tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

N° d'ordre 203-2010
LYCEN – T 2010-17

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Ngoc Tiem TRAN

Recherche des oscillations de neutrinos par apparition du ν_τ avec désintégration muonique du τ dans l'expérience OPERA

Soutenue le 18 octobre 2010
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	H.	Pessard	Rapporteur
	M.	J.	Dumarchez	Rapporteur
	M.	G.	Chanfray	Président du jury
	M.	D.	Autiero	Directeur de thèse
	M.	B.	Ille	
	M.	A.	Bertolin	

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Thèse

présentée devant
l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Ngoc Tiem TRAN

Recherche des oscillations de neutrinos par apparition du ν_τ avec désintégration muonique du τ dans l'expérience OPERA

Soutenue le 18 octobre 2010

devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	H. PESSARD	Rapporteur
	M.	J. DUMARCHEZ	Rapporteur
	M.	G. CHANFRAY	Président de Jury
	M.	D. AUTIERO	Directeur de thèse
	M.	B. ILLE	
	M.	A. BERTOLIN	

---

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Table des matières

Introduction **v**

1 La masse des neutrinos et le phénomène des oscillations **1**
1.1 Le neutrino dans le modèle standard . . . 1
1.2 La masse des neutrinos . . . 2
1.2.1 La masse de Dirac . . . 3
1.2.2 La masse de Majorana . . . 4
1.2.3 Le terme général de masse et le mécanisme See-Saw . . . 4
1.2.4 La baryogenèse via la leptogenèse [12] . . . 5
1.3 Le phénomène des oscillations des neutrinos . . . 6
1.3.1 L'oscillation dans le vide . . . 6
1.3.2 L'oscillation dans la matière : l'effet MSW . . . 8

2 L'énigme des neutrinos solaires et atmosphériques **11**
2.1 Neutrinos solaires . . . 11
2.1.1 Homestake : première mise en évidence du déficit de neutrinos solaires . . . 13
2.1.2 GALLEX-GNO, SAGE : deuxième mise en évidence du déficit de neutrinos solaires 13
2.1.3 Kamiokande et SuperKamiokande : troisième mise en évidence du déficit de neutrinos solaires . . . 14
2.1.4 SNO : le déficit de neutrinos solaires expliqué . . . 15
2.1.5 Kamland : confirmation du déficit des neutrinos solaires avec une source contrôlée de neutrinos terrestres . . . 17
2.2 Neutrinos atmosphériques . . . 19
2.2.1 CHOOZ : limite d'exclusion de l'oscillation $\nu_e \longrightarrow \nu_\mu$ . . . 21
2.2.2 SuperKamiokande : mise en évidence du déficit de neutrinos atmosphériques . . . 22
2.2.3 K2K et MINOS : confirmation du déficit des neutrinos dans le secteur atmosphérique avec une source de neutrinos terrestres contrôlée . . . 23
2.2.4 Synthèse des résultats des oscillations de neutrinos solaires et atmosphériques . . . 27
2.2.5 LSND, Karmen et MiniBoone : ou un hypothétique quatrième neutrino stérile ? 27
2.3 Mesure de la masse des neutrinos . . . 28
2.3.1 Katrin : mesure directe de la masse de ν_e . . . 29
2.3.2 La double désintégration β sans neutrinos . . . 30

3 OPERA, expérience d'apparition de l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ **35**
3.1 Description générale du faisceau CNGS . . . 36
3.2 Description générale du détecteur hybride . . . 38
3.2.1 La brique ECC (Emulsion Cloud Chamber) : élément de base du détecteur . . . 38
3.2.2 Le trajectographe : Scintillator Target Tracker . . . 41
3.2.3 Le veto . . . 41
3.2.4 Le spectromètre à muon . . . 42
3.3 Traitement off line des données électroniques . . . 44

3.3.1 L'identification du muon . . . 45
3.3.2 La reconstruction des traces dans les détecteurs électroniques avec OpRec . . . 47
3.3.3 La caractérisation des événements avec OpCarac . . . 47
3.3.4 Localisation de la brique par le Brick Finding . . . 48
3.4 Traitement et analyse des émulsions . . . 49
3.4.1 Exposition aux rayons X et alignement brique-CS . . . 49
3.4.2 Le développement des émulsions . . . 49
3.4.3 Les systèmes de scanning des émulsions . . . 49
3.4.4 Analyse des émulsions des CS . . . 51
3.4.5 Exposition aux rayons cosmiques et alignement des émulsions de la brique . . . 51
3.4.6 Le scanning de la brique . . . 52

4 Sélection des événements CC et NC dans la cible du détecteur 55
4.1 Sélection des événements : le timing . . . 56
4.2 Principe de classification des événements dans la cible . . . 56
4.2.1 L'isolement du muon . . . 57
4.2.2 La reconstruction des traces . . . 58
4.3 Critères de classification des événements . . . 59
4.3.1 Remplissage de la cible . . . 59
4.3.2 Frontmuon . . . 59
4.3.3 Sidemuon . . . 61
4.3.4 Spectro . . . 63
4.3.5 External Background . . . 63
4.3.6 Contained . . . 66
4.4 Efficacité de l'algorithme de sélection . . . 66
4.4.1 Résultats sur les événements MC en CC . . . 68
4.4.2 Résultats sur les événements MC en NC . . . 68
4.4.3 Résultats sur les événements ν_τ MC . . . 68
4.4.4 Résultats sur les données 2008-2009 d'OPERA . . . 71
4.4.5 Implantation de l'algorithme de classification . . . 72
4.5 Complément sur l'analyse des événements faiblement énergétiques . . . 72
4.5.1 Analyse des événements OnTime de faible énergie . . . 74
4.5.2 Analyse de la contribution des événements MC CC, NC, QE et RES . . . 74

5 L'identification de la trace du muon dans les détecteurs électroniques et les émulsions 77
5.1 Introduction . . . 77
5.2 L'identification du muon . . . 80
5.3 La connexion de la trace du muon dans les détecteurs et dans les émulsions . . . 82
5.3.1 Les données Monte Carlo . . . 83
5.3.2 La corrélation impulsion/parcours . . . 83
5.3.3 La coupure angulaire limite de connexion . . . 85
5.3.4 Le problème des efficacités en fonction de la charge du muon . . . 87
5.4 Effets de la corrélation impulsion/longueur de parcours . . . 89
5.5 Etude comparative MC/Data de la trace du muon dans les CS . . . 91
5.5.1 Données réelles et Monte Carlo . . . 92
5.5.2 Distribution des particules chargées en présence dans les CS . . . 93
5.5.3 Coupures sur l'impulsion des électrons/positrons et sur l'efficacité de scanning . . . 94
5.5.4 Résultats : efficacité et distributions angulaires . . . 96
5.5.5 Etude sur les groupements de traces sous forme d'amas . . . 98

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

6 Discrimination cinématique du fond charmé dans le canal $\tau \longrightarrow \mu$ 103
6.1 La physique du charme . . . 104
6.1.1 Production du charme . . . 104
6.1.2 Désintégration des particules charmées dans le canal muonique . . . 106
6.2 Analyse topologique et cinématique du bruit de fond . . . 108
6.2.1 Echantillons MC . . . 108
6.2.2 Principe de l'analyse . . . 110
6.2.3 Configurations topologiques des événements charmés . . . 110
6.2.4 Variables discriminantes topologiques et cinématiques . . . 111
6.3 Discrimination du signal/bruit par 2 méthodes . . . 116
6.3.1 Réseau de neurones . . . 116
6.3.2 Fonctions de vraisemblance . . . 117
6.4 Résultats concernant la séparation du signal par rapport au fond . . . 118
6.5 Application du réseau de neurones au fond charmé avec une seule trace muonique . . . 120

7 Résultats préliminaires sur la recherche de l'apparition du neutrino tau 123
7.1 Introduction . . . 123
7.2 L'efficacité de détection du tau . . . 124
7.2.1 L'efficacité de déclenchement . . . 126
7.2.2 L'efficacité de caractérisation . . . 126
7.2.3 L'efficacité de sélection de la brique . . . 126
7.2.4 L'efficacité des CS . . . 128
7.2.5 L'efficacité de volume . . . 129
7.2.6 L'efficacité de localisation du vertex d'interaction . . . 130
7.2.7 L'efficacité de connexion de brique à brique . . . 130
7.2.8 L'efficacité de détection de faux leptons . . . 131
7.2.9 L'efficacité de désintégration longue/courte du tau . . . 132
7.2.10 L'efficacité de la détection de l'angle du *kink* . . . 133
7.2.11 Optimisation des efficacités cinématiques dans le canal $\tau \rightarrow \mu$ . . . 135
7.2.12 Résumé des efficacités du canal $\tau \rightarrow \mu$ . . . 136
7.3 Bruit de fond dans le canal $\tau \rightarrow \mu$ . . . 136
7.3.1 La désintégration de particules charmées avec un seul prong muonique . . . 138
7.3.2 Diffusion coulombienne à grand angle du muon . . . 141
7.3.3 Réinteractions hadroniques . . . 142
7.3.4 Récapitulatif du fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ . . . 144
7.4 Recherche des candidats charmés . . . 145
7.4.1 Procédure de recherche de désintégration (ou *Decay search* . . . 145
7.4.2 Distribution du paramètre d'impact (IP) après la procédure *Decay search* . . . 149
7.4.3 Résultats de scanning et Monte Carlo des événements charmés . . . 150
7.5 Analyse de la diffusion du muon dans les données . . . 152
7.6 Résultats préliminaires de l'analyse de l'échantillon de données 2008-2009, détection d'un premier candidat tau dans OPERA . . . 156
7.6.1 La topologie et la cinématique des traces de l'événement candidat . . . 156
7.6.2 L'analyse topologique et cinématique et application du réseau de neurones . . . 158
7.6.3 L'évaluation du bruit de fond . . . 159

8 Perspectives 161
8.1 La course vers θ_{13} . . . 161
8.2 La mesure de la phase δ_{CP} . . . 164
8.3 La détermination de la hiérarchie des masses . . . 164
8.4 Vers le futur de la mesure de précision . . . 165
8.4.1 Les super faisceaux . . . 166

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

8.4.2 Les faisceaux Bêta 166
8.4.3 Les usines à neutrinos 166

9 Conclusion **169**

Bibliographie **177**

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Introduction

L'existence du neutrino a été postulée pour la première fois par Wolfgang Ernst Pauli [1] en 1930 pour expliquer le spectre continu de la désintégration bêta ainsi que l'apparente non-conservation de l'énergie. Enrico Fermi lui donne le nom de neutrino en 1933 en l'incorporant dans sa théorie de l'interaction faible. Mais sa détection expérimentale ne fut établie qu'en 1956 par Frederick Reines et Clyde Cowan [2] lors de l'observation des interactions d'anti-neutrinos électroniques $\overline{\nu}_e$ provenant d'un réacteur nucléaire. En 1962, le neutrino muonique ν_μ a été découvert à Brookhaven [5]. Puis en 1990, le LEP, au CERN, démontre qu'il n'y a que trois familles de neutrinos légers [3]. Ce n'est qu'en 2000 que fut observé le neutrino tau ν_τ dans l'expérience DONUT [4].

L'étude des propriétés des neutrinos pose des questions non encore résolues en physique des particules, questions liées à leur nature, Dirac ou Majorana, et à leur masse. L'étude des oscillations de neutrinos revêt une importance particulière dans la mesure où leur observation suppose une masse non nulle pour les neutrinos et donc le dépassement du Modèle Standard minimal. La petitesse des masses des neutrinos et leurs angles de mélange si différents de ceux des quarks sont une question fondamentale de la physique des particules élémentaires et ouvre une fenêtre sur les théories de grande unification qui sont caractérisées par des mécanismes expliquant naturellement ces faits. Les expériences menées dans les trente dernières années ont finalement permis de résoudre le mystère du déficit des neutrinos solaires et atmosphériques et motivé l'étude des oscillations des neutrinos.

Cependant, l'apparition d'une nouvelle saveur de neutrino à partir d'un faisceau fabriqué par l'homme, selon le mécanisme d'oscillation, n'a pas été encore observée. C'est dans ce but que l'expérience OPERA a été élaborée ; elle vise à mettre en évidence dans l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ l'apparition de ν_τ dans un faisceau presque pur de ν_μ, en utilisant la technique de la chambre à brouillard d'émulsion (Emulsion Cloud Chamber) déjà employé par DONUT. La mesure est réalisée à 730 km de la source du faisceau CNGS au CERN par un détecteur placé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie. Il faut souligner que le détecteur d'OPERA doit pouvoir prendre des mesures de l'ordre du micron (ceci est nécessaire pour la détection du tau), alors qu'est utilisée une cible très massive de l'ordre de la kilo-tonne afin d'assurer un taux suffisant d'interactions de neutrinos.

La détection du tau dans le canal muonique de désintégration est la plus propre du fait qu'il est possible de mesurer la charge du muon secondaire provenant de la désintégration du tau. Tout le travail de la thèse s'articule autour de l'analyse de ce canal de désintégration qui va de la réalisation d'un algorithme de sélection des interactions se produisant dans la cible d'OPERA, à l'étude de l'identification et la mesure du muon tant au niveau du signal que du bruit de fond, à l'analyse des données collectées en 2008-2009 incluant une réévaluation des efficacités de détection et de fond, et enfin à l'élaboration d'une nouvelle approche dans la discrimination parmi les événements tau et les événements charmés lorsque la méthode conventionnelle de rejet par l'identification du muon échoue. Cette nouvelle approche exploite les caractéristiques cinématiques et topologiques des interactions qui sont différentes pour les événements charmés et tau.

Le premier chapitre présente une brève introduction théorique sur la génération de la masse du neutrino, et sur le formalisme des oscillations dans le vide et la matière.

Le second chapitre présente succinctement le contexte et les résultats expérimentaux sur la recherche et la compréhension du phénomène des oscillations de neutrinos dans le déficit des neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques. Une courte présentation sera également donnée sur quelques expériences en cours sur la mesure de la masse des neutrinos.

Le troisième chapitre présente l'expérience OPERA dans chacune des parties qui la composent : le faisceau CNGS, les détecteurs électroniques, la brique ECC, les systèmes de scanning, ainsi que les différents processus mis en oeuvre (sélection des événements, localisation de la brique d'interaction, extraction de celle-ci, son traitement, scanning des émulsions au long des différentes procédures).

Le quatrième chapitre présente en détail l'algorithme de sélection des événements d'interaction de neutrinos dans la cible d'OPERA qui a ensuite été validé, puis exécuté dans le Run 2009.

Le cinquième chapitre présente une étude sur l'identification du muon reconstruit dans les détecteurs électroniques et la connexion de sa trace avec celles qui sont reconstruites dans les émulsions pour les événements tau, charmés et ν_μ CC. Une étude a été faite également sur l'étiquetage du muon au niveau des émulsions amovibles (Changeable Sheets ou CS) incluant aussi l'analyse sur la population des traces dans les CS dues aux électrons produits dans les gerbes électromagnétiques.

Le sixième chapitre est consacré à l'élaboration d'une nouvelle approche pour la discrimination des événements tau par rapport aux événements charmés, indépendamment de l'identification du muon ; cette approche est basée uniquement sur des critères topologiques et cinématiques des interactions, et qui sont pris en compte par des fonctions de vraisemblance (likelihood) ou des réseaux de neurones.

Le septième chapitre présente une analyse des données 2008-2009 avec une réévaluation des efficacités de détection du tau et des bruits de fond, ainsi qu'une application du réseau de neurones aux événements tau et charmés collectés.

Le huitième chapitre présente l'horizon de la physique des neutrinos dans le domaine des oscillations pour les dix prochaines années.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 1

La masse des neutrinos et le phénomène des oscillations

1.1 Le neutrino dans le modèle standard

Les particules élémentaires constituant la matière, appelées fermions, sont au nombre de douze et sont organisées en deux familles dans le Modèle Standard : la famille des quarks et la famille des leptons. La famille des quarks est sensible aux quatre interactions fondamentales - l'interaction forte, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et l'interaction gravitationnelle - alors que la famille des leptons n'est pas sensible à l'interaction forte. Chacune de ces deux familles est composée de trois générations dont chacune comporte une paire de particules. Dans la famille des leptons, les trois générations de particules peuvent être regroupées selon les saveurs de type électron, muon et tau. Dans la première génération, nous avons l'électron (e^-) et le neutrino électronique (ν_e), puis le muon (μ^-) et le neutrino muonique (ν_μ) dans la deuxième génération, enfin le tau (τ^-) et le neutrino tauïque (ν_τ) dans la troisième génération. Chaque particule élémentaire possède une anti-particule.

L'électron, le muon et le tau ont une charge électrique unitaire négative et les trois neutrinos sont neutres. En l'absence de charge et de masse, les neutrinos interagissent avec la matière uniquement à travers l'interaction faible. Dans les interactions faibles, il y a conservation du nombre leptonique et de la charge électrique. Les interactions faibles sont caractérisées par le type de quantum échangé : le boson $W^\pm$ et le boson Z^0. L'interaction en courant chargé (CC) caractérisée par l'échange du W opère un changement de la charge électrique du lepton ou du quark, tandis que l'interaction en courant neutre (NC), impliquant l'échange du Z, n'agit pas sur la charge électrique.

Les neutrinos sont supposés avoir une masse nulle dans le Modèle Standard. Du fait qu'ils ont un spin 1/2 comme les autres fermions, les neutrinos devraient posséder deux états d'hélicité séparés. Or C. Wu [6] et son équipe en 1957 ont observé une violation de la parité dans la désintégration du cobalt 60 :

$$^{60}C \rightarrow ^{60} Ni^* + e^- + \overline{\nu}_e$$

Dans cette expérience le spin du noyau du cobalt est orienté par un champ magnétique $\overrightarrow{B}$. Ils ont observé que les électrons sont émis de préférence dans la direction opposée à celle du spin du noyau, prouvant ainsi la non conservation de la parité.

Un autre exemple est la désintégration du pion au repos dont le spin est nul : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Cela implique que le spin du muon et du neutrino sont opposés. Deux configurations sont alors possibles, symétrique l'une de l'autre dans un miroir. Or on observe que le spin du muon émis dans la désintégration va préférentiellement dans la direction opposée à son mouvement, privilégiant ainsi une configuration par rapport à l'autre, brisant par conséquent la symétrie.

Il y a deux manières de comprendre cette non conservation de la parité, soit c'est la force faible qui, responsable de la désintégration, sélectionne uniquement la composante gauche du neutrino où le spin est opposé à la direction de l'impulsion : cela supposerait alors que la composante droite de ce dernier, s'il existe, demeure insensible à l'interaction faible, soit c'est le fait qu'il n'existe pas de neutrino droit.

La découverte de la violation de la parité dans l'interaction faible a amené les théoriciens, comme Lee et Yang [7], à introduire la notion de symétrie chirale dans la théorie de Fermi de l'interaction faible, appelée théorie V-A, pour expliquer cette violation. Ils ont alors supposé que le neutrino est une particule de masse nulle dont le champ est soit droit, soit gauche :

$$\psi_R = \frac{(1+\gamma^5)}{2}\psi$$
$$\psi_L = \frac{(1-\gamma^5)}{2}\psi$$

Ces états droit ou gauche sont les états propres de l'opérateur : $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

En 1958, soit deux ans après la découverte du neutrino , M. Goldhaber et ses collaborateurs ont mesuré l'hélicité du neutrino ν_e et ont observé que le ν_e est une particule d'hélicité gauche [8] : $\lambda = \frac{\vec{s}\cdot\vec{p}}{|\vec{p}|}$.

Ils ont vu que leur résultat était en accord avec la théorie du neutrino à deux composantes chirales. A la limite des particules ultrarelativistes ou de masse nulle, l'hélicité du neutrino se confond avec sa chiralité. Ainsi le neutrino observé a une hélicité gauche ($\lambda = -1/2$) et un champ $\psi_\nu = \frac{(1-\gamma^5)}{2}\psi$, alors que l'antineutrino a une hélicité droite ($\lambda = +1/2$).

Dire que les neutrinos sont d'hélicité gauche, noté ν_L, signifie que leur spin est toujours en direction opposée par rapport à leur impulsion. Le Modèle Standard ne prévoit pas de neutrinos (anti-neutrinos) avec une hélicité droite (hélicité gauche) du moment que les interactions faibles ne sont sensibles qu'aux neutrinos (anti-neutrinos) d'hélicité gauche (droite). En l'absence d'un neutrino d'hélicité droite, le terme de masse du Langrangien ne pouvait être calculé, c'est la raison pour laquelle les neutrinos étaient considérés comme ayant une masse nulle.

Or par la découverte du phénomène d'oscillation des neutrinos, que nous verrons plus loin en détail, il s'avère aujourd'hui que les neutrinos possèdent une masse, même si elle est très petite par rapport aux autres fermions, inférieure à 1 eV. L'origine de la très petite masse des neutrinos est une question très importante pour la physique, car le fait qu'ils sont soit des particules de Dirac soit des particules de Majorana va nous permettre, à propos de leur nature, d'élargir le champ de la physique au delà du Modèle Standard, où cosmologie et physique des particules se rencontrent à l'échelle des théories de grande unification (GUT).

1.2 La masse des neutrinos

Bien que le Modèle Standard ne prenne pas en compte la masse du neutrino, il est cependant possible d'obtenir un terme de masse pour les neutrinos en introduisant un neutrino droit stérile qui ne serait pas sensible à l'interaction faible pour ne pas contredire les résultats de Goldhaber et al. Le fait que le neutrino a une charge électrique nulle permet de faire l'hypothèse d'une particule de Majorana qui soit identique à sa propre anti-particule. Ce que l'on appelle neutrino dans le Modèle Standard (la particule qui produit un lepton chargé négativement dans les interactions à courant chargé) est l'état gauche de cette particule, et l'anti-neutrino devient l'état droit de cette même particule. Les neutrinos de Majorana étant leurs propres anti-particules ne comportent que deux degrés de liberté, tandis que les neutrinos de Dirac en possèdent quatre. L'invariance de Lorentz autorise deux façons d'écrire les masses selon que le neutrino est un fermion de Dirac ou de Majorana.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

1.2.1 La masse de Dirac

Dans le Modèle Standard électrofaible [9] basé sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les masses des fermions chargés et des bosons de jauge électrofaible, le $W^{\pm}$ et le Z pour l'interaction faible, prennent leur masse dans le mécanisme de Higgs. Dans la théorie de jauge électrofaible, les leptons chargés et les quarks sont tous des fermions de Dirac. Les champs de quarks et de leptons d'hélicité gauche sont arrangés en doublets,

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \qquad l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

alors que les champs de fermions d'hélicité droite sont des singulets :

$$u_R, d_R, e_R^-$$

Dans le mécanisme de Higgs [10], la masse des fermions est engendrée à partir du couplage de Yukawa entre un unique champ de Higgs ϕ avec les champs de fermions ψ_i. Le concept du mécanisme de Higgs repose sur l'introduction d'un nouveau champ scalaire, le champ de Higgs, qui n'est ni un champ de matière, ni un champ de jauge. Comme on veut que ce champ interagisse avec les particules qui ont des interactions electrofaibles, il doit avoir un isospin faible et une hypercharge non nuls. On choisit un doublet de champs scalaires appartenant à $SU(2)_L$ pour avoir un isospin faible. L'un d'entre eux doit être chargé électriquement et l'autre neutre : $\phi = (\phi^+, \phi^0)$.
Le Lagrangien de Yukawa est donné par :

$$L_{Yuk} = -c_1(\overline{u}, \overline{d})_L \phi d_R - c_2(\overline{u}, \overline{d})_L \overline{\phi} u_R - c_3(\overline{\nu_e}, \overline{e})_L \phi e_R + h.c. \tag{1.1}$$

où c_i sont des constantes de couplage de Yukawa et h.c. l'hermitien conjugué. Lorsque le champ de Higgs ϕ prend une valeur moyenne non nulle v dans le vide qui correspond à la brisure spontanée de symétrie, alors le Lagrangien prend la forme :

$$L_{Yuk} = -\frac{c_1 v}{\sqrt{2}}(\overline{u_L} u_R + \overline{u_R} u_L) - \frac{c_2 v}{\sqrt{2}}(\overline{d_L} d_R + \overline{d_R} d_L) - \frac{c_3 v}{\sqrt{2}}(\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L) \tag{1.2}$$

La masse des fermions chargés peut être vue comme la résultante de l'interaction entre le fermion gauche et le fermion droit. La masse qui est générée est donnée par :

$$m_i = -\frac{c_i v}{\sqrt{2}} \tag{1.3}$$

avec i = u,d,e. En introduisant un neutrino droit stérile dans le Modèle Standard, il est possible d'obtenir un terme de masse pour le neutrino par le mécanisme de Higgs, de la même façon que pour l'électron par exemple :

$$L_{m_D} = -m_D(\overline{\nu_L}\nu_R + \overline{\nu_R}\nu_L) \equiv -\frac{1}{2}(\overline{\nu_L}, \overline{\nu_R}) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.4}$$

où m_D est une matrice complexe 3x3. Un neutrino de Dirac conserve le nombre leptonique, puisque le neutrino gauche se distingue de son antiparticule qui est droite. Cependant, cette solution n'est par forcément heureuse, car elle implique un couplage de Yukawa très faible pour le neutrino vis-à-vis des autres fermions. En effet, la valeur moyenne $v = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}}$ sur l'état du vide est de 246 GeV, en supposant que la masse du neutrino est de l'ordre 0.3 eV, la constante de couplage de Yukawa d'après l'équation (1.3) est de l'ordre de 10^{-12}.

1.2.2 La masse de Majorana

Il est possible également de donner au neutrino un nouveau type de masse, appelée masse de Majorana, si le neutrino gauche ν_L interagit avec son propre état après la conjugaison de charge et de parité, l'anti-neutrino droit ν_L^c. L'indice c indique l'opération simultanée de conjugaison de charge (C), remplaçant la particule par l'anti-particule, et de parité (P) qui a pour effet d'inverser la direction du spin. Le terme de masse du neutrino gauche s'écrit :

$$L_{m_{LL}} = -m_{LL}\overline{\nu_L^c}\nu_L \tag{1.5}$$

En principe, un neutrino droit ν_R peut aussi acquérir indépendamment une masse de Majorana M_{RR} :

$$L_{M_{RR}} = -M_{RR}\overline{\nu_R^c}\nu_R \tag{1.6}$$

Si de tels neutrinos de Majorana existent, il y a violation du nombre leptonique L. Cette violation du nombre leptonique, comme nous le verrons un peu plus loin, ouvre des voies pour la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière à travers la leptogenèse. Des expériences, comme Nemo, Cuore, Heidelberg-Moscow Ge Experiment, etc ..., tentent de mesurer la double désintégration β sans neutrinos dans divers isotopes comme le ^{76}Ge. Car c'est l'unique façon de savoir si les neutrinos sont de Majorana ou de Dirac.

1.2.3 Le terme général de masse et le mécanisme See-Saw

En combinant le terme de masse de Dirac et de Majorana [11], le terme de masse le plus général s'écrit :

$$L_m = -m_D(\overline{\nu_L}\nu_R + \overline{\nu_R}\nu_L) - \frac{m_{LL}}{2}(\overline{\nu_L^c}\nu_L) - \frac{M_{RR}}{2}(\overline{\nu_R^c}\nu_R) + h.c. \tag{1.7}$$

Bien que le terme de masse de Majorana m_{LL} existe en principe, il est nul dans le Modèle Standard car le champ doublet de Higgs (H^+, H^0) est incapable de faire passer un ν_L en ν_L^c du fait de l'invariance de l'isospin faible sous la transformation du groupe de jauge $SU(2)_L$. Pour qu'il ne soit pas nul, il est nécessaire d'introduire un triplet de Higgs (H^{++}, H^+, H^0). Cependant, rien n'interdit dans les théories au delà du Modèle Standard un neutrino droit de Majorana d'exister et d'avoir une masse M_{RR} qui pourrait être très grande du fait qu'il ne prend pas part à l'interaction faible avec les bosons W, Z. Finalement, le terme général de masse est donné par

$$L_m = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu_L}, \overline{\nu_R^c}\right)\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_{RR} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.8}$$

En diagonalisant cette matrice, on obtient alors les masses

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}(M_{RR} \pm \sqrt{(M_{RR})^2 + 4m_D^2}) \tag{1.9}$$

L'équation (1.9) comprend une solution m_2 négative, alors que la masse qui est une valeur physique doit être positive. Une matrice de rotation V appliquée à la matrice de masse permet d'obtenir une valeur propre de m_1 à peine supérieure à 0, si l'on fait l'hypothèse que $m_D << M_{RR}$:

$$V^T M V = \begin{pmatrix} 1 & -i\rho \\ \rho & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_{RR} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \rho \\ -i\rho & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_D^2/M_{RR} & 0 \\ 0 & M_{RR} \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

où $\rho = m_D/M_{RR}$. Avec cette matrice de rotation, il est possible d'écrire le Lagrangien de masse avec les valeurs propres et les états propres correspondants :

$$L_m = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu_L}, \overline{\nu_R^c}\right) VV^{-1} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_{RR} \end{pmatrix} VV^{-1} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.11}$$

$$L_m = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu_1}, \overline{\nu_2}\right) \begin{pmatrix} m_D^2/M_{RR} & 0 \\ 0 & M_{RR} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.12}$$

Les composantes $\nu 1$ et $\nu 2$ sont reconnues comme des neutrinos ayant respectivement les masses :

$$m_1 = m_D^2/M_{RR} \tag{1.13}$$

$$m_2 = M_{RR} \tag{1.14}$$

Si $m_D << M_{RR}$, nous avons les états propres de masse qui sont d'un côté très petit et de l'autre très grand. Autrement dit, c'est en raison de la très grande masse de M_{RR} que m_1 est petit. Ce mécanisme est appelé See-Saw, du fait de l'effet balançoire entre les masses. Ce mécanisme est très attrayant dans la mesure où il permet d'expliquer la très petite masse des neutrinos, sans la nécessité d'avoir un très petit couplage de Yukawa, tout en ayant la possibilité pour m_D d'avoir une masse semblable aux leptons chargés et aux quarks. En supposant que m_D ait la masse du quark top qui est de 175 GeV et que M_{RR} ait une grandeur de l'ordre de 10^{15} GeV, la masse $m_1 \approx 0.03$ eV.

Bien que le mécanisme de See-Saw permette effectivement d'expliquer la petite masse des neutrinos, il est cependant très peu contraignant sur la valeur de m_D qui peut finalement prendre n'importe quelle valeur de la masse des quarks ou leptons chargés. Si la double désintégration β sans neutrinos est observée, le neutrino est alors effectivement une particule de Majorana, condition nécessaire au mécanisme du See-Saw. Les théories de grande unification sont reliées au mécanisme du See-Saw qui prévoit la faible valeur des masses des neutrinos par rapport aux autres particules. L'existence de la masse des neutrinos indiquée par les expériences sur les oscillations est cependant une indication indirecte de la physique à l'échelle des théories de grande unification. Une autre indication, directe, des théories de grande unification peut venir de l'observation de la désintégration du proton qui est aussi prévue dans ces modèles.

1.2.4 La baryogenèse via la leptogenèse [12]

En cosmologie, la baryogenèse désigne le processus au cours duquel une asymétrie entre matière (baryons) et antimatière (antibaryons) se produit, donnant lieu à la matière existante d'aujourd'hui grâce à un très léger excès de matière par rapport à l'antimatière. Matière et antimatière continuant à s'annihiler à part égale pour ne laisser subsister qu'une matière résiduelle.

En 1967, Andreï Sakharov [13] formule trois conditions nécessaires à la baryogenèse pour qu'elle se produise :

• La matière et l'antimatière doivent obéir à des lois physiques différentes. Cela se traduit par la violation de la symétrie C et de la symétrie CP.

• Le nombre baryonique, qui est la différence entre le nombre de particules de matière et celui de particules antimatière, ne doit pas être conservé dans le processus de la baryogenèse. Ce nombre est supposé initialement nul, et devient non nul à l'issue de la baryogenèse, du fait de l'excès de matière.

• L'équilibre thermique permettant la production de baryons et d'antibaryons à des taux égaux lors des réactions doit être rompu afin de favoriser l'une des réactions sur l'autre.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

En principe, le Modèle Standard peut satisfaire les trois conditions de Sakharov, bien qu'il ne prévoit pas une violation directe du nombre baryonique. Mais cela peut se produire par des processus non perturbatifs, appelés transition de sphalérons, qui peuvent devenir importants à haute énergie ($\approx 100\ GeV$). De plus, la déviation de l'équilibre thermique peut se réaliser au niveau de la transition de phase électrofaible. Cependant le processus de baryogenèse ne peut pas fonctionner dans le Modèle Standard actuel dû à une insuffisance de la violation CP dans le secteur baryonique et au fait qu'un boson de Higgs trop léger ne permet pas d'avoir une transition de phase électrofaible.

La physique des neutrinos peut aider à fournir tous les éléments nécessaires pour un bon fonctionnement de la baryogenèse via la leptogenèse qui implique la création d'une asymétrie leptonique par la désintégration des neutrinos de Majorana lourds d'hélicité droite. Cela suppose trois conditions :

• la violation de la symétrie C et CP dans le secteur leptonique est nécessaire pour que la leptogenèse puisse exister ;

• la déviation de l'équilibre thermique doit se produire au niveau de la leptogenèse ;

• la violation du nombre leptonique générée par la désintégration des neutrinos de Majorana, est convertie en violation du nombre baryonique par les processus non perturbatifs du Modèle Standard appelés transitions des *sphalerons* où des leptons se transforment en baryons, et *vice versa*.

La nature Majorana du neutrino, expliquée à travers le mécanisme du See-Saw, permet de rendre compte de façon élégante de la petitesse de la masse du neutrino et intervient dans les processus de physique au-delà du Modèle Standard par la violation du nombre leptonique qui représente un élément important pour la compréhension de l'asymétrie entre matière et anti-matière dans l'univers.

1.3 Le phénomène des oscillations des neutrinos

1.3.1 L'oscillation dans le vide

Le phénomène des oscillations des neutrinos dans le vide n'est possible que si ceux-ci possèdent une masse. Dans ce cas, si les états propres de masse ne coïncident pas avec les états propres de saveurs des neutrinos définis par les interactions faibles, alors un neutrino d'une saveur donnée sera une combinaison de trois états propres de masse qui ont des évolutions temporelles différentes et qui peuvent amener dans la propagation du neutrino à un changement périodique de saveur que l'on appelle oscillation de neutrinos. Pontecorvo est le premier, en 1957, à avoir proposé un mécanisme qui pouvait permettre l'oscillation des neutrinos, et en 1969 de le relier au déficit des neutrinos solaires pour l'expliquer [14]. Plus tard, Maky, Nakagawa et Sakata [15] ont formulé le mécanisme de mélange des masses sous la forme d'une matrice unitaire $_{MNS}$ (3x3), analogue à la matrice CKM pour les quarks.

Dans ce formalisme, les neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ représentent trois états de saveur dont chacun est une superposition des états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 de masses respectives m_1, m_2, m_3. Les états de saveurs sont reliés aux états propres de masse par la matrice unitaire $_{MNS}$. Du point de vue de la physique, les états propres de saveur sont les états propres d'interaction de la force faible, alors que les états propres de masse sont des états de propagation de neutrinos.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

avec $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et δ la phase de la violation CP.

La matrice unitaire $_{MNS}$ peut encore s'écrire :

$$U_{MNS} = U_{23} \cdot U_{13} \cdot U_{12} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Nous verrons plus loin que U_{23}, U_{12}, U_{13} coïncident au premier ordre aux matrices de mélange intervenant respectivement dans les oscillations de neutinos atmosphériques, solaires et issus des réacteurs nucléaires.

En considérant l'évolution dans le temps d'un état de saveur ν_α produit à t=0 :

$$|\nu(t)>= e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \sum_k U_{\alpha k} \cdot e^{-iE_k t} |\nu_k> \quad (1.18)$$

avec $E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2}$ les valeurs propres de l'hamiltonien de masse.

Les phases $e^{-iE_k t}$ sont différentes si $m_j \neq m_k$. En projetant $|\nu(t)>$ sur la base des saveurs, on obtient alors la probabilité d'observer $\nu(\beta)$ à l'instant t si $\nu(0) = \nu(\alpha)$:

$$P_{\alpha\beta}(t) = |<\nu_\beta|\nu_\alpha(t)>|^2 \quad (1.19)$$

Cas simplifié : oscillation à deux saveurs

Un seul angle de mélange est nécessaire pour écrire :

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha> \\ |\nu_\beta> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1> \\ |\nu_2> \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Si $\nu = \nu_\alpha$ à t=0, alors

$$|\nu(t)>= e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - E_1 t)} \left[\cos\theta|\nu_1> + \sin\theta e^{-i(E_2 - E_1)t}|\nu_2>\right] \quad (1.21)$$

La probabilité à l'instant $t \neq 0$ d'avoir un neutrino dans l'état $|\nu_\beta>$ est :

$$P_{\alpha\beta}(t) = |<\nu_\beta|\nu_\alpha(t)>|^2 \quad (1.22)$$

pour m«p et en supposant que la propagation a lieu dans le vide, on a :

$$E \simeq p + \frac{m^2}{2p} \quad (1.23)$$

$$E_2 - E1 \simeq \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \simeq \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (1.24)$$

on obtient,

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4E}\right) avec\, \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad (1.25)$$

La probabilité d'oscillation $P_{\alpha\beta}$ dépend de deux paramètres : l'angle θ et Δm^2. Le premier est relié à l'amplitude d'oscillation et le second est relié à la longueur d'onde. Cette probabilité peut encore s'écrire en des unités empiriques de la façon suivante :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$P_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{1.267\Delta m^2(eV^2)L(km)}{E(GeV)}\right) \tag{1.26}$$

où L représente la distance entre la source de neutrinos et le détecteur, et E l'énergie du neutrino. Le premier maximum d'oscillation, pour un Δm^2 donné, est atteint avec

$$\frac{L}{E} = \frac{1.24}{\Delta m^2} \tag{1.27}$$

La longueur de ce maximun d'oscillation est donné par

$$P_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\pi\frac{L}{\lambda}\right) \tag{1.28}$$

$$soit,\ \lambda(km) = 2.48\frac{E(GeV)}{\Delta m^2(eV^2)} \tag{1.29}$$

Dans les expériences de physique basées sur des sources terrestres de neutrinos, il est donc possible en fonction de la zone Δm^2 recherchée, de définir un rapport L/E qui soit le plus adapté pour observer les phénomènes d'oscillation de neutrinos sous le mode soit d'une disparition soit d'une apparition de saveurs à partir d'un faisceau dont la composition en saveurs est connue.

Il est intéressant de noter que l'observation des déficits des neutrinos atmosphériques et la reproduction des oscillations des neutrinos solaires par les accélérateurs et les réacteurs nucléaires, sont rendues possibles sur Terre du fait que les Δm^2 entre les neutrinos ont un ordre de grandeur qui donnent des longueurs d'oscillation observables. Si cette Δm^2 devait se situer à des ordres de grandeur de 10^{-11}, il serait impossible d'observer les oscillations de neutrinos sur Terre, même celles des neutrinos provenant du soleil.

1.3.2 L'oscillation dans la matière : l'effet MSW

Les neutrinos se propageant dans la matière peuvent interagir par courant neutre (NC), via l'échange d'un boson Z, avec les électrons et les nucléons du milieu ambiant, indépendamment de leur saveur. Par contre, les neutrinos électroniques ont la possibilité d'interagir en plus par courant chargé (CC), via l'échange d'un boson W, avec les électrons du milieu. Cette interaction peut être vue par analogie avec le passage de la lumière dans un milieu caractérisé par un changement de l'index de réfraction. L'index de réfraction vu par les neutrinos électroniques est différent de celui des autres neutrinos.

Dans le cas d'une oscillation à deux saveurs $\nu_e \to \nu_\mu$ dans le vide, l'équation d'évolution du système dans la base des états de saveurs s'écrit :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} \tag{1.30}$$

Pour décrire cette oscillation dans la matière, il faut introduire les potentiels V_{ν_e} et V_{ν_μ} qui ont cependant en commun les termes dûs aux interactions NC.

Le potentiel effectif pour les ν_e, induit par les interactions CC est donné par :

$$V^W_{\nu_e} = \sqrt{2}G_F N_e \tag{1.31}$$

et le potentiel, induit par les interactions NC, pour les trois saveurs de neutrinos est donné par :

$$V^Z_{\nu_\alpha}(p) = -\frac{1}{\sqrt{2}}G_F N_p(1 - 4sin^2\theta_W) \tag{1.32}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$V^Z_{\nu_\alpha}(n) = -\frac{1}{\sqrt{2}} G_F N_n \tag{1.33}$$

avec G_F la constante de Fermi, $N_{p,n}$ (N_e) la densité des nucléons (électrons) et θ_W l'angle de Weinberg.

Les termes $V^Z_{\nu_e}$, $V^Z_{\nu_\mu}$ dûs aux interactions NC n'ont pas d'influence sur les oscillations, de ce fait seul le terme du potentiel $V^W_{\nu_e}$ dû aux interactions CC pour les ν_e a un effet dans l'équation d'évolution :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta + \sqrt{2}G_F N_e & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} \tag{1.34}$$

L'Hamiltonien dans la matière H_M peut encore s'écrire sous la forme :

$$H_M = \frac{\Delta m^2}{4E}\begin{pmatrix} \cos(2\theta - x) & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos(2\theta - x) \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

où x=$2\sqrt{2}G_F N_e E/\Delta m^2$.

En définissant :

$$\Delta m^2_M = \Delta m^2 \sqrt{sin^2 2\theta + (cos 2\theta - x)^2} \tag{1.36}$$

$$sin^2 2\theta_M = \frac{sin^2 2\theta}{sin^2 2\theta + (cos 2\theta - x)^2} \tag{1.37}$$

on peut écrire :

$$H_M = \frac{\Delta m^2_M}{4E}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \tag{1.38}$$

Cela implique un changement de paramètres (Δm^2_M, $sin^2 2\theta_M$) dans la matière par rapport au vide. Dans l'équation 1.37, il apparaît qu'avec un très petit angle de mélange θ dans le vide, l'angle de mélange dans la matière θ_M devient maximal (résonance) lorsque $x = cos 2\theta$. Cette résonance est appelée l'effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [16].

La densité N_e de résonance s'écrit :

$$\rho_R = \frac{\Delta m^2 cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \tag{1.39}$$

Les conditions de résonance lors de la traversée d'un milieu dont la densité varie, comme dans le cas du soleil, sont les suivantes :

- la densité résonante doit être inférieure à la densité maximum du milieu traversé
- la transition ne doit pas être trop rapide, elle doit être adiabatique.

Il est à noter encore que du fait que le potentiel $V(\nu_e) \to -V(\overline{\nu}_e)$, il en résulte que $x(\nu_e) \to -x(\overline{\nu}_e)$, et par conséquent $\Delta m^2_M(\nu_e) \neq \Delta m^2_M(\overline{\nu}_e)$ et $sin^2 2\theta(\nu_e) \neq sin^2 2\theta(\overline{\nu}_e)$. L'effet de matière produit donc sur les neutrinos ν_e et les anti-neutrinos $\overline{\nu}_e$ une différence de comportement dans les oscillations qui est à distinguer de l'effet de la violation CP. Cet effet joue un rôle important dans les oscillations des neutrinos solaires, et plus important encore par rapport aux futures expériences qui se proposent de mesurer la violation CP.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 2

L'énigme des neutrinos solaires et atmosphériques

2.1 Neutrinos solaires

Les neutrinos solaires sont demeurés pendant plus de trente ans une énigme. Elle a commencé en 1968 avec l'expérience Homestake lorsque deux astrophysiciens, Raymond Davis et John N. Bahcall, ont voulu collecter et compter les neutrinos électroniques émis pas la fusion nucléraire produite au coeur du soleil. Bahcall a fait les calculs du flux et Davis a monté une expérience radiochimique pour la détection dans les mines d'or du sud Dakota. Par rapport au taux théorique de neutrinos que le détecteur est sensé détecter, l'expérience n'en a trouvé que le tiers.

Ce déficit, resté comme une énigme, n'avait pas permis de reconnaître à sa juste valeur le travail accompli par Davis et Bahcall tant sur le plan théorique qu'expérimental. Il a fallu attendre plus de trente années pour que d'autres expériences comme Gallex, Kamiokande, SuperKamiokande, SNO, Kamland viennent confirmer ce résultat. Ce n'est qu'en 2002 que Davis reçoit avec deux autres astrophysiciens le prix Nobel pour son travail.

Ce que nous connaissons aujourd'hui du cycle de combustion à l'intérieur du soleil nous vient des travaux de Bahcall qui a posé les bases du Modèle Standard Solaire (SSM). Dans ce modèle, le soleil est en équilibre hydrostatique et thermique. L'énergie est produite par des réactions de fusion et le transport d'énergie se fait par radiation depuis l'intérieur du soleil vers l'extérieur. La combustion de l'hydrogène en hélium se fait de différentes manières dans le soleil. La quasi totalité des neutrinos sont produits à l'intérieur du cycle pp (cf. figure 2.1) qui contribue à lui seul à 98.5% de la luminosité du soleil.

L'autre cycle, appelé CNO, qui débute par les réactions $p +^{15} N \rightarrow^{12} C +^{4} He$ et $p + p \rightarrow \gamma +^{16} O$ est un processus beaucoup moins important. La contribution de ce cycle au flux de neutrinos est également négligeable comparée au cycle pp. Connaissant la luminosité du soleil, il est possible de calculer le flux de neutrinos arrivant sur la terre. Ce qui représente environ un flux de $60 \times 10^6/cm^2/s$. Dans la figure 2.2 sont représentés les différents spectres d'énergie des neutrinos produits par le soleil. Les neutrinos provenant du cycle principal pp ont une énergie limitée à 430 keV, mais les autres productions secondaires peuvent aller jusqu'à 15 MeV.

Des mesures d'héliosismologie, à partir de 1998, ont permis de valider le modèle SSM de Bahcall. Le désaccord entre le flux de neutrinos prédit par le modèle SSM et celui observé à travers les différentes expériences menées lors de ces dernières trente années a constitué l'énigme des neutrinos solaires. Actuellement, après les mesures de SNO et Kamland, le déficit de neutrinos observé sur la terre est sans aucun doute expliqué par le phénomène des oscillations.

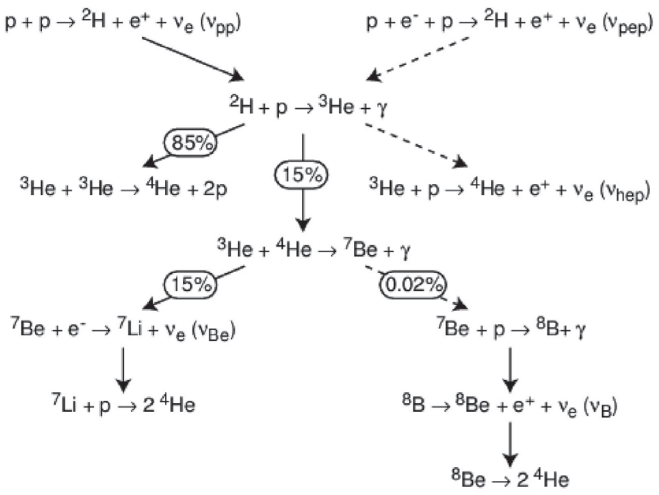


Figure 2.1 – *Réaction nucléaires dans le soleil.*

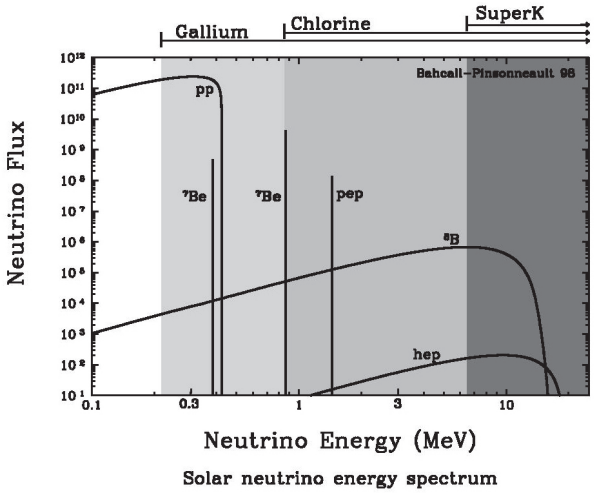


Figure 2.2 – *Spectre en énergie des neutrinos solaires.*

Trois types d'interaction sont impliqués dans la détection de neutrinos solaires. Les interactions en courant chargé (CC) avec les neutrons :

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \tag{2.1}$$

Ce premier type de réaction peut être utilisé pour détecter les neutrinos électroniques. C'est le cas pour les expériences comme Homestake, Sage, Gallex. Un deuxième type d'interaction est la diffusion élastique des neutrinos où les trois types de neutrinos sont directement impliqués :

$$\nu_l + e^- \rightarrow \nu_l + e^- \tag{2.2}$$

Cette interaction s'effectue grâce à l'échange du boson neutre Z^0, mais pour le neutrino électronique elle passe également par l'échange d'un boson chargé W^+. Cette dernière diffusion a donc une composante CC et une composante NC. Les interactions par diffusion élastique sont beaucoup plus

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

rares que les interactions en courant chargé avec les neutrons, de l'ordre de 1/2000.

Enfin, il y a aussi les interactions en courant neutre (NC) avec les nucléons, par exemple :

$$\nu_l + d \rightarrow \nu_l + n + p \tag{2.3}$$

L'expérience SNO a permis d'observer ces trois types d'interaction, tandis que les expériences Kamiokande et SuperKamiokande sont basées sur la mesure de la diffusion élastique. Les résultats de ces expériences se présentent sous la forme d'un rapport

$$R = \frac{N_{obs}}{N_{MC}} \tag{2.4}$$

où N_{obs} représente le nombre de neutrinos observés et N_{MC} le nombre de neutrinos prédit par le modèle standard solaire. Les oscillations de neutrinos peuvent transformer les ν_e en des $\nu_{\mu,\,\tau}$ qui dans le cas des neutrinos solaires n'ont pas suffisamment d'énergie pour produire les interactions en courant chargé où les leptons correspondants doivent être produits. Cependant, dans le cas des interactions à courant neutre R doit être égal à 1, indépendamment des oscillations de saveurs. Alors que pour les interactions en courant chargé et par diffusion élastique, la valeur de R est égale à 1 lorsqu'il n'y a pas de phénomènes d'oscillation, dans le cas contraire, cette valeur sera inférieure à 1.

2.1.1 Homestake : première mise en évidence du déficit de neutrinos solaires

Pour collecter et compter les neutrinos émis par la fusion nucléaire au sein du soleil, Ray Davis, chimiste et physicien, a installé dans l'ancienne mine d'or de Homestake dans le Dakota du Sud, un détecteur radiochimique qui est un réservoir contenant 390 m^3 de perchloroéthylène (C_2Cl_4). Le principe de la détection est simple : suite à une interaction en courant chargé par capture d'un neutrino électronique, le clore Cl^{37}, isotope stable contenu dans le chlore naturel (24%), se transforme en Ar^{37} un isotope radioactif d'argon.

$$\nu_e + Cl^{37} \rightarrow e^- + Ar^{37}\, avec\ E_{seuil} = 0.814 MeV \tag{2.5}$$

L'énergie de seuil de cette réaction indique que le détecteur n'est sensible qu'aux neutrinos produits par le Be^7 et le B^8 dans les réactions minoritaires du cycle pp. Les atomes d'Ar^{37} produits sont ensuite extraits grâce à l'injection d'un flux d'hélium dans la solution de C_2Cl_4. L'Ar^{37} se désintègre avec une demi-vie de 35 jours par capture électronique $e^- + Ar^{37} \rightarrow \nu_e + Cl^{37}$ et les signaux de désintégration (émission d'électron Auger) sont détectés avec un compteur proportionnel.

Après plus de vingt années d'acquisition, les résultats publiés donnent [17]

$$R_{Donnes/SSM} = 0.33 \pm 0.03 \tag{2.6}$$

Le fait que l'expérience Homestake trouve une valeur pour R<1 est la première indication d'une possible disparition des neutrinos solaires.

2.1.2 GALLEX-GNO, SAGE : deuxième mise en évidence du déficit de neutrinos solaires

L'expérience Homestake présente une énergie de seuil assez élevée qui l'empêchait de détecter les neutrinos du cycle pp. La possibilité d'utiliser le gallium pour la détection est avancée par V. Kuzmin dès 1960, mais la technique ne sera mise au point que trente ans plus tard avec les expériences GALLEX [18] et SAGE. Les neutrinos sont détectés grâce à l'interaction en courant chargé suivante :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$\nu_e + Ga^{71} \rightarrow Ge^{71} + e^- \, avec \, E_{seuil} = 233keV \tag{2.7}$$

Le détecteur GALLEX est une cuve de 4 mètres de diamètre et 8 mètres de haut contenant 30 tonnes de gallium sous forme de $GaCl_3$. Celle-ci a été placée dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso sous 1400 mètres de roche. L'interaction des neutrinos avec la solution $GaCl_3$ produit du $GeCl_4$ qui est ensuite extrait grâce à l'azote. Des compteurs proportionnels permettent de détecter la désintégration du Ge^{71} dont la demi-vie est de 11.4 jours. A partir de 1997 GALLEX est devenu GNO (Gallium Neutrino Observatory). L'autre expérience SAGE, conduite par les américains et les russes, a lieu au nord du Caucase.

La combinaison des résultats de GALLEX, SAGE, GNO nous donne

$$R_{Donnes/SSM} = 0.54 \pm 0.04 \tag{2.8}$$

Ces expériences confirment ainsi le déficit des neutrinos solaires. Avec un seuil d'énergie plus faible, la valeur de R est ici plus élevée comparée à celle de l'expérience de Homestake. Cela pourrait indiquer que les phénomènes de disparition de neutrinos solaires sont dépendants de l'énergie de neutrinos produits dans le soleil.

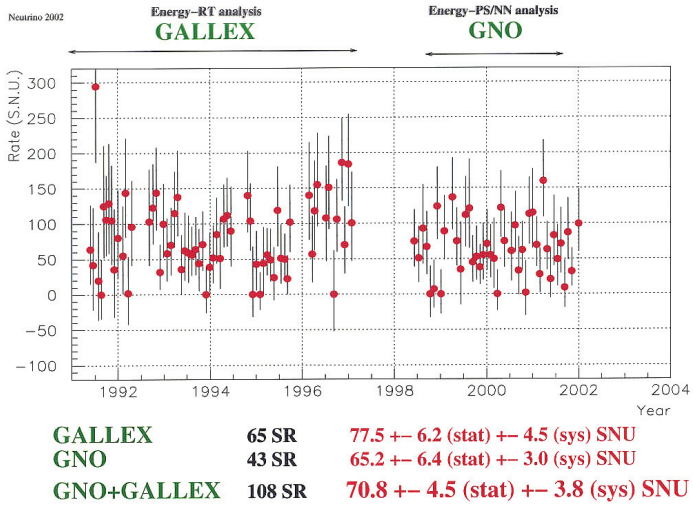


Figure 2.3 – *Résultats de GALLEX et GNO [19]. Les résultats de SAGE [20] (1990-2001) conduisent à* $70.8^{+5.3}_{-5.2}$ *SNU. Le taux prédit par le modèle solaire standard est* 130^{+9}_{-7} *SNU. L'ensemble des résultats conduit à* $R_{Donnees/SSM} = 0.54 \pm 0.04$. *1 SNU correspond à* 10^{-36} *interaction par atome par seconde.*

2.1.3 Kamiokande et SuperKamiokande : troisième mise en évidence du déficit de neutrinos solaires

Kamiokande et SuperKamiokande font partie de la famille des détecteurs basés sur la mesure de la radiation Cerenkov émise par les particules chargées se propageant dans de l'eau avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. SuperKamiokande succède à Kamiokande avec un détecteur dont le volume a été multiplié par 7. Ce détecteur est un réservoir cylindrique immense de 41.4 mètres de haut et 39.3 mètres de diamètre rempli de plus de 50 000 tonnes d'eau ultra pure. A l'intérieur de ce réservoir, une structure métallique de 33.8 mètres de haut et 36.2 mètres de diamètres est installée. Sur cette structure 11 146 photomultiplicateurs sont orientés vers l'intérieur pour observer

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

les interactions, et 1 886 autres sont orientés vers l'extérieur pour détecter les particules venant du dehors (cf. figure 2.4).

