. Il faut donc valider les modules avec des particules de cette énergie. Ne

disposant pas d'une telle énergie avec un taux suffisant, on choisit d'étalonner les modules à une énergie de 1,8 MeV et d'appliquer par la suite un facteur correctif. Ces tests ne servent pas uniquement à étalonner les modules mais également à détecter toutes les imperfections (fibres endommagées, inversées, etc). Des tests réalisés au CERN avec des muons de 10 GeV/c² ont permis de vérifier la méthode [64].

4.5.1 Procédure de l'étalonnage

On utilise pour l'étalonnage un spectromètre à électrons (Fig. 4.30, à gauche) fabriqué par l'IPHC, composé d'une source β pure de ^{90}Sr , d'activité 10 mCi. Le ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28,78$ ans) se désintègre en ^{90}Y ($T_{1/2} = 64,1$ h) qui décroît en ^{90}Zr (Fig. 4.30). On choisit alors l'intensité du



FIG. 4.30: Illustration du spectromètre à électrons et schéma de décroissance de la source de ^{90}Sr .

champ magnétique à appliquer de manière à avoir des électrons d'une certaine énergie en réglant le courant circulant dans la bobine. On obtient ainsi un faisceau relativement monoénergétique. À l'intérieur du spectromètre sont placées deux fines lames (100 μm) de scintillateur plastique connectées à deux PM. Le signal en coïncidence des 2 PM est utilisé comme déclenchement de l'acquisition, en signalant le passage des électrons (Fig. 4.31) sélectionnés par le spectromètre.

Les modules sont montés sur une table automatisée (Fig. 4.32). Après avoir vérifié l'étanchéité à la lumière, on procède à l'acquisition du signal avec le système d'injection de chaque module. Cette étape permet de mesurer le gain de chaque PM et de vérifier que l'ensemble de la chaîne électronique fonctionne correctement. La figure 4.33 donne un exemple de distribution ajustée lors de la mesure des gains. La fonction d'ajustement utilisée sera détaillée dans le paragraphe 5.1. Ensuite, à l'aide du spectromètre à électrons, on teste chaque barreau de scintillateur en 9 points sur sa longueur. Pour chaque point, la distribution de charge obtenue est similaire à celle illustrée par la figure 4.34. Cette procédure est complètement automatisée. La figure 4.35 donne les résultats de l'étalonnage d'un barreau d'un module. Les points rouges représentent les données du PM gauche et les verts ceux du PM droit. Les courbes en rouge et vert représentent les ajustements des données par la fonction exponentielle :

$$f(x) = \alpha e^{(-\beta x)} \quad (4.2)$$

Le nombre de photoélectrons donné par les courbes de la figure 4.35, a été corrigé d'un facteur prenant en compte différents paramètres expérimentaux tels que :

- le facteur permettant de se ramener à une particule au minimum d'ionisation (facteur $\frac{2,15}{1,8} = 1,19$) ;

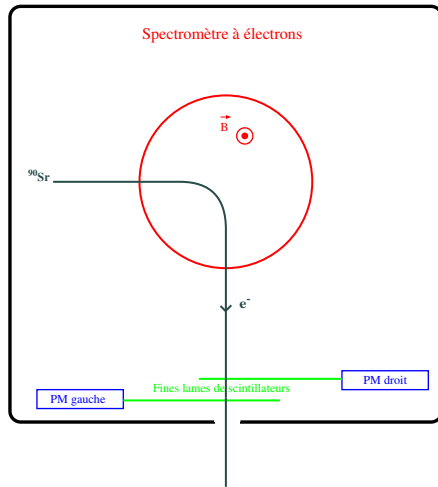


FIG. 4.31 : Principe de fonctionnement du spectromètre à électrons.



FIG. 4.32 : Photo de la table automatisée comportant 2 spectromètres à électrons.

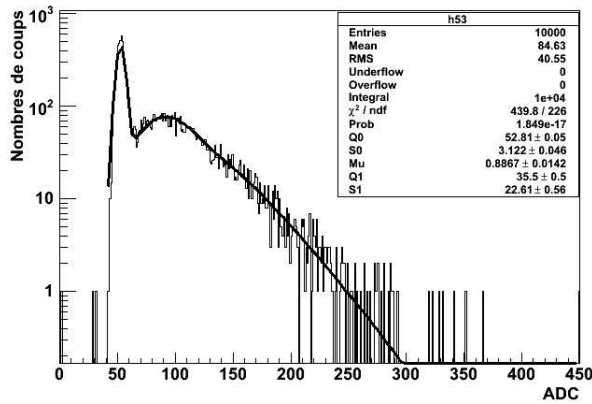


FIG. 4.33 : Exemple de distribution obtenue lors de la mesure des gains à l'aide du système d'injection placé dans les bouchons.

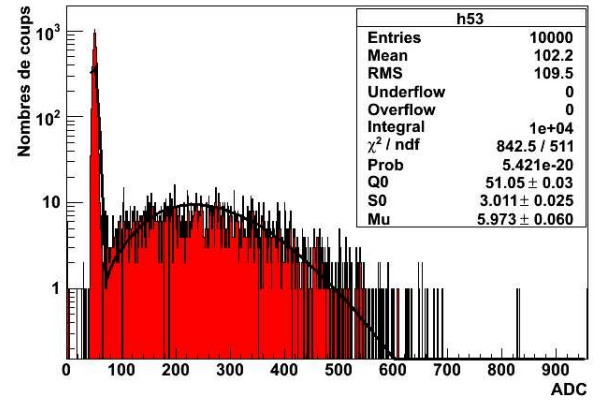


FIG. 4.34 : Exemple de distribution obtenue lors de l'étalonnage avec le spectromètre à électron.

- la dispersion en énergie des électrons issus de la source de ^{90}Sr du spectromètre (facteur 1,17) ;
- l'influence de la tôle en aluminium protégeant le TT (facteur 1,4).

Au total, le nombre de photoélectrons mesurés a été corrigé d'un facteur 1,96. Ce facteur de correction, déterminé empiriquement, est valable avec une précision de l'ordre de 10%.

Ces résultats (coefficients α et β de l'ajustement ainsi qu'un facteur de qualité) sont conservés dans une base de données. Ils doivent par la suite être contrôlés au cours du temps, pour suivre un éventuel effet de vieillissement des différents matériaux intervenant dans le rendement

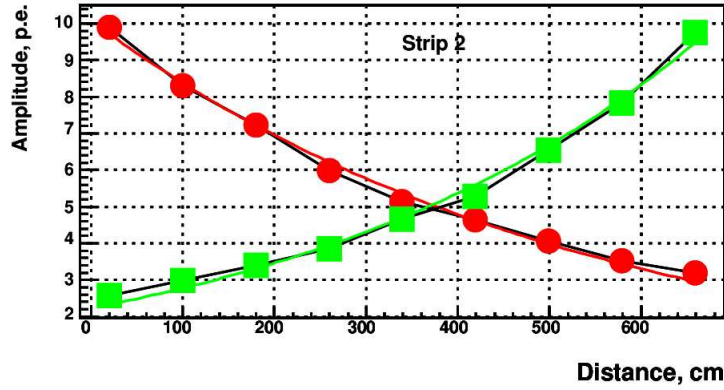


FIG. 4.35 : Résultats de l'étalonnage en énergie d'un barreau d'un module.

lumineux des barreaux de scintillateur du détecteur, pouvoir reconstruire l'énergie déposée par les particules dans les barreaux et contrôler l'efficacité de déclenchement de l'expérience.

La figure 4.36 montre les résultats de l'étalonnage de l'ensemble des modules du TT en terme de nombre de photoélectrons moyen mesuré au milieu des barreaux. On voit que la qualité du scintillateur plastique a évolué au cours du temps selon les processus de fabrication et la qualité des lots de plastique utilisés en Ukraine. On mesure dans plus de 98% des cas plus de 4 photoélectrons au milieu du barreau. La distribution du nombre de photoélectrons détectés au milieu des barreaux est représentée figure 4.37. La moyenne du nombre de photoélectrons au milieu des barreaux est de 5,9 photoélectrons observés de chaque côté.

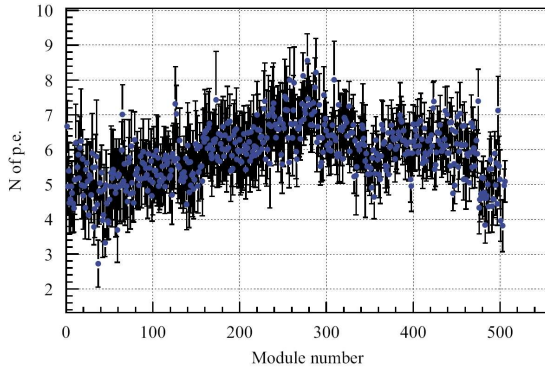


FIG. 4.36 : Distribution du nombre de photoélectrons mesurés au centre des barreaux en fonction du numéro des modules produits.

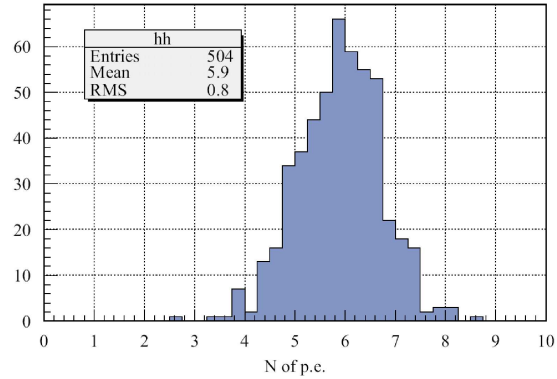


FIG. 4.37 : Distribution du nombre de photoélectrons détectés au milieu des barreaux pour l'ensemble des barreaux utilisés dans le TT.

4.5.2 Déclenchement du TT

Lors d'une interaction de neutrino, il faut définir la meilleure stratégie de déclenchement de l'acquisition et de la prise de données. Deux choix de déclenchement sont possibles pour le TT :

- les 2 côtés d'un même barreau enregistre un signal supérieur à un certain seuil, c'est le cas appelé « AND » ;
- seulement l'un des 2 côtés du barreau mesure un signal supérieur au seuil, c'est le cas appelé « OR ».

La figure 4.38 donne les courbes d'étalonnage pour un barreau. Le point central (le plus éloigné des 2 PM) est le plus favorable dans le cas d'un déclenchement AND et le plus défavorable dans le cas OR (schéma 4.39).

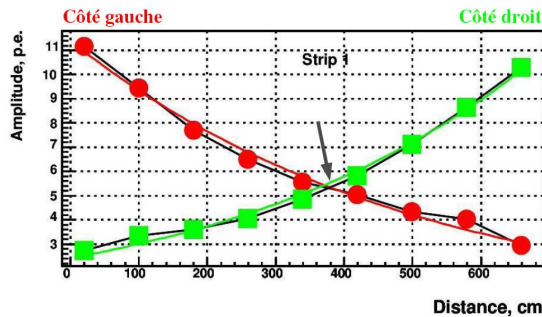


FIG. 4.38: Courbe d'étalonnage pour la fibre 1 du module n° 506.

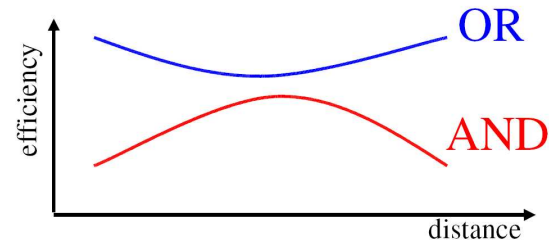


FIG. 4.39: Schéma de l'efficacité en fonction de la distance lorsqu'on applique une condition de déclenchement avec un signal dépassant un certain seuil des 2 côtés du barreau (AND) ou un déclenchement à partir d'un signal dépassant le seuil d'un seul côté du barreau (OR).

On peut calculer l'efficacité (ϵ), la probabilité d'observer un signal, ou l'inefficacité du TT ($1-\epsilon$) à partir des données de l'étalonnage des modules. Par exemple, la distribution de charge d'un barreau de la figure 4.40, normalisée à l'unité, est reconstituée à partir des données de l'étalonnage. On définit l'inefficacité, c'est-à-dire la fraction de signal perdu, comme l'intégrale de la distribution de charge (en unités ADC) jusqu'à un seuil variable en nombre de photoélectrons. Un seuil de S photoélectrons est défini comme $Q_0 + Q_1 \times S$ (Q_0 = piédestal, Q_1 = gain du PM), où par exemple, $S=1/3$ pour $1/3$ de photoélectron.

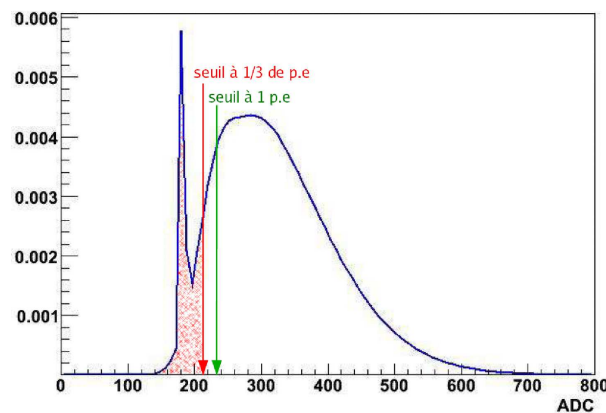


FIG. 4.40: Distribution de charge (unités ADC) reconstituée d'un barreau de scintillateur à partir des données de l'étalonnage et de la mesure du gain. On définit l'inefficacité comme l'intégrale de la courbe jusqu'à un seuil choisi.

On calcule cette inefficacité (et l'efficacité correspondante) pour chacune des extrémités de l'ensemble des fibres du TT. Dans le mode AND, on aura $\epsilon_{\text{AND}} = \epsilon_L * \epsilon_R$. Dans le cas du mode OR, $\epsilon_{\text{OR}} = 1 - (1 - \epsilon_L) * (1 - \epsilon_R)$. La figure 4.41 résume pour un barreau et pour les modes AND et OR les efficacités calculées pour les deux extrémités des barreaux *Left* et *Right* (Fig. A.2) à des seuils de 0,3 et de 1 photoélectron.

On voit que dans le cas AND le maximum d'efficacité est obtenu pour le point central et est de l'ordre de 94% pour un seuil de 1 photoélectron et de l'ordre de 98% pour un seuil de 1/3 de photoélectron; alors que dans le cas OR, quels que soient le seuil et la distance, l'efficacité est stable et proche de 100%. C'est dans la configuration OR que le TT est utilisé.

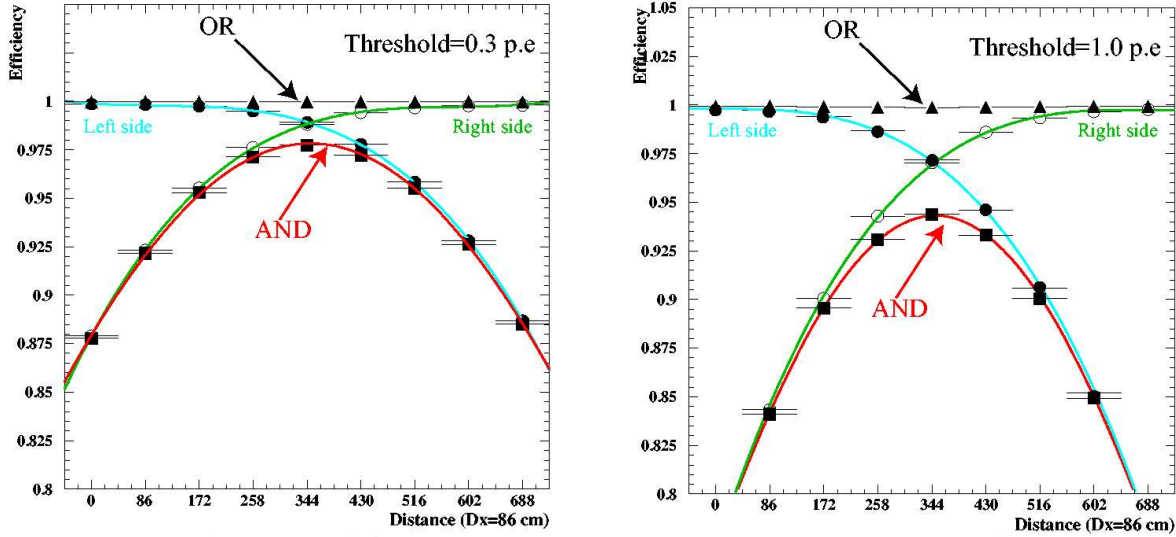


FIG. 4.41 : Efficacités calculées dans les cas AND et OR en fonction de la position d'une particule au minimum d'ionisation et du seuil fixé.

La figure 4.42 donne l'inefficacité en fonction du seuil pour tous les barreaux du TT dans le mode OR (échelle de gauche). Elle reprend également les résultats des différentes mesures de taux de déclenchement (présentés au paragraphe 5.4) effectuées à différents seuils en novembre 2006 et mars 2007 lorsque les briques de plomb n'étaient pas encore insérées (échelle de droite). Pour un seuil inférieur à un tiers de photoélectron, on voit que l'efficacité est supérieure à 99%, alors que le taux de déclenchement se situe entre 20 et 25 Hz (sans les briques). L'inefficacité augmente beaucoup plus rapidement au-delà d'un photoélectron alors que le bruit chute rapidement. Il faut donc trouver le bon compromis entre la meilleure efficacité et le bruit de fond. Pour assurer une efficacité maximale, le seuil est mis à 1/3 de photoélectrons juste avant la montée du bruit. Nous verrons que ce seuil est calculé barreau par barreau au paragraphe 5.2.

4.6 Installation et étalonnage au Gran Sasso

Les murs de TT sont assemblés sur une plate-forme de montage avant d'être déplacés et installés dans le détecteur OPERA. La figure 4.43 schématise le positionnement de plusieurs murs de TT dans le détecteur. Les plans verticaux sont suspendus à des supports plats (surface grisée sur la figure 4.43), directement reliés au support global du détecteur et indépendamment des murs de briques. Seul le premier module du plan horizontal est relié aux supports plats, les

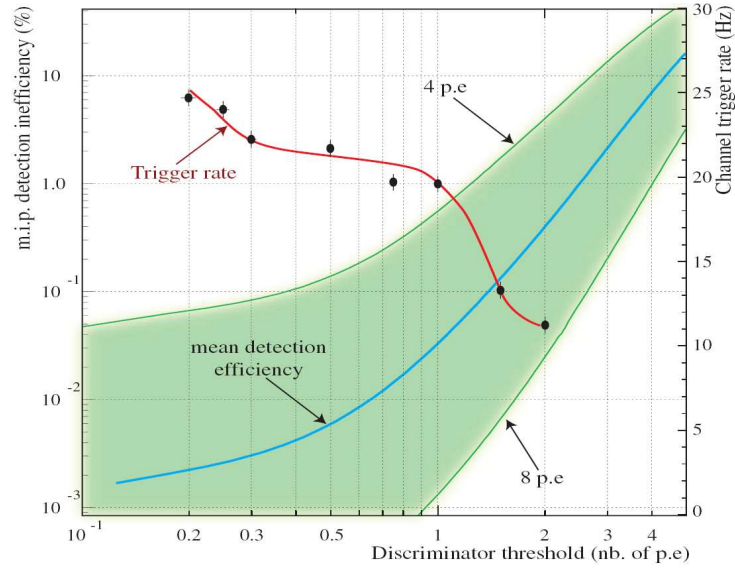


FIG. 4.42 : Inefficacité du TT et taux de déclenchement (en Hz) en fonction du seuil dans le mode OR.

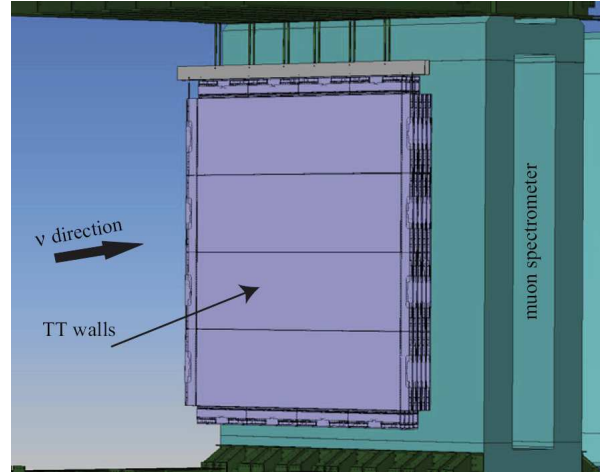


FIG. 4.43 : Schéma de plusieurs murs de TT insérés dans le détecteur OPERA.

autres modules d'un plan horizontal étant accrochés les uns aux autres (ce qui est rendu possible grâce à la rigidité des bouchons). Lors du montage des murs de TT, des tests *in situ* avec une version en développement de l'acquisition ont été effectués. Systématiquement, après insertion des murs, une mesure de leur alignement était également réalisée, étape importante pour les algorithmes de localisation des briques.

4.7 Vieillissement des barreaux de scintillateur

Le vieillissement de la plupart des éléments du TT est connu, puisqu'ils ont été utilisés auparavant dans d'autres expériences, notamment la colle utilisée pour fixer les fibres dans le cookie. L'entreprise fournissant les barreaux de scintillateur donne une estimation sur la diminution du signal lumineux attendu : 10% de perte sur 10 ans. Pour les fibres, on s'attend à une perte de

7% sur 10 ans. Aucun vieillissement non récupérable des PM n'est attendu dans la mesure où l'on peut optimiser son fonctionnement en modifiant la haute tension appliquée.

Néanmoins, durant la fabrication des barreaux de scintillateur plastique, un morceau de 10 cm a été prélevé tous les 8 barreaux construits afin de surveiller le vieillissement des barreaux au cours du temps. A partir de ces morceaux, un module a été assemblé (Fig. 4.44 et 4.45), en utilisant les mêmes matériaux (fibres, colle, etc) que pour les modules du TT. Lors d'un travail antérieur [66] la faisabilité d'un tel dispositif avait été étudiée en réalisant un barreau composé de morceaux de scintillateur et en étudiant l'isolation optique de chaque pièce de scintillateur et leur réponse à une excitation. Les résultats avaient été positifs et ont été pris en compte lors du montage du module. Un barreau de scintillateur de ce module est formé par la succession de 63 morceaux de barreaux de scintillateur, isolés optiquement les uns des autres. Un module est assemblé à partir de 64 de ces barreaux (4032 pièces). En raison des nombreux morceaux de barreaux qui le composent, ce module a été appelé DOMINO. Le DOMINO a été installé à l'IPHC sur l'une des deux tables automatisées utilisées pour l'étalonnage des modules. Chacun de ses morceaux est soumis à une irradiation continue par un spectromètre à électrons, avec une mesure réalisée tous les 25 jours. Le DOMINO permettra au cours des 5 ans de prise de données d'OPERA, d'avoir un suivi de la qualité du signal délivré représentatif de l'ensemble des barreaux de scintillateur plastique.



FIG. 4.44 : Assemblage des morceaux de scintillateur sur la partie adhésive de la tôle en aluminium en suivant un guide représenté par un barreau entier de scintillateur.



FIG. 4.45 : DOMINO une fois tous les morceaux de scintillateur assemblés et étiquetés avec un code barre pour la traçabilité.

Chapitre 5

Caractéristique et suivi du comportement du trajectographe électronique

Dans cette partie, est décrit l'ensemble des tests effectués sur l'électronique associée au trajectographe électronique ainsi que les résultats qui en découlent. Ces tests reposent essentiellement sur le suivi du rendement en terme de nombre de photoélectrons de toute la chaîne d'acquisition, du bruit de fond et du comportement des PM par la mesure régulière de leurs gains. Le TT possède au total 63 488 voies PM à surveiller au cours du temps afin de garantir la meilleure efficacité de détection possible. En effet, dans l'analyse des données, le nombre de photoélectrons détectés est un paramètre important qui est utilisé dans les algorithmes de localisation de la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction des neutrinos. L'influence du champ magnétique sur les gains des PM et sur le nombre de photoélectrons a été étudiée afin de vérifier la qualité du blindage utilisé et prendre en compte les différentes variations observées.

5.1 Modélisation du signal délivré par les PM

Pour déterminer le gain des PM, une modélisation de leur signal est nécessaire. La modélisation choisie a été inspirée de l'étude faite en 1994 dans [67] ; elle se décompose en plusieurs étapes.

Etape 1 : Le nombre de photoélectrons reçus par chaque canal suit une distribution de Poisson :

$$P(\mu, n) = \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!} \quad (5.1)$$

où μ est le nombre moyen de photoélectrons collectés.

Etape 2 : L'amplification par le système de dynodes est approximée à un processus Gaussien. Pour 1 photoélectron, cette distribution est de la forme :

$$G_{1,Q_1,\sigma_1}(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp \left[-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] \quad (5.2)$$

où Q_1 caractérise le gain du PM (équivalent au nombre d'électrons détectés par l'anode produits par un photoélectron) et σ_1 la dispersion sur ce gain.

Le signal obtenu pour n photoélectrons est la convolution de n gaussiennes et s'écrit :

$$G_{n,Q_1,\sigma_1}(x) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2} \right] \quad (5.3)$$

Etape 3 : On obtient la distribution d'un PM idéal en convoluant les distributions des étapes 1 et 2.

$$S_{ideal,\mu,Q_1,\sigma_1}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} P(\mu, n) \otimes G_{n,Q_1,\sigma_1}(x) \quad (5.4)$$

Etape 4 : Le bruit électronique doit aussi être pris en compte. La distribution du bruit est modélisée par une gaussienne de moyenne Q_0 et d'écart-type σ_0 :

$$B_{Q_0,\sigma_0}(x) = \frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2} \right] \quad (5.5)$$

Dans le cas où il y a 0 photoélectron collecté, cette distribution représente ce qu'on appelle le piédestal. Dans la fonction de [67], deux paramètres sont également pris en compte. Ils traduisent le cas où l'effet photoélectrique ne se produit pas sur la photocathode mais sur la première dynode, ce qui résulte en une baisse de la charge détectée, puisque le premier étage d'amplification manque. Néanmoins, nous avons constaté que ce phénomène n'intervenait pour les PM d'OPERA que dans le cas de très forts gains ($Q_1 > 50$). Après plusieurs tests, nous avons montré qu'ils ne changeaient pas les résultats de l'ajustement et ces paramètres n'ont donc pas été pris en compte dans la fonction d'ajustement.

Etape 5 : La distribution réelle du signal d'un PM est donc la convolution entre la distribution d'un signal idéal avec la distribution de bruit définie précédemment.

$$S_{reel}(x) = S_{ideal,\mu,Q_1,\sigma_1}(x) \otimes B_{Q_0,\sigma_0}(x) \quad (5.6)$$

La fonction utilisée dans le programme d'ajustement s'écrit finalement :

$$S_{reel}(x) = Norm \times \left[\frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2} \right\} \exp(-\mu) + \sum_{n=1}^{\infty} P(\mu, n) \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2n\pi}} \exp \left\{ -\frac{(x - Q_0 - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2} \right\} \right] \quad (5.7)$$

où $Norm$ est une constante de normalisation.

La figure 5.1 donne un exemple d'ajustement obtenu par cette paramétrisation. On distingue clairement les différentes contributions du piédestal et du signal à 1 et 2 photoélectrons visibles sur la courbe.

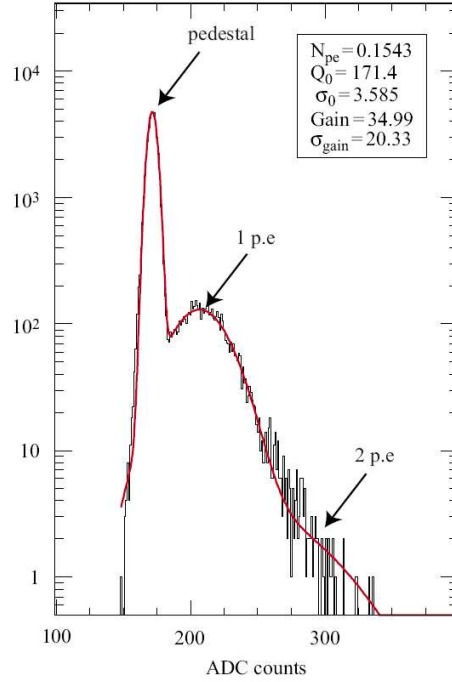


FIG. 5.1: Exemple d'ajustement réalisé à l'aide de la paramétrisation 5.7. La distribution et les résultats sont donnés en unités ADC.

5.2 Mesure du piédestal

Les paramètres caractérisant le bruit de fond peuvent être déterminés séparément en l'absence de tout signal. Les piédestaux déterminent le bruit électronique de chaque canal. La mesure du piédestal est également importante pour l'analyse des données puisque pour chaque canal une soustraction du bruit de fond est effectuée. Dans un premier temps, les piédestaux étaient déterminés en utilisant un déclenchement externe aléatoire lors d'une mesure en temps réel. Cette méthode permettait d'accéder aux valeurs de la moyenne et de la dispersion par canal, mais pas à la distribution de charge, ce qui en faisait une méthode très rapide.

Afin d'améliorer la mesure pour avoir des informations précises, un accès à la distribution de la charge ADC des piédestaux est nécessaire. Le déclenchement sur le pulse des LED avec une tension d'alimentation de 0 mV (supposée ne pas donner de lumière) a été utilisé. Avec la configuration actuelle de l'acquisition de données, aucun autre déclenchement aléatoire n'est possible. L'acquisition sur chaque PM dure 40 cycles (un cycle équivaut à 1,6 s), ce qui correspond en moyenne à 5600 événements par canal. La figure 5.2 donne un exemple de distribution en charge ADC du piédestal. L'ajustement utilisé est une gaussienne définie à l'équation 5.5 et est tracé en rouge. En réalité dans cette procédure de mesure, même à une tension de 0 mV, une certaine quantité très faible de lumière peut être émise par certaines LED, ce sont les coups que l'on peut distinguer sur la distribution de charge (Fig. 5.2) au-delà du piédestal.

La valeur moyenne calculée par la méthode précédente de mesure et celle obtenue par ajustement sont très voisines comme le montre la figure 5.3, ce qui n'est pas le cas de la dispersion (Fig. 5.4). La méthode basée sur l'ajustement de la distribution de charge du piédestal est plus

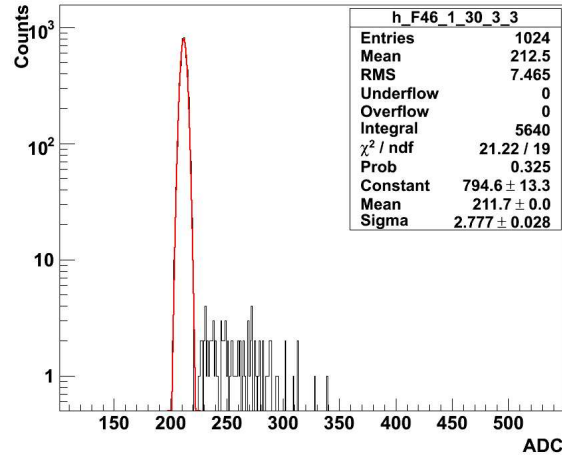


FIG. 5.2 : Exemple de distribution en ADC pour la mesure du piédestal pour un canal.

robuste que la précédente et c'est elle qui est actuellement utilisée.

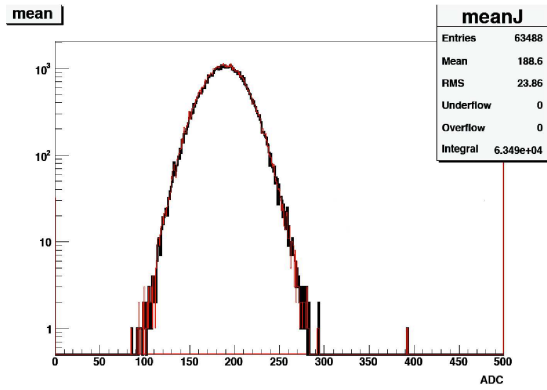


FIG. 5.3 : Comparaison de la valeur moyenne du piédestal obtenue par les 2 procédures de mesure pour l'ensemble des canaux électroniques du TT. En rouge, la précédente méthode ne permettant pas d'avoir accès à la distribution de charge, en noir la méthode actuellement utilisée.

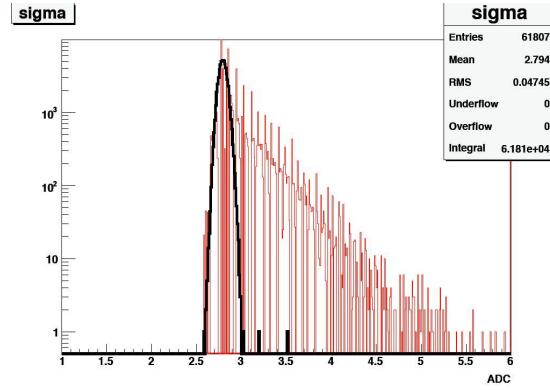


FIG. 5.4 : Comparaison de la dispersion sur le piédestal obtenue par les 2 procédures de mesure pour l'ensemble des canaux électroniques du TT. En rouge, la précédente méthode ne permettant pas d'avoir accès à la distribution de charge, en noir la méthode actuellement utilisée.

Pour déterminer la fréquence à laquelle des mesures de piédestaux doivent être effectuées, une étude de la stabilité de ce paramètre a été réalisée. La figure 5.5 donne la distribution de la variation du piédestal entre 2 mesures espacées de 11 mois. Depuis 2006, les mesures régulières des piédestaux ont permis de montrer qu'ils étaient stables dans le temps avec une variation inférieure à 1%. Les sources provoquant les fluctuations sont multiples : bruit électronique extérieur, problème de haute tension, etc. La mesure des piédestaux est réalisée au moins en moyenne 2 fois par prise de données.

Deux autres procédures pour la mesure des piédestaux, définies par notre équipe, devraient bientôt être mises en oeuvre afin de s'affranchir de la lumière pulsée par les LED alors qu'elles

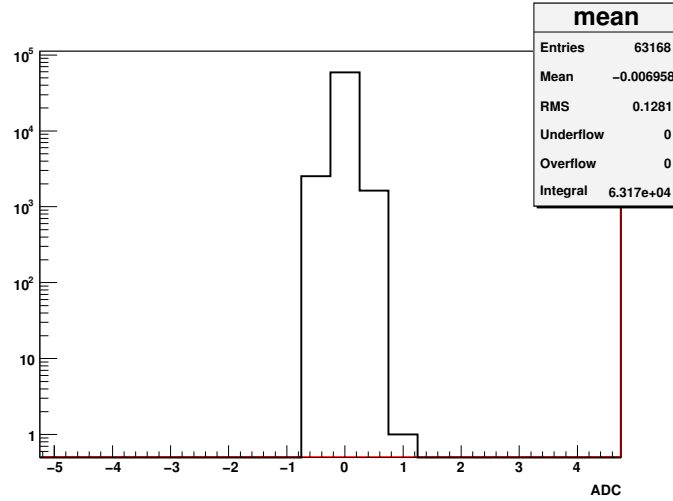


FIG. 5.5 : Distribution de la variation du piédestal sans les capteurs problématiques.

ne sont pas alimentées :

- déclencher sur un trigger extérieur aléatoire et enregistrer les distributions en charge ADC ;
- pulser les LED alimentées à 0 mV sur une extrémité d'un module et mesurer les piédestaux sur le PM opposé.

Cette deuxième possibilité devrait être utilisée dans les prochains mois.

L'importance de la précision de la mesure de ces paramètres intervient dans la prise de données, où les charges ADC, après déclenchement de l'acquisition, sont enregistrées « piédestaux soustraits » (suppression de zéros).

Lors de la suppression de zéros, le seuil est choisi pour chaque barreau en fonction du gain de la voie PM associée et de son piédestal. La méthode de suppression de zéros a été définie de la manière suivante :

- pour chaque voie PM, le maximum de la distribution de charge ADC est trouvé et la distribution est ajustée par une gaussienne sur une largeur de ± 10 unités ADC par rapport au maximum ;
- A partir des paramètres d'ajustement de la gaussienne, est calculé le nombre n de σ_0 nécessaires pour se situer hors du piédestal. Le calcul est fait sur la partie gauche de la gaussienne pour ne pas prendre en compte une éventuelle lumière émise par les LED ;

Ainsi, pour chaque barreau, seule la charge dépassant le seuil ($Q_0 + n \times \sigma_0$) est enregistrée ; n valant en moyenne 3,4 cela représente une coupure de $n \times \sigma_0 = 9,4$ canaux ADC et une coupure en nombre de photoélectrons de l'ordre de $S=0,24$ photoélectron (pour une valeur typique de gain de 40 unités ADC), le seuil étant calculé de la manière suivante :

$$S = n \times \sigma_0 / Q_1 \quad (5.8)$$

Il est donc important de mesurer précisément ces paramètres.

5.3 Mesure du gain

Des mesures sont effectuées régulièrement (environ une fois par mois), voire toutes les semaines lorsque le CNGS est arrêté pour maintenance (jour spécial dédié aux vérifications et à l'étalonnage de l'ensemble des détecteurs électroniques). La tension des impulsions des LED est de 500 mV (paragraphe 4.2.4). Les nouvelles valeurs de gain sont actualisées après chaque mesure. Lors de la procédure d'ajustement des gains des PM, 3 paramètres restent libres dans l'expression 5.7, le gain Q_1 , la dispersion sur le gain σ_1 et le nombre moyen de photoélectrons μ . La constante de normalisation de la fonction (5.7) est fixée au nombre d'entrées de l'histogramme considéré. La figure 5.6 donne un exemple d'ajustement de la distribution de charge d'un canal (en unités ADC) d'un PM. On peut remarquer que le gain Q_1 pour cette voie PM est de l'ordre de 38 unités ADC, et que la dispersion sur le gain est large et vaut $\sigma_1 \simeq 25$ unités ADC, soit $\sigma_1 \simeq 66\% Q_1$. Enfin, le nombre moyen de photoélectrons est d'environ 0,6. La précision sur les paramètres de l'ajustement est en moyenne de 5% et le $\chi^2/d.o.f$ doit être de l'ordre de 1 pour rendre la mesure significative. Par exemple, à la figure 5.6, l'erreur sur le gain est de l'ordre de 2% et le $\chi^2 \sim 1$ montre que l'ajustement est acceptable.

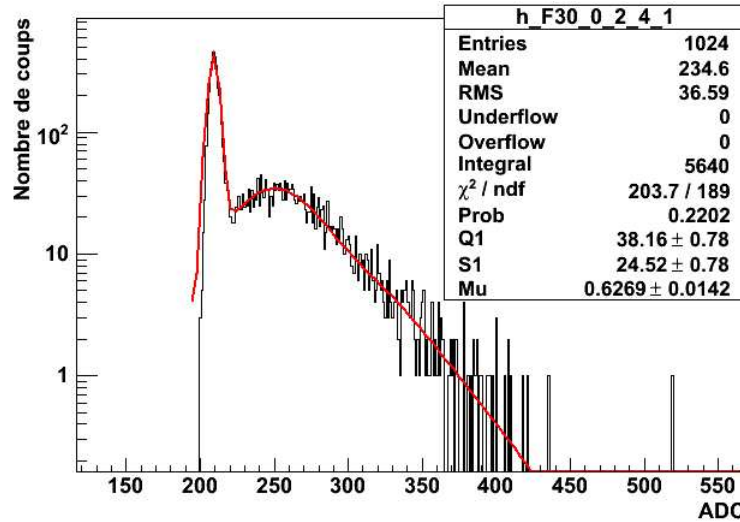


FIG. 5.6 : Exemple d'ajustement de la distribution de la charge d'un canal lors de la mesure du gain.

La procédure d'ajustement se déroule en 2 étapes principales. La vérification du piédestal, puis l'ajustement et la détermination des paramètres Q_1 , σ_1 et μ . Nous nous sommes rendu compte que pour certains canaux, les paramètres Q_0 et σ_0 déterminés lors de la mesure du piédestal ne correspondaient pas exactement aux piédestaux de la distribution de gains, ce qui entraînait des mauvais ajustements. Ce phénomène pourrait être dû au bruit généré par les LED lorsqu'elles sont mises sous tension. Une procédure locale de recherche du piédestal sur la distribution de gain a donc été implémentée de manière à s'assurer que plus de 99% des ajustements aient un $\chi^2/d.o.f$ de l'ordre de 1. Une fois les paramètres du piédestal fixés, ainsi que celui de la normalisation, l'ajustement permet de déterminer la valeur moyenne du gain, la dispersion et le nombre moyen de photoélectrons. La figure 5.7 présente la distribution des rapports $Q_{0_{ped}}/Q_{0_{fit}}$, où $Q_{0_{ped}}$ est la valeur moyenne de Q_0 obtenue lors de la mesure du piédestal et $Q_{0_{fit}}$ est la valeur moyenne du piédestal déterminée à partir de la détermination du gain. Globalement, ces valeurs sont les

mêmes sauf pour certains capteurs dont les variations peuvent atteindre plus de 50%.

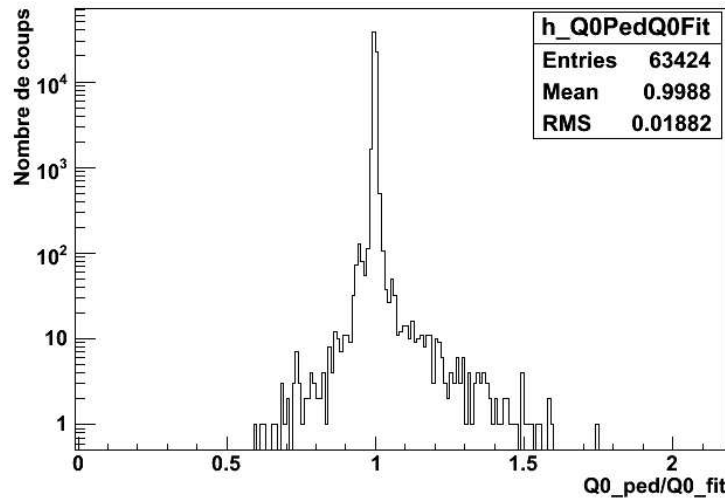


FIG. 5.7 : Distribution du rapport des 2 calculs de piédestaux.

La distribution du nombre moyen de photoélectrons pour l'ensemble des canaux de chaque PM est représentée figure 5.8 et vaut en moyenne 1,2. Ceci signifie que dans la majorité des cas, la tension d'alimentation des LED est adéquate, mais on voit également qu'on peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 4 à 5 photoélectrons. Nous verrons par la suite, que si les 64 canaux d'un PM sont concernés par cet excès de lumière, cela peut être dû à une mauvaise tension d'alimentation des LED. Cela peut également être expliqué par le fait que les voies centrales sont moins exposées à la lumière des LED dans la mesure où les voies périphériques, très fortement exposées, jouent le rôle d'écran.

Les 100 cas pour lesquels le nombre de photoélectrons est nul est lié à un choix de l'analyse qui sera explicité par la suite.

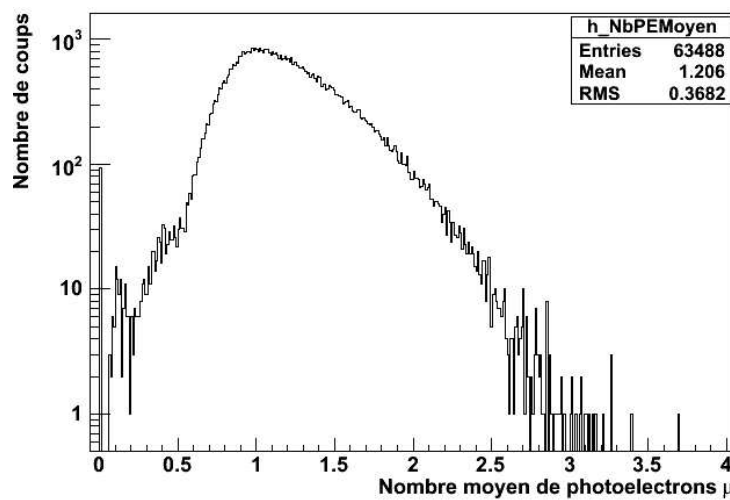


FIG. 5.8 : Distribution du nombre de photoélectrons mesurés lors de l'étalonnage avec les LED.

La distribution de gain Q_1 est donnée à la figure 5.9. La figure 5.10 représente le rapport de la dispersion sur le gain $\frac{\sigma_1}{Q_1}$. Le gain moyen est de l'ordre de 40 ± 5 unités ADC, alors que la dispersion est de l'ordre de 58%. Plusieurs zones sur la distribution de gain sont à remarquer et caractérisent différents problèmes sur les capteurs, décrits ci-après.

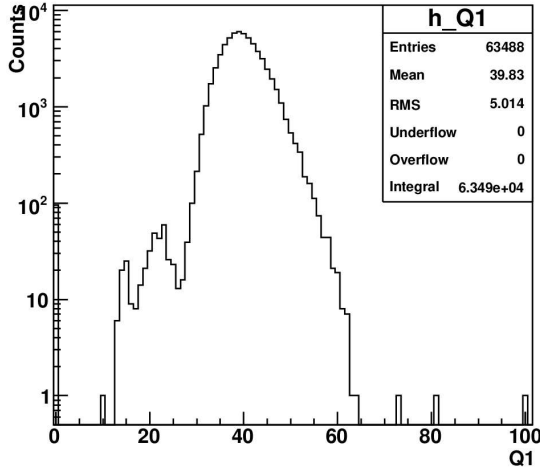


FIG. 5.9: Distribution des gains (paramètre Q_1) pour l'ensemble des canaux du TT.

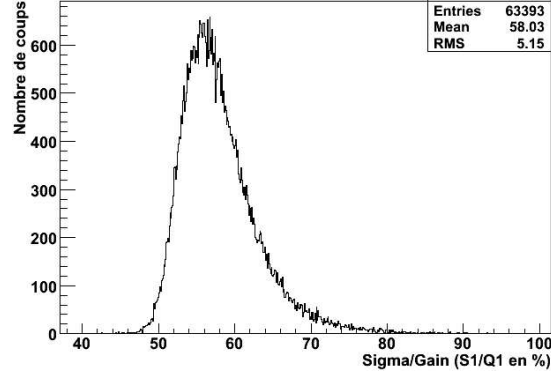


FIG. 5.10 : Distribution de la dispersion sur les gains (paramètre σ_1/Q_1 en %) pour l'ensemble des canaux du TT.

1. Gain nul : $Q_1=0$

On remarque que 100 canaux ont un gain nul. De manière arbitraire, $Q_1=0$ (et $\mu=0$), a été fixé pour :

- les canaux dont les fibres ont été cassées ou abîmées lors de la construction des modules (28 fibres sur un total de 63 488 voies) ;
- les capteurs ayant été déconnectés lors de la mesure, suite à divers problèmes (électronique, haute-tension, DAQ) ;
- les canaux ne recevant pas assez de lumière provenant du système d'injection.

Dans ces trois cas, puisqu'il n'y avait pas de signal, les ajustements divergeaient dans le traitement automatisé. Un critère d'identification a été mis en oeuvre en étudiant ces ajustements divergeants. Il est basé sur l'intégrale de la distribution une fois le piédestal soustrait. Si cette intégrale est inférieure à 30 unités ADC (seuil déterminé statistiquement en étudiant plusieurs distributions problématiques), on considère que le canal ne reçoit pas assez de lumière, l'ajustement n'est pas réalisé et il lui est attribué un gain $Q_1=0$. Cette méthode permet de repérer les canaux problématiques et de préparer les interventions de réparation. Par exemple, en janvier 2008, le capteur (0,0,30,0) ne recevait pas de signal (figure 5.11). Le problème venait des injecteurs de lumière et de la mezzanine. L'ensemble système d'injection+électronique ainsi que la mezzanine ont été changés, ce qui a permis de résoudre le problème (figure 5.12 de la mesure de juin 2008).

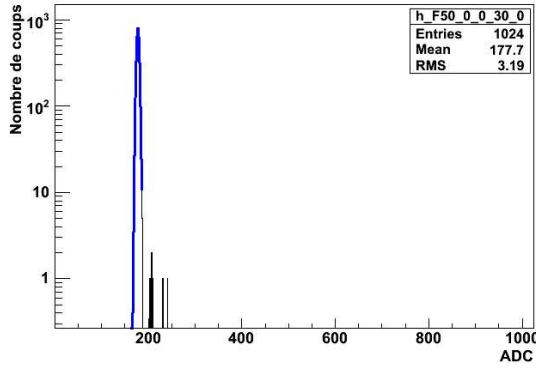


FIG. 5.11 : Distribution de charge de la fibre 50 du PM (0,0,30,0) avant intervention.

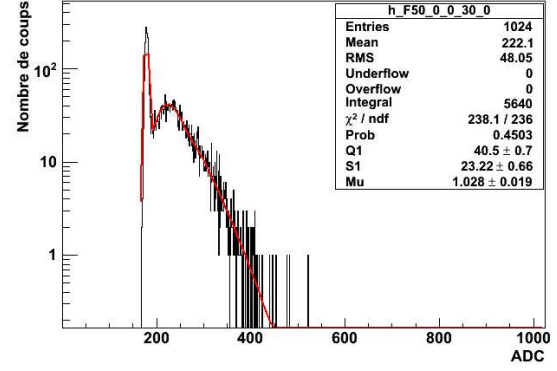


FIG. 5.12 : Distribution de charge de la fibre 50 du PM (0,0,30,0) après intervention.

2. Gain faible : $0 < Q_1 < 30$

Les capteurs ayant un gain entre 10 et 30 unités ADC sont des capteurs présentant un problème au niveau de l'électronique se traduisant par une distribution de charge ADC déformée (qu'on dénommera « distribution étroite »).

La figure 5.13 illustre ce problème de déformation de la distribution de charge ADC d'une voie d'un PM dont l'ensemble de ses voies présentait une distribution similaire. Une intervention a été réalisée sur ce capteur en juillet 2008. Après avoir vérifié l'aspect général des différents composants électroniques, chaque élément a été remplacé (camerop, FE, LED pulser) l'un après l'autre. Une mesure des gains était réalisée après chaque modification pour localiser l'élément défectueux. Après le changement du LED pulser, nous avons mesuré un gain plus raisonnable (Fig. 5.14). Elle montre une amélioration, bien qu'on constate une augmentation significative du gain qui ne peut pas être la seule conséquence du changement de l'électronique associée aux LED. On peut supposer qu'à l'origine le problème provenait d'un mauvais branchement (invisible à l'œil) qui engendrait une perte de signal. Le changement des différents composants électroniques aura peut être permis de les reconnecter correctement.

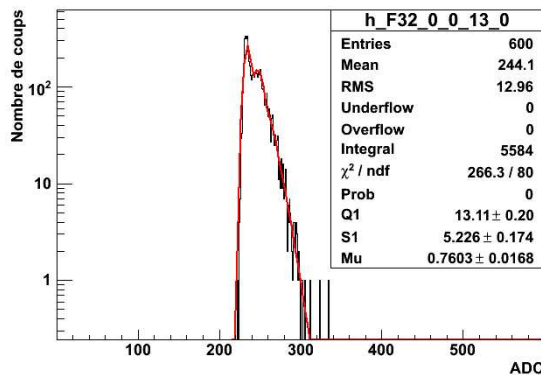


FIG. 5.13 : Distribution de charge du canal n°32 du capteur (0,0,13,0) avant intervention.

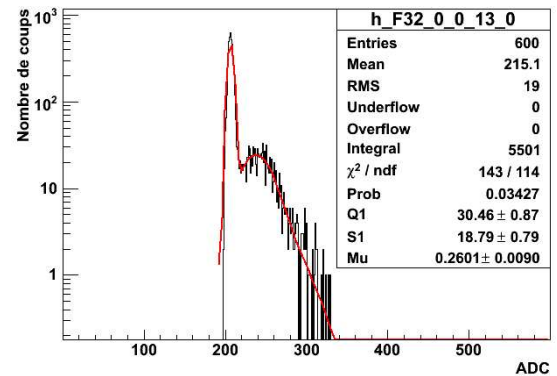


FIG. 5.14 : Distribution de charge du canal n°32 du capteur (0,0,13,0) après changement du LED pulser.

Il est également arrivé que ce soit uniquement les canaux situés aux bords des PM, voire des deux premières colonnes d'un PM (Fig. A.1 de l'annexe A, voies PM n°1, 9, 17, 25, 33, 41, 49, 57 par exemple) qui présentaient des « déformations » au niveau des distributions de charge (Fig. 5.15) et contribuaient aux gains faibles. Lors des tests des PM, il avait déjà été constaté que les canaux situés au bord du PM avait un gain plus faible que les autres canaux (Fig. 4.18). Pour harmoniser les gains, on peut augmenter les facteurs de corrections de ces canaux (présenté plus loin).

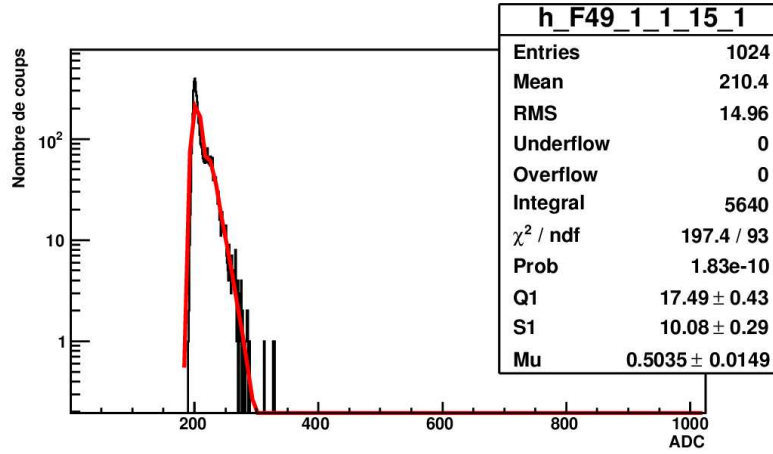


FIG. 5.15 : Distribution de charge d'un canal du PM dans le cas où il y a un problème sur le capteur ; on voit ici l'exemple d'une distribution pour un canal où la distribution est étroite.

3. Gain élevé : $Q_1 > 55$

Les capteurs ayant un gain ajusté supérieur à 50 unités ADC sont ceux dont les facteurs de correction ou la haute tension ont été mal déterminés. Par exemple, une grande partie des canaux du PM (3,1,3,0) ont un gain $Q_1 > 55$ et un nombre de photoélectrons supérieur à 1. La figure 5.16 donne la distribution en ADC pour une voie de ce PM.

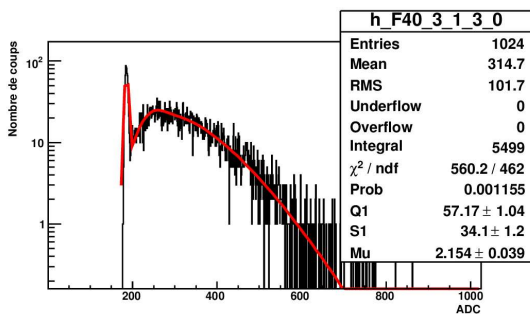


FIG. 5.16 : Distribution de charge d'un canal du PM dans le cas où il y a trop de lumière.

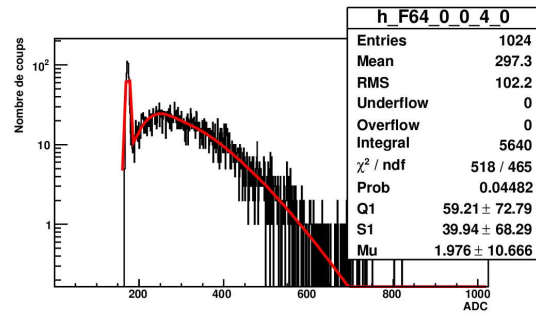


FIG. 5.17 : Distribution de charge d'un canal du PM dans le cas où l'ajustement ne parvient pas à décorréler le nombre de photoélectrons du gain.

Il peut arriver dans quelques rares cas (~ 10 canaux) que l'ajustement ne parvienne pas à décorréler le nombre de photoélectrons du gain. La figure 5.17 illustre ce phénomène où on

voit que l'erreur associée à chaque paramètre est importante. Quand le nombre de photoélectrons augmente, l'ajustement devient de plus en plus sensible au produit $Q_1 \times \mu$ et la valeur ajustée pour chaque paramètre séparément devient de plus en plus imprécise. Pour ces cas, des tests séparés doivent être réalisés en diminuant la tension d'alimentation des LED afin de diminuer la quantité de lumière. Cela n'aura pas forcément d'influence sur les gains mais sur les résultats de l'ajustement qui seront plus fiables. Pour diminuer les gains, des solutions sont envisagées dans le paragraphe suivant.

Bilan et solutions

Depuis sa mise en fonctionnement en 2006, plusieurs capteurs du TT ont rencontré quelques problèmes essentiellement liés à l'électronique. Pour ne pas être obligé à chaque fois d'effectuer des réparations sur le site pendant la prise de données et compte tenu de la difficulté d'accéder au détecteur, nous avons cherché les solutions les moins contraignantes.

1. Mesure des gains pour différentes tensions des LED

Dans le cas où les gains sont faibles ($0 < Q_1 < 30$), on pourrait penser qu'il s'agit d'un manque de lumière délivrée par les LED. Une modification de la tension d'alimentation des LED pourrait être une solution rapide demandant peu de moyens. En décembre 2007, ont été réalisées plusieurs séries de mesures pour différentes tensions d'alimentation des LED (100, 300, 500, 800 mV) afin d'estimer celle qui serait la plus adéquate pour chaque capteur et d'étudier l'influence de la quantité de lumière sur la détermination des gains. Dans la majorité des cas, les gains sont stables quelle que soit la tension d'alimentation appliquée aux LED (Fig. 5.18). Ils peuvent également être stables et élevés sans que la tension appliquée ne les modifie (Fig. 5.19). Les gains sont donc indépendants de la quantité de lumière envoyée, sauf dans le cas où cette quantité est trop faible ou trop importante (100 mV et 800 mV). Dans ces cas, on remarque que la dispersion sur la valeur du gain des différents canaux d'un PM est plus importante. Cela peut être expliqué soit par la saturation de la réponse du PM soit par la modélisation du signal utilisée qui atteint ses limites.

Cette mesure montre que l'ajustement est non seulement fiable mais qu'il permet de déterminer dans la majorité des cas, la valeur du gain (pour un nombre de photoélectrons compris entre 0,45 et 2 photoélectrons), le gain d'un canal étant caractérisé dès le départ par la haute tension et les facteurs de correction appliqués sur la carte FE. Modifier la tension de la LED n'est donc pas une solution pour l'homogénéisation (diminution ou augmentation) des gains.

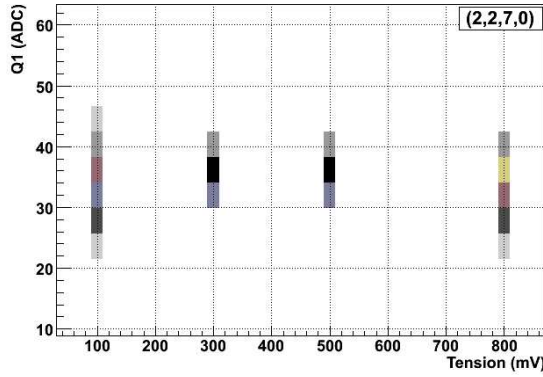


FIG. 5.18 : Distribution des gains pour les 64 canaux du PM (2,2,7,0) en fonction des différentes tensions appliquées à la LED.

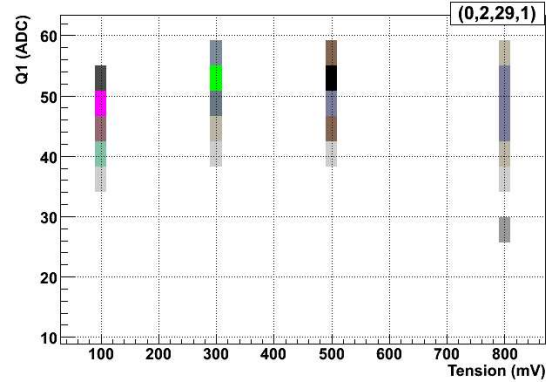


FIG. 5.19 : Distribution des gains pour les 64 canaux du PM (0,2,29,1) en fonction des différentes tensions appliquées à la LED.

2. Modification de la haute tension du PM

Pour influencer sur la valeur des gains, une possibilité est d'augmenter (ou diminuer) la haute tension du PM afin d'augmenter (réduire) le gain. La variation de la haute tension est une manière de modifier les gains globalement, c'est-à-dire pour tous les canaux du PM. C'est le cas du capteur (3,2,15,1) dont l'ensemble des canaux présentait un gain inférieur à 20 unités ADC (figure 5.20). Une augmentation (en valeur absolue) de 75 V sur la haute tension permet d'atteindre des gains de l'ordre de 30 unités ADC (figure 5.21).

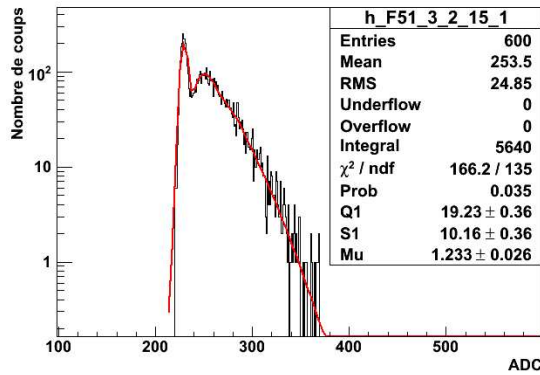


FIG. 5.20 : Distribution en charge d'un canal d'un PM à la tension nominale.

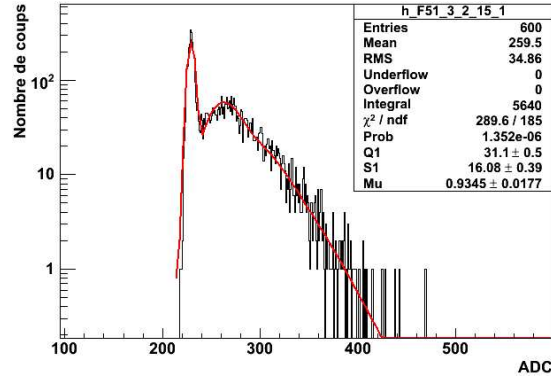


FIG. 5.21 : Distribution en charge de ce même canal après augmentation de la haute tension de 75 V.

Les valeurs initiales des hautes tensions appliquées aux PM ont été déterminées pendant des tests effectués à leur réception à Berne [63], en suivant une procédure d'illumination similaire avec des LED et une procédure d'ajustement avec le même type de fonction que la fonction (5.7). Il est possible qu'il y ait eu des problèmes et que la tension déterminée n'était pas la bonne.

3. Modification des facteurs de correction

Les facteurs de correction permettent d'homogénéiser les gains non pas de manière globale mais canal par canal. Sur le site internet [68] se trouvent pour tous les lots de PM des fichiers ASCII indiquant :

- les facteurs de correction (*corr fact*) allant de 1 pour le canal le plus fort à 3,5 pour le canal le plus faible ;
- les facteurs de correction sur la ROC (*corr chip*) allant de 0 jusqu'à 63 par pas de 1/16 (encodage sur 6 bits) et qui ont été déterminés suivant la formule empirique :

$$\text{corr chip} = 159,5 - 23,26 \times \sqrt{46,7 - 8,6 \times \text{corr fact}} \quad (5.9)$$

puis finalement arrondi à un nombre entier ;

- la haute tension du PM : tension pour laquelle le gain du canal le plus fort vaut 10^6 .

Dans la base de données, sont insérés les facteurs précédemment appelés *corr chip*, que l'on peut modifier.

Lors des mesures de gain du PM (1,1,15,1), on remarque que les canaux situés aux extrémités (voies 1, 9, 17, 25, 33, 41, 49, 57) ainsi que leurs voisins de la seconde rangée (suivant la numérotation de la figure A.1 de l'annexe A) présentent un gain plus faible (Fig. 5.22).

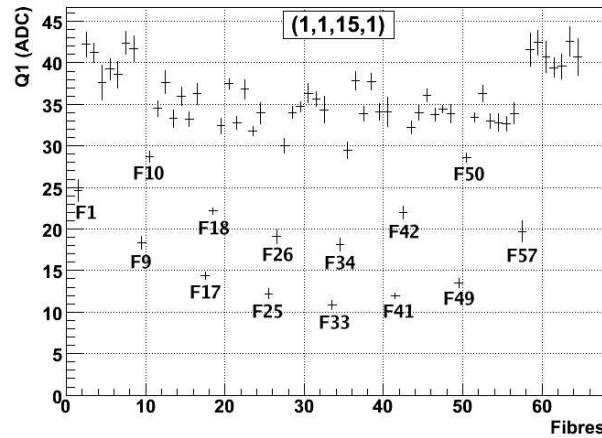


FIG. 5.22 : Valeurs moyennes des gains en fonction du numéro de voie pour le PM (1,1,15,1).

Des tests ont été faits sur quelques canaux de ce PM. Les figures 5.23 et 5.24 illustrent les effets d'augmentation du facteur de correction sur la voie n°9. On remarque qu'augmenter le facteur de correction, permet effectivement d'augmenter le gain, mais également le bruit au niveau du piédestal.

Les figures 5.25 et 5.26 concernent la voie n°58 et montrent l'effet inverse, à savoir, une réduction du facteur de correction qui a permis de retrouver une valeur de gain Q_1 de l'ordre de 39 unités ADC en adéquation avec la valeur moyenne.

Augmenter les facteurs de correction peut être délicat dans la mesure où cela amplifie également le bruit du canal mais on constate néanmoins que ceci permet d'harmoniser les gains canal par canal.

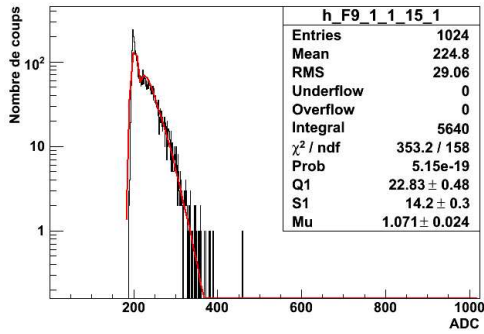


FIG. 5.23 : Distribution en canaux ADC pour la voie n°9 dans la configuration par défaut.

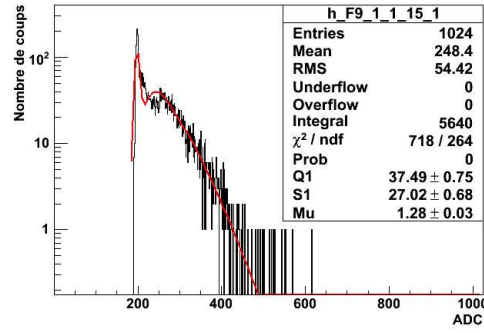


FIG. 5.24 : Distribution en canaux ADC pour la voie n°9 après augmentation du facteur de correction.