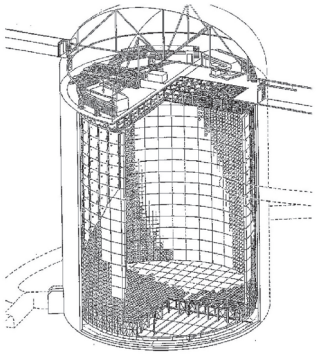


Figure 2.4 – *Le détecteur de Super-Kamiokande.*

Avec les détecteurs Cerenkov, les neutrinos sont détectés en temps réel via leur diffusion élastique sur les électrons de l'eau :

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \tag{2.9}$$

Contrairement aux expériences radio-chimiques, il est possible maintenant de connaître le moment précis où une interaction se produit. Il est aussi possible de connaître la direction et l'énergie de chaque neutrino impliqué dans cette interaction. Malheureusement avec une énergie de coupure de 5 MeV, ce type de détecteur n'est sensible qu'au flux de neutrinos provenant du B^8. Dans la diffusion élastique, par effet de la contribution en courant chargé, la section efficace pour les ν_e est six fois plus grande que les sections efficaces des ν_μ et ν_τ. Le nombre d'événements dominant se ressent fortement avec la disparition des ν_e par effet de l'oscillation.

En 2002 après 1496 journées de prises de données, SuperKamiokande livre les premiers résultats qui confirment le déficit des neutrinos solaires avec

$$R_{Donnes/SSM} = 0.45 \tag{2.10}$$

Notons encore la variation du déficit en fonction de l'énergie des neutrinos.

2.1.4 SNO : le déficit de neutrinos solaires expliqué

En 1984 Herb Chen, de l'université de Californie à Irvine, fut le premier à mettre en avant les avantages d'un détecteur utilisant de l'eau lourde. Le projet SNO pour Sudbury National Observatory a ainsi vu le jour en 1990 au Canada. SNO est un détecteur (cf. figure 2.5) basé sur le principe de la détection du rayonnement Cerenkov. C'est une sphère de 12 mètres de diamètre contenant 1 000 tonnes d'eau lourde. Cette sphère est elle-même entourée par une deuxième sphère contenant 1700 tonnes d'eau dont la surface interne est entièrement tapissée de photomultiplicateurs, 9600 au total. L'ensemble est immergé dans une grosse cuve de 5300 tonnes d'eau qui constitue une protection contre la radioactivité de la roche. Seules des événements donnant de la lumière au centre du détecteur sont pris en compte. Par ailleurs, le détecteur est placé sous 2000 mètres de roche qui forme un bouclier naturel contre les rayons cosmiques.

Contrairement aux expériences précédentes KamiokaNDE et SuperKamionkande qui utilisent de l'eau pure, l'utilisation de l'eau lourde permet au détecteur d'être sensible aux trois types d'interaction :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

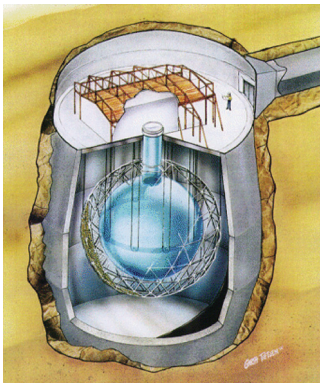


Figure 2.5 – *Le détecteur SNO.*

$$CC(E_{seuil} = 1.4MeV) : \nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \tag{2.11}$$

$$ES : \nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \tag{2.12}$$

$$NC(E_{seuil} = 2.2MeV) : \nu_\alpha + d \rightarrow n + p + \nu_\alpha \tag{2.13}$$

La détection de cette dernière interaction NC est d'autant plus importante qu'elle permet de mesurer le flux total des neutrinos indépendamment de leur oscillation. Les résultats en 2002 [21] de SNO nous donnent :

$$\phi_{CC} = 1.76^{+0.06}_{-0.05}(stat)^{+0.09}_{-0.09}(syst) \tag{2.14}$$

$$\phi_{ES} = 2.39^{+0.24}_{-0.23}(stat) \pm 0.12(syst) \tag{2.15}$$

$$\phi_{NC} = 5.09^{+0.44}_{-0.43}(stat)^{+0.46}_{-0.43}(syst) \tag{2.16}$$

$$\phi^{SSM}_{\nu_B} = 5.05^{+1.01}_{-0.81} \tag{2.17}$$

Il est alors intéressant de calculer les rapports suivants :

$$R_E \equiv \frac{\phi_{CC}}{\phi_{ES}} \; et \; R_N \equiv \frac{\phi_{CC}}{\phi_{NC}} \tag{2.18}$$

R_E étant inférieur à 1, c'est une preuve que des neutrinos de saveurs autres que les neutrinos solaires participent à la diffusion élastique en raison de leur composante de courant neutre. Le rapport R_N montre que le flux des neutrinos électroniques correspond à 1/3 du flux total, et il est en accord avec ce qui est attendu pour les oscillations. Mais le véritable apport de SNO est la mesure du flux total, ϕ_{NC}, de neutrinos en courant neutre NC qui est en parfait accord avec le flux prédit par le modèle standard solaire. SNO confirme ainsi l'existence de ν_μ et ν_τ dans le flux des neutrinos solaires avec une significance de 5.3σ.

Avec SNO, le mystère du déficit des neutrinos solaires est entièrement résolu par le fait que le flux total des neutrinos qui arrivent sur terre est en accord avec les prédictions du modèle solaire SSM et que le nombre de ν_e mesuré pour les interactions CC est déficitaire. Cette mesure démontre le changement de saveur par effet des oscillations de neutrinos. Les résultats de SNO réévalués en 2010 avec un seuil effective de l'énergie cinétique des électrons plus faible que précédemment (T_{eff}=3.5 MeV) permettent de délimiter des régions sur les paramètres d'oscillation (LMA) (cf. figure 2.7) :

$$\Delta m^2_{21} = 5.50^{+2.21}_{-1.62} * 10^{-5} eV^2 \tag{2.19}$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.457^{+0.038}_{-0.042} \tag{2.20}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

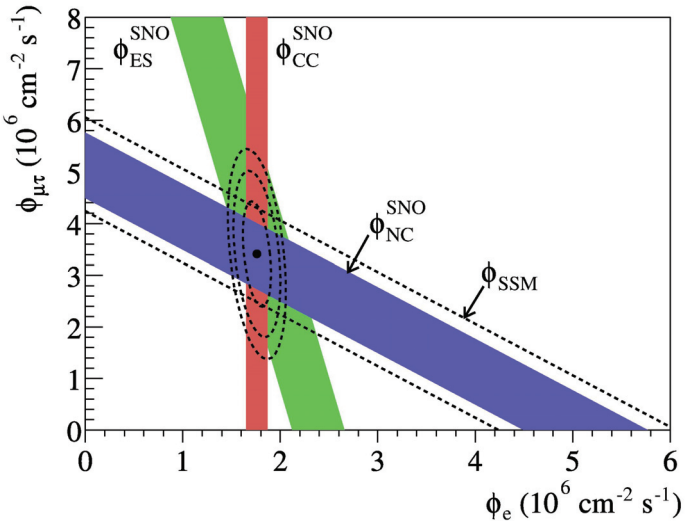


Figure 2.6 – *Flux des neutrinos solaires B^8 où les composantes $\phi_{\mu\tau}$ en fonction de ϕ_e sont déduites des trois interactions mesurées dans SNO. La bande diagonale montre le flux total prédit par le SSM et mésuré avec l'interaction NC dans SNO [21].*

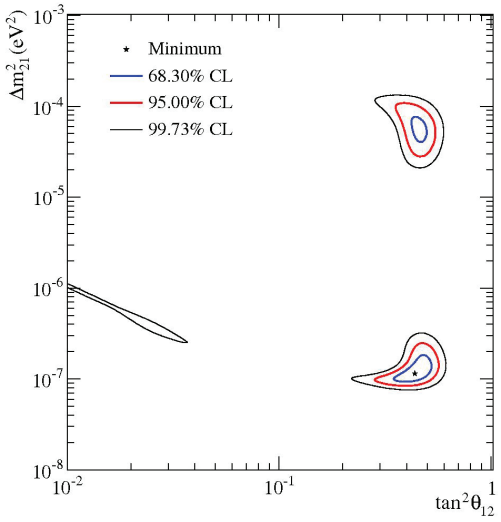


Figure 2.7 – *Contours obtenus avec une nouvelle analye des résultats de SNO en 2010. Le meilleur ajustement (LMA) est obtenu pour $\Delta m^2_{21} = 5.50^{+2.21}_{-1.62} * 10^{-5} eV^2, \tan^2\theta_{12} = 0.457^{+0.038}_{-0.042}$ [22].*

2.1.5 Kamland : confirmation du déficit des neutrinos solaires avec une source contrôlée de neutrinos terrestres

Le phénomène des oscillations des neutrinos solaires est reproductible sur la terre en utilisant les neutrinos produits par les centrales nucléaires. Comme nous venons de le voir, la solution suggérée pour les oscillations solaires correspond à $\Delta m^2 \approx 10^{-5} eV^2$ avec un grand angle de mélange $\tan^2\theta = 0.43$. En utilisant l'équation (1.27) avec l'énergie typique des neutrinos produits par les centrales nucléaires, la distance optimale entre la source et le détecteur doit être supérieure à 100 kilomètres, si l'on veut observer des phénomènes d'oscillation.

C'est dans ce but que Kamland (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Dectector) a été conçu. C'est un détecteur sensible aux anti-neutrinos électroniques placé dans la mine de Kamioka qui a la

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

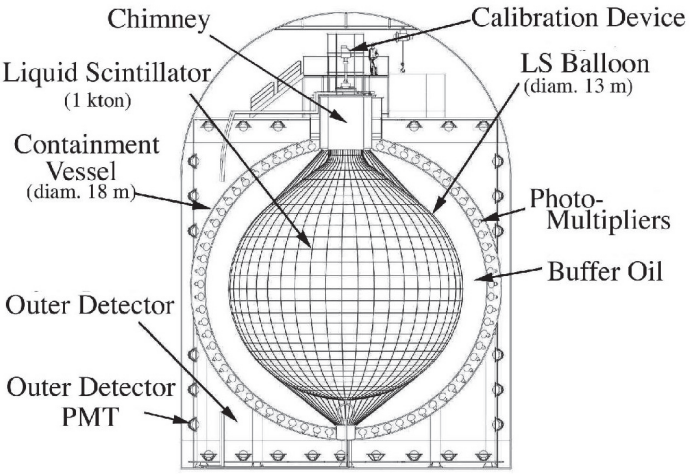


Figure 2.8 – *Schéma du détecteur de Kamland*

particularité d'être environné par un ensemble de centrales nucléaires distant en moyenne d'environ 180 km. Ce détecteur (cf. figure 2.8) est une sphère de 18 mètres de diamètre avec 1 879 photomultiplicateurs montés sur la surface interne. A l'intérieur de la sphère se trouve un ballon de 13 m de diamètre contenant 1000 t de scintillateur liquide. La réaction $\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ permet de détecter les neutrinos d'énergie supérieure à 1.8 MeV. La signature du neutrino est obtenue par la coïncidence entre la détection des photons prompts provenant de l'annihilation du positron et les photons des 2.2 Mev produits lors de la capture du neutron.

En 2002, après 145 jours de prises de données [23], 54 événements $\overline{\nu}_e$ sont observés avec 1 ± 1 événements de bruit de fond, alors que 86.8 ± 5.6 étaient attendus dans le cas d'absence d'oscillation. En 2004, Kamland a confirmé ces résultats avec 515 jours de prises de données [24]. 258 événements ont été observés (avec 7.5 ± 1.3 d'événements en bruit de fond) alors que 365.2 ± 23.7 étaient attendus. Le nouveau facteur de suppression obtenu est

$$R = \frac{N_{obs} - N_{bg}}{N_{MC}} = 0.686 \pm 0.044(stat) \pm 0.045(syst) \tag{2.21}$$

ce qui est en accord avec la valeur précédente qui est de $0.611 \pm 0.085(stat) \pm 0.041(syst)$.

La disparition d'anti-neutrinos est établie avec 99.995% de niveau de confiance. En parvenant à reproduire sur terre ce que l'on observe avec les neutrinos solaires, Kamland confirme de façon indiscutable le phénomène d'oscillation de neutrinos (cf. figure 2.9).

Kamland ne fait pas que détecter le nombre total d'anti-neutrinos, mais il est aussi capable de mesurer leur énergie (cf. figure 2.10) ce qui permet de contraindre la longueur d'onde de l'oscillation.

Contrairement aux expériences menées avec les neutrinos solaires qui sont plus précises dans la mesure des angles de mélange, Kamland est quant à lui plus précis dans la mesure du Δm^2 (cf. firgure 2.11). En faisant croiser les deux résultats, le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{-5} eV^2$ et $\tan^2 2\theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07}$.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

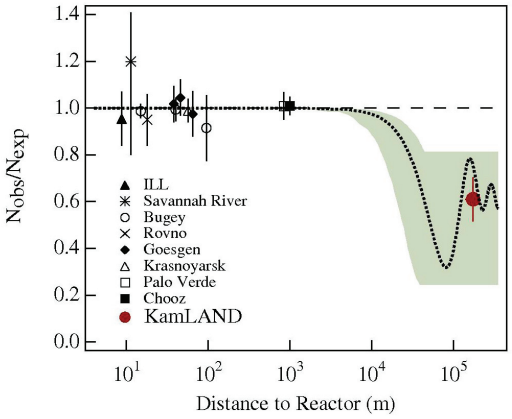


FIGURE 2.9 – *Rapport N_{obs}/N_{exp} en fonction de L/E. Une réduction est visible par rapport aux autres expériences menées à courte distance. Pour la comparaison, une courbe théorique d'oscillation est inclue [23].*

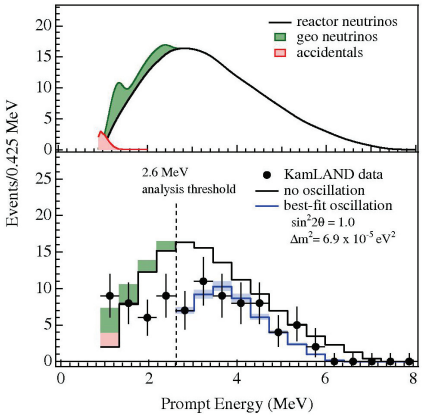


FIGURE 2.10 – *En haut, prédiction du spectre d'énergie de $\overline{\nu}_e$ incluant la contribution des $\overline{\nu}_{geo}$ (neutrinos provenant de la désintégration dans la Terre de U et Th) et du bruit de fond. En bas, spectre d'énergie des positrons générés par les interactions des $\overline{\nu}_e$: la ligne en noir correspond au spectre sans oscillation tandis que la ligne en bleu correspond au spectre attendu dans l'hypothèse d'une oscillation pour les événements d'énergie supérieure à $2.6MeV$ [23].*

2.2 Neutrinos atmosphériques

A côté des neutrinos qui nous viennent du soleil, il existe une autre source de neutrinos qui nous viennent de la collision des rayons cosmiques, constitués pour 90% de protons, avec les atomes de l'atmosphère terrestre, principalement l'azote et l'oxygène, pour produire une cascade de gerbes résultant de la production de plusieurs mésons instables, pions et kaons, qui se désintègrent à leur tour en muons et neutrinos muoniques (cf. figure 2.12).

Les muons à leur tour se désintègrent en électrons accompagnés de deux neutrinos, l'un de saveur électronique, l'autre de saveur muonique, comme l'indiquent les réactions suivantes :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.22}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.23}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

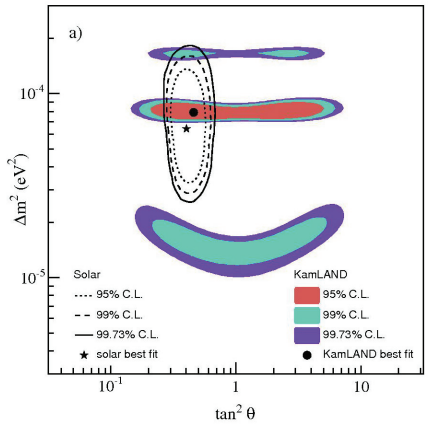


Figure 2.11 – *Contours des paramètres d'oscillation dans Kamland croisés avec les résultats des neutrinos solaires [24].*

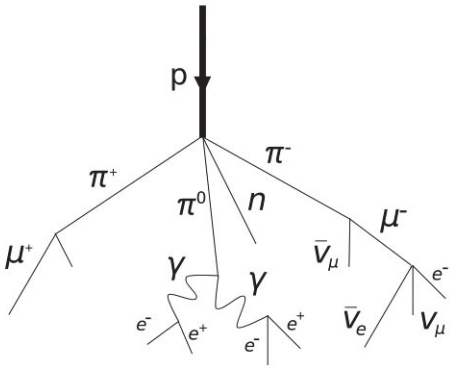


Figure 2.12 – *Collision des rayons cosmiques avec les atomes de l'atmosphère terrestre.*

Il y a en principe deux fois plus de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques que de neutrinos et d'anti-neutrinos électroniques. Le rapport donne ≈2.

Les muons énergétiques (E>2 GeV) peuvent traverser toute la couche atmosphérique et atteindre le sol sans s'être désintégrés. C'est pourquoi ce rapport est légèrement supérieur à 2. L'incertitude expérimentale du rapport des flux est de l'ordre de 5% dominé par les erreurs de mesure.

Deux types de détecteurs ont été utilisés pour observer les interactions des neutrinos atmosphériques : la détection de la radiation Cerenkov dans l'eau, et les calorimètres qui utilisent le fer comme élément passif.

Les résultats des mesures sur la détection des neutrinos atmosphériques s'expriment à travers un double rapport :

$$R = \frac{(\frac{N_\mu}{N_e})_{observ}}{(\frac{N_\mu}{N_e})_{attendu}} \tag{2.24}$$

Les neutrinos atmosphériques ont des énergies relativement élevées : $0.1 < \mathrm{E} < 100 GeV$. A ces énergies, il devient possible de mener des expériences de disparition en déterminant la valeur de R comme dans les expériences FREJUS, NUSEX et SOUDAN2 (1997), utilisant un détecteur calorimétrique, ou les expériences IMB (1991), Kamiokande (1988) et Super-Kamiokande (1998) qui utilisent

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

les Cerenkov à eau.

Ce rapport R présente l'intérêt d'annuler de multiples erreurs systématiques et théoriques. Les expériences citées ci-dessus ont donné les résultats suivants (cf. figure 2.13). Le fait que R soit inférieur à 1, a été interprété, jusqu'aux résultats de CHOOZ et SuperKiamokande, comme étant dû à différentes formes d'oscillation, soit une oscillation $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ soit $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$.

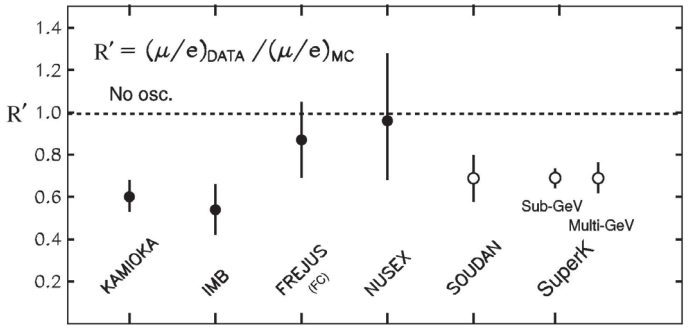


Figure 2.13 – *Représentation des valeurs de R obtenues dans différentes expériences.*

2.2.1 CHOOZ : limite d'exclusion de l'oscillation $\nu_e \longrightarrow \nu_\mu$

Le projet CHOOZ caractérisé par une expérience à longue distance, c'est-à-dire ayant une gamme du rapport L/E (≈300 Km/GeV) assez grand pour couvrir la région des neutrinos atmosphériques, permet d'étudier l'oscillation $\bar{\nu_e} \rightarrow \bar{\nu_\mu}$ en utilisant le flux d'anti-neutrinos ($\approx 100\%\bar{\nu_e}$) produits par deux centrales nucléaires dont l'énergie moyenne est environ 3 MeV.

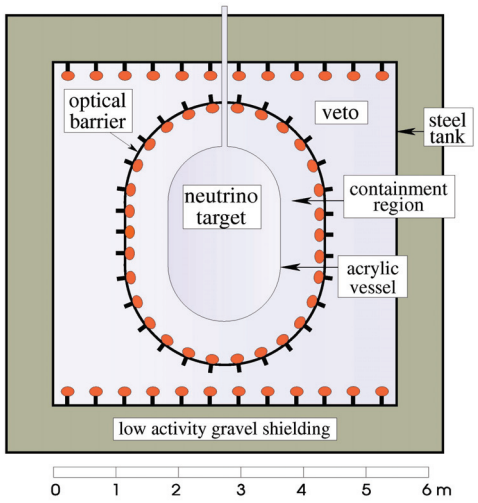


Figure 2.14 – *Le détecteur dans l'expérience de CHOOZ.*

CHOOZ a cherché à mesurer l'intensité et le spectre d'énergie des neutrinos. Les neutrinos sont détectés via la désintégration inverse bêta :

$$p + \bar{\nu_e} \rightarrow n + e^+ \tag{2.25}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Le détecteur CHOOZ (cf. figure 2.14) est constitué d'un cylindre de 5.5 mètres de diamètre et de 5.5 mètres de hauteur qui est entouré par une couche de 75 centimètres de sable de faible activité contenu dans un moule en acier de 14 centimètres d'épaisseur. A l'intérieur de ce cylindre, le détecteur comprend 3 régions. La première est une cible faite de plexiglas transparent contenant 5 tonnes de scintillateur enrichi au gadolinium. Le gadolinium permet de capturer rapidement le neutron produit par la réaction ci-dessous :

$$n + Gd \rightarrow Gd^* \rightarrow Gd + \sum \gamma \tag{2.26}$$

La deuxiène région contient 17 tonnes de scintillateur non dopé pour collecter environ 99% de l'énergie des e^+ issus de l'interaction d'un $\overline{\nu_e}$ et environ 95% de l'énergie des γ générée par les neutrons lorsque leur dépôt d'énergie est supérieur à 6 MeV [25]. Cette deuxième région est formée par un réservoir en plastique opaque avec 192 photomultiplicateurs. La troisième région contient 19 tonnes de scintillateur non dopé servant de veto contre les rayons cosmiques et la radioactivité naturelle. Cette troisième région est dotée de deux rangées de photomultiplicateurs.

L'expérience CHOOZ a montré que le flux mesuré sur le flux prédit est de :

$$R = 1.01 \pm 0.028(stat) \pm 0.027(syst) \tag{2.27}$$

L'accord entre entre le flux mésuré et le flux attendu permet à CHOOZ de définir une région d'exclusion sur les paramètres d'oscillation pour l'oscillation ν_e (cf. figure 2.15). Ce résultat est important, car jusqu'en 1998 l'oscillation des neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques n'était pas encore découplée. L'exclusion de l'oscillation $\overline{\nu_e}$ dans la région atmosphérique a montré que cette oscillation n'est pas le fait des ν_e, mais des $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, ce qui implique deux Δm^2 indépendants (solaires, atmosphériques).

2.2.2 SuperKamiokande : mise en évidence du déficit de neutrinos atmosphériques

L'expérience Super-Kamiokande représente une autre étape importante, car elle a permis de confirmer les résultats de Kamiodande en mettant en évidence une forte dépendance du déficit de neutrinos atmosphériques ν_μ en fonction de l'angle zénithal. L'approche adoptée par Kamiokande et Super-Kamiokande consiste à détecter les neutrinos atmosphériques en fonction de la distance parcourue qui varie de 15 kilomètres environ, pour ceux qui viennent directement de l'atmosphère, à $\sim$ 12500 kilomètres pour ceux qui ont traversé la Terre (cf.figure 2.16). D'autre part, ces détecteurs peuvent différencier dans les interactions en courant chargé les ν_e des ν_μ grâce à la forme des anneaux dûs à la lumière Cerenkov émise par les électrons ou les muons produits . La reconstruction de la direction du lepton chargé permet aussi de déterminer la direction du neutrino.

La distribution angulaire zénithale des neutrinos atmosphériques (cf. figure 2.17) montre clairement un déficit des neutrinos muoniques venant d'en bas, contrairement à ceux qui viennent d'en haut. Pour les neutrinos électroniques, le nombre de neutrinos mesurés correspond bien au nombre attendu, ce qui confirme les résultats de CHOOZ. Car s'il y avait une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, on aurait observé un excès de neutrinos électroniques. Or ce n'était pas le cas. De là vient que l'oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est mise en avant pour expliquer le déficit observé.

Super-Kamiokande a aussi permis de définir de nouveaux contours d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ($sin^2 2\theta$, Δm^2) en fonction de deux méthodes d'analyse impliquant soit l'angle zénithale, soit le rapport L/E (cf. figure 2.18).

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

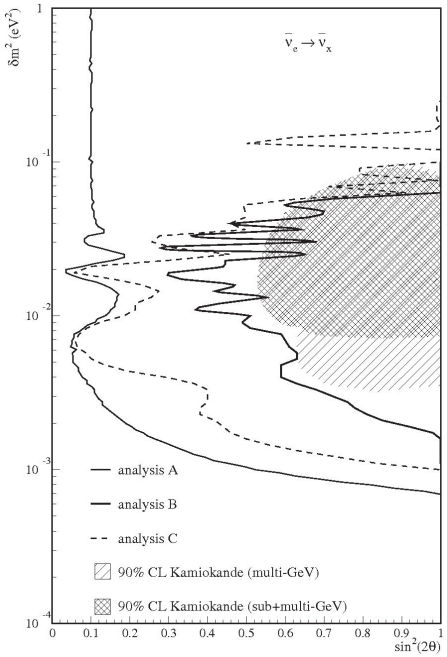


Figure 2.15 – *Contours à 90% C.L. pour l'oscillation obtenus avec les 3 analyses. L'analyse A compare le flux prédit et le flux mesuré : elle est basée sur une normalisation absolue. L'analyse B est basée sur une comparaison des mesures faites avec les 2 réacteurs de la centrale, le flux de ν_e mesuré par l'un des réacteurs étant normalisé par l'autre. L'analyse C est intermédiaire et se base sur la comparaison des formes du spectre en énergie prédit et mesuré [25].*

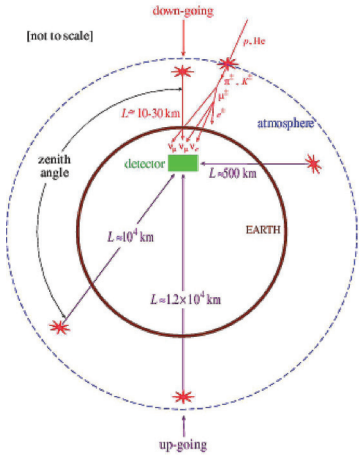


Figure 2.16 – *Représentation des neutrinos atmosphériques en fonction de la distance parcourue L.*

2.2.3 K2K et MINOS : confirmation du déficit des neutrinos dans le secteur atmosphérique avec une source de neutrinos terrestres contrôlée

K2K (pour Kek to Kamioka) est une expérience basée sur le principe de deux détecteurs : l'un situé à KEK tout proche d'un faisceau de neutrinos muoniques, l'autre situé à Kamioka correspondant au détecteur Super-Kamiokande. Cette expérience a permis d'observer le phénomène de disparition des ν_μ dans le secteur atmosphérique, mais n'a pas permis d'obtenir une mesure précise du Δm^2_{23} qui était estimé entre 1.9 et 3.5 $\times 10^{-3}$ à 90% de niveau de confiance en raison d'une statistique trop faible due

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

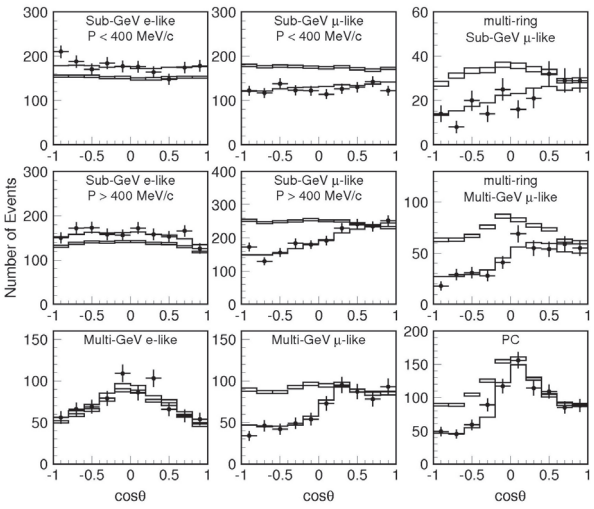


FIGURE 2.17 – *Distribution angulaire zénithale pour les événements fully-contained 1-ring, multi-ring et partially-contained. Le meilleur fit est obtenu pour une oscillation* $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ *avec* $sin^2 2\theta = 1.00$ *et* $\Delta m^2 = 2.1 \cdot 10^{-3} eV^2$ *[26].*

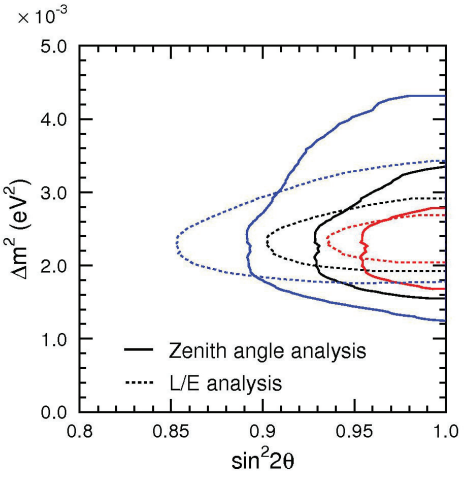


FIGURE 2.18 – *Contours de confiance à 68, 90 et 99% des paramètres d'oscillation en fonction soit de l'angle zénithale, soit du rapport L/E. La méthode d'analyse en fonction de l'angle zénithale est plus précise pour la mesure de l'angle de mélange, alors que l'autre méthode en fonction du rapport L/E est plus précise pour la mesure du* Δm^2.

à un problème d'intensité du faisceau.

K2K cherchait par ailleurs à observer l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ qui dans le formalisme à trois saveurs doit être présente avec le Δm^2_{23} et une amplitude dépendante de l'angle θ_{13}, et ce en utilisant une statistique de 9.2 $\times 10^{19}$ protons sur cible correspondant à 5 années de prises de données, de juin 1999 à novembre 2004. Le faisceau est composé à 97.3% de ν_μ avec une contamination de $\nu_e/\nu_\mu \sim 0.013$, $\overline{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 0.015$ et $\overline{\nu}_e/\nu_\mu \sim 1.8 \times 10^{-4}$. En comparant le nombre de ν_e détecté avec le détecteur SK avec le nombre attendu, aucune preuve n'a été obtenue pour un signal d'apparition de ν_e en raison de la limitation au niveau de la statistique.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Cela a permis cependant de tracer une limite sur les paramètres d'oscillation de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Par contre, la détection de 112 interactions ν_μ dans le détecteur de SK, interactions comparées aux $158.1^{+9.2}_{-8.6}$ attendues dans le cas d'une non oscillation, confirme le phénomène de disparition des ν_μ dans le secteur atmosphérique [27]. Avec un $\Delta m^2_{13} = 2.8 \times 10^{-3} eV^2$, l'analyse de la disparition de ν_μ a permis de poser une limite à $sin^2(2\theta_{13}) < 0.13$ avec 90% de niveau de confiance (cf. figure 2.19). Comparée aux résultats de CHOOZ où $sin^2(2\theta_{13}) < 0.1$, cette limite est légèrement plus élevée.

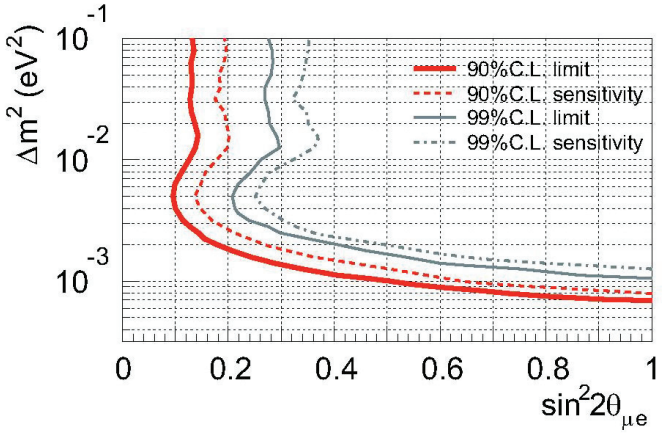


Figure 2.19 – *Contour des paramètres d'oscillation dans l'expérience K2K [28].*

Quelques années après K2K, l'expérience MINOS pour Main Injector Neutrino Oscillation Search vient confirmer en 2006 les résultats de Super-Kamiokande en apportant une meilleure précision dans la mesure de Δm^2 dans le secteur atmosphérique. Le déficit des neutrinos dans ce secteur est directement observé grâce à l'installation de deux détecteurs, l'un situé au Fermilab, très proche du flux de neutrinos produit par un faisceau de neutrinos (92.9% ν_μ, 5.8% $\overline{\nu_\mu}$, 1.2% ν_e et 0.1% $\overline{\nu_e}$), l'autre situé dans la mine de Soudan à 735 km du premier. La mesure de la variation du spectre en énergie entre le détecteur proche et lointain permet de déterminer le Δm^2 et l'angle de mélange.

Le détecteur MINOS de type calorimétrique (cf. figure 2.20) est constitué de plaques de fer magnétisé alternées avec des plaques de plastique scintillateur. Le détecteur lointain a un poids de 5.4 kilo-tonnes, alors que le détecteur proche a un poids de 980 tonnes. Le champ magnétique créé dans les plans fait de fer vient courber la trajectoire des muons produits par l'interaction des neutrinos muoniques, permettant ainsi de différencier entre les interactions de neutrinos et d'anti-neutrinos.

A partir de 2005, MINOS commence l'acquisition des données sur les interactions de neutrinos, où il observe un déficit de neutrinos ν_μ pour des énergies inférieures à 5 GeV (cf. figure 2.21). En 2006, MINOS publie ses premiers résultats sur les paramètres d'oscillation des neutrinos muoniques dans le secteur atmosphérique avec $\Delta m^2_{23} = 2.74^{+.044}_{-0.26} \times 10^{-3} eV^2$ et $sin^2(2\theta_{23}) > 0.87$ (68% de niveau de confiance) [29].

Ayant doublé le nombre de protons envoyé sur une cible de graphite permettant de produire le faisceau (3.4×10^{20} pot), MINOS publie en 2008 des résultats plus précis avec $\Delta m^2_{23} = 2.43^{+0.13}_{-0.13} \times 10^{-3} eV^2$ (68% de niveau de confiance) et $sin^2(2\theta_{23} > 0.90$ (90% de niveau de confiance). Les contours des paramètres d'oscillations sont représentés dans la figure 2.22.

Avec un nombre de protons sur cible équivalent à 7.2×10^{20} pot, les résultats obtenus en 2010 montrent que, dans le cas d'une non oscillation 2451 interactions ν_μ sont attendus, alors que 1986 événements sont détectés. Ce qui confirme le phénomène de disparition des ν_μ, par contre le phénomène d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ n'a pas été observé. Les nouvelles valeurs calculées sont : $\Delta m^2_{23} = 2.35^{+0.11}_{-0.08} \times$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

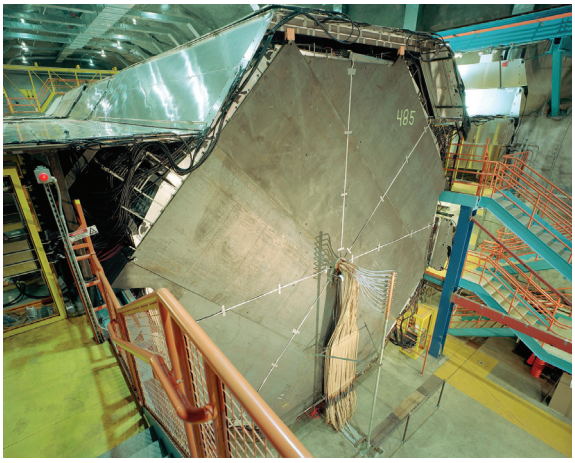


Figure 2.20 – *Photo d'un des deux détecteurs MINOS.*

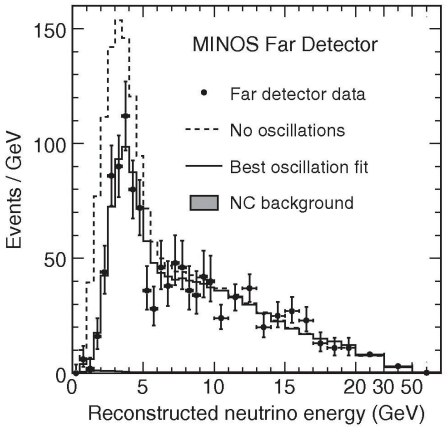


Figure 2.21 – *Distribution des interactions ν_μ en fonction de l'énergie [30].*

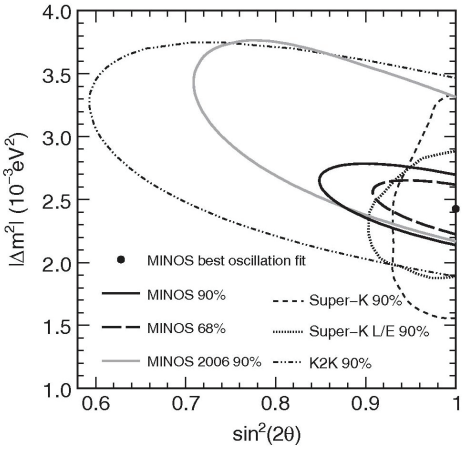


Figure 2.22 – *Contour des paramètres d'oscillation dans MINOS et d'autres expériences [30]. Les mesures de disparition de ν_μ dans MINOS permettent d'avoir un Δm^2 plus précis que dans SK et K2K.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$10^{-3}eV^2$ (68% de niveau de confiance), $sin^2(2\theta_{23} > 0.91$ (90% de niveau de confiance) et $sin^2(2\theta_{13} < 0.12$ (hiérarchie normale) ou $sin^2(2\theta_{13} < 0.20$ (hiérarchie inversée) (90% de niveau de confiance) [31].

Jusqu'à présent, toutes les expériences qui ont été menées étaient toutes basées sur l'observation du phénomène de disparition des neutrinos qu'ils soient de type solaires ou atmosphériques. OPERA, que nous allons décrire à partir du chapitre suivant, est la première expérience, actuellement en cours, qui tente de montrer l'existence du phénomène d'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique par l'apparition du tau dans un faisceau de ν_μ suivant l'hypothèse la plus probable pour expliquer les mesures faites sur la disparition des neutrinos atmosphériques.

2.2.4 Synthèse des résultats des oscillations de neutrinos solaires et atmosphériques

Les résultats croisés de Kamland et de SNO nous permettent d'avoir les paramètres d'oscillations pour les neutrinos solaires qui sont les suivants :

$$\Delta m^2_{21} = 7.65^{+0.23}_{-0.20} \times 10^{-5} eV^2$$

$$sin^2\theta_{12} = 0.304^{+0.022}_{-0.016}$$

Et ceux de MINOS et de SK_{atm}, nous permettent d'avoir pour les neutrinos atmosphériques les paramètres d'oscillations qui sont les suivants :

$$\left|\Delta m^2_{23}\right| = 2.40^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{-3} eV^2$$

$$sin^2\theta_{23} = 0.50^{+0.007}_{-0.06}$$

Enfin, CHOOZ a permis de contraindre l'angle de mélange θ_{13} à 3σ :

$$sin^2\theta_{13} < 0.056$$

Etant donné que Δm^2_{21} est très petit, on a $\Delta m^2_{13} \sim \Delta m^2_{23}$. Une des premières priorités sera de mesurer avec précision l'angle de mélange θ_{13}.

Concernant la hiérarchie des masses pour les neutrinos de saveur, les Δm^2 ne permettent pas de connaître l'ordre dans lequel s'établit la hiérarchies des masses. Etant donné que seule la valeur absolue de Δm^2_{23} est connue, deux schémas sont alors possibles : la hiérarchie dite normale et la hiérarchie dite inversée (cf. figure 2.23).

2.2.5 LSND, Karmen et MiniBoone : ou un hypothétique quatrième neutrino stérile ?

Le Modèle Standard ne prévoit que l'existence de 3 neutrinos couplés au Z^0. Les masses de ces neutrinos sont inférieures à la moitié de la masse du Z^0, mesure faite au LEP sur la largeur de désintégration du Z^0. Aussi les oscillations entre les neutrinos de saveur dans ce modèle sont décrites par deux Δm^2 différents. Les expériences que nous avons passées en revue jusque là ont permis d'observer et de mesurer le déficit des neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques et de calculer Δm^2_{21} et Δm^2_{31}.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

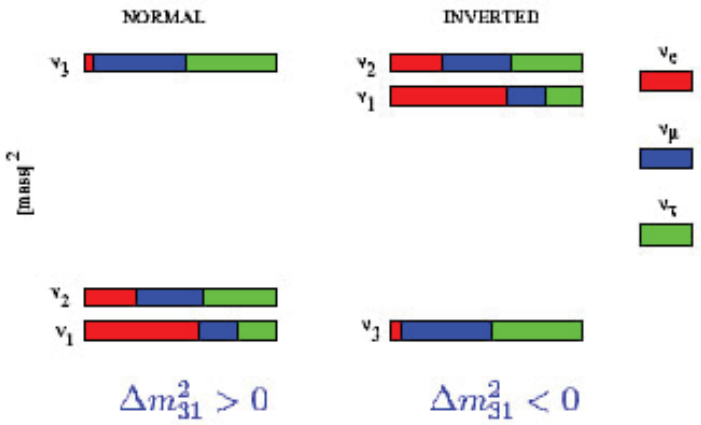


FIGURE 2.23 – *Schémas de la hiérarchie de masse des neutrinos suivant le signe de Δm^2_{31} : hiérarche normale (fig. de gauche) et hiérarchie inversée (fig. de droite).*

Or en cherchant les oscillations $\overline{\nu}_\mu \rightarrow \overline{\nu}_e$ dans un régime dit à court distance, l'expérience LSND (Liquid Scintillator Neutrino Dectector, Los Alamos, USA) a observé, entre 1993 et 1998, $88 \pm 22 \pm 6$ événements compatibles avec des interactions $\overline{\nu}_e$. L'excès d'interactions $\overline{\nu}_e$ est alors interprété comme étant dû à l'oscillation des $\overline{\nu}_\mu$ contenus dans le faisceau. La possibilité d'une oscillation de l'ordre de 0.2% pour un $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ est alors avancée.

Ce résultat controversé est en contradiction avec les résultats sur les neutrinos solaires et atmosphériques dont les Δm^2 sont beaucoup plus faibles. L'existence de trois Δm^2 différents conduit alors à l'introduction d'un quatrième neutrino, appelé *stérile*, qui n'aurait pas de couplage avec le Z^0.

Dans une expérience similaire à LSND, Karmen (KArlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment, Rutherford, UK) n'a pas observé l'excès rapporté par LSND.

Pour lever toute ambiguïté sur les résultats de LSND, l'expérience MiniBooNE (Booster Neutrino Expériment) a été conçue. Fin mars 2007, elle a livré ses premiers résultats selon lesquels aucun excès d'événements $\overline{\nu_e}$ n'a été observé par rapport au bruit de fond pour des neutrinos d'énergies supérieures à 475 MeV. De plus, elle a exclu, avec un niveau de certitude à 98%, les excès d'oscillations de neutrinos interprétés par LSND.

Les résultats préliminaires de 2010 avec une statistique de 5.66×10^{20} pot permettent d'exclure à 99.4% les excès d'oscillations de neutrinos en question, mais montrent par contre un petit excès de l'ordre de 2.1σ pour les interactions $\overline{\nu_e}$ pour des énergies comprises entre 475 et 1250 MeV (cf. figure 2.24) [33].

2.3 Mesure de la masse des neutrinos

En parallèle aux expériences sur les oscillations qui sont sensibles à la différence de masse, d'autres expériences cherchent à mesurer de manière directe ou indirecte la masse absolue des neutrinos. En tenant compte des résultats sur les paramètres d'oscillations ($sin^2\theta_{12}$, $sin^2\theta_{23}$, m^2_{21} et $\left|\Delta m^2_{23}\right|$), il est possible de calculer dans le cadre de modèle l'échelle des masses en fonction de la hiérarchie des masses, normale ou inversée, comme le montre la figure 2.25.

Il existe deux façon de mesurer la masse des neutrinos, soit par la mesure directe dans la radioactivité β, soit par le mesure indirecte de la double désintégration β sans neutrinos.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

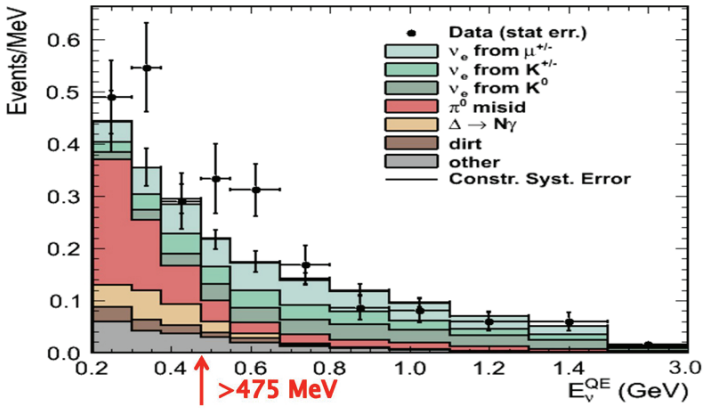


Figure 2.24 – *Nombre d'événements $\overline{\nu_e}$ observés en fonction de l'énergie [33].*

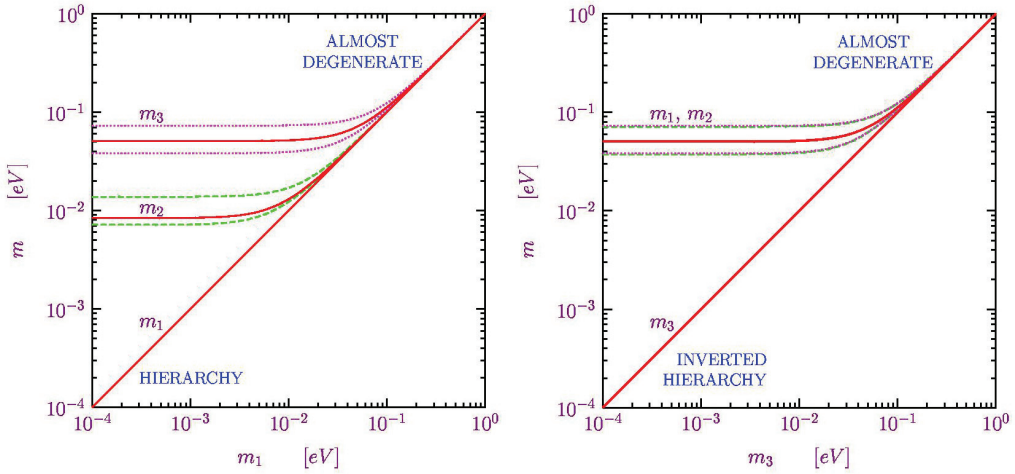


Figure 2.25 – *Echelle des masses effectives suivant la hiérarchie des masses, normale (fig. de gauche) ou inversée (fig. droite) [32].*

2.3.1 Katrin : mesure directe de la masse de ν_e

En 2001, les expériences Mainz et Troitsk en atteignant leur limite intrinsèque de sensibilité ont posé respectivement $m_{\nu_e} < 2.3eV$ (95% CL) et $m_{\nu_e} < 2.05eV$ (95% CL). L'expérience KATRIN (Karlsruhe Tritium Neutrino), dans la même lignée que Mainz et Troitsk, cherche à mesurer la masse du neutrino avec une précision de 0.2 eV en examinant le spectre en énergie des électrons émis par la radioactivité β du tritium dont la demi-durée de vie est de 12.32 années. Dans la désintégration β un neutron d'un noyau se convertit en proton en émettant un électron et anti-neutrino électronique.

$$^3H \rightarrow {}^3He + e^- + \overline{\nu}_e$$

Les électrons et neutrinos émis partagent seulement 18.57 keV d'énergie entre eux. Dans la plupart des cas, l'électron et le neutrino emportent avec eux à peu près la même quantité d'énergie. Cependant dans de rare cas, l'électron emporte presque toute l'énergie et le neutrino pratiquement rien. En sélectionnant l'énergie de l'électron, il est possible d'observer très précisément la queue de la distribution en énergie de l'électron (cf. figure 2.26). Si le neutrino a de la masse, il doit transporter au moins une quantité d'énergie équivalente à sa masse.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

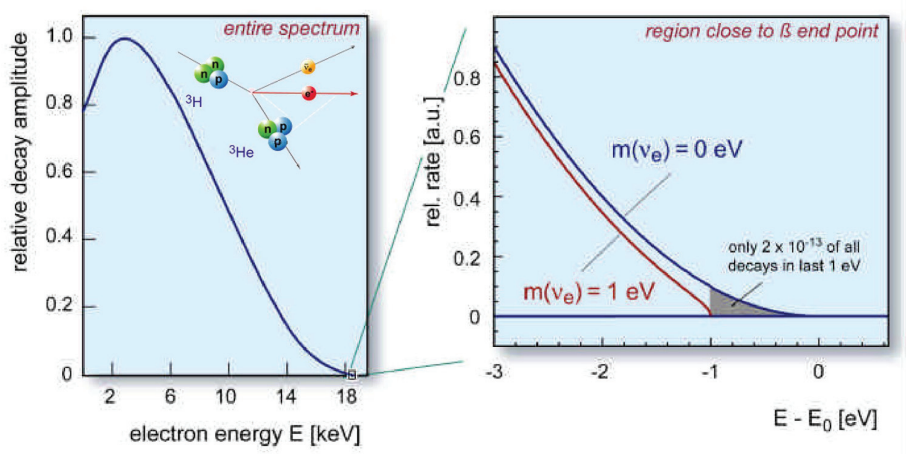


Figure 2.26 – *Distribution en énergie de l'électron dans la radioactivité β du Tritium.*

Le dispositif expérimental de KATRIN [34] est composé d'une source gazeuse de Tritium refroidie à 27 K, injectée à une pression de 3.4×10^{-3} *mbar* au centre d'une chambre ouverte (WGTS). Celle-ci est reliée à une série de trois pompes différentielles (DPS) et d'une pompe cryogénique (CPS) qui acheminent le tritium vers le spectromètre qui utilise une combinaison entre champ magnétique et champ électrique freinant pour déterminer l'énergie des électrons issus de la radioactivité β du tritium avec une précision de 0.93 eV sur son énergie. En bout du dispositif, un détecteur compte le nombre de β-électrons (cf. figure 2.27).

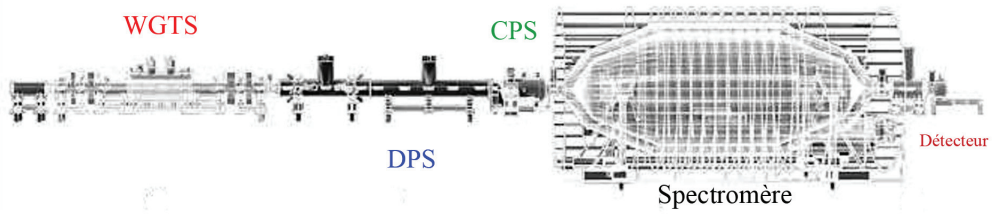


Figure 2.27 – *Vue schématique de l'ensemble expérimental de KATRIN.*

Les premières prises de données devraient commencer en 2012 sur une durée de cinq ans. Avec la sensibilité de KATRIN, l'échelle de masse du ν_e dans la désintégration β du Tritium en fonction respectivement de la masse la plus petite m_1 et m_3 dans la hiérarchie normale et inversée est représentée dans la figure 2.28.

2.3.2 La double désintégration β sans neutrinos

La nature Dirac ou Majorana des neutrinos reste une question ouverte importante. Du point de vue théorique, si le neutrino est une particule massive de type Majorana, il est possible d'observer une double désintégration β sans neutrino, du fait de l'annihilation du neutrino ν_e avec son anti-neutrino $\overline{\nu}_e$ qui lui est identique (cf. figure 2.29).

Dans la nature, il existe environ 60 isotopes capables de subir une double désintégration β. Jusqu'à présent 10 d'entre eux ont été observés via ce mode de désintégration bien que ce soient des événements rares avec une période de demi-vie supérieure à 10^{19} ans : ^{48}Ca, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{96}Zr, ^{100}Mo, ^{116}Cd, ^{128}Te, ^{130}Te, ^{150}Nd et ^{238}U. Si le processus de désintégration double β sans neutrinos existe, la période de demi-vie atteint alors 10^{25} ans.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

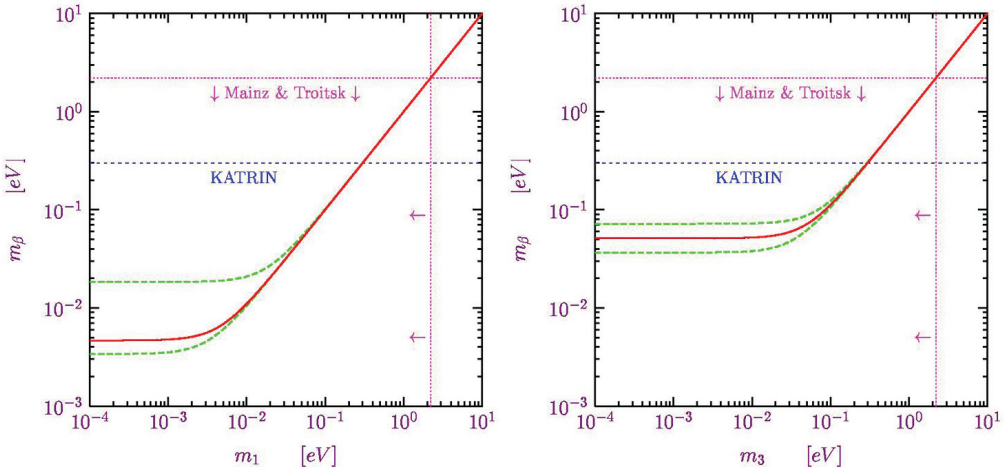


Figure 2.28 – *Echelle de masse effective du neutrino ν_e dans la désintégration β du Tritium en fonction respectivement de la masse la plus petite m_1 et m_3 dans la hiérarchie normale et inversée [32].*

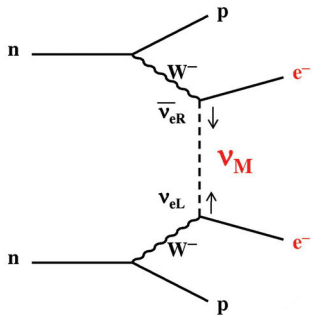


Figure 2.29 – *Schéma de la double désintégration β sans neutrinos.*

En mesurant directement l'énergie des deux électrons émis dans la désintégration double β, il est possible de reconnaître une désintégration sans neutrinos $\beta\beta(0\nu)$ par l'observation d'un petit pic d'énergie en queue de la distribution (cf. figure 2.30).

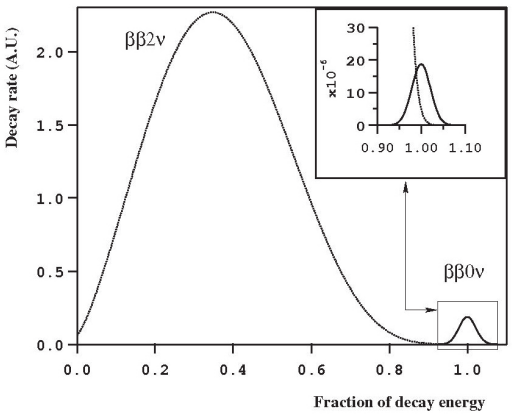


Figure 2.30 – *Distribution de la somme des énergies des deux électrons dans la double désintégration β.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

En mesurant la période de demi-vie $T^{0\nu}_{1/2}$ d'un isotope par comptage du nombre de désintégrations $\beta\beta(0\nu)$

$$\left[T^{0\nu}_{1/2}\right]^{-1} = ln2\frac{\epsilon N_{noyaux} t}{N_{\beta\beta}}$$

où ϵ est l'efficacité du détecteur, N_{noyaux} le nombre de noyaux actifs, t le temps mesuré et $N_{\beta\beta}$ le nombre de désintégrations $\beta\beta(0\nu)$ observées,

on peut calculer la masse effective du neutrino $\langle m_\nu \rangle$ par la formule

$$\left[T^{0\nu}_{1/2}\right]^{-1} = G^{0\nu} \left|M^{0\nu}\right|^2 \langle m_\nu \rangle^2$$

où $G^{0\nu}$ est l'intégrale de l'espace des phases qui peut être calculée de manière exacte, $\left|M^{0\nu}\right|^2$ est la matrice nucléaire de l'isotope [35].

Les masses m_i des neutrinos peuvent alors être calculées indirectement par l'équation

$$\langle m_\nu \rangle = \sum m_i U^2_{ei} = cos^2\theta_{12} cos^2\theta_{13} m_1 + sin^2\theta_{12} cos^2\theta_{13} e^{i\alpha} + sin^2\theta_{13} e^{i\beta} m_3$$

où α et β sont les deux phases supplémentaires de violation CP liées à la nature majorana du neutrino. En fonction de la hiérarchie des masses et des paramètres d'oscillation, la prédiction des masses est représente par la figure 2.31.