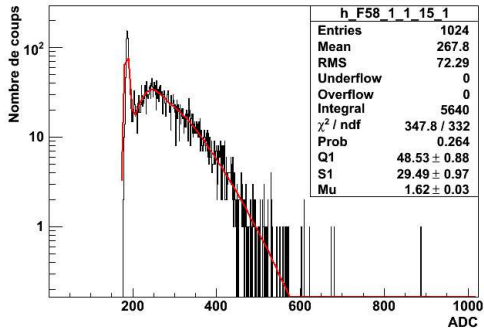


FIG. 5.25 : Distribution en canaux ADC pour la voie n°58 dans la configuration par défaut.

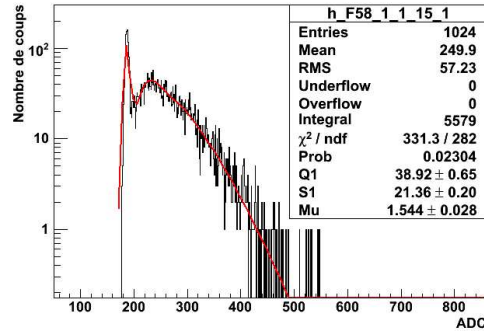


FIG. 5.26 : Distribution en canaux ADC pour la voie n°58 après diminution du facteur de correction.

Conclusion

La figure 5.27 donne la distribution du rapport des gains mesurés pour toutes les voies entre février 2006 et juin 2008. De cette figure ont été enlevés les capteurs absents de l'acquisition en février 2006 ou en juin 2008, ainsi que certains capteurs problématiques connus. On constate qu'en moyenne les gains sont stables (variation moyenne inférieure à 1%), mais que la variation peut atteindre jusqu'à 20% pour certains capteurs, ce qui correspond à environ 8 unités ADC. Cette variation n'est pas uniquement due à des phénomènes physiques (température, haute tension, etc) mais elle inclut également toutes les fluctuations provenant de la méthode d'ajustement.

Globalement les gains des PM sont donc stables. Pour quelques PM, plusieurs problèmes sont apparus au cours du temps, ils sont désormais sous contrôle.

Des problèmes de débranchement ou de section des câbles d'alimentation des PM ou ceux des LED pulser sont facilement identifiables et facilement réparables selon leur localisation dans le détecteur. Les cas où les problèmes peuvent être réglés en changeant des paramètres dans la base de données (tension d'alimentation, facteur de correction) sont les plus simples car ne nécessitant pas d'intervention sur le TT. On peut néanmoins se demander pourquoi les gains au sein d'un même PM ne sont plus homogènes. La variation de gain entre les 64 canaux d'un même PM est en moyenne de 13% mais peut atteindre jusqu'à 20%, ce qui correspond à environ 8 unités ADC. Cette variation est illustrée pour l'ensemble des capteurs par la figure 5.28 qui donne le rapport du gain de chaque canal sur le gain maximal des 64 voies du PM en fonction du numéro de voie.

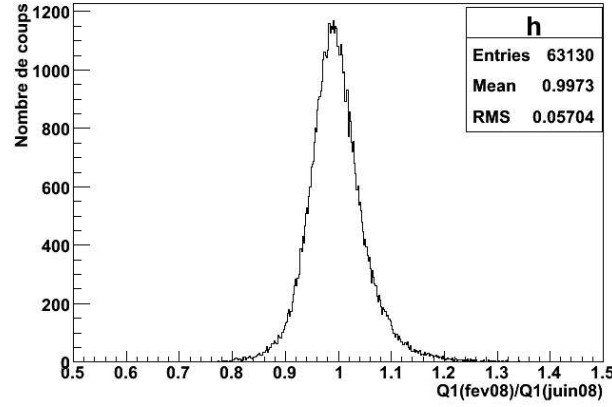


FIG. 5.27 : Distribution du rapport des mesures de gains illustrant leur variation relative en 29 mois.

Cette variation peut être expliquée par la précision sur la détermination des facteurs de correction

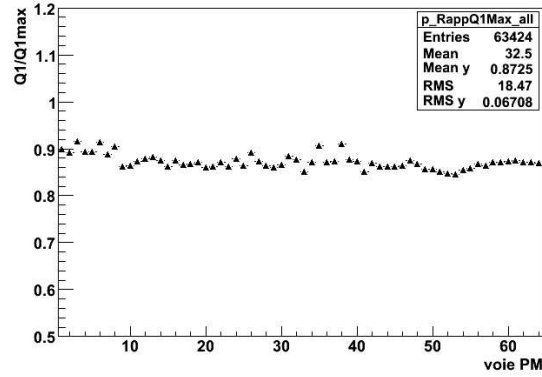


FIG. 5.28 : Rapport du gain de chaque canal du PM sur le gain maximal des 64 canaux en fonction des voies PM pour tous les capteurs.

et par des variations survenues depuis telles que la température, l'électronique ou la haute tension.

La figure 5.29 représente le profil des gain par voie pour l'ensemble des canaux du TT. La valeur moyenne est de l'ordre de 40 unités ADC, avec une dispersion d'environ 5 unités ADC. La figure 5.30 donne pour l'ensemble des canaux la valeur du nombre de photoélectrons moyens mesurés. On voit qu'il y a un maximum tous les 8 canaux, qui s'explique par le fait que les LED sont positionnées de chaque côté du PM et que les voies des extrémités reçoivent plus de lumière que celles centrales. Ce qui montre à nouveau que la détermination des gains est indépendante de la quantité de lumière reçue par la voie (Fig. A.1 de l'annexe A).

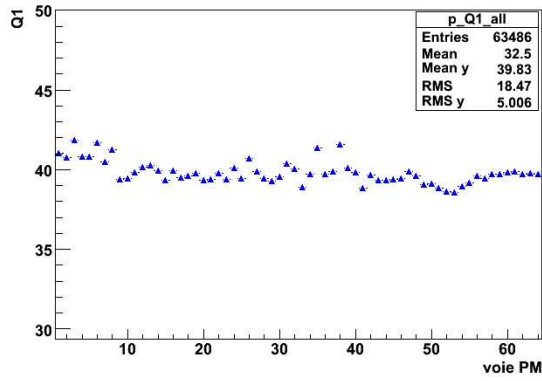


FIG. 5.29 : Gain Q_1 en fonction des voies PM pour tous les capteurs.

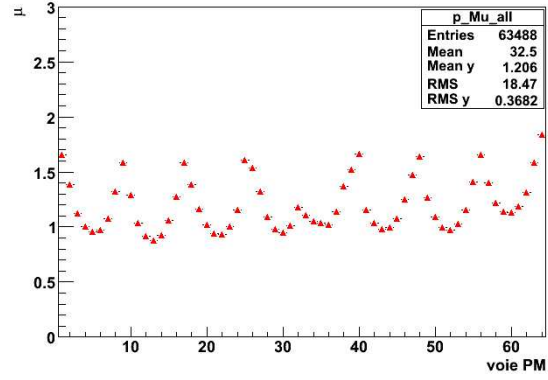


FIG. 5.30 : Nombre moyen de photoélectrons (μ) détectés en fonction des voies PM pour tous les capteurs.

5.4 Taux de déclenchement

La mesure du taux de déclenchement de chaque canal du photomultiplicateur (TRT pour *Trigger Rate Test*) permet de déceler les fuites de lumière. En effet, le TT représente une surface totale importante sur laquelle des fuites peuvent apparaître au cours du temps. La procédure consiste en une mesure globale du courant d'obscurité du PM, du bruit électronique associé, de la radioactivité ambiante et des fuites de lumière. Notre détecteur étant basé sur les signaux lumineux produits par les particules traversant les scintillateurs plastiques, il est important que les murs de TT soient hermétiques à la lumière. Une activité au-delà de 100 Hz par canal (limite imposée par la capacité du système d'acquisition) nécessite une intervention. Certaines fuites sont présentes depuis le début et sont facilement réparables, d'autres sont apparues au cours du temps en raison du remplissage des murs de briques et de possibles collisions avec le robot automatique qui les insère, ou encore par la déformation de la structure qui maintient les murs composant le trajectographe créant ainsi une torsion des tôles en aluminium des murs du TT. La prise de données régulière des TRT et leur analyse ont été réalisées afin de lister les différentes fuites à réparer. Une procédure d'analyse automatique a été mise au point avec possibilité de répertorier les différents canaux ayant un taux de déclenchement supérieur à un seuil variable.

Lorsque les briques n'étaient pas encore installées dans le détecteur, le taux de déclenchement moyen par canal était de l'ordre de 20 Hz pour un seuil de 1/3 de photoélectron. Les briques agissant comme un écran contre la radioactivité, une fois la partie cible mise en place, le taux moyen est descendu à 8 Hz. La figure 5.31 représente les taux de déclenchement moyens par canal pour un PM, mesurés respectivement en décembre 2007 (pas de briques dans le second supermodule, en bleu) et en août 2008 (en rouge) avec un seuil à 1/3 de photoélectron, où le mur correspondant était rempli de briques.

La partie la plus sensible des modules du TT sont les barreaux situés aux bords car ces barreaux ne sont protégés que par du ruban adhésif en aluminium et sont insérés dans une partie métallique en forme de U. Ce sont à ces endroits que les fuites de lumière ont le plus de probabilité d'apparaître au cours du temps, en raison de l'usure du ruban adhésif et de la torsion des modules et donc de la déformation du U comme le montre la figure 5.33. C'est la raison pour laquelle les voies n° 1 et 64 sont généralement celles qui ont un taux de déclenchement plus important, ce qu'on peut voir sur la figure 5.32. Néanmoins, on constate que grâce au blindage,

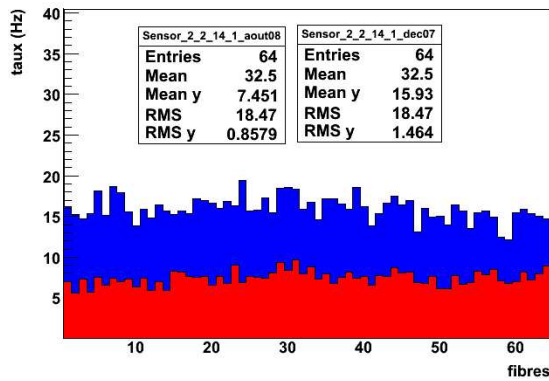


FIG. 5.31 : Comparaison des taux de déclenchement pour un capteur avec (en rouge) et sans (en bleu) briques dans le détecteur.

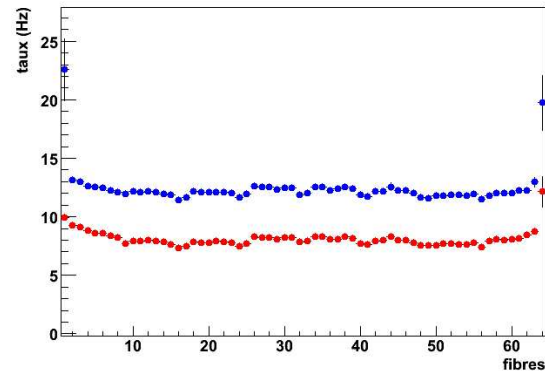


FIG. 5.32 : Superposition des valeurs moyennes du taux de déclenchement pour l'ensemble des canaux du TT, avec (en rouge) et sans (en bleu) briques dans le détecteur.

entre les mesures de décembre 2007 et août 2008, le taux moyen de déclenchement de l'ensemble des canaux a diminué, particulièrement celui des voies n° 1 et 64 en raison des nombreuses réparations effectuées expliquées ci-après.



FIG. 5.33 : Photo d'une déformation d'un U provoquée lors de l'installation des murs.

La réparation des fuites de lumière nécessite une intervention complexe. Les moyens mis en oeuvre sont importants. L'opération nécessite 2 nacelles élévatrices (Fig. 5.34) et au minimum 5 personnes. De larges bandes de ruban adhésif en aluminium (Fig. 5.35) sont collées le long des tranches du module afin de colmater les fuites. Une caméra équipée d'une sonde permet de vérifier l'opération en accédant à des zones très étroites, l'espace entre un mur de TT et un mur de briques étant de l'ordre de 1 cm. Pour les modules verticaux, où les PM sont localisés en haut et en bas du détecteur, l'accès est facilité. Ce sont les PM situés sur les modules horizontaux qui sont les plus difficilement accessibles et les interventions sur ces PM sont organisées en fonction du retrait et de l'insertion des briques par le BMS. Avant et après chaque intervention il y a une mesure du taux de déclenchement pour vérifier l'état du capteur.



FIG. 5.34 : Accès aux PM des modules horizontaux par les côtés via l'utilisation d'une nacelle élévatrice.

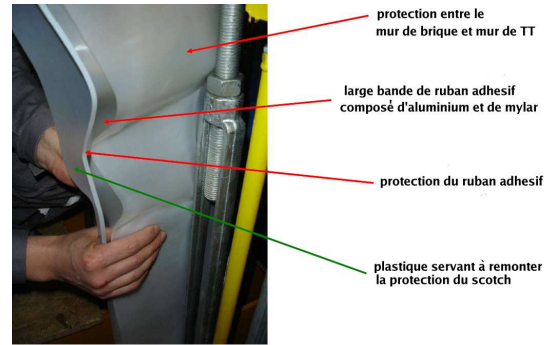


FIG. 5.35 : Large bande de ruban adhésif à base d'aluminium et de mylar utilisée lors des réparations sur les murs de TT.

Sur la figure 5.36 est tracé le taux de déclenchement par canal du PM (0,3,12,0) lorsque le seuil est réglé à $1/3$ de photoélectrons, en décembre 2007. On remarque que de la lumière pénètre par les tranches du module d'après le taux de déclenchement élevé mesuré sur ces fibres (>60 Hz). La figure 5.37 donne les résultats pour les mesures de TRT réalisées en août 2008 après réparation où on voit que le taux de déclenchement des barreaux situés aux bords du module, est redevenu normal. L'intervention a donc permis de colmater les fuites de lumière.

Les TRT permettent également de déceler des problèmes électroniques que l'on peut corrélérer à ceux repérés par la mesure des gains. La figure 5.38 montre un taux plus faible toutes les 8 voies du PM. En changeant de carte FE, aucune amélioration n'a été apportée. Une mauvaise implémentation des facteurs de correction a été envisagée ou un problème directement lié au fonctionnement du PM. Ce problème a été également repéré par la mesure des gains des canaux de ce PM. A ce jour le problème n'a pas encore été résolu et est toujours présent lors des mesures réalisées en août 2008 (Fig. 5.39) mais de manière atténuée à cause du blindage créé par les briques. Ce problème pouvant provenir d'un mauvais contact n'affecte pas l'efficacité de détection.

Sur la figure 5.40 on voit qu'il n'y a aucun signal tous les quatre canaux. Si on considère la répartition des voies PM (Fig. A.1 de l'annexe A), il s'agit en fait d'une des deux puces électroniques de la FE qui ne fonctionne plus. Après changement de la FE, on voit sur la figure 5.41 que le taux de déclenchement moyen pour l'ensemble des fibres est de l'ordre de 10 Hz.

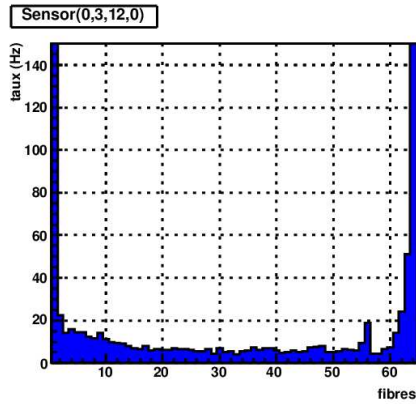


FIG. 5.36: Les fuites de lumière présentes sur les bords du module (fibres 1 et 64) sont caractérisées par un taux de déclenchement élevé (>60 Hz).

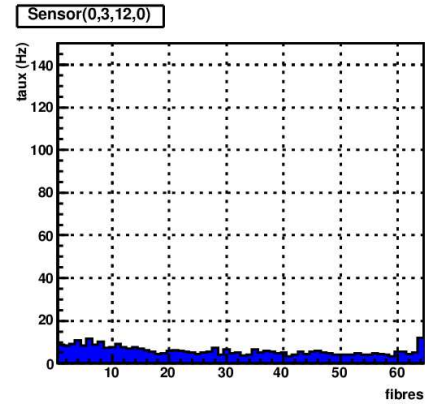


FIG. 5.37: Taux de déclenchement après intervention sur le module.

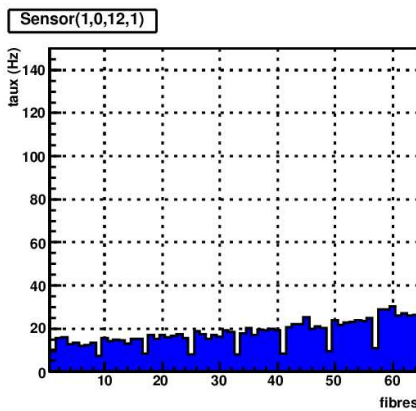


FIG. 5.38: Structure visible dans les TRT avec un taux plus faible toutes les 8 fibres lors d'une mesure réalisée en décembre 2007.

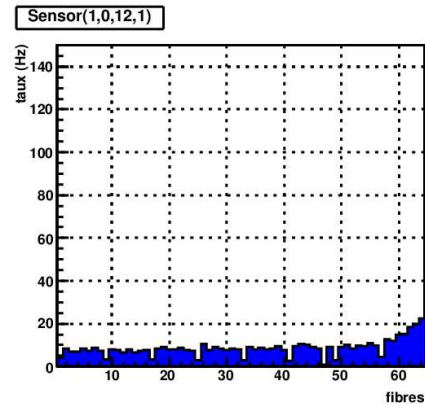


FIG. 5.39: Le problème n'est pas résolu en août 2008, mais la valeur moyenne est plus basse due à l'action des briques comme blindage.

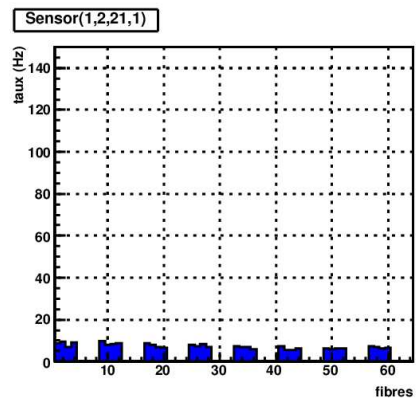


FIG. 5.40: Problème avec l'une des deux puces de la FE qui ne fonctionne plus : il n'y a pas de signal toutes les quatre voies.

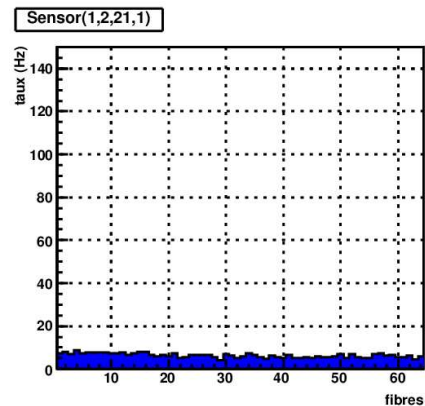


FIG. 5.41: Problème résolu après remplacement de la carte FE.

5.5 Effet du champ magnétique sur les PM

L'étude des effets du champ magnétique produit par le spectromètre à muon sur les PM du TT a été faite en analysant plusieurs mesures de gains réalisées en mai, juin et novembre 2006 ainsi qu'en mars 2007. Le champ magnétique était toujours à une intensité nominale de 1,5 T. Dans le cas où l'aimant était allumé (ON), la configuration considérée comme la plus « dangereuse » a été choisie, puisque l'intensité du champ magnétique à laquelle sont soumis les PM du second supermodule est plus forte. Dans cette configuration, le premier aimant est polarisé positivement et le second aimant négativement, comme l'indique le schéma 5.42.

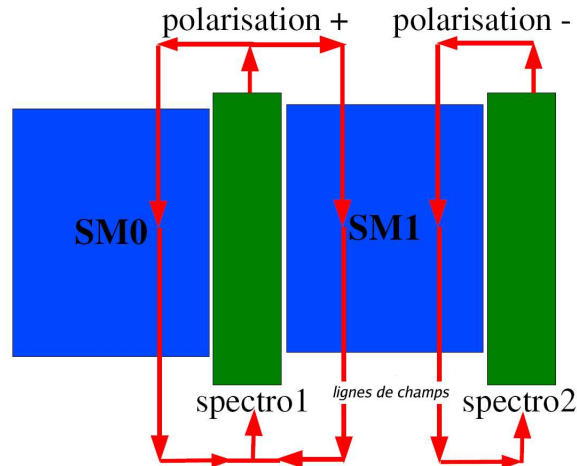


FIG. 5.42 : Schématisation des lignes de champs lors de l'étude de l'influence du champ magnétique sur les PM du TT.

La figure 5.43 donne la variation relative des gains lorsque les aimants sont allumés et lorsqu'ils sont éteints pour l'ensemble des canaux. En rejetant les capteurs problématiques identifiés, on peut avoir une idée de la variation induite par le champ magnétique sur le gain des PM. Globalement les gains sont stables (variation relative inférieure à 1%), mais on voit qu'on peut atteindre des variations allant jusqu'à environ 35% (Fig. 5.43).

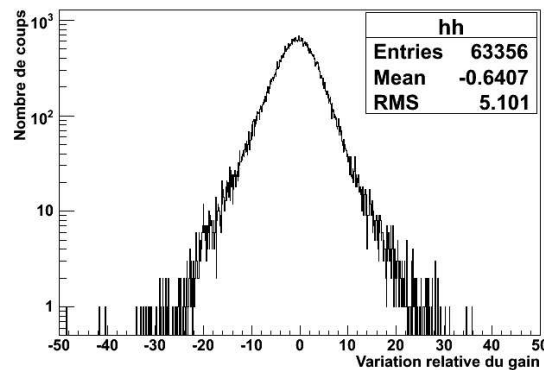


FIG. 5.43 : Variation relative du gain (en %) entre 2 mesures, avec et sans champ magnétique.

La figure 5.44 donne le rapport des gains entre 2 mesures avec et sans champ magnétique en fonction du numéro des murs de TT, en se basant sur la convention de numérotation des PM

définie dans l'annexe A (Fig. A.2). Les flèches rouges indiquent les murs de TT les plus proches des spectromètres. On voit que pour les PM situés sur le côté du détecteur, (0,*) et (2,*), le gain n'est pas affecté par la variation du champ magnétique, alors que la variation du gain pour les PM situés en haut et en bas du détecteur du détecteur, (1,*) et (3,*), qui sont proches des spectromètres, peut aller jusqu'à 35%. De manière globale, les mesures montrent que la variation induite par le champ magnétique est de l'ordre de $\pm 10\%$ en moyenne pour les PM situés sur les côtés du détecteur et en moyenne de 30% pour les PM localisés en haut et en bas des murs proches des aimants.

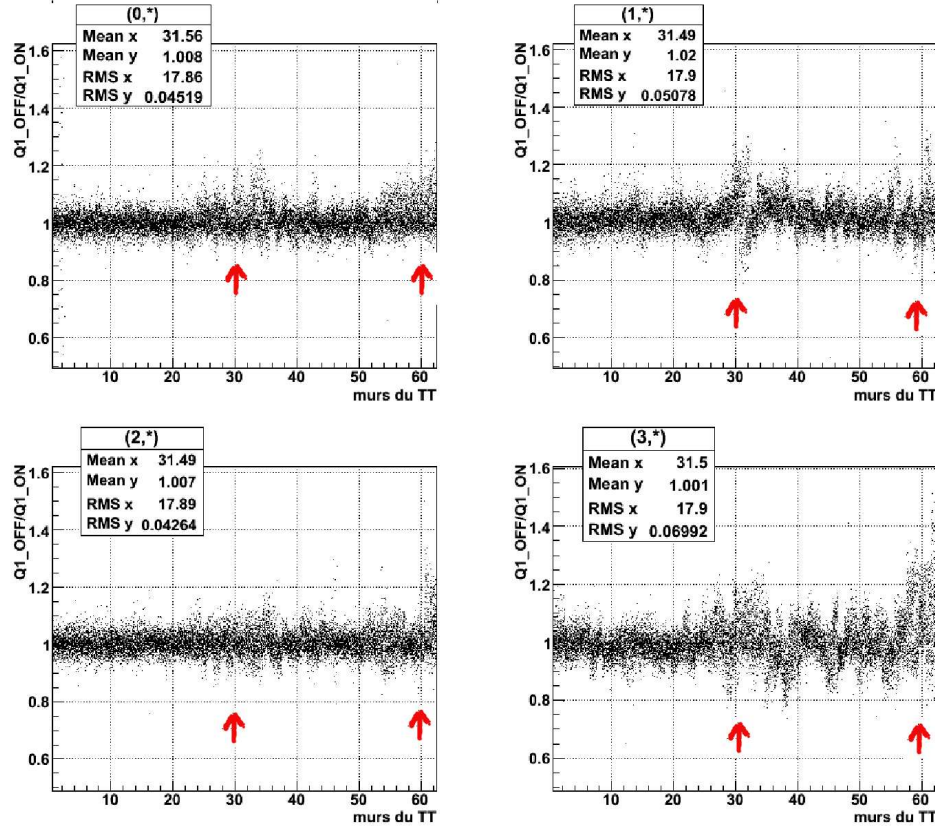


FIG. 5.44 : Rapport des gains lorsque le champ est éteint et allumé (pour la numérotation voir la figure 4.27 de l'annexe A). Les flèches rouges indiquent la position des spectromètres.

La figure 5.45 donne le rapport du nombre moyen de photoélectrons mesuré entre 2 mesures avec et sans champ magnétique. On remarque que la variation induite par le champ est également de 10% en moyenne sauf pour certains murs du second supermodule (les plus proches du spectromètre) pour les capteurs de type (0,*) et (1,*) où la variation peut atteindre 30%. L'origine du problème n'a pas été déterminée. Néanmoins, ces capteurs ont déjà été repérés pour d'autres raisons : on a constaté, lors de l'assemblage des modules, que sur ces mêmes capteurs, le taux de déclenchement était beaucoup plus élevé que ceux des capteurs des autres murs. La figure 5.46 illustre cette observation en donnant le taux de déclenchement par canal des 64 barreaux d'un module de type (1,*) issu de ce lot problématique (histogramme en rouge). A titre de comparaison, le taux de déclenchement d'un capteur de même type (1,*) mais d'un autre mur a été également tracé. Le courant d'obscurité pour ces PM a été vérifié et n'est pas plus élevé

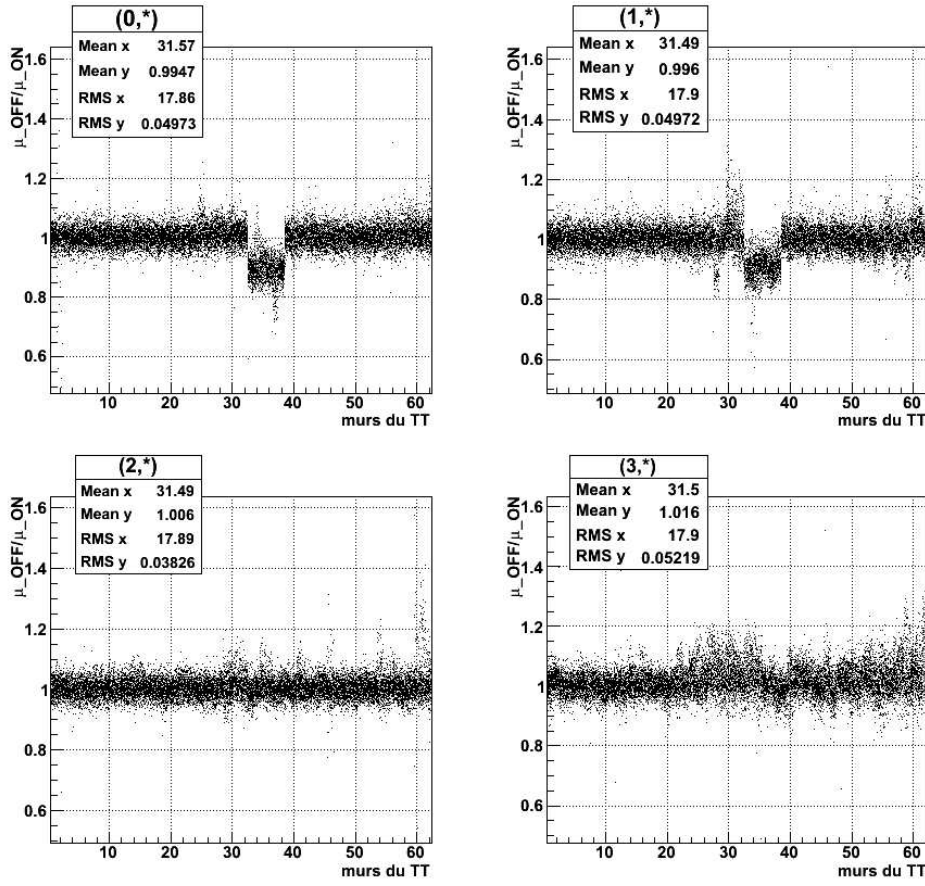


FIG. 5.45 : Rapport du nombre moyen de photoélectrons lorsque le champ est éteint et allumé (pour la numérotation voir la figure A.1 de l'annexe A).

que celui des autres PM. La radioactivité naturelle intrinsèque de ces barreaux a été également mesurée en calculant le taux de déclenchement lorsque les 2 extrémités sont en coïncidence. Leurs taux n'étaient pas plus élevés que les autres barreaux de scintillateur. On peut penser que l'effet induit par le champ magnétique sur ces capteurs a peut-être la même origine que celui qui est responsable du taux de déclenchement élevé. Une éventuelle explication serait un blindage moins efficace de ces capteurs au niveau électromagnétique, ce qui augmenterait le bruit électronique et influerait sur le nombre de photoélectrons mesurés.

On voit donc que le champ magnétique a un effet sur le fonctionnement des PM comme cela avait été simulé (paragraphe 4.2.5) et que le blindage défini n'est pas efficace à 100% pour les PM des zones les plus affectées (en haut et en bas) correspondant aux composantes orthogonales à la photocathode du champ magnétique. Des mesures au gaussmètre sur les structures métalliques du bas du détecteur ont montré la présence d'un champ magnétique important. Cela s'explique par le fait que les barres métalliques des supports du détecteur ne sont pas totalement amagnétiques mais conduisent les lignes de champ. Ainsi pour les PM du bas du détecteur, se rajoute en plus cet effet des barres métalliques, ce qui explique pourquoi les variations des gains sont plus importantes que celles pour les PM du haut du détecteur qui sont plus éloignés de ces barres.

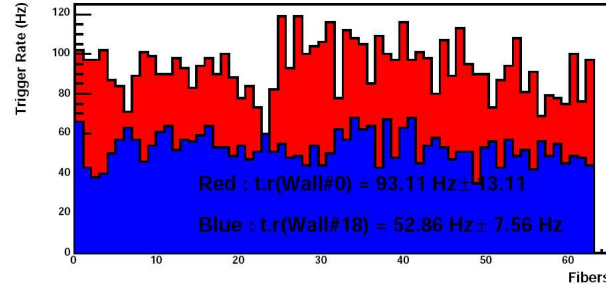


FIG. 5.46 : Taux de déclenchement (Hz) en fonction du numéro de mur de TT pour un capteur de type (1,*) du 5^{ème} mur du second supermodule (en rouge, lot problématique) et pour les capteurs de même type d'un autre mur du second supermodule (en bleu).

5.6 Etude de la radioactivité naturelle du laboratoire

On sait que le plastique des barreaux de scintillateur peut vieillir au cours du temps affectant leur rendement lumineux. Une dégradation de la qualité de lumière émise entraîne une diminution de l'efficacité de détection du TT. Or, le nombre de photoélectrons détectés est un paramètre important dans l'analyse, et il faut être capable de le suivre au cours du temps.

Au cours de la livraison des modules, on a constaté une fluctuation du nombre de photoélectrons mesuré au milieu des barreaux et donc une fluctuation de la qualité du plastique des différents lots de scintillateur. Le DOMINO, présenté au paragraphe 4.7, a pour but de suivre l'évolution du signal lumineux produit par les barreaux de scintillateur plastique au cours du temps lorsqu'ils sont soumis à la même source d'énergie que lors de leur étalonnage originel. Néanmoins, les conditions expérimentales et environnementales n'étant pas les mêmes dans les 2 cas, la radioactivité naturelle des matériaux autour des murs du TT pourrait être utilisée pour surveiller un éventuel vieillissement des barreaux de scintillateur au cours du temps.

Au laboratoire souterrain du Gran Sasso, le suivi du TT est assuré par le système d'étalonnage intégré aux modules, qui a été présenté au paragraphe 4.2.4. Ce suivi consiste essentiellement à s'assurer du bon fonctionnement des PM par la mesure régulière de leur gain et de leur bruit électronique, mais ne permet pas d'avoir des informations sur la qualité des barreaux de scintillateur plastique. Ce système pourrait aussi permettre le suivi d'un éventuel vieillissement des fibres en adaptant l'acquisition de données. Une possibilité pour suivre l'étalonnage du détecteur serait d'utiliser la radioactivité naturelle.

Les murs du Hall C, dans lequel se trouve le détecteur OPERA, sont couverts par environ 35 cm à 45 cm de béton contaminé avec 1,1 ppm de ^{238}U , 0,9 ppm de ^{232}Th et 0,6 ppm de ^{40}K .