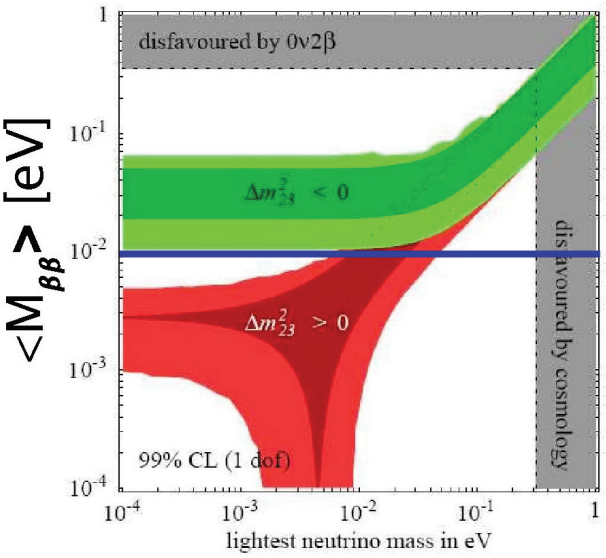


Figure 2.31 – *Echelle de masse effective du neutrino ν_e dans la désintégration $\beta\beta(0\nu)$ en fonction de la masse la plus petite m_1 et m_3 dans la hiérarchie normale et inversée [36]. La ligne bleue repésente la limite de sensibilité des expériences de la prochaine génération $\beta\beta(0\nu)$.*

Les expériences Heidelberg-Moscow et IGEX ont posé une limite supérieure à $\langle m_\nu \rangle$ entre 0.33 eV et 1.35 eV pour une période de demi-vie de l'isotope ^{76}Ge supérieure à 1.6×10^{25} années. Cette grande incertitude est due à la difficulté de calculer la matrice nucléaire $M^{0\nu}$. Actuellement plusieurs expériences en cours de réalisation cherchent à repousser la limite de $\langle m_\nu \rangle$ jusqu'à 10 meV : CUORE, EXO, GENIUS, GERDA, Majorana, MOON, XMASS, NEMO.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

A cette limite, la dégénérescence des masses va pouvoir être levée avec la possibilité d'exclure la hiérarchie inversée. Ces expériences doivent en outre confirmer ou infirmer l'observation supposée d'une désintégration $\beta\beta(0\nu)$ par l'expérience Heidelberg-Moscow dont l'évidence statistique est très discutable.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 3

OPERA, expérience d'apparition de l'oscillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$

Les observations faites sur les oscillations de neutrinos solaires, atmosphériques ou terrestres ont montré que les neutrinos d'états propres de saveur $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ sont un mélange de différents états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3). Un neutrino produit dans un état propre de saveur peut être détecté dans un autre état de saveur suite à son évolution temporelle. Jusqu'à présent, les oscillations de neutrinos ont été observées à travers la disparition des neutrinos depuis la source qui les a vus naître. Une expérience basée sur une observation directe de l'apparition de saveur d'un neutrino différent de celui produit initialement est actuellement la pièce manquante pour confirmer de manière indiscutable le phénomène d'oscillation des neutrinos.

OPERA (Oscillation Projet with Emulsion-tRacking Apparatus) [37] est la première expérience conçue pour observer l'apparition de ν_τ à partir d'une oscillation de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le faisceau CNGS allant du CERN vers le grand laboratoire souterrain du Gran Sasso, à 730 km de distance, où est installé le détecteur.

Le CNGS (Cern Neutrinos to Gran Sasso) est un faisceau composé principalement de ν_μ dont l'énergie moyenne est 17 GeV, avec une contamination d'environ 2.1% de $\overline{\nu}_\mu$ et de 0.9% de ν_e et de $\overline{\nu}_e$ (au niveau des interactions en courant chargé, CC). L'énergie du faisceau a été optimisée pour produire un nombre maximal d'événements ν_τ CC dans le détecteur, en faisant un compromis entre la section efficace en courant chargé des ν_τ qui va croissant avec l'énergie, et la probabilité d'oscillation des neutrinos qui est favorisée dans les faibles énergies.

A cette énergie, le τ produit se désintègre à très courte distance, de l'ordre de 1 mm. Ce qui a amené à l'utilisation des émulsions nucléaires photographiques dont la résolution spatiale, de l'ordre du micron, permet l'observation de la topologie de désintégration du tau. Cette technique, utilisée précédemment dans l'expérience de CHORUS et DONUT, a été conçue pour identifier le τ et sa désintégration à partir d'une observation topologique. La désintégration $\tau \rightarrow e$ dans l'expérience OPERA peut être aussi utilisée dans la recherche d'une oscillation dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, bien que le faisceau CNGS n'a pas été optimisé dans ce but.

OPERA est un détecteur hybride (cf. figure 3.1) combinant à la fois la technique d'une détection électronique en temps réel et la technique de la chambre de brouillard d'émulsion ou ECC (Emulsion Cloud Chamber). Le détecteur passif OPERA est un détecteur massif composé de 150 000 briques. Chaque brique utilise le principe appelé 'chambre à brouillard d'émulsion'. Cette technique consiste à

alterner des feuilles de plomb, utilisées comme cible, avec des émulsions nucléaires dont la précision de reconstruction des traces est de l'ordre du micron.

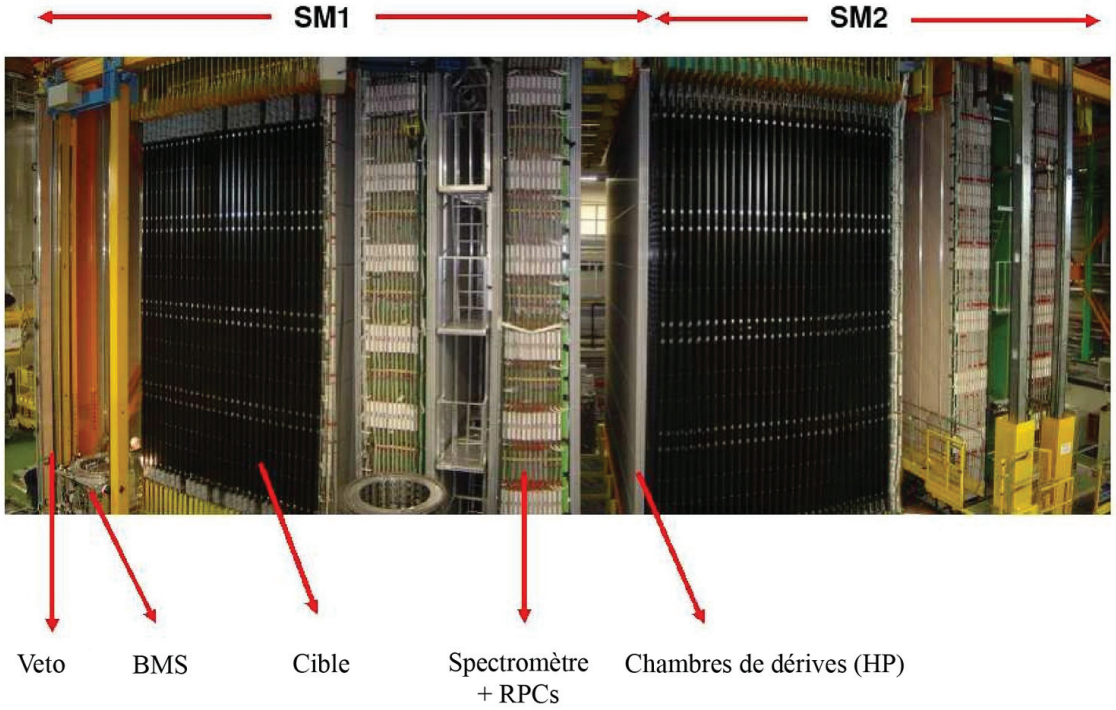


Figure 3.1 – *Photo du détecteur.*

Le détecteur comprend également deux spectromètres avec des plaques de fer magnétisé de 5 cm d'épaisseur alternées avec des détecteurs RPC (Resistive Plate Chamber) associés à six ensembles de tubes à dérive (Precision Trackers) pour la mesure de la charge et de l'impulsion du muon. Un double plan de RPC (VETO) est situé devant le détecteur et sert au rejet des particules extérieures à la cible.

L'installation du détecteur OPERA dans le Hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso a débuté en 2003 et s'est achevée en 2007. Les premières prises de données avec la cible complète et le faisceau à haute intensité ont commencé en mai 2008 et doit se poursuivre pendant 5 ans.

3.1 Description générale du faisceau CNGS

Le CNGS est un faisceau de neutrinos [38] produit de la manière suivante. Des protons de $400GeV$ extraits de l'accélérateur SPS entrent en collision avec une cible de graphite, très résistante au choc thermique, pour produire des pions et des kaons (π/K). Les π/K chargés positivement d'énergie (20 à 50 GeV) sont focalisés et orientés vers le Gran Sasso au moyen de deux lentilles magnétiques, appelées "$horn$" et "$reflector$" ; cela permet ainsi de multiplier par 10 le flux des neutrinos au Gran Sasso par rapport au flux initial des pions et des kaons qui sont très dispersés en direction au sortir de la cible de carbone (cf. figure 3.2).

La première lentille focalise les particules positives d'une énergie moyenne de 35 GeV et défocalise les particules négatives. Les particules positives sont privilégiées car la section efficace des neutrinos ν_μ, issus de la désintégration des π^+/K^+, est deux fois plus importante que celle des anti-neutrinos.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Une deuxième lentille, appelée réflecteur, installée à 40 mètres de la première permet d'améliorer la focalisation en récupérant les particules de plus basse impulsion qui sont trop focalisées et les particules de plus haute impulsion qui ne sont pas suffisamment.

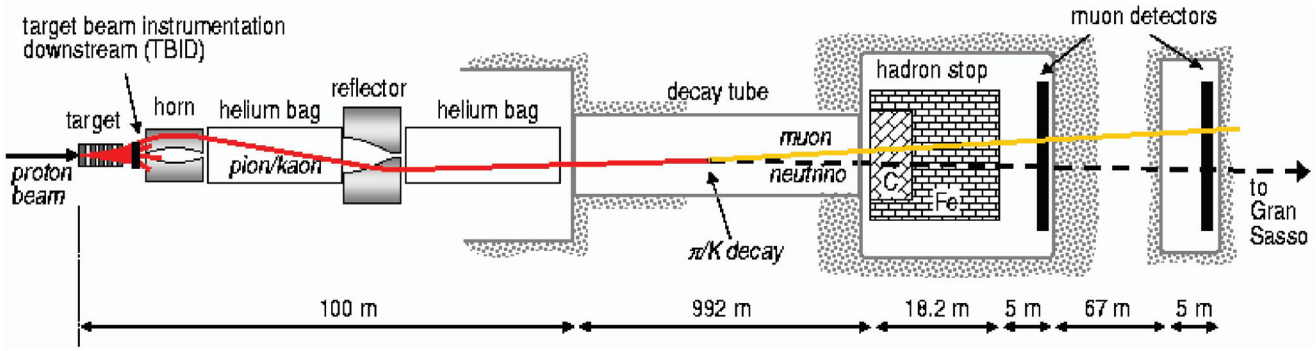


Figure 3.2 – *Principaux composants de faisceau CNGS.*

Les pions et kaons se désintègrent dans un tunnel sous vide long d'un kilomètre pour donner des muons associés à des neutrinos qui de manière générale continuent leur trajectoire dans la même direction que leurs parents. Tous les protons qui n'ont pas interagi dans la cible de graphite, les pions et les kaons qui ne se sont pas désintégrés en vol sont arrêtés par un bloc de 18 mètres d'épaisseur constitué de graphite et de fer. Les neutrinos et une partie des muons traversent ce bloc. Les muons seront tous arrêtés après 500 mètres de parcours dans la roche. Deux stations de détecteurs de muons, en forme de croix, sont placées après l'absorbeur et après 67 mètres de roche afin de mesurer l'intensité et le profil du faisceau de neutrinos qui doit être dirigé dans l'axe du Gran Sasso.

Les neutrinos parvenant au Gran Sasso ont un spectre d'énergie compris entre 5 GeV et 30 GeV environ. Le rayon du faisceau correspondant à la largeur à mi-hauteur de la distribution radiale des neutrinos est de 1.6 km. Le faisceau est constitué de $95.9\% \pm 0.07\%$ de ν_μ, de $3.5\% \pm 0.07\%$ de $\overline{\nu}_\mu$ provenant de la désintégration des π^-/K^- non déviés par les lentilles magnétiques, de $0.5\% \pm 0.003\%$ de ν_e issus de la désintégration du kaon ($K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$) et de $0.1\% \pm 0.001\%$ de $\overline{\nu}_e$. La contamination en ν_τ provenant de la désintégration du D_s^+ est négligeable, de l'ordre de 10^{-6}. Le flux de ν_μ a été optimisé pour un nombre maximal d'interactions $\nu_\mu CC$ (cf. figure 3.3).

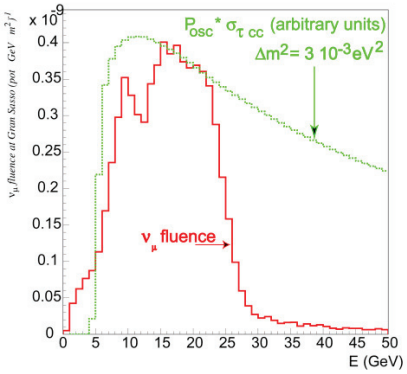


Figure 3.3 – *Optimisation du flux de neutrinos par rapport au produit de la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par la section efficace d'interaction $\nu_\tau CC$ pour $L = 732km$ et $\Delta m^2_{23} = 3 \cdot 10^{-3} eV^2$.*

Le faisceau de protons a une intensité nominale de 4.8×10^{13} protons par cycle dans le SPS ; en

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

fonctionnement normal celle-ci est de l'ordre de 4.0×10^{13} protons par cycle. Un cycle CNGS correspond à 6 secondes, durée nécessaire pour accélérer les protons jusqu'à une énergie de 400 GeV avant de les extraire et de faire baisser le courant dans les aimants afin de préparer la machine à un nouveau cycle. Vers la fin de ce cycle, deux paquets de 2.4×10^{13} protons espacés entre eux de $50ms$ sont extraits du SPS par extraction rapide (Fast Extraction). Chaque paquet a une largeur en temps de $10.5\mu s$, temps nécessaire pour vider du SPS la moitié des protons présent dans l'anneau d'accélération. Un système d'extraction lente (Slow Extraction) installé dans le SPS sert aussi à produire des faisceaux pour des tests aux autres expériences (cf. figure 3.4).

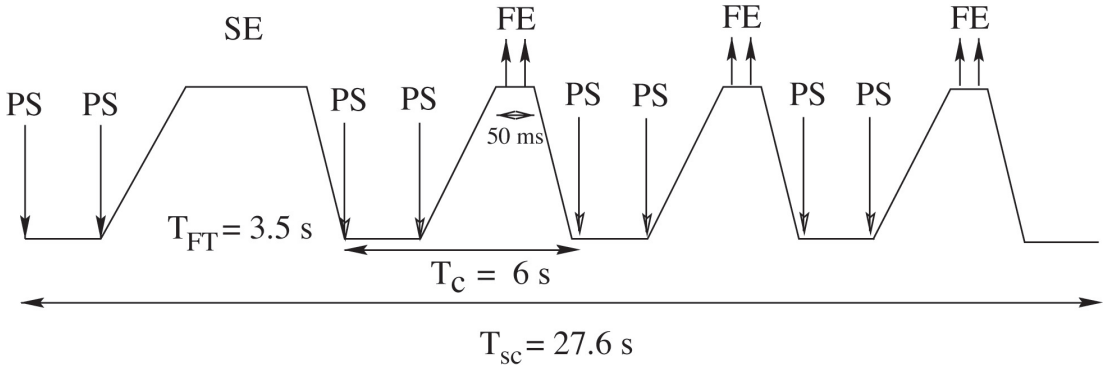


Figure 3.4 – *Cycle d'extraction de protons dans le SPS.*

3.2 Description générale du détecteur hybride

La recherche de l'apparition du ν_τ est basée sur l'observation directe de la désintégration du τ dans les interactions en courant chargé du ν_τ. Les modes de désintégration du τ sont :

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow e^-\nu_\tau\overline{\nu}_e(17.4\%)\\ \tau^- &\rightarrow \mu^-\nu_\tau\overline{\nu}_\mu(17.8\%)\\ \tau^- &\rightarrow h^-\nu_\tau(n\pi^0)(49.6\%)\\ \tau^- &\rightarrow 3\pi\nu_\tau(15.2\%)\end{aligned}$$

La topologie de désintégration du τ dans les canaux de désintégration avec une seule particule chargée produite, est une topologie en coude (ou topologie en kink) (cf. figure 3.5) avec un angle caractéristique entre la direction du τ et le produit de la désintégration. Le τ a une durée de vie moyenne de $2.9\times10^{-13}s$ et une longueur de vol moyenne $c\tau$ de 87 μm. Avec une énergie moyenne du faisceau ν_μ de 17 GeV, le τ parcourt en moyenne 0.6 mm avant de se désintégrer. Ceci nécessite une technologie ayant une haute définition spatiale, comme la technique ECC (Emulsion Cloud Chamber) mise en oeuvre sous forme de brique, qui après le '*scanning*' des émulsions photographiques permet de reconstituer les traces des interactions avec une précision de l'ordre du micron.

3.2.1 La brique ECC (Emulsion Cloud Chamber) : élément de base du détecteur

La brique ECC (cf. figure 3.6) est constituée d'une succession de feuilles de plomb d'un millimètre d'épaisseur, et de films d'émulsions photographiques de 293 ± 5 μm d'épaisseur. L'ensemble formé par la feuille de plomb et le film d'émulsion constitue une cellule ECC. Chaque brique comporte 56 cellules

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

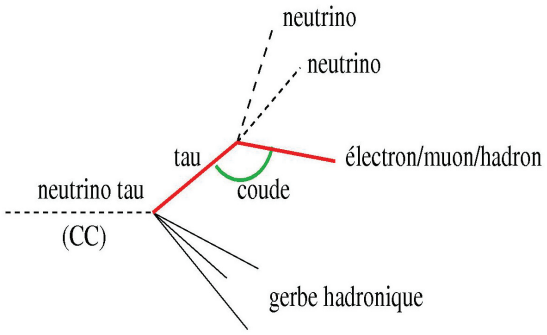


Figure 3.5 – *Topologie de la désintégration du tau.*

ECC empaquetées entre deux couvercles par des agrafes latérales. Au final, la brique pèse 8.3 kg et a comme dimensions pour la partie active $10.2 \times 12.7 \times 7.54\ cm^3$.

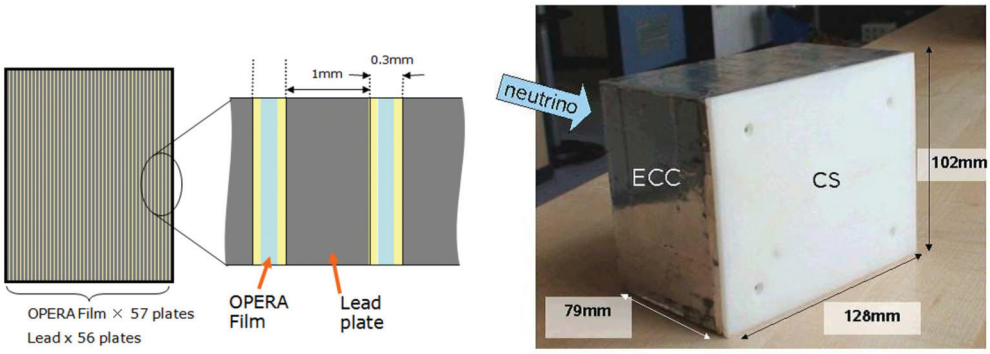


Figure 3.6 – *A gauche : vue schématique de la brique. Au centre : deux films d'émulsion intercallés entre trois feuilles de plomb. A droite : Une photo montrant la brique en réelle qui contient deux CS (Changeable Sheets).*

Le film d'émulsion photographique possède 2 couches d'émulsion nucléaire de 44 μm d'épaisseur de chaque côté d'une base transparente en plastique de 205 μm d'épaisseur. L'émulsion nucléaire est constituée de cristaux de bromure d'argent ($AgBr$) en suspension dans une matrice de gélatine. Les particules chargées qui traversent l'émulsion créent des paires d'électrons-trous. Les électrons excités sont capturés par les ions d'argent Ag^+ pour devenir des atomes d'argent Ag. Ce processus générant un très grand nombre d'atomes d'argent forme alors des grains d'atomes d'argent métalliques de 0.6 μm de diamètre, qui deviennent visibles au microscope optique après développement.

Deux feuilles d'émulsion amovibles (Changeable Sheets ou CS) sont attachées au dos de la brique (cf. figure 3.7). Elles peuvent être facilement détachées pour être analysées afin de localiser les traces des interactions de neutrinos qui ont lieu en amont dans la brique. Les traces dans les CS servent à valider le choix de la brique à scanner. En l'absence de validation, les briques sont réintroduites dans la cible ; les autres sont démantelées, et les émulsions développées.

Le plomb est utilisé comme cible passive dans la brique ECC. En raison de sa grande densité, il permet d'atteindre une grande masse pour multiplier les interactions de neutrinos. D'autre part, la faible longueur de radiation (X_0) du plomb fait que l'épaisseur totale de la brique dans le sens du faisceau correspond à 10 X_0. Cette caractéristique est efficace pour l'identification de l'électron dans le canal de désintégration électronique du τ et des photons provenant des π^0 dans le canal de

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

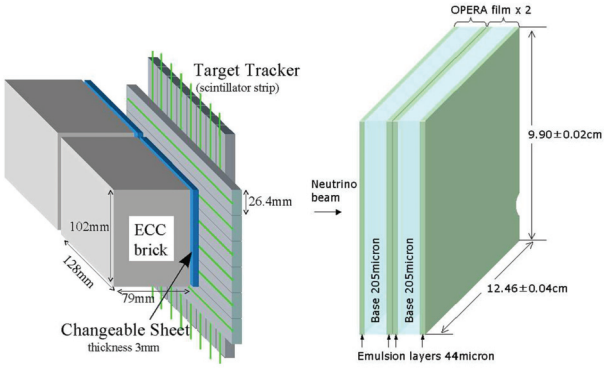


FIGURE 3.7 – *Vues schématiques de la brique avec les CS (Changeable Sheets) (fig. de gauche) et les deux CS en plus détaillées (fig. de droite).*

désintégration hadronique, et permet aussi d'avoir une bonne résolution de la mesure de l'impulsion par la méthode de la diffusion coulombienne multiple.

La radioactivité naturelle du plomb est due principalement à la présence du ^{210}Pb qui se désintègre en ^{206}Pb en émettant des particules α de 5.3 MeV et des β de 1.2 MeV. Ces particules constituent un bruit de fond au niveau des traces dans les émulsions qui peut affecter l'efficacité et la pureté de la reconstruction d'un événement neutrino. Le seuil maximum de radioactivité toléré est de 20 particules α/cm^2/jour et 100 β/cm^2/jour. Trois alliages ont été étudiés : PbSb(2.5%), PbCa (0.07%) et PbCa (0.03%). Le choix s'est porté sur le plomb PbCa (0.03%), fourni par la compagnie JL Goslar, plomb dont la radioactivité α n'évolue pas avec le temps, contrairement au PbSb(2.5%) où un phénomène de migration d'atomes de polonium vers la surface a été mis en évidence.

Selon la longueur de désintégration du τ dans la feuille de plomb, deux cas sont à prendre en considération (cf. figure 3.8) :

• si la désintégration du τ se produit dans une feuille de plomb différente de celle où le neutrino a interagi, la topologie en coude est visible, et l'événement est appelé "désintégration longue".

• si la désintégration du τ se produit dans la même feuille de plomb que celle où se produit l'interaction du neutrino, l'événement est appelé "désintégration courte".

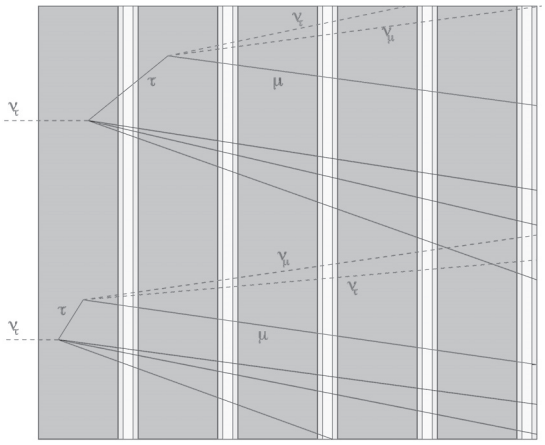


FIGURE 3.8 – *Topologies de désintégration du τ dans la brique : désintégration longue (haut), désintégration courte (bas).*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

3.2.2 Le trajectographe : Scintillator Target Tracker

Le détecteur est composé de deux super-modules identiques avec un VETO placé en amont. Chaque super-module est composé d'une cible de 620 tonnes constituée de murs de briques ECC alternés avec des plans d'un trajectographe (Target Tracker), et d'un spectromètre magnétique de 1 000 tonnes. Le but de ce détecteur à lecture électronique, avec ses différentes parties, est de :

- contribuer à la reconstruction des traces et à l'identification du muon ;
- permettre la localisation de la brique dans laquelle s'est produite l'interaction du neutrino ;
- fournir une information calorimétrique sur les événements ;
- fournir un trigger pour les interactions de neutrinos.

Le trajectographe d'OPERA est composé de 62 plans de scintillateurs (31 par supermodule), chacun d'eux ayant une surface sensible de 6.7 x 6.7 m^2. Chaque plan de scintillateurs est composé de deux couches correspondant à une orientation des barreaux de scintillateur en X et en Y. L'une est formée de 4 modules horizontaux et l'autre de 4 modules verticaux, permettant d'obtenir les projections à 2D des traces (cf. figure 3.9). Chaque module est constitué de 64 barreaux de 6.86 m de long, de 26.3 mm de large et 10.6 mm d'épaisseur, faits de polystyrène avec 2%p-Terphnyl et 0.02% POPOP, puis peints avec une couche de TiO_2 pour une meilleure collection de photons. Chacun des barreaux contient une fibre à décalage d'indice (WLS, cf. figure 3.10) qui capture les photons produits par le passage d'une particule chargée dans le scintillateur. Ces fibres sont lues à chaque extrémité par des photomultiplicateurs multi-anode à 64 canaux (PMT, cf. figure 3.10).

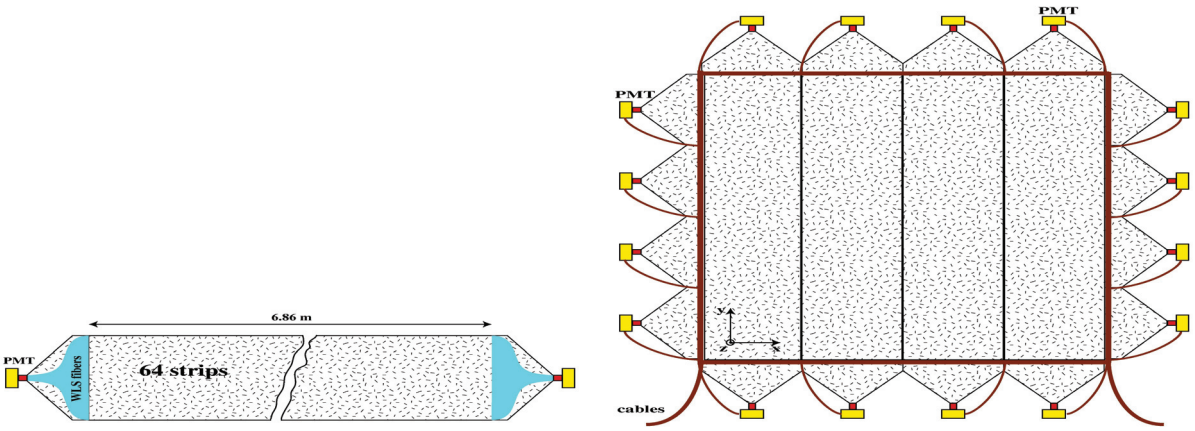


Figure 3.9 – *Schéma d'un module de 64 barreaux de scintillateur (à gauche), un plan de scintillateur (à droite) comprend 4 modules horizontaux et 4 verticaux.*

3.2.3 Le veto

Les neutrinos du CNGS peuvent interagir dans la roche et dans le béton de l'enceinte du Hall C dans lequel se trouve le détecteur d'OPERA. Des particules secondaires provenant de ces interactions peuvent entrer dans le détecteur et induire des déclenchements du trajectographe et finalement conduire à l'extraction de briques qui ne contiennent pas d'interaction de neutrinos.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

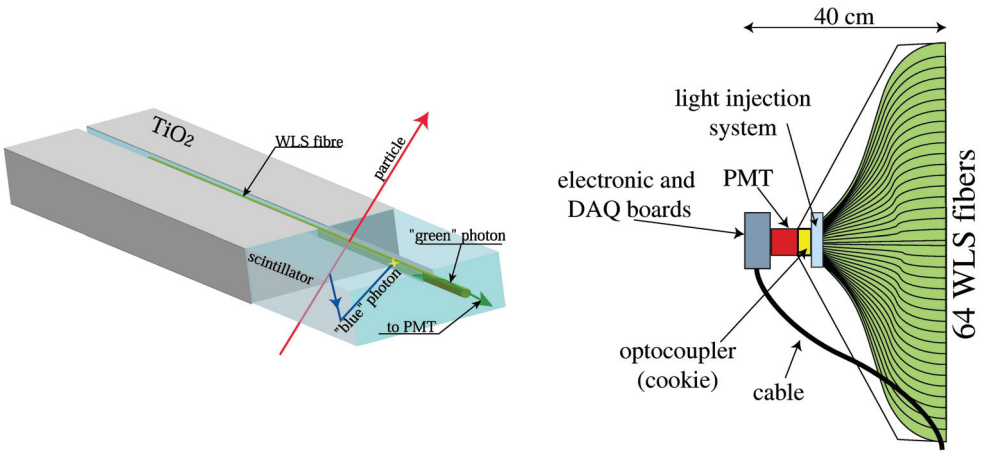


Figure 3.10 – *Schéma d'un barreau de scintillateur avec la fibre WLS (à gauche). Schéma de fibres WLS lues par un photomultiplicateur en bout de scintillateur (à droite).*

En vue de rejeter ces événements, un système de VETO a été installé devant le détecteur. Ce VETO est constitué de chambres à plaques résistives en verre (GRPC). Ce détecteur est composé de 2 couches, dont chacune est faite de 8 rangées de 4 chambres représentant une surface totale de 200 m^2. Chaque couche est équipée de bandes de cuivre horizontales et verticales avec un espacement de 2.5 cm. La rangée verticale est constituée de 416 bandes, tandis que la rangée horizontale est constituée de 384. Au total, il y a 1600 canaux qui collectent les signaux générés par le détecteur. Le gaz est le même que celui utilisé pour les RPC, il est constitué de 75.4% d'argon, de 20% de tétrafluoroéthane, de 4% d'isobutane et de 0.6% d'hexafluorure de soufre.

3.2.4 Le spectromètre à muon

Un spectromètre est placé derrière la cible de chaque supermodule qui, associé au trajectographe, sert à l'identification du muon par la mesure de son impulsion, de sa charge, et de sa longueur de parcours. L'identification du muon est importante pour la détection du canal $\tau \rightarrow \mu^-$ et la réduction du bruit de fond dû à la production de particules charmées dans les événements $\nu_\mu CC$ grâce à la détection du muon primaire et dans les cas du canal de $\tau \rightarrow \mu$ grâce à la mesure de la charge : le τ en se désintégrant produit un μ^- et la particule charmée produit un μ^+.

L'aimant

Chacun des deux aimants d'OPERA est formé de deux murs verticaux, appelés bras, et d'un bloc de jonction en haut et en bas (cf. figure 3.11). Les bras sont constitués de 12 plaques de fer de 5 cm d'épaisseur espacées par 2 cm d'air, dans lequel viendront se loger les détecteurs RPC. Les plaques de fer sont segmentées en 7 dalles de 50 x 1250 x 8200 mm^2. Ces dalles viennent s'insérer entre les blocs

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

de jonction long de 1250 mm afin de minimiser le jeu d'air le long du circuit magnétique. Les bobines sont formées de bandes de cuivre de 100 x 20 mm^2 enroulées 20 fois autour des blocs de jonction dans le sens de la longueur. Le poids total de l'aimant est de 900 tonnes. En condition normal d'utilisation, l'aimant est parcouru par un courant de 1600 A, fournissant un champ moyen de 1.53 T.

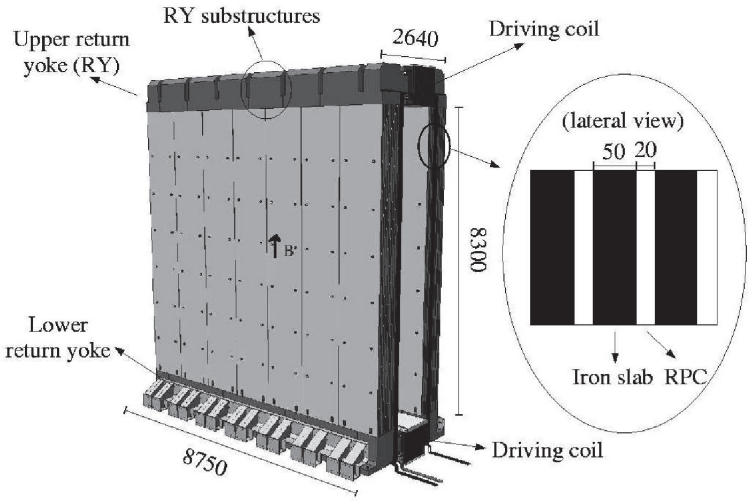


Figure 3.11 – *Vues schématiques d'un aimant d'OPERA. Les unités sont en mm.*

Le RPC/XPC

Le système des Chambres à Plaques Résistives (RPC) dans OPERA a pour but de reconstruire les traces des particules chargées à l'intérieur de l'aimant, en particulier pour les muons qui s'y arrêtent et dont on peut mesurer le parcours effectué. Les RPC fournissent les signaux de déclenchement pour l'électronique de lecture du Trajectographe de Précision.

Le système de RPC est divisé en 2 sous système de détection : le trajectographe interne et les XPC. Le trajectographe interne se trouve à l'intérieur de chaque bras de l'aimant ; il est composé de 22 plans de RPC, 11 plans dans chacun des bras de l'aimant. Chacun de ces RPC est placé dans un espace de 2 centimètres entre deux plaques de fer de l'aimant. Les XPC sont des RPC placés en amont et en aval de chacun des aimants avec des bandes de lecture inclinées à $\pm$ 42.6 degré afin de lever les ambiguïtés lors de la reconstruction en 3 dimensions des trajectoires.

Les RPC sont fabriqués à l'aide de 2 plans de bakélite de 2 mm d'épaisseur qui sont espacés entre eux par 2 mm de distance au moyen d'espaceurs en polycarbonate collés tous les 10 cm (cf. figure 3.12). Ils sont remplis à la pression atmosphérique d'un mélange gazeux dont la composition a été décrite pour le détecteur du Veto. Les impulsions électriques sont collectées par deux rangées de bandes de cuivre appliquées sur les deux faces des chambres et perpendiculaires entre elles. Les bandes verticales ont une largeur de 26 mm et sont séparées par 2 mm ; elles sont collées sur la face qui est en aval du détecteur. Les bandes horizontales se trouvent de l'autre côté et ont une largeur de 35 mm.

Le trajectographe de précision

Le trajectographe de précision (PT) est utilisé avec les autres détecteurs du spectromètre pour l'identification du muon, et permet la détermination du signe de la charge et de son impulsion. Il

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

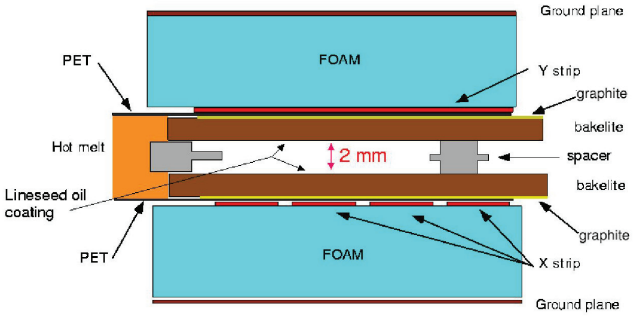


FIGURE 3.12 – *Vue de dessus d'une Chambre à Plaques Résistives (RPC).*

comprend 6 stations dont chacune est composée de 48 tubes à dérive organisés en 4 plans verticaux positionnés en quinconce les uns par rapport aux autres. Les tubes font 38 mm de diamètre sur une hauteur de 8 m. Ils contiennent un fil de 45 μm tendu en leur centre et sont remplis d'un mélange à 80% d'argon et de 20% de CO_2 avec une pression de 1005 ± 5 mbar. La précision spatiale de la mesure atteint 300 μm par tube avec une efficacité de 98%. Deux stations de PT sont placées avant et après le spectromètre et deux sont placées entre les deux bras de l'aimant (cf. figure 3.13). Cette configuration permet de mesurer les effets de courbure de la trace dans le champ magnétique qui en étant de polarité opposée dans les deux bras de l'aimant détermine une trajectoire en S sur le plan horizontal.

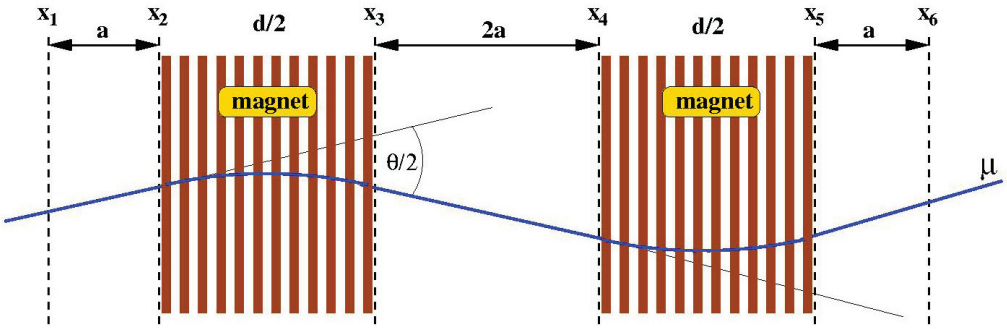


FIGURE 3.13 – *Vue schématique du spectomètre à muon avec les six stations de tubes à dérive notées par* $x_1 - x_6$.

3.3 Traitement off line des données électroniques

Le détecteur d'OPERA étant un détecteur hybride comporte une partie de détection électronique et une partie passive représentée par les émulsions dans les briques. Le traitement et l'analyse online des événements enregistrés représente une étape intermédiaire importante entre l'acquisition des données par le détecteur électronique et le traitement des émulsions dans les briques qui ont été sélectionnées.

Dans le traitement et l'analyse des données électroniques, il s'agit, grâce au programme de reconstruction OpRec, de bien reconstruire les traces des événements dans le détecteur puis d'identifier la trace en 3D du muon (cf. figure 3.14). A l'étape suivante, le programme de caractérisation des interactions de neutrinos OpCarac, décrit en détail dans le chapitre 4, est utilisé pour sélectionner les événements qui ont lieu dans la cible, et pour rejeter tous les bruits de fond qui sont générés principalement par des muons en provenance de la roche. Une fois que les événements sont sélectionnés

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

par OpCarac, il s'agit d'extraire les briques grâce au Brick finding, un algorithme de localisation des événements dans les briques.

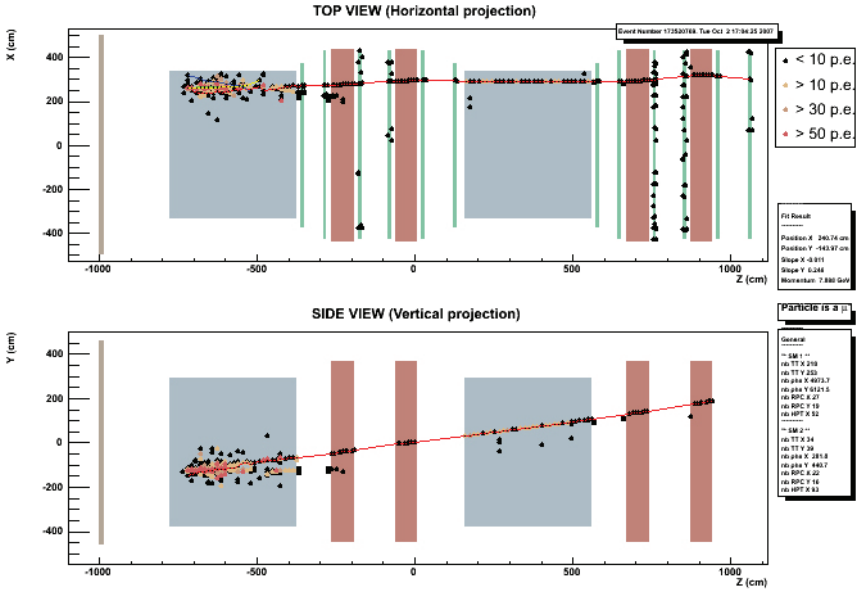


Figure 3.14 – *Reconstruction du premier événement dans le détecteur électronique. Il s'agit d'une interaction $\nu_\mu CC$ DIS où apparaît la trace reconstruite du muon ainsi qu'une gerbe hadronique.*

3.3.1 L'identification du muon

Les événements charmés constituent la principale source de bruit de fond pour tous les canaux de désintégration du tau. En vue d'un bon rejet des particules charmées qui sont produites dans les interactions ν_μ CC, le niveau d'efficacité recherché dans l'identification du muon doit être au moins de 95% pour les $\nu_\mu CC$ avant la recherche de connexion entre la trace du muon identifiée dans les détecteurs électroniques et celle dans les émulsions. Ce niveau d'efficacité est exigé par les conditions même de l'expérience. Avec 4.5 10^{19} p.o.t. sur 5 ans, on s'attend à avoir 10 événements tau, aussi le niveau de bruit de fond doit être maintenu à moins d'un événement (0.75), si nous voulons avoir un résultat probant de l'ordre de 4σ sur l'apparition du tau, ce qui représente l'observation d'au moins 6 événements tau. Parmi les 0.75 événements attendus de bruit de fond, 0.49 vient des particules charmées (cf. tableau 7.16), résultant principalement des 5% d'inefficacité dans les événements $\nu_\mu CC$ où le muon primaire n'a pas été identifié.

L'identification du muon dans les détecteurs électroniques est donc essentielle :

• pour réduire le bruit de fond des événements charmés par l'identification du muon primaire des événements $\nu_\mu CC$ dans lesquels ils sont produits,

• pour avoir une bonne efficacité d'identification du muon dans la désintégration du tau dans le canal muonique,

• pour exploiter la trace du muon afin de bien sélectionner la brique à extraire par le biais de l'algorithme du Brick finding.

Le taux de 95% dans l'identification du muon doit être obtenu tout en minimisant la contamination des faux muons dans les événements NC qui est de l'ordre de 19%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

L'identification du muon est basée sur la longueur de la trace parcourue par le muon [39] [40] [41]. Contrairement aux hadrons et aux électrons, les muons sont des particules pénétrantes, car ils ne perdent pas leur énergie par interaction (comme les interactions hadroniques) ou par rayonnement, mais uniquement par ionisation. Un muon de plus de 3 GeV est capable de traverser entièrement un super-module. Les plans traversés par le muon dans les détecteurs électroniques comme dans le spectromètre sont traités de manière identique, car le rapport ci-dessous pour chacun est similaire :

$$\frac{\rho(Pb)L(Pb)}{\lambda_I(Pb)} = 0.33 \approx \frac{\rho(Fe)L(Fe)}{\lambda_I(Fe)} = 0.3 \tag{3.1}$$

où λ_I est la longueur d'interaction hadronique, ρ la masse volumique et L l'épaisseur de plomb dans les briques ou l'épaisseur dans les plans de fer. De même les énergies perdues par le muon dans le mur/plaque au minimum d'ionisation sont proches : 71.4 MeV pour le mur de briques et 57.1 MeV pour la plaque de fer. Le pouvoir de filtrage relatif aux muons par rapport aux hadrons est similaire dans les deux matériaux si l'on compare les rapports 71.4/0.33 et 57.1/0.3 qui diffèrent seulement de 13.5%.

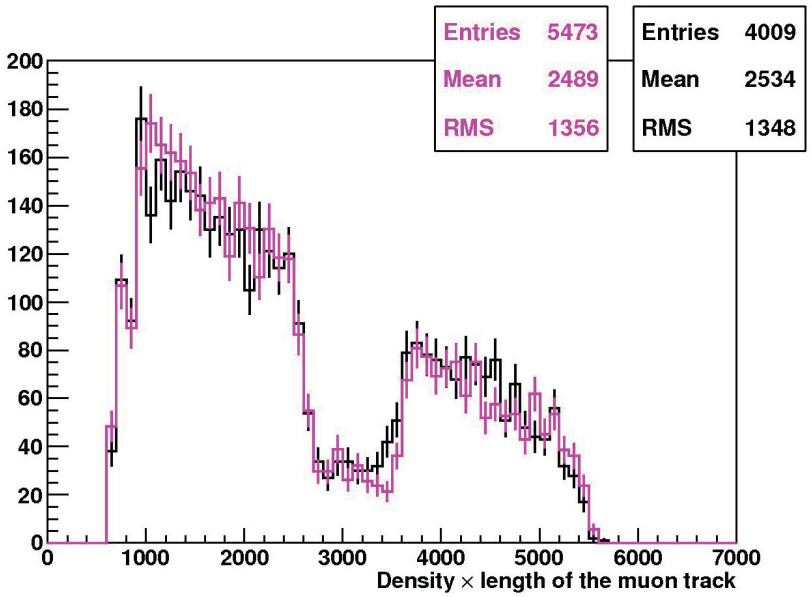


Figure 3.15 – *Comparaison données (en noir)/MC (en rouge) de la distribution nombre de murs traversé × densité par le candidat muon. La distribution MC a été normalisée à celle des données [42].*

Une trace est reconnue comme appartenant à un muon lorsque sa longueur est égale ou supérieure à une dizaine de murs traversés. En dessous de cette valeur, il est difficile de différencier la trace d'un muon des autres traces dans les détecteurs électroniques, car le muon de faible énergie est caché dans la gerbe hadronique, ce qui représente 5% des cas dans les événements $\nu_\mu CC$.

Le critère d'identification du muon repose sur une coupure sur la longueur de la plus longue trace 3D reconstruite multiplié par la densité des matériaux traversés :

$$\sum_i \Delta l_i < \rho_i >$$

où Δl_i est la longueur du segment de la trace et ρ_i est la moyenne de la densité du matériel le long de Δl_i. Si cette quantité excède 660 g/cm^2, la trace est en première approximation identifiée alors comme étant la trace d'un muon (cf. figure 3.15).

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Comme les muons résultant de la désintégration du tau sont généralement peu énergétiques, du fait qu'ils emportent environ un tiers de l'énergie du tau avec eux, il importe de pouvoir différencier un événement tau d'un événement charmé afin de réduire encore davantage les bruits de fond. Au chapitre 6, nous présenterons une étude basée sur des critères cinématiques et topologiques pour construire des fonctions de vraisemblances permettant la séparation du signal de son bruit de fond.

Dans les événements où l'identification du muon est rendue possible, la trace du muon dans le détecteur électronique doit être connectée à celles qui sont trouvées dans la brique pour déterminer s'il s'agit d'un événement tau, charmé ou tout simplement d'un $\nu_\mu CC$. Si la trace du muon est connectée à une trace du vertex primaire où s'est produite l'interaction, il s'agit d'un événement $\nu_\mu CC$ ou d'un événement charmé. Si la trace du muon est connectée à une trace "fille", appartenant au vertex secondaire, il peut s'agir d'un événement tau, si la charge mesurée du muon est négative, ou bien d'un événement charmé, si la charge du muon est positive. Il peut cependant se présenter des cas où il y a une mauvaise connexion de la trace du muon avec celle d'un hadron qui, sous l'effet de la diffusion multiple coulombienne, a une topologie en coude ; ce qui peut conduire à une confusion avec la désintégration du tau. Une étude approfondie sur la connexion entre la trace du muon dans les détecteurs électroniques et dans la brique sera présentée au chapitre 5.

3.3.2 La reconstruction des traces dans les détecteurs électroniques avec OpRec

Le programme de reconstruction OpRec a été développé [40] pour reconstruire les données réelles ou simulées. Il se décompose en plusieurs sous-programmes. Le premier d'entre eux, *Pattern* a pour fonction de reconstruire les traces à partir des *hits* enregistrés dans les détecteurs électroniques lors du passage d'une particule chargée. Des segments de trace sont reconstruits dans chaque détecteur. Ces segments sont ensuite connectés entre eux pour reconstruire une trace dans l'ensemble d'un super-module, puis les traces obtenues dans chaque super-module sont raccordées entre elles. Chaque super-module comporte trois zones identifiées séparément par OpRec :

- les scintillateurs du trajectographe
- les RPC du premier bras du spectromètre
- les RPC du deuxième bras du spectromètre accompagnées des deux dernières stations de tubes à dérive

Viennent ensuite *Tracking* et *Kalman* qui reconstruisent l'impulsion et la position de départ de la trace. Enfin, le sous-programme *muon identification* prend en charge l'identification du muon en première instance au niveau de la trace reconstruite dans les détecteurs électroniques.

3.3.3 La caractérisation des événements avec OpCarac

Le programme de caractérisation OpCarac [43], sert à classifier les événements reconstruits par OpRec. En exploitant la topologie des événements et le Veto, l'algorithme de classification distingue 5 catégories d'événements :

- Frontmuon
- Sidemuon
- Spectro
- External Particle
- Contained

Les événements dits *Contained* sont des interactions de neutrinos (CC ou NC) qui se sont produites à l'intérieur du volume fiduciel de la cible. Ces événements sont sélectionnés pour être traités par la suite par le programme du Brick finding dont la tâche sera de localiser des briques dans lesquelles se sont produits ces événements.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Les événements dits *Frontmuon*, *Sidemuon* représentent pour la très grande majorité des cas des traces laissées par des muons qui ont été produits en amont de la cible lors de l'interaction des neutrinos avec la roche ou bien avec les matériaux qui se trouvent à l'intérieur du Hall C. Les événements dits *Spectro* sont des interactions de neutrinos dans les plaques de fer du Spectromère.

Les événements dits *External Particle* sont caractérisés par un faible nombre de *hits* enregistrés par les détecteurs électroniques. Ces événements sont distribués en général en bordure du volume fiduciel, et représentent l'interaction de particules externes de faible énergie avec le détecteur. Les événements appartenant à ces 4 dernières catégories d'événements sont rejetés. De plus amples explications seront données dans la suite au chapitre 4.

3.3.4 Localisation de la brique par le Brick Finding

Les informations fournies en temps réel par les détecteurs électroniques sur l'identification du muon, la reconstruction des traces, la reconstruction du vertex tridimensionnel sont exploitées par l'algorithme du Brick Finding pour identifier et la position du mur où l'interaction s'est produite, et l'emplacement de la brique qui est à extraire pour être analysée.

Les efficacités de localisation du mur et de la brique ont été calculées pour les différents canaux de désintégration du tau ($\tau \rightarrow \mu,\ e,\ h$) (cf. tableau 7.4). Elles sont cependant affectées par le phénomène de rétrodiffusion où les particules produites par l'interaction du neutrino réinteragissent avec les noyaux de la cible pour produire d'autres particules qui peuvent diffuser dans le sens inverse du faisceau. Détectées par les trajectographes en amont, ces particules rétrodiffusées induisent en erreur la prédiction du mur d'interaction.

Le programme *Brick finding* détermine pour chaque événement une liste de briques candidats classées par niveau de probabilité. La brique la plus probable va être extraite et les deux feuilles d'émulsion amovibles (CS) associées à la brique sont scannées afin de localiser les traces de l'interaction. Si aucune trace n'est observée dans les CS par rapport aux prédictions, une deuxième brique de la liste est alors extraite. De cette manière, une stratégie de multi-extraction permet d'augmenter les efficacités de localisation de la brique où s'est produite l'interaction. Ceci induit de fait une augmentation de charge de travail au niveau du scanning pour vérifier la présence des traces dans plusieurs CS.

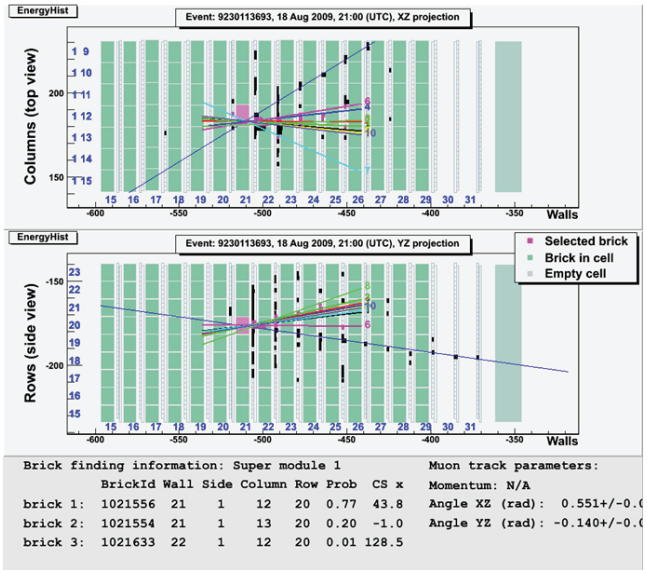


Figure 3.16 – *Détermination de la brique à extraire.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

3.4 Traitement et analyse des émulsions

3.4.1 Exposition aux rayons X et alignement brique-CS

Une fois que la brique d'interaction a été identifiée, un robot vient l'extraire de la cible. C'est une opération lente qui nécessite d'extraire de la rangée les briques les unes après les autres jusqu'à la brique recherchée. La vitesse d'extraction pour les 2 robots travaillant de chaque côté de la cible est de l'ordre d'une trentaine de briques par jour.

Les briques extraites sont marquées aux codes barres puis sont exposées aux rayons X. Cette exposition produit aux 4 coins 4 points (de $100\mu m$ de diamètre) sur les deux feuilles d'émulsions amovibles (Changeable Sheet) ainsi que sur la première émulsion qui la suit dans la brique (cf. figure 3.17). Ces points permettent un alignement rapide entre les émulsions du CS et celles de la brique. Après cela, les deux feuilles d'émulsion du CS sont détachées de la brique pour être développées et scannées, tandis que les briques sont entreposées dans une chambre protégée par un bouclier de fer de 5 cm d'épaisseur.

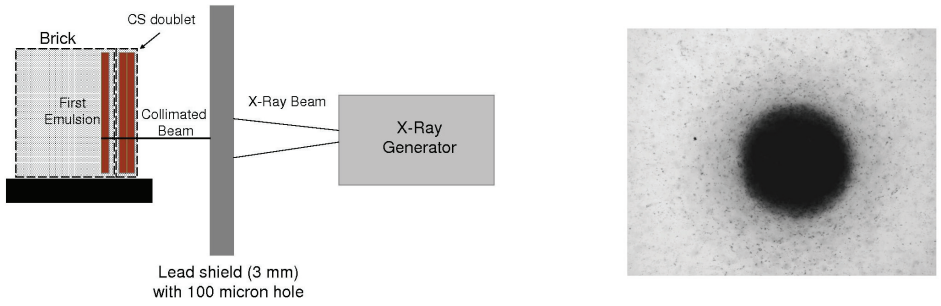


Figure 3.17 – *Vue schématique du système de rayons X (fig. de gauche). Marque laissée par les rayons X dans l'émulsion d'environ 100μm (fig. de droite).*

3.4.2 Le développement des émulsions

Le développement des émulsions comporte 3 phases :

• La phase dite de développement consiste à plonger les émulsions dans un bain contenant un agent réducteur.

• La phase de fixation a pour but d'enlever tout le bromure d'argent non réduit tout en laissant dans la même position les grains développés. Pour cela les émulsions sont plongées dans un bain de fixation.

• Enfin, vient la phase de lavage pour éliminer les résidus des produits de fixation et de séchage.

On observe un rétrécissement de la couche d'émulsion lors de la phase de fixation, et des distorsions très localisées dues à la relaxation des tensions dans l'émulsion lors de la phase du séchage. Ces facteurs de rétrécissement et de distorsion vont être pris en considération par les algorithmes de reconstruction de traces.

3.4.3 Les systèmes de scanning des émulsions

L'analyse des émulsions repose sur deux systèmes de scanning développés de manières indépendantes au Japon et en Europe. Le système japonais a été développé à Nagoya, il a connu plusieurs versions ; la dernière en date est appelée S-UTS (Super-Ultra Track Selector). L'analyse des émulsions est réalisée à l'aide de microscopes ayant une profondeur de champ de 2 à 3 μm. Ces microscopes sont

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

reliés à un système d'acquisition d'images qui photographie l'émulsion sur 16 niveaux de profondeur différents ($44\ \mu m\ /\ 16 \approx\ 3\ \mu m$). Les images sont digitalisées et stockées en mémoire. La recherche de cette 'micro-trace' à un angle donné passe par la translation horizontale des images de niveau inférieur par rapport au premier niveau (cf. figure 3.18). Les micro-traces sont identifiées comme des pics d'amplitudes correspondant à la superposition de plusieurs grains alignés dans une direction donnée.

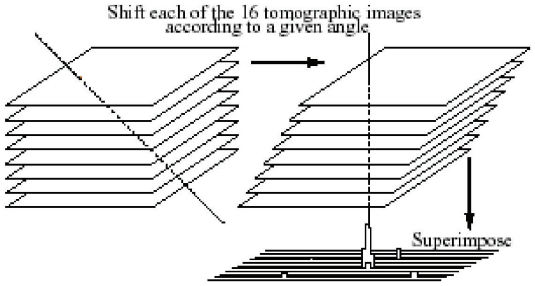


Figure 3.18 – *Principe de fonctionnement du système Track Selector.*

Le Système de Scanning Européen (ESS) est le fruit d'un effort conjoint de plusieurs laboratoires européens. Le ESS a une autre approche pour la reconstruction des traces. Il enregistre une séries de 16 images tomographiques pour chaque couche d'émulsion, puis applique un filtre qui permet de mettre sous forme binaire chaque pixel de l'image en fonction de son niveau de gris à la sortie du filtrage. Un logiciel dédié permet de reconstruire des micro-traces à partir de l'alignement des grains, groupements sphériques de pixels noirs, situés à différents niveaux de l'émulsion (cf. figure 3.19).

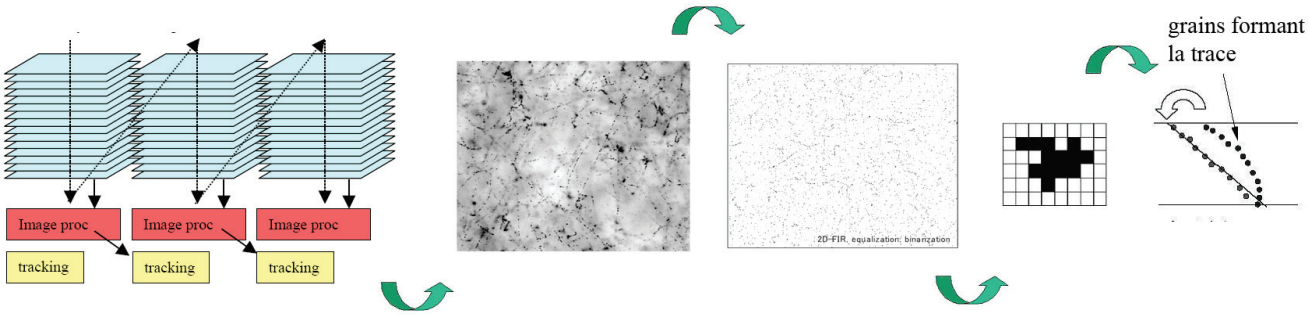


Figure 3.19 – *Schéma des différentes étapes de scanning du système européen.*

Les micro-traces sont composées d'une séquence de grains qui doit comprendre au moins 6 grains et au plus 16 sur des niveaux différents à l'intérieur de la couche d'émulsion. Un deuxième traitement consiste à trouver la coïncidence entre deux micro-traces correspondant à la même particule chargée. La construction d'une base-trace est obtenue en reliant deux micro-traces à partir du point de contact de chaque micro-trace avec la base en plastique (cf. figure 3.20) et en se basant sur le critère de minimisation de χ^2 sur les angles [44]. La base-trace est stable grâce aux deux points de contacts et n'est pas sujette à des variations dues aux changements d'épaisseur des émulsions, comme c'est le cas pour les micro-traces. Cependant la déformation des émulsions et la variation de leur épaisseur empêchent parfois une bonne reconstruction des micro-traces et donc la construction de la *base-trace*.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

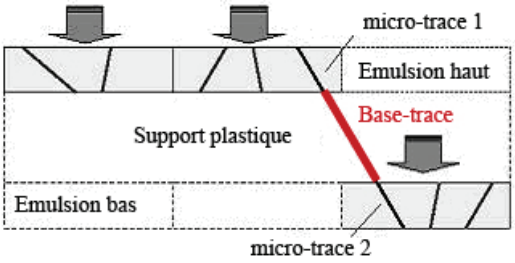


Figure 3.20 – *Schéma de construction de la base-trace.*

3.4.4 Analyse des émulsions des CS

Le scanning des émulsions du CS a pour but de confirmer l'interaction du neutrino dans la brique. L'accord des traces observées dans les émulsions avec les traces reconstruites dans les détecteurs électroniques permet ensuite de remonter jusqu'au vertex primaire dans la brique.

Pour les événements en courant chargé (CC) avec un muon dans l'état final, une prédiction sur la pente du muon et son impact dans la brique est donnée avec une précision d'environ 20 mrad pour la pente et d'environ 1 cm pour la position (cf. figures 3.21). Pour les événements en courant neutre (NC), une moyenne sur les 'hits' du trajectographe fournit le centre de la zone à scanner avec une précision proche de celle du muon de l'ordre d'un centimètre.

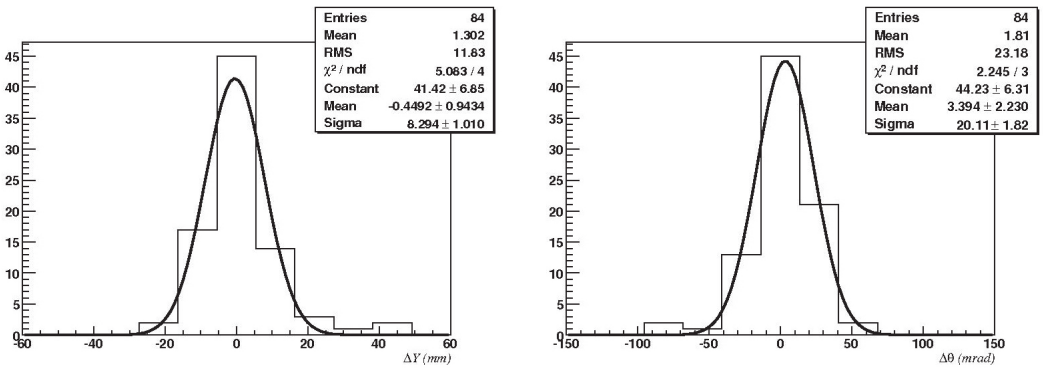


Figure 3.21 – *Distribution de la position (figure de gauche) et de l'angle (figure de droite) entre la prédiction du muon et la trace mesurée dans les films du CS [45].*

Une surface de dimension 8 cm × 6 cm autour du centre de prédiction est scannée pour les 2 CS indépendamment afin de maximiser les efficacités. Un accord angulaire de 80 mrad est requis entre les traces trouvées dans le CS et les prédictions angulaires des détecteurs électroniques. L'accord entre les deux traces trouvées dans les deux CS est plutôt contraignant étant donné l'alignement obtenu avec l'exposition aux rayons X. La figure 3.22 montre la distribution spatiale et angulaire résiduelles entre les base-traces dans les deux CS avec un accord spatial et angulaire respectivement d'environ 8 μm et 6 $mrad$. La présence d'une paire de CS vise à supprimer les traces accidentelles dues à la radioactivité.

3.4.5 Exposition aux rayons cosmiques et alignement des émulsions de la brique

Après le scanning des CS, si aucune trace n'est trouvée, un nouveau doublet de CS est attaché à la brique qui sera de nouveau introduite dans la cible. Il peut être décidé de poursuivre la recherche de l'événement en demandant l'extraction d'une ou de plusieurs briques dans le voisinage. Si le résultat

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

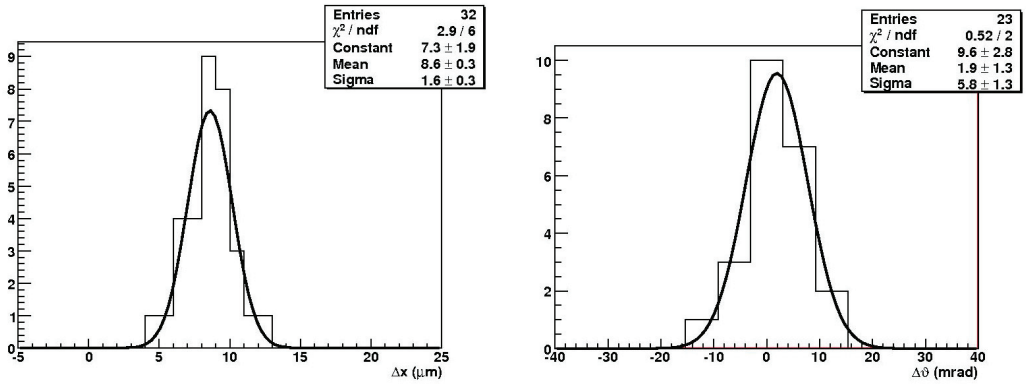


FIGURE 3.22 – *Distribution de la position (figure de gauche) et de l'angle (figure de droite) résiduels entre les base-traces mesurées dans les 2 CS [45].*

du scanning du CS est positif, la brique qui lui est associée est exposée aux rayons X pour être marquée sur le côté de façon à obtenir un rapide alignement interne entre les films.

Cette brique sera ensuite exposée aux rayons cosmiques pendant 12 heures dans un puits de 10 mètres, surmonté d'un blindage de fer de 8 cm pour ne sélectionner que des particules de haute énergie. Cette exposition permet d'avoir environ une trace pénétrante par mm^2.

Cette étape s'avère nécessaire pour l'analyse des événements dans les émulsions, en particulier pour les mesures d'impulsion par diffusion coulombienne où l'alignement des feuilles d'émulsion doit atteindre une précision de l'ordre de 1 μm.

Après cette étape, la brique sera démontée et les films extraits pour être développés avant d'être envoyés dans les différents laboratoires de scanning.

3.4.6 Le scanning de la brique

La procédure de scanning des émulsions de la brique sélectionnée comprend 4 étapes :

• Le *Scan-back* : Toutes les traces observées dans les CS sont extrapolées en arrière en direction de la brique. Les marques du rayon X sont visibles dans les émulsions des CS tout comme dans celles de la brique, ce qui garantit une précision spatiale de 70 μm et moins de 10 mrad en précision angulaire. Les traces trouvées dans les films sont recherchées en amont jusqu'à ce qu'elles disparaissent. Cette phase est appelée 'scan-back' (cf. figure 3.23).

• Le *Volume-scan* : L'arrêt de la trace peut être dû à un vertex primaire ou à un vertex secondaire. Afin d'étudier le point d'arrêt correspondant à l'absence de traces dans les 4 feuiles d'émulsion successives en amont, un 'volume-scan' est effectué dans un volume de 1 cm^2 de surface sur une longueur de 15 films, 5 films en amont et 10 films en aval du point d'arrêt. Les données sont traitées par un programme dédié pour reconstruire toutes les traces contenues dans le volume.

• Le *Decay-search* : Une fois que le vertex d'interaction est localisé et les traces de l'événement sont reconstruites, le 'decay-search' vise à recouvrer les traces parentes de désintégration qui auraient été manquées. Cette étape est importante pour retrouver tous les événements comportant un angle de kink formé entre deux traces dans les 4 premières émulsions après le vertex d'interaction. Il peut s'agir d'un angle formé par la désintégration du tau, ou du charme, comme il peut être le résultat de la diffusion du muon ou de la réinteraction d'un hadron.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

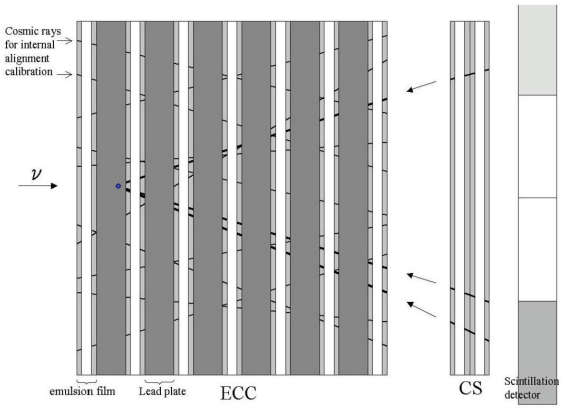


Figure 3.23 – *Schéma de la méthode de Scan Back depuis les CS vers l'ECC.*

• Le *Scan-forth* : Cette procédure est similaire au procédure de *Scan-back* et elle consiste à suivre dans la direction du neutrino les traces reconstruites dans le *Volume-scan*. Cette étape permet de détecter les points d'interaction des traces hadroniques et de mesurer l'impulsion des traces par la mesure de l'angle de diffusion dans les feuilles de plomb depuis le vertex d'où les traces ont leur origine jusqu'au point où elles s'arrêtent. Une longueur de plus 10 X_0, équivalent à plus de 10 émulsions, est requise pour mesurer l'impulsion de la trace avec une précision d'environ 20%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 4

Sélection des événements CC et NC dans la cible du détecteur

L'objectif de ce travail est de développer un algorithme de classification des interactions de neutrinos qui se produisent dans la cible à partir d'un échantillon d'événements reliés en temps avec le faisceau, ainsi qu'à partir des simulations Monte Carlo.

Lors du test préliminaire du faisceau CNGS effectué à l'automne 2007, le premier événement neutrino produit dans une brique OPERA le 3 octobre (cf. figure 4.1). Durant ce run, 0.082 x 10^{19} protons sur cible ont eu lieu correspondant à 1.8 x 10^{13} protons par extraction : ceci est équivalent à environ 3.6 jours de fonctionnement effectif [46]. Sur 465 événements enregistrés du run de 2007, 35 se sont révélés être des événements CC ou NC se produisant dans la cible.

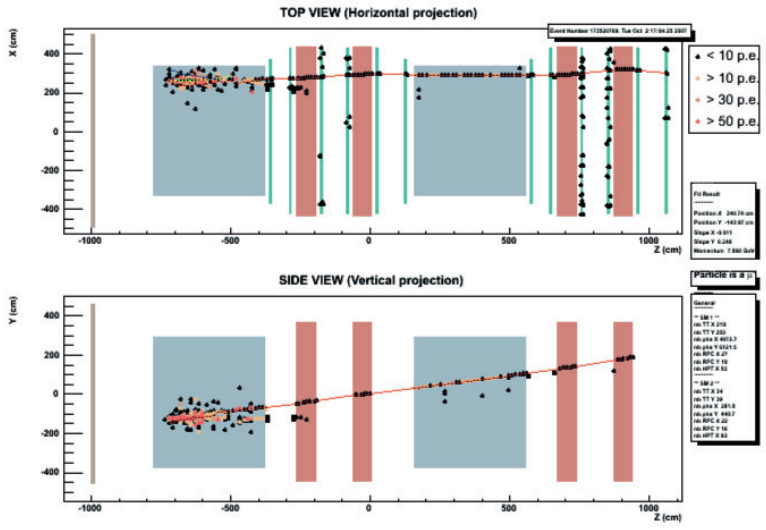


Figure 4.1 – *Reconstruction du premier événement observé, "Opera baby". Interaction CC DIS avec production d'une trace de muon et d'une gerbe hadronique.*

Durant le run de 2008, le faisceau CNGS a reçu 1.782 x 10^{19} protons sur sa cible pour une moyenne d'environ 2 x 10^{13} protons par extraction du SPS. Le détecteur électronique a enregistré 10100 événements en temps parmi lesquels 1700 interactions ont été classifiées comme candidats d'interactions dans la cible. Les autres événements se sont produits dans le spectromètre, dans la roche environnant le Hall C où OPERA est installé, ou encore dans les structures mécaniques du Hall. Cet échantillon de

données de 2008 a été utilisé pour développer l'algorithme de sélection des événements.

Un événement est reconstruit selon les projection XZ (vue de dessus) et YZ (vue de côté) (cf. figure 4.1). Sur cette figure sont représentés les deux super-modules, comportant chacun une cible et un spectromètre. Les scintillateurs placés dans la cible montrent la gerbe hadronique générée par l'interaction CC DIS (7.87 GeV), ainsi que la trace du muon. Le spectromètre placé derrière chaque cible permet de suivre la trace du muon et de mesurer sa charge et son impulsion.

Le muon interagissant peu traverse les différents murs de briques de la cible et les plaques de fer du spectromètre. Sa trace peut être facilement reconstruite, contrairement à la gerbe hadronique qui s'est développée dans la cible et dont la reconstruction des traces demeure difficile.

La sélection des événements dans la cible et leur classification étaient basées jusqu'en 2009 sur une analyse visuelle. Devant le très grand nombre d'événements à analyser, il est nécessaire de mettre en place un outil d'analyse performant permettant de distinguer les interactions (CC, NC) de neutrinos dans les briques des événements externes (particules pénétrant dans la cible), et d'automatiser ce type de travail.

4.1 Sélection des événements : le timing

Les neutrinos du faisceau CNGS mettent 2.4 ms pour parcourir la distance qui sépare le Cern du Gran Sasso. Afin de sélectionner les interactions de neutrinos, un système d'horloges, UTC, placé en amont et en aval du trajet effectué par le faisceau, permet de synchroniser au niveau de 100 ns le système de déclenchement et de sélection des événements corrélés en temps avec faisceau (cf. Figure 4.2), tout en rejetant les muons cosmiques ($1\mu/m^2$/heure). Ces derniers restent très peu nombreux, de l'ordre de 10^{-4} événement pour un événement du faisceau qui se produit dans le détecteur.

La figure de gauche 4.2 montre un espacement de 50 ms entre deux pics d'événements enregistrés par le DAQ. Cet espacement est identique à celui qui existe entre les deux extractions de protons dans le SPS. La figure de droite montre en agrandi un pic très bien défini dans une fenêtre de 10.5 μs de large correspondant à la durée d'extraction des protons.

Parmi les événements enregistrés dans ce pic, environ 1/6 des événements ont lieu dans la cible. L'algorithme de classification des événements, basé sur la reconstruction des traces, va permettre d'exclure les événements externes, c'est-à-dire les muons ou autres particules provenant de l'interaction du neutrino avec la roche et autres matériels dans la caverne.

4.2 Principe de classification des événements dans la cible

La différenciation et la classification des événements reposent principalement sur la reconstruction du muon dans le détecteur, sur la reconstruction des traces de la gerbe hadronique et sur la prise en compte des bruits de fond.

Du fait que la cible installée dans le Hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso soit entourée de roche et de matériaux denses avec lesquels les neutrinos du faisceau CNGS peuvent entrer en interaction, il résulte que pour un événement CC ou NC dans la cible, on compte environ six fois plus de déclenchements qui sont le fait de muons provenant de la roche et d'interactions dans les matériaux passifs environant. Chaque jour, quelques 200 événements sont enregistrés, mais seulement une trentaine correspond aux événements recherchés.

La figure 4.3 montre l'emplacement du détecteur dans le Hall C du Gran Sasso. Les muons provenant de l'interaction en amont des neutrinos du faisceau CNGS avec la roche ou avec les matériaux présents dans le Hall C viennent frapper le détecteur OPERA. En vue de réduire davantage le taux de muons corrélés aux interactions de neutrinos dans la roche dans la fenêtre du temps de 10.5 μs, un véto

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

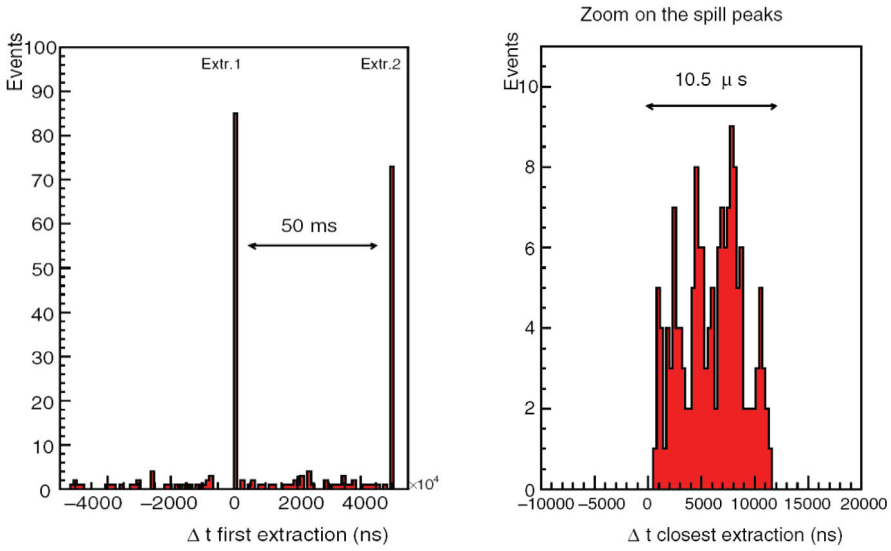


Figure 4.2 – *Structure du timing du faisceau dans l'expérience OPERA*

constitué par des RPC a été rajouté en amont de la cible. D'autres interactions externes sont également la cause du bruit de fond que l'on enregistre dans le détecteur sous la forme d'interactions, produites à l'extérieur, de particules neutres (neutrons, K^0, photons) avec les briques de la cible et qui peuvent engendrer de gerbes hadroniques ou électroniques de faible intensité.

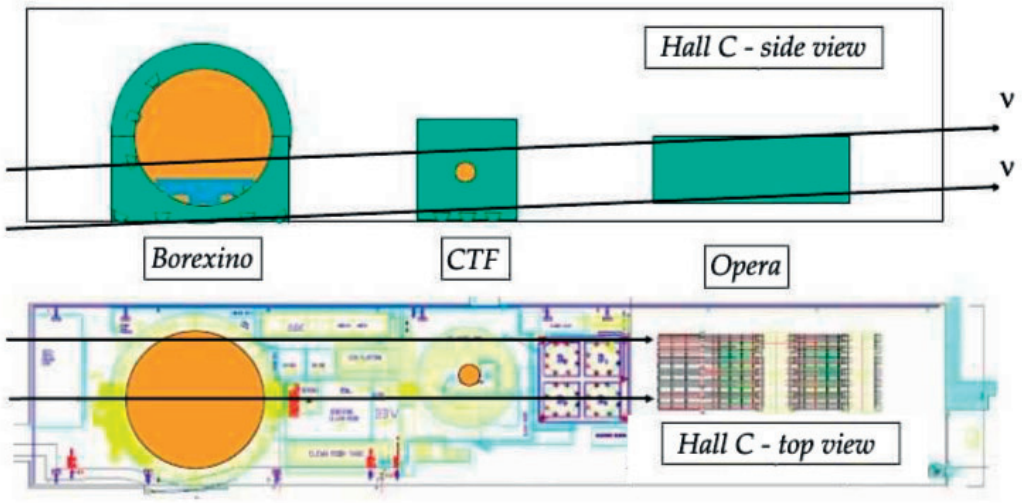


Figure 4.3 – *La figure en haut (en bas) montre la Vue de côté (la vue de dessus) du Hall C taillé dans la roche où plusieurs expériences sont en cours. Les neutrinos du faisceau CNGS viennent par la gauche et sont inclinés vers le haut.*

4.2.1 L'isolement du muon

L'identification de la trace du muon joue un rôle primordial dans la recherche de la brique d'interaction, dans la classification des événements (CC ou NC) et le rejet des bruits de fond.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Le principe de l'identification du muon repose sur la mesure de la longueur de son parcours. Alors que les hadrons sont rapidement arrêtés dans la cible ou dans le spectromètre, les muons quant à eux sont capables de parcourir une distance beaucoup plus grande avant d'être stoppés.

Une trace est considérée comme celle d'un muon lorsque sa longueur de parcours multipliée par la densité de matériel traversé est supérieure à 660 g/cm^2.

Si la présence du muon est généralement caractérisée par une longue trace laissée derrière lui, il se trouve cependant qu'à plus basse énergie (< 3GeV), le muon donne une trace plus courte. Dans ce cas, il est plus difficile de la distinguer d'une trace hadronique.

4.2.2 La reconstruction des traces

La présence ou l'absence de gerbe hadronique représente le critère essentiel pour la classification entre les événements très inélastiques (DIS) ou quasi-élastiques (QE). Tous les événements ν_μ CC ne produisent pas nécessairement une multiplicité de traces hadroniques. Les événements ν_μ CC QE n'ont pas de gerbe hadronique, la trace du muon sera facilement reconstruite. La reconstruction des traces hadroniques concerne donc principalement les événements ν_μ CC DIS, où on a en général plusieurs traces (cf. figure 4.4). La reconstruction de ces traces reste difficile et approximative en raison des interactions secondaires. Seulement 2/3 des points (ou hits) dans les événements ν_μ CC sont utilisés par le programme OpRec pour reconstruire les traces.

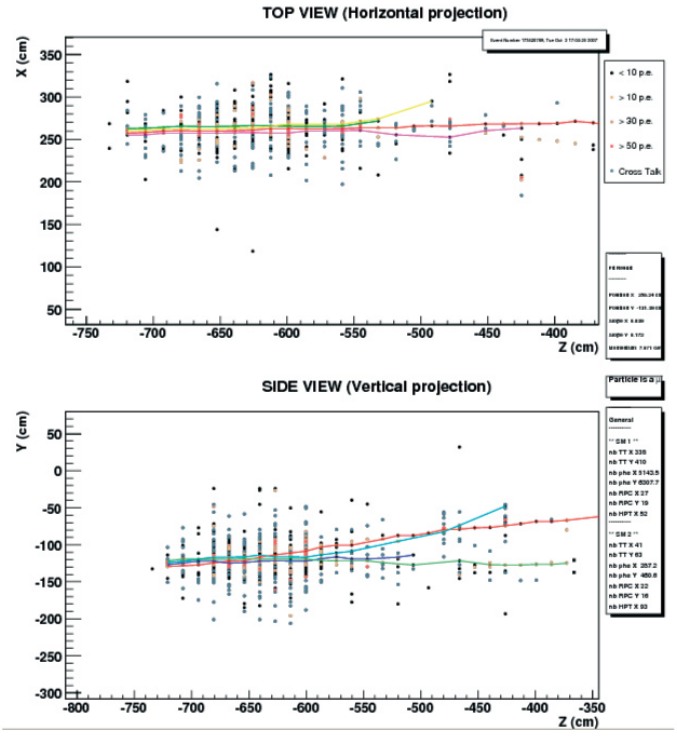


Figure 4.4 – *Reconstruction des traces du premier événement observé dans la cible.*

La reconstruction des traces se fait en deux temps, d'abord au sein de chaque super-module, puis par la connexion entre les deux super-modules lorsqu'il s'agit de la même trace. Au niveau de chaque détecteur (les scintillateurs du trajectographe, les RPC du spectromètre) de chacun des super-modules, des segments de traces sont identifiés, reconstruits, puis connectés ensemble.

La reconstruction de la trace nécessite au préalable la détermination de la brique de départ où

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

se trouve le vertex primaire. Ensuite, la construction d'un segment de la trace se fait à partir de la fabrication de tous les couples de hits possibles, appelés cellules. Un algorithme récursif, appelé "automate cellulaire", ordonne les cellules entre elles et leur affecte une position dans un arbre [47]. Enfin, le meilleur segment est extrait de l'arbre parmi tous les chemins possibles.

4.3 Critères de classification des événements

Jusqu'en fin 2008, les événements reconstruits par le programme "OpRec" ont été analysés et répertoriés manuellement en utilisant un programme d'affichage "operaDisplay". Ce travail devenait vite fastidieux lorsque le nombre d'événements à trier était très important.

Par ailleurs, ce travail de tri et de sélection des événements comporte une dimension subjective difficile à évaluer ; celle-ci est liée à l'aspect routinier de la tâche et à l'opérateur qui l'accomplit. C'est pourquoi, dans le but d'automatiser ce travail et d'objectiver la sélection des événements, un algorithme a été élaboré au cours de ce travail.

L'algorithme de classification des événements [43] est basé sur la classification des interactions CC et NC, et sur l'exploitation de la topologie et de la présence de gerbes dans les différents types d'interaction dans le but de séparer les événements ayant lieu dans la cible de ceux qui sont externes ou bien du bruit. Parmi les événements sélectionnés en temps, l'algorithme procède à une série d'analyses pour chacun des événements et leur affecte une des classes suivantes :

- FRONTMUON (muons générés dans la roche pénétrant frontalement dans la cible)
- SIDEMUON (muons générés dans la roche pénétrant latéralement dans la cible)
- SPECTRO (interactions de neutrinos (CC ou NC) avec le fer du spectromètre)
- EXTERNAL BACKGROUND (interactions externes pénétrant dans la cible)
- CONTAINED (interactions de neutrinos (CC ou NC) avec la cible du détecteur)

Chacune de ces classes sera décrite dans les paragraphes ci-dessous :

4.3.1 Remplissage de la cible

Initialement il était prévu de remplir entièrement la cible de 200 000 briques. Mais pour des raisons essentiellement budgétaires, seulement 75% des briques ont pu être livrées, et le remplissage de la cible d'OPERA laisse vides de briques :

- les 2 premiers et derniers murs du premier module (Zone A)
- les 3 premiers et les 2 derniers murs du second module (Zone B)
- les 5 rangées du bas et les 3 rangées du haut dans chacun des modules (Zone C)

Ces zones où les briques sont absentes et qui sont couvertes par les trajectographes, vont être utilisées comme des vetos supplémentaires pour la discrimination des interactions externes pénétrant dans la cible.

4.3.2 Frontmuon

Nous observons qu'il y a environ un événement en coïncidence temporelle sur six qui se produit effectivement dans la cible, les autres événements sont externes à la cible. Et un événement sur deux provient de muons externes qui entrent dans la cible soit de front, soit sur les côtés. Pour exclure les muons externes qui entrent par la face avant de la cible (Frontmuon), nous regardons si une trace de muon a été reconstruite par le programme OpRec. Puis en analysant cette trace, nous regardons si des hits de cette trace se trouvent dans les 2 premiers plans du TT du premier SM qui sont vides de briques et qui jouent un rôle de veto, ainsi que dans les deux plans du VETO dont la surface est plus grande

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

que la surface du trajectographe. Si ces hits appartiennent à la trace du muon alors il est probable que l'événement en question soit un Frontmuon.

Le programme comptabilise donc le nombre de hits proches de la trace du muon dans les 2 premiers plans du TT du premier SM. Comme ces deux premiers plans ne contiennent pas de briques, une trace détectée dans ces plans a une grande probabilité d'être produite en amont de la cible. Etant donné que chaque plan du TT fournit la position verticale et horizontale des hits, les hits dits proches dans les 2 deux premiers plans du TT sont entre 0 et 4.

La même procédure est utilisée pour les hits qui sont détectés dans les deux plans du VETO. Pour calculer le nombre de ces hits, la trace est prolongée en arrière en direction du VETO. Comme chaque plan du VETO fournit la position verticale et horizontale, le nombre de hits dits proches est encore de l'ordre de 0 à 4.

La distance minimale entre la trace et les hits pour les deux plans du TT et pour le plan du VETO est montrée dans la figure 4.5. Les hits dits proches sont définis comme étant ceux qui sont à une distance de 10 cm de la trace dans le cas du TT, et 30 cm dans le cas du VETO.

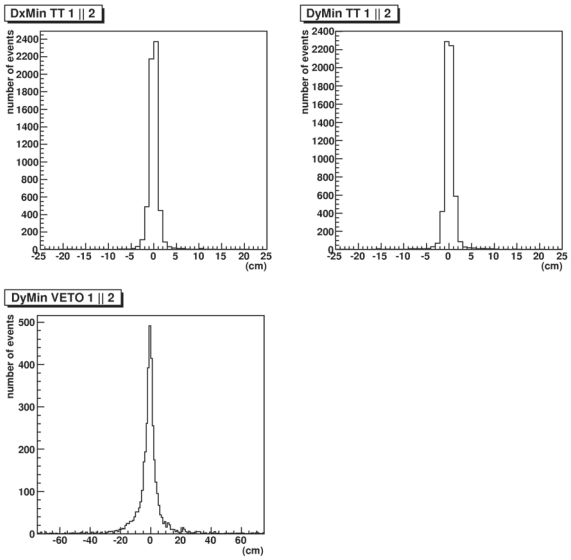


Figure 4.5 – *Distance minimale entre la trace du muon extrapolée en arrière et la position des hits mesurée pour les événements candidats FRONTMUON enregistrés en 2008 durant la prise de données. En haut à gauche (droite) : les deux premiers plans du TT, projection en x (y). En bas à gauche : les plans du VETO, projection en y. La projection en x est manquante pour le VETO en 2008 en raison d'un retard de livraison du matériel de lecture*

Pour les plans du TT, l'extrapolation en direction arrière de la trace n'est pas à priori nécessaire puisque les hits du TT sont utilisés directement pour construire la trace. Cependant dans certains cas où la reconnaissance des traces fait défaut au niveau du programme de reconstruction, une vraie trace entrant dans la cible depuis l'extérieur ne peut être reconstruite que quelques plans après les deux premiers plans du TT. Dans ces cas-là, les hits sont bien enregistrés, mais ils ne sont pas associés à la trace. Pour éviter ce problème, la même procédure d'extrapolation est utilisée pour le TT comme pour les plans du VETO.

Avec cette procédure de calcul du nombre de hits associés par extrapolation de la trace, soit dans le VETO, soit dans le TT, la corrélation entre le nombre de hits dits proches mesurés dans le VETO et dans les deux premiers plans du TT pour les traces MC générées en amont de la cible, est montrée dans la figure 4.6. Afin de prendre en considération certaines inefficacités du détecteur, les événements ayant au moins une trace avec un nombre total de hits dits proches supérieur ou égal

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

à 3 sont étiquetés préliminairement comme FRONTMUON. Des effets de rétrodiffusion des particules dans les interactions de neutrinos peuvent aussi donner des hits à l'arrière.

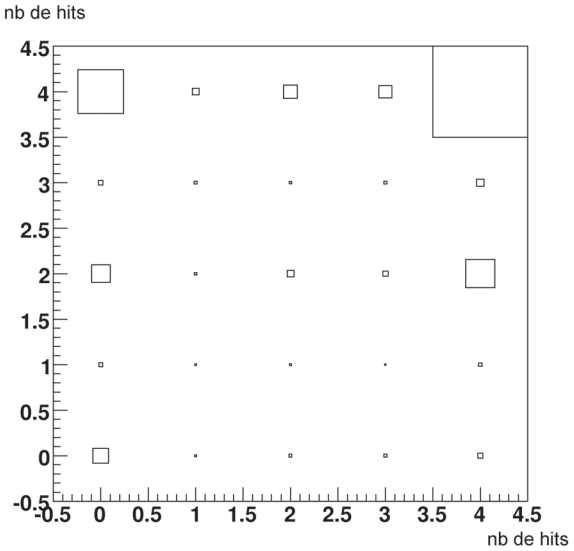


Figure 4.6 – *Corrélation observée entre le nombre de hits dits proches mesuré dans le VETO, sur l'axe vertical, et dans les deux premiers plans du TT, sur l'axe horizontal, pour les traces MC générées en amont de la cible*

En effet, il arrive que les événements CC avec le vertex primaire situé dans le mur de briques proche des deux premiers murs vides, possèdent des hits dits proches situés dans la direction arrière par rapport à la trace du muon, en raison de l'effet de rétrodiffusion des particules. Il est cependant possible de distinguer ce type d'événements de l'unique trace du muon venant en amont parce que la gerbe hadronique associée à l'événement CC va déposer beaucoup plus d'énergie dans le TT.

L'étiquetage préliminaire FRONTMUON d'un événement est confirmé si le nombre de hits du TT en plus de ceux de la trace du muon est en dessous d'un certain seuil. Ce seuil est mis à 30 hits dans un cylindre de 15 cm de rayon centré sur la direction de la trace. Ce seuil a été choisi en fonction de l'inspection événement par événement en attendant l'utilisation d'un grand échantillon d'événements MC, et aussi en s'appuyant sur la bonne simulation des énergies déposées dans le TT.

Pour illustrer ces propos, un événement FRONTMUON est montré dans la figure 4.7. Dans ce cas-ci le nombre de hits dits proches est égal à 4 dans les deux premiers plans TT et à 2 dans les plans du VETO. Il n'y a pas de hits dans le plan x-z du VETO, à cause du retard dans la livraison du matériel de lecture. C'est la raison pour laquelle durant la prise de donnée en 2008, seule la sortie dans le plan y-z était disponible. A partir de 2009, l'électronique de lecture du VETO du plan x-z a été implantée et la sortie dans ce plan était devenue disponible.

4.3.3 Sidemuon

Il s'agit ici de rejeter les muons de la roche qui entrent dans la cible par les quatre côtés latéraux du détecteur.

Pour cela, tous les événements de cette classe doivent contenir au moins une trace de muon. Et la coordonnée longitudinale du début de la trace doit être à l'intérieur des limites de la cible. Si en plus la position transverse de la trace qui débute se trouve à l'intérieur d'une zone en bordure, à la limite de la cible active, l'événement est préliminairement étiqueté comme étant un SIDEMUON. La largeur à gauche et à droite de cette zone située en bordure de la cible suivant la direction horizontale

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

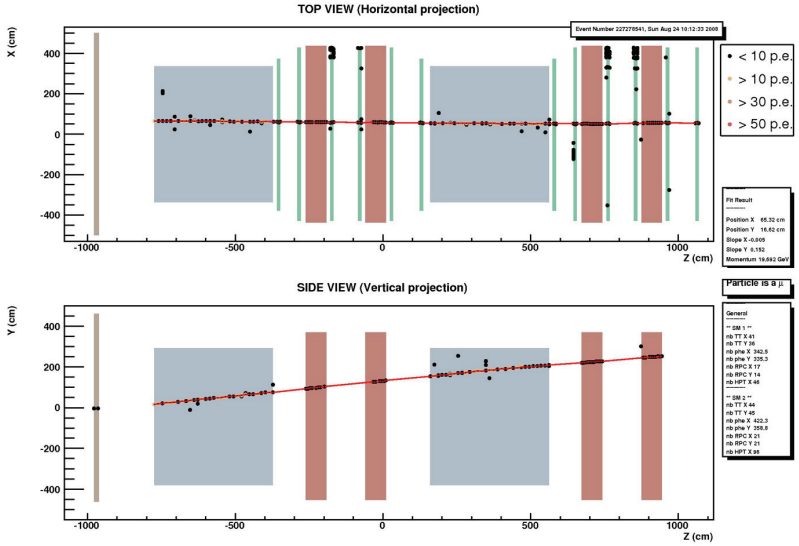


Figure 4.7 – *Evénement de type FRONTMUON*

a une dimension égale à la longueur d'une brique. Dans la direction verticale, le remplissage est fait de manière telle que les 3 rangées du haut et les 5 rangées du bas de chaque mur sont vides de briques. Ces espaces sont utilisés comme vetos.

En raison de l'effet de rétrodiffusion, un authentique événénement CC se produisant dans la cible active peut générer des hits à l'intérieur de ces zones. Si certains de ces hits sont attachés à la trace du muon par le programme de reconstruction, l'événement peut être classé faussement comme un SIDEMUON. Comme pour la classe FRONTMUON, l'étiquetage SIDEMUON est ainsi confirmé seulement si le nombre de hits du TT en plus de ceux de la trace du muon est inférieur au seuil qui convient. Ce seuil a été évalué de la même manière que pour le FRONTMUON. Un seuil plus faible de 20 hits a été choisi pour tenir compte des gerbes hadroniques qui peuvent échapper partiellement de la cible active. Une illustration d'un événement SIDEMUON est montrée dans la figure 4.8.

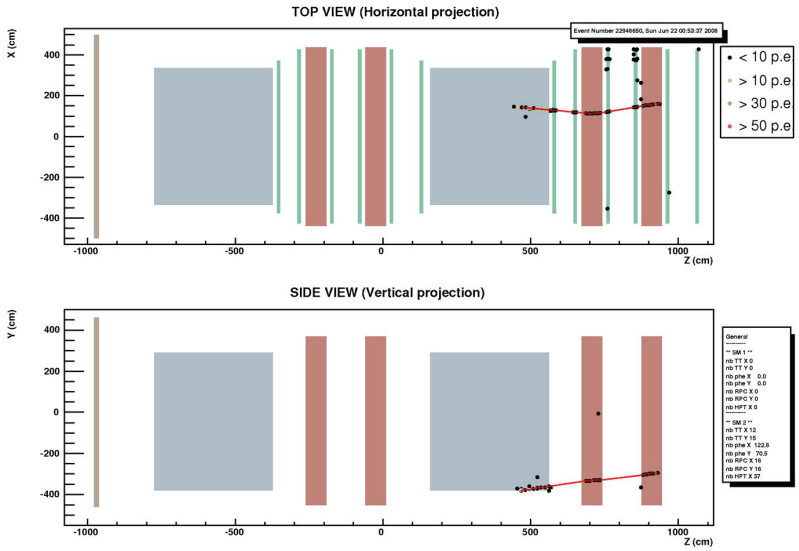


Figure 4.8 – *Evénement de type SIDEMUON*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

4.3.4 Spectro

Etant donné la densité et l'épaisseur du fer dans le spectromètre par rapport au mur de briques, le nombre d'interactions de neutrinos du faisceau avec le fer du spectromètre est important.

Le but de cette analyse est de vérifier si les premiers hits de l'événement ont lieu dans l'aimant ou bien dans la partie de cible juste en amont dans chaque super module. Cette analyse s'appuie sur les données de positionnement des hits et le nombre de hits dans le TT et dans les RPC de l'aimant.

Les événements SPECTRO sont donc définis comme les événements produits par une interaction de neutrinos (CC ou NC) dans le fer du premier ou du second spectromètre du détecteur d'OPERA. Si l'interaction a lieu dans le fer du premier spectromètre, il ne devrait pas y avoir d'activités significatives dans le TT du premier module. Dans le cas d'un événement CC, il peut y avoir une certaine activité dans le second module induit par la trace du muon.

Si l'interaction a lieu dans le fer du second spectromètre, il ne devrait pas y avoir d'activités significatives en amont du détecteur. Une activité significative est définie par fait qu'au moins 3 des 22 plans du premier spectromère RPC comportent un signal, ou 2 plans consécutifs du TT en coïncidence dans le premier spectromètre, ou un seul plan TT avec plus de 1500 comptages d'ADC effectués dans le premier spectromètre. Une illustration d'un événement SPECTRO est montrée dans la figure 4.9.

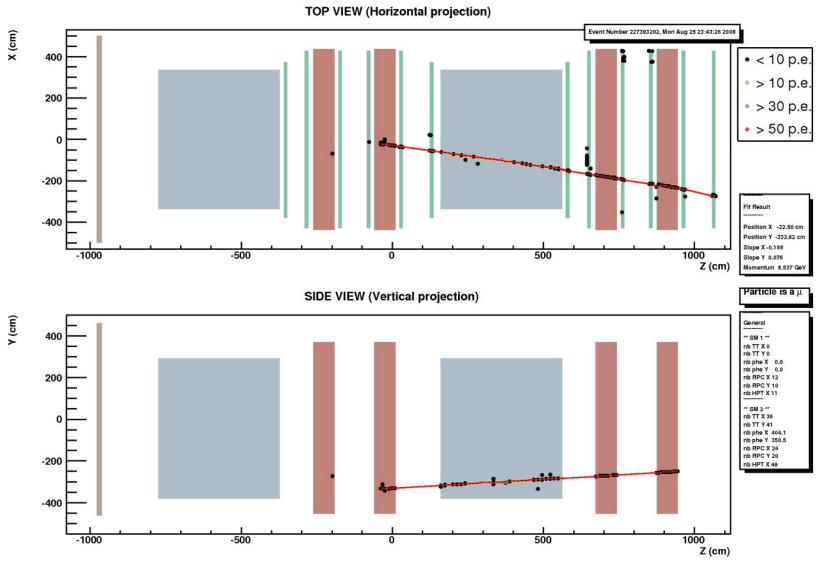


Figure 4.9 – *Evénement de type SPECTRO*

4.3.5 External Background

Après avoir rejeté les événements classifiés comme FRONTMUON, SIDEMUON et SPECTRO, il existe un ensemble d'événements où soit aucune trace tridimensionnelle n'est reconstruite, soit aucune trace reconstruite n'existe dans le TT. Dans ces cas, la localisation spatiale d'un vertex primaire devient beaucoup moins aisée. Il est alors difficile de différencier un événement NC faiblement énergétique d'un bruit de fond, surtout lorsque ces événements ne comportent que peu de hits.

Cependant certaines informations peuvent être extraites du TT sur la position des hits. En effet, le remplissage de briques dans la cible d'OPERA comporte plusieurs zones vides (A, B, C).

Si la fraction de hits du TT à l'intérieur de chacune de ces zones vides excède un certain seuil, fixé à 75% par rapport au nombre total de hits, alors il y a de forte chance que le vertex primaire se trouve à l'extérieur de la cible. Les hits observés dans le TT sont généralement dûs dans ce cas à de l'énergie

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

déposée par des particules externes de faible énergie atteignant la cible avec un large angle de diffusion. Les figures en haut et en bas de la figure 4.10 nous montrent deux cas de ces types d'événements dans les données.

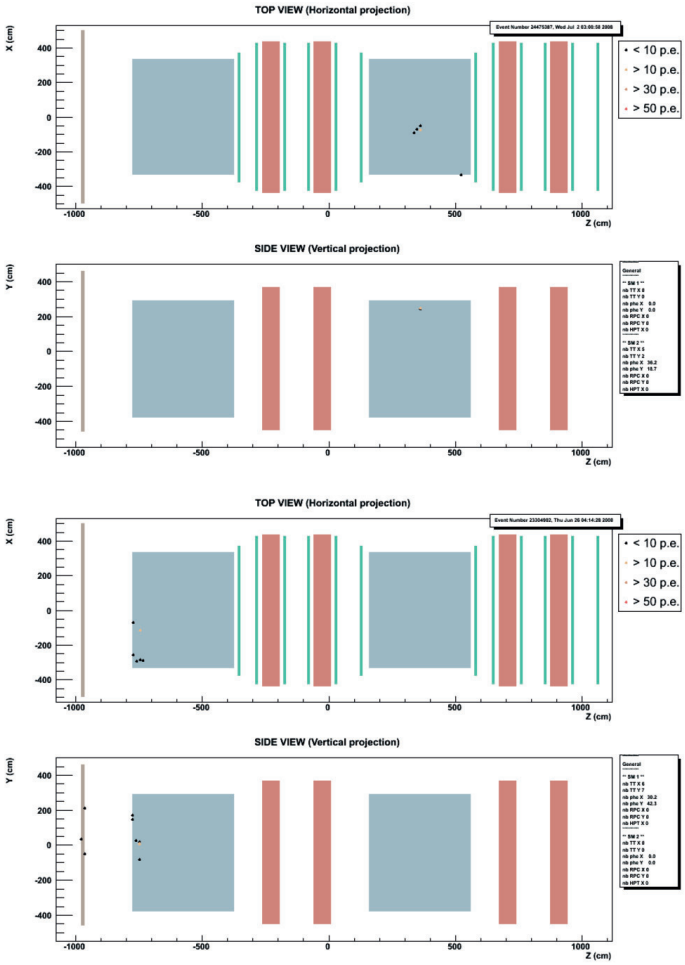


Figure 4.10 – *Les figures en haut et en bas montrent deux exemples d'événements dans les données avec moins de trois hits dans un même voisinage.*

Pour vérifier cette hypothèse [1], nous avons généré un échantillon d'événements en courant chargé et en courant neutre avec des vertex primaires localisés dans les matériaux environnants externes à la cible d'OPERA. Nous observons que la principale contribution provient des interactions de neutrinos avec les parois du Hall C qui sont en béton ; ces interactions donnent lieu à une diffusion de particules qui viennent frapper le détecteur soit par devant soit sur les côtés latéraux. La distribution spatiale des hits dans le détecteur est montrée dans la figure 4.11. Comme attendu, la grande majorité des hits se regroupent autour des régions vides en raison de la faible énergie de ces particules. Des hits ont été également enregistrés dans le premier bras de chaque spectromètre.

Pour réaliser un comparatif à la fois qualitatif et quantitatif de la prédiction MC (cf. section 3.5), des événements réels avec un faible nombre de hits ont été sélectionnés. Ce nouvel échantillon peut

1. Afin de faciliter la lecture, une présentation succincte des résultats est donnée ici. La dernière section 3.5 de ce chapitre fera l'objet d'un développement plus détaillé.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

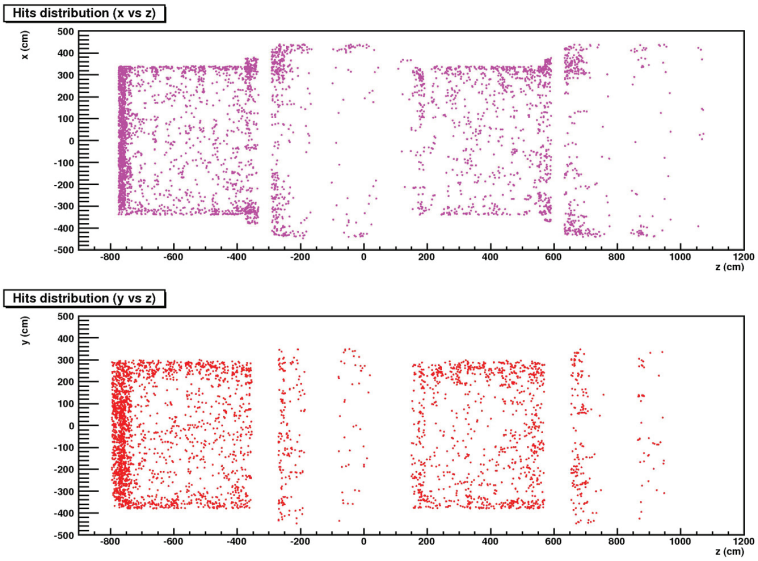


Figure 4.11 – *Distribution des hits pour des événements MC se produisant dans les parois de béton du Hall C*

être comparé à l'autre échantillon MC des événements externes. La distribution obtenue en mettant un seuil inférieur ou égal à 3 hits est montrée dans la figure 4.12. Le comportement est qualitativement similaire à celui de la figure précédente obtenue avec les événements externes MC.

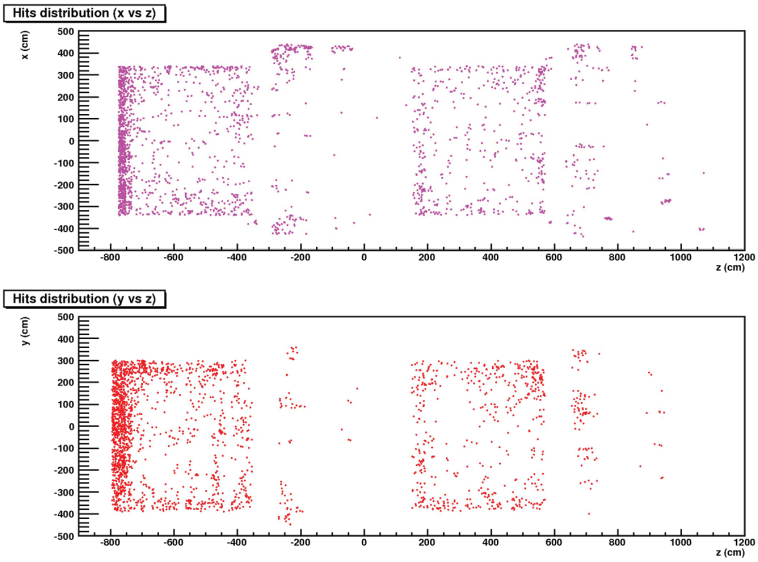


Figure 4.12 – *Distribution des hits avec des événements réels ayant un nombre total de hits inférieur ou égal à 3*

Pour les événements survivant à cette première sélection, un algorithme de localisation spatiale utilisant uniquement l'énergie déposée dans le TT est appliqué. Plusieurs possibilités ont fait l'objet d'investigation. Il semble raisonnable qu'il y ait au moins un plan avec des hits qui soient à la fois observés dans les barres de scintillateurs verticales et horizontales afin d'avoir une localisation précise du vertex d'interaction : la position le long de l'axe du faisceau est donnée par le plan du TT, la

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

position transverse est donnée par le centroïde résultant de l'intersection de barres de scintillateurs verticales et horizontales qui ont été touchées. Pour réduire des coïncidences aléatoires, certaines configurations de hits, soit en amont soit en aval du plan d'interaction, sont également regardées de près. Ces configurations de hits doivent être spatialement mises en corrélation avec l'activité mesurée dans le plan avec une coïncidence verticale ou horizontale. Enfin, le nombre de hits doit être supérieur à 3.

Lorsque l'activité dans le TT est si faible que les conditions ci-dessus ne peuvent pas être satisfaites, l'événement est classifié comme étant EXTERNAL BACKGROUND. Tout événement qui n'a pas été classifié à ce point est appelé CONTAINED. Les événements tau QE, avec une désintégration du tau en électron peuvent aussi donner, par exemple, des configurations où une faible activité est observée dans les TT. La nécessité d'éliminer les interactions de particules neutres produites à l'extérieur conduit à un compromis par rapport à cette catégorie d'événements tau comme nous le verrons dans le paragraphe 4.4.3.

4.3.6 Contained

Une illustration d'un événement CONTAINED en courant chargé est montrée dans la figure 4.13.

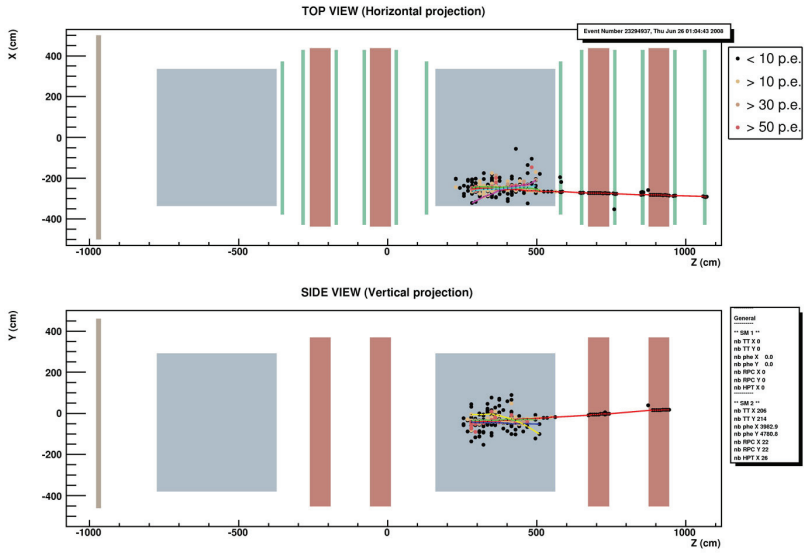


Figure 4.13 – *Un événement en courant chargé de type CONTAINED*

Un événement en courant neutre est montré dans le haut de la figure 4.14 avec une trace hadronique reconstruite en 3 dimensions réprésentée par une ligne continue rouge. Un autre événement en courant neutre est montré dans le bas de la figure 4.14 avec beaucoup moins d'énergie déposée dans le TT, où aucune trace hadronique n'a pu être reconstruite.