Une autre source de radioactivité naturelle provient du ^{210}Pb des briques constituant la cible par la désintégration β du ^{210}Bi produit. La plupart des électrons produits sont arrêtés dans le plomb des briques, sauf pour les derniers millimètres de la brique où des électrons peuvent s'échapper. Ce taux reste faible et est complètement masqué par la radioactivité issue du ^{40}K et du ^{232}Th . Le TT est sensible à toutes ces sources de radioactivité, en particulier aux électrons Compton créés aux extrémités de chaque barreau dans les 10 derniers centimètres de scintillateur (non couverts par les briques de plomb) suite à l'interaction d'un rayonnement γ de la radioactivité. Néanmoins, étant donné la géométrie et la résolution de notre détecteur, on ne s'attend pas à retrouver un spectre en énergie précis.

Des simulations de la radioactivité naturelle du tunnel d'OPERA ont été effectuées en 2002 [69] dans le but de déterminer si ces sources de radioactivité naturelle pourraient fournir un signal permettant l'étalonnage du TT et par conséquent un suivi plus précis au cours du temps. L'étude réalisée dans cette partie sur la radioactivité naturelle a pour but de définir une procédure de mesure, d'analyse des données issues de la radioactivité enregistrées par le TT et d'estimer la sensibilité de cette mesure, qui permettrait de suivre la qualité de la réponse des barreaux de scintillateur plastique composant le TT.

5.6.1 Introduction

Deux séries de mesures de la radioactivité ont été effectuées avec le TT. La première mesure a été réalisée en septembre 2007 sur le mur 5 du second supermodule. A ce stade de la construction du détecteur, seuls les plans de TT étaient installés dans le second supermodule, les murs de briques étaient donc vides. Les mesures ont été réalisées pendant 70 heures (non continues) dans un mode d'acquisition basé sur une coïncidence gauche-droite, c'est-à-dire lorsque le signal dépasse le seuil d'un tiers de photoélectron de chaque côté du barreau (appelé « coïncidence L-R » par la suite). Ce mode de déclenchement permet de s'affranchir du courant d'obscurité du PM. Néanmoins, l'absence des briques rend les barreaux de scintillateur sensibles sur toute leur longueur au flux de rayonnement γ .

La deuxième mesure a été effectuée en mai 2008 sur le même mur. Les murs de briques entourant le mur considéré étaient partiellement remplis. A cause de la stratégie de remplissage des murs de briques, les 5 rangées du haut du détecteur ainsi que les 3 rangées du bas ne sont jamais remplies pour tous les murs. Le tableau 5.1 donne, pour les barreaux horizontaux, la liste des barreaux blindés (c'est-à-dire entourés de briques) et non blindés du mur 5 du second supermodule. Les barreaux verticaux ne sont pas blindés sur toute leur longueur, puisque leurs extrémités dépassent des murs de briques en haut (~ 242 cm) et en bas (~ 34 cm). L'acquisition lors des mesures de

barreaux blindés	n°14 à 163
barreaux non blindés	n°1 – 13 et 164-256

TAB. 5.1 : Listes des barreaux blindés et non blindés par les briques.

mai 2008, était également en mode coïncidence L-R. Environ 72 h continues de données ont été enregistrées.

Afin d'étudier l'évolution de la réponse des barreaux, il faut déterminer un paramètre représentatif du signal produit par la radioactivité qui pourra être suivi au cours du temps. Suite aux simulations faites dans [69], ce paramètre pourrait être la pente d'une exponentielle ajustée sur la partie haute (là où le signal est important) de la distribution de charge ou du nombre de photoélectrons, appelé par la suite « pente ajustée ». En effet, la partie haute de la distribution n'est pas influencée par certains bruits de fond et peut être approximée par une fonction exponentielle. De plus, l'intégrale (la surface) de la distribution du signal de la radioactivité caractérise également le vieillissement du scintillateur : plus la surface calculée est importante, plus le barreau a reçu du signal. Le paramètre p_2 est inversement proportionnel à l'intégrale de la distribution du nombre de photoélectrons, et $1/|p_2|$ est donc directement proportionnel au nombre de photoélectrons.

Dans un premier temps, je vais m'intéresser à la pente ajustée des distributions de charge dans le but de déterminer la sensibilité des mesures réalisées aux variations des gains (présenté au paragraphe 5.6.3).

Dans un second temps, j'étudierai la pente de la distribution du nombre de photoélectrons qui permettrait de n'être sensible qu'au vieillissement du scintillateur plastique, car le calcul du nombre de photoélectrons s'affranchit des variations de gain des différents PM utilisés (présenté au paragraphe 5.6.4).

Les conventions utilisées pour la numérotation des barreaux de scintillateur sont celles définies dans l'annexe A à la figure A.2.

5.6.2 Taux de comptage

Nous avons séparé les taux de comptage des barreaux horizontaux et verticaux des deux mesures. Ces taux permettent d'identifier les zones blindées et non blindées par les briques (pour les mesures de mai 2008), ainsi que d'estimer les barreaux les plus exposés à la radioactivité naturelle.

En septembre 2007, puisqu'aucun barreau horizontal n'était blindé, le taux de comptage est relativement homogène (Fig. 5.47). Pour la mesure de mai 2008, les zones blindées et non blindées par les briques, correspondant aux barreaux définis dans le tableau 5.1, apparaissent clairement sur la figure 5.48. En effet, on constate pour les modules horizontaux que le taux est plus élevé pour les barreaux n° 1 à 15 et 160 à 256 (non blindés).

Pour les barreaux verticaux et pour les 2 mesures, on observe un taux plus élevé pour les barreaux situés aux extrémités (barreaux n°1 et 256). Ces taux élevés peuvent s'expliquer par le fait que ces barreaux sont sensibles sur toute leur longueur (car non blindés par les briques) au flux de γ contrairement aux autres barreaux et qu'ils sont proches des sources.

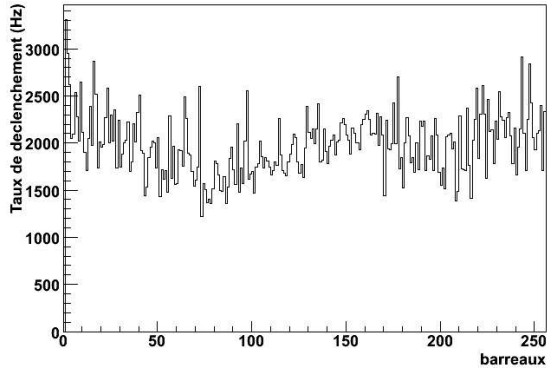


FIG. 5.47: Taux de comptage (Hz) pour les barreaux horizontaux (septembre 2007).

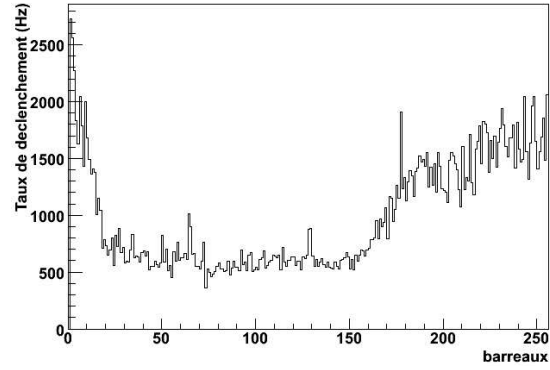


FIG. 5.48: Taux de comptage (Hz) pour les barreaux horizontaux (mai 2008).

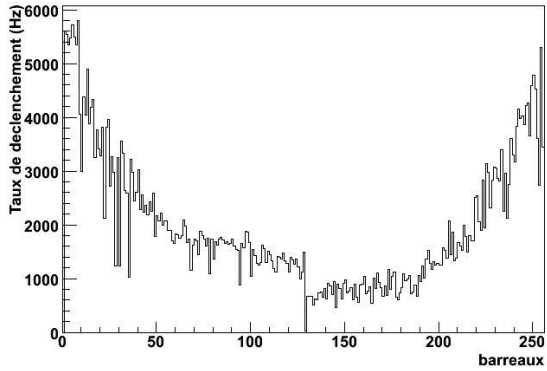


FIG. 5.49: Taux de comptage (Hz) pour les barreaux verticaux (septembre 2007).

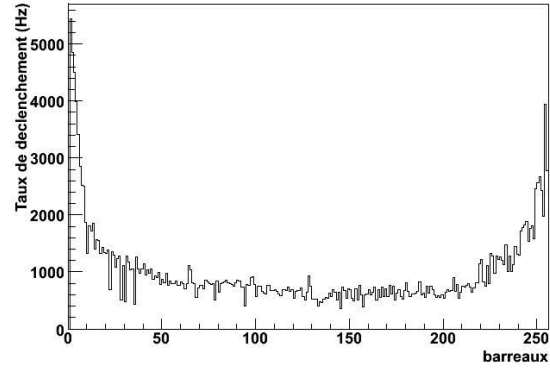


FIG. 5.50: Taux de comptage (Hz) pour les barreaux verticaux (mai 2008).

5.6.3 Etude de la variation des gains

Pour chaque prise de données effectuée, on obtient pour chaque canal une distribution en charge ADC, illustrée par la figure 5.51. Un ajustement est réalisé en utilisant une fonction exponentielle à 2 paramètres :

$$f(x) = e^{(p_1 + p_2 \times x)} \quad (5.10)$$

Le paramètre représentatif de cette distribution est la pente p_2 . Ainsi, plus le nombre de photoélectrons sera important, plus la distribution de la figure 5.51 sera étalée et par conséquent p_2 sera élevé. Les variations de p_2 traduisent donc bien la quantité de signal mesuré par le barreau et donc sa qualité pour une même source.

La distribution est ajustée pour des valeurs d'ADC au-delà de $4 \times Q_1$ ($\simeq 4$ photoélectrons). Ce seuil a été choisi de manière à ne pas prendre en compte les événements fortuits se produisant, en même temps, de chaque côté du barreau.

Pour chaque voie, on dispose d'une mesure de gain pour les 2 prises de données. Les figures 5.52 et 5.53 donnent respectivement la pente ajustée en fonction du gain pour les mesures de septembre 2007 et mai 2008. On remarque que la pente suit les fluctuations du gain des PM : plus le gain d'un canal sera important, plus la pente ajustée associée est élevée, ce à quoi nous nous attendions.

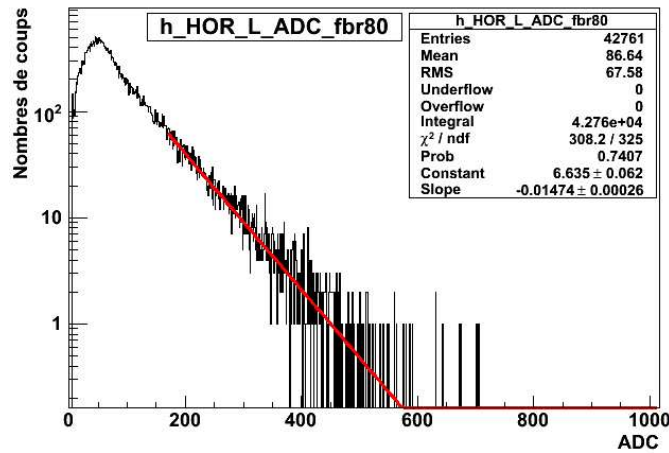


FIG. 5.51 : Distribution de charge ADC d'un barreau horizontal et ajustement par la fonction exponentielle.

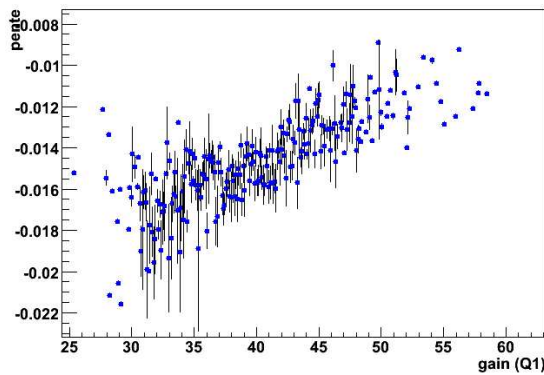


FIG. 5.52 : Pente ajustée de la distribution de charge ADC en fonction du gain de la voie PM correspondante pour la mesure de septembre 2007 et pour tous les canaux.

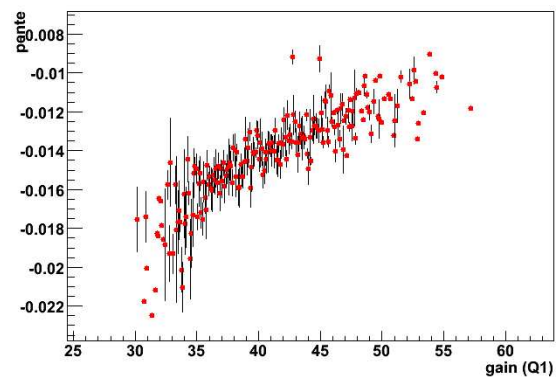


FIG. 5.53 : Pente ajustée de la distribution de charge ADC en fonction du gain de la voie PM correspondante pour la mesure de mai 2008 pour tous les canaux.

5.6.4 Signal reçu par les barreaux

Le nombre de photoélectrons est calculé à partir des données de l'étalonnage. La figure 5.54 donne un exemple du nombre de photoélectrons détectés à l'extrémité droite en fonction du nombre de photoélectrons détectés à l'extrémité gauche d'un barreau horizontal. On remarque également qu'il existe beaucoup d'événements où l'on a entre 0,3 et 2 photoélectrons détectés en coïncidence de chaque côté d'un même barreau de scintillateur. Normalement, d'après les courbes d'étalonnage, lorsqu'une particule au minimum d'ionisation traverse le barreau près des extrémités, le nombre de photoélectrons mesurés est de l'ordre de 10, du côté le plus proche de l'interaction et d'environ 1 à 2 photoélectrons à l'autre extrémité, en raison de la propagation dans la fibre. Cette zone correspond à des corrélations fortuites.

L'ajustement au-delà de 4 photoélectrons (Fig. 5.55), à partir de la fonction exponentielle définie à l'équation 5.10, permet de s'affranchir de ce type d'événements. On remarque néanmoins sur ce spectre en nombre de photoélectrons, que les différentes contributions de la radioactivité ne sont pas visibles mais lissées en raison de la résolution calorimétrique du TT et des spectres

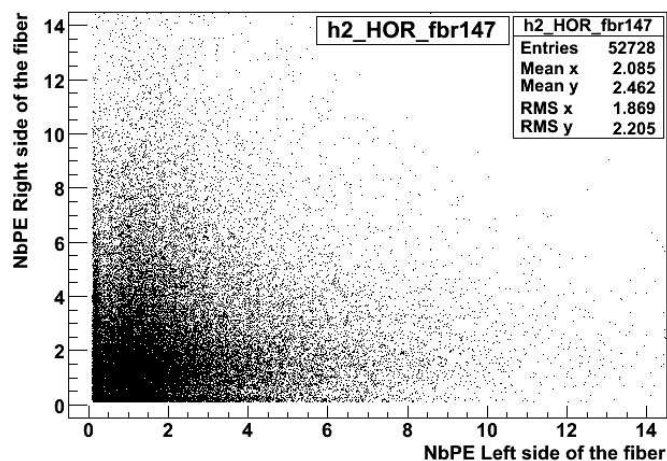


FIG. 5.54 : Nombre de photoélectrons détectés à une extrémité en fonction du nombre de photoélectrons détectés à l'autre extrémité d'un barreau.

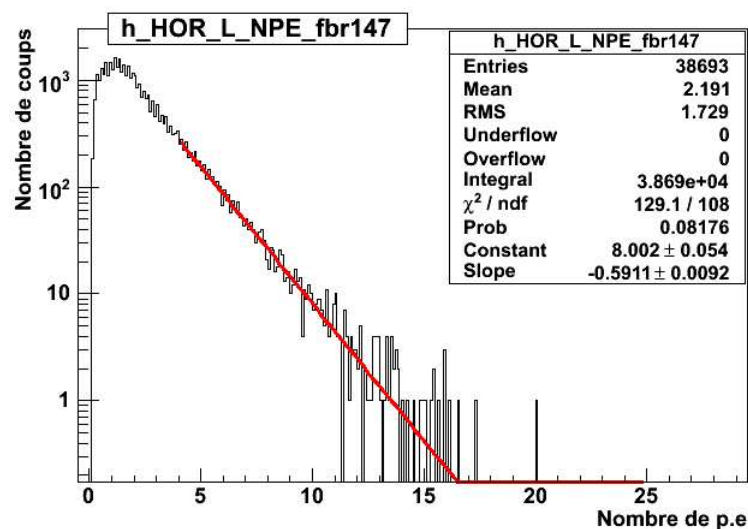


FIG. 5.55 : Distribution du nombre de photoélectrons détectés par un barreau et son ajustement en rouge.

mélangés de la radioactivité.

Différents lots de scintillateurs plastiques ont été fabriqués en Ukraine. Leur qualité, en terme de rendement lumineux et donc en terme de photoélectrons détectés au centre de chaque barreau de scintillateur, est différente et a varié entre lots de production, comme cela avait été remarqué lors de l'étalonnage des modules (paragraphe 4.5.1, Fig. 4.36). Les raisons ne sont pas clairement connues mais sont liées à la qualité du polystyrène de base. L'équipe de production à Kharkov a toujours essayé d'améliorer la qualité du rendement lumineux en travaillant sur la composition et la polymérisation du scintillateur. Leur évolution (vieillesse) dans le temps a été estimé par AMCRYS-H en faisant des tests accélérés de vieillissement mais dont la précision reste à démontrer.

La figure 5.56 représentant la pente ajustée de la distribution du nombre de photoélectrons en

fonction du gain, montre qu'en moyenne tous les canaux donnent une même valeur moyenne pour la pente ajustée, ce qui signifie que la correction par rapport au gain a bien été effectuée et que les barreaux reçoivent un signal similaire. On remarque aussi que la différence entre la mesure de septembre 2007 et celle de mai 2008 n'est pas importante, ce qui est normal puisqu'on n'attend pas de vieillissement du scintillateur en 9 mois.

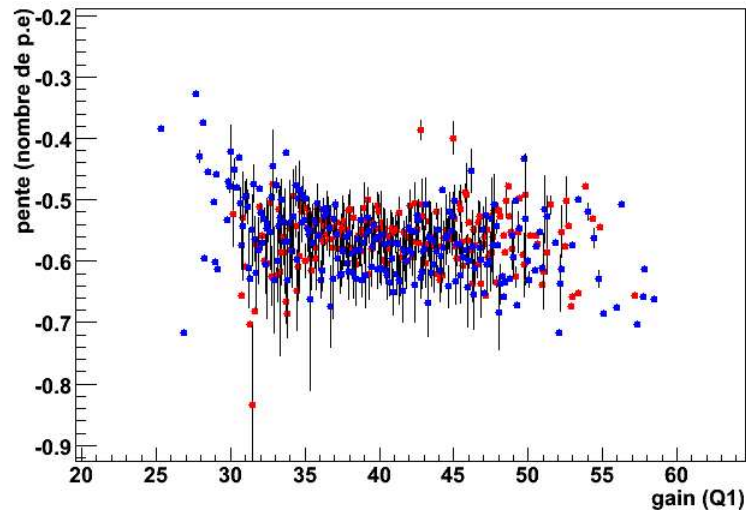


FIG. 5.56 : Pente de la distribution du nombre de photoélectrons en fonction du gain. En bleu, les mesures de septembre 2007 et en rouge, celles de mai 2008.

5.6.5 Résultats

La comparaison des différentes pentes ajustées pour les distributions de charge d'ADC ou les distributions du nombre de photoélectrons, pour les barreaux horizontaux, montre que le blindage des briques a peu d'effet sur le signal de la radioactivité puisque le signal mesuré est identique en moyenne (Fig. 5.57). En bleu, est représenté l'histogramme de la pente ajustée de la distribution du nombre de photoélectrons pour la mesure de septembre 2007 pour tous les barreaux horizontaux, en rouge, celui de mai 2008 pour tous les barreaux horizontaux. On constate que la pente est en moyenne la même mais que la dispersion est légèrement supérieure pour les mesures sans blindage (mesures de septembre 2007).

La figure 5.58 distingue pour la mesure de mai 2008, les barreaux horizontaux blindés (en vert) et non blindés (en violet). On remarque que les distributions ont globalement les mêmes moyennes et dispersions, l'effet du blindage n'est pas visible sur la mesure de mai 2008.

La figure 5.59 compare la pente de la distribution du nombre de photoélectrons pour tous les barreaux verticaux des mesures de septembre 2007 et mai 2008. On observe une légère différence dans les valeurs moyennes alors que les dispersions restent semblables. Les pentes ajustées de la mesure de mai 2008 sont légèrement supérieures.

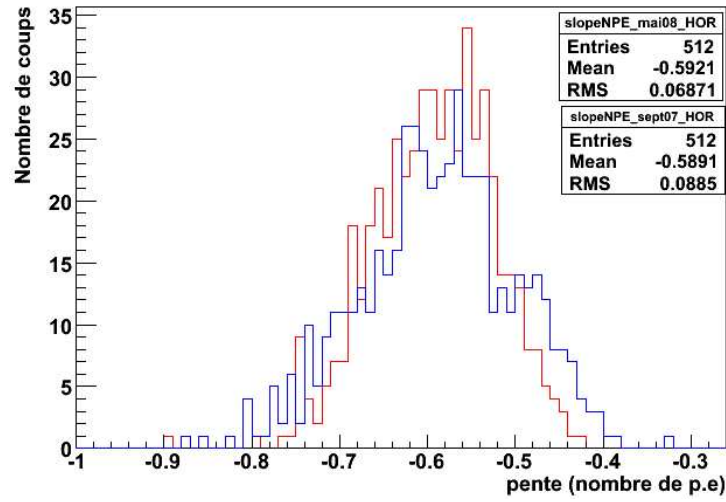


FIG. 5.57 : Histogrammes des pentes de la distribution du nombre de photoélectrons pour tous les barreaux horizontaux. En bleu, les mesures de septembre 2007, et en rouge, celles de mai 2008.

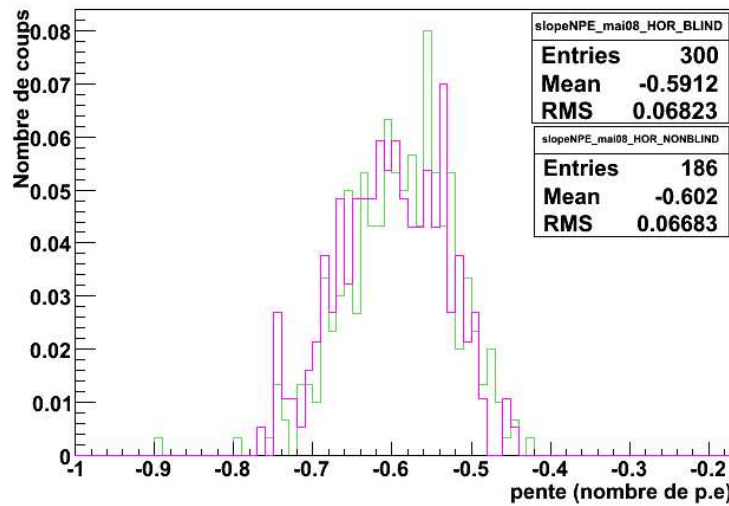


FIG. 5.58 : Histogrammes des pentes de la distribution du nombre de photoélectrons pour la mesure de mai 2008. En vert (violet) est donnée la distribution de la pente pour les barreaux horizontaux blindés (non blindés).

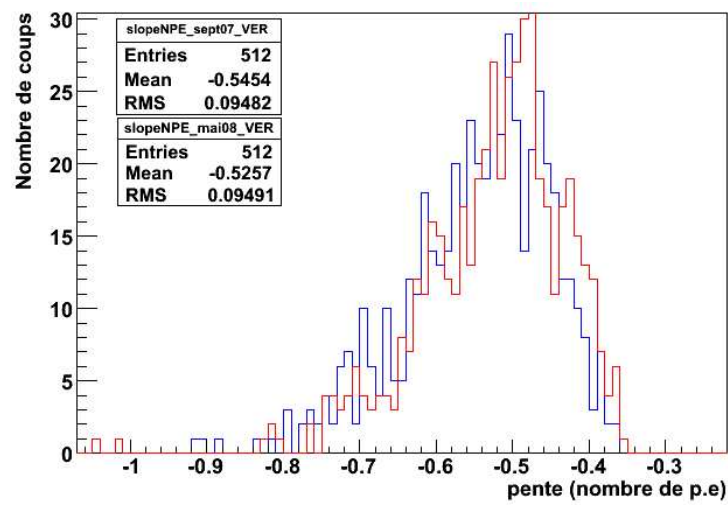


FIG. 5.59: Histogrammes des pentes de la distribution du nombre de photoélectrons pour tous les barreaux verticaux. En bleu, les mesures de septembre 2007, et en rouge, celles de mai 2008.

5.6.6 Sensibilité de la mesure

L'étalonnage, réalisé lors de la production des modules de TT, a permis de mesurer plusieurs paramètres, dont celui de l'atténuation du signal lumineux en fonction de la longueur de la fibre reliant le barreau de scintillateur au PM (32 longueurs de fibres différentes avec une symétrie au centre du module). Le paramètre α , amplitude de la loi exponentielle (paramètre défini au paragraphe 4.5.1, Eq. 4.2), représente la qualité du signal lumineux des barreaux de scintillateur. La figure 5.60 donne la distribution du paramètre de l'étalonnage α en fonction du numéro de barreau (selon les conventions de l'annexe A, Fig. A.2). En abscisse sont représentés les 256 barreaux composant un côté d'un mur de TT. Les valeurs de α sont tracées pour les 4 côtés d'un mur (horizontaux Left et Right + verticaux Left et Right). On distingue clairement la contribution de chaque module, par une structure tous les 64 barreaux, avec un maximum pour les barreaux centraux d'un module. Cela est dû au fait que la longueur des fibres connectant les barreaux de scintillateur au PM est plus courte pour les barreaux centraux (de l'ordre de 10 cm) que celle des barreaux situés aux extrémités (au maximum de l'ordre de 90 cm). Ce qui implique que le signal reçu par les barreaux situés aux extrémités sera plus atténué que le signal reçu par un barreau central.

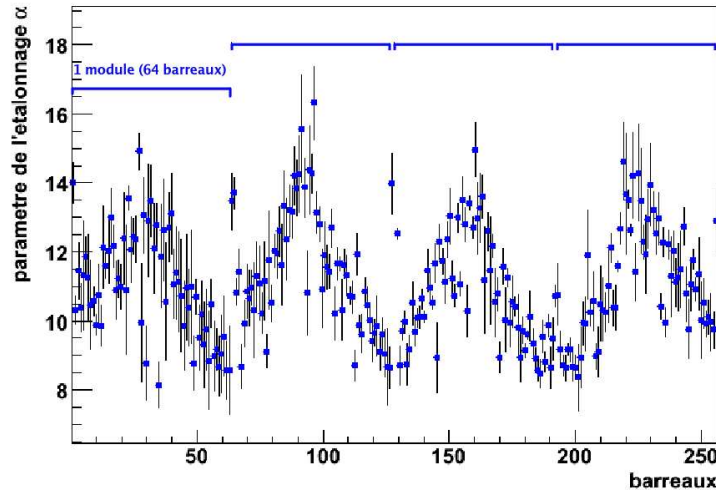


FIG. 5.60 : Paramètre de l'étalonnage α en fonction du numéro de barreaux pour les 4 côtés d'un mur.

Les figures 5.61 et 5.62 donnent, respectivement pour septembre 2007 et mai 2008, la pente de la distribution du nombre de photoélectrons obtenue à l'aide de la radioactivité en fonction du numéro de la fibre pour l'ensemble des barreaux. On constate que le paramètre que nous avons défini pour l'étude de la radioactivité suit les mêmes variations que le paramètre de l'étalonnage α . Ce qui montre la sensibilité du paramètre que nous étudions aux signaux de la radioactivité.

Néanmoins, on observe également que l'amplitude de la variation de α est plus importante que celle de la pente de la distribution du nombre de photoélectrons (paramètre p_2). Le paramètre p_2 témoigne également de la variation du signal mesuré par un barreau, mais de manière moins significative que le paramètre α . Si on calcule le contraste des 2 distributions :

$$C = \frac{Max - Min}{Max + Min} \quad (5.11)$$

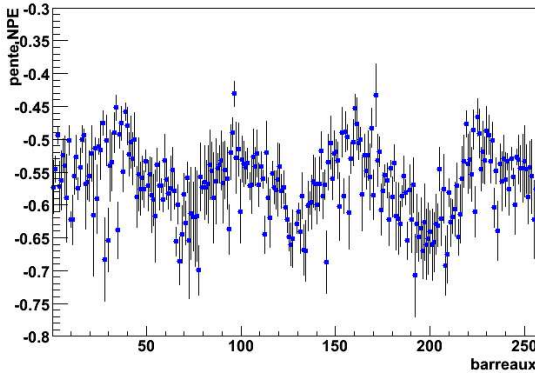


FIG. 5.61 : Pente de la distribution du nombre de photoélectrons en fonction du numéro du barreau (mesure de septembre 2007).

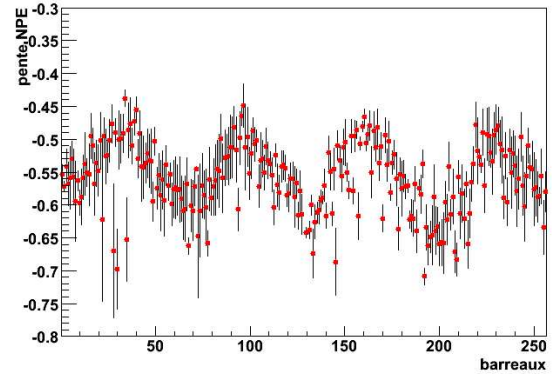


FIG. 5.62 : Pente de la distribution du nombre de photoélectrons en fonction du numéro du barreau (mesure de mai 2008).

où Max et Min sont respectivement, le maximum et le minimum des distributions des figures 5.60, 5.61 et 5.62, on trouve environ 27% pour la distribution de α et de l'ordre de 18% pour celles de p_2 , ce qui signifie a priori que la méthode de mesure de la radioactivité est moins sensible que les mesures réalisées lors de l'étalonnage qui utilise une source radioactive bien connue.

Il faut maintenant déterminer la sensibilité qu'on peut espérer avoir grâce à la mesure de la radioactivité sur le vieillissement des scintillateurs, en prenant comme référence les distributions caractéristiques obtenues lors de l'étalonnage. La sensibilité de la comparaison de la mesure de la radioactivité par rapport à celle de l'étalonnage σ_{tot} s'exprime sous la forme :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{radio}^2 + \sigma_{etalonnage}^2 + \sigma_{var}^2 \quad (5.12)$$

où σ_{radio} est la sensibilité sur le vieillissement des barreaux de scintillateur mesurée au moyen des signaux de la radioactivité naturelle, $\sigma_{etalonnage}$ est la précision sur la mesure des paramètres d'étalonnage après la fabrication des modules et σ_{var} caractérise d'éventuelles fluctuations dues à l'électronique, aux PM et à un vieillissement homogène du reste des éléments composant le TT.

La sensibilité de la mesure de la radioactivité avec le TT est donc :

$$\sigma_{radio}^2 = \sigma_{tot}^2 - \sigma_{etalonnage}^2 - \sigma_{var}^2 \quad (5.13)$$

Afin d'essayer de donner une estimation de la sensibilité de la mesure de la radioactivité, plusieurs hypothèses sont faites. On suppose que $\sigma_{etalonnage}$ est négligeable dans la mesure où l'étalonnage a été effectuée avec une source d'électrons étalonnée, sur toute la longueur du barreau et avec une grande statistique. On suppose également que σ_{var} peut être négligée compte tenu du fait qu'aucune fluctuation de l'électronique ou des PM n'a été observée, via la mesure régulière des gains, sur ce mur. Si cela n'avait pas été le cas, l'effet induit sur chaque capteur aurait été essentiellement une variation globale du nombre de photoélectrons mesuré, et par conséquent du paramètre p_2 .

Ces hypothèses permettent donc d'estimer une valeur maximale de la sensibilité de la mesure ($\sigma_{radio} \leq \sigma_{tot}$). Comme référence, nous avons choisi comme paramètre de l'étalonnage, le nombre moyen de photoélectrons mesuré au centre des barreaux de scintillateurs $\langle npe \rangle$. Comme

nous l'avons dit précédemment, l'inverse de la pente ajustée, $1/|p_2|$, étant également proportionnelle au nombre de photoélectrons, ce sont donc ces deux paramètres que nous allons comparer pour estimer la sensibilité.

La figure 5.63 donne pour l'ensemble des barreaux, le rapport $\frac{1/|p_2|}{\langle n_{pe} \rangle}$ en fonction du numéro de barreau. Le facteur de proportionnalité entre les 2 paramètres est donné par la ligne de base située à 0,4. Les fluctuations nous permettent de calculer la sensibilité (RMS/mean) de la méthode de la mesure de la radioactivité par rapport au paramètre de l'étalonnage. Pour une

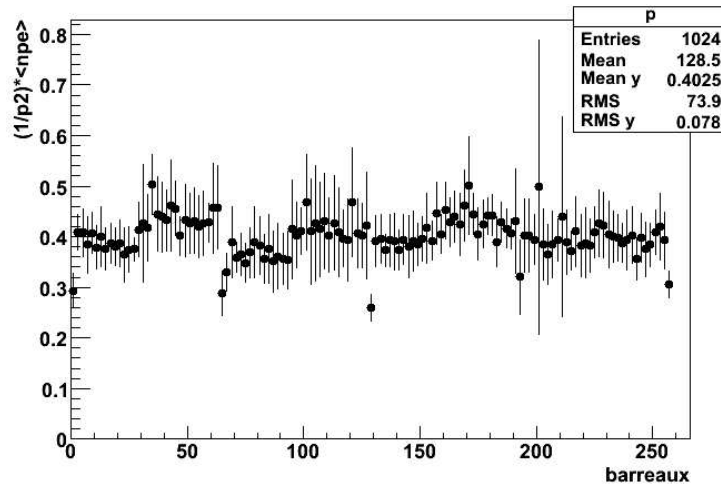


FIG. 5.63 : Rapport $\frac{1/|p_2|}{\langle n_{pe} \rangle}$ en fonction du numéro de barreau pour l'ensemble des barreaux du mur.

meilleure précision, la sensibilité a été calculée pour chaque module (64 barreaux) séparément. La figure 5.64 donne le cas des 64 fibres d'un module vertical du côté gauche. On constate que la sensibilité est de l'ordre de 9% pour ce module.