4.4 Efficacité de l'algorithme de sélection

Pour comprendre les efficacités de l'algorithme concernant les courants neutres, nous utilisons pour les événements MC la variable Bjorken-y qui nous donne la fraction de l'énergie du neutrino primaire qui est perdue dans la collision avec le nucléon. La variable Bjorken-y est comprise entre 0 et 1. Si celle-ci est proche de 0, le neutrino primaire garde presque toute son énergie et dans OPERA on ne voit pas beaucoup de hits. Cela signifie que l'événement observé peut être un NC avec une faible énergie

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

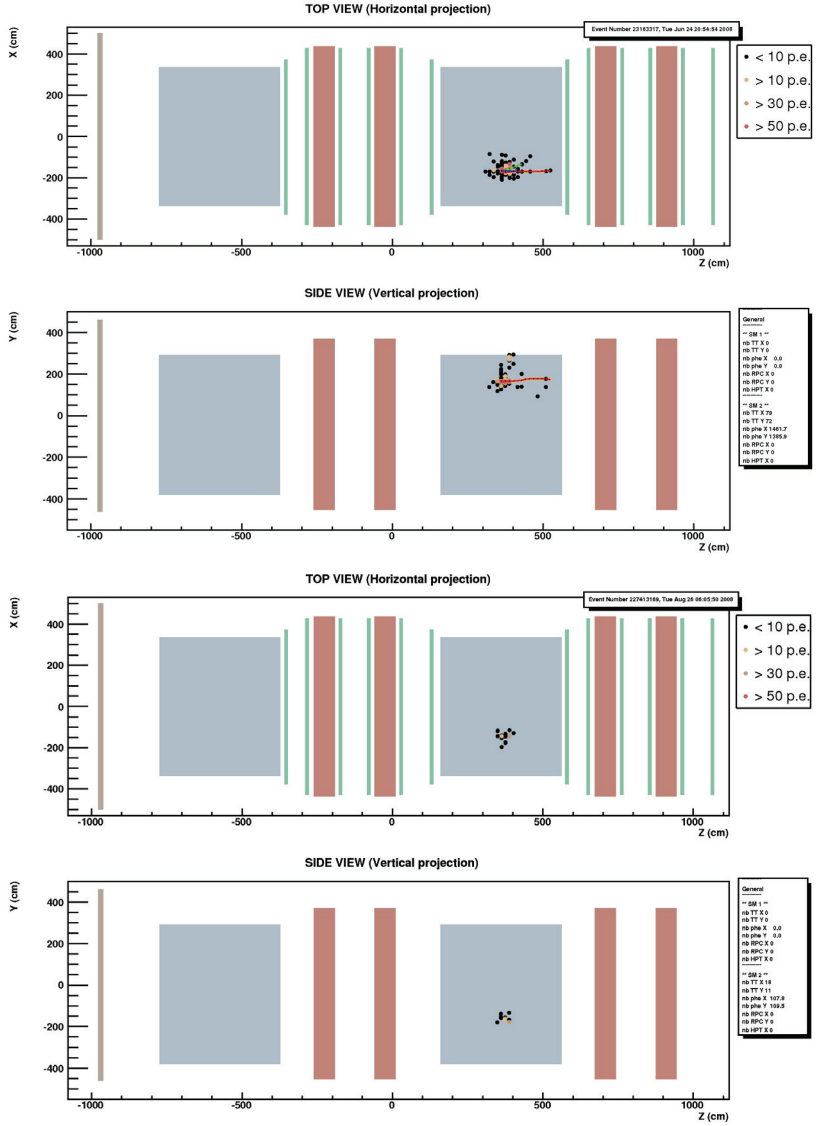


Figure 4.14 – *Exemple de 2 événements en courant neutre de type CONTAINED*

déposée, ou bien un événement dû au bruit de fond. Si elle est proche de 1, le neutrino primaire perd presque toute son énergie et dans OPERA on voit de très nombreux hits.

Pour la réaction en courant neutre :

$$\nu_\mu(k)N(P) \rightarrow \nu_\mu(k')X \tag{4.1}$$

où k, P et k' sont les quadri-impulsions des particules impliquées. La variable Bjorken-y est définie par :

$$y \equiv \frac{P \cdot (k - k')}{P \cdot k}, \tag{4.2}$$

dans le référentiel du laboratoire, y peut être calculé ainsi :

$$y = 1 - \frac{E'_{\nu_\mu}}{E_{\nu_\mu}} \tag{4.3}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

où E_{ν_μ} et E'_{ν_μ} sont respectivement les énergies du ν_μ entrant et sortant. Quand E'_{ν_μ} est petite, l'énergie de transfert au nucléon cible est grande et y est grande. Quand E'_{ν_μ} est proche de E_{ν_μ}, l'énergie de transfert est petite et y est petite également. C'est pourquoi dans un processus en courant neutre, il y a une forte corrélation entre y et l'activité hadronique qui peut être mesurée dans le détecteur. Bien évidemment, y peut être aussi défini pour un processus en courant chargé en remplaçant dans l'équation (4.1) $\nu_\mu(k')$ par $\mu^-(k')$.

4.4.1 Résultats sur les événements MC en CC

L'algorithme de sélection, appelé OpCarac, a été testé sur les événements MC (5000 CC, 5000 NC) générés dans la cible du détecteur d'OPERA. Dans la plupart des cas, une trace tri-dimensionnelle du muon peut être reconstruite et l'efficacité de classification attendue est grande. Les résultats du test sont montrés dans la figure 4.15. Le plot du haut montre la distribution spatiale du vertex primaire des événements dans le plan x-z non identifiée comme CONTAINED. La figure du milieu montre la distribution correspondante dans le plan y-z. Il est clair que d'après ces figures, les événements mal identifiés correspondent à ceux qui se produisent au niveau de la surface externe de la cible. Ces événements sont identifiés faussement comme FRONTMUON ou SIDEMUON. Le plot du bas montre l'efficacité de la classification en fonction de la variable Bjorken-y : l'efficacité de classification est très grande et elle ne dépend pas de la variable Bjorken-y.

4.4.2 Résultats sur les événements MC en NC

Un test similaire a été réalisé sur les événements MC NC générés dans la cible de briques. Pour ces événements, la probabilité de reconstruire de traces longues est faible, et souvent, seulement un petit amas de dépôt d'énergie est détecté dans le TT. La grande partie de l'énergie initiale du neutrino est emportée par ce dernier après l'interaction, aussi elle n'est pas détectable. Ce processus arrive généralement quand l'énergie transférée au nucléon cible est faible, d'où la faible valeur pour la variable Bjorken-y.

Les résultats de cette analyse sont montrés dans la figure 4.16. Le plot du haut (bas) montre la position du vertex primaire dans le plan x-z (y-z) pour les événements non identifiés comme CONTAINED. Il apparaît d'après ces figures qu'une large fraction de ces événements mal identifiés sont uniformément répartis à l'intérieur de la cible. Ces événements sont classifiés comme étant EXTERNAL BACKGROUND dès lors qu'ils répondent aux critères définis à la section 4.3.5.

La figure du bas de la figure 4.16 montre l'efficacité de classification en fonction de la variable Bjorken-y. L'efficacité est clairement plus pauvre aux petites valeurs de y, mais augmente rapidement avec y comme on pouvait s'y attendre.

Le tableau 4.1 résume les efficacités de sélection des événements CC et NC dans la cible d'OPERA.

Type	CONTAINED ($\epsilon_{OpCarac}$)
ν_μ CC	(97.2±0.02)%
ν_μ NC	(86.2±0.18)%

Table 4.1 – *Efficacités de sélection des événements CC et NC dans le volume fiduciel.*

4.4.3 Résultats sur les événements ν_τ MC

L'efficacité de l'algorithme a été aussi évaluée sur les événements ν_τ MC avec un lepton τ dans l'état final. Les canaux de production en courant chargé CC DIS, et quasi-élastique QE ont été aussi simulés. Les efficacités ont été évaluées séparément pour les 3 types de désintégration : muonique (μ), électronique (e) et semi-hadronique (h). Dans la génération MC, le spectre d'énergie des ν_τ est le même

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

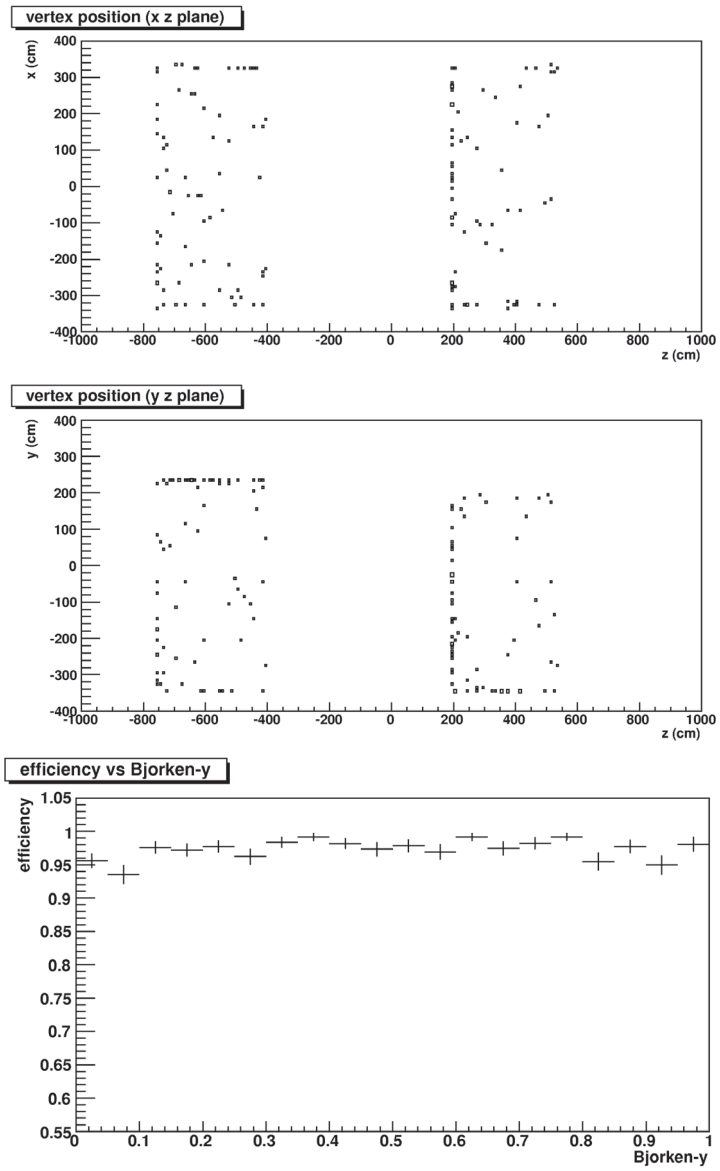


Figure 4.15 – *Plot du haut : position du vertex primaire dans le plan x-z pour les événements CC MC non identifiés comme CONTAINED. Plot du milieu : distribution similaire dans le plan y-z. Plot du bas : L'efficacité de classification des événements CONTAINED en fonction de Bjorken-y. La fluctuation semble compatible avec l'erreur statistique MC*

que celui qui est attendu pour ν_μ. Le spectre des ν_τ ne prend donc pas en compte l'effet de oscillation, et les efficacités obtenues avec ce spectre sont appelées efficacités de non oscillation.

L'effet de l'oscillation ν_μ vers ν_τ sera pris en compte pour différentes valeurs de Δm^2 en appliquant pour chaque événement un poids donné par :

$$\sin^2\left(\frac{1.267\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \tag{4.4}$$

où Δm^2 est exprimé eV^2, L en km et E_ν en GeV. Pour un Δm^2 correspondant à l'expérience OPERA, le poids sera plus grand pour des énergies faibles de neutrinos. Comme l'énergie visible est statistiquement plus importante pour des neutrinos de haute énergie que pour ceux de basse énergie,

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

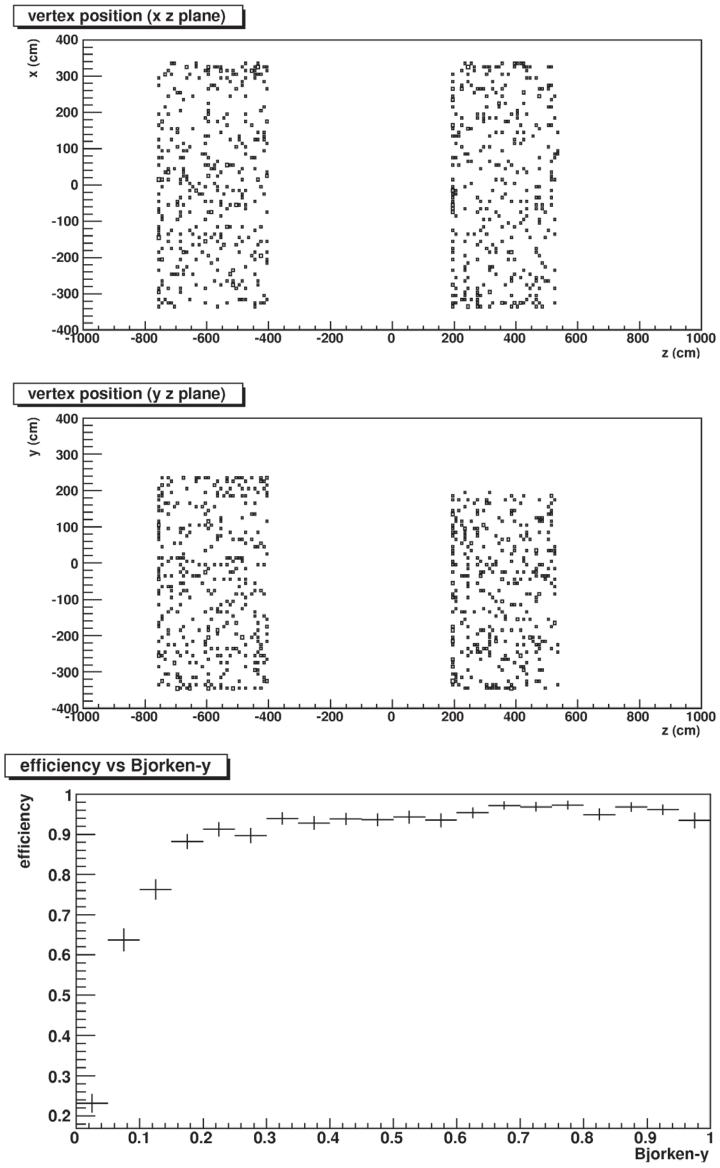


Figure 4.16 – *Plot du haut : position du vertex primaire dans le plan x-z pour les événements NC MC non identifiés comme CONTAINED. Plot du milieu : distribution similaire dans le plan y-z. Plot du bas : L'efficacité de classification des événements CONTAINED en fonction de Bjorken-y.*

et que l'efficacité de l'algorithme augmente avec l'énergie visible, nous nous attendons à des efficacités plus faibles en prenant en compte le spectre d'énergie d'oscillation.

Les efficacités obtenues dans les différents canaux de production et modes de désintégration, pour le spectre de non oscillation et pour 3 différentes valeurs du paramètre Δm^2 sont montrées dans le tableau 4.2. Quand Δm^2 varie entre $2 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-3}$ eV^2, il n'a pas été observé de variation significative dans un canal donné.

Pour certains modes de désintégration, l'efficacité est la même que pour le spectre d'oscillation ou de non oscillation, comme dans le cas du muon. Cela s'explique par le caractère constant de l'efficacité de l'algorithme de sélection en fonction de la variable Bjorken-y vue dans la figure 4.15. Par contre les autres canaux ont une efficacité plus faible avec le spectre d'oscillation, notamment pour le cas du canal

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

efficiency	non osc.	Δm^2=2.43	Δm^2=2	Δm^2=3
τ μ DIS	96.2 ± 0.3 %	96.0 ± 0.4 %	96.0 ± 0.4 %	96.0 ± 0.4 %
τ μ QE	95.3 ± 0.3 %	93.7 ± 0.6 %	93.7 ± 0.7 %	93.8 ± 0.6 %
τ h DIS	96.1 ± 0.3 %	96.5 ± 0.4 %	96.5 ± 0.4 %	96.5 ± 0.4 %
τ h QE	92.5 ± 0.4 %	89.4 ± 0.9 %	89.3 ± 0.9 %	89.5 ± 0.8 %
τ e DIS	95.6 ± 0.3 %	93.9 ± 0.7 %	93.9 ± 0.7 %	93.9 ± 0.6 %
τ e QE	86.6 ± 0.5 %	79.3 ± 1.1 %	79.2 ± 1.1 %	79.4 ± 1.0 %

Table 4.2 – *Efficacités de l'algorithme de sélection sur les événements ν_τ MC avec un lepton τ dans l'état final. La deuxième colonne montre les efficacités pour le spectre de non oscillation. Dans les autres colonnes, les effets du spectre d'oscillation sont pris en compte via l'équation 4.4, pour 3 différentes valeurs du paramètre Δm^2 . Δm^2 est exprimé en unité de 10^{-3} eV^2.*

$\tau \rightarrow e$ QE où l'efficacité est la plus basse en raison de la présence de petites gerbes qui ressemblent beaucoup aux événements externes. Pour ces canaux, cela s'explique par le comportement de l'efficacité de l'algorithme de sélection aux faibles valeurs de Bjorken-y, comme nous l'avions vu dans la figure 4.16, et aussi par une probabilité d'oscillation plus grande aux faibles énergies des neutrinos.

4.4.4 Résultats sur les données 2008-2009 d'OPERA

Durant la période de prises de données de 2008, le système du DAQ a enregistré 10121 événements en temps avec le faisceau. Le nombre des événements observés dans les différentes classifications est montré dans la figure 4.17 où les colonnes centrées sur 0, 1, 2, 3 et 5 correspondent respectivement aux classes CONTAINED, SPECTRO, FRONTMUON, SIDEMUON, et EXTERNAL BACKGROUND.

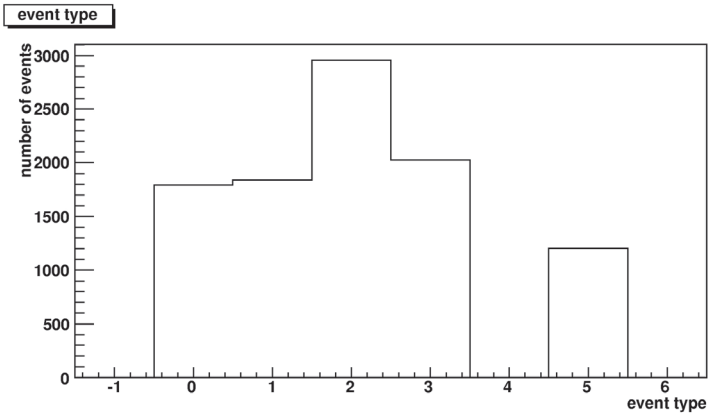


Figure 4.17 – *Nombre d'événements observés dans les différentes classifications durant la période de prise de données en 2008*

Les événements CONTAINED peuvent être séparés en deux catégories soit avec soit sans trace du muon candidat reconstruite dans l'état final. L'impulsion et la direction de la trace des muons candidats sont comparées dans la figure 4.18 à celles venant des événements MC classifiés comme CONTAINED. Ces prédictions prennent en compte les interactions ν_μ en courant chargé et en courant neutre se produisant dans la cible et dans les matériaux environnants. Ces prédictions sont normalisées en utilisant le nombre de protons sur cible du SPS correspondant à l'échantillon de données. D'où la normalisation MC est donc absolue. L'accord sur les paramètres de la trace du μ est aussi satisfaisant.

La figure 4.19 montre la distribution de la trace du μ pour les événements FRONTMUON. L'accord

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

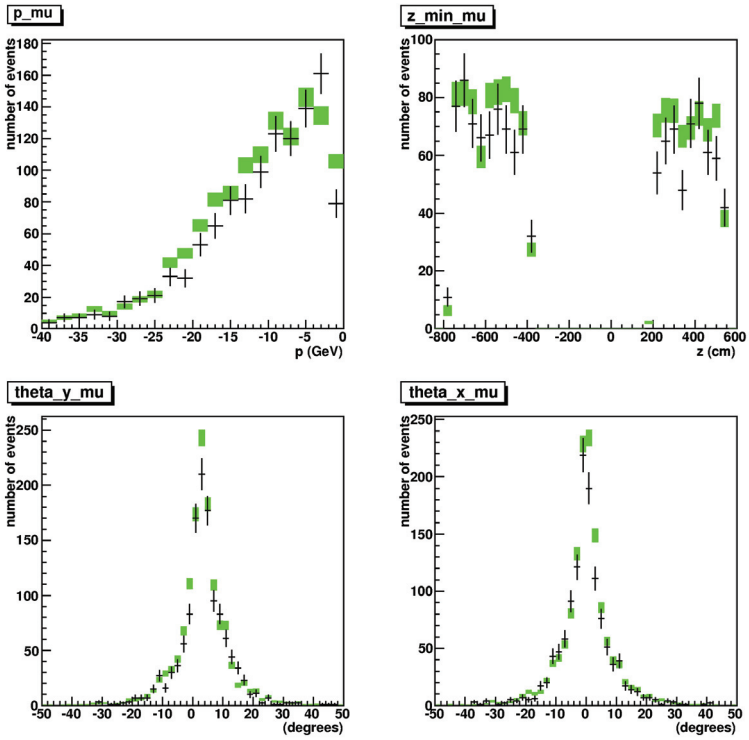


Figure 4.18 – *Comparaison entre Data vs MC pour les événements CC CONTAINED : impulsion du muon (en haut à gauche), position de départ de la trace du muon le long de l'axe du faisceau (en haut à droite), et angles de la trace du muon par rapport à l'axe du faisceau en y-z (x-z), en bas à gauche (droite). Les données sont indiquées par des croix, les prédictions MC par des carrés. Les erreurs sont statistiques seulement.*

avec la prédiction MC correspondante est satisfaisant.

4.4.5 Implantation de l'algorithme de classification

A partir de 2009, l'algorithme a été implanté dans les programmes d'OPERA, et a été utilisé en temps réel. Durant la période de prise de données, une liste d'événements en temps avec le faisceau dans la cible sont extraits deux fois par jour. L'algorithme de classification passe en revue chacun de ces événements enregistrés afin de fournir la liste des événements CONTAINED qui seront dans l'étape suivante traités par l'algorithme du Brik Finding. Ce dernier déterminera la position probable de la brique contenant l'événement candidat à extraire par le robot manipulateur de briques. Cette brique sera par la suite envoyée dans différents laboratoires de scanning afin d'identifier la nature de l'interaction produite dans la brique.

4.5 Complément sur l'analyse des événements faiblement énergétiques

Avec des événements NC à faible énergie donnant lieu à une faible activité hadronique, il est impossible de reconstruire des traces. Il est également très difficile de distinguer ces types d'événements des bruits générés par des particules externes au niveau du détecteur électronique, spécialement quand ces événements ne contiennent que quelques hits.

Le travail comparatif entre les événements en temps du run 2008 et les événements MC externes se produisant dans les différents matériaux qui entourent le détecteur électronique sous l'angle des

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

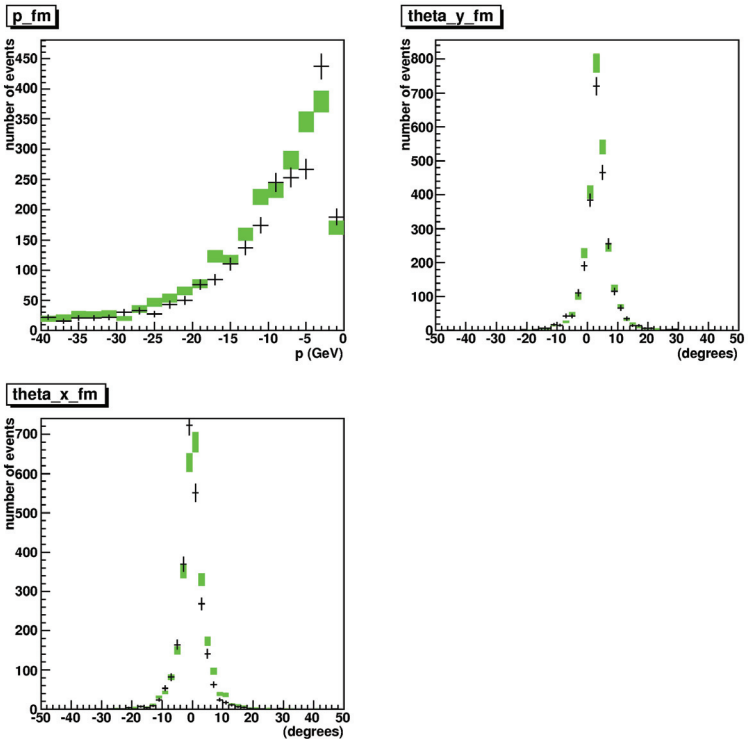


Figure 4.19 – *Comparaison entre Data vs MC pour les événements FRONTMUON : impulsion du muon (en haut à gauche), et angles de la trace du muon par rapport à l'axe du faisceau en y-z (x-z), en haut à droite (en bas à gauche). Les données sont indiquées par des croix, les prédictions MC par des carrés. Les erreurs sont statistiques seulement.*

événements faiblement énergétique, nous aidera à mieux comprendre l'origine et la provenance de ces événements [48]. La figure 4.20 donne une représentation schématique des matériaux passifs.

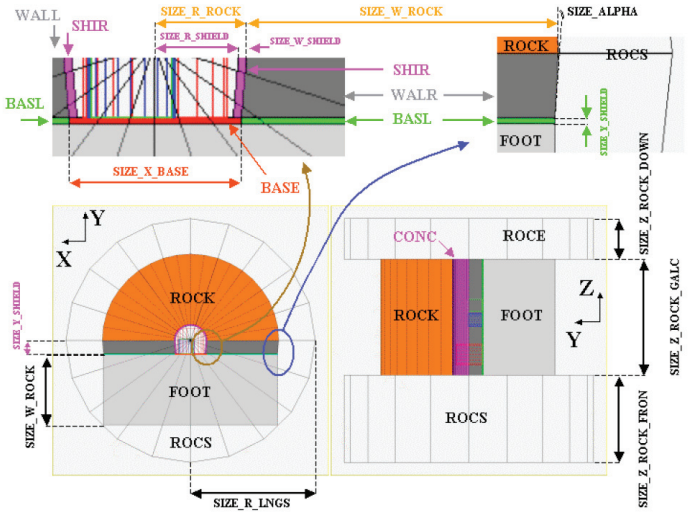


Figure 4.20 – *Représentation schématique des matériaux passifs dans le Hall C.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

4.5.1 Analyse des événements OnTime de faible énergie

Sur un échantillon de 7988 événements du run de 2008, nous avons extrait 465 événements à faible énergie avec un vertex d'interaction ayant un nombre de hits inférieur ou égal à 3 dans un rayon de 30 cm du trajectographe, correspondant à des événements EXTERNAL BACKGROUND. Nous obtenons une distribution spatiale des hits de ces événements dans la figure déjà montrée dans la section 2.4 de ce chapitre (cf. figure 4.12), ainsi que la distribution d'énergie en photoélectrons (cf. figure 4.21).

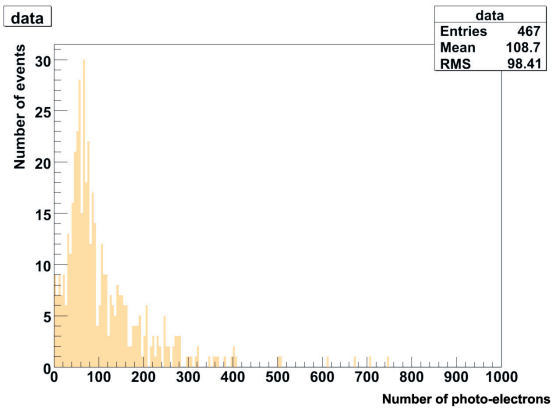


Figure 4.21 – *Distribution d'énergie des événements en temps avec moins de trois hits dans un même voisinage.*

4.5.2 Analyse de la contribution des événements MC CC, NC, QE et RES

Pour découvrir quels types de particules et processus d'interaction sont responsables de ces événements à faible énergie, nous avons travaillé sur des données de simulation. Pour cela, nous analysons à partir des événements MC des interactions DIS, NC, QE et RES dans les matériaux externes en faisant une coupure pour tous les événements possédant 3 hits ou moins proches dans le trajectrographe. De plus, une normalisation sera appliquée sur les données MC pour correspondre au même nombre de protons sur cible que dans les événements en temps de 2008, c'est-à-dire 1.8×10^{19} pot [?]. Le tableau 4.3 montre qu'une grande proportion des événements faiblement énergétiques proviennent des interactions externes CC et NC.

Type d'événement	Nombre d'événements non normalisés	Nombre d'événements normalisés
Evénement NC	2202	142.42
Evénement DIS	2447	369.55
Evénement QE	789	4.82
Evénement RES	1868	18.79
Total des contributions	7306	535.69

Table 4.3 – *Les événements faiblement énergétiques MC NC et CC (DIS, QE, RES).*

Avec la normalisaion des protons sur cible, nous avons 535.69 événements MC avec moins de 3 hits inclus dans le même voisinage, et 465 événements dans les données réelles ayant la même configuration de hits (cf. histogramme 4.22).

Avec une différence de 8%, cette comparaison quantitative au niveau du nombre d'événements et qualitative au niveau de la distribution spatiale nous permet d'ores et déjà de conclure que les

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

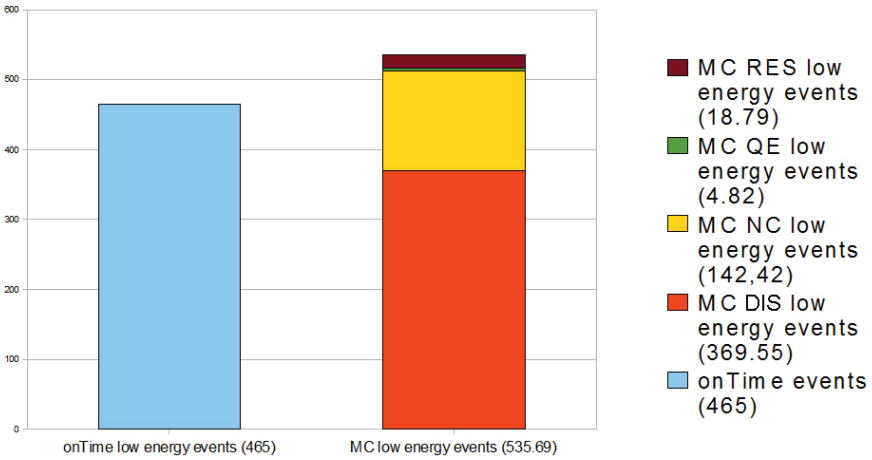


Figure 4.22 – *Histogramme des contributions au bruit de fond pour les données réelles (hist. de gauche) et MC (hist. de droite).*

particules externes qui viennent frapper principalement les zones en surface du détecteur proviennent des interactions des neutrinos avec le bouclier de confinement en béton du Hall C (cf. histogramme 4.23).

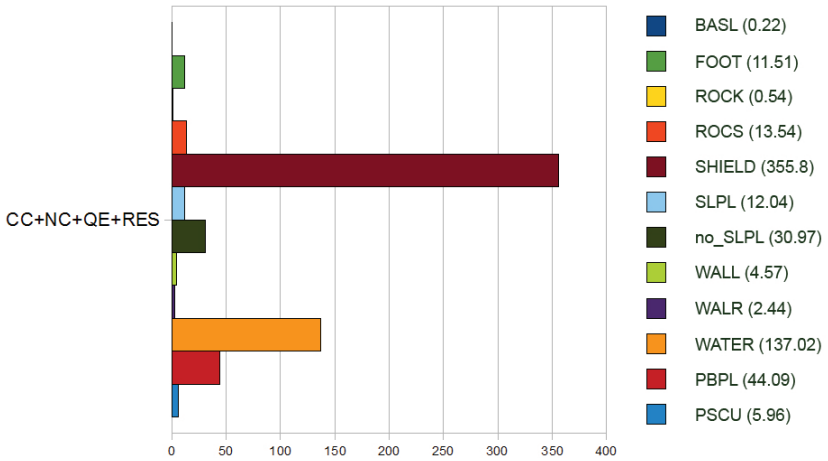


Figure 4.23 – *Histogramme des contributions au bruit de fond, événements avec moins de trois hits dans un même voisinage, généré par l'interaction des neutrinos avec des matériaux passifs présents dans le Hall C.*

La figure 4.24 montre la distribution énergétique en photo-électrons de tous les événements normalisés NC, CC (DIS, QE et RES). Nous observons que cette distribution est très proche de celle des événements dans les données réelles.

Les figures en haut et en bas de la figure 4.25 montrent respectivement la distribution spatiale des hits des événements normalisés CC et NC.

En conclusion de cette analyse, nous avons décidé de faire un premier filtrage pour rejeter tous les événements ayant trois hits ou moins dans un même voisinage, afin de concentrer notre attention sur les événements NC qui sont dans la cible et qui ont plus de 3 hits dans leur voisinage.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

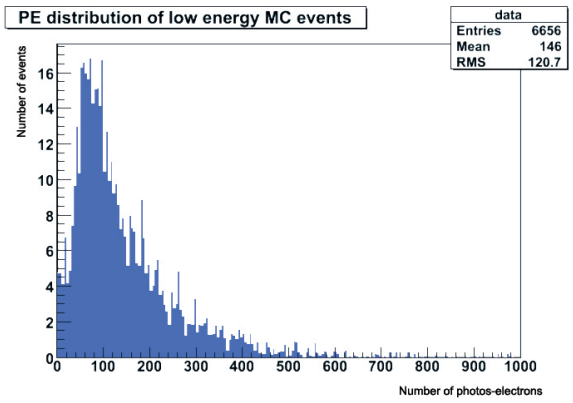


Figure 4.24 – *Distribution d'énergie des événements MC avec un nombre de hits inférieur ou égal à 3 dans un même voisinage.*

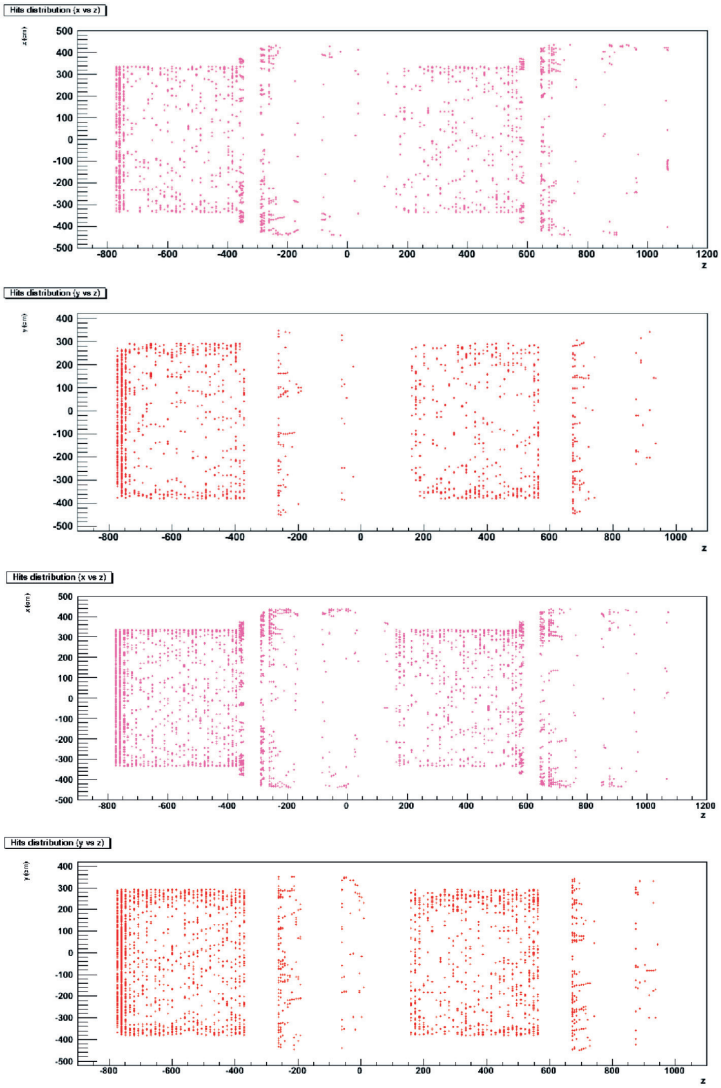


Figure 4.25 – *Distribution spatiale des hits des événements MC CC (NC), figure en haut (en bas), avec un nombre de hits inférieur ou égal à 3 dans un même voisinage.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 5

L'identification de la trace du muon dans les détecteurs électroniques et les émulsions

5.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre une étude concernant à la fois l'identification du muon, qui est basée sur les données des détecteurs électroniques, et la connexion de la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques avec les traces reconstruites dans les émulsions. L'identification du muon représente un aspect fondamental dans OPERA tant pour la détection des muons dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow \mu$ et que pour la réduction du bruit des particules charmées dans l'ensemble des canaux de désintégration. L'objectif est d'optimiser les efficacités d'identification et de connexion, et d'évaluer, dans la recherche des événements τ, le bruit de fond provenant des événements charmés dont le muon primaire n'a pas pu être identifié et particulièrement dans le canal $\tau \rightarrow \mu$ où le muon secondaire du charme est identifié mais où sa charge est incorrectement mesurée.

Les particules charmées sont produites pour la majorité dans les interactions ν_μ CC. Ces types d'événements sont caractérisés par la présence d'un muon primaire chargé négativement et éventuellement d'un muon secondaire chargé positivement lors de la désintégration du charme dans le canal muonique. La détection du muon primaire permet de rejeter efficacement ce bruit de fond. La non identification du muon primaire dans les événements charmés est source de bruit, car ces événements risquent d'être pris pour des événements tau dans la mesure où les particules charmées ont une topologie de désintégration très similaire au τ (cf. figure 5.1).

Dans le cas du $\tau \rightarrow \mu$, l'événement est caractérisé par un muon secondaire chargé négativement. Un événement charmé avec une désintégration muonique et un muon primaire non détecté est caractérisé par un muon secondaire chargé positivement. La mesure de la charge du muon dans les spectromètres permet d'ajouter un facteur supplémentaire dans la rejet du fond charmé dans le cas du canal $\tau \rightarrow \mu$ par rapport aux canaux $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$. Le bruit restant se limite aux cas où la charge du muon secondaire est incorrectement mesurée.

Pour réduire au maximum le niveau du bruit de fond charmé, l'efficacité recherchée dans l'identification des muons doit être de l'ordre de 95%. Les 5% des muons non identifiés correspondent principalement aux cas où les muons ont une faible impulsion (cf. figure 5.2).

Pour réduire efficacement le fond charmé, il est nécessaire d'identifier ces muons de faibles énergies. Car les muons de plus de 3 GeV peuvent traverser une cible du détecteur et parvenir jusqu'à la

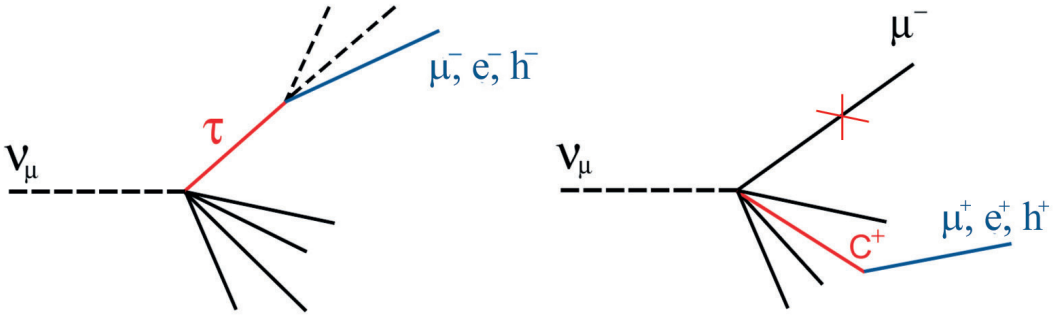


Figure 5.1 – *Topologie de désintégration du tau et du charme.*

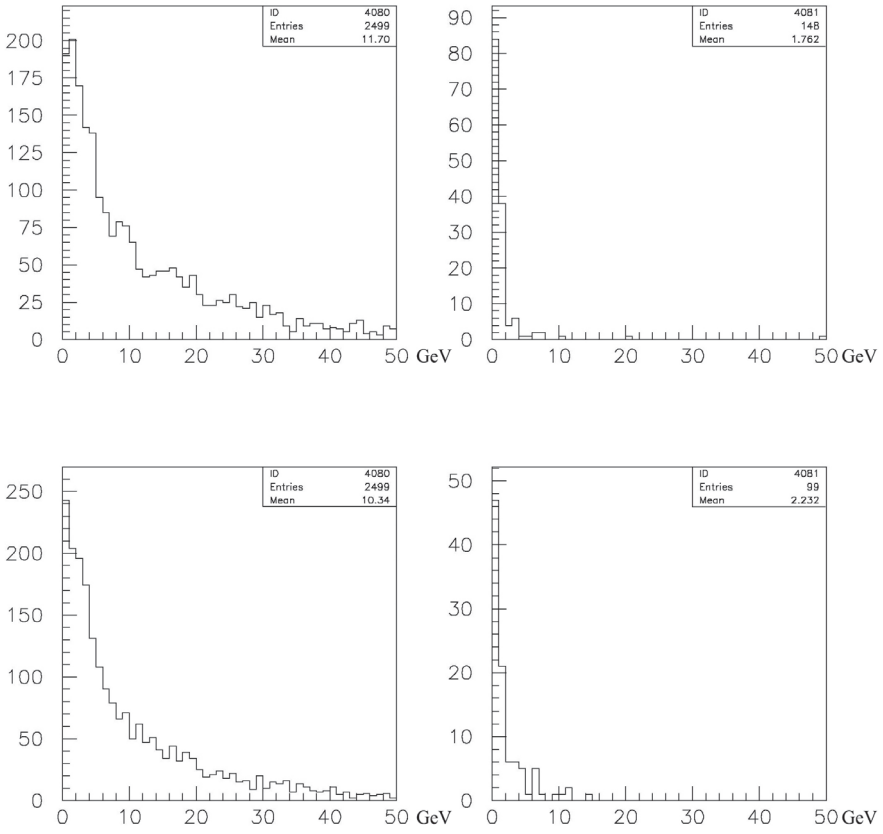


Figure 5.2 – *Distributions de l'impulsion des muons primaires dans les événements ν_μ CC (haut) ν_μ CC avec production de particules charmées subissant la désintégration dans le canal muonique (bas). Les figures de gauche montrent la distribution de l'impulsion des muons primaires identifiés. Les figures de droite montrent que pour les événements où il n'y a pas de candidat muon dans les détecteurs électroniques (soit 5.9% et 4% respectivement pour les événements ν_μ CC et charmés) l'impulsion du muon primaire est faible. Pour les événements charmés, les 96% des événements avec un candidat muon incluent aussi le cas où le candidat correspond au muon secondaire.*

fin du spectromètre. Ceux là peuvent être efficacement identifiés par rapport aux hadrons. En effet l'identification des muons se fait par filtrage des hadrons sur un parcours donné. A la différence des

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

hadrons qui sont absorbés rapidement sous forme de gerbes dans les matériaux denses que sont les murs de briques et les plaques de fer du spectromètre, les muons sont capables de parcourir une distance plus grande avec une perte d'énergie de l'ordre de ≈ 1 GeV par mètre dans le fer (cf. figure 5.3).

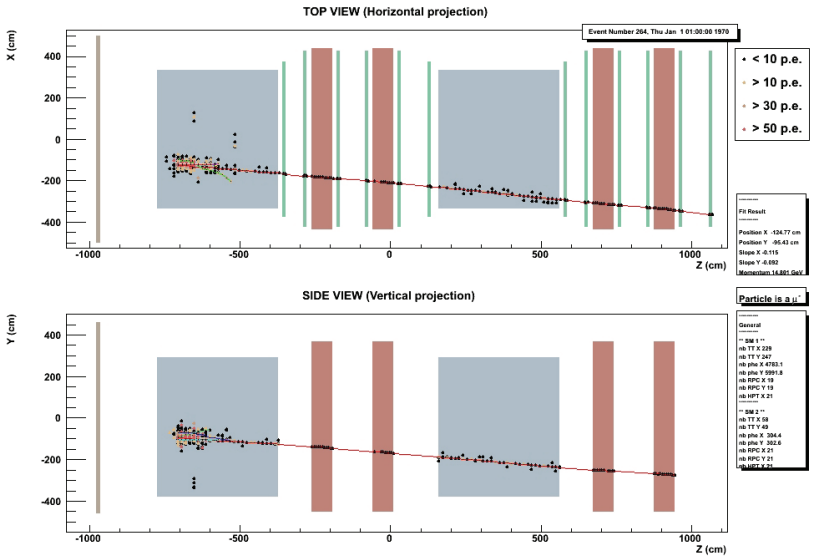


Figure 5.3 – *Un événement $\nu_\mu CC$ avec un muon effectuant un long parcours*

Lorsque les muons de faible énergie s'arrêtent dans la cible ou dans le spectromètre, leur identification devient plus problématique, car ils sont en compétition avec les hadrons (cf. figure 5.4). L'identification du muon est basée sur la longueur de parcours de celui-ci dans les éléments du détecteur TT et RPC. Les tubes à dérives, quant à eux, servent à mesurer la déflection des particules chargées dans le champ magnétique.

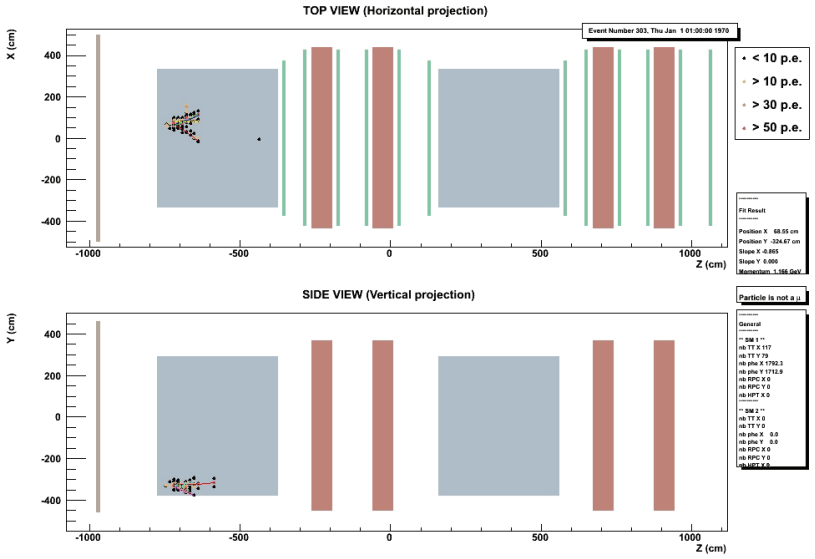


Figure 5.4 – *Un événement $\nu_\mu CC$ avec un muon effectuant un court parcours*

Dans les algorithmes d'identification la coupure sur la longueur des traces, équivalente à une dizaine de murs de briques et plaques de fer du spectromètre, permet donc de bien séparer les muons

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

des hadrons. Dans le cas des muons à faible impulsion qui sont cachés dans les gerbes hadroniques le recouvrement partiel de ces événements CC implique une augmentation de la contamination des événements à courant neutre qui seront considérés comme des événements CC avec un faux candidat muon.

C'est pourquoi, il est nécessaire de diminuer autant que possible cette contamination de courant neutre identifiée comme courant chargé, et cela pour deux raisons :

• Les événements dans lesquels le tau ne se désintègre pas dans le canal muonique, mais selon les canaux électronique et hadronique, vont ressembler aux événements en courant neutre. Si ces événements sont pris pour un événement charmé CC avec un faux candidat muon, ils seront rejetés de la chaîne de recherche du tau, et nous aurons perdu du signal.

• Les événements NC avec un faux candidat muon représente un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$. Car si ce candidat muon reconstruit dans le détecteur électronique est connecté à la trace d'un hadron ayant un 'kink' proche du vertex primaire par effet d'une interaction nucléaire, nous aurons là un bruit de fond.

L'identification des muons à faible énergie est importante non seulement pour réduire le fond charmé, mais également pour conserver les muons du canal $\tau \rightarrow \mu$ de la partie du spectre qui est à faible énergie, dont la longueur de parcours est plus courte (cf. figure 5.5). Il en résulte que la nécessité de recouvrer les événements CC avec des muons de faible énergie et le besoin de garder aussi bas que possible la contamination des événements NC avec un faux muon sont contraditoires.

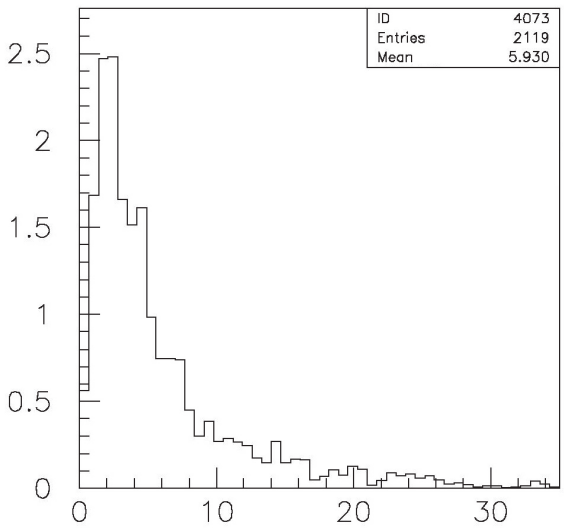


Figure 5.5 – *Distribution de l'impulsion du muon dans les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS avec la prise en compte de l'effet d'oscillation.*

5.2 L'identification du muon

L'identification du muon dans OPERA est réalisée au moyen des informations du trajectographe, du spectromètre et des émulsions. Au niveau des détecteurs électroniques, elle repose sur les étapes suivantes [55] :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

• Les traces sont reconstruites indépendamment dans le plan XZ et YZ grâce au programme de *Tracking* ;

• La sélection de la trace du muon dans chaque plan de projection est basée sur la longueur de parcours multiplié par la densité du matériel traversé (660 $g \times cm^{-2}$). Il est à noter ici que le programme de sélection fait l'hypothèse qu'il n'y a qu'une seule trace tridimensionnelle pour le muon en mettant ensemble la trace la plus longue dans chaque plan. Il s'avère que, dans le cas d'un événement charmé se désintégrant dans le canal muonique où 2 muons sont en présence dans les 2 plans de projection, seul celui qui aura la plus longue trace sera identifié (le muon le plus énergétique).

• Pour être mises ensemble afin de former une unique trace tridimensionnelle, les deux traces du muon dans les plans de projection XZ et YZ doivent avoir des longueurs comparables.

Notons que l'application de cet algorithme au niveau de la reconstruction est basée dans un premier temps sur les données des détecteurs électroniques. Après la reconstruction des traces dans la brique, qui sont des traces 3D, il sera possible de résoudre de possibles ambiguïtés dans le cas des événements dimuon avec 2 muons de longueurs comparables.

L'algorithme d'identification du muon cherche à atteindre une efficacité de 95% pour les événements ν_μ CC, en même temps qu'une contamination aussi faible que possible de l'ordre malgré tout de 19 % d'événements NC.

Au niveau de la brique, la trace du muon dans les détecteurs électroniques doit être reliée à celle qui se trouve dans les émulsions que l'on obtient au moyen du scanning (cf. 5.6). Cette dernière doit être une trace reliée au vertex primaire ou bien au vertex de désintégration. Si un événement CC contient la trace du muon dans les détecteurs électroniques mais que celle-ci n'est reliée à aucune des traces trouvées dans les émulsions, alors cet événement est aussi rejeté comme un candidat charmé potentiel afin de ne pas dépendre de l'inefficacité de connexion et de garder, par principe de précaution, aussi bas que possible le bruit de fond.

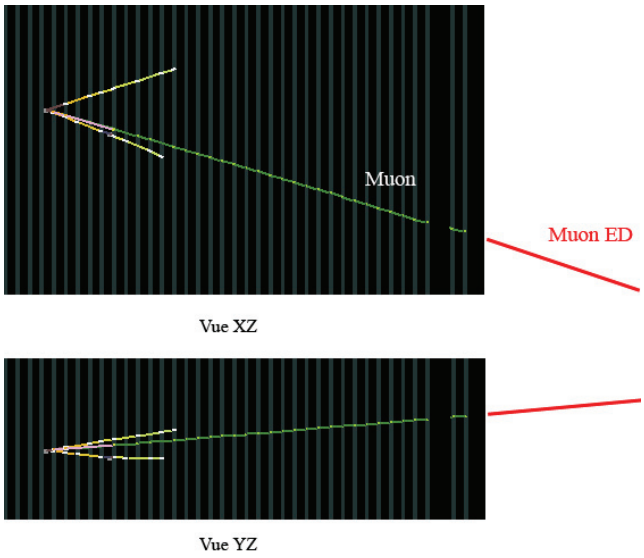


Figure 5.6 – *Connexion de la trace du muon reconstruite dans les émulsions et celle reconstruite dans le détecteur : événement n°9163016995 - brique n°1055145.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

5.3 La connexion de la trace du muon dans les détecteurs et dans les émulsions

La bonne connexion de la trace reconstruite dans les détecteurs électroniques avec celle présente dans les émulsions représente une étape importante dans la compréhension de la nature des événements, en même temps qu'elle permet la réduction du fond charmé d'une part, et la réduction de la contamination des événements NC avec un faux candidat muon d'autre part.

La réduction du fond charmé est obtenue grâce à la connexion de la trace du muon primaire au vertex d'interaction, ou de la trace du muon secondaire au vertex de désintégration du charme.

La réduction de la contamination des événements NC avec un faux candidat muon est obtenue par la confrontation des traces trouvées dans les émulsions et celles reconstruites dans les détecteurs électroniques. Ceci permet d'éliminer les mauvaises traces produisant de faux candidats muons, traces qui ont été reconstruites à partir des hits distribués aléatoirement dans les gerbes hadroniques.

L'utilisation de la corrélation entre l'impulsion du muon et sa longueur de parcours, que nous présenterons au paragraphe 5.3.2, permet en outre d'optimiser l'efficacité de connexion.

Le principe de la connexion est de choisir parmi les traces se trouvant dans la brique celle qui est la plus proche de la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques. Afin d'étudier l'optimisation de l'efficacité de connexion avec les événements simulés, nous appliquons les coupures suivantes :

• Nous vérifions si la trace du muon est reconstruite en 3 dimensions dans les détecteurs électroniques ;

• Nous vérifions également dans la simulation si les angles des traces dans les émulsions sont inférieures à 500 mrad, ce qui correspond à la limite de lecture des microscopes. Au delà de 500 mrad l'efficacité de reconstruction des traces dans les briques est supposée nulle.

• Nous appliquons un *smearing* sur l'impulsion des particules chargées afin de simuler la résolution de la mesure des impulsions dans les émulsions par la méthode de diffusion coulombienne multiple [56]. Cette mesure est saturée à 10 GeV.

Pour la résolution de la mesure de l'impulsion des muons, des pions, des kaons et des protons, nous utilisons les résultats à partir d'étude sur les tests de faisceau. Ces résultats sont résumés dans les équations 5.1 et 5.2.

Pour p>300 MeV/c et l'angle de la trace θ>0.1 rad :

$$\frac{\Delta_p}{p} = (0.8770 + 0.0520 \times p) + \sqrt{ncell} \times (-0.1856 - 0.0031 \times p) + ncell \times (0.0122 - 0.0001 \times p) \quad (5.1)$$

Pour p>300 MeV/c et l'angle de la trace θ<0.1 rad :

$$\frac{\Delta_p}{p} = (0.4990 + 0.0152 \times p) + \sqrt{ncell} \times (-0.0853 + 0.0051 \times p) + ncell \times (0.0047 - 0.0007 \times p) \quad (5.2)$$

où *ncell* est le nombre d'émulsions traversées par la particle à l'intérieur de la brique.

Pour p<300 MeV, la trace de ces particules n'est pas prise en compte, car leur impulsion est trop faible pour que la trace soit reconstructible dans la brique.

Les traces mesurées dans moins de 10 émulsions ne permettent pas d'obtenir une grande précision dans la mesure des impulsions. Cependant l'extraction de la brique en aval permettrait de suivre la trace et d'avoir une mesure plus précise, aussi dans notre simulation nous ajoutons à *ncell*, lorsque $ncell < 10$, la valeur de 56, représentant les 56 émulsions qui sont dans la brique en aval.

La figure 5.7 ci-dessous montre la résolution de mesure des impulsions donnée par l'équation 5.2 :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

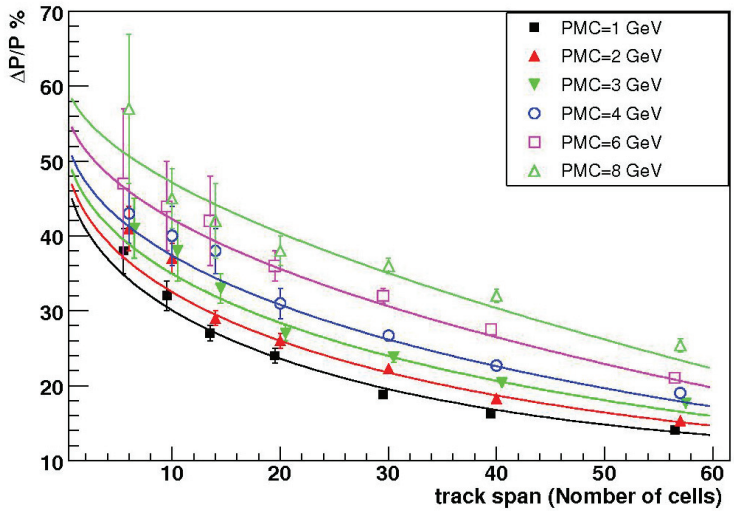


FIGURE 5.7 – *Résolution de mesure d'impulsion en fonction du nombre d'émulsions traversées [56].*

• Parmi les traces qui répondent aux critères de corrélation impulsion/parcours, nous choisissons celle qui a le plus petit angle de connexion avec la trace des détecteurs électroniques dans la limite de 150 mrad.

5.3.1 Les données Monte Carlo

Pour mener notre étude sur l'efficacité de connexion et le bruit de fond charmé, nous avons utilisé 4 types d'événements Monte Carlo avec une simulation complète qui inclut tous les hits qui se trouvent dans la brique d'interaction et dans les briques qui sont limitrophes :

- 2500 événements tau se désintégrant dans le canal muonique ;
- 2500 événements contenant des particules charmées se désintégrant dans le canal muonique ;
- 2500 événements $\nu_\mu CC$;
- 1000 événements $\nu_\mu NC$.

La simulation des traces intègre tous les éléments du détecteur depuis la brique dans la cible jusqu'aux détecteurs électroniques. Dans les émulsions, seules les traces reconstruites au niveau du vertex primaire et du vertex de désintégration sont prises en considération pour être mises en connexion avec celle du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques.

5.3.2 La corrélation impulsion/parcours

Une fois la trace du muon est reconstruite dans les détecteurs électroniques, une droite est tracée dans chacun des plans XZ et YZ. La résolution angulaire de la trace du muon dans les événements à courant chargé DIS est plus mauvaise d'un facteur 2 par rapport à celle que l'on trouve dans les événements numu QE où pratiquement seulement les hits du muon sont présents et la pureté des traces est beaucoup plus grande (cf. figures 5.8).

La résolution angulaire des traces reconstruites dans les détecteurs électroniques dépend de plusieurs facteurs :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

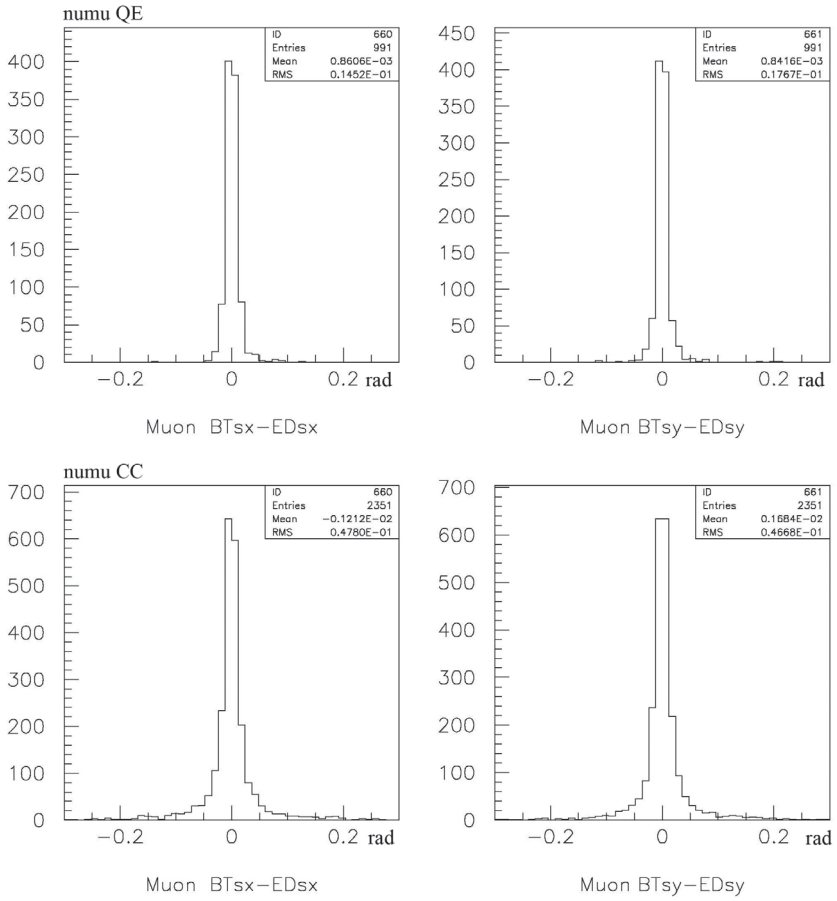


Figure 5.8 – *Différence angulaire entre la trace du muon dans l'émulsion du CS et reconstruite dans les détecteurs électroniques. Les figures du haut correspondent aux événements $\nu_\mu QE$, et celles d'en bas aux événements $\nu_\mu DIS$.*

• l'ensemble des faux hits dûs aux hadrons qui sont inclus dans la reconstruction de la trace par l'algorithme de *Tracking* ;

• la diffusion coulombienne ;

• la résolution spatiale des trajectographes : les hits utilisés par le *Tracking* correspondent dans le trajectographe à 2.6 cm de largeur du barreau de scintillateur, et dans le spectromètre à 2.6 cm de largeur pour les bandes de lecture horizontales et 3.5 cm pour les barreaux verticaux.

En raison de la résolution angulaire, de mauvaises connexions peuvent exister entre la trace du muon des détecteurs électroniques et les traces de hadrons présentes dans les émulsions, notamment lorsqu'il s'agit des événements profondément inélastiques (DIS). Ces mauvaises connexions sont plus importantes encore lorsque l'impulsion du muon est faible et que la trace de celui-ci ne se distingue pas de celles des hadrons. Il arrive donc que la trace dans les émulsions ayant un meilleur accord angulaire avec la trace des détecteurs électroniques ne soit pas la véritable trace du muon. Le taux de mauvaises connexions varie de 4% dans le cas des événements $\tau \rightarrow \mu$, à 5% dans le cas des événements $\nu_\mu CC$.

Ces mauvaises connexions pourront être réduites si l'impulsion de la trace mesurée dans les émulsions par la diffusion multiple coulombienne s'accorde bien avec la longueur de parcours de la trace du muon dans les détecteurs électroniques. La figure 5.9 montre clairement une dépendance entre l'impul-

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

sion et la longueur de la trace dans le cas du muon, alors que pour les autres particules cette corrélation est totalement absente.

L'exploitation de la corrélation impulsion/parcours vise à réduire le bruit de fond dû aux mauvaises connexions à faibles énergies :

- en évitant la connexion des traces de faible impulsion dans la brique avec la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques caractérisée par un long parcours et donc une grande impulsion ;
- en évitant la connexion des traces dans la brique ayant une grande impulsion avec la trace reconstruite dont le parcours est court dans les détecteurs électroniques.

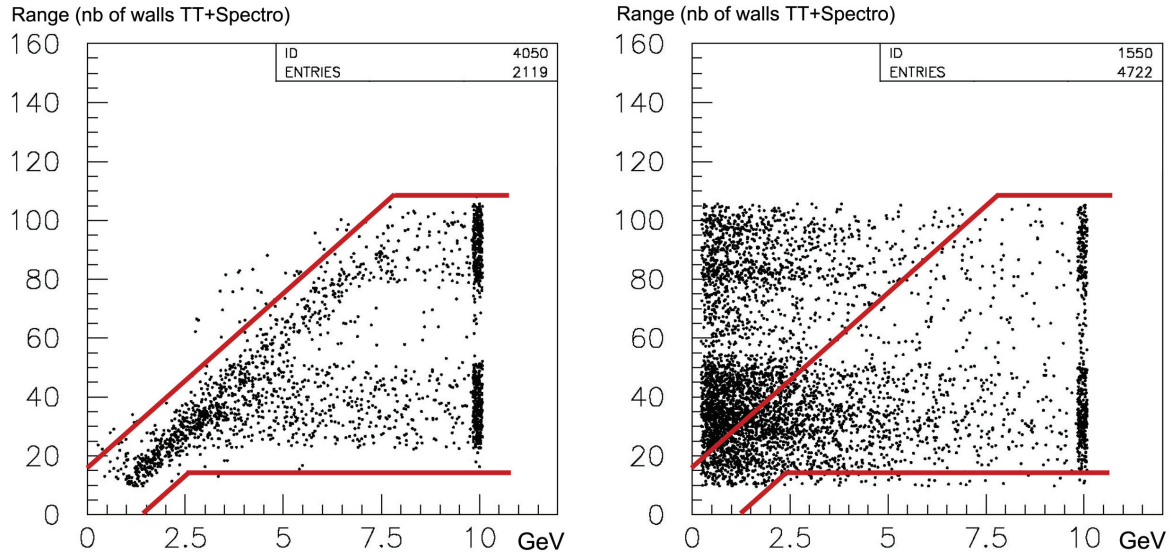


Figure 5.9 – *La corrélation impulsion/parcours est manifeste dans le cas du vrai muon sélectionné parmi les traces reconstruites dans la brique et comparé avec le candidat muon dans les détecteurs électroniques (figure de gauche), alors que pour les autres particules cette corrélation est absente (figure de droite). Cette distribution est obtenue pour les événements* $\tau \rightarrow \mu$.

En prenant en compte les effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion, la corrélation impulsion/parcours devient moins apparente. En sélectionnant la zone ainsi délimitée de la figure 5.10, nous pouvons réduire le nombre de traces des autres particules qui entrent en concurrence avec la trace du muon dans la recherche du meilleur angle de connexion. La zone délimitée entre les lignes rouges est choisie après plusieurs tests de façon à maximiser d'une part le nombre de bonnes connexions pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ avec la contrainte d'avoir une efficacité autour de 80%, et à minimiser d'autre part les mauvaises connexions pour les événements ν_μ CC.

5.3.3 La coupure angulaire limite de connexion

En imposant la corrélation impulsion/parcours, il s'agit de sélectionner parmi les traces reconstruites dans les émulsions celle qui a le meilleur accord angulaire avec la trace candidate du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques. La coupure angulaire qui limite la différence angulaire maximale acceptable entre deux traces doit être optimisée. Une coupure angulaire limite trop stricte tend à abaisser l'efficacité de connexion, et une coupure trop large fait augmenter les mauvaises connexions. L'optimisation de cette coupure vise à avoir la meilleure efficacité de connexion entre les

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

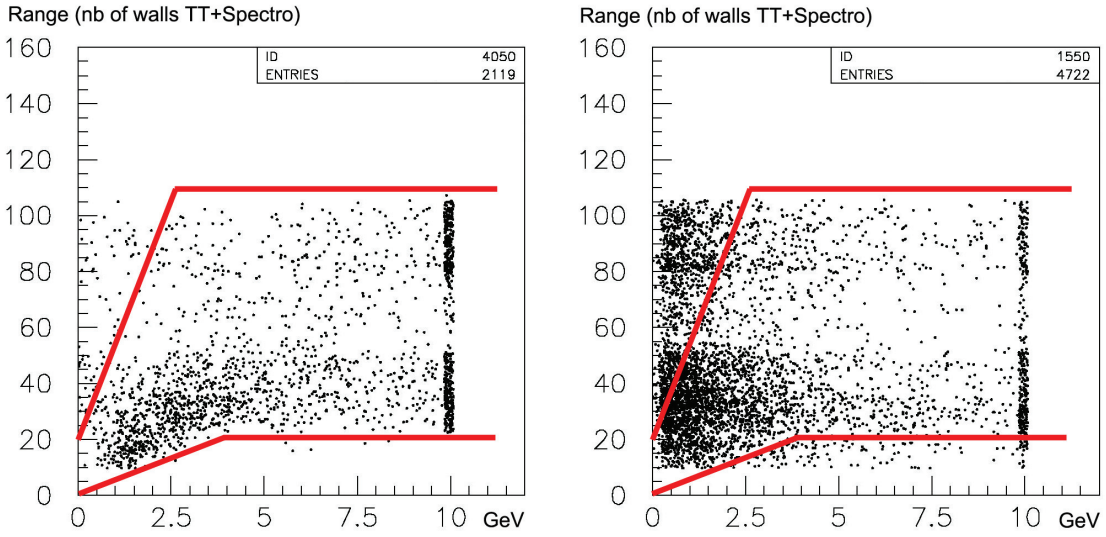


Figure 5.10 – *Sélection de la zone de corrélation impulsion/parcours après avoir pris en compte les effets de résolution dans la mesure de l'impulsion (smearing). Cette distribution est obtenue pour les événements $\tau \rightarrow \mu$.*

traces et dans le même temps le minimum de contamination possible due aux mauvaises connexions. Différentes valeurs d'angle de coupure limite sont étudiées pour les événements ν_τ CC.

A partir de 150 mrad, la courbe d'efficacité de connexion devient plus plate. Cette valeur présente un bon compromis entre l'efficacité de connexion de la trace du muon et l'inefficacité due à une mauvaise connexion, aussi elle sera définie comme l'angle maximal d'accord angulaire acceptable (cf. figures 5.11 et 5.12).

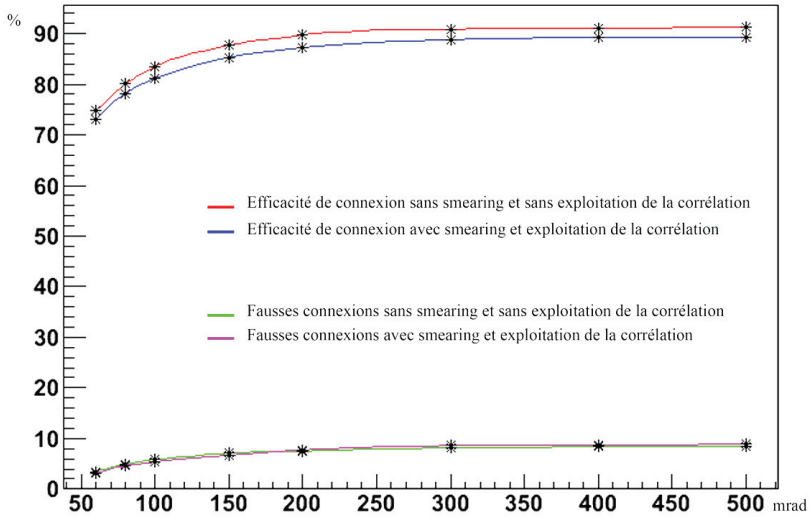


Figure 5.11 – *Courbe d'efficacité de matching en fonction de la coupure limitant la différence angulaire maximale acceptable pour les événements $\tau \rightarrow \mu$.*

En combinant la coupure angulaire limite de connexion et l'exploitation de la corrélation impulsion/parcours, nous parvenons à la séquence suivante :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

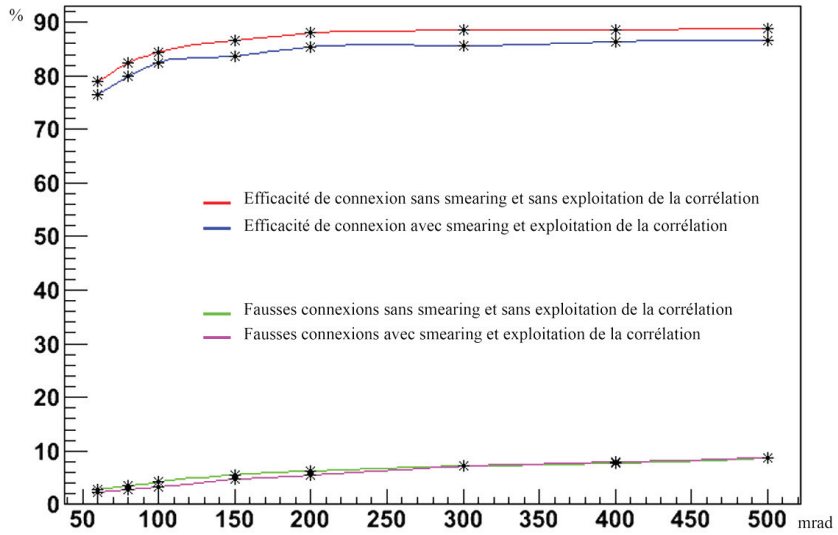


Figure 5.12 – *Courbe d'efficacité de matching en fonction de la coupure limitant la différence angulaire maximale acceptable pour les événements $\nu_\mu CC$.*

• vérifier si la trace du muon a été reconstruite dans les détecteurs électroniques ;

• sélectionner les traces dans les émulsions qui sont dans la région du graphique 5.10 comprise entre les deux courbes rouges ;

• chercher la meilleure connexion angulaire entre les traces dans la brique et la trace du muon des détecteurs dans un angle limite de 150 mrad.

5.3.4 Le problème des efficacités en fonction de la charge du muon

Dans le calcul des efficacités, l'identification du muon et la recherche de la meilleure connexion ne suffisent pas. Il est nécessaire de tenir compte aussi de la charge du muon mesurée dans le spectromètre.

Dans les événements $\tau \rightarrow \mu$, la connexion de la trace du muon des détecteurs électroniques avec une trace hadronique primaire dans les émulsions ou l'absence de connexion constitue une inefficacité. Si par contre le candidat muon dans les détecteurs électroniques est correctement rattaché au vertex de désintégration du tau (cf. table 5.1), trois cas vont se présenter :

• si la charge mesurée du muon est négative, cet événement constitue un signal pour le canal $\tau \rightarrow \mu$;

• si la charge mesurée du muon est positive, cet événement est rejeté comme possible désintégration d'une particule charmée ;

• si la charge n'a pas pu être mesurée dans le spectromètre, l'algorithme de reconstruction affecte automatiquement la valeur de -1 à la charge du muon. La mesure effective de la charge peut être dans tous les cas vérifiée en regardant la reconstruction dans le spectromètre. La stratégie de classification sélectionnant le signal dans les cas d'indétermination de la charge sera évaluée, ci-après dans ce chapitre, avec l'estimation du rapport signal/bruit.

L'efficacité totale pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ est donnée par l'efficacité d'identification du muon $\times$ l'efficacité de connexion.

Dans le cas d'un événement charmé avec désintégration dans le canal muonique, nous avons deux muons en présence dans un même événement, l'un chargé positivement et l'autre négativement.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Meilleures connexions	Q = -1	Q = +1
Obtenus par les muons secondaires (osc.)	80.4%	0.4%
Obtenus par les autres particules (osc.) : - pions, kaons, protons	3.3% (Q =±1)	

Table 5.1 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion, incluant les effets d'oscillation, en fonction de la charge du muon pour les événements $\tau \to \mu$, après application de la corrélation impulsion/parcours. Ce tableau inclut dans la catégorie Q=-1 aussi les cas où la charge est indéterminée.*

Le rejet de ces événements est efficace si le muon primaire est identifié ou si aucune connexion n'existe. Lorsque le muon primaire n'est pas identifié et que le muon secondaire attaché au vertex de désintégration de la particule charmée a pu être identifié, 2 cas se présentent :

• si la charge mesurée du muon secondaire est positive, cet événement est rejeté ;

• si la charge mesurée du muon secondaire est négative alors cet événement constitue un fond direct pour le canal $\tau \to \mu$.

• si la charge du muon secondaire est indéterminée (la décision est la même que ci-dessus)

Le tableau 5.2 montre les résultats des efficacités d'identification et de connexion en fonction de la charge du muon pour les événements charmés avec désintégration dans le canal muonique. Avec 84 muons secondaires ayant une charge négative mesurée, le fond est de 3.4%.

Meilleures connexions	Q = -1	Q = +1
Obtenus par les muons primaires	62.6%	3.2%
Obtenus par les autres particules :		
- muons secondaires	3.4%	12.9%
- pions, kaons, protons au vertex primaire	3.9% (Q =±1)	

Table 5.2 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion en fonction de la charge du muon pour les événements charmés avec désintégration dans le canal muonique, après application de la corrélation impulsion/parcours. Ce tableau inclut dans la catégorie Q=-1 aussi les cas où la charge est indéterminée.*

Une analyse détaillée montre que sur 84 événements, 56 événements présentent une double trace de muon, celle du muon primaire et celle du muon secondaire. Ces événements sont normalement rejetés car ils ne constituent pas un fond pour le signal $\tau \to \mu$. Cependant, 28 événements (1.12%) représentent un fond car une seule trace de muon a été identifiée. Parmi ces 28 événements, on observe que 14 événements ont la charge du muon qui est mesurée, c'est-à-dire que le muon a traversé au moins la moitié du spectromètre, et 14 événements sont des interactions contenues dans la cible et la charge du muon ne peut donc être mesurée.

En imposant que la mesure de la charge du muon soit réellement effectuée, on peut donc diviser par 2 le fond, mais cela implique une diminution de l'efficacité de connexion concernant les événements taus, puisque pour ces événements il faudra également rejeter les cas où la charge du muon n'est pas mesurée. Les tableaux 5.3 et 5.4 montrent les résultats après imposition de la requête de mesure de la charge du muon : l'efficacité des événements tau a baissé d'environ 17% à cause de la faible énergie des muons dont la charge n'a pas pu être mesurée dans le spectromètre parce qu'ils s'arrêtent dans la cible ou dans les premiers plans du spectromètre. Cette perte d'efficacité du signal serait à consentir si nous voulons diminuer de moitié le bruit de fond jusqu'à 0.56 % au lieu de 1.12 %.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Meilleurs angles de connexion	Q = -1	Q = +1
Obtenus par les muons secondaires (osc.)	68.8%	0.3%
Obtenus par les autres particules (osc.) : - pions, kaons, protons	2.1% (Q =±1)	

Table 5.3 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion, incluant les effets d'oscillation, en fonction de la charge mesurée du muon pour les événements $\tau \to \mu$, après application de la corrélation impulsion/parcours et demande de la mesure effective de la charge du muon.*

Meilleurs angles de connexion	Q = -1	Q = +1
Obtenus par les muons primaires	61.4%	0.3%
Obtenus par les autres particules :		
- muons secondaires	2.6%	11.6%
- pions, kaons, protons au vertex primaire	3.5% (Q =±1)	

Table 5.4 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion en fonction de la charge mesurée du muon pour les événements charmés avec désintégration dans le canal muonique, après application de la corrélation impulsion/parcours et demande de la mesure effective de la charge du muon. Les événements dimuons qui ne contribuent pas au fond pour le tau sont encore inclus dans ce tableau.*

Le tableau 5.5 donne le récapitulatif des efficacités complexives d'identification du muon pour les taus et les événements charmés, en rejetant les charges positives et en excluant ou pas les cas où la charge est indéterminée.

	efficacité (tau)	efficacité (fond charmé)
Q=-1 et Q indéterminé	80.4%	1.12%
Q=-1 seulement	68.8%	0.56%

Table 5.5 – *Récapitulatif des efficacités complexives d'identification et de connexion en fonction du rejet des charges positives et de la prise en compte ou pas des cas où la charge est indéterminée.*

5.4 Effets de la corrélation impulsion/longueur de parcours

Nous notons que l'utilisation du critère de corrélation impulsion/parcours se révèle particulièrement intéressant pour augmenter, d'une part, le taux de pureté de connexion de la trace du muon, et d'autre part, diminuer le taux de mauvaises connexions. Ceci est valable pour les trois types d'événements ($\tau \to \mu$, $\nu_\mu CC$, événements charmés), quelque soit l'angle limite de connexion et lorsque la résolution expérimentale sur la mesure de l'impulsion n'est pas appliquée (cf. table 5.6).

Lorsque les effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion est prise en compte, le critère de corrélation impulsion/parcours perd de son efficacité. La raison en est que les mauvaises connexions se font principalement dans la zone correspondante aux faibles énergies et aux longueurs de parcours courts (cf. figure 5.13).

Au vu des résultats sur les efficacités de connexion avec/sans application de la corrélation impulsion/parcours (cf. table 5.7), une meilleure efficacité est obtenue finalement sans application de la corrélation impulsion/parcours, bien que le taux de mauvaises connexions soit légèrement plus élevé.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Canal	sans effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion + application de la corrélation	avec effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion + application de la corrélation
$\tau \rightarrow \mu$ DIS (osc.)	83.2%/3.1%	80.8%/3.3%
ν_μ CC	83.5%/4.3%	78.7%/4.4%
Charm (canal muonique)	67.3%/19.2%	65.8%/20.4%

Table 5.6 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion avec/sans application des effets de résolution sur l'impulsion, avec l'angle limite de connexion fixé à 150 mrad. Le premier chiffre indique l'efficacité de bonnes connexions du muon primaire ou du muon secondaire dans le cas du tau, le deuxième indique l'inefficacité due aux connexions avec d'autres particules. Dans le cas des événements charmés, le premier chiffre inclut seulement les bonnes connexions du muon primaire et le deuxième chiffre n'est pas représentatif des mauvaises connexions car il inclut également les cas où le muon secondaire est identifié et connecté.*

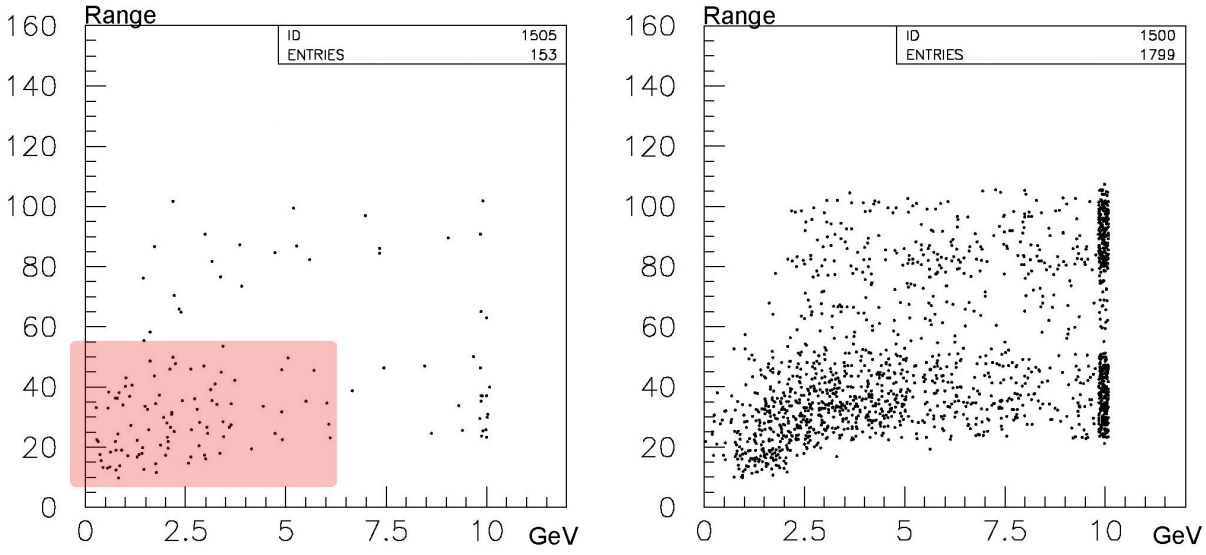


Figure 5.13 – *La figure de gauche montre le meilleur angle de connexion obtenu par les autres particules (pions, kaons, protons). La majorité de ces mauvaises connexions se trouvent dans la zone correspondante aux faibles énergies et aux longueurs de parcours court. La figure de droite montre le meilleur angle de connexion obtenu par le muon. Cette distribution est obtenue pour les événements $\tau \rightarrow \mu$.*

Cependant, il est préférable d'avoir une efficacité d'identification et de connexion du muon un peu moins élevée et de réduire le taux de mauvaises connexions qui ont une incidence sur le bruit de fond.

Le tableau 5.8 montre en récapitulatif des résultats sur les efficacités obtenus avec application de la corrélation impulsion/parcours. Ces résultats sont comparés aux résultats du Proposal de OPERA. Ces nombres incluent tous les cas de valeur de la charge du muon (négative, positive ou indéterminée).

Nous faisons remarquer que dans le cas des événements $\tau \rightarrow \mu$, la valeur de l'efficacité totale est de 80.8% en tenant compte de la normalisation par rapport aux événements avec l'angle du muon inférieur à 500 mrad dans les émulsions, afin d'éviter le double comptage au niveau de la coupure puisque celle-ci est déjà prise en compte dans l'efficacité de l'angle de 'kink' du tau de reconstruction.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Canal	sans application de la corrélation + effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion	avec application de la corrélation + effets de la résolution dans la mesure de l'impulsion
$\tau \rightarrow \mu$ DIS (osc.)	82.8%/3.7%	80.8%/3.3%
ν_μ CC	81.5%/5.2%	78.7%/4.4%
Charm (canal muonique)	67.4%/20.8%	65.8%/20.4%

Table 5.7 – *Efficacités complexives d'identification et de connexion avec/sans application de la corrélation impulsion/parcours, avec l'angle limite de connexion fixé à 150 mrad et après smearing. Le premier chiffre indique l'efficacité de bonnes connexion, le deuxième indique l'inefficacité due aux mauvaises connexions.*

Canal	Efficacité d'identification du muon	Efficacité de connexion	Efficacité totale	Efficacité de mauvaise ID-connexion
$\tau \rightarrow \mu$ DIS (osc.)	91.3% (85.4%)	88.5% (84.5%)	80.8% (73.9%)	3.3% (1.5%)
ν_μ CC	94.1% (94.7%)	83.6% (90%)	78.7% (85.2%)	4.4%
ν_μ NC	19.4% (16.4%)	53.6% (38.7%)	10.4% (6.3%)	
Charm (canal muonique)	96.0% (96.4%)	68.5%	65.8%	20.4%

Table 5.8 – *Efficacités d'identification et de connexion du muon dans les détecteurs électroniques et dans les émulsions où le rejet des charges positives du muon est prise en compte pour les événements charmés.*

5.5 Etude comparative MC/Data de la trace du muon dans les CS

Nous présentons ci-dessous une étude comparative à partir des données Monte Carlo et réelles sur la connexion entre la trace du muon dans les détecteurs électroniques et dans les CS (Changeable Sheet). Rappelons que les CS sont deux feuilles d'émulsion amovibles qui sont collées sur la face arrière de la brique. Elles ont pour fonction de confirmer ou d'infirmer la prédiction faite par les détecteurs électroniques sur la brique où le neutrino a interagi (cf. figures 5.14 et 5.15). Pour les événements en courant chargé contenant un muon dans l'état final, la confirmation peut être faite précisément en recherchant une trace dans les CS avec les mêmes paramètres que celles de la trace du candidat muon dans les détecteurs électroniques. La prédiction de la pente de la trace du muon donne une précision $\approx$ 1 cm de position et $\approx$ 20 mrad d'angle. Pour les événements en courant neutre, une zone de scanning est délimitée en faisant une moyenne sur la position des hits du trajectographe.

Notre étude sur la connexion de la trace du muon dans les détecteurs électroniques et dans les CS se limite donc aux événements en courant chargé. Cette étude présente plusieurs intérêts :

• avoir une complète simulation des interactions dans les détecteurs électroniques, dans la brique, et dans les CS. Cette simulation complète nous permet également de comprendre les interactions secondaires qui se produisent lorsqu'un neutrino interagit. Elle permet à partir de l'étude des traces dans les émulsions de prendre en compte l'efficacité de connexion au niveau du CS qui n'a pas été prise en compte au moment du Proposal.

• la comparaison entre les données réelles et les données Monte Carlo au niveau des traces observées dans les CS et les connexions de la trace du muon permet d'apprécier la validité du Monte Carlo d'une

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

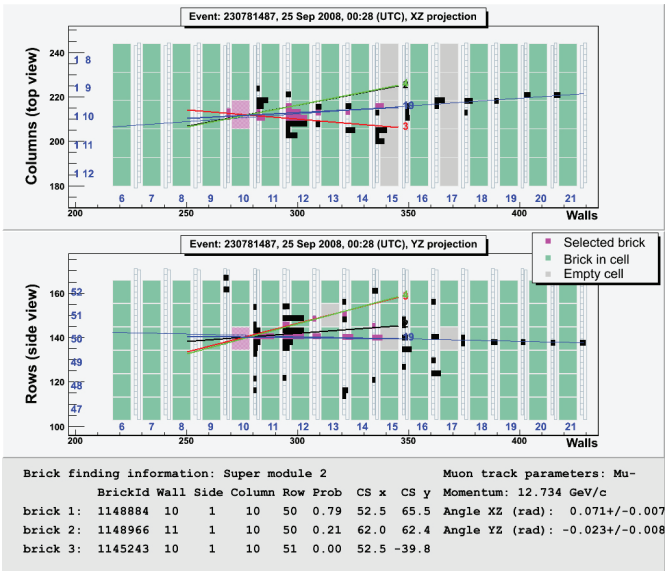


Figure 5.14 – *Affichage de l'événement CC (230781487) dans le Brick finding.*

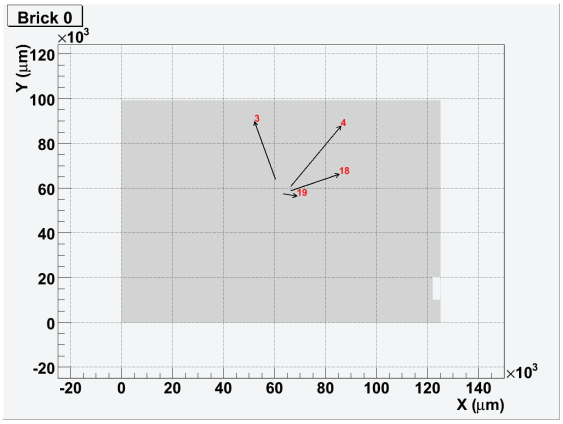


Figure 5.15 – *Affichage des traces de l'événement 230781487 trouvées dans le CS. La trace 19 correspond à celle du muon.*

part, et d'autre part d'optimiser les meilleures coupures à faire au niveau de la taille de la surface à scanner, et de l'angle limite de connexion.

• l'étude au niveau du CS permet dans un premier temps d'avoir une meilleure connaissance sur les gerbes électromagnétiques dans les briques. Il se trouve qu'une majorité de traces détectées dans les CS viennent des gerbes électromagnétiques.

5.5.1 Données réelles et Monte Carlo

Pour faire notre travail de comparaison, nous avons extrait de la base de données centralisée à Lyon les résultats du scanning des CS qui ont été publiés par le laboratoire du Gran Sasso. Parmi les 1076 événements analysés, 867 sont événements en courant chargé et 209 en courant neutre. Sur les 867 événements en courant chargé, la connexion de la trace du muon a pu être établie dans 662 cas, soit une efficacité de 76.4% dans la reconstruction du muon dans les CS.

Plusieurs raisons peuvent expliquer cette inefficacité :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

• la principale source d'inefficacité vient de la reconstruction de la *base-trace* dans le CS ;
• l'inefficacité du *Brick Finding* peut induire en erreur l'extraction de la brique à analyser. Dans 30% des cas, une autre brique est demandée afin de compléter la recherche de la trace du muon dans les CS ;
• l'angle limite de connexion, qui est fixé à 80 mrad, limite la possibilité de trouver la trace du muon si l'écart est plus grand.

Afin de comparer les données réelles avec la simulation, nous avons reproduit les coupures qui ont été choisies et appliquées dans le scanning des CS, c'est-à-dire l'angle limite de connexion fixé à 80 mrad, et une aire de 6 cm x 8 cm centrée sur la prédiction de la trace du muon au niveau du CS. De plus nous limitons notre analyse à un seul CS en raison de l'absence de bruit de fond simulé dans les CS. L'efficacité est cependant considérée pour le cas de deux CS. Nous prenons donc en compte, pour le calcul des accords angulaires, les traces reconstruites dans le CS le plus en aval (CS2).

Dans la simulation, une particule chargée laisse deux micro-traces dans chacune des deux émulsions du CS lorsqu'elle les traverse. Ces deux micro-traces ont des pentes très lègèrement différentes. A partir de ces micro-traces, une base-trace, appelé *base-track*, est calculée. C'est sur cette base-trace que la connexion sera recherchée dans la trace du muon des détecteurs électroniques. Dans le calcul de la base-trace, nous prenons en compte l'efficacité de trouver des micro-traces dans les CS pour des événements localisés dans la brique en amont. L'efficacité de reconstruction de la base-trace a été obtenue expérimentalement au cours des tests, elle dépend de la pente de la trace dans l'émulsion : $\epsilon(\theta) = -0.41 \times \theta + 1$ (cf. figure 5.16). Comme la présence d'une *base-track* dans chacune des deux CS est nécessaire pour construire une seule et unique *base-track*, le taux d'efficacité est de $\epsilon^2(\theta)$.

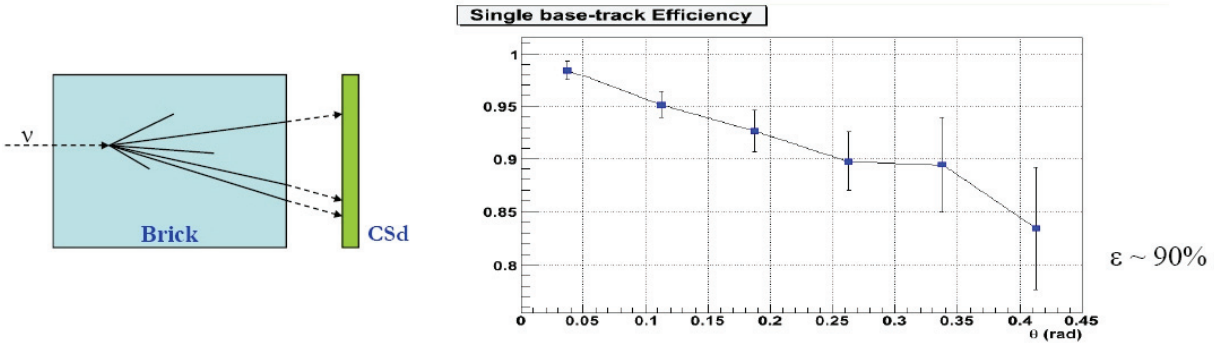


Figure 5.16 – *Courbe d'efficacité obtenue expérimentalement de trouver des base-traces dans le CS en fonction de la pente de la trace des particules chargées.*

5.5.2 Distribution des particules chargées en présence dans les CS

Sur un échantillon de 2499 événements $\nu_\mu CC$ simulés, nous avons :
• 12 cas où les interactions se produisant dans la brique ne laissent aucune trace dans le CS2. Cela s'explique par le fait que les particules chargées s'échappent par les côtés de la brique.
• 15 cas où les micro traces dans le CS2 sont hors du champ d'observation du microscope : leur angle d'acceptance est supérieur à 500 mrad.
• 148 cas où le muon n'a pas pu être reconstruit par les détecteurs électroniques.

Donc sur 2499 événements $\nu_\mu CC$, il y a seulement 2324 événements qui peuvent être utilisés pour l'analyse de la connexion de la trace du muon entre détecteurs électroniques et CS2, soit 93%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

De plus, nous observons que sur 2324 événements qui sont analysés, 2162 événements ont un muon qui a traversé effectivement le CS2 avec un angle inférieur à l'angle limite d'acceptance. Ce qui représente une pureté de 93% par rapport aux événements utilisables pour la recherche de connexion, soit une efficacité de 86.5% par rapport au nombre initial d'événements.

Dans le CS2, le nombre de micro traces visibles est dominé par la population des électrons et des positrons comme cela est montré dans la figure 5.17. Ce résultat ne prend pas en compte la coupure angulaire à 500 mrad sur la possibilité de reconstruire des traces.

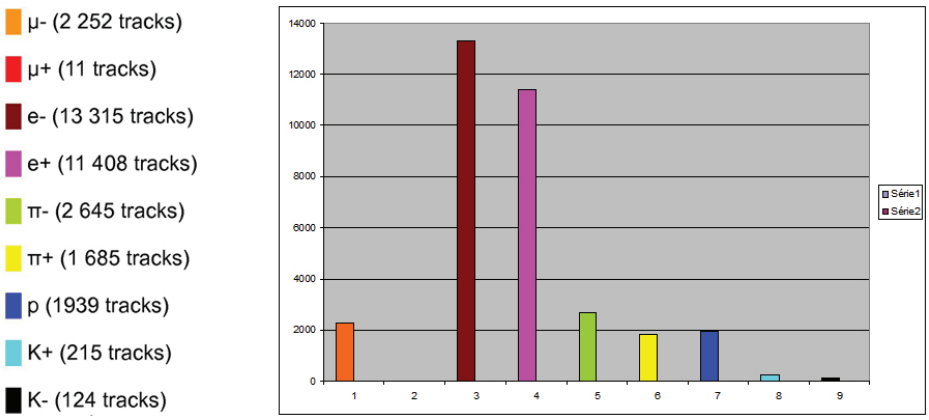


Figure 5.17 – *Population des particules chargées traversant le CS.*

Les distributions de la figure 5.18 montrent que la majorité de la population des électrons et des positrons a une impulsion inférieure à 50 MeV et leur trace a une pente inférieure à 500 mrad. Ces particules sont donc de par leur grand nombre (24 723) en concurrence avec la trace du muon dans la recherche de la meilleure connexion qui peut être basée seulement sur des critères angulaires du moment que la résolution des détecteurs électroniques est de l'ordre du centimètre.

5.5.3 Coupures sur l'impulsion des électrons/positrons et sur l'efficacité de scanning

Nous remarquons que les électrons/positrons de faible impulsion ont un angle important (cf. figure 5.19). Cette caractéristique nous permet d'introduire dans la simulation une série de coupures sur l'impulsion des électrons/positrons pour deux raisons :

- les particules de basses impulsions subissent beaucoup de diffusions qui donnent lieu à une succession de grains non reconstructibles comme des traces droites par le système de scanning ;
- la nécessité d'avoir un modèle de simulation ajusté capable de rendre compte de la réalité, notamment le nombre moyen de traces observées par événement.

En plus de la coupure sur l'impulsion des électrons/positrons, nous cherchons à prendre en compte l'efficacité de scanning afin de rendre notre simulation aussi proche du réel que possible. Nous obtenons les résultats dans le tableau 5.9 ci-dessous. Dans les données réelles, le nombre moyen de traces trouvées dans les CS avec connexion de la trace du muon est de 4.57. Nous voyons que lorsqu'on nous associons la coupure sur l'acceptance du microscope, puis sur l'impulsion des électrons/positrons inférieure à 30 MeV, et sur l'efficacité de scanning en fonction des angles, nous obtenions une valeur presque équivalente de 4.66 traces par événement.

Nous présentons ici une autre approche basée sur la simulation des grains laissés par le passage des particules chargées dans les émulsions. Cette simulation cherche à reproduire la surface des émulsions

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

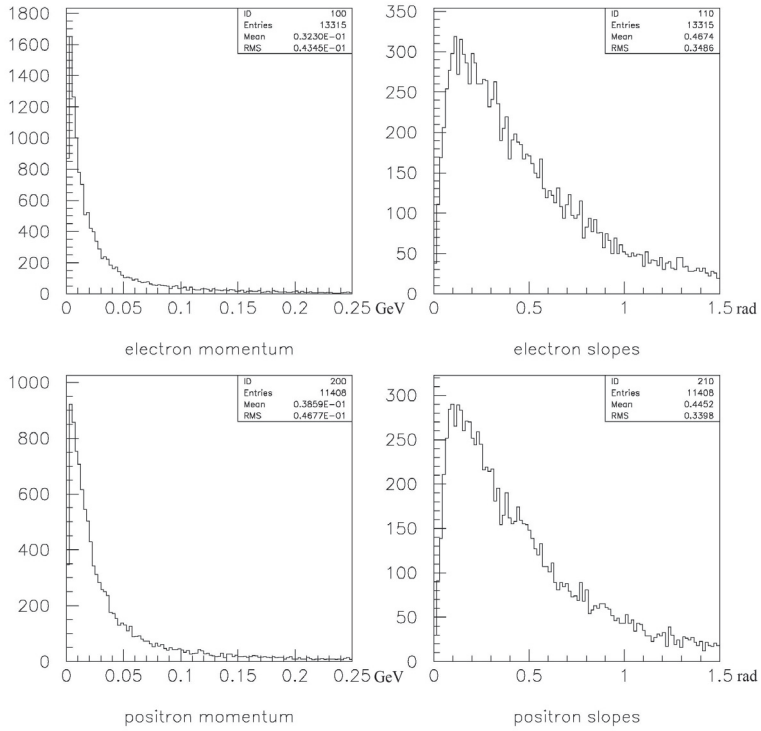


Figure 5.18 – *Distribution des impulsions et de la pente des base-tracks des électrons (figure de gauche) et positrons (figure de droite).*

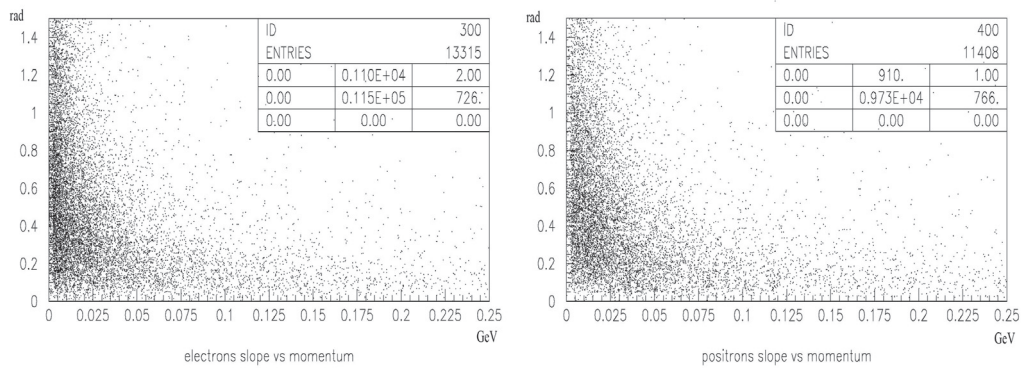


Figure 5.19 – *Distribution de la pente des base-tracks versus impulsion des électrons et positrons.*

après développement telle qu'elle est observée par les microscopes. Cette simulation permet d'obtenir des courbes d'efficacité de reconnaissance des traces en fonction de l'impulsion et de l'angle des particules chargées qui traversent l'émulsion. En comparant les résultats simulés sur la population des électrons/positrons, obtenus d'une part avec les courbes d'efficacité fournies par cette simulation (cf. figure 5.20), et d'autre part avec les coupures que nous avons présentées précédemment, il en résulte un accord avec un écart de moins de 20% lorsque nous choisissons une coupure sur l'impulsion des électrons/positrons en dessous de 30 MeV (cf. table 5.10).

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

MC	Tracks in CS2 from interaction brick	Microscope acceptance <500 mrd	Scanning efficiency f(θ) + Microscope acceptance	electron/positron cut + Microscope acceptance			Scanning efficiency f(θ) + electron/positron cut + Microscope acceptance		
				>10 Mev	>30 Mev	>50 Mev	>10 Mev	>30 Mev	>50 Mev
μ-	2252	2164	1629	2066	2066	2066	1805	1805	1805
μ+	11	8	3	5	5	5	5	5	5
e-	13315	12162	4870	5521	3546	2561	4588	2996	2199
e+	11408	10417	4372	5404	3670	2652	4445	3089	2264
π+	2645	2446	1322	1817	1817	1817	1322	1514	1322
π-	1819	1685	922	1262	1262	1262	922	1071	922
K+	215	179	150	179	179	179	150	150	150
K-	110	102	89	102	102	102	89	89	89
p	1939	1024	816	1024	1024	1024	816	816	816
Total of tracks	**33728**	**30197**	**14173**	**17380**	**13671**	**10363**	**14142**	**11535**	**7843**
Nb of events	**2487**	**2472**	**2472**	**2472**	**2472**	**2472**	**2472**	**2472**	**2472**
Nber of tracks/event	**16,56**	**12,21**	**5,73**	**7,03**	**5,53**	**4,72**	**5,72**	**4,66**	**3,87**

Table 5.9 – *Tableau montrant le nombre de population des particules en fonction des coupures effectuées sur les impulsions et sur les angles.*

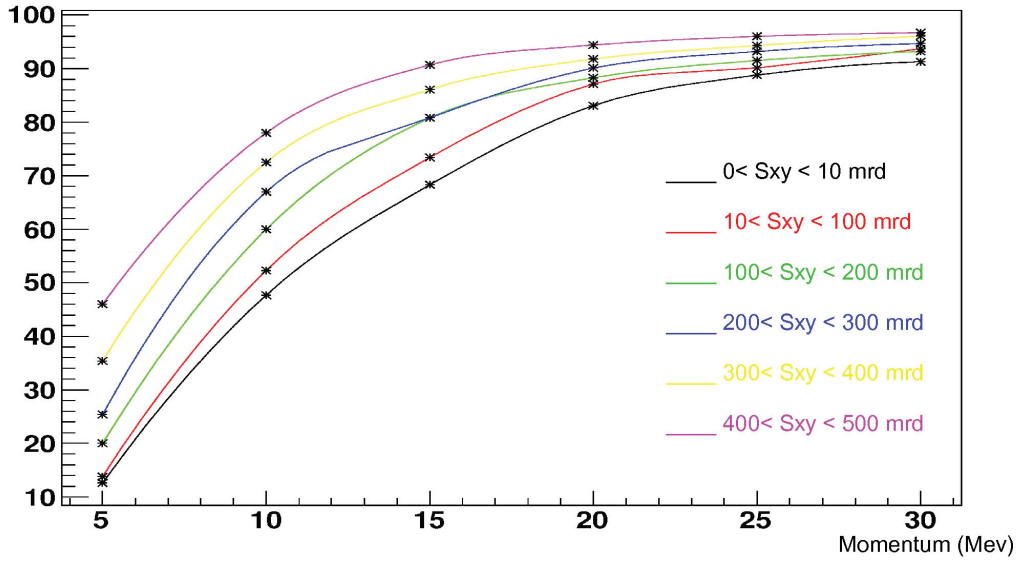


Figure 5.20 – *Courbes d'efficacité des électrons/positrons en fonction de l'angle et de l'impulsion obtenue par simulation des grains laissés par le passage des particules chargées dans les émulsions. La courbe noire pour 0<angle d'incidence<10 mrad, rouge pour 10 mrad<angle*

5.5.4 Résultats : efficacité et distributions angulaires

En prenant 80 mrad comme angle limite de connexion utilisé par le laboratoire de scanning du Gran Sasso et en choisissant les coupures dont nous venons précédemment de parler, nous avons obtenu 1741 cas où la connexion du muon dans le CS2 avec celui des détecteurs électroniques a été possible. Cela correspond à 1741 connexions sur 2351 cas où la trace du muon est reconstruite dans les détecteurs électroniques, soit une efficacité de 74.05%. Parmi ces 1741 connexions, 1613 donnent lieu à une bonne connexion entre la trace effective du muon dans le CS2 et la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques, soit une pureté de connexion de 92.65%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	Microscope acceptance + Scanning efficiency : f(θ) + e± energy cut : E>30 MeV	Microscope acceptance + Emulsion efficiency : f(θ,momentum)
electron	2996	3704
positron	3089	3569

Table 5.10 – *Comparaison de population électrons/positrons à partir de deux approches différentes, l'une basée sur des coupures empiriques et l'autre à partir de la simulation des émulsions.*

Cependant 128 cas représentent une contamination où le meilleur angle de connexion a été obtenu par les autres particules chargées. Sur ces 128 cas de contamination, il y a 98 cas où les autres traces des particules en compétition avec celle du muon ont obtenu un meilleur angle de connexion : 42 fois par les $e^{\pm}$, 38 fois par les $\pi^{\pm}$, 13 fois par les protons et 5 fois par les $K^{\pm}$. Enfin, il existe 30 cas où la trace du muon est absente de la compétition. Les cas de contamination sont dûs le plus souvent à la présence des électrons/positrons et des pions.

Si nous comparons le rapport du nombre de connexions et du nombre de prédictions du muon dans les détecteurs électroniques, nous trouvons 74.05% pour le Monte Carlo et 76.35% pour les données réelles. Ce rapport meilleur dans les données réelles s'explique par une largeur de distribution de la différence d'angle entre la pente de la trace dans le CS et celle prédite dans les détecteurs électroniques (cf. figure 5.21).

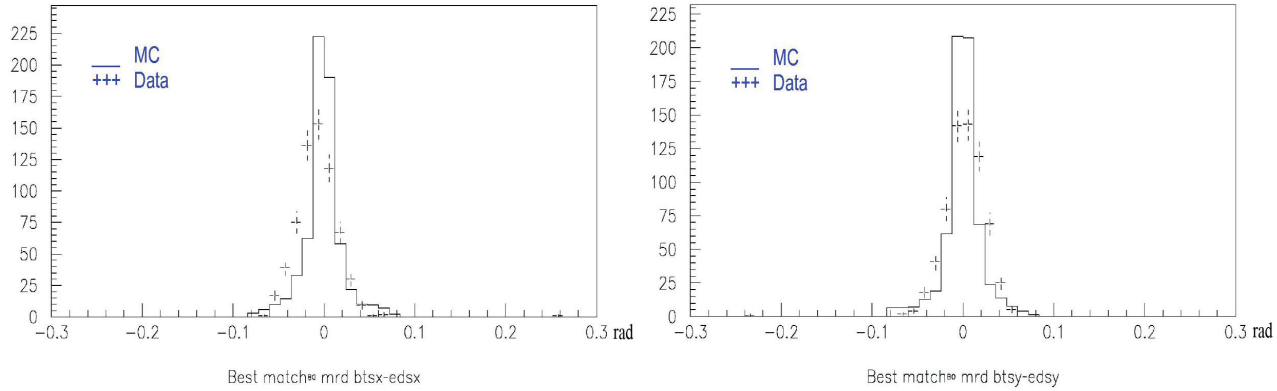


Figure 5.21 – *Différence d'angle entre la pente de la trace dans le CS et celle prédite dans les détecteurs électroniques en X (fig. de gauche) et en Y (fig. de droite).*

Nous avons également un très bon accord entre les données réelles et le Monte Carlo concernant la distribution de la pente en X des traces au niveau du CS. En Y, nous observons un léger désaccord au niveau de la courbe qui est plus étroite pour le Monte Carlo, ainsi qu'un excès au centre pour les données réelles (cf. figure 5.22).

Cependant, en superposant les distributions angulaires de la pente des traces en X et en Y pour les données réelles et pour le Monte Carlo, un très bon accord existe pour les deux distributions du Monte Carlo, alors qu'un excès est observé aux faibles angles pour la distribution en Y des données réelles (cf. figure 5.23). Cet excès présente une anomalie qu'il est nécessaire d'étudier dans le cadre du scanning afin de comprendre s'il provient d'une erreur dans les procédures d'analyse ou bien s'il est lié à un problème mécanique dans le déplacement des plateaux.

De la même façon, en comparant les distributions normalisées de la pente des traces autres que

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

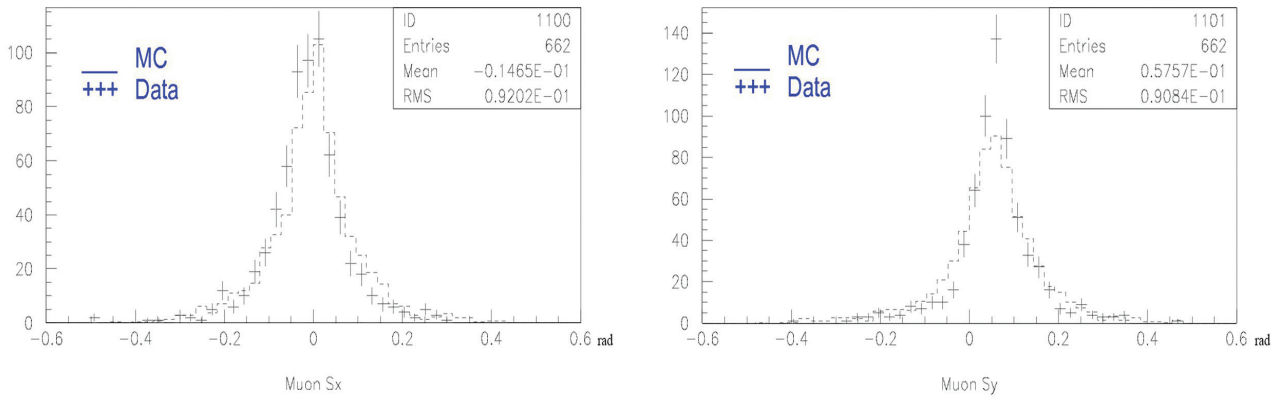


Figure 5.22 – *Distribution en X (fig. de gauche) et Y (fig. de droite) de la pente des traces de connexion dans le CS pour les données réelles et pour le Monte Carlo.*

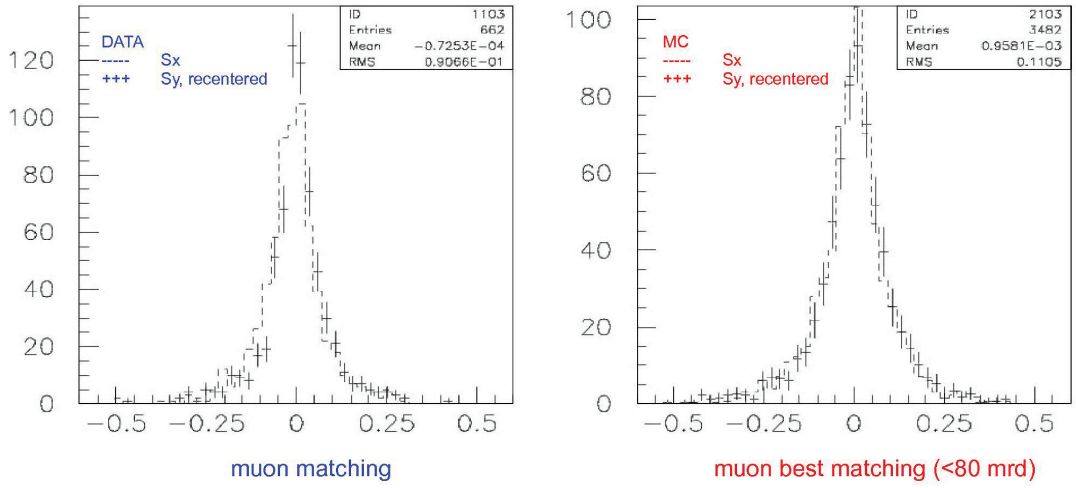


Figure 5.23 – *Distribution de la pente des traces de connexion dans le CS pour les données réelles et pour le Monte Carlo.*

celle du muon dans le CS, pour les données réelles et pour le Monte Carlo, on observe que malgré une coupure sévère sur les impulsions des électrons/positrons (E>30 MeV) un excès de traces aux petits angles apparaît pour le Monte Carlo (cf. figure 5.24). Alors que les distributions Monte Carlo sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées en 0, on observe que celles des données réelles sont légèrement inclinées. En raison de ces observations, il est important de comprendre les efficacités dans la reconstruction des *base-tracks* pour des électrons de faibles énergies.