Cela signifie que la mesure de la radioactivité avec le TT sera sensible à des variations de signal supérieures à $\sim 13\%$.

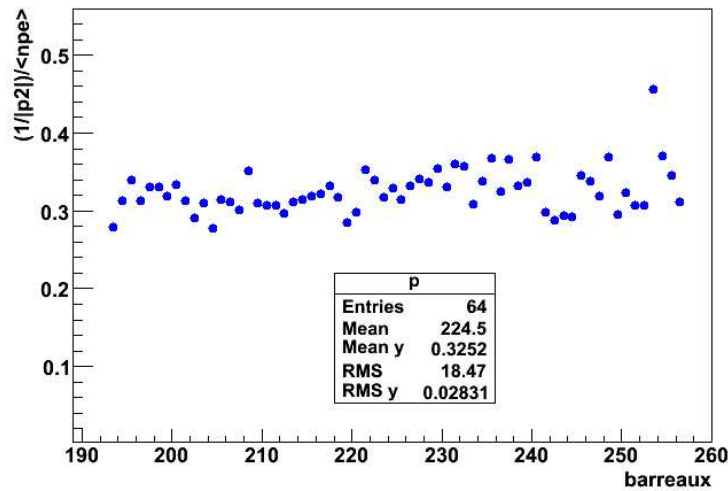


FIG. 5.64 : Rapport $\frac{1/|p_2|}{\langle n_{pe} \rangle}$ en fonction du numéro de barreau pour les 64 barreaux d'un module vertical du côté gauche.

5.6.7 Perspectives

Les mesures de septembre 2007 et mai 2008 constituent les premières mesures de la radioactivité avec le TT. Une procédure de mesure et d'analyse des données a été établie. L'étude effectuée sur un mur de TT a permis de montrer la sensibilité du TT à la radioactivité environnante. La pente ajustée de la distribution du nombre de photoélectrons permet de reproduire l'atténuation dans les fibres et est inversement proportionnelle au nombre de photoélectrons.

La comparaison de ce paramètre au nombre moyen de photoélectrons mesuré au centre des barreaux a permis d'estimer la sensibilité de la mesure par rapport à l'étalonnage en source réalisé à Strasbourg. On a obtenu une première estimation de l'ordre de 13%. Néanmoins, cette sensibilité a été estimée en réalisant certaines hypothèses.

Afin d'établir une estimation plus précise de la sensibilité de la mesure de la radioactivité, il faudrait effectuer des mesures régulières sur tous les murs de TT (environ tous les 6 mois) pendant 24h à 35h afin d'avoir une statistique satisfaisante. Différents déclenchements à différents seuils (coïncidence L-R, auto-déclenchement) pourraient également être testés afin d'optimiser la durée de la prise de données et une réduction du bruit de fond.

En suivant le paramètre que nous avons déterminé, et en comparant les mesures au cours du temps, nous pourrions déterminer si nous serons sensible ou pas à la diminution du signal lumineux de 10% sur 5 ans à laquelle on s'attend d'après les tests de vieillissement accélérés des barreaux de scintillateur effectués à Kharkov.

Chapitre 6

Etude des événements électroniques quasi-élastiques

Le but de cette étude était de trouver comment le TT pouvait aider à l'analyse des événements en améliorant leur classification. Avec le spectromètre, le TT permet une signature nette des événements lorsqu'il y a la présence d'un muon ($\nu_\mu CC$, $\tau \rightarrow \mu$). Avant l'analyse des émulsions, les événements sont donc classés comme « muon » ou « non muon ». Nous avons voulu déterminer si le TT permettait une classification supplémentaire pour les événements « non muon ». Etant donné les événements possibles, nous nous sommes intéressés aux événements électroniques quasi-élastiques ($\tau \rightarrow e$ et ν_e CC QE). Ces événements sont constitués d'une seule gerbe électromagnétique qui laissera un faible dépôt d'énergie sur un petit nombre de murs du TT.

En effet, lors des événements DIS CC (Fig. 6.1), dans le cas d'une désintégration du τ en électron, une gerbe hadronique est issue du premier vertex d'interaction et une gerbe électromagnétique du second vertex (décroissance du τ), rendant l'identification de la gerbe électronique seule plus difficile. Dans le cas d'une désintégration du τ en hadrons (hadrons chargés et π^0), ce seront deux gerbes hadroniques qui seront issus des vertex primaire et secondaire. Enfin dans le cas d'une interaction ν NC, une gerbe hadronique sera également présente.

Pour les interactions CC QE (Fig. 6.2), la désintégration du τ en hadrons présente une gerbe hadronique au vertex secondaire. Si parmi ces hadrons des π^0 sont présents, les γ issus de sa décroissance pourraient se convertir et créer une ou deux gerbes électromagnétiques. Le signal laissé dans le TT serait équivalent à un signal ν_e CC DIS ou $\tau \rightarrow e$. Alors que dans le cas du $\tau \rightarrow e$ QE, un proton est issu du vertex primaire et un électron du vertex secondaire. Le proton va parcourir quelques millimètres dans les émulsions et son interaction va générer une trace relativement courte et la gerbe électromagnétique produite par l'électron a une bonne efficacité d'identification dans la brique.

Les travaux réalisés sur l'étude du comportement du TT dans le cadre d'événements électroniques pures ainsi que la vérification de l'étape de la « digitization » des données du TT seront également traitées dans cette partie.

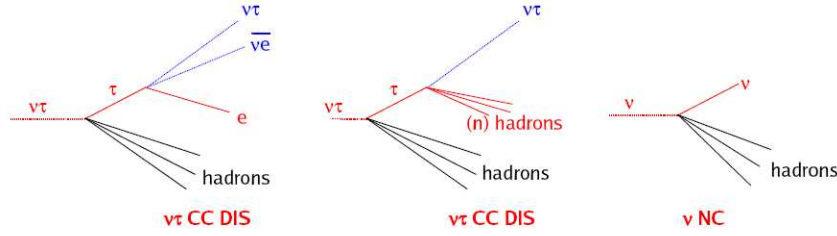


FIG. 6.1 : Topologie de désintégration du τ par CC et NC DIS dans le cas de la désintégration du τ en électron ou (n) hadrons.

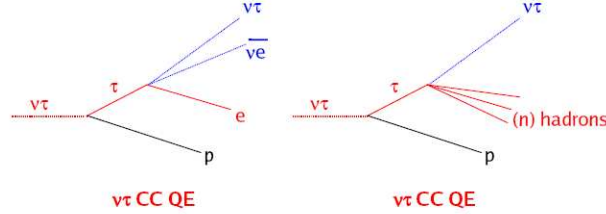


FIG. 6.2 : Topologie de désintégration du τ par CC QE dans le cas de la désintégration du τ en électron ou (n) hadrons.

6.1 Etude de la réponse du détecteur

Pour vérifier la digitization des données du TT et quantifier sa résolution dans le cadre de l'étude des événements électroniques purs, nous avons utilisé un dispositif indépendant et mobile conçu par notre groupe et formé à partir des mêmes matériaux que ceux utilisés dans le détecteur OPERA. Le « miniTT », pour mini trajectographe électronique, se compose de 8 mini modules de scintillateurs plastiques, placés de façon à ce que chaque mur soit constitué d'un 1 module placé horizontalement associé à un module placé verticalement pour former 4 mini murs. Pour ces tests, le faisceau de la ligne T9 au PS (*Proton Synchrotron*) du CERN a été utilisé, et une simulation du dispositif a été réalisée avec *Geant4* [71].

6.1.1 Le miniTT

Le miniTT a été conçu en utilisant les résultats de l'analyse de la simulation d'événements $\tau \rightarrow e$ d'OPERA. Selon ces résultats, il y a en moyenne 2 murs de TT touchés par les particules issues de l'interaction (Fig. 6.3). C'est pourquoi notre dispositif est composé de 4 murs de TT, les 2 murs supplémentaires permettant de contenir totalement l'événement.

L'élément de base du miniTT est un barreau de scintillateur plastique de 20 cm, coupé à partir d'un barreau de taille nominale, puis repoli. L'ensemble des barreaux utilisés dans le miniTT provient du même lot. Chaque mur est formé par 16 barreaux, représentant au total 64 voies électroniques. Un PM multianode 64 voies d'OPERA est utilisé pour récolter les signaux lumineux. Tous les matériaux utilisés sont identiques à ceux des modules du TT, tels que : le cookie pour la connexion du PM aux fibres, la colle et le système d'injection de lumière. Le dispositif est installé dans un caisson en fer, dont seule la face irradiée par le faisceau possède une ouverture. Néanmoins, pour assurer l'étanchéité à la lumière du caisson, cette ouverture est opacifiée au moyen d'une feuille noire en plastique. Un espace, à l'arrière du dispositif, est réservé

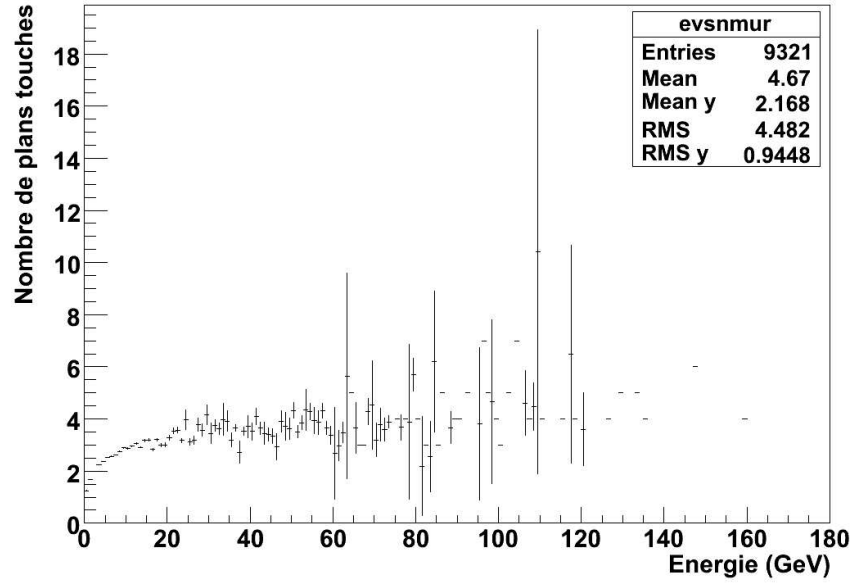


FIG. 6.3 : Profil du nombre de murs touchés en fonction de l'énergie de l'électron émis lors des événements $\tau \rightarrow e$.

au spectromètre à électrons, afin de pouvoir étalonner les barreaux. Une fois disposés dans le caisson, seul le dernier mur peut être étalonné.

Entre chaque mur de miniTT est intercalée 1 brique de plomb et d'émulsions. La première brique a une taille variable ce qui permet de choisir l'épaisseur de la cible de plomb et donc de fixer le début des gerbes électroniques dans les briques (Fig. 6.4).



FIG. 6.4 : Photo de la première brique dont la taille est variable. On distingue également les murs de miniTT et les fibres.

Les figures 6.5 et 6.6 donnent respectivement la vue de haut et de côté du miniTT dans son caisson, où l'on distingue l'espace réservé au spectromètre à électrons.

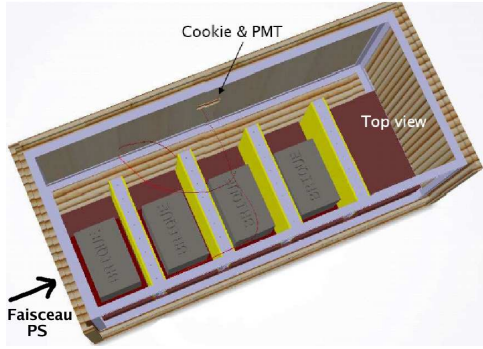


FIG. 6.5 : Vue de haut du miniTT.

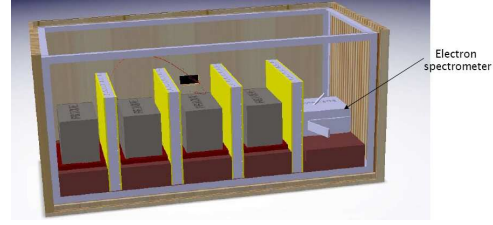


FIG. 6.6 : Vue de côté du miniTT. On distingue le spectromètre à électrons servant à l'étalonnage du dernier mur.

L'étalonnage du miniTT s'est déroulé en 2 parties. Dans un premier temps, la réponse de chaque barreau de scintillateur de 20 cm irradié par des électrons de 1,8 MeV a été étudiée, comme pour les barreaux du détecteur OPERA (paragraphe 4.5.1). Ainsi, le nombre de photoélectrons détectés au centre de chaque barreau a été déterminé (appelé NbPECalib par la suite et corrigé d'un facteur appelé FactCorrNbPECalib $\simeq 1,96$ défini lors de l'étalonnage au paragraphe 4.5.1). Le nombre de photoélectrons mesuré au centre de chaque barreau pour une particule au minimum d'ionisation est représentée par la distribution de la figure 6.7 ; il est en moyenne de 11,4 photoélectrons.

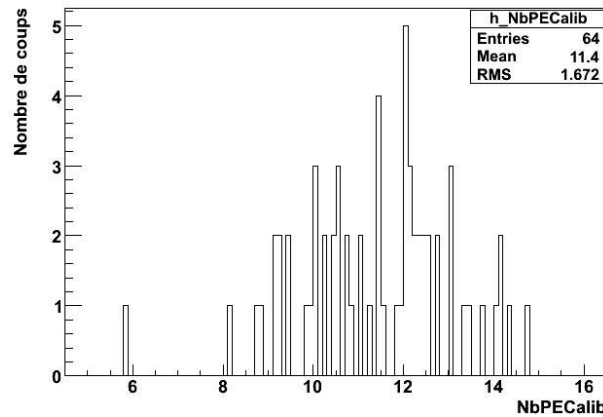


FIG. 6.7 : Distribution du nombre de photoélectrons mesuré au centre des barreaux du miniTT pour une particule au minimum d'ionisation lors de l'étalonnage après application du facteur de correction.

Une fois le dispositif assemblé, entre chaque prise de données et à différentes énergies, des mesures de gain et de piédestal ont été réalisées. La procédure d'ajustement (présentée paragraphe 5.1) a été appliquée afin de déterminer, pour chaque canal du PM, le gain et sa dispersion. En moyenne le gain est de $Q_1 = 8,4$ unités ADC et la dispersion vaut $\sigma_1 = 5,4$ unités ADC.

6.1.2 Prise de données en faisceau

Des mesures avec le miniTT ont été faites pour des pions et des électrons d'énergies allant de 1 à 6 GeV sur la ligne T9 au PS du CERN [70]. En fonction de l'énergie du faisceau et la cible utilisée (ici une cible composée de Béryllium et d'Aluminium), la proportion d'électrons

et de pions varie selon une exponentielle décroissante. La figure 6.8 donne la composition en électrons du faisceau en fonction de l'énergie ; on voit qu'elle est plus importante pour les faibles énergies. Il est donc nécessaire d'avoir un très bon dispositif de sélection des électrons pour éviter la contamination provenant des autres particules contenues dans le faisceau (pions, kaons, protons).

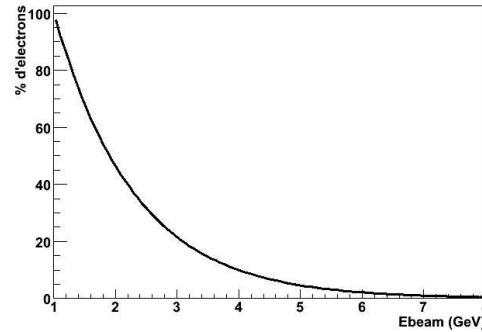


FIG. 6.8 : Composition du faisceau en électron en fonction de l'énergie.

Les particules étaient sélectionnées au moyen de deux détecteurs Čerenkov à gaz CO_2 de 5 m et 3 m de longueur respectivement. Le pouvoir de séparation du détecteur Čerenkov était ajusté selon l'impulsion des particules en variant son indice de réfraction. Pour cela la pression des détecteurs Čerenkov était réglée selon l'énergie du faisceau, de façon à ce que seuls les électrons les traversent en produisant de la lumière Čerenkov.

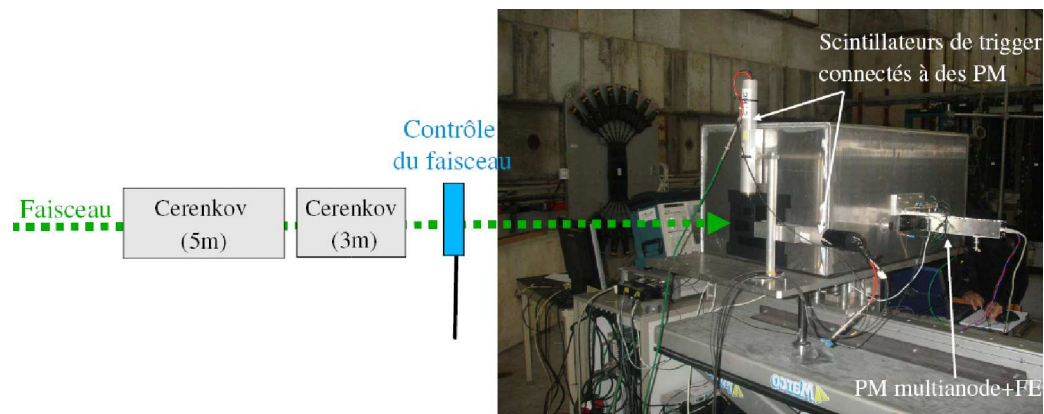


FIG. 6.9 : Schéma du dispositif expérimental installé sur la ligne T9.

Le tableau 6.1 donne les pressions réglées sur les Čerenkov en fonction de l'énergie du faisceau et la figure 6.10 représente l'angle Čerenkov en fonction de la pression pour les électrons (en noir), muons (en rouge), pions (vert), kaons (en bleu) et protons (en jaune). Le choix de la pression est fonction de l'énergie du faisceau représentée par les flèches rouges. Il est aussi à noter que plus la pression baisse moins le signal produit dans les détecteurs Čerenkov est important car le nombre de photoélectrons émis dépend de l'indice de réfraction du gaz qui dépend de la pression. Il faut donc trouver un compromis entre le nombre de photoélectrons Čerenkov créés et le pouvoir de séparation.

Energie (GeV)	C1 (bar)	C2 (bar)
1	0,8	0,95
2	0,8	0,95
3	0,8	0,95
4	0,5	0,6
5	0,4	0,4
6	0,22	0,22

TAB. 6.1 : Pression des Čerenkov en fonction de l'énergie du faisceau.

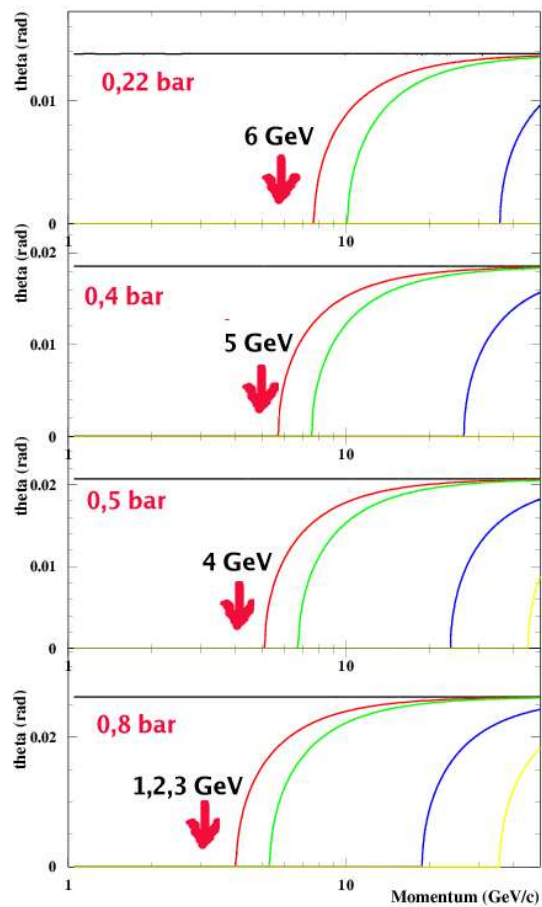


FIG. 6.10 : Distribution de l'angle Čerenkov pour différents réglages en pressions et différentes particules : électrons (en noir), muons (en rouge), pions (vert), kaons (en bleu) et protons (en jaune).

Afin de déclencher l'acquisition sur l'arrivée d'une particule dans le détecteur, 2 petits scintillateurs plastiques ($6 \times 6 \text{ cm}^2$ de surface, avec une épaisseur de 1,2 mm), disposés en X et en Y et connectés à des PM, sont placés avant le miniTT, à une distance de l'ordre de 40 cm. Leur rôle est de déclencher l'acquisition de données pour les particules arrivant de manière centrée par rapport au dispositif (sélection spatiale).

Pour l'analyse des données, différentes coupures sur la charge laissée dans les détecteurs Čerenkov et dans les scintillateurs de trigger sont effectuées afin de ne sélectionner que les électrons centrés sur le dispositif.

Les figures 6.11 et 6.12 donnent la distribution de charge enregistrée dans les deux détecteurs Čerenkov. On observe une allure différente des 2 spectres : cela est dû au fait que la soudure du câble connectant le détecteur Čerenkov de 3 m à l'acquisition de données était rompue, il n'a donc pas été utilisé. Le deuxième Čerenkov (5 m) suffisait pour la sélection des électrons.

Les détecteurs Čerenkov ayant été réglés afin de ne produire de la lumière que lorsqu'ils sont traversés par des électrons, leur passage sera signé par une charge déposée importante. Sélectionner les pions revient donc à choisir les événements avec une charge correspondant au piédestal. Néanmoins, des kaons et des protons contaminant le faisceau ont également pu être sélectionnés. La figure 6.12 montre ces zones sur le second Čerenkov. Les électrons sont sélectionnés si la charge enregistrée est supérieure à 1500 canaux ADC ; ce seuil élevé permet de se protéger d'éventuelles particules de haute énergie également présentes dans le faisceau et ayant pu créer de la lumière dans le Čerenkov. On remarque également un pic pour des valeurs d'ADC inférieures au piédestal. Cela est dû à un problème de variation de la ligne de base (référence) de l'acquisition qui n'était pas stable, ce qui a créé un décalage du piédestal. La source du problème étant liée au faisceau et ne pouvant investiguer puisque la zone était inaccessible, les événements contenus dans ce pic n'ont pas été pris en compte.

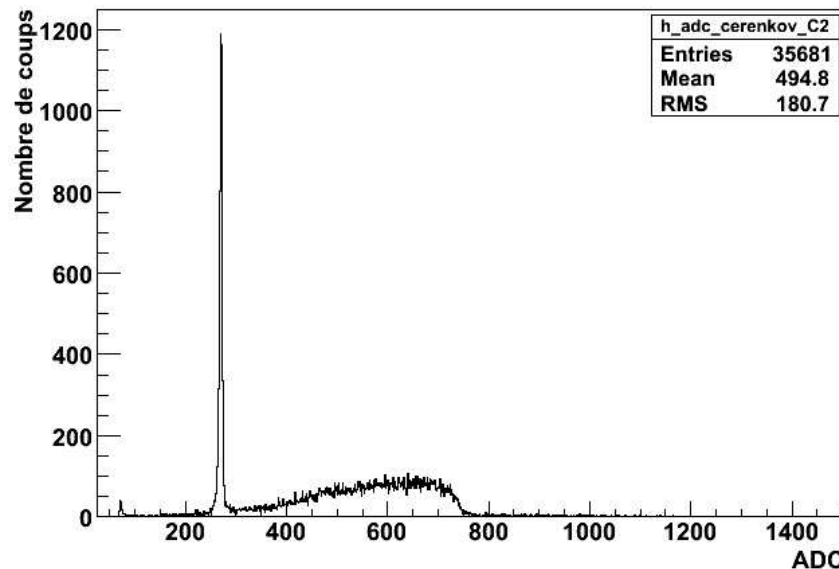


FIG. 6.11 : Charge ADC enregistrée dans le détecteur Čerenkov de 3 m de long dont la soudure du câble connectant le PM du Čerenkov à l'acquisition de données était rompue.

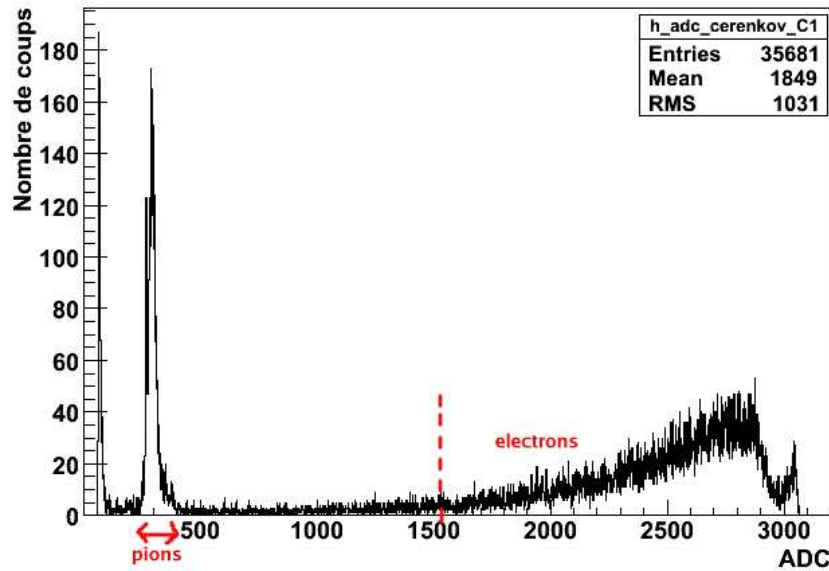


FIG. 6.12 : Charge ADC enregistrée dans le détecteur Čerenkov de 5 m de long.

La figure 6.13 montre les coupures appliquées à la charge déposée dans les scintillateurs placés à l'avant du miniTT. On ne considère que les événements dont la charge déposée est centrée sur 1300 canaux ADC de manière à rejeter les événements à plusieurs particules. En effet, on remarque des charges déposées élevées dans les 2 scintillateurs ; ceci est probablement dû à la présence de 2 particules arrivant simultanément en raison de la forte densité du faisceau.

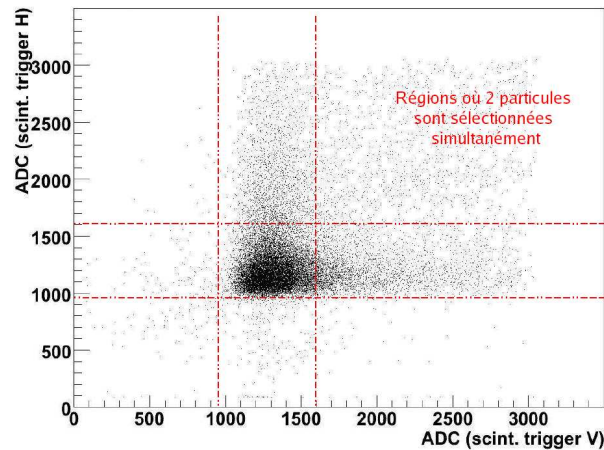


FIG. 6.13 : Charge mesurée dans les scintillateurs servant de déclenchement à l'acquisition de données.

La figure 6.14 donne un exemple de distribution de charge d'un barreau central du premier mur, lorsque la première brique n'était pas installée, après sélection des électrons. C'est à partir de cette distribution que la digitization est étudiée à partir de simulations réalisées avec *Geant4*.

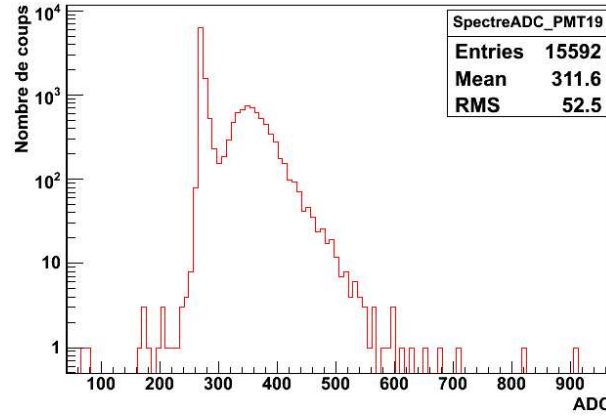


FIG. 6.14 : Exemple de distribution de la charge mesurée dans un barreau central après sélection des électrons par les détecteurs Čerenkov et choix des événements centrés sur le dispositif.

6.1.3 Simulation de la réponse du détecteur

Nous avons exploité les données prises avec le miniTT et les avons comparé aux simulations réalisées avec *Geant4* [71].

La liste de physique (*PhysicsList*) utilisée dans la simulation est la liste QGSP_BERT [72]. Cette liste est habituellement utilisée pour les hautes énergies (>25 GeV). Elle contient les processus physiques standards de l'électromagnétisme ainsi qu'une modélisation des cascades hadroniques basée sur le modèle de cascade intranucléaire de Bertini [73].

Pour la digitization présentée dans cette partie, nous avons simulé à chaque fois 20 000 événements avec *Geant4*, pour des électrons et des pions de 1 GeV lorsque la première brique est absente.

Les figures 6.15 à 6.18 représentent une vue de côté d'une interaction d'un électron, d'un pion, d'un kaon et d'un proton dans le miniTT. Les barreaux de scintillateur sont représentés en orange. Les briques constituées de plomb et d'émulsions photographiques sont en noir et bleu. Les trajectoires des particules neutres (photons) sont tracées en vert, alors que celles des particules chargées, négativement et positivement, sont respectivement en rouge et en jaune. Les scintillateurs, utilisés pour le déclenchement de l'acquisition, sont schématisés par le rectangle jaune situé avant l'entrée du miniTT.

On remarque sur ces figures que l'électron interagit principalement dans la première brique de plomb, en laissant beaucoup d'énergie dans le mur de miniTT placé directement après celle-ci. Beaucoup moins d'énergie est déposée dans les 2 derniers murs. Le pion n'interagit pas beaucoup et traverse l'ensemble du détecteur en laissant une énergie correspondant à celle déposée par une particule au minimum d'ionisation. Lors de la sélection des pions, il faut s'attendre à une contamination en kaons et en protons. La simulation montre que les kaons vont laisser beaucoup d'énergie dans le mur suivant l'interaction mais également dans les derniers murs ; il se comporte comme un électron. Les protons vont contribuer à un apport en énergie dans les murs entourant la brique où ils vont interagir, voire peut-être à une perturbation du déclenchement de l'acquisition, puisqu'ils auront tendance à interagir dans les scintillateurs de déclenchement placés à l'avant du miniTT.

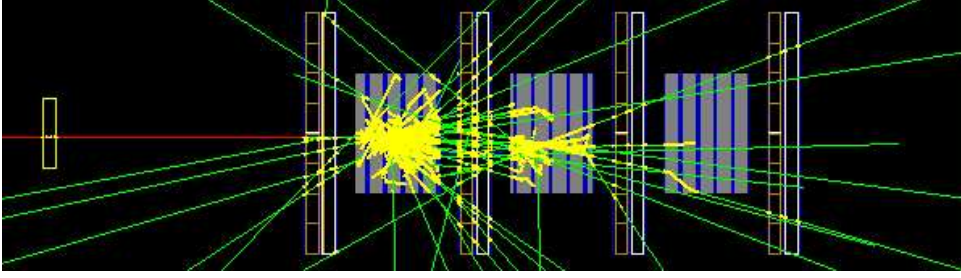


FIG. 6.15: Visualisation transversale de la simulation avec *Geant4* dans le cas d'un e^- incident de 1 GeV traversant le miniTT où la première brique a été enlevée.

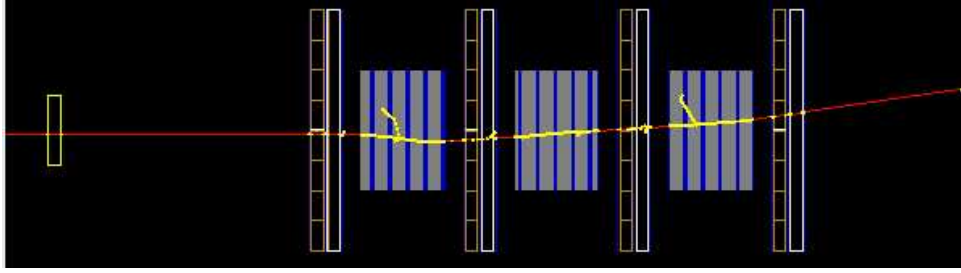


FIG. 6.16: Visualisation transversale de la simulation avec *Geant4* dans le cas d'un π^- incident de 1 GeV traversant le miniTT où la première brique a été enlevée.