5.5.5 Etude sur les groupements de traces sous forme d'amas

Pour approfondir notre connaissance sur la population des électrons/positrons, nous étudierons les amas formés par le groupement des traces laissées par les électrons/positrons dans le CS. Ces groupements de traces sont une signature des gerbes électromagnétiques créées par les particules γ provenant de la désintégration des π^0 produits dans les interactions de neutrinos.

Sur un échantillon de 662 événements CC disponibles dans les données réelles et extraits du Monte

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

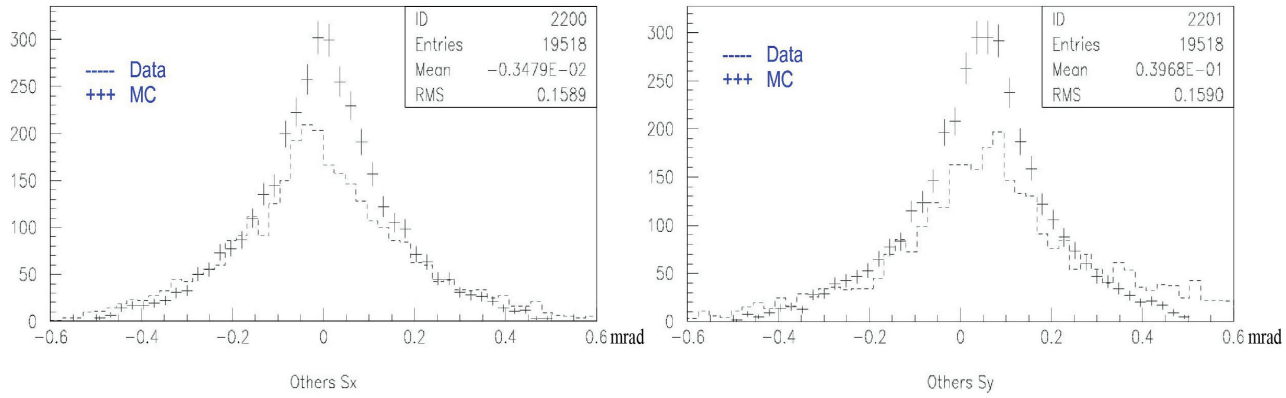


Figure 5.24 – *Distribution de la pente des traces autres que celle du muon dans le CS pour Data/MC.*

Carlo, nous observons qu'à côté des traces individuelles distribuées uniformément dans toute la surface du CS, il existe des amas de traces dus aux gerbes (cf. figure 5.25).

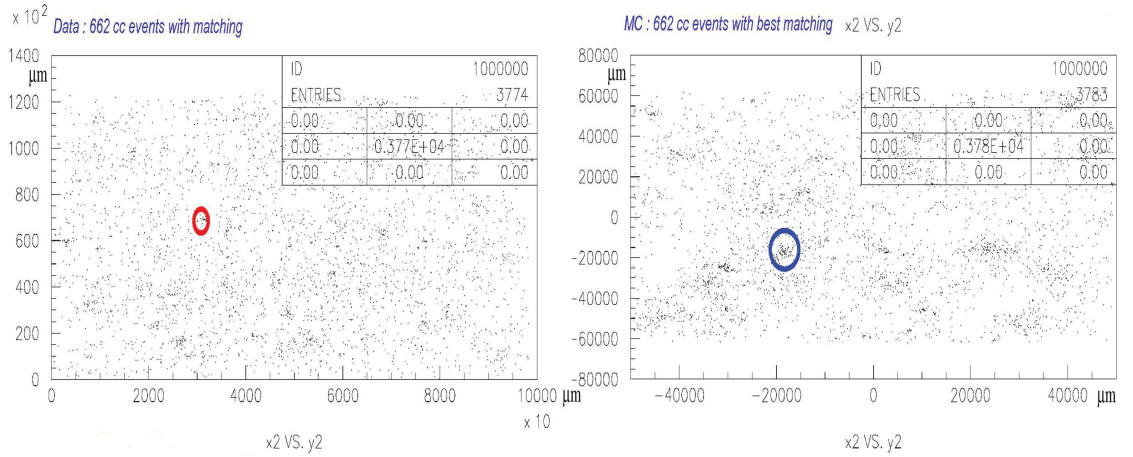


Figure 5.25 – *Distribution spatiale des traces dans le CS pour Data (figure de gauche)/MC (figure de droite).*

En appliquant les coupures sur l'efficacité du scanning et sur l'énergie des électrons/positrons (E>30 MeV), nous observons que l'échantillon du Monte Carlo présente des amas avec une forme plus élargie et avec un nombre plus important de traces également. Afin d'obtenir des statistiques sur le nombre d'amas observés et sur le nombre moyen de traces présentes dans chaque amas (cf. figure 5.26), nous avons développé un algorithme à cet effet en prenant en compte les conditions suivantes :

• la surface de scanning est de 6 x 8 cm centré sur la trace du muon dans le CS. Toute trace située en dehors de cette zone n'est pas prise en considération afin d'avoir les mêmes conditions de travail que dans le laboratoire de scanning du Gran Sasso ;

• la formation d'un amas suppose la présence d'au moins 5 traces dans une même zone. Si deux amas de traces se trouvent dans un même voisinage, ils sont regroupés pour former un seul amas.

On obtient alors les statistiques suivantes :

• Dans les données réelles, 3.47% des événements présentent des amas de traces, tandis que dans le Monte Carlo, ce taux est de 3.79%. Ce qui constitue un accord raisonnable.

• Par contre, le nombre moyen de traces est plus élevé de 17% pour le Monte Carlo par rapport aux données réelles : 5.73 traces en moyenne dans les amas pour les données réelles, et 6.87 pour le

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

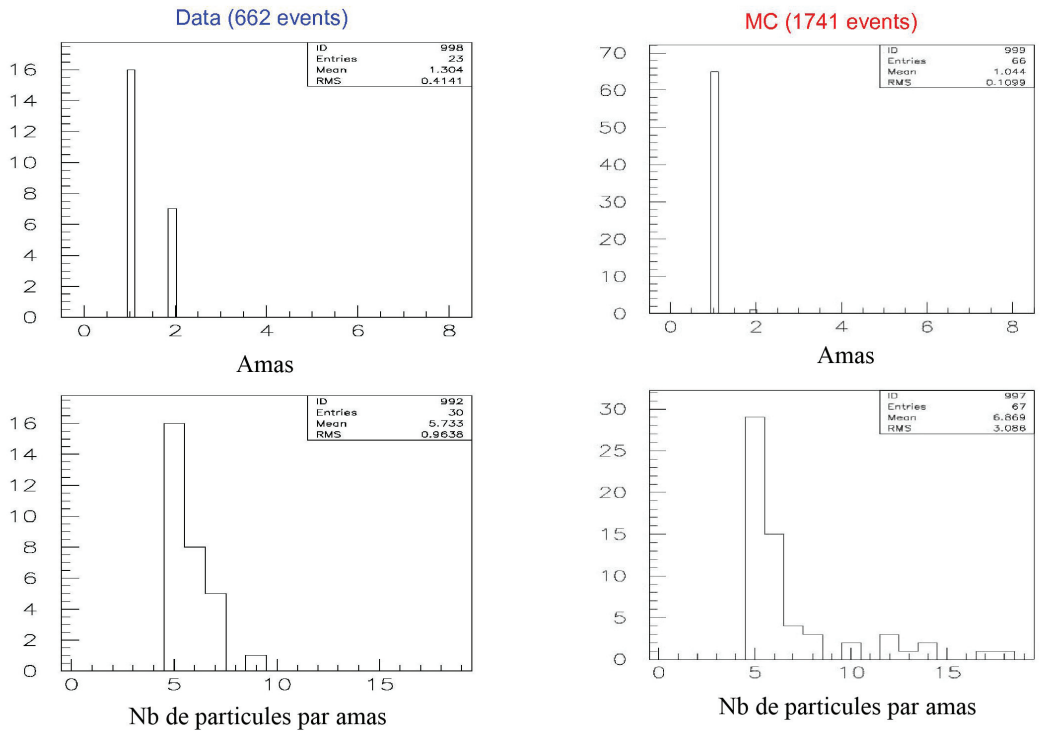


Figure 5.26 – *Distribution du nombre d'amas et du nombre moyen de traces par amas dans le CS pour Data/MC. Les figures de gauche correspondent aux données réelles et celles de droite au Monte Carlo.*

Monte Carlo.

Les distributions angulaires des traces à l'intérieur de ces amas sont sensiblement proches (cf. figure 5.27). Le manque de données réelles ne permet pas à ce stade d'avoir une grande précision au niveau des statistiques.

La distribution sur la largeur de ces amas montre que, dans la très grande majorité des cas, les amas ont une largeur qui est de l'ordre de 2 cm. Par contre la distance qui sépare ces amas de la trace du muon semble être plus courte dans le Monte Carlo, de l'ordre de 4 cm, alors qu'elle semble plus large pour les données réelles (cf. figure 5.28). Cela s'explique par le fait qu'une surface plus grande a été choisie lors du scanning de certains événements et qui est non reproductible dans la simulation.

Cette étude comparative au niveau du CS nous aura permis de pointer la direction des futurs travaux à entreprendre, notamment une meilleure connaissance de la reconstruction des traces des électrons/positrons de faible impulsion. Du point de vue du Monte Carlo, il s'agira d'affiner les coupures sur les électrons/positron. Car il y va de notre capacité de reconnaître et de reconstruire avec précision les événements taus qui se désintègrent dans le canal électronique avec production de gerbes.

D'autre part, cette étude a permis de mettre en évidence certaines disparités dans les distributions provenant des données réelles. Ces disparités demandent à être mieux comprises afin de ne pas introduire d'erreurs dans la lecture des traces par les microscopes.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

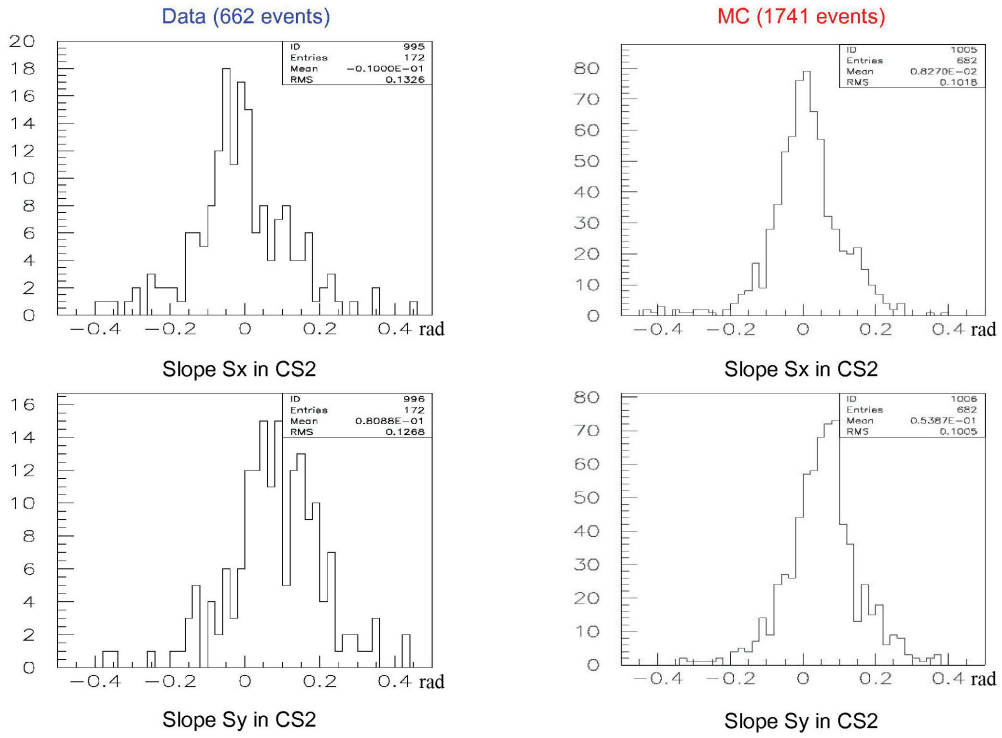


Figure 5.27 – *Distribution de la pente des traces dans les amas pour Data/MC. Les figures de gauche correspondent aux données réelles et celles de droite au Monte Carlo.*

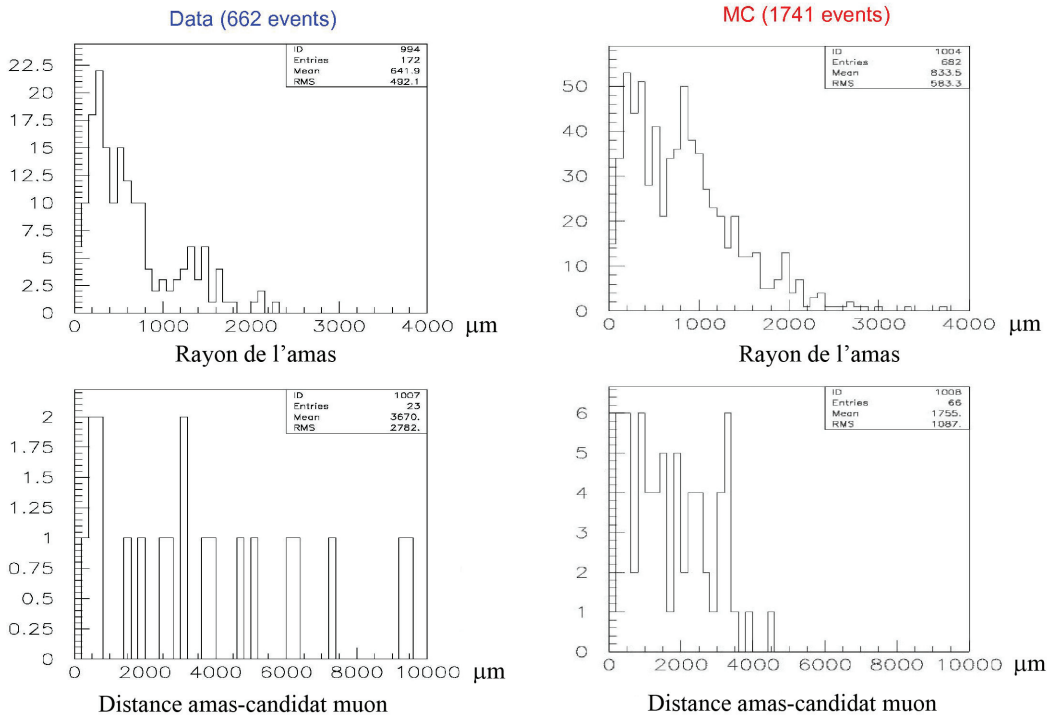


Figure 5.28 – *Distribution de la largeur des amas et de leur distance par rapport à la trace du muon pour Data/MC. Les figures de gauche correspondent aux données réellles et celles de droite au Monte Carlo.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 6

Discrimination cinématique du fond charmé dans le canal $\tau \longrightarrow \mu$

La connaissance des sections efficaces de production des particules charmées et l'analyse des événements de désintégration de ces particules représentent une grande importance pour OPERA. Une des raisons est que, du fait que le charme est associé aux événements de même topologie que le τ, il représente une source potentielle de bruit de fond si le muon au vertex primaire d'interaction n'est pas identifié (cf. figure 6.1). Une deuxième raison est que pour conforter l'observation des événements τ dans OPERA, il faut pouvoir montrer que les événements charmés observés correspondent bien aux taux attendus.

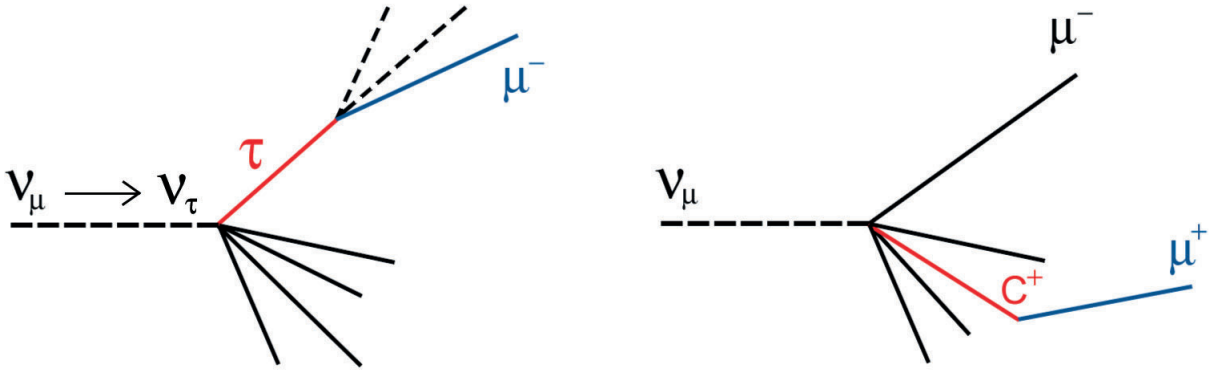


Figure 6.1 – *Topologies de désintégration du tau et du charme*

C'est pourquoi la recherche des événements de désintégration du charme avec le muon au vertex primaire correctement identifié permet une mesure directe de ce bruit de fond. Jusqu'à présent, les événements charmés peuvent être supprimés grâce à l'identification du muon primaire à 95%. De plus, dans le canal de désintégration muonique, une suppression supplémentaire d'un facteur de 10 peut être faite grâce à la mesure de la charge du muon secondaire.

Cependant, nous voulons proposer ici une analyse sur la discrimination du charme par rapport au τ indépendamment de l'identification du muon primaire et de la mesure de la charge du muon secondaire. Pour cela, nous nous appuyons uniquement sur les données cinématiques et topologiques des événements. Nous utiliserons deux méthodes différentes, les réseaux de neurones et les fonctions de vraisemblance, pour faire la discrimination du signal par rapport au bruit à partir de 10 variables que nous avons extraites des données cinématiques et topologiques.

6.1 La physique du charme

6.1.1 Production du charme

Les particules charmées sont produites dans les interactions en courant chargé ou en courant neutre de neutrinos sur des nucléons. La diffusion d'un neutrino ν_μ sur un quark s ou d produit des particules charmées suivant les réactions suivantes :

$$a)\nu_\mu + N \longrightarrow c + \mu^- + X$$

$$b)\nu_\mu + N \longrightarrow c\bar{c} + \mu^- + X$$

$$c)\nu_\mu + N \longrightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X$$

Les particules charmées produites sont principalement $D^0(c\,\bar{u})$, $D^+(c\,\bar{d}), D_S^+(c\,\bar{s})$ et $\Lambda_C^+(udc)$.

La figure 6.2 schématise la production d'une particule charmée D^+ par interaction en courant chargé d'un ν_μ (échange de W^+), et la création d'une paire de quarks $c\bar{c}$ par courant neutre (échange de Z^0).

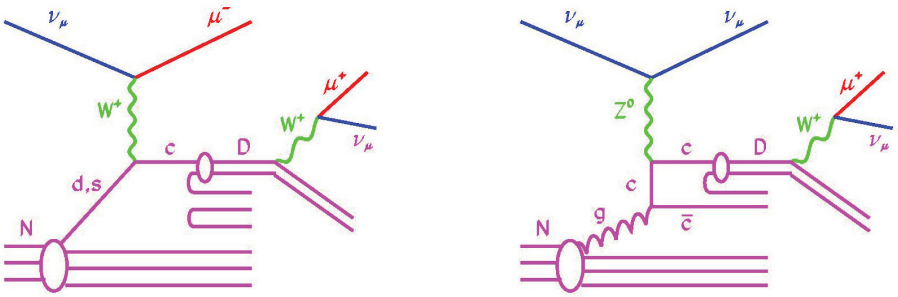


Figure 6.2 – *Schéma de production d'une particule charmée D par interaction en courant chargé d'un ν_μ (échange de W^+) à gauche, et la création d'une paire de quarks $c\bar{c}$ par courant neutre (échange de Z^0) à droite.*

Le taux de production des particules charmées dépend de la fonction de structure du nucléon et de l'énergie des neutrinos, il augmente avec cette dernière (cf. figure 6.3).

Comme les mésons charmés ont une masse et une durée de vie proche du τ (PDG 2010) (cf. tableau 6.1), les processus ci-dessus peuvent constituer un bruit de fond par rapport au signal d'oscillation, surtout lorsque la détection du muon primaire (réaction a), du partenaire du charme (réaction c) ou bien des deux à la fois (réaction b) fait défaut.

	Masse (GeV)	$c\tau$ (μm)
τ	1.78	87.11
D^0	1.86	122.9
D^+	1.87	311.8
D_S^+	1.97	149.9
Λ_C^+	2.29	59.9

Table 6.1 – *Les particules charmées possèdent des masses et des longueurs de vol proches à ceux du τ, et possèdent les mêmes canaux de désintégration (μ, e, h, $3h$).*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

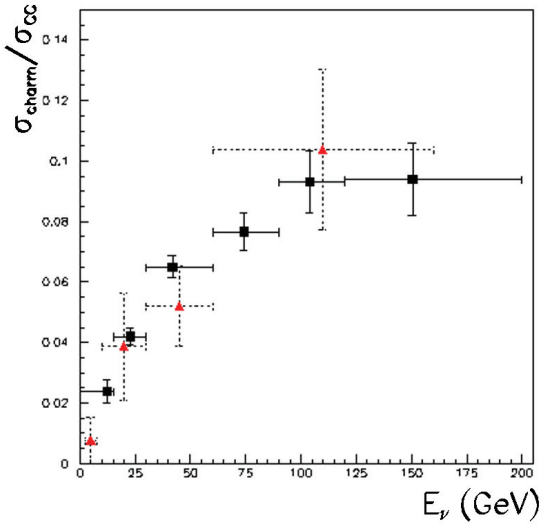


Figure 6.3 – *Le taux de production des particules charmées est fonction de l'énergie des neutrinos : point rouge (courant neutre), point noir (courant chargé). [49].*

La source principale de production de charme nous vient principalement de la première réaction (a). Les sections efficaces des 3 réactions, citées ci-dessus, ont été évaluées au temps du Proposal d'OPERA et plus récemment réévaluées sur la base des résultats de l'expérience CHORUS.

Dans le Proposal, la section efficace correspondant à la réaction a) a été évaluée à partir d'une paramétrisation des résultats de l'expérience E531 [50] [51] qui à l'énergie moyenne du CNGS donnait $\sigma_{charm}/\sigma_{CC} = (3.3 \pm 0.5)\%$. Pour les réactions b) et c), le Proposal contenait une évaluation basée sur les données de E531 : $\sigma_{c\bar{c}\mu^-}/\sigma_{CC} < 0.12\%$ et $\sigma_{c\bar{c}\nu_\mu}/\sigma_{NC} = 0.13^{+0.31}_{-0.11}\%$.

L'expérience CHORUS a permis dans ces dernières années d'améliorer la connaissance de la production des particules charmées. En ce qui concerne la production associée de quarks charmés ($c\bar{c}$), CHORUS a observé 3 événements pour la réaction c) et un événement pour la réaction b) sur un ensemble analysé de 130000 interactions de neutrinos [52]. Les rapports de sections efficaces sont les suivants :

$$b)\frac{\sigma(c\bar{c}\mu^-)}{\sigma(CC)} = 9.69 \cdot 10^{-4}(CL90\%)$$

$$c)\frac{\sigma(c\bar{c}\nu_\mu)}{\sigma(NC)} = [3.62^{+2.95}_{-2.42}(stat.) \pm 0.54(syst.)] \cdot 10^{-3}$$

La section efficace de production de particules charmées par la réaction (a) a été également réévaluée à partir des résultats de production inclusive de charme pour un faisceau ν_μ d'énergie moyenne de 27 GeV dans l'expérience CHORUS [49]. Les valeurs préliminaires des sections efficaces sont données ci-dessous :

$$\frac{\sigma(charm)}{\sigma(CC)} = [5.65 \pm 0.31] \cdot 10^{-2}$$

Cette section efficace totale de particules charmées se subdivise en particule charmée neutre D^0 [53], et en particules charmées chargées D^+, D_S^+ et Λ_C^+ :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$\frac{\sigma(D^0)}{\sigma(CC)} = [2.46\pm0.16]\cdot 10^{-2} \; et \; \frac{\sigma(C^+)}{\sigma(CC)} = [3.19\pm0.27]\cdot 10^{-2}$$

Pour une énergie moyenne correspondante au faisceau de neutrinos dans l'expérience d'OPERA, $< E >_{\nu_\mu} = 18.5$ GeV, les sections efficaces sont les suivantes [49] :

$$\frac{\sigma(charm)}{\sigma(CC)} = [4.38 \pm 0.26]\cdot 10^{-2}$$
$$\frac{\sigma(C^+)}{\sigma(CC)} = [2.47 \pm 0.22]\cdot 10^{-2}$$
$$\frac{\sigma(D^0)}{\sigma(CC)} = [1.91\pm0.13]\cdot 10^{-2}$$

La production de particules charmées en courant neutre provenant comme nous l'avons vu précédemment de la réaction c), qui normalisée à la section efficace des courants chargés, est plus petite comparée à ces valeurs.

Les fonctions de fragmentation décrivant la production de chacune des particules charmées sont dépendantes de l'énergie des neutrinos incidents. Dans le cas du faisceau CNGS, les fractions de particules charmées, qui sont données dans le tableau 6.2, sont également obtenues à partir des données expérimentales de CHORUS extrapolées aux énergies de OPERA :

Particule charmée	Fraction de particules charmées produites aux énergies de CHORUS	Fraction de particules charmées produites aux énergies d'OPERA
D^0	$(43.5 \pm 3.0)\%$	$(43.8 \pm 3.0)\%$
D^+	$(25.5 \pm 4.0)\%$	$(21.7 \pm 3.4)\%$
D_S^+	$(11.8 \pm 4.9)\%$	$(9.2 \pm 3.8)\%$
Λ_C^+	$(19.2 \pm 3.7)\%$	$(25.3 \pm 4.9)\%$

Table 6.2 – *Rapport de branchement des particules charmées.*

6.1.2 Désintégration des particules charmées dans le canal muonique

Etant donné que le charme et le τ ont les mêmes caractéristiques de désintégration, il apparaît que le bruit de fond principal pour OPERA vient des événements charmés lors de la désintégration du D^0, D^+, D_S^+ et Λ_C^+.

La désintégration des particules charmées neutres comme le D^0 peut générer un bruit de fond, dans la recherche des désintégrations courtes du tau, lorsque la reconstruction de vertex est inefficace (cf. figure 6.4). Cependant une coupure faite au niveau de la masse invariante des particules du système hadronique permet de réduire efficacement le bruit de fond. La particule charmée neutre D^0 se désintègre en 2 (71±6%) et 4 (14.6±0.5%) hadrons chargés, et 15±6% uniquement en hadrons neutres.

Dans la désintégration des particules charmées chargées, les particules D^+, D_S^+ et Λ_C^+ se désintègrent dans les canaux (e, h, μ). La grande partie du bruit de fond dans OPERA nous vient de la désintégration de ces particules dans le canal $C^+ \rightarrow 1(e^+,\ h^+)$.

Quant au bruit de fond provenant du canal $C^+ \rightarrow \mu^+$, il est supprimé de surcroît par l'identification du muon primaire dont l'efficacité est d'environ 95%, mais aussi grâce à l'identification de la charge du muon qui apporte un facteur 10 de suppression supplémentaire.

Le tableau 6.3 montre les modes de désintégration des particules charmées avec une seule ou trois traces secondaires, ainsi que les rapports de branchement.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

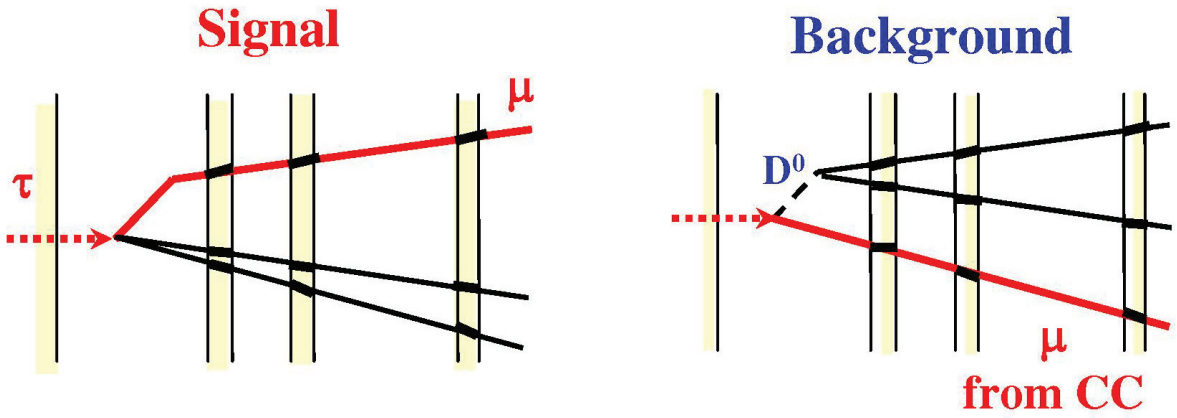


Figure 6.4 – *Schéma de désintégration courte du tau (fig. gauche) et du D0 (fig. droite).*

	Désintégration	BR%
$C^+ \to 1$ prong (65±9)%	$C^+ \to \mu^+$	7.0±1.6
	$C^+ \to e^+$	7.0±1.6
	$C^+ \to h^+$	51±5
$C^+ \to 3$ prongs (35±6)%	$C^+ \to \mu^+ + 2h$	2.1±0.5
	$C^+ \to e^+ + 2h$	2.1±0.5
	$C^+ \to 3h$	31±3

Table 6.3 – *Canaux de désintégration et BR des particules charmées chargées [49]*

Dans le cas du canal de désintégration en μ, les topologies de $\nu_\tau \to \tau \to \mu$ et $\nu_\mu \to charm \to \mu$ sont similaires (cf. figure 6.1), mais se distinguent par plusieurs aspects :

• La particule charmée est produite à l'intérieur de la gerbe hadronique, alors que le lepton τ est isolé.

• La longueur de désintégration dans le cas des particules charmées est en moyenne plus grande que dans le cas du τ.

• Les muons secondaires de charge positive sont associées à la désintégration des particules charmées.

Si le muon primaire n'est pas détecté, alors le charme a des caractéristiques topologiques qui rendent probable son identification avec le τ.

Le tableau 6.4 résume les taux de branchement semi-leptonique dans le canal muonique des différentes particules charmées. Les valeurs sont extraites du PDG (2010).

Particule	Canaux	BR
D^+	$D^+ \to \overline{K}^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	$(9.4 \pm 0.8)\%$
D_S^+	$\eta l^+\nu_l + \eta'(958) l^+\nu_l$	$(4.4 \pm 0.7)\%$
Λ_C^+	$\Lambda\mu^+\nu_\mu$	$(2.0 \pm 0.7)\%$

Table 6.4 – *Canal de désintégration des charmes chargés et rapports de branchement semi-leptonique (PDG 2010).*

Le nombre d'événements charmés dans le canal muonique $C^+ \to \mu^+$ que l'on s'attend à trouver à la fin de l'expérience d'OPERA, se calcule de la manière suivante pour chacune des particules charmées :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$D^+_{background} = N_{CC} \cdot \frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{CC}} \cdot f_{D^+} \cdot BR$$

$$D^+_{S\,background} = N_{CC} \cdot \frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{CC}} \cdot f_{D^+_S} \cdot BR$$

$$\Lambda^+_{C\,background} = N_{CC} \cdot \frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{CC}} \cdot f_{\Lambda^+_C} \cdot BR$$

où N_{CC} représente le nombre d'événements en courant chargé, $\sigma_{charm}/\sigma_{CC}$ est la section efficace de la production de particules charmées, f(C^+) est la fraction de charme produite, BR(μ^+) est le taux de branchement de désintégration muonique.

A la fin de l'expérience OPERA, 19050 interactions en courant chargé sont attendues. Parmi celles-ci, il y aura environ 834±57 événements charmés dont 469±32 seront des événements charmés chargés (C^+). En prenant en compte le type de désintégration de la particule chargée en 1 ou 3 hadrons chargés, et les taux de branchement de désintégration muonique, moins d'une vingtaine d'événements sont susceptibles, avant toute efficacité de détection, de constituer un bruit de fond comme l'indique le tableau 6.5.

$N_{CC} = 19050$	$N_{charm} = 834\pm55$	$N_{C^+} = 469\pm45$	$N_{1P} = 305\pm56$	$N_{C\to\mu} = 21\pm5$
			$N_{3P} = 164\pm35$	$N_{C\to\mu+2h} = 3\pm2$

Table 6.5 – *Nombre d'événements charmés attendus dans OPERA dans le canal muonique*

Ce nombre sera fortement réduit si on prend en compte en plus de l'efficacité de détection, l'efficacité d'identification du muon et de sa charge. Néanmoins dans notre étude, nous chercherons à évaluer le taux de discrimination du tau par rapport au charme, indépendamment de l'identification du muon et de sa charge, cela à l'aide de variables cinématiques et topologiques.

6.2 Analyse topologique et cinématique du bruit de fond

6.2.1 Echantillons MC

Parallèlement au rejet classique des événements charmés par l'identification du muon, nous mettons en place ici un rejet basé uniquement sur les caractéristiques cinématiques et topologiques des événements.

Deux échantillons de 50.000 événements MC sont utilisés pour l'étude de la discrimination du signal par rapport au bruit de fond. Le premier ne contient que la désintégration τ et l'autre contient la désintégration des particules charmées composées essentiellement du D^0, D^+, D^+_S et Λ^+_C.

Parmi tous les canaux de désintégration (e, h, μ) des particules charmées, nous n'avons retenu dans le cadre de notre analyse que la désintégration dans le canal muonique. Le tableau 6.6 montre la fraction des particules charmées présentes dans l'échantillon MC qui sélectionne uniquement les désintégrations muoniques. Ces fractions sont biaisées par rapport aux nombres du tableau 6.2 en raison de la sélection d'un canal particulier de désintégration.

Les particules charmées D^0 ne constituent pas à proprement parler une source de bruit de fond. En effet contrairement aux particules chargées, elles ne laissent pas de trace dans les émulsions, bien que 6.7% d'entre elles se désintègrent dans le canal muonique. C'est pourquoi, nous ne prenons en compte que les événements ayant une particule charmée chargée, excluant ainsi les particules charmées neutres

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Particule charmée	Fraction de production de particules charmées MC dans le canal de désintégration muonique
D^0	42.5%
D^+	43.5%
D_S^+	4.9%
Λ_C^+	9.1%

Table 6.6 – *Fractions de production de particules charmées MC*

comme le D^0 puisque ce dernier ne peut pas produire une topologie en kink qui est le sujet d'étude dans cette thèse.

Les particules charmées chargées C^+ peuvent se désintégrer soit en une seule trace (prong) soit en trois traces laissées par les particules chargées secondaires. En ce qui concerne les événements recherchés pour notre analyse nous ne retiendrons que ceux qui ont une unique trace après la désintégration de la particule charmée car ils peuvent ressembler à des désintégrations de tau en muon.

Par ailleurs, les particules charmées de ces événements doivent avoir une longueur de désintégration considérée comme longue et un angle de kink supérieur à 20 mrad dans les deux premières plaques de plomb. La prise en compte de la désintégration courte dans le canal muonique nécessiterait le travail d'une autre thèse.

Enfin, les traces des particules charmées et des particules secondaires doivent être reconstructibles dans les émulsions, c'est-à-dire avoir un angle inférieur à $500 mrad$ par rapport à la direction du neutrino.

Le tableau 6.7 nous montre que sur un échantillon de 50000 événements, seuls 8191 événements répondent aux conditions posées précédemment. On observe également que parmi les événements sélectionnés peu ont une particule charmée baryonique Λ_C^+, car cette particule a généralement un temps de vol relativement court correspondant à une désintégration courte, contrairement aux mésons D^+, D_S^+ qui ont un temps de vol plus long.

	Echantillon MC de départ $C^+ \to \mu^+$	1 prong decay	long decay	charme < 500 mrad	particule secondaire < 500 mrad
D^+	21 751	12 881	8 827	8 816	7 473
D_S^+	2 444	994	507	507	467
Λ_C^+	4 558	3 785	371	370	251
Total	28 753	17 660	9 705	9 693	8 191 (28.5%)

Table 6.7 – *Evénements charmés avec 1 prong sélectionés dans la recherche des événements $\tau \to \mu$ avec une désintégration longue.*

Si les particules charmées se désintégrant en une unique particule chargée constituent une source importante pour le bruit de fond, nous avons également pris en considération pour notre étude des événements du type $C^+ \to 3h$ (dont 1 hadron est observable). Le tableau 6.8 montre que le nombre d'événements pouvant représenter un bruit de fond est très faible dans ce type de canal de désintégration.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	Echantillon MC de départ $C^+ \to \mu^+$	3 prongs decay	long decay	charme < 500 mrad	1 prong < 500 mrad
D^+	21 751	8 870	6 048	6 043	238
D_S^+	2 444	1 450	784	784	15
Λ_C^+	4 558	773	82	82	11
Total	28 753	11 093	6 914	6 909	264 (0.9%)

Table 6.8 – *Evénements charmés avec 3 prongs sélectionés dans la recherche des événements $\tau \longrightarrow \mu$ avec une désintégration longue.*

6.2.2 Principe de l'analyse

Il s'agit maintenant de rechercher des variables discriminantes entre les désintégrations du tau et des particules charmées indépendamment de la détection du muon. Ces variables discriminantes reposent sur des critères cinématiques (impulsions transverses et maximales, longueur de vol, paramètre d'impact) et sur des critères d'isolation topologique basés sur des angles formés entre les traces des particules sur le plan transverse à la direction du neutrino. Grâce à ces variables discriminantes, il est possible de séparer assez précisément le τ des particules charmées.

6.2.3 Configurations topologiques des événements charmés

Sur la base de ces événements sélectionnés, trois types de configurations se présentent :

a) Dans le cas n°1 (cf. figure 6.5), la gerbe de particules contient au moins 2 particules chargées, autre que le charme. Le muon primaire, non identifié comme tel dans notre étude, est souvent la particule qui est la plus éloignée par rapport à la gerbe hadronique. Avec cette configuration, nous avons extrait 10 variables cinématiques et topologiques différentes.

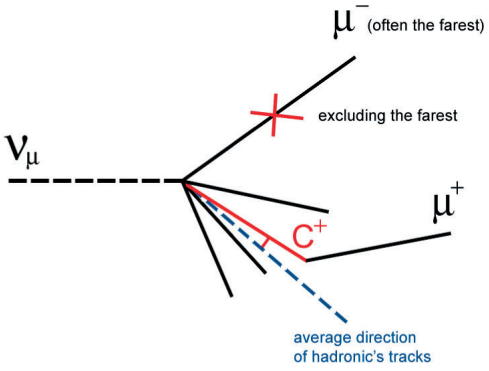


Figure 6.5 – *Configuration 1 pour les événements charmés sélectionnés*

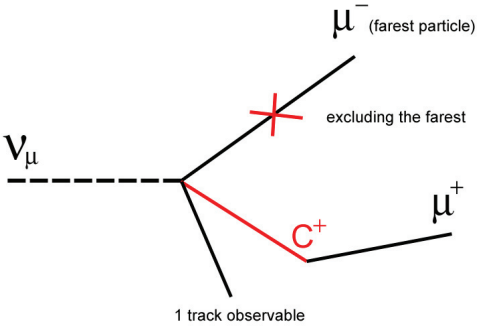


Figure 6.6 – *Configuration 2 pour les événements charmés sélectionnés*

b) dans le cas n°2 (cf. figure 6.6), il n'existe qu'une seule particule chargée observable dans la gerbe hadronique. Avec cette configuration, nous avons extrait pour notre analyse 9 variables.

c) dans le cas n°3 (cf. figure 6.7) où seul le charme et sa particule secondaire sont observables, le nombre de variables pouvant être extraites se réduit au nombre de 4.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

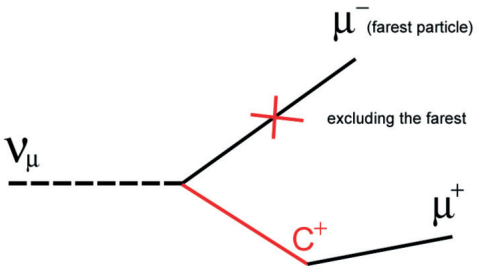


FIGURE 6.7 – *Configuration 2 pour les événements charmés sélectionnés*

6.2.4 Variables discriminantes topologiques et cinématiques

Les variables discriminantes servant à l'analyse sont 4 angles, 3 impulsions transverses, l'impulsion de la particule secondaire, et 2 variables de désintégration qui sont le temps de vol, et le paramètre d'impact. Le microscope permet une assez grande précision angulaire, de l'ordre de 1 mrad, tandis que la mesure de l'impulsion comporte une plus grande incertitude de mesure de l'ordre de 20 à 30%. Cette incertitude de mesure sera également prise en considération dans la simulation.

En utilisant deux approches différentes que sont les fonctions de vraisemblance et les réseaux de neurones pour séparer le signal du bruit de fond, nous chercherons celle qui nous offrira la meilleure efficacité de discrimination. Pour chacune des variables discriminantes, nous montrerons la distribution des événements de signal et de fond avant l'application du réseau de neurones (courbe continue) et après (courbe en pointillé).

Nous présentons, ci-dessous, chacune de ces variables discriminantes en même temps que leur distribution pour les événements $\nu_\tau \to \tau \to \mu$ et $\nu_\mu \to C^+ \to \mu$:

1) $\theta_{closest}$ est l'angle formé dans le plan transverse par le tau/charme et la particule qui lui est la plus proche. Cet angle connaît des valeurs plus importantes dans le cas du tau (cf. figure 6.8 et 6.9). La distribution de l'angle $\theta_{closest}$ est montrée dans la figure 6.10. Le charme est caractérisé par de petits angles, contrairement au τ qui a des valeurs d'angle plus importantes.

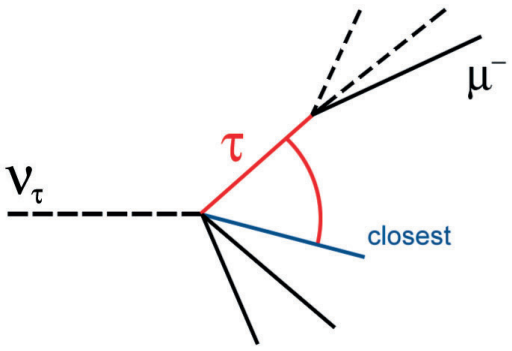


FIGURE 6.8 – *L'angle thetaclo du tau est l'angle formé par le tau et sa plus proche particule hadronique*

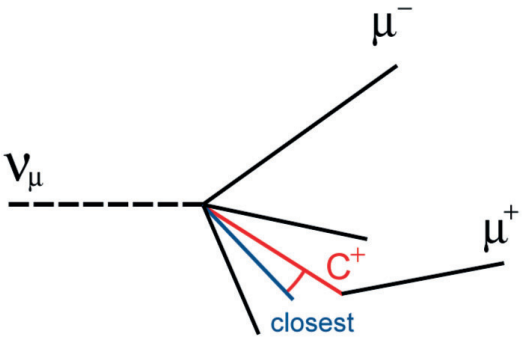


FIGURE 6.9 – *L'angle $\theta_{closest}$ du charme est l'angle formé par le charme et sa plus proche particule hadronique*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

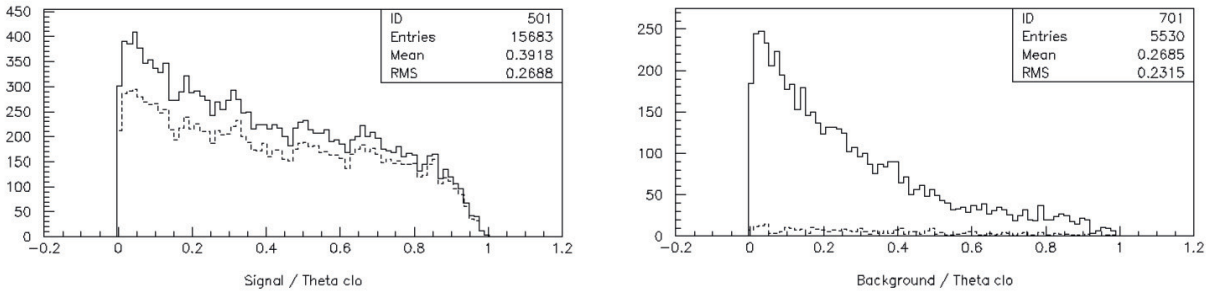


FIGURE 6.10 – *Distribution de l'angle $\theta_{closest}$ pour le tau (figure de gauche) et pour le charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à π rad.*

2) θ_{pmk} (Pt_{max}-kink particle) est l'angle formé dans le plan transverse par le tau/charme et la particule possédant la plus grande impulsion transverse. Cet angle caractérise l'isolation du candidat tau/charme par rapport à la particule possédant la plus grande impulsion transverse. Dans le cas du charme, nous observons que le muon primaire a le plus souvent la plus grande valeur d'impulsion transverse (cf. figure 6.11 et 6.12). La distribution de l'angle θ_{pmk} est montrée dans la figure 6.13. Nous observons que le τ possède une plus longue queue au niveau de la distribution, alors que le charme est plus ramassé autour de grandes valeurs d'angle.

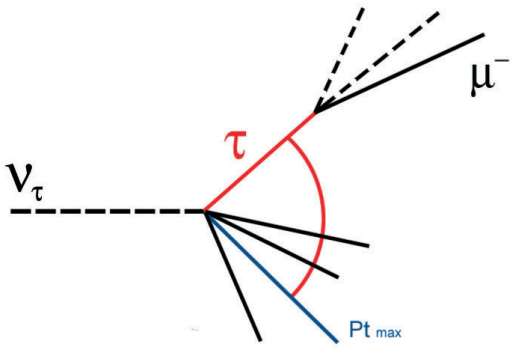


FIGURE 6.11 – *L'angle θ_{pmk} du tau est l'angle formé par le tau et la particule ayant la plus grande valeur en impulsion transversale*

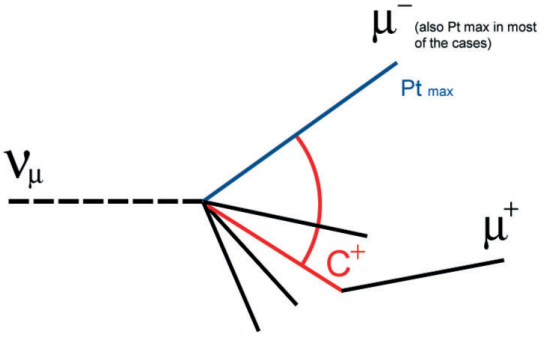


FIGURE 6.12 – *L'angle θ_{pmk} du charme est l'angle formé par le charme et la particule ayant la plus grande valeur en impulsion transversale, laquelle correspond la plupart du temps au muon*

3) $\theta_{dechadangle}$ (decay mother - hadronic system) est l'angle formé dans le plan transverse par le tau/charme et la direction moyenne des particules hadroniques excluant celle qui s'écarte le plus de cette direction (cf. figure 6.14 et 6.15). Les deux distributions présentent des pentes et des maxima opposés (cf. figure 6.16). Le τ a de grandes valeurs d'angle, contrairement au charme. Cet angle possède donc un fort pouvoir discriminateur.

4) θ_{clom} (Pt_{max}-closest particle) est l'angle formé dans le plan transverse par la particule possédant le maximum d'impulsion transverse et celle qui lui est la plus proche (cf. figure 6.17 et 6.18). Cet angle est beaucoup plus petit dans le cas du tau (cf. figure 6.19).

5) Nous cherchons à isoler ici la particule ayant le maximum d'impulsion transverse (Pt_{max}), excluant le tau et le charme ainsi que les particules secondaires (cf. figure 6.20). Les événements tau

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

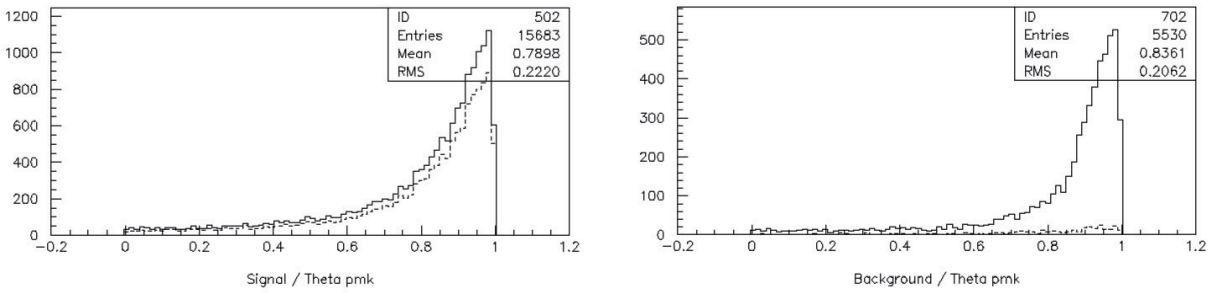


FIGURE 6.13 – *Distribution de l'angle thetapmk pour le tau (figure de gauche) et pour le charme (figure de droite. Une unité en abscisse correspond à π rad.)*

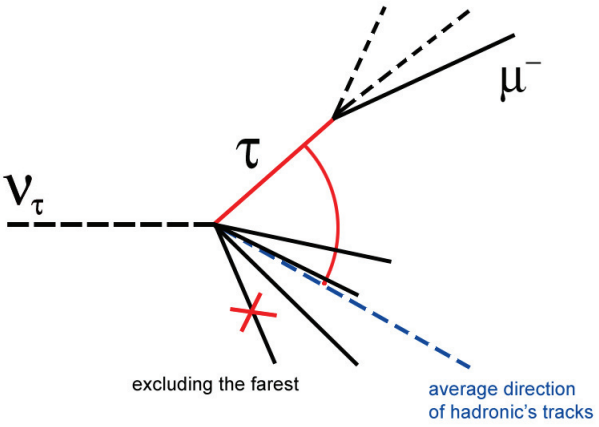


FIGURE 6.14 – *L'angle $\theta_{dechadangle}$ du tau est l'angle formé par le tau avec la direction moyenne des particules du système hadronique, excluant celle qui se trouve la plus lointaine par rapport à cette même direction*

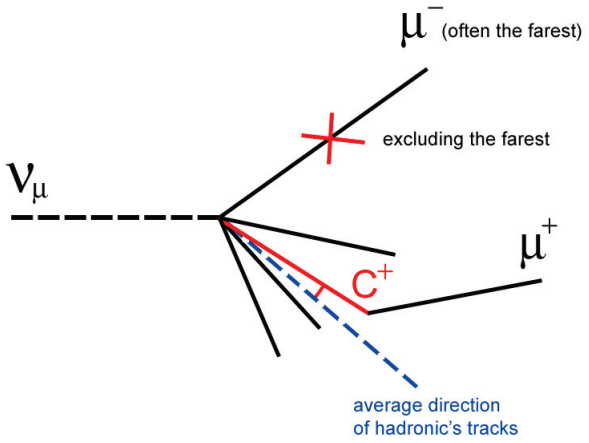


FIGURE 6.15 – *L'angle $\theta_{dechadangle}$ du charme est l'angle formé par le charme avec la direction moyenne des particules du système hadronique, excluant la plus lointaine en l'occurrence le muon. Une unité en abscisse correspond à π rad.*

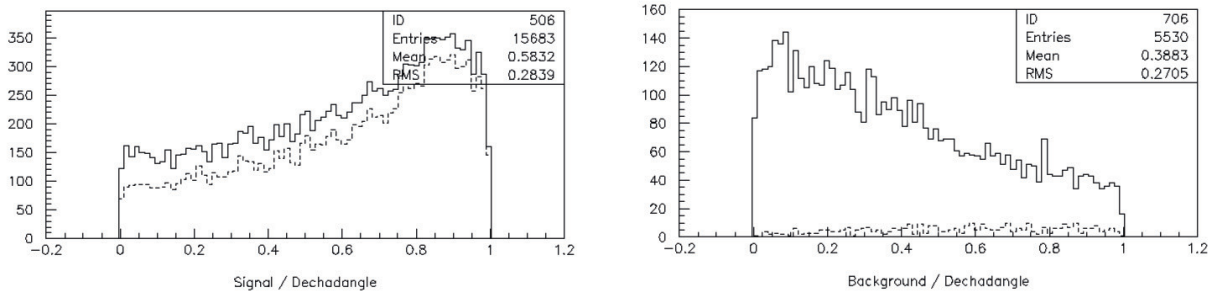


FIGURE 6.16 – *Distribution de l'angle thetahadangle pour le tau (figure de gauche) et pour le charme (figure de droite)*

ont une petite impulsion transverse maximale, alors que dans les événements charmés, le muon primaire emporte généralement une impulsion transverse beaucoup plus grande.

6) L'impulsion de la particule secondaire, *daughtermom* (impulsion de la particule fille), du tau a une distribution énergétique plus étendue que celle du charme, qui se caractérise par une queue au

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

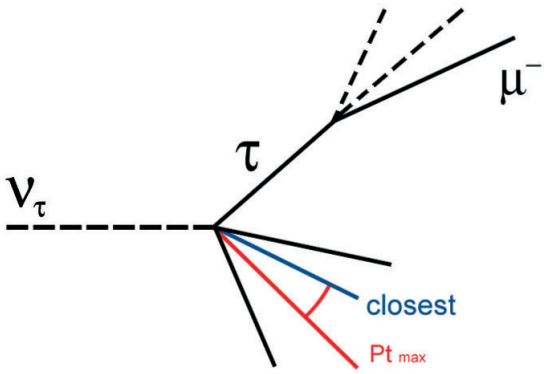


FIGURE 6.17 – *L'angle θ_{clom} du tau est l'angle formé par la particule ayant une impulsion transversale maximale avec sa plus proche voisine*

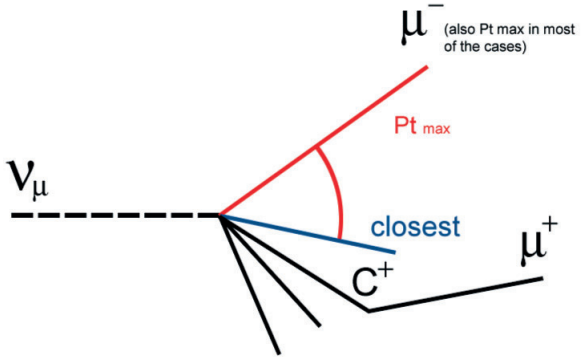


FIGURE 6.18 – *L'angle θ_{clom} du charme est l'angle formé par la particule ayant une impulsion transversale maximale (le muon) avec sa plus proche voisine*

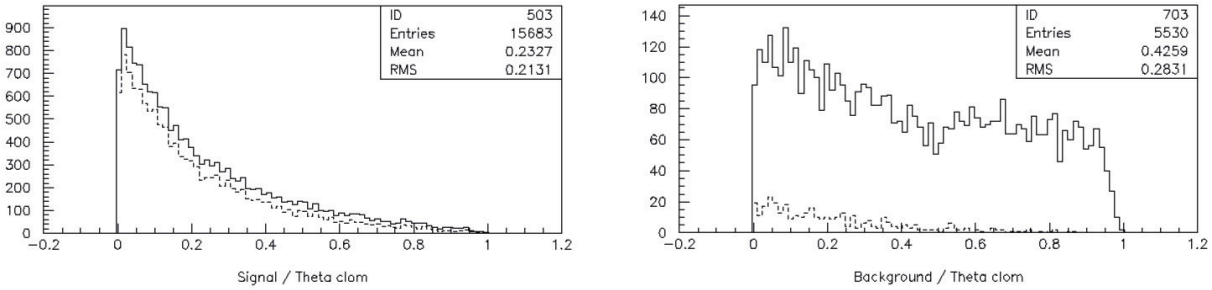


FIGURE 6.19 – *Distribution de l'angle θ_{clom} pour le tau (figure de gauche) et pour le charme (figure de droite. Une unité en abscisse correspond à π rad.)*

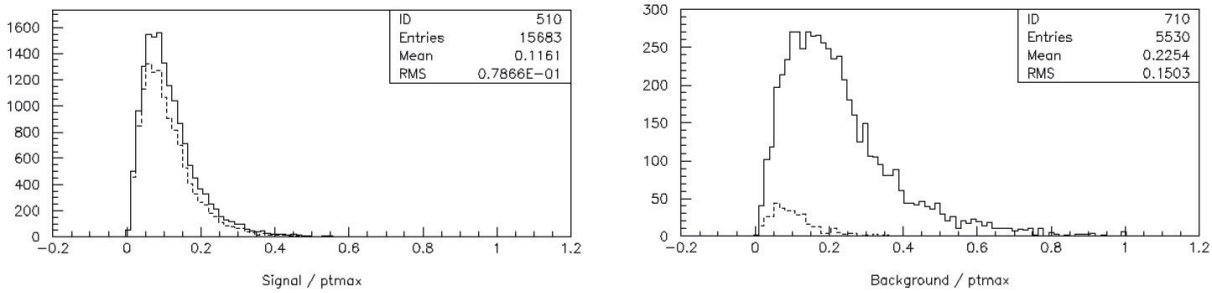


FIGURE 6.20 – *Distribution de l'impulsion transversale maximale dans le cas du tau (figure de gauche) et dans le cas du charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à 7 GeV.*

niveau de la distribution (cf. figure 6.21).