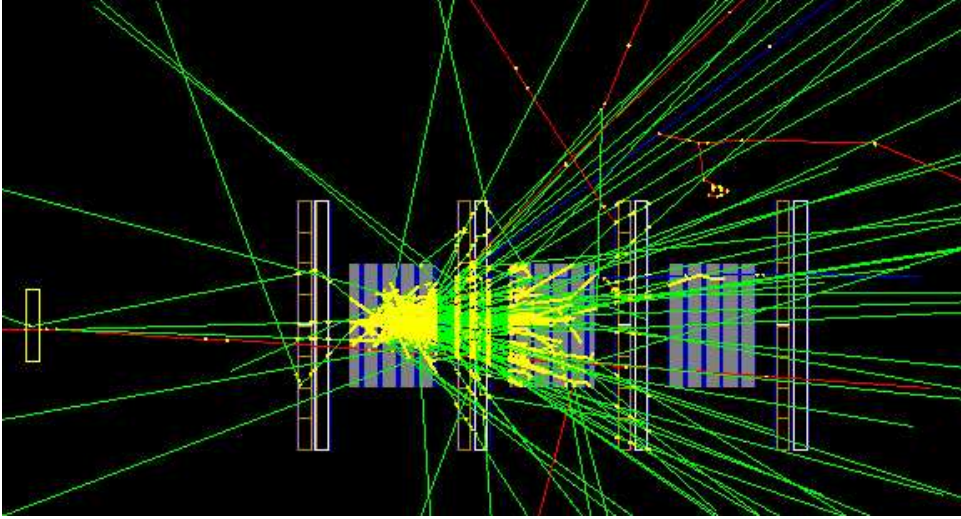


FIG. 6.17: Visualisation transversale de la simulation avec *Geant4* dans le cas d'un K^- incident de 1 GeV traversant le miniTT où la première brique a été enlevée.

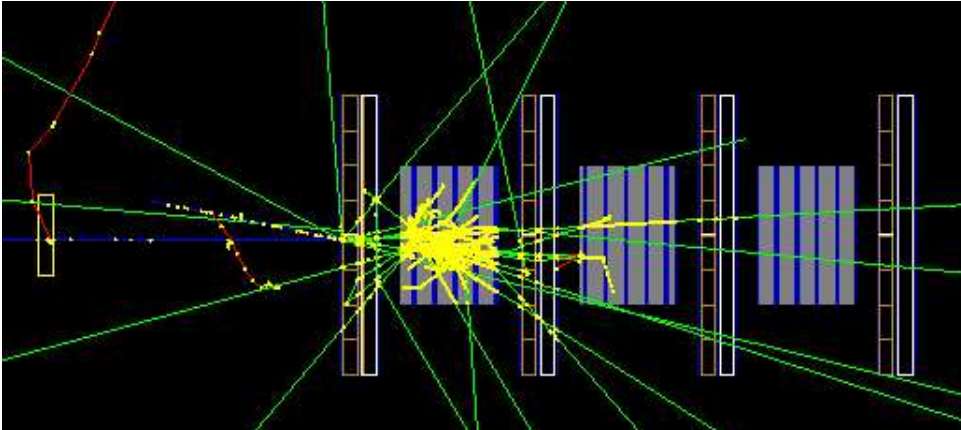


FIG. 6.18: Visualisation transversale de la simulation avec *Geant4* dans le cas d'un proton incident de 1 GeV traversant le miniTT où la première brique a été enlevée.

Les différentes étapes de la digitization et leurs validations ont été testées en simulant l'interaction d'un électron dans le miniTT lorsque la première brique du dispositif a été enlevée. Pour le premier mur, l'interaction considérée est donc uniquement celle qui se produit dans le scintillateur plastique.

Les résultats sont présentés pour un barreau central du premier mur (sans brique le précédent) afin d'avoir une plus grande statistique. Lorsqu'une comparaison entre les histogrammes de la simulation et ceux des données est présentée, les distributions simulées seront toujours normalisées aux nombres d'entrées des données.

Nous avons essayé de décrire la réponse du détecteur en reproduisant, pour les données simulées, chaque étape de la conversion de l'énergie déposée en charge ADC.

1. La simulation fournit, pour chaque hit, l'énergie déposée dans un barreau de scintillateur. La figure 6.19 donne le spectre brut en énergie pour un barreau issu de la simulation. La première partie du spectre (faibles charge déposée, $edep < 1500$ keV) correspond à la fraction de signal reçue par le barreau étudié, lorsque les interactions se sont produites dans les barreaux de scintillateur voisins.

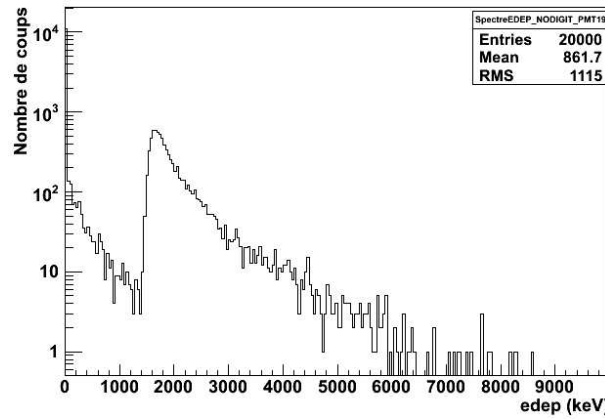


FIG. 6.19 : Distribution de l'énergie brute déposée ($edep$ en keV) dans un barreau.

2. A partir de cette énergie ($edep$), le nombre moyen de photoélectrons correspondant ($NbPEMoyen$) est calculé à partir des données de l'étalonnage (paragraphe 4.5) :

$$NbPEMoyen = \frac{edep}{2,15 \text{ MeV}} \times (NbPECalib \times FactCorrNbPECalib) \quad (6.1)$$

où $FactCorrNbPECalib$ est un facteur correctif valant 1,96, $NbPECalib$ est le nombre de photoélectrons mesuré lors de l'étalonnage pour une particule au minimum d'ionisation de 2,15 MeV.

On définit le nombre de photoélectrons réellement convertis par la photocathode comme un nombre entier aléatoire, tiré sur une distribution de Poisson (cas idéal), de moyenne $NbPEMoyen$. La figure 6.20 donne la distribution du nombre de photoélectrons ($NbPEPoisson$), émis par la photocathode.

3. Ce nombre de photoélectrons est amplifié par le PM. Or, il faut tenir compte de la résolution du PM et du fait que chaque photoélectron arrive séparément. Pour simuler cette résolution,

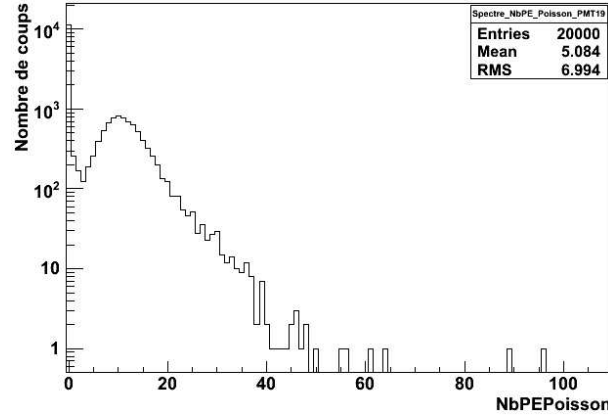


FIG. 6.20 : Distribution du nombre de photoélectrons émis par la photocathode.

les gains, G_i sont des valeurs aléatoires tirées sur une gaussienne centrée sur le gain moyen et d'écart-type la dispersion sur le gain déterminée lors de l'étalonnage ($\mathcal{G}(Q_1 = 8, 4; S_1 = 5, 4)$). La charge totale Q est calculée en sommant la charge correspondant à l'arrivée de chaque photoélectron :

$$Q = \sum_{i=1}^{NbPEPoisson} G_i \quad (6.2)$$

La courbe noire de la figure 6.21 représente la distribution de charge simulée d'un barreau central lorsque la charge est calculée à partir de l'équation 6.2. A titre de comparaison, la distribution de charge, mesurée pour ce même barreau lors des tests en faisceau, est tracée en rouge. On remarque que les deux courbes ont la même allure après cette première étape, excepté pour les coups en dessous du piédestal pour la distribution réelle qui sont dus à l'instabilité de la ligne de base de l'acquisition.

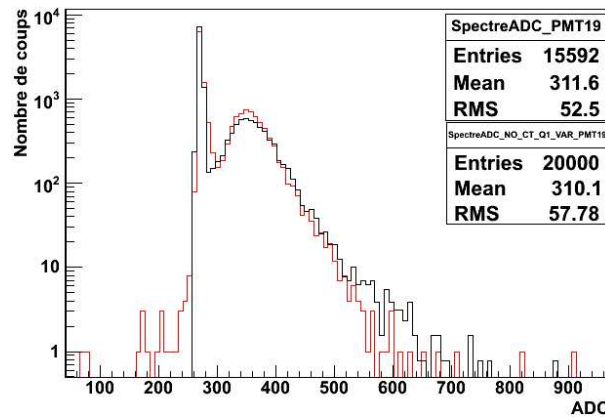


FIG. 6.21 : Comparaison de la distribution de charge d'un barreau entre simulation (courbe noire avec une fluctuation du gain) et données (courbe rouge).

4. On doit aussi considérer les probabilités de diaphonie (*crosstalk*) (Tab. 4.2), c'est-à-dire que chaque photoélectron arrivant sur la photocathode a une certaine probabilité d'aller sur un canal voisin (probabilités mesurées dans [63]). Pour chaque photoélectron, on calcule

sa probabilité d'être associé à une autre voie du PM. Ceci doit être fait pour tous les barreaux. Pour le barreau que nous étudions, un nouveau nombre de photoélectrons est donc déterminé, chaque photoélectron est de nouveau amplifié, comme expliqué à l'étape n°3. On obtient la distribution de charge représentée en noir sur la figure 6.22. On peut noter que la diaphonie a pour effet de diminuer le signal reçu par le barreau. On constate à ce stade que l'accord entre simulation et données est très satisfaisant.

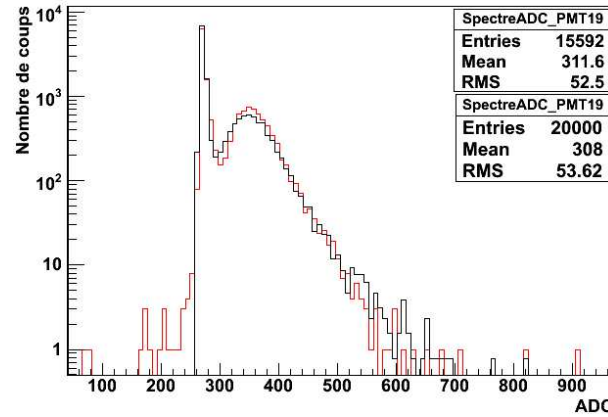


FIG. 6.22 : Distribution de la charge pour un barreau central. La distribution de charge en rouge est celle des données. La distribution en noire est obtenue, à partir de la simulation, après implémentation du crosstalk.

Après la digitization de la simulation, il est possible de recalculer l'énergie déposée par barreau comme pour les données réelles. Pour les charges supérieures à un certain seuil $Q_0 + 3 \times \sigma_0$, on recalcule le nombre de photoélectrons détectés puis l'énergie déposée en utilisant les résultats des mesures de gain et d'étalonnage. La figure 6.23 compare les spectres en énergie déposée pour les données (en rouge) et la simulation (en bleu). On constate que l'allure de la courbe de la simulation reproduit globalement celle des données. En comparant la figure 6.23 à la figure 6.19 on constate l'évolution de la distribution simulée induite par la digitization, ce qui valide cette dernière.

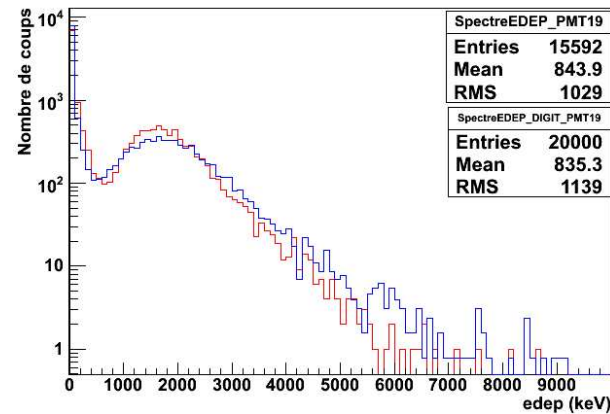


FIG. 6.23 : Distributions de l'énergie déposée (edep) dans un barreau. La courbe simulée après digitization est en bleue, les données sont en rouge.

La même digitization a été effectuée pour les pions pour un barreau central. On retrouve également l'allure des courbes des données pour la distribution de charge (Fig. 6.24) et la distribution de l'énergie déposée (Fig. 6.25). Néanmoins, l'accord est moins bon pour les pions que pour les électrons. Cette différence peut s'expliquer par le fait que lors de la sélection des pions pour les données réelles des protons ont été probablement sélectionnés, dont la proportion et l'énergie sont inconnues, alors que la simulation n'était réalisée qu'avec un faisceau de pions.

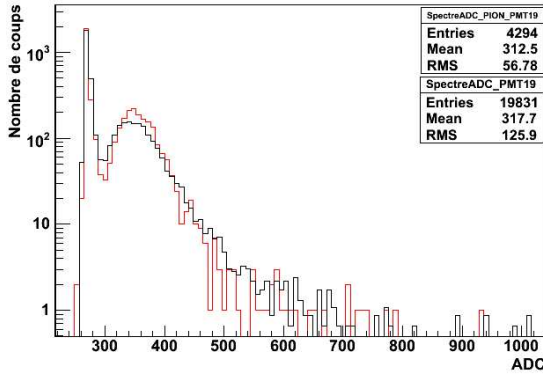


FIG. 6.24 : Comparaison de la charge simulée (en noire) et réelle (en rouge) pour les π^- .

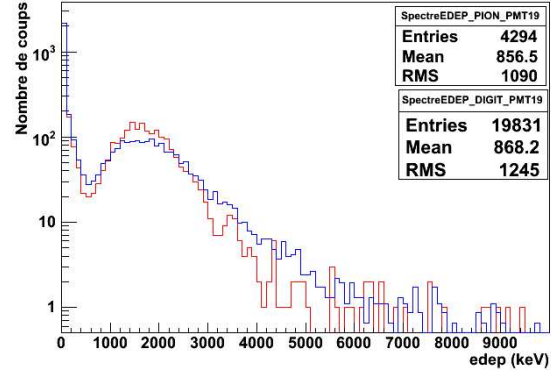


FIG. 6.25 : Comparaison des distributions de l'énergie déposée (edep) entre simulation (en bleu) et données (en rouge) pour les π^- .

On étudie maintenant les données d'un barreau du second mur de miniTT, situé après une brique de plomb. On obtient les distributions de charge et d'énergie des figures 6.26 et 6.27 pour les électrons et les figures 6.28 et 6.29 pour les pions. On constate également que l'allure générale est bien reproduite.

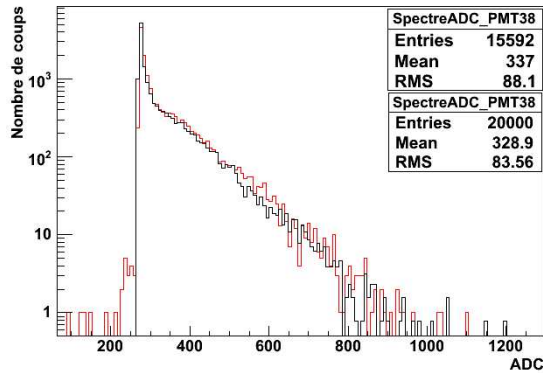


FIG. 6.26 : Comparaison de la distribution de charge entre la simulation (en noir) et les données (en rouge) pour un barreau du second mur du miniTT, dans le cas d'une interaction avec un faisceau d'électrons dans la brique.

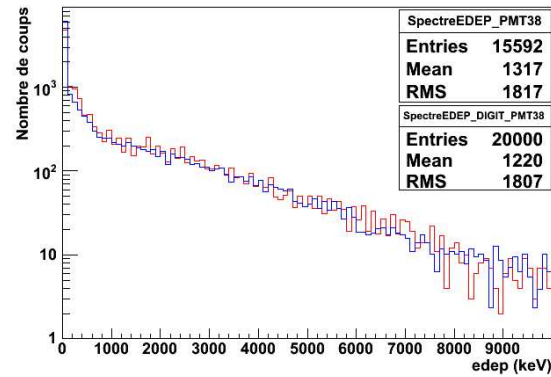


FIG. 6.27 : Comparaison de la distribution de l'énergie déposée (edep) entre la simulation (en bleu) et les données (en rouge) pour un barreau du second mur du miniTT dans le cas d'une interaction avec un faisceau d'électrons dans la brique.

L'énergie calculée par mur de miniTT est donnée pour les électrons et les pions aux figures 6.30 et 6.31. On constate que l'accord est bon pour les 2 premiers murs.

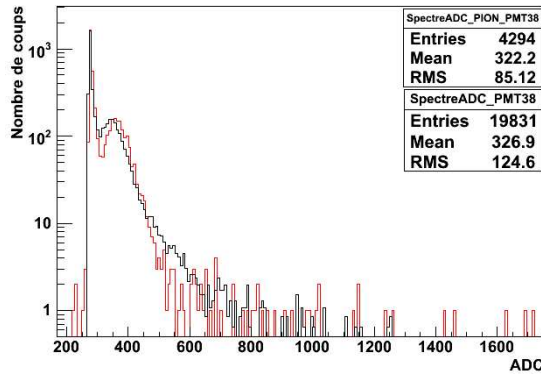


FIG. 6.28 : Comparaison de la distribution de charge entre la simulation (en noir) et les données (en rouge) pour un barreau du second mur du miniTT après l'interaction des pions dans le plomb.

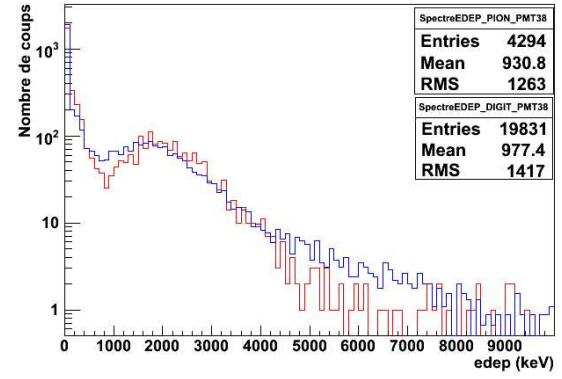


FIG. 6.29 : Comparaison de la distribution de l'énergie déposée (edep) entre la simulation (en bleu) et les données (en rouge) pour un barreau du second mur du miniTT après l'interaction des pions dans le plomb.

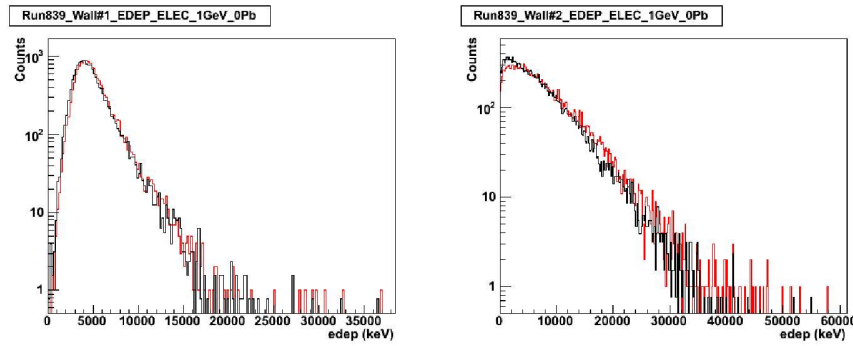


FIG. 6.30 : Distribution de l'énergie (keV) déposée par un faisceau d'électrons pour les 2 premiers murs du miniTT : en rouge les données et en noir la simulation.

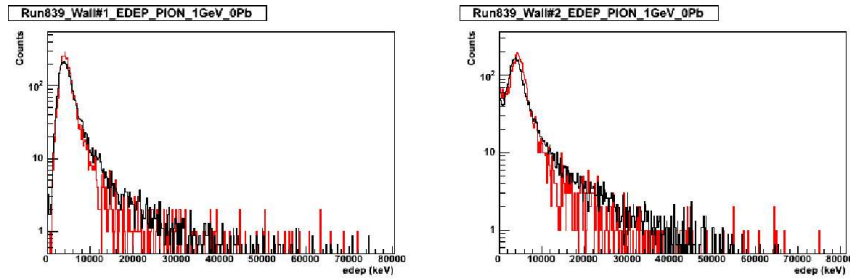


FIG. 6.31 : Distribution de l'énergie (keV) déposée par un faisceau de pions pour les 2 premiers murs du miniTT : en rouge les données et en noir la simulation.

On juge la digitization satisfaisante, elle permet de bien reproduire la réponse du détecteur et elle valide celle implémentée dans les programmes officiels d'OPERA.

6.2 Analyse des événements électroniques QE

6.2.1 Etude dans les émulsions

Le canal étudié dans ce chapitre est le canal $\tau \rightarrow e$. Une étude décrite dans [74] et résumée dans ce paragraphe explique les outils existants pour la différenciation des gerbes électroniques et hadroniques dans les émulsions des briques. Sa description est reprise ici pour montrer la complémentarité de l'outil de différenciation que nous voulons développer avec le TT.

La technologie des émulsions est très bien adaptée pour l'identification des électrons grâce à la granularité des briques permettant un bon échantillonnage de la trajectoire des particules dont l'impulsion est mesurée par la méthode de la diffusion coulombienne multiple. En effet, pour une gamme d'énergie de 1 à 10 GeV, les électrons et les pions vont se comporter différemment en traversant et en interagissant dans la brique : les électrons vont principalement perdre leur énergie par *Bremsstrahlung* alors que le processus d'ionisation domine pour les pions chargés. Ce qui a conduit à 2 approches différentes pour leur différenciation.

1. Les électrons vont rapidement développer une gerbe électromagnétique dans le plomb. Le nombre total de traces, ainsi que les profils longitudinal et transversal de la gerbe peuvent être utilisés pour l'identification de la particule dans les briques. La figure 6.32 donne un exemple d'événement électronique dans OPERA (prise de données de 2008). Les zones en noir représentent les hits laissés dans le détecteur par le déploiement de la gerbe électromagnétique. Les figures 6.33 et 6.34 donnent les projections longitudinales et

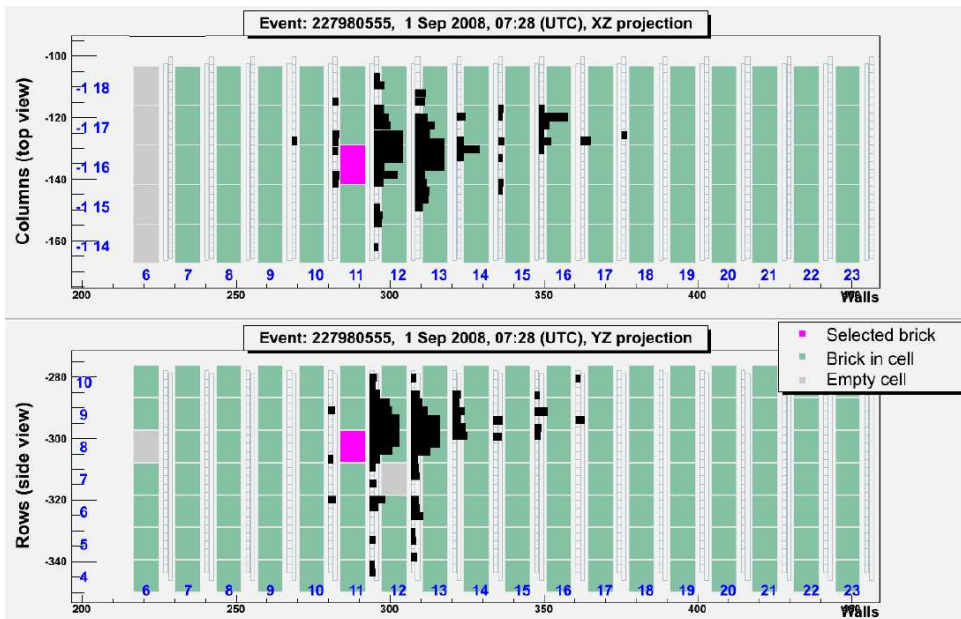


FIG. 6.32 : Événement électronique de la prise de données de 2008.

transversales des traces scannées et reconstruites de la gerbe dans la brique. Cet événement a été étudié en détail à Berne, 2 gerbes ont été trouvées et signent la création d'un π^0 .

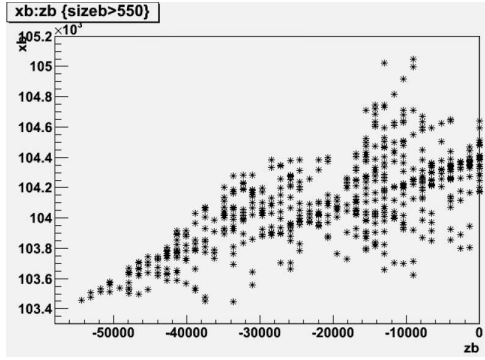


FIG. 6.33 : Reconstruction de la trajectoire des particules dans la brique : profil longitudinal (vue de dessus).

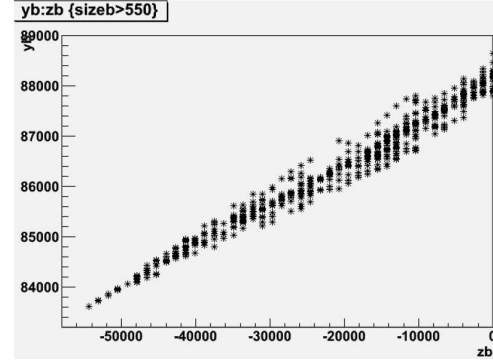


FIG. 6.34 : Reconstruction de la trajectoire des particules dans la brique : profil transversal (vue de côté).

2. Lorsque les pions traversent un matériau, leur énergie reste presque constante alors qu'elle décroît fortement pour les électrons. Les profils longitudinaux de la gerbe générée par la diffusion coulombienne multiple seront différents pour les électrons et les pions et une séparation basée sur un χ^2 peut être faite. Une méthode a été développée dans ce sens et a montré une efficacité d'identification des électrons de 90% avec une contamination en pions inférieure à 2% pour des énergies supérieures à 2 GeV en utilisant 20 émulsions photographiques.

A l'heure actuelle, la différenciation des pions et des électrons dans les briques se déroule en 2 temps : utilisation d'un algorithme de reconstruction de la gerbe puis utilisation d'un réseau de neurones caractérisant l'analyse des émulsions [74].

L'algorithme de reconstruction de la gerbe est une méthode itérative qui se base sur des critères angulaires ($\delta\theta$) et de position (δr) afin d'associer les traces entre elles. Elle débute par les traces de la dernière émulsion pour remonter jusqu'à la première émulsion. $\delta\theta$ et δr sont respectivement l'angle et la distance entre la trace de référence et la trace étudiée dans l'émulsion précédente. Si $\delta\theta < 50$ mrad et $\delta r < 100$ μm , alors les 2 traces appartiennent au même événement. La trace étudiée devient la trace de référence et on recherche dans l'émulsion précédente une nouvelle trace.

A l'algorithme de reconstruction des gerbes est associé un réseau de neurones qui attribue la probabilité de la gerbe d'avoir été générée par un électron ou un pion. Le réseau de neurones est basé sur 23 variables d'entrées : 1 variable correspondant au nombre de traces trouvées, 18 variables décrivant le profil longitudinal, 2 variables correspondant à la valeur moyenne et à la dispersion sur le paramètre δr , et 2 variables correspondant à la valeur moyenne et à la dispersion sur le paramètre $\delta\theta$. La figure 6.35 donne les efficacités d'identifier l'électron en fonction de la contamination en pion en l'absence de bruit de fond (simulation) et en utilisant 20 feuilles d'émulsions photographiques. On voit que pour des énergies supérieures à 2 GeV, à une identification des électrons à 90% correspondra une contamination en pions inférieure à 2%. Ces résultats se généralisent pour des analyses utilisant plus de 20 feuilles d'émulsions photographiques.

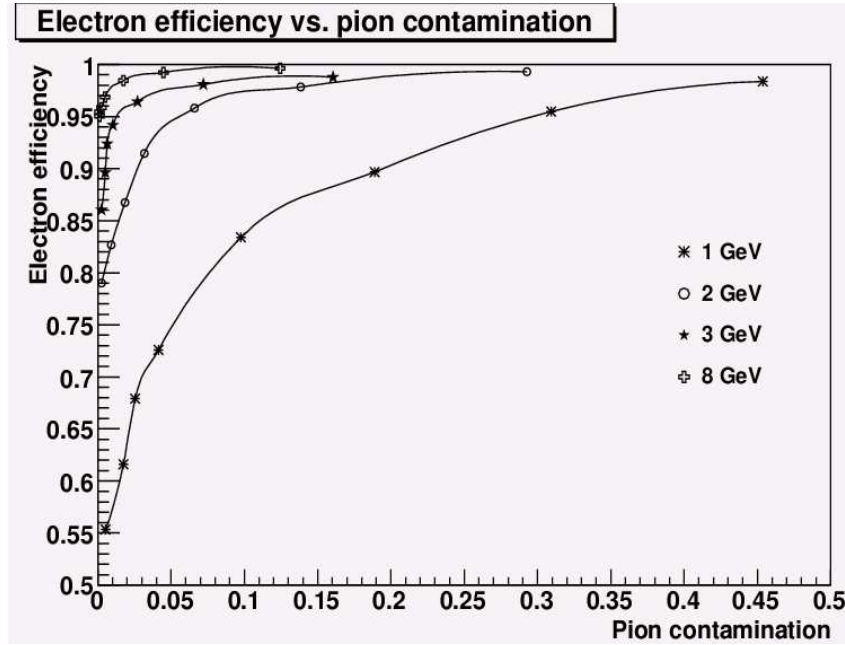


FIG. 6.35 : Simulation Monte Carlo de l'efficacité d'identifier l'électron en fonction de la contamination des pions [74] pour différentes énergies et en utilisant 20 émulsions photographiques.

La comparaison des simulations aux données enregistrées avec un faisceau d'électrons (1 à 6 GeV) à DESY et un faisceau de pion (2 à 6 GeV) au CERN ont donné des résultats concordants.

Ce chapitre a pour objectif l'étude des événements électroniques et leur différenciation par rapport aux événements hadroniques ou événements par courant neutre. Cela permettrait de développer des outils d'analyse supplémentaires avec le TT qui pourraient apporter des informations complémentaires à celles obtenues par l'analyse des émulsions, par exemple dans le cas où les événements auraient lieu en fin de brique et que la gerbe se déploierait à l'extérieur des émulsions, laissant une grande partie du signal dans le TT, ou alors dans le cas d'événements d'énergie inférieure à 2 GeV.

Actuellement dans la classification des événements d'OPERA, seuls les événements muons sont identifiés grâce à la trace qu'ils laissent dans les détecteurs électroniques. Le muon peut être issu de l'interaction CC du ν_μ , de la désintégration d'une particule charmée ou de la désintégration du $\tau \rightarrow \mu$. Lorsqu'il n'y a aucun muon identifié, les événements sont étiquetés « événements courants neutres », même s'ils incluent la désintégration du τ en hadrons et électrons. Une distinction des événements électroniques avec le TT permettrait donc également d'ajouter une nouvelle classe d'identification des événements dans OPERA.

Les événements électroniques ont plusieurs origines :

- la désintégration du τ en électron ;
- l'interaction d'un ν_e du faisceau par courant chargé dans la cible du détecteur ;
- la désintégration d'un π^0 ;
- l'interaction par courant chargé de ν_e issus d'une éventuelle oscillation de ν_μ (dépendant de la valeur de θ_{13}).

Les figures 6.36 à 6.38 donnent des exemples d'événements $\tau \rightarrow e$ QE simulés, où la gerbe est entièrement ou partiellement contenue dans la brique et lorsque l'interaction a lieu en fin de brique et que la gerbe se développe hors de la brique. Les murs de TT sont représentés en rouge, les briques et les hits en noir. Le faible nombre de murs de TT touchés et « rétrodiffusés » (murs de TT touchés situés avant le mur de brique dans lequel a eu lieu l'interaction), ainsi que l'énergie déposée dans le TT caractérisent ce genre d'événements.

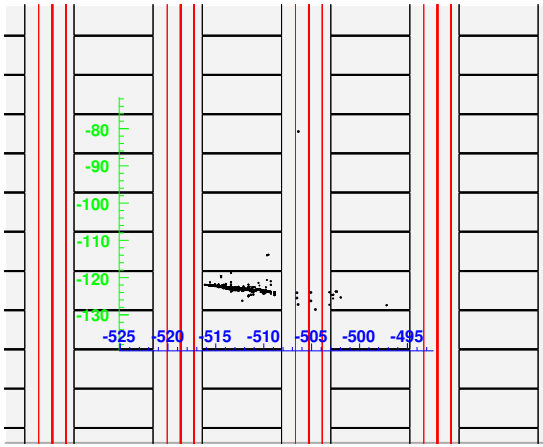


FIG. 6.36 : Événement $\tau \rightarrow e$ QE simulé où la gerbe est entièrement contenue dans la brique.

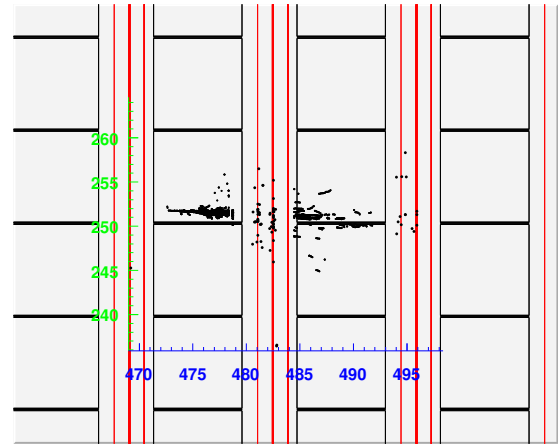


FIG. 6.37 : Événement $\tau \rightarrow e$ QE simulé où la gerbe est principalement contenue dans la brique.

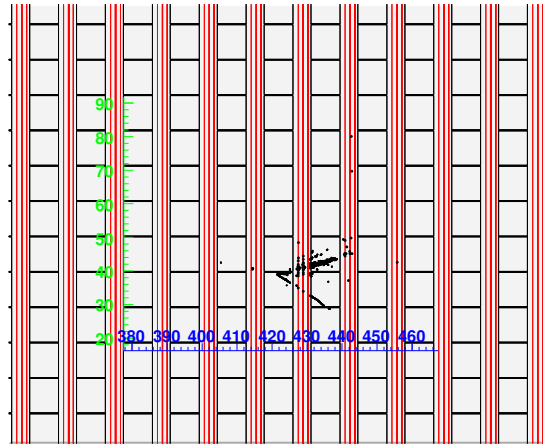


FIG. 6.38 : Événement $\tau \rightarrow e$ QE simulé où la gerbe se développe dans le mur de brique suivant.

La possibilité d'aider à l'identification des électrons à basse énergie (< 2 GeV) uniquement avec les détecteurs électroniques d'OPERA (TT+RPC) a été étudié dans [75]. Pour les événements électroniques de type DIS, le résultat est négatif : l'efficacité d'identification des événements électroniques est de l'ordre de 80% et la contamination due aux hadrons et aux événements ν NC, est d'environ 60%. Il n'est donc pas possible d'identifier avec le TT tous les types d'événements électroniques, et nous nous intéresserons désormais uniquement aux événements électroniques quasi-élastiques.

Dans le cas d'OPERA, on rappelle que les événements électroniques quasi-élastiques provenant de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ représentent 2 à 3 événements (paragraphe 3.3.4.2) pour 5 ans de prise de données en tenant compte des efficacités. L'enjeu serait de pouvoir augmenter l'efficacité du canal $\tau \rightarrow e$. Néanmoins, les événements électroniques générés par l'interaction QE des ν_e issus du faisceau (ou de l'éventuelle oscillation des ν_μ) sont également considérés.

Un réseau de neurones a été développé et entraîné sur des simulations [75] afin de déterminer s'il est possible de distinguer les événements électroniques quasi-élastiques des événements courants neutres (ν NC) avec le TT et de mettre en évidence les paramètres importants. Les événements étudiés sont, dans un premier temps, des événements simulés. Parmi ces événements, seuls les événements dont le nombre de murs touchés par le développement de l'interaction est inférieur à 14, ont été pris en compte. En effet, les événements à plus de 14 murs touchés sont signés comme des événements avec un muon. Dans un second temps, au moyen de ce réseau de neurones entraînés sur les simulations, nous avons essayé de déterminer le nombre d'événements électroniques quasi-élastiques parmi les données réelles enregistrées durant la prise de données de 2008.

6.2.2 Le réseau de neurones

Un réseau de neurones a été utilisé plutôt qu'une analyse en coupures séquentielles. En effet, le réseau de neurones permet d'utiliser un nombre important de variables et réalise des combinaisons linéaires plus complexes entre elles afin de déterminer, lors de son entraînement, les coupures les plus efficaces à appliquer entre les différentes variables utilisées. Il est basé sur ROOT et la classe *TMultiLayerPerceptron* [75, 76]. La structure du réseau de neurones est constituée de 5 paramètres d'entrée, de 2 couches cachées composées respectivement de 5 et 3 noeuds. Les couches cachées permettent de réaliser, dans le même temps, des combinaisons linéaires et non linéaires des paramètres d'entrée. Différents essais avec plus ou moins de paramètres d'entrée et de couches cachées ont été réalisés ; c'est cette configuration qui donne les meilleurs résultats.

Les variables d'entrée caractéristiques sont les informations que peut délivrer le TT, telles que :

- **Ett** : l'énergie déposée dans le TT (en MeV) après utilisation des paramètres de l'étalonnage (Chap. 4.5) ;
- **nplan** : le nombre de murs touchés (TT+RPC) dans l'événement ;
- **ndif** : le nombre de plans touchés avant le vertex primaire résultant de la rétrodiffusion des particules (information issue de la simulation) ;
- **npe_1** : le pourcentage de photoélectrons déposés dans le premier mur de TT suivant l'interaction ;

- **npe_2** : le pourcentage de photoélectrons déposés dans le second mur de TT suivant l'interaction ;
- **dx_gerb** : l'élongation maximale des hits sur les barreaux du TT dans la direction transversale du faisceau (selon l'axe x) ;
- **dy_gerb** : l'élongation maximale des hits sur les barreaux du TT dans la direction transversale du faisceau (selon l'axe y) ;
- **dz_gerb** : l'élongation maximale des hits sur les barreaux du TT dans la direction du faisceau (selon l'axe z).

Le choix des 5 paramètres d'entrée utilisés par le réseau de neurones est expliqué au paragraphe suivant.

Ce réseau de neurones a été testé sur la différenciation des événements ν_μ CC des événements ν_μ NC simulés et a permis d'atteindre une efficacité d'identification des ν_μ CC de 95% pour une contamination en ν_μ NC de l'ordre de 15% (Fig. 6.39 [75]), résultat permettant une discrimination des événements charmés.

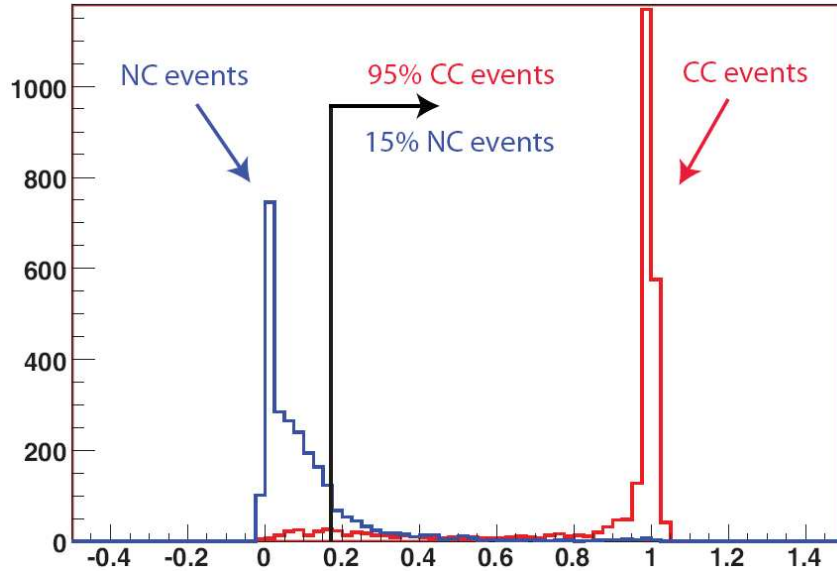


FIG. 6.39 : Entraînement du réseau de neurones dans la différenciation des événements ν_μ CC des événements ν_μ NC. Pour une identification des ν_μ CC avec une efficacité de 95%, la contamination en ν_μ NC est de 15%.

Il a ensuite été utilisé dans la différenciation des événements de type électronique, $\tau \rightarrow e$ QE et ν_e CC QE, des événements ν_μ NC. Les événements contenus dans les briques n'ont pas été considérés. Le vertex d'interaction a été simulé de manière aléatoire dans la brique. On ne prend en compte que les événements courts, c'est-à-dire dont le nombre de murs de TT touchés est inférieur à 14. Le réseau de neurones a été entraîné sur 2000 événements simulés de chaque type.

6.2.3 Choix des paramètres utilisés dans le réseau de neurones

Les paramètres utilisés dans le réseau de neurones doivent être les plus discriminants entre les différents types d'événements, c'est-à-dire ceux dont les distributions sont les plus différentes. Les figures 6.40 à 6.47 illustrent les distributions des paramètres E_{tt}, n_{plan}, n_{dif}, npe_1, npe_2,

dx_gerb , dy_gerb , dz_gerb définis dans le paragraphe précédent pour les événements simulés $\tau \rightarrow e$ QE, ν_e CC QE et ν_μ NC dans le cas où le nombre de murs de TT touchés est inférieur à 14.

En rouge, sont représentées les distributions des événements ν_μ NC, en vert celles des ν_e CC QE et en bleu celles des $\tau \rightarrow e$ QE.

La comparaison de ces différentes distributions, associée à des tests d'optimisation du réseau de neurones montrent que les paramètres les plus significatifs sont : le nombre de murs touchés, l'énergie déposée dans le TT et le nombre de plans rétrodiffusés ($nplan$, Ett et $ndif$). Dans le but de pouvoir rechercher les événements électroniques quasi-élastiques dans les données réelles, nous n'avons pas utilisé le nombre de murs rétrodiffusés (paramètre $ndif$) car il n'est pas forcément accessible pour les données réelles et dépend de l'efficacité des algorithmes de recherche de la brique.

En effet, pour ce type d'événements, laissant peu d'énergie dans le TT et touchant peu de murs de TT, les algorithmes de recherche de la brique ne sont pas forcément utilisés, ce qui implique qu'il n'y a aucune information sur la rétrodiffusion des particules dans les données réelles pour ce type d'événements.

Le paramètre dz_gerb représentant l'élongation maximale des hits sur les barreaux de scintillateur des murs de TT n'est pas utilisé non plus, dans la mesure où il constitue une donnée redondante avec le nombre de murs touchés.

Finalement, ce sont les paramètres $nplan$, Ett , dy_gerb (ou dx_gerb par symétrie), npe_1 et npe_2 qui ont été choisis.

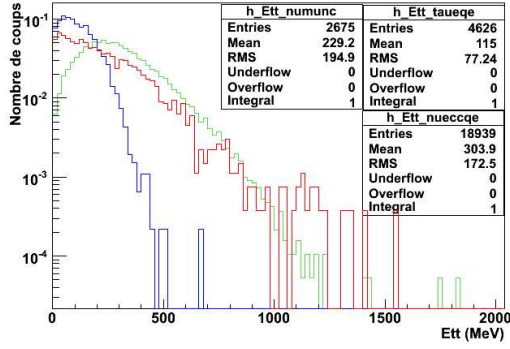


FIG. 6.40 : Energie (Ett en MeV) déposée dans le TT

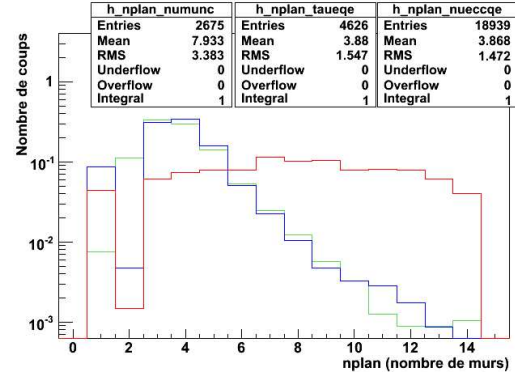


FIG. 6.41 : Nombres de murs touchés lors de l'événement (nplan).

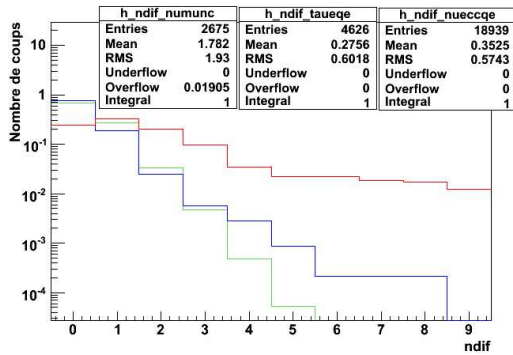


FIG. 6.42 : Nombre de murs touchés à cause de la rétrodiffusion (ndif).

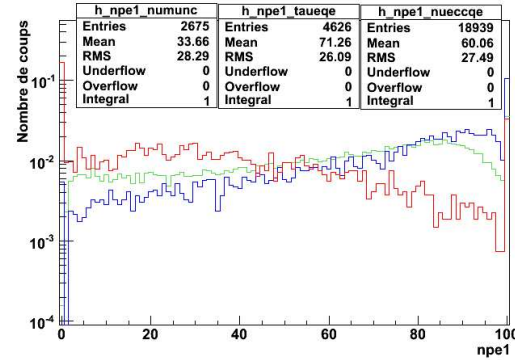


FIG. 6.43 : Pourcentage du nombre de photoélectrons mesurés dans le premier mur de TT suivant l'interaction (npe_1).

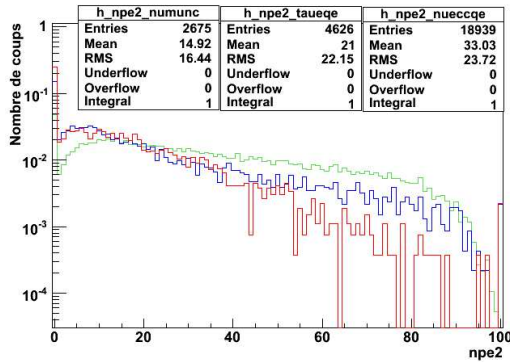


FIG. 6.44 : Nombre de photoélectrons mesurés dans le second mur de TT suivant l'interaction (npe_2).

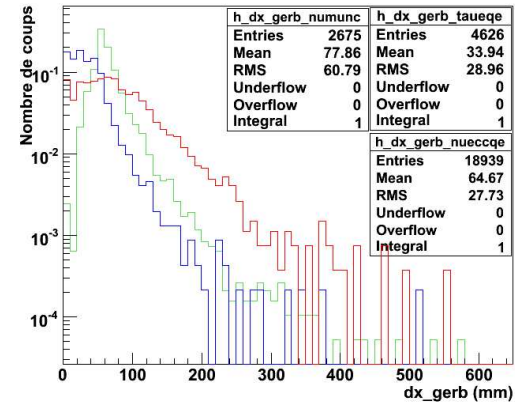


FIG. 6.45 : Elongation maximale des hits sur les barreaux du TT selon l'axe x (dx_gerb)

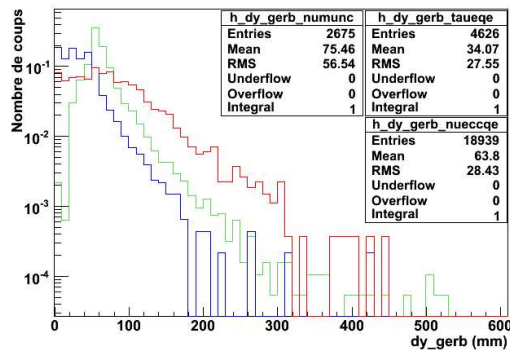


FIG. 6.46 : Elongation maximale des hits sur les barreaux du TT selon l'axe y (dy_gerb)

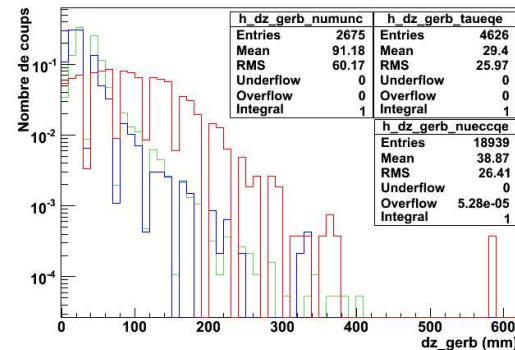


FIG. 6.47 : Elongation maximale des hits sur les barreaux du TT selon l'axe z (dz_gerb)

6.2.4 Séparation des événements électroniques QE des événements ν NC

Séparation des événements $\tau \rightarrow e$ QE et ν_μ NC

A partir du réseau de neurones défini précédemment, la différenciation entre les événements $\tau \rightarrow e$ QE et ν_μ NC a été réalisée. La figure 6.48 donne l'efficacité d'identifier les événements de type $\tau \rightarrow e$ QE en fonction de la contamination en événements ν_μ NC.

Pour une identification à 95% des événements $\tau \rightarrow e$ QE, on a une contamination en événements courant neutre de l'ordre de 25%. La figure 6.49 illustre les résultats du réseau de neurones en attribuant pour chaque événement une valeur p permettant d'identifier le signal ($\tau \rightarrow e$ QE), dans ce cas p tend vers 1, ou le bruit (ν_μ NC) et dans ce cas p tend vers 0. La figure 6.50 donne la structure du réseau de neurones et l'importance des différents paramètres utilisés.

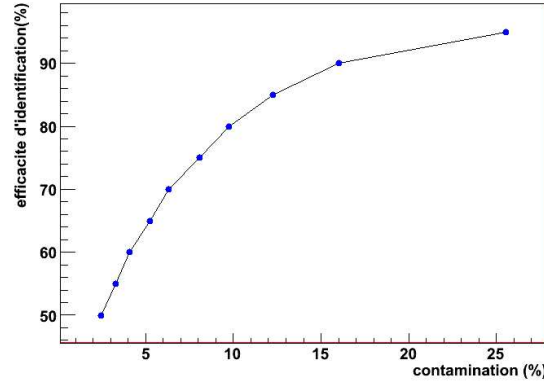


FIG. 6.48 : Efficacité d'identifier les événements de type $\tau \rightarrow e$ QE en fonction de la contamination en événements ν_μ NC.

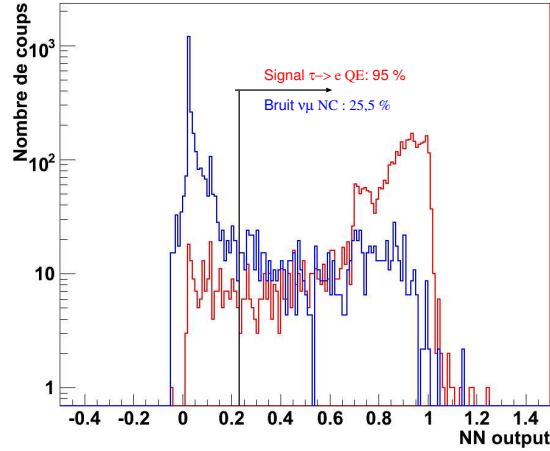


FIG. 6.49 : Distribution du résultat du réseau de neurones (NN output) dans le cadre de la différenciation des événements $\tau \rightarrow e$ QE et ν_μ NC.

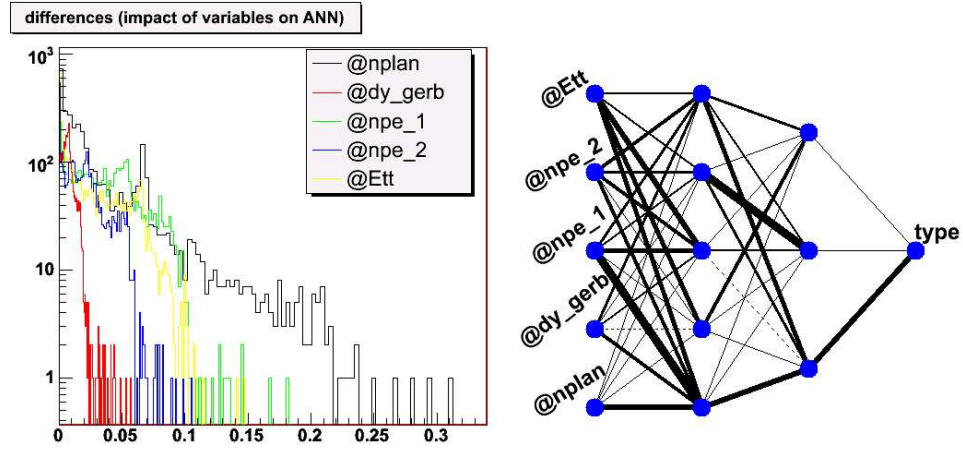


FIG. 6.50 : Impact des paramètres d'entrées dans le cadre de la différenciation des événements $\tau \rightarrow e$ QE et ν_μ NC.

Séparation des événements ν_e CC QE et ν_μ NC

La même étude a été réalisée pour la différenciation des événements ν_e CC QE et ν_μ NC. Les résultats sont donnés par les figures 6.51 à 6.53. On voit que pour une identification à 95% des événements électroniques générés par l'interaction quasi-élastique du ν_e par courant chargé, on a une contamination en événements courant neutre de l'ordre de 7%.

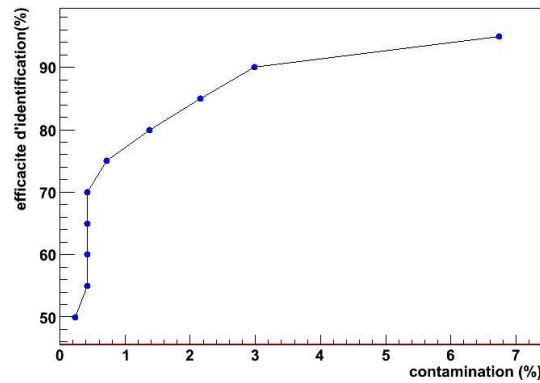


FIG. 6.51 : Efficacité d'identifier les événements de type $\tau \rightarrow e$ QE en fonction de la contamination en événements ν_μ NC.

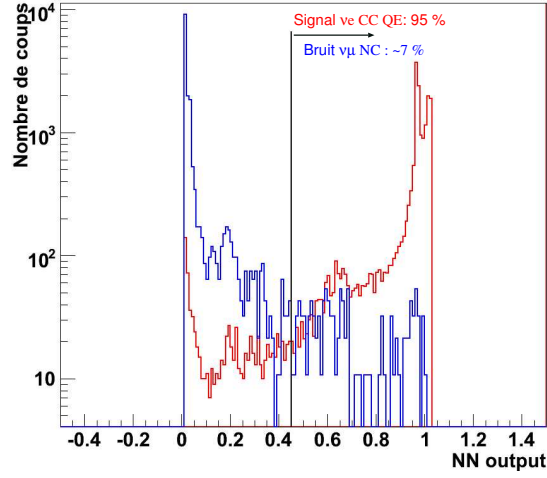


FIG. 6.52 : Distribution du résultat du réseau de neurones (NN output) dans le cadre de la différenciation des événements ν_e CC QE et ν_μ NC.

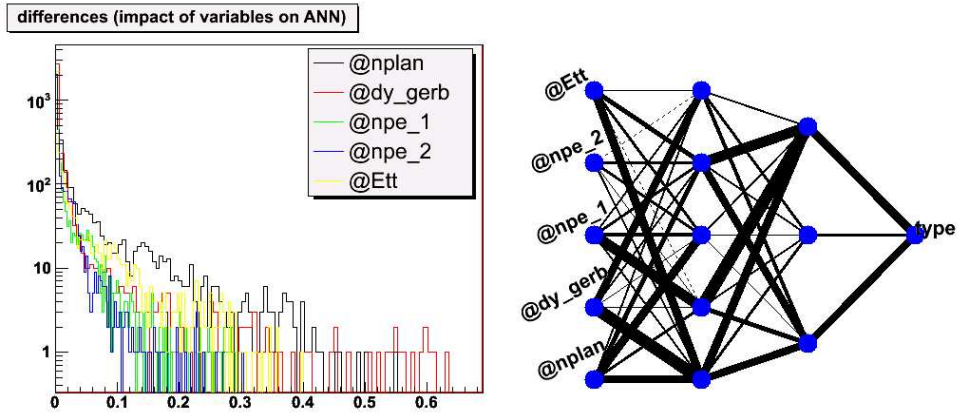


FIG. 6.53 : Impact des paramètres d'entrées dans le cadre de la différenciation des événements ν_e CC QE et ν_μ NC.

Séparation des événements eQE et ν_μ NC

L'ensemble des événements électroniques $\tau \rightarrow e$ QE et ν_e CC QE a été regroupé et sera désormais appelé « événements eQE ». Les mêmes graphiques donnant les résultats pour cette différenciation sont représentés figures 6.54 à 6.56. Pour une efficacité d'identification des événements eQE de 95% la contamination est de l'ordre de 25%.

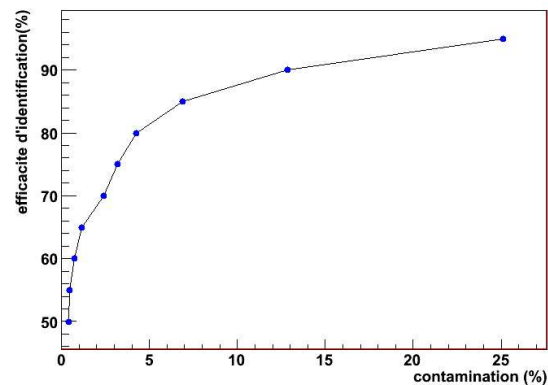


FIG. 6.54 : Efficacité d'identifier les événements de type eQE en fonction de la contamination en événements ν_μ NC.

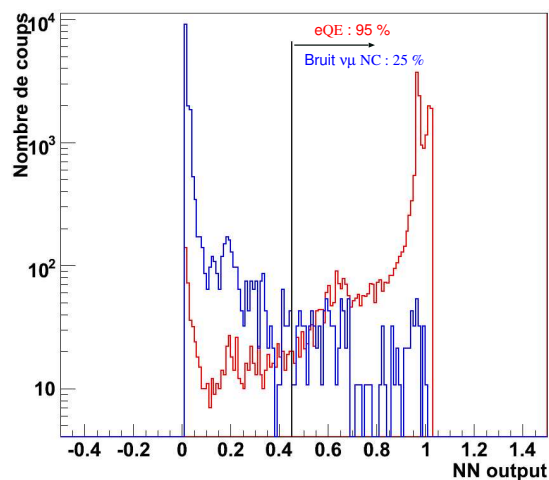


FIG. 6.55 : Distribution du résultat du réseau de neurones (NN output) dans le cadre de la différenciation des événements eQE et ν_μ NC.

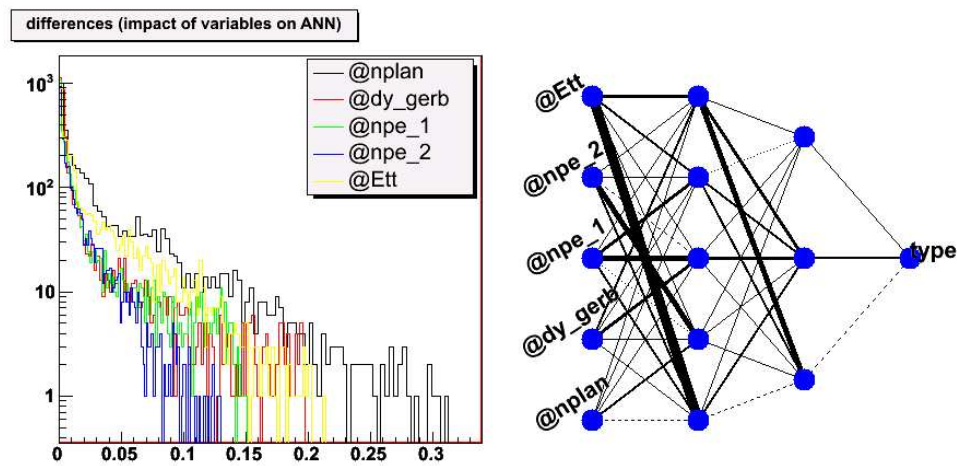


FIG. 6.56 : Impact des paramètres d'entrées dans le cadre de la différenciation des événements eQE et ν_μ NC.

On constate que la différenciation des événements eQE donne pour une efficacité d'identification de 95%, une contamination de l'ordre de 25%. D'après les études séparées des deux types d'événements électroniques, il semble que ce soit la mauvaise identification des événements $\tau \rightarrow e$ QE qui augmente la contamination en événements ν_μ NC.

6.2.5 Analyse des données de 2008

Les ν_e représentent 0,8% du faisceau de ν_μ . Sur les 7988 événements en temps avec le CNGS d'une partie des données réelles brutes de la prise de données de juillet 2008 ($1,762 \times 10^{19}$ p.o.t), environ 1400 interactions ν_μ CC ont été observées. Dans ce lot de données, on s'attend à trouver environ 315 événements ν_μ NC et 1,1 événements ν_e CC QE alors qu'on attend 0,03 événement $\tau \rightarrow e$ QE. Etant donné cette faible proportion d'événements $\tau \rightarrow e$ QE, on ne considère que les événements électroniques ν_e CC QE. Par conséquent, le réseau de neurones est entraîné sur les simulations des événements ν_e CC QE et ν_μ NC en utilisant les mêmes paramètres que précédemment, ce qui permet de définir la coupure à appliquer permettant de reconnaître les événements électroniques quasi-élastiques.

Sur les données réelles, une première sélection a été effectuée afin de retirer les événements dont la présence d'un muon a été identifiée (interaction ν_μ CC dans la roche devant le détecteur ou dans la brique). On ne veut considérer que les événements identifiés comme des événements courants neutres, c'est-à-dire, caractérisés par un nombre de murs touchés inférieur à 14, il reste donc 834 événements.

On effectue sur les données réelles une hypothèse sur le nombre de murs touchés par la rétrodiffusion des particules. On suppose que le nombre de ces murs est nul pour les événements quasi-élastiques (puisque l'algorithme de recherche de la brique n'a pas été utilisé) et que le premier mur de TT touché est celui suivant l'interaction, ce qui permet de déterminer les paramètres `npe_1` et `npe_2`. Les figures 6.57 et 6.58 donnent respectivement la distribution du paramètre `ndif` pour les événements quasi-élastiques (0,33 mur touché en moyenne) et ν_μ NC simulés (2,2 murs touchés en moyenne). On peut donc faire cette hypothèse pour les événements courts. Pour les événements plus longs, nous avons utilisé l'information du mur de brique contenant l'interaction.

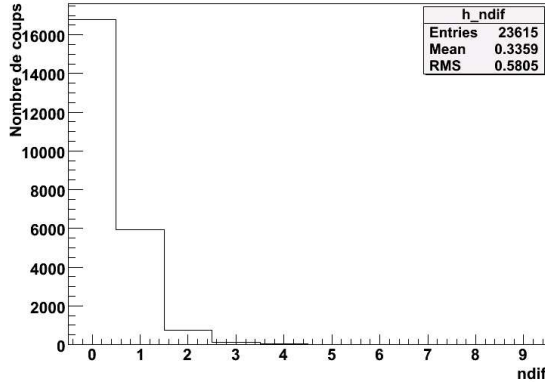


FIG. 6.57 : Nombre de murs touchés par la rétrodiffusion des particules dans le cadre des événements électroniques quasi-élastiques simulés.

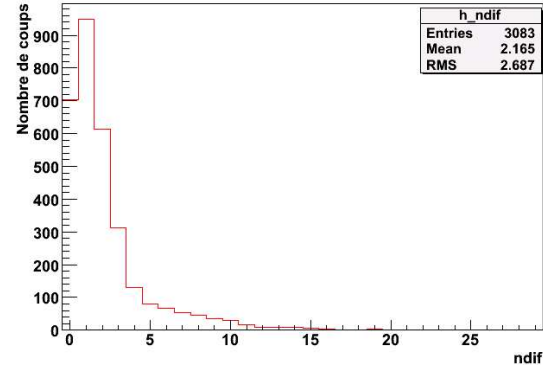


FIG. 6.58 : Nombre de murs touchés par la rétrodiffusion des particules dans le cadre des événements ν_μ NC simulés.

Sur 834 événements, 60 événements ont été identifiés comme des événements électroniques quasi-élastiques. Sur ces 60 événements, 25 avaient de l'énergie déposée dans le veto ou seulement dans les murs vides du détecteur (interaction dans la roche ou dans le spectromètre), ce qui permet de les éliminer. Les événements dans les zones sans briques au sein du détecteur n'ont également pas été pris en compte (22 événements). Au final, 13 événements ont été gardés.

On s'attendait à trouver environ 315 événements ν_μ NC pour le run de cette année. Le réseau de neurones indique pour une identification à 95% des ν_e CC QE, une contamination de l'ordre de 7% en événements ν_μ NC, soit environ 22 événements ν_μ NC auxquels s'ajoute 1 événement ν_e CC QE attendu. On peut remarquer que le nombre d'événements sélectionnés par le réseau de neurones est faible comparé à celui attendu. Cela peut s'expliquer par le fait que le réseau de neurones a été entraîné sur des simulations (5000 événements) réalisées pour un détecteur dont la cible est complètement remplie, ce qui ne correspond pas à l'état actuel de la cible d'OPERA. Ainsi, en l'absence de brique, certaines interactions ont pu se déployer sur un nombre plus important de murs et ont pu être éliminées par le critère de sélection de traces courtes. De plus, en l'absence de briques, le paramètre `dy_gerb` calculé dans le cas des données réelles peut être modifié et influencer le réseau de neurones. Les figures 6.59 et 6.61 permettent de visualiser 2 des 13 événements sélectionnés. Les briques autour de ces interactions sont indiquées par les figures 6.60 et 6.62. On voit, par exemple pour l'événement 219160984 que les particules issues de l'interaction se déploient sur plus de 2 m.

Une brique contenant l'un de ces 13 événements avait déjà été extraite puisque l'événement avait été identifié comme une interaction courant neutre. Nous n'avons pas encore le résultat de la CS (*Changeable Sheet* définie au paragraphe 3.2.1) et la brique n'a pas été développée. Une étude des CS dédiée aux événements électroniques quasi-élastiques n'a jamais été réalisée, mais pourrait donner des indications supplémentaires sur l'événement contenu dans la brique sans avoir à la développer et pourrait aider à améliorer l'outil que nous avons développé. A l'heure actuelle, l'événement 219160984 est à l'étude pour potentiellement envisager un retrait et une analyse. Néanmoins, il faut rappeler qu'on s'attend à avoir peu d'événements électroniques quasi-élastiques par an et qu'il est impossible d'enlever sans certitudes toutes les briques candidates puisque les briques extraites ne seront jamais remplacées dans le détecteur et que la masse du détecteur va diminuer au cours du temps. Par conséquent, nous devons tout d'abord bien comprendre nos simulations Monte-Carlo. Ceci se fera en étudiant les événements ν_μ CC et

ν_μ NC et en tenant compte le plus possible de la géométrie réelle du détecteur (présence/absence de briques). Il faudra donc resimuler aussi les événements ν_e CC QE pour optimiser notre analyse sur les données réelles.

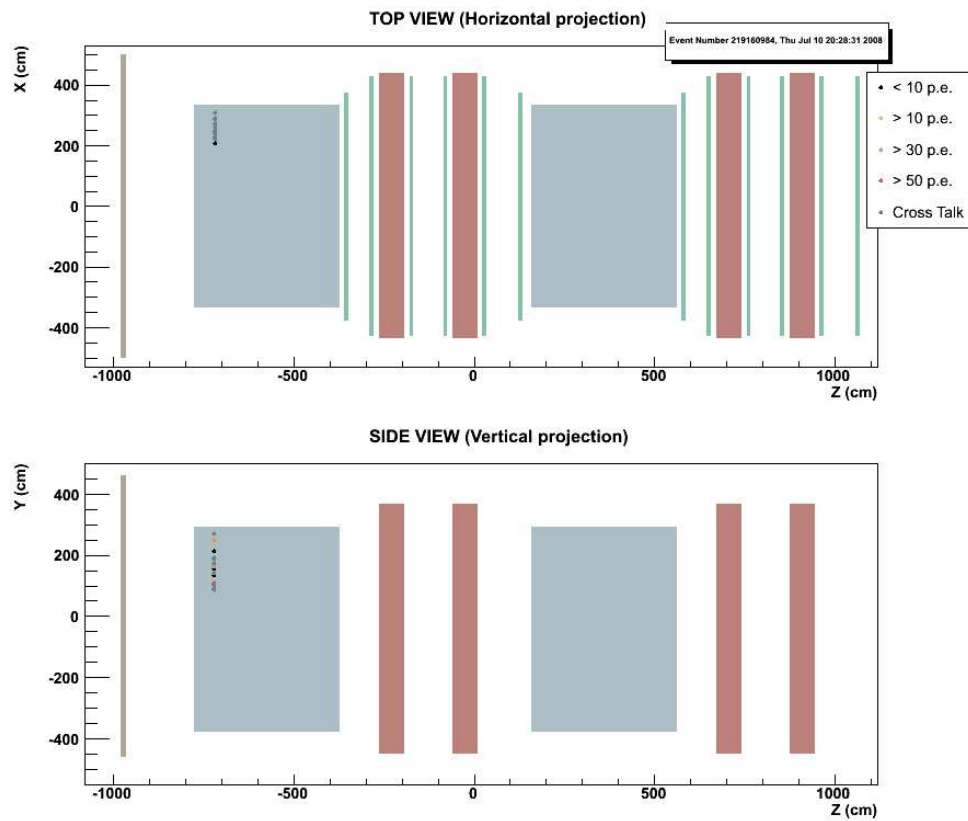


FIG. 6.59 : Événement 219160984.

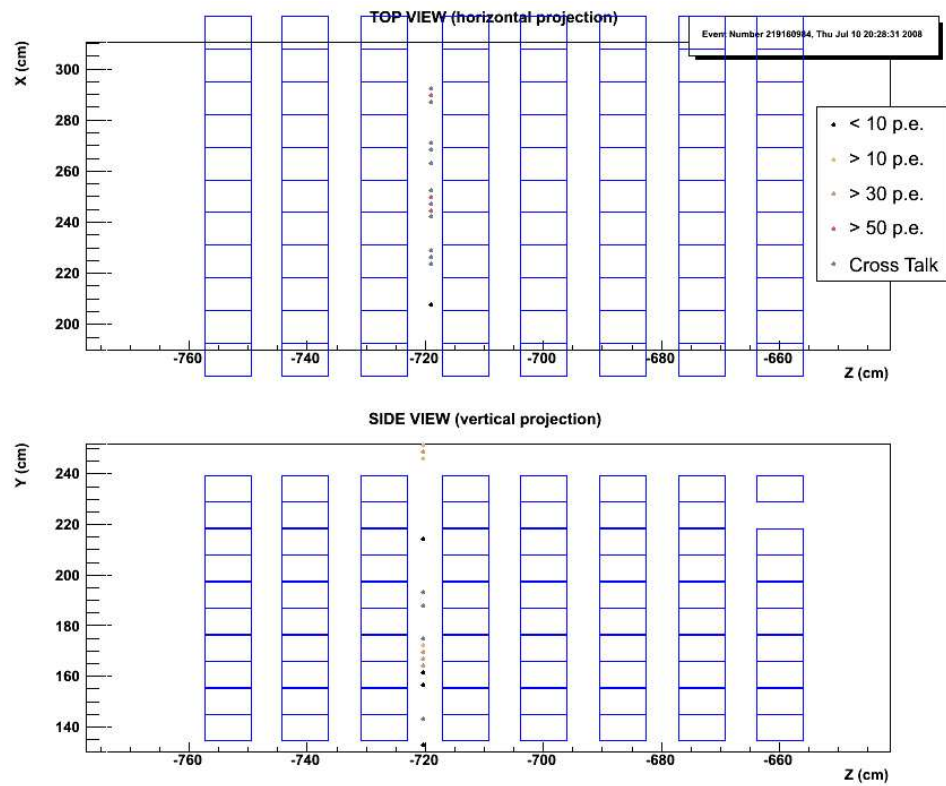


FIG. 6.60 : Visualisation de l'événement 219160984 et des murs de briques alentours.

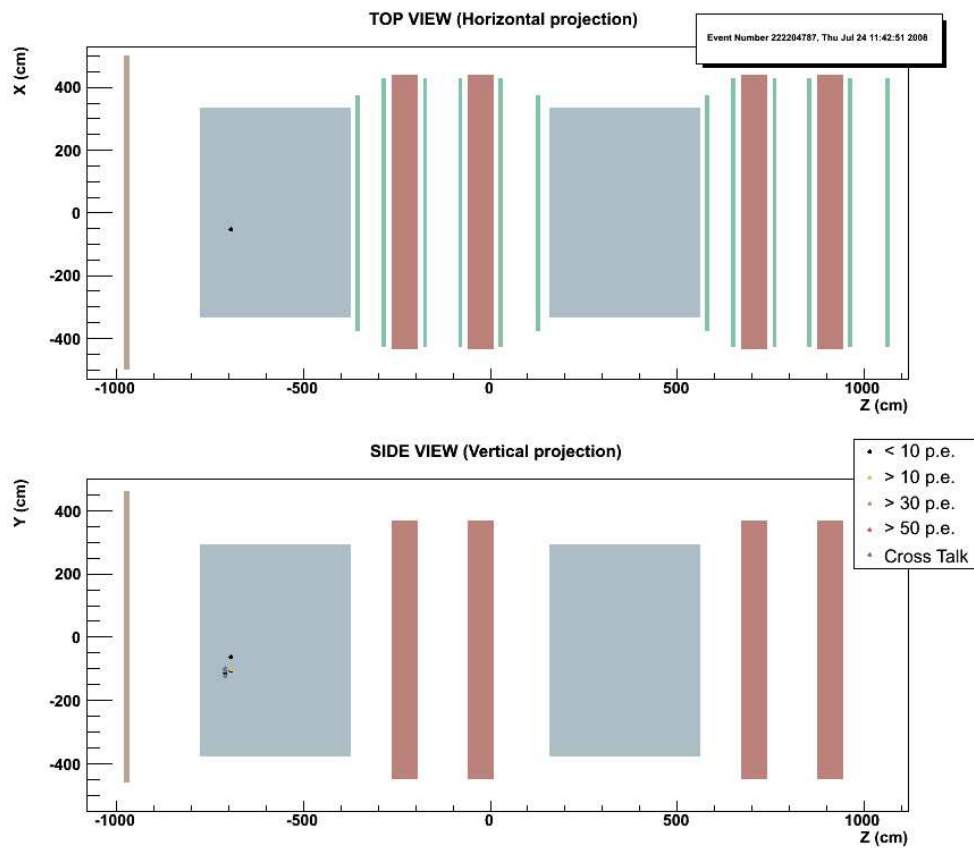


FIG. 6.61 : Événement 222204787.

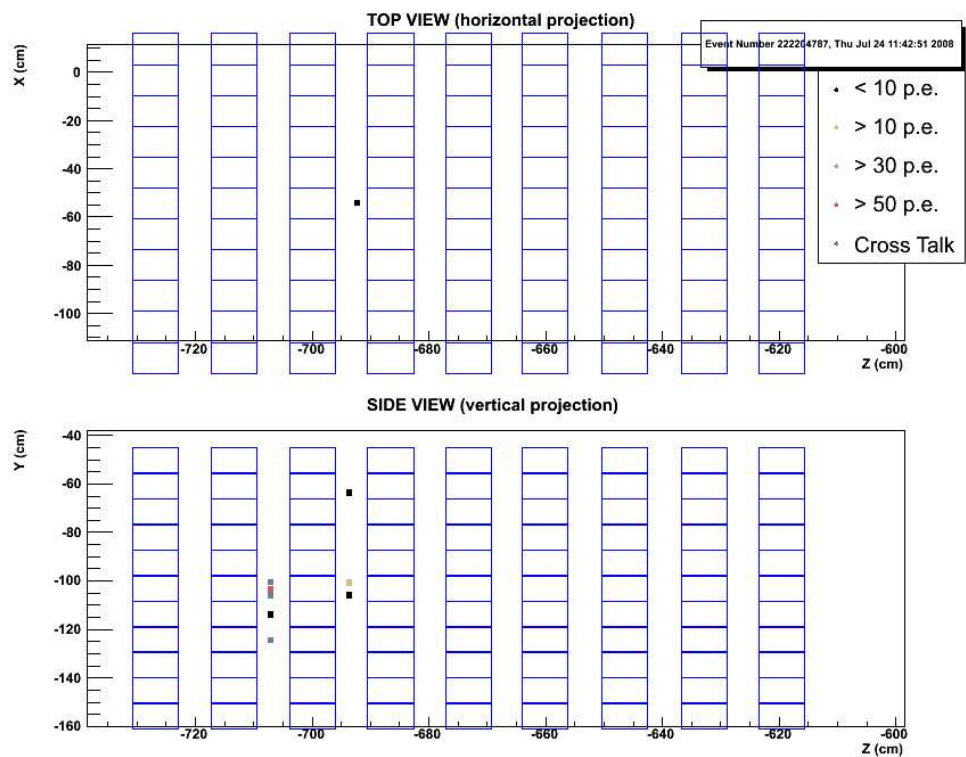


FIG. 6.62 : Visualisation de l'événement 222204787 et des murs de briques alentours.

Conclusion

L'expérience OPERA a pour but de mettre en évidence l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ . Elle a commencé à prendre des données en 2006 et est aujourd'hui parfaitement opérationnelle.

Le trajectographe électronique de la cible joue un rôle fondamental dans la mesure où il garantit avec une très bonne efficacité le déclenchement de l'acquisition lors d'un événement neutrino et assure la localisation de la brique contenant l'interaction. Néanmoins, l'efficacité du TT dépend du bon fonctionnement de ses différents composants électroniques et leur suivi au cours des 5 ans de prise de données est primordial.

Mon arrivée au sein de l'expérience OPERA coïncide avec la fin de la production des modules de TT à Strasbourg et leur installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Mon travail a donc consisté, dans un premier temps, à l'étalonnage des modules de TT produits à Strasbourg, puis à participer à leur installation et aux premiers tests sur place avec le système d'acquisition d'OPERA. L'adaptation de l'acquisition de données aux mesures que nous voulions réaliser avec le TT a demandé du temps. Les premiers programmes d'analyse ont vu le jour avec les premières versions stables de ce qui allait être l'acquisition du TT.

Le gain des PM est un paramètre clef d'un déclenchement efficace et d'une bonne localisation de la brique contenant l'interaction par le calcul du nombre de photoélectrons produits. Le suivi des gains par des mesures régulières a été effectué et les résultats des analyses de taux de déclenchement ont donné lieu à des interventions de réparations délicates sur le détecteur dans les zones où les murs de TT n'étaient pas facilement accessibles. Le blindage magnétique des PM a également été vérifié par des mesures dédiées avec le champ magnétique du spectromètre à muons. L'automatisation des programmes de suivi prenant en compte le nombre important des canaux électroniques a été réalisé et ils sont désormais opérationnels et utilisés.

Suite à ce travail d'étalonnage et de tests sur l'électronique du TT, nous avons voulu tester son comportement global et essayer de déterminer une méthode de suivi du scintillateur plastique sur le site dans les mêmes conditions que les prises de données. Cela a été réalisé au moyen de mesures de la radioactivité naturelle du laboratoire souterrain sur un mur de TT. Les résultats sont encourageants mais nécessitent une étude approfondie sur une plus longue période et surtout sur l'ensemble des murs du TT. Au vu des quelques données prises, il semble que cette mesure ne soit sensible qu'à un vieillissement du plastique scintillant, induisant une perte en nombre de photoélectrons, supérieur à 13%. Néanmoins, les premières bases d'une analyse ont été mises en place et des mesures régulières sur tous les murs doivent être réalisées pour pouvoir conclure plus précisément.

Les détecteurs électroniques jouent également un rôle dans la classification des événements dans OPERA. Les événements possédant une trace laissant de l'énergie dans plus de 14 murs (TT et spectromètres) sont identifiés comme des événements avec un muon (interaction ν_μ CC), l'ensemble des autres événements est considéré comme des interactions neutrinos par courant neutre, même s'ils contiennent des événements issus de la désintégration du τ en hadrons ou en électron.

Nous avons voulu étudier si le TT pouvait être capable de distinguer les autres canaux d'analyse dans ces événements étiquetés comme courants neutres. Nous nous sommes intéressés au canal $\tau \rightarrow e$ dans le but d'augmenter son efficacité de sélection. Avec les différents paramètres accessibles par le TT, nous avons étudié les événements dont la signature était la plus claire dans le TT, c'est-à-dire les événements électroniques quasi-élastiques. Dans un premier temps, afin de bien comprendre le comportement du TT pour ce type d'événements, des tests avec un faisceau d'électrons ont été réalisés au CERN sur un dispositif expérimental, le « miniTT », fabriqué à une plus petite échelle à partir des mêmes éléments que le TT. Nous avons ensuite développé un outil capable de distinguer les événements électroniques quasi-élastiques des événements courants neutres à partir d'un réseau de neurones que nous avons entraîné sur des simulations. À partir de cet outil, les données réelles ont été analysées et nous avons trouvé 10 événements pouvant être considérés comme des événements électroniques quasi-élastiques.

La liste de ces événements est actuellement étudiée, et certaines briques pourraient être retirées et analysées.

Annexe A

Convention des numérotations utilisées

A.1 Correspondance entre les voies PM et les fibres d'un module

Les 64 fibres d'un module sont connectées à un PM multianode 64 voies (Chap. 4). La figure A.1 donne la correspondance entre les voies PM et les fibres d'un module. Les différentes mesures d'étalonnage (TRT, gain, piédestaux) ainsi que les données d'OPERA sont toujours données par numéro de barreau du module. La correspondance étant faite au niveau du système d'acquisition.

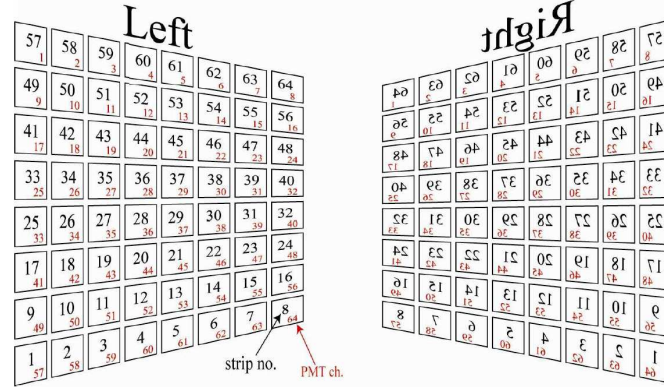


FIG. A.1: Correspondance entre barreaux et voies PM selon la position du PM sur le mur de TT (Left ou Right).

A.2 Numérotation des PM

Les murs de TT sont constitués de 4 modules horizontaux et 4 modules verticaux disposés en X et en Y de manière à former un repère permettant de localiser la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction (Chap. 4). Une convention de numérotation des différents PM a été adoptée de manière à pouvoir se repérer sur les différents murs. Cela est fait par le biais d'un couple d'entiers (x,y) compris entre 0 et 3. La figure A.2 schématise ce système de numérotation.

Ainsi les PM des modules horizontaux, caractérisés *Right*, sont numérotés de haut en bas par (0,0), (0,1), (0,2), (0,3). Les PM associés sont les PM de l'autre extrémité du module horizontal, caractérisés *Left*, numérotés de haut en bas par (2,0), (2,1), (2,2), (2,3). Les barreaux sont nu-

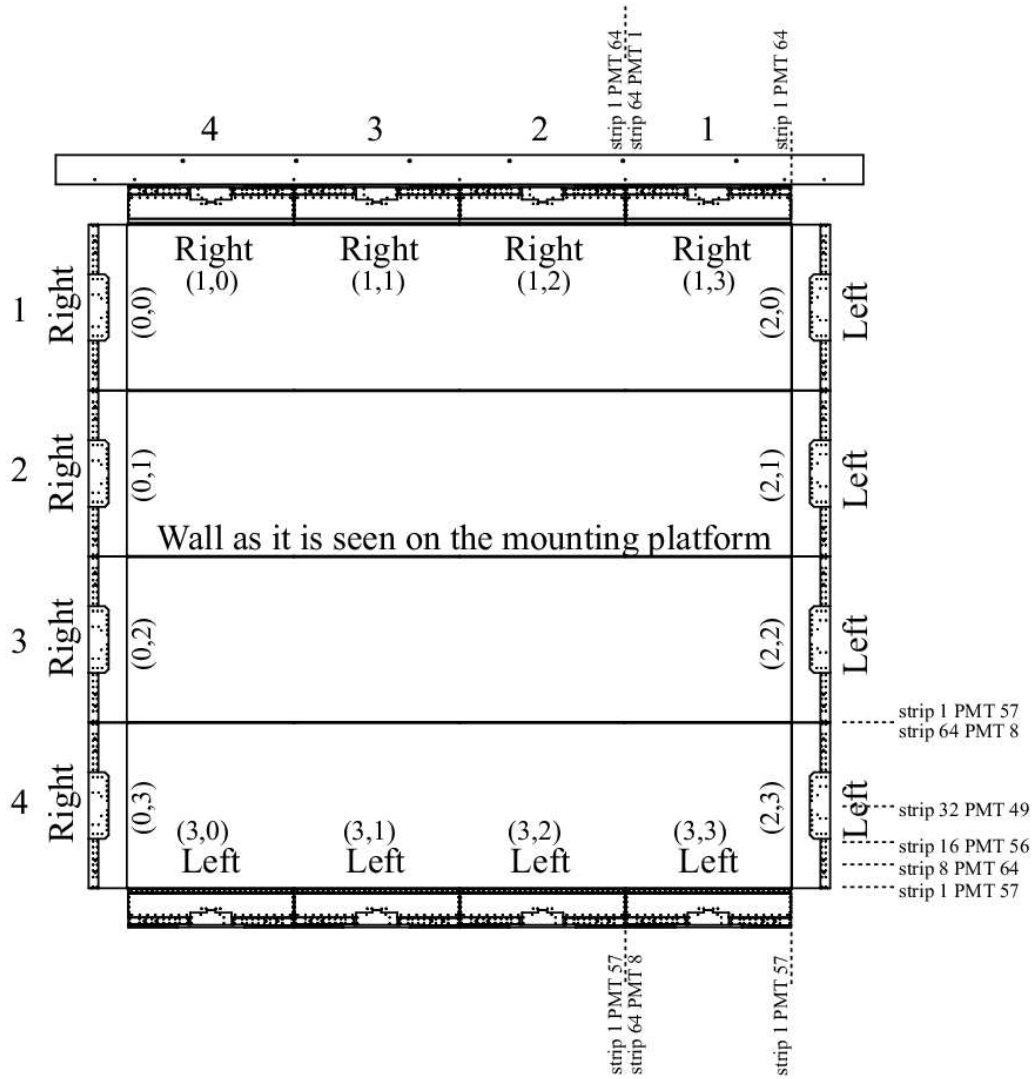


FIG. A.2: Numérotation des PM dans un mur de TT.

mérotés du bas vers le haut de 1 à 256. La numérotation des PM verticaux *Right*, situés en haut, s'effectue de la même manière, les PM étant numérotés de la gauche vers la droite (1,0), (1,1), (1,2), (1,3). Pour les PM associés, dénommés *Left* et situés en bas du détecteur, on les désigne de gauche à droite par : (3,0), (3,1), (3,2), (3,3).

Pour généraliser, les côtés *Left* et *Right* des modules horizontaux sont respectivement désignés par (0,*) ou (2,*), et (1,*), (3,*) les côtés *Right* et *Left* des modules verticaux. Les barreaux des modules verticaux sont numérotés du côté « couloir » au côté « roche » de 1 à 256.

Bibliographie

- [1] J. Chadwick, *Distribution in intensity in the magnetic spectrum of the β -rays of radium*, Verh. Deutsch Phys. Ges. **16** (1914) 383.
- [2] W. Pauli, *Lettre à la société physique de Tübingen (1930)*, publiée dans *Neutrinos Physics*, K. Winter, Cambridge University Press (1991).
- [3] F. Reines and C. L. Cowan, *Letter to the editor* Phys. Rev. **92** (1953) 830.
F. Reines and C. L. Cowan, *Detection of the free neutrino : a confirmation*, article publié dans *Neutrinos and other matters, Selected works of Frederick Reines*, 1990, World Scientific, ISBN :9810202709.
E. Nahmias, *La découverte du neutrino aux USA en 1956*, Séminaire de L. de Broglie, Théories physiques, tome 26 (1956-1957), exp. n°7, p. 1-10.
- [4] http://www.bnl.gov/bnlweb/history/AGS_history.asp
- [5] L. M. Lederman, M. Schwartz and J. Steinberger *et al.*, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
L. M. Lederman, M. Schwartz and J. Steinberger *et al.*, *Remarks concerning the recent high-energy neutrino experiment*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 260.
- [6] G. J. Feldman, *The Discovery of the τ , 1975-1977 : A Tale of Three Papers*, 1993.
M. L. Perl *et al.*, *Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Letters **35**, 1489 (1975).
- [7] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/99-15.
- [8] K. Kodama *et al.*, DONUT Collaboration, *Observation of Tau Neutrinos Interactions*, Phys. Lett. B **504** (2001) 56-57.
- [9] D. Naples, *Review of total cross-section measurements*, NUINT02 (2002).
J.M. Conrad, M. H. Shaevitz, T. Bolton, *Precision Measurement with High Energy Neutrino Beam*, Rev. Mod. Physics, 70 (1998) 1341.

- [10] S. M. Bilenky *et al.*, *Phenomenology of Neutrino Oscillations*, Prog. Part. Nucl. Phys., 43 (1999), 1-86.
- [11] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks On The Unified Model Of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- [12] W.M. Yao *et al.*, *Particle Data Group*, J. Phys. G 33.
- [13] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. D **17** (1977) 2369.
- [14] M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, *Phenomenology with massive neutrinos*, Physics Reports (2008), doi :10.1016/j.physrep.2007.12.004.
- [15] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, *10.000 Standard Solar Models : a Monte Carlo Simulation*, ApJ Suppl., **165**, 400 (2006)
- [16] B.T. Cleveland *et al.*, *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*, Astrophys. J. **496** 505-526 (1998).
- [17] W. Hampel *et al.* (GALLEX Collaboration), *GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX III*, Phys. Lett. **B388** 384-396 (1996).
- [18] J. N. Abdurashitov *et al.* (SAGE Collaboration), *Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle*, J. Exp. Theor. Phys. **95** 181-193 (2002).
- [19] S. N. Ahmed *et al.* (SNO Collaboration), *Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity*, Phys. Rev. Lett. **92**,181301 (2004).
- [20] Y. Ashie *et al.*, (Super-Kamiokande Collaboration), *A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I*, Phys. Rev. **D71** : 112005, 2005.
- [21] S. Abe, (KamLAND Collaboration) *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, Phys. Rev. Lett. **100** : 221803, 2008.
- [22] M. H. Ahn *et al.*, (K2K Collaboration) *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment.*, Phys. Rev. **D74** : 072003,2006.
- [23] http://www-numi.fnal.gov/PublicInfo/mintdr_2.pdf
- [24] J. N. Bahcall, C. Pena-Garay, *Solar models and solar neutrino oscillations*, New Journal of Physics, **6**, 63 (2004).

- [25] J. N. Bahcall, P. I. Krastev, A. Yu. Smirnov, *Solar neutrinos : global analysis and implications for SNO*, JHEP, 05, 015, 2001.
- [26] C. Arpesella *et al.* (Borexino Collaboration), *First real time detection of ^7Be solar neutrinos by Borexino* Phys. Lett. **B658**, 101-108 (2008).
- [27] P. Astier *et al.*, (NOMAD Collaboration), *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment*, Phys. Lett. **B570**, 19-31 (2003).
- [28] E. Eskut *et al.*, *Final results from a search for ν_μ to ν_τ oscillations with the CHORUS experiment*, Nucl. Phys. **B793**, 326-343 (2008).
- [29] K. Hirata *et al.* (KAMIOKANDE-II Collaboration), *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490.
- [30] S. Kopp, (MINOS Collaboration) *Proc. 2005 IEEE Part. Accel. Conf., May 2005*, Fermilab-Conf-05-093-AD and arXiv :physics/0508001.
- [31] M. Apollonio *et al.* (CHOOZ Collaboration), *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. **C27 :331-374,2003**.
M. Apollonio *et al.* (CHOOZ Collaboration), *Limits on Neutrino Oscillations from the CHOOZ Experiment*, Phys. Lett. **B466** (1999) 415-430.
- [32] C. Athanassopoulos, *et al.* (LSND Collaboration), *Evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations from the LSND Experiment at LAMPF*, Phys. Rev. Lett. **77** 3082-3085 (1996).
C. Athanassopoulos, *et al.* (LSND Collaboration), *Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations from Pion Decay in Flight Neutrinos*, Phys. Rev. **C58** 2489-2511 (1998).
- [33] B. Armbruster, *et al.* (KARMEN Collaboration), *Upper limits for neutrino oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ from muon decay at rest*, Phys. Rev. **D65** :112001,2002.
- [34] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBoone Collaboration), *The MiniBooNE Detector*, arXiv :0806.4201v1, 2008 (à paraître dans NIMA).
Byron P. Roe *et al.* (MiniBoone Collaboration), *Recent results from MiniBoone*, arXiv :0805.2863v1, 2008 (conference proceedings).
- [35] D. N. Spergel *et al.*, *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, Astrophys.J.Suppl. 148 (2003) 175.
M. Colless *et al.*, (2dF Collaboration), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : Spectra and redshifts*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 328 (2001) 1039.
- [36] F. Fränkle, (KATRIN Collaboration), *The KATRIN PreSpectrometer : electromagnetic performance and tests*, International School on AstroParticle Physics (ISAPP) juillet 2008,

Valence.

- [37] V. M. Lobashev *et al.*, *Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum*, Phys. Lett. B**460** (1999) 219 ;
- [38] Ch. Weinheimer *et al.*, *Improved limit on the electron-antineutrino rest mass from tritium β -decay*, Phys. Lett. B**300** (1993) 210
- [39] R. G. H. Robertson, (KATRIN Collaboration) *KATRIN : An Experiment to measure the neutrino mass*, TAUP2007, J. Phys. Conf. Ser. **120** 052028 (2007).
- [40] W.H. Furry, *On transition probabilities in double beta-disintegration*, Phys. Rev. **56** :1184-1193,1939.
- [41] C. Jollet, *Expérience NEMO3 : étude de la stabilité des étalonnages en énergie et en temps du calorimètre. Mesure de la contribution des neutrons au bruit de fond de la double désintégration β sans émission de neutrino* Thèse de Doctorat présentée à l'Université de Bordeaux-I, 2002.
- [42] L. Vala (NEMO Collaboration), *Results from the NEMO3 experiment*, arXiv :0710.5604, 2007.
V. I. Tretyak (NEMO Collaboration), *New results from the NEMO3 experiment*, arXiv :0807.2157v1,2008.
- [43] Yu. A. Shitov (SuperNEMO Collaboration), *SuperNEMO : a next generation project to search for neutrinoless double β decay*, arXiv :0807.3078 [nucl-ex].
- [44] Bela A. Majorovits, (GERDA Collaboration), *The GERDA Neutrinoless Double Beta-Decay Experiment*, AIP Conf. Proc. **942** : 57-61, 2007.
S. Schönert, (GERDA Collaboration), *Status of the Germanium Detector Array (GERDA) in the Search of Neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS*, Phys. Atom. Nucl. **69** : 2101-2108,2006.
- [45] C. Arnaboldi *et al.*, *Results from the CUORICINO neutrinoless beta beta-decay experiment* arXiv :0802.3439v1.
- [46] R. Ardito *et al.*, *CUORE : a cryogenic underground observatory for rare events*, hep-ex/0501010.
- [47] I. Gil Botella, (Double-CHOOZ Collaboration), *The Double Chooz reactor neutrino experiment*, J. Phys. Conf. Ser. **110** :082007,2008.
F. Ardellier *et al.*, (Double-CHOOZ Collaboration), *Double Chooz : A Search for the neutrino mixing angle $\theta(13)$* , hep-ex/0606025.
S. A. Dazeley, (Double-CHOOZ Collaboration), *Double Chooz : Optimizing CHOOZ for a*

- possible theta(13) measurement*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **155** :227-228, 2006.
- [48] Daya Bay Proposal, *A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} Using Reactor Antineutrinos At Daya Bay*, arXiv :hep-ex/0701029v1, 2006.
- [49] Y. Obayashi, (T2K Collaboration), *Reach of Future Accelerator and Reactor Neutrino Efforts*, Flavor Physics and CP Violation Conference, Taipei, 2008, arXiv :0807.4012.
- [50] Site du CNGS, <http://proj-cngs.web.cern.ch/>.
- [51] <http://operaweb.web.cern.ch/operaweb/index.shtml>
- [52] OPERA experiment proposal, *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam*, 2000 .
- [53] M. Besnier, *Reconstruction et analyse d'interactions de neutrinos dans les blocs-cibles-émulsions d'OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$* , Thèse soutenue en Juillet 2008.
- [54] A. Anokhina *et al.*, (OPERA Collaboration), *Study of the effects induced by lead on the emulsion films of the OPERA experiment*, JINST **3** :P07002 (2008), arXiv :0805.0123 [physics.ins-det]
- [55] A. Anokhina *et al.*, (OPERA Collaboration), *Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment*, JINST **3** :P07005 (2008), arXiv :0804.1985 [physics.ins-det].
- [56] T. Brugière (IPNL), *TT and XPC/RPC trigger analysis*, mars 2008.
- [57] M. Lavy, *Développement des outils d'analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés*, Thèse de Doctorat présentée devant l'Université CLAUDE BERNARD -LYON 1.
- [58] Particle Data Group (PDG), <http://pdg.lbl.gov/>
- [59] R. Acquafredda *et al.*, (OPERA Collaboration), *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, arXiv :hep-ex/0611023v1, 2008
- [60] Y. Declais, *Highlights from the CNGS & OPERA*, Conférence ERICE 2007.
- [61] Technical Device Report TDR, http://ireswww.in2p3.fr/ires/recherche/opera/general/TDR/target_tracker.htm, 2004.

- [62] T. Adam *et al.*, *The OPERA experiment Target Tracker*, Nucl. Instr. Method A, **577** (2007) 523-539.
E. Baussan *et al.*, (OPERA Collaboration) *The neutrino oscillation OPERA experiment Target Tracker* Nucl. Instr. Method A, **581** (2007) 465-468, The 11th Vienna Conference on Instrumentation (2007).
- [63] T. Wälchli, Inauguraldissertation, Université de Bern, *Contribution to locating interactions and identifying trajectories in the OPERA detector*, novembre 2005.
- [64] E. Baussan, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, *Le trajectographe électronique associé à la cible de l'expérience d'oscillation de neutrinos OPERA*
- [65] A. Lucotte *et al.* (LAL), *A front-end read out chip for the OPERA scintillator tracker*, Nucl. Instr. Method A, **521** (2004) 378.
- [66] N. Chon-Sen, *Conception du dispositif de surveillance des barreaux de scintillateur du trajectographe électronique de l'expérience OPERA*, Rapport de stage de DEA/ENSPS, 2005.
- [67] E. H. Bellamy *and al.*, *Absolute Calibration and Monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier*, NIMA339(1994)468-476, 1994.
- [68] http://www.lhep.unibe.ch/opera/pm_test/
- [69] J. Favier, *A possible use of the Gran Sasso radioactivity for tracker monitoring*. Note interne, mars 2002.
- [70] <http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/Reports/PA9321/Welcome.html>
- [71] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [72] http://polywww.in2p3.fr/activites/physique/atf2/QGSP_BERT.html
- [73] A. Heikkinen *et al.*, *Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4*, nucl-th/0303008.
- [74] L. Arrabito *et al.*, *Electron/pion separation with an emulsion cloud chamber by using a neural network*, JINST 2, P02001 (2007), arXiv :physics/0701192.
- [75] C. Jollet et A. Mereaglia, internal note, *$\tau \rightarrow e$ selection based on electronic detector only*, février 2008.
- [76] <http://root.cern.ch/root/html/TMultiLayerPerceptron.html>