7) L'impulsion transverse, *Ptmuon*, est la composante transverse de l'impulsion du muon secondaire (*daughter*) par rapport à la direction du tau/charme. Cette impulsion transverse connaît des valeurs plus grandes dans le cas du tau (cf. figure 6.22).

8) Nous appelons *Qt*, l'impulsion transverse de la particule secondaire par rapport à l'impulsion totale des hadrons chargés.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

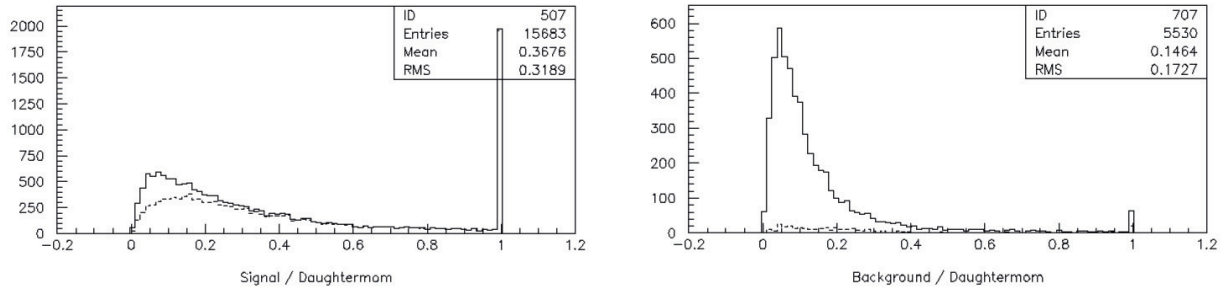


Figure 6.21 – *Distribution de l'impulsion de la particule secondaire du tau/charme (figure de gauche/droite). Une unité en abscisse correspond à 30 GeV.*

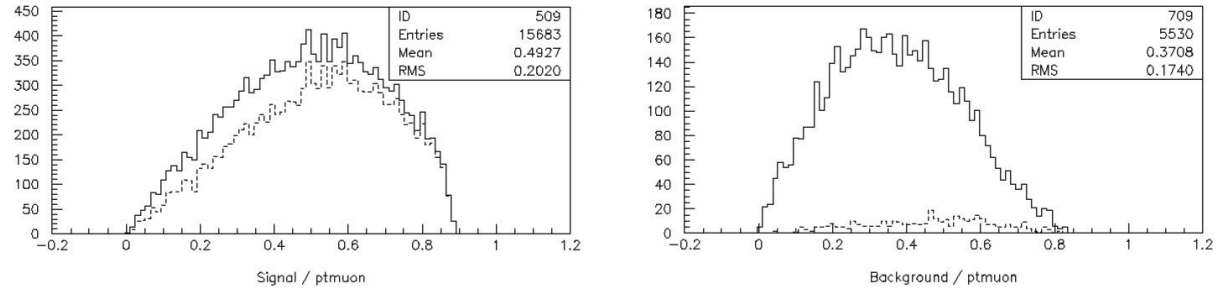


Figure 6.22 – *Distribution de l'impulsion transverse du muon secondaire dans le cas du tau (figure de gauche) et dans le cas du charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à 1 GeV.*

$$P_{Total} = P_{daughter} + \sum P_i^{others}$$

$$Q_t = P_{daughter} \perp P_{Total}$$

où *others* sont toutes les autres particules au vertex primaire en excluant la particule qui se désintègre (others=hadrons, dans le cas des événements tau ; et others=hadrons($\neq charm$)+μ^-, dans le cas des événements charmés). La distribution de cette variable présente une queue plus grande pour le tau, alors qu'elle est beaucoup plus ramassée pour le charme (cf. figure 6.23).

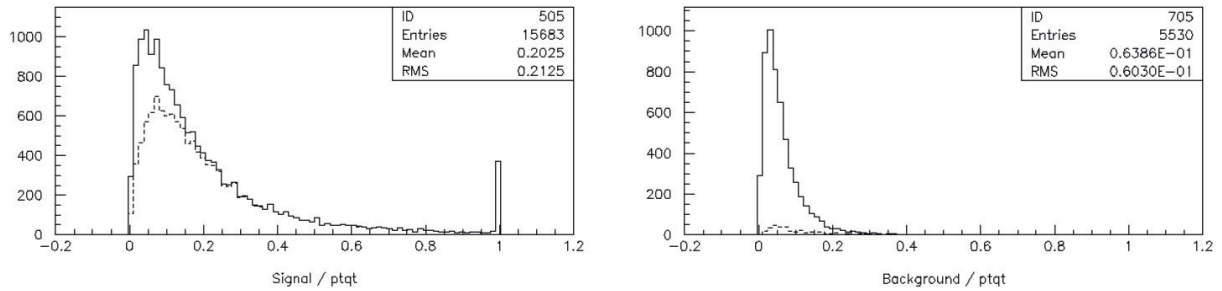


Figure 6.23 – *Distribution de l'impulsion transverse du Qt dans le cas du tau (figure de gauche) et dans le cas du charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à 12 GeV.*

9) La différence de longueur de vol entre le tau et les autres particules charmées nous permet également d'avoir une variable supplémentaire de discrimination caractérisée par une plus longue queue au niveau de la distribution dans le cas du charme (cf. figure 6.24).

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

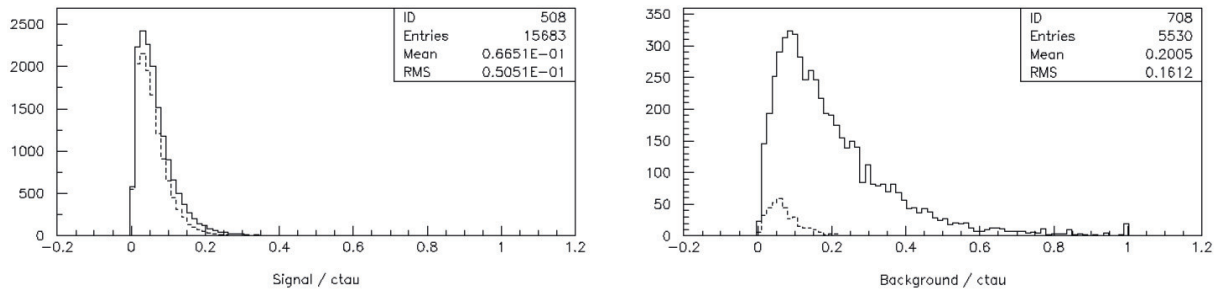


Figure 6.24 – *Distribution de la longueur de vol dans le cas du tau (figure de gauche) et dans le cas du charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à 2 mm.*

10) Enfin, le paramètre d'impact, b, présente également une différence pour les particules charmées avec une queue plus grande au niveau de la distribution (cf. figure 6.25).

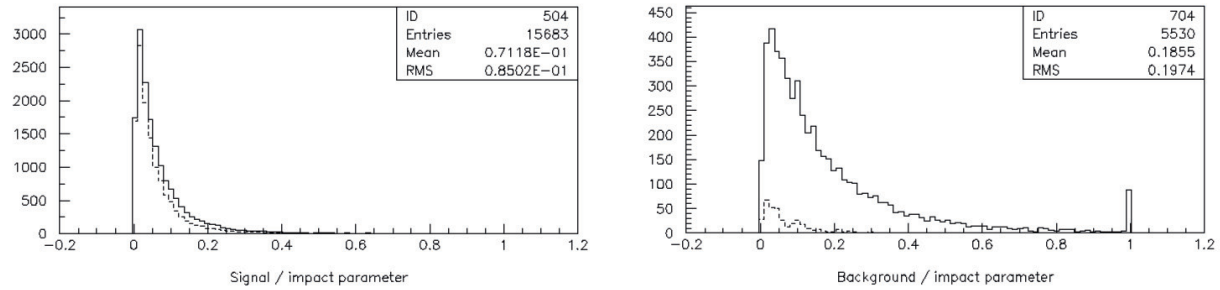


Figure 6.25 – *Distribution du paramètre d'impact dans le cas du tau (figure de gauche) et dans le cas du charme (figure de droite). Une unité en abscisse correspond à 2 μm.*

6.3 Discrimination du signal/bruit par 2 méthodes

Ainsi donc, chacune de ces variables va être introduite dans les fonctions de vraisemblance et dans les réseaux de neurones que nous allons présenter dans les lignes qui suivent.

6.3.1 Réseau de neurones

Un réseau de neurones artificiel est un programme de calcul d'aide à la décision qui s'appuie davantage sur la perception empirique que sur le raisonnement logique formel. Les paramètres les plus importants de ce modèle sont les coefficients synaptiques. Ce sont eux qui construisent le modèle de résolution en fonction des informations données au réseau, en l'occurrence ici les 10 variables présentées ci-dessus. Le mécanisme qui permet de calculer ces coefficients à partir des variables en entrée est l'apprentissage. Dans un réseau de neurones, apprendre, c'est donc calculer les valeurs des coefficients synaptiques en fonction des exemples disponibles que sont pour nous les événements tau et les événements charmés simulés.

Les réseaux de neurones basés sur l'apprentissage sont largement utilisés dans divers secteurs, par exemple :

• dans l'industrie pour les processus de contrôle automatique, pour des contrôles de qualités, pour l'optimisation des ressources allouées ;

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

• en médecine pour l'analyse des images et l'aide au diagnostic ;
• en météorologie pour la prévision météo ;
• bien sûr, en physique des particules pour l'identification des particules, la classification des événements, la reconstruction des traces, et la sélection du signal par le trigger en temps réel.

Le réseau de neurones fonctionne avec des nombres réels. La réponse qu'il fournit traduit une probabilité de certitude (par exemple : 1 pour les cas d'un signal, 0 pour un bruit de fond). Le réseau de neurones apparaît comme une boîte noire qui fournit une réponse en fonction des données qu'on lui présente. Le choix des variables est donc très important.

Le Multi-layer Perceptrons (MLP) est un réseau de neurones le plus largement utilisé dont nous nous servons pour notre étude. Il est à la fois simple et basé sur de solides bases mathématiques. Les valeurs en entrée sont calculées à travers des couches successives de neurones. Il y a toujours une couche pour les entrées, avec un nombre de neurones égal au nombre de variables du problème, et une couche en sortie où la réponse du Perceptron est fournie. Les couches intermédiaires sont appelées des couches « cachées ». Sans aucune couche intermédiaire, le Perceptron ne peut résoudre que des problèmes linéaires. Tous les autres problèmes peuvent être résolus par le Perceptron avec uniquement des couches intermédiaires, mais très souvent deux couches cachées permettent déjà d'obtenir de très bons résultats.

A chaque neurone est associé un poids wi, lequel est obtenu par une minimisation à partir des exemples donnés en apprentissage. Ensuite est calculé pour chaque synapse, yj, une fonction non-linéaire à partir de sa valeur xi en entrée et de son poids wi : $yj = F(\sum wixi)$.

Dans le MLPfit, cette fonction non-linéaire est une fonction sigmoïdale $F(x) = 1/(1 + exp(-x))$. Ainsi avec une seule couche intermédiaire, il est possible de faire une combinaison linéaire de fonctions sigmoïdales. Dans notre étude, nous avons utilisé, suivant le nombre de variables disponibles, les structures en couches suivantes :

Nombre de variables discriminantes	Structure du réseau de neurones	Nombre d'événements charmés
10	10-7-5-1	5530
9	9-5-3-1	2392
4	4-2-1	269

Table 6.9 – *Structure en couche utilisées pour l'analyse*

6.3.2 Fonctions de vraisemblance

La méthode des fonctions de vraisemblance est une méthode également statistique que l'on utilise en physique afin de séparer le signal du bruit de fond dans les événements. Elle consiste à calculer le rapport de vraisemblance L défini ainsi :

$$L = log[\frac{P_{signal}(x)}{P_{bdf}(x)}]$$

où P_{signal} et P_{bdf} correspondent respectivement aux densités de probabilité du signal et du bruit. Ces densités de probabilités sont obtenues en multipliant les probabilités P_i^{signal} pour le signal ou P_i^{bdf} pour le bruit, correspondant respectivement à la distribution de chacune des variables discriminantes.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$P_{signal}(S) = \prod P_i^{signal}(v_i^S)$$

$$P_{bdf}(S) = \prod P_i^{bdf}(v_i^B)$$

En vue d'améliorer le pouvoir de séparation par les fonctions de vraisemblance, nous avons construit des probabilités à deux dimensions $P_i^{signal}(v_i\, v_j)$ et $P_i^{bdf}(v_i\, v_j)$ avec, pour chaque dimension, une variable discriminante différente.

6.4 Résultats concernant la séparation du signal par rapport au fond

1) Les fonctions de vraisemblance

Par la méthode des fonctions de vraisemblance, nous obtenons une séparation entre le signal et le fond qui est assez marquée avec les pics pour le signal autour de 4.127, et pour le fond autour de -1.484 (cf. figure 6.26). Les résultats sont résumés dans le tableau 6.10 avec la coupure de séparation fixée à 4.63 :

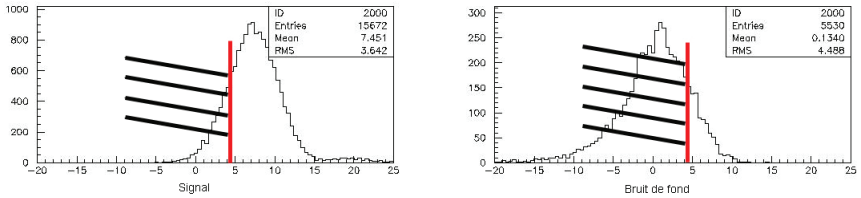


Figure 6.26 – *Likelihoods obtenus pour la séparation du signal par rapport au bruit à partir des fonctions de vraisemblance*

	Nb d'événements	Nombre d'événements après coupure	Efficacité effective
Signal	15 672	12 548	80.06%
Fond	5 530 (10 var.)	800	14.46%

Table 6.10 – *Efficacité de séparation du signal par rapport au fond obtenu à partir des fonctions de vraisemblances.*

Les 5 530 événements charmés contiennent 10 variables discriminantes. Il en résulte que l'inefficacité effective pour le fond correspond en fait à 14.46%.

2) Les réseaux de neurones

On constate que le pouvoir de séparation entre le signal et le fond est plus important avec les réseaux de neurones. Les résultats sont résumés dans le tableau 6.11 et les distributions en sortie sont montrées dans la figure 6.27. L'inefficacité effective du fond s'élève à 6.77%, mais si nous normalisons ce résultat au nombre d'événements à un prong au niveau de la particule secondaire, l'inefficacité est égale à 3.14%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	Nb d'événements	Nombre d'événements après coupure	Efficacité effective
Signal	15 672	12 548	80.06%
Fond	5 530 (10 var.) 2392 (9 var.) 269 (4 var.)	393 96 66	6.77%

Table 6.11 – *Efficacité de séparation du signal par rapport au fond obtenue à partir des réseaux de neurones*

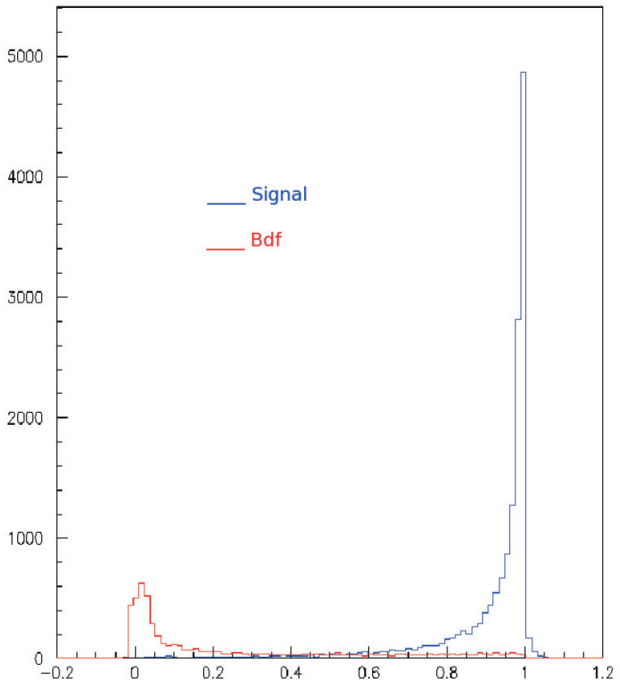


Figure 6.27 – *Likelihoods obtenus pour la séparation du signal par rapport au bruit à partir des réseaux de neurones*

Avec les réseaux de neurones, nous avons regardé pour chaque type de particule charmée les proportions d'événements non discriminés après la coupure. Et nous avons comparé ces résultats avec les cas où nous prenons en considération l'incertitude de la mesure des impulsions obtenue avec la diffusion coulombienne multiple dont l'imprécision est de l'ordre de 20% à 30%.

Nous notons qu'à 20%, le nombre d'événements non discriminés augmente de 17.4% et cette augmentation peut atteindre jusqu'à 68.7% lorsqu'on arrive à 30% d'imprécision dans la mesure de l'impulsion des particules. Les effets dûs à la résolution sur la mesure de l'impulsion des particules ne changent pas dramatiquement le pouvoir de discrimination de la méthode dans la mesure où la résolution demeure au niveau des 20%, ce qui est tout à fait atteignable dans des mesures faites sur les événements candidats lorsque la brique en aval est analysée pour compléter les mesures d'impulsion par diffusion multiple.

Nous remarquons que la presque totalité des événements charmés Λ_C^+ sont discriminés avec une inefficacité de 0.002%. Cela s'explique par le fait que le Λ_C^+ a un temps de vol plus petit, 59.9 μm, comparé au 87.11 μm du tau.

En complément à l'analyse effectuée sur des événements charmés contenant une unique particule

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

secondaire, nous avons également regardé les événements charmés se désintégrant en 3 hadrons, mais dont une seule trace serait observable par le microscope. Le bruit de fond présent dans ce canal de désintégration est très faible. Les résultats sont montrés dans le tableau 6.12. L'inefficacité normalisée aux événements avec 1 prong observable est de 3.78% (0.09% si la normalisation est faite par rapport à l'échantillon de désintégration en 3 prongs). Ces résultats ont été obtenus sans prendre en considération les effets de résolution sur la mesure de l'impulsion.

	Nb d'événements à 3 Prongs	Nb d'événements avec 1 Prong observable	Bruit de fond	Inefficacité effective
D^+	8 870	238	10	
D^+	1 450	15		
Λ_C^+	773	11		
TOTAL	11 093	264	10	0.09%

Table 6.12 – *Efficacité des particules charmées avec 3 prongs*

Au terme de cette étude, nous sommes parvenus à un très bon taux de séparation entre les événements tau et les événements charmés. Nous avons utilisé pour cela un ensemble de variables nous permettant de caractériser les topologies correspondant à la nature de chaque type d'événement. En additionnant les efficacités des événements charmés avec 1 et 3 hadrons dans le canal de désintégration, nous obtenons une inefficacité de 7.8% normalisée à l'échantillon de désintégrations produisant 1 prong visible et en prenant en compte les effets de résolution sur la mesure de l'impulsion au niveau de 20%.

Dans cette étude, nous n'avons pas pris en compte l'identification du muon, ni sa charge électrique. C'est pourquoi, la méthode que nous avons employée pour faire ce travail de discrimination entre le signal et le bruit de fond, peut être appliquée à tout autre canal de désintégration, comme les canaux $\tau \rightarrow e,\ h^+$.

Cette efficacité s'ajoute aux autres efficacités qui sont d'ordre cinématique ou de localisation des interactions observées. Mais si nous prenons en considération une efficacité de 100% dans l'identification des événements charmés, nous pouvons avoir un idée de ce que représente le bruit de fond du canal $\tau \rightarrow \mu$ attendu à la fin de l'expérience d'OPERA (cf. tableau 6.13).

N_{CC}	N_{Charm}	N_{C+}	Canal de désintégration	Canal de désintégration muonique	Bruit de fond
19050	834±55	469±45	$N_{1P} = 305 \pm 56$	21±5	1.4
			$N_{3P} = 162 \pm 35$	3±2	0.14

Table 6.13 – *Bruit de fond au canal $\tau \rightarrow \mu$ correspondant à 5 ans de run de OPERA après application de la méthode de discrimination cinématique.*

Dans la réalité, il faut combiner la méthode de discrimination cinématique présentée ici avec la méthode traditionnelle de suppression du fond basé sur l'identification du muon et la mesure de sa charge (dans le cas du canal muonique).

6.5 Application du réseau de neurones au fond charmé avec une seule trace muonique

Sur les 28 événements (soit 1.12%) recensés comme fond au chapitre 5.3.4 après connexion de la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques avec le vertex secondaire de la désintégration

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

du charme, seuls 11 événements ont des particules charmées (D^+, D_S^+, Λ_c^+) ayant une désintégration longue avec un seul prong, et remplissant la condition que la trace du charme et du muon secondaire soient observables au microscope. En appliquant les réseaux de neurones à ces 11 événements, 9 sont identifiés comme bruit et 2 comme signal, soit une inefficacité de 18.2%±11.6% (cf. figure 6.28).

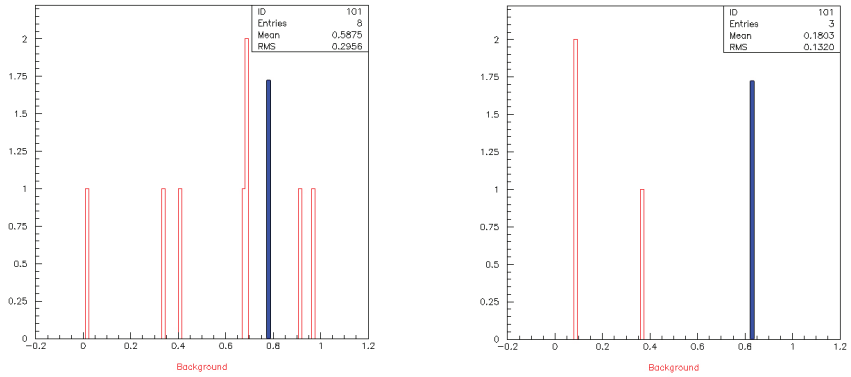


Figure 6.28 – *Résultats de la discrimination du signal/fond donnés par le réseau de neurones pour les événements survivant à l'identification du muon et à la mesure de la charge. La figure de gauche, 6 des 8 cas (avec 10 variables) sont considérés comme faisant partie du fond. La figure de droite, 3 cas (avec 9 variables) sont tous considérés comme étant du fond. La ligne bleu représente la coupure correspondant à un niveau de confiance de 80% pour le signal.*

Il est à noter une baisse de l'inefficacité effective du réseau de neurones appliqué à ces 11 événements, puisque l'on est passé de 7.8% à 18.2%±11.6%. Ce décalage est sans doute dû à un biais cinématique au niveau de ces événements puisque 60% d'entre eux ont une trace courte du muon dont la charge n'a pas été mesurée. La petite énergie attribuée au muon dans ce type d'événement est balancée par un système hadronique plus énergétique.

Pour vérifier s'il existe effectivement un biais du réseau de neurones pour ce type d'événements, nous avons utilisé 5000 événements avec des particules charmées se désintégrant dans le canal électronique. Ce type d'événements a l'avantage de permettre d'étudier le bias cinématique dû à la non observation du muon primaire, sans être perturbé par le muon secondaire provenant de la désintégration du charme. Le réseau de neurones, étant conçu indépendamment de l'identification des particules en jeu, s'applique aussi bien pour les événements charmés se désintégrant dans le canal muonique, que pour ceux se désintégrant dans le canal électronique ou hadronique.

Sur 5000 événements, un échantillon de 363 événements, où la trace du muon primaire n'a pas pu être identifiée, est utilisé pour notre analyse. Parmi eux, seulement 66 événements ayant les caractéristiques requis (1 prong, long decay, les angles des particules charmées et secondaires inférieurs à 500 mrad) sont soumis au réseau de neurones : 47 sur 66 sont rejetés comme étant du fond, soit une inefficacité de 28.8%±5.6% (cf. figure 6.29).

L'analyse de cet échantillon de désintégrations électroniques nous confirme l'existence d'un biais cinématique dû à la non détection du muon primaire. Malgré la confirmation de ce biais, le réseau de neurones permet la réduction du fond charmé dans le canal muonique à environ 20% de sa valeur initiale comme nous l'avons vu précédemment par l'analyse des événements avec un seul prong muonique.

Cette analyse doit être complétée avec une statistique plus élevée et par la vérification de la reproductibilité des variables cinématiques sur le plan transverse entre la simulation et les données réelles en

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

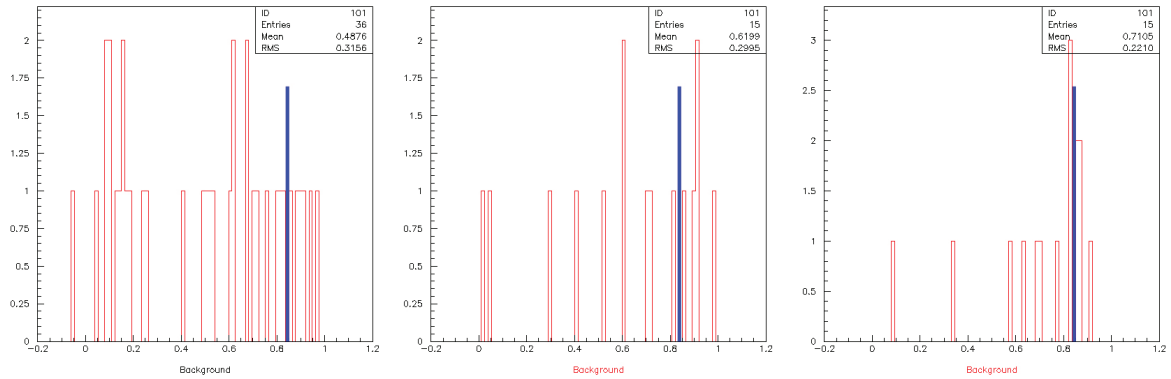


Figure 6.29 – *Résultats du réseau de neurones appliqué aux événements de fond charmé en électron survivant à l'identification du muon primaire. Dans la figure de gauche, 27 des 36 cas (avec 10 variables) sont considérés comme faisant partie du fond. Dans la figure de milieu 10/15 cas (avec 9 variables) sont considérés comme étant du fond. Dans la figure de droite 10/15 cas (avec 4 variables) sont considérés comme étant du fond. La ligne bleue représente la coupure à 0.83.*

utilisant un échantillon de ν_μ CC entièrement mesuré dans les données (technique du *data simulator*). Cette étude est en cours.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 7

Résultats préliminaires sur la recherche de l'apparition du neutrino tau

7.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous voulons faire une réévaluation des efficacités de détection du tau dans le canal muonique, ainsi que du bruit de fond lié à ce canal, et présenter les résultats préliminaires de la recherche des événements taus sur un sous-échantillon de données de 2008-2009. Il s'agit à présent de mettre à jour les calculs concernant ce canal, et de voir éventuellement quelles sont les améliorations qui restent à faire en vue d'optimiser ces résultats. Malgré des améliorations possibles, les résultats des échantillons analysés qui vont être présentés seront encore basés sur les coupures définies dans le Proposal.

Le calcul des efficacités de détection du tau et des bruits de fond (rapportés officiellement par la collaboration d'OPERA lors les conférences dans ces dernières années) a été fait à partir des simulations où sont prises en compte les expériences de CHORUS et DONUT, et sur la base de la stratégie d'analyse du Proposal et de toutes les mises à jour jusqu'à 2007 (à partir d'ici, on désignera l'ensemble de ces résultats sous l'appellation "Proposal-2007"). Dans ce calcul sont également pris en compte les paramètres d'oscillations. En supposant un $\Delta_{m^2} = 2.5 \times 10^{-3}$ et un angle de mélange plein, 10.4 événements taus sont attendus sur 5 années de faisceau nominal de 4.5×10^{19} p.o.t/an, avec un fond de 0.75 événements (cf. table 7.1).

Canal	BR %	Signal (événements)	Fond (événements)
$\tau \rightarrow \mu$	17.4	2.9	0.17
$\tau \rightarrow e$	17.8	3.5	0.17
$\tau \rightarrow h$	49.6	3.1	0.24
$\tau \rightarrow 3h$	15.2	0.9	0.17
Total	BR$\times\epsilon$=10.6%	10.4	0.75

Table 7.1 – *Nombre d'événements taus attendus par canal de désintégration et nombre d'événements de fond correspondant aux résultats du Proposal et de toutes les mises à jour jusqu'à 2007.*

Etant donné le petit nombre d'événements taus attendus, il est crucial d'optimiser l'efficacité de détection, mais surtout de contenir le bruit de fond pour atteindre un niveau de signification élevé des événements observés par rapport aux fluctuations du fond, typiquement de 4σ.

7.2 L'efficacité de détection du tau

Le diagramme de la chaîne d'analyse pour la recherche des événements ν_τ est montré dans la figure 7.1. Par rapport au diagramme standard de l'analyse du Proposal-2007, deux nouvelles efficacités sont à prendre en compte. La première vient de l'ajout de 2 feuilles d'émulsion mobiles (CS) sur la brique, la deuxième vient de l'automatisation de la caractérisation des événements que nous avons présentée au chapitre 4. Le diagramme comprend 11 étapes dont 14 facteurs d'efficacité.

Les trois premières étapes de l'analyse reposent sur les données des détecteurs électroniques qui sont analysées off-line pour caractériser les événements et pour localiser les briques dans lesquelles les interactions de neutrinos ont eu lieu (cf. section 7.2.1 à 7.2.3). Ces 3 premières étapes se résument au calcul de l'efficacité de localisation de la brique ($\epsilon_{localisation}$).

Les trois étapes suivantes consistent à trouver le vertex d'interaction du neutrino par le scanning des émulsions du CS et de la brique (cf. section 7.2.4 à 7.2.6). Une fois que le vertex d'interaction est localisé, toutes les traces rattachées au vertex primaire sont reconstruites dans le programme de reconstruction des émulsions, OpemuRec. L'identification des particules et la mesure de leur impulsion sont alors réalisées. Ces 3 étapes servent au calcul de l'efficacité de connexion du muon ($\epsilon_{muonID/connexion}$).

Un nombre minimal de 5 longueurs de radiation X_0 parcourues est nécessaire afin d'avoir une résolution suffisante dans la mesure de l'impulsion. C'est pourquoi les traces qui quittent la brique sur les côtés ou en aval, après avoir traversé un nombre insuffisant de plaques de plomb requis, doivent être suivies dans les briques adjacentes ou en aval. La connexion de brique à brique, dont l'efficacité est notée ϵ_{b2b}, sera présentée dans la section 7.2.7.

Si une trace attachée au vertex primaire est identifiée comme un muon ou un électron, alors cet événement est rejeté comme un événement CC avec possible production de charme, même si un angle de kink a été détecté. A ce niveau, il est nécessaire de prendre en compte la probabilité ($\epsilon_{fake\ muon(e)}$) pour des hadrons d'être pris pour des leptons (muon/électron) (cf. section 7.2.8).

Une fois qu'un événement est passé à travers toutes ces étapes, une analyse plus précise des traces au vertex primaire est engagée autour d'un volume appelé *decay volume* afin de faire une analyse cinématique (cf. section 7.2.9 et 7.2.10). Ces 2 dernières étapes servent au calcul de l'efficacité cinématique ($\epsilon_{cinematique}$).

L'efficacité de détection du tau dans le canal muonique avec la reconstruction de la topologie de kink (long decay) est calculée dans le Proposal-2007 de la manière suivante :

$\epsilon_{total} = \epsilon_{localisation} \times \epsilon_{cinematique} \times \epsilon_{muonID/connexion} \times \epsilon_{autre} \times \epsilon_{long\ decay} \times BR$

$\epsilon_{total} = 0.724 \times 0.727 \times 0.855 \times 0.935 \times 0.39 \times 0.174 = 2.85\%$

où

$\epsilon_{localisation} = \epsilon_{Trigger} \times \epsilon_{Brickfinding} \times \epsilon_{geometry} \times \epsilon_{vertex} = 0.995 \times 0.808 \times 0.94 \times 0.958 = 0.724$

$\epsilon_{cinematique} = \epsilon_{Kink} \times \epsilon_{Pt\ muon} \times \epsilon_{E\ muon} = 0.898 \times 0.9 \times 0.9 = 0.727$

$\epsilon_{autre} = \epsilon_{b2b} \times (1 - \epsilon_{fake\ muon-electron}) = 0.995 \times 0.94 = 0.935$

$\epsilon_{muonID/connexion} = \epsilon_{\mu \to \mu} \times \epsilon_{\mu\ connexion} = 0.95 \times 0.9 = 0.855$

Dans ce calcul, l'efficacité du CS et l'efficacité de caractérisation des événements ne sont pas prises en compte car elles n'ont été introduites qu'après. Les efficacités liées aux coupures de l'analyse sont limitées à la partie cinématique ($\epsilon_{cinematique} = 0.727$). Même en optimisant l'analyse, elles ont un effet très modéré sur l'efficacité totale.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

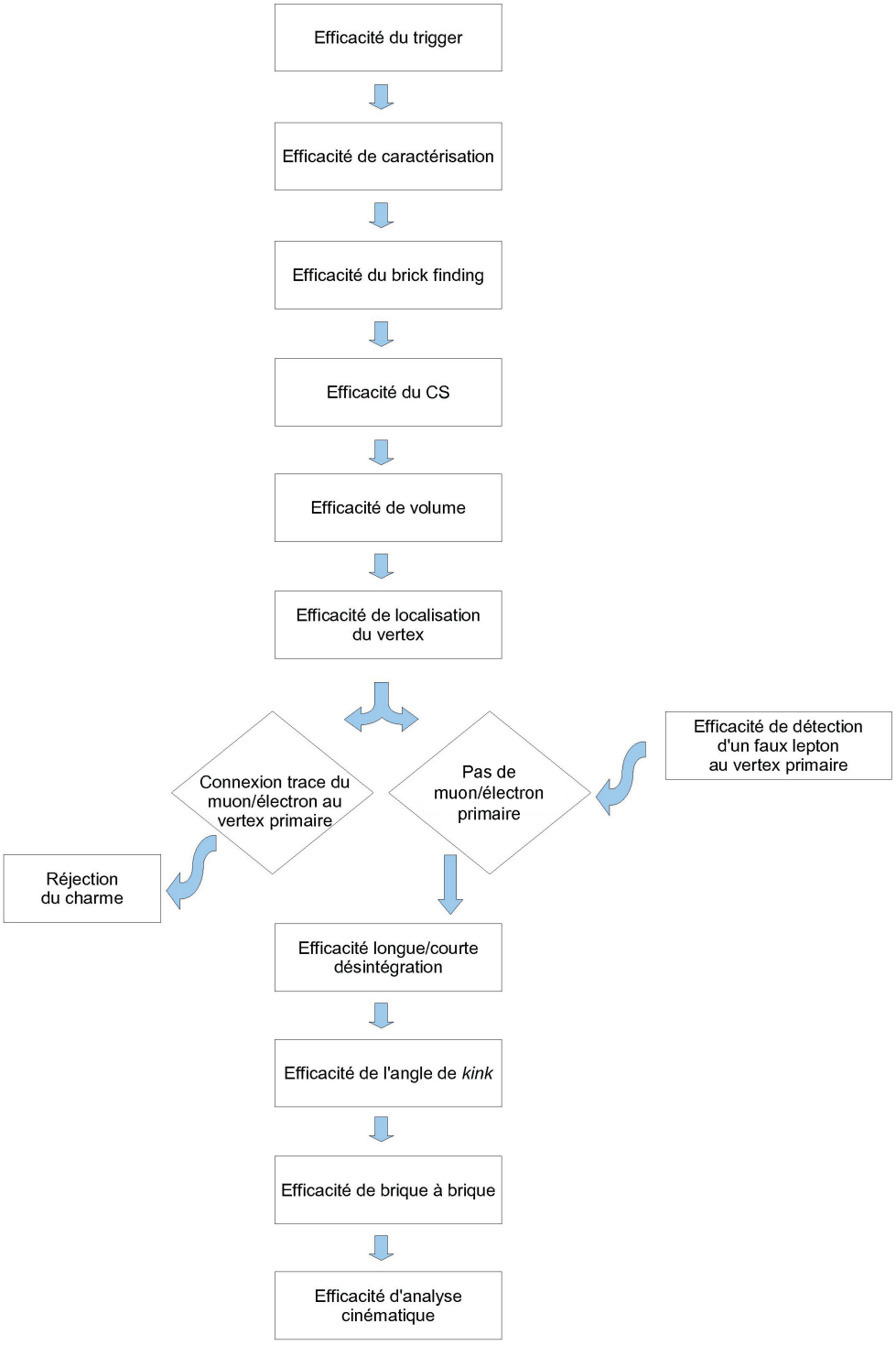


FIGURE 7.1 – *Diagramme de la chaîne d'analyse pour la recherche du tau.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

7.2.1 L'efficacité de déclenchement

Le déclenchement de la sauvegarde d'un événement d'interaction de neutrino se base sur les détecteurs électroniques représentés par le trajectographe (TT) dans la cible, le spectromètre (RPC) dans l'aimant, et le trajectographe de précision (HPT).

Au niveau L0 du trajectographe dans la cible, 1 hit correspond à la présence d'un signal dans 2 plans consécutifs avec dans chaque plan une coïncidence en XZ et en YZ. Au niveau L1, il y a un système d'acquisition de données (DAQ) qui centralise le nombre de hits pour chaque détecteur électronique (TT, RPC, HPT).

Enfin au niveau L2, le DAQ Manager déclenche la sauvegarde de l'événement s'il existe au moins 4 hits dans l'ensemble des DAQ du niveau L1.

En ce qui concerne les efficacités du *trigger* du trajectographe dans la cible, les derniers résultats Monte Carlo donnent $\epsilon_{trigger}$=99.6% pour les événements taus dans le canal muonique (cf. table 7.2). L'efficacité du Proposal était de 99.5%. A cette étape, il est essentiel que cette efficacité soit très élevée pour perdre le minimum d'événements.

Canal	Efficacité (%)
$\tau 1p$	100.0%
$\tau 1p$ QE	96.8%
$\tau 3p$	100.0%
$\tau 3p$ QE	100.0%
$\tau \rightarrow e$ DIS	99.3%
$\tau \rightarrow e$ QE	95.8%
$\tau \rightarrow \mu$ DIS	99.9%
$\tau \rightarrow \mu$ QE	99.0%

Table 7.2 – *Efficacité de déclenchement du trajectographe (TT).*

7.2.2 L'efficacité de caractérisation

L'automatisation de la caractérisation des événements n'a pas été prise en considération par le Proposal. Le travail de caractérisation des événements a été effectué manuellement par un examen oculaire durant la première année de run de 2008. L'algorithme de caractérisation développé dans le cours de l'année 2008-2009 a permis d'automatiser cette tâche (cf. chapitre 4).

Le tableau 7.3 présente les différentes efficacités (ϵ_{Carac}) en fonction des canaux de désintégration du tau.

7.2.3 L'efficacité de sélection de la brique

Les efficacités de localisation du mur et de la brique sont données dans le tableau 7.4 pour chaque canal de désintégration du tau [60]. Pour améliorer les efficacités de localisation de la brique d'interaction, il est possible de retirer des briques supplémentaires. C'est d'ailleurs le cas, lorsque les traces de l'événement n'ont pas été observées dans les CS de la première brique, une deuxième, voire une troisième brique pourra être demandée afin de localiser la brique d'interaction.

L'efficacité de localisation de la brique d'interaction, en considérant par exemple seulement l'analyse de la première brique dans la liste des probabilités, pour les canaux $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$ est plus faible de 5% par rapport à celle du Proposal, tandis que pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, elle est légèrement plus élevée, 73.5%

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Canal	Efficacité Δm^2=2.43 10^{-3} eV^2
$\tau \to \mu$ CC	96.0 ± 0.4 %
$\tau \to \mu$ QE	93.7 ± 0.6 %
$\tau \to h$ CC	96.5 ± 0.4 %
$\tau \to h$ QE	89.4 ± 0.9 %
$\tau \to e$ CC	93.9 ± 0.7 %
$\tau \to e$ QE	79.3 ± 1.1 %
Total moyenné	**91.5 %**

Table 7.3 – *Efficacités de caractérisation des événements.*

Canal	$\epsilon_{wall\ finding}$	$\epsilon_{brick\ finding}$	$\epsilon_{brick\ finding}$ du Proposal
$\tau \to \mu$ DIS	84.4%	67.0%	73.5%
$\tau \to \mu$ QE	93.9%	85.2%	72.1%
$\tau \to e$ DIS	86.5%	73.1%	79.4%
$\tau \to e$ QE	93.9%	79.4%	81.4%
$\tau \to h$ DIS	83.4%	66.7%	76.0%
$\tau \to h$ QE	79.6%	59.8%	58.7%

Table 7.4 – *Efficacités de localisation du mur et de la brique pour les événements $\tau \to \mu$, $\tau \to e$ et $\tau \to h$ [60].*

contre 73.0% (cf. table 7.5). La perte observée est essentiellement due au phénomène de rétrodiffusion qui n'a pas été pris en compte dans le générateur à l'époque du Proposal.

	$\tau \to \mu$	$\tau \to e$	$\tau \to h$
Proposal	73.0%	80.0%	69.8%
Nouvelle analyse	73.5%	75.3%	63.2%

Table 7.5 – *Efficacités de localisation de la brique pour les événements $\tau \to \mu$, $\tau \to e$ et $\tau \to h$ [60].*

Cependant la stratégie d'extraction multiple permet d'obtenir des efficacités supérieures à celles du Proposal de +9.3% dans le canal $\tau \to \mu$, +7.3% dans le canal $\tau \to e$ et +10.5% dans le canal $\tau \to h$. La perte supplémentaire de masse de la cible (1.8%) liée au choix de cette stratégie est minime au regard des efficacités obtenues [60]. Ces efficacités, basées sur l'extraction multiple, ont été prises en compte au niveau du calcul du Proposal-2007.

Pour le Run de 2008, les efficacités d'identification de la brique d'interaction ont été calculées en fonction des événements NC (65%) et CC (82%) (cf. tableau 7.6). Ces nombres comprennent uniquement la détection d'un signal dans un CS pouvant être interprété comme une interaction qui, par contre, demande à être confirmée lorsque le vertex d'interaction aura été localisé. Ils ne garantissent donc pas la présence ou l'absence réelle de l'interaction dans la brique sélectionnée. Pour cette raison, les nombres du tableau 7.6 sont purement indicatifs et ne peuvent pas être comparés aux résultats de la simulation. Les résultats combinés de localisation de l'événement qui incluent toutes les étapes (efficacité de localisation de la brique, efficacité du CS et efficacité de localisation du vertex d'interac-

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tion) sont en revanche exacts et peuvent être comparés aux résultats de la simulation (voir paragraphe 7.2.6).

	NC	CC	Total
Evénements enregistrés par les triggers	406	1292	1698
Efficacité d'identification de la brique par les détecteurs électroniques et de détection d'un signal dans les CS	65%	82%	78%

Table 7.6 – *Résultats de l'efficacité combinée du brick finding et de la détection d'un signal dans les CS pour le Run 2008 [57].*

7.2.4 L'efficacité des CS

Rappelons que l'efficacité des CS (ϵ_{CS}) n'était pas prise en compte au temps du Proposal, puisque les feuilles d'émulsion mobiles ont été introduites après afin d'augmenter l'efficacité de localisation de la brique d'interaction.

Donc, une fois que la brique est localisée par l'algorithme du brick finding, les deux feuilles d'émulsion mobiles (CS) sont détachées de la brique pour être analysées. Les CS des briques correspondant à des événements dans les détecteurs électroniques avec un numéro d'événement pair attribué par la DAQ, sont envoyés au Japon, et les CS des événements impairs sont envoyés au Gran Sasso. La figure 7.2 montre les courbes d'évolution des CS extraits, analysés et confirmés par les laboratoires japonaise et européenne pour le Run de 2008 et 2009.

Pour l'année 2008 [57], l'écart entre le nombre de CS extraites (1579) et le nombre de CS scannées (1484) est dû à l'impossibilité de scanner des CS qui, en raison d'un problème de traitement pendant la fabrication, sont caractérisées par un haut niveau de fog (black CS). Ces CS, de l'ordre de 10 000, ont été remplacés par les CS normales pendant l'hiver 2009. Les *black CS* représentent 6% d'inefficacité. Dans 1157 CS, soit 78% des cas, les traces observées concordent avec celles reconstruites dans les détecteurs électroniques. Le tableau 7.7 récapitule les résultats de 2008. Les CS du Run de 2009 sont en cours d'analyse.

	NC	CC	Total
Evénement	406	1292	1698
CS extraits	378	1201	1579
CS scannés	355	1129	1484
Signal dans CS	231	926	1157

Table 7.7 – *Résultats des CS du Run de 2008 [57].*

Les données du Run 2008 ont montré qu'il est possible d'atteindre jusqu'à 80% d'efficacité d'identification de la brique d'interaction en requérant plus de briques. Cette efficacité comprend à la fois l'efficacité du brick finding et l'efficacité des CS. La stratégie de validation de la présence d'un signal physique dans le CS a été modifiée pour le Run 2009. Pour celui de 2008, la présence de l'interaction a été validée par la présence d'une trace en accord avec la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques ou, dans le cas des hadrons, par la présence d'une trace lorsqu'il y a correspondance entre son extrapolation et les hits dans le trajectographe (≥ 3 hits dans les deux vues dans un cylindre de 2

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

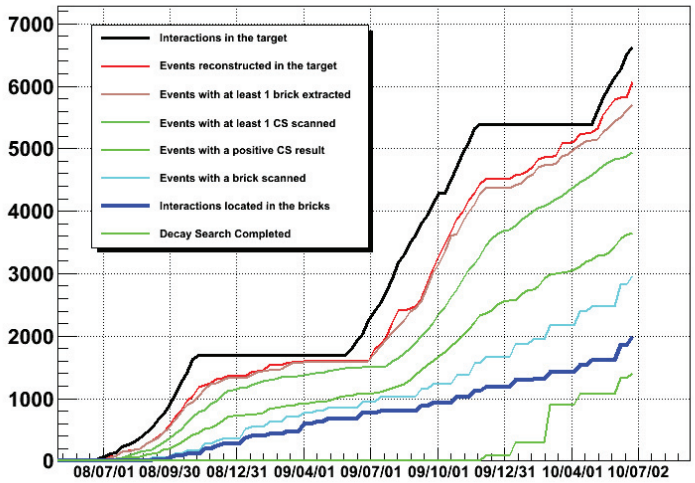


Figure 7.2 – *Courbes d'évolution des CS extraits, analysés et confirmés (courbe bleu foncé). 2013 événements ont leur vertex d'interaction confirmé dans la brique, ce qui représente 65% des événements de 2008+2009 [57].*

cm). Cette procédure donne au niveau de la première brique un taux de validation de 77%, par contre au moment où cette trace est cherchée dans la brique, le taux de succès de connexion est de 88%.

Pour le Run 2009, la condition de validation pour les traces hadroniques est devenue plus restrictive, il est demandé la présence d'au moins 2 traces hadroniques correspondant au critère de connexion avec les hits dans le trajectographe. Cette condition donne un taux de validation de 72%, et le taux de connexion avec la brique, par contre, augmente et atteint 96%. Le produit de ces deux nombres pour la stratégie de validation de 2009 est supérieur à celui de 2008. Il en résulte une augmentation d'efficacité, tout en réduisant l'effort de scanning dû aux faux signaux dans la procédure de validation de CS.

Par ailleurs, la prise en compte de l'efficacité expérimentale d'observer des traces en fonction de leur angle (cf. section 5.5) dans la simulation - associant détecteurs électroniques, CS et brique ECC - a permis de montrer un excès de la population des électrons dans le CS dans la simulation Monte Carlo par rapport aux données de scanning. Cette disparité demande une étude plus approfondie de l'efficacité du scanning par rapport à la population des électrons.

7.2.5 L'efficacité de volume

L'efficacité de volume (ϵ_{geom}) inclut toutes les pertes dues aux effets de bord dans la brique. Les tests de mesure montrent que les émulsions peuvent être scannées jusqu'à 200 μm des bordures. Les effets de bord sont indépendants d'un canal spécifique de désintégration, et sont la cause d'une inefficacité de volume fiduciel d'environ 3.3% [59]. Cette efficacité prend aussi en compte les dimensions finales des feuilles de plomb et des émulsions. Dans le calcul Proposal-2007, l'inefficacité est estimée à 3.5% en raison d'une hypothèse plus pessimiste sur la possibilité de scanner en proximité des bordures.

Les événements se produisant dans le dernier mur d'un super-module ou aux limites externes de la cible ont une plus faible efficacité dans l'identification des particules et la mesure de leur impulsion. Ceci conduit à une perte additionnelle de volume d'environ 2.5%.

L'efficacité de volume totale due aux effets de bord des émulsions et de volume fiduciel s'élève alors à 94.2%. Elle reste identique quelque soit le canal de désintégration du tau.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

7.2.6 L'efficacité de localisation du vertex d'interaction

Une fois les traces des CS et de la brique connectée, la procédure de *scan back* permet de remonter jusqu'au vertex primaire ou d'interaction. En raison des réinteractions hadroniques et des gerbes électromagnétiques, l'efficacité de localisation du vertex d'interaction (ϵ_{vert}) varie en fonction de la position du vertex dans la brique.

Cette efficacité est plus faible pour le canal $\tau \rightarrow e$ que les deux autres modes de désintégration, $\tau \rightarrow \mu$ et $\tau \rightarrow h$ en raison de la présence des gerbes électromagnétiques.

Le tableau 7.8 montre les résultats du Proposal.

Type	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\nu_\mu CC$	$\nu_{mu} NC$
DIS	77.8%	95.6%	94.7%	98.6 %	85.9%
QE	34.7%	87.0%	82.6%	99.1%	(-)

Table 7.8 – *Efficacité de localisation du vertex d'interaction du Proposal.*

Le Run de 2008 pour lequel l'analyse a été parachevée permet de faire un bilan global des efficacités de localisation. Malheureusement les données ne permettent pas de mesurer séparément la contribution de chaque efficacité dans la localisation, mais bien le produit de trois efficacités ($\epsilon_{brick\ finding}$, ϵ_{CS}, ϵ_{vertex}). En 2008, il y a eu 1698 événements enregistrés (406 NC + 1292 CC) par les détecteurs électroniques. Si on prend en compte les événements pouvant se produire dans du matériel mort (emballage des briques, structure métallique, ..) qui représente 7% de la masse de la cible, le rejet de l'ordre de 6% de films de CS de mauvaise qualité (black CS), et les efficacités du brick finding et de localisation du vertex primaire dans les émulsions, on obtient 1017 interactions (166 NC + 851 CC). Une efficacité combinée de 76% est obtenue par les événements CC, contre seulement 47% pour les événements NC. Ces efficacités combinées comprennent à la fois l'efficacité du brick finding ($\epsilon_{brick\ finding}$), l'efficacité des CS ($\epsilon_{CS}$) et l'efficacité de localisation du vertex d'interaction (ϵ_{vertex}).

Le tableau 7.9 détaille les résultats selon le type d'événement NC ou CC.

	NC	CC	Total
Evénements enregistrés	406	1292	1698
Interactions dans les briques	93%	93%	93%
Rejet des CS de mauvaise qualité	94%	94%	94%
Identification de la brique par les détecteurs électroniques	65%	82%	78%
CS et vertex primaire localisé	72%	93%	88%
Vertex localisés	166	851	1017
Efficacité combinée	47%	76%	68%

Table 7.9 – *Résultats de localisation du vertex d'interaction du Run de 2008. L'efficacité combinée comprend à la fois l'efficacité du brick finding ($\epsilon_{brick\ finding}$), l'efficacité du CS ($\epsilon_{CS}$) et l'efficacité de localisation du vertex d'interaction (ϵ_{vertex}) à l'exclusion des facteurs de rejet (93% et 94%) [57].*

7.2.7 L'efficacité de connexion de brique à brique

La connexion de brique à brique est nécessaire afin d'exploiter pleinement les possibilités d'analyse cinématique de l'événement. Environ 5 X_0 sont nécessaires pour avoir une résolution suffisante de la

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

mesure de l'impulsion par la diffusion multiple et pour identifier efficacement les électrons. Cependant, il est parfois nécessaire de faire une recherche de la trace dans la brique située en aval ou adjacente.

L'efficacité de la connexion de brique à brique (ϵ_{b2b}) a été calculée par simulation Monte Carlo en prenant en compte le matériel entre les briques et en supposant que les émulsions peuvent être scannées efficacement jusqu'à 1 mm de la bordure. Tous les segments de traces dans deux différentes briques dont la distance extrapolée se trouve à moins de 5 mm et dont les angles diffèrent de moins de 100 mrad par rapport à la direction originelle sont considérés comme connectés à une seule et même trace.

L'efficacité de connexion de brique à brique varie en fonction de l'impulsion à la sortie de la brique. Elle a été calculée dans le Proposal selon deux types de traces, sortant de la brique sur le côté ou en aval, et pour trois types de particules (électron, muon et hadron) (cf. figure 7.3). A ce jour, il n'y a pas eu d'autre calcul pour réactualiser cette efficacité en prenant en compte de l'expérience accumulée avec les événements réels et les meilleures performances de scanning en proximité des bordures (jusqu'à 200 microns). La valeur de cette efficacité est pour le moment conservative.

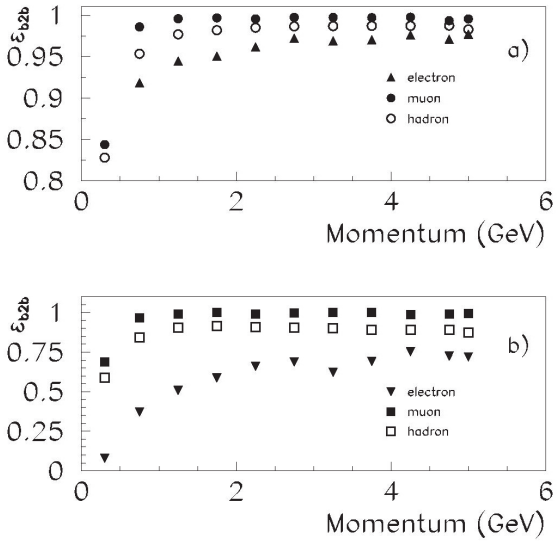


Figure 7.3 – *Efficacité de connexion de brique à brique pour les particules sortant de la brique en aval (figure du haut) et sortant de la brique sur le côté (figure du bas), d'après simulation Monte Carlo au temps du Proposal.*

7.2.8 L'efficacité de détection de faux leptons

Après la localisation du vertex d'interaction, la présence d'un lepton (soit un muon, voir un électron) est recherchée grâce à la procédure de *volume scan* et de *scan forth*. L'identification efficace d'un lepton primaire est fondamentale afin de réduire le fond charmé. L'efficacité de détection d'un faux muon (électron) au vertex primaire est égale à $1 - \epsilon_{fake\ \mu(e)}$, où $\epsilon_{fake\ \mu(e)}$ représente la probabilité pour un hadron (proton, pion, kaon) au vertex primaire d'être identifié comme un muon (électron).

Il est à noter que, pour le canal muonique, $\epsilon_{fake\ \mu}$ correspond aux mauvaises connexions dans les événements $\tau \rightarrow \mu$. La probabilité de reconstruire des électrons, $\epsilon_{fake\ e}$, est de l'ordre de 2%.

Le tableau 7.10 donne les résultats, au temps du Proposal et recalculés aujourd'hui, concernant la probabilité d'identifier un faux muon dans un événement ν_μ NC, $\tau \rightarrow e$, $\tau \rightarrow h$ et $\tau \rightarrow \mu$.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Type	$\epsilon_{fake\ \mu}$ du Proposal	$\epsilon_{fake\ \mu}$ recalculé
ν_μ NC	10%	19.4%
$\tau \to e$	10%	19.4%
$\tau \to h$	10%	19.4%
$\tau \to \mu$	4%	3.3%

Table 7.10 – *Probabilité d'identification d'un faux muon selon les types d'événements. Les efficacités de la réévaluation sont extraites du tableau 5.8.*

7.2.9 L'efficacité de désintégration longue/courte du tau

Dans le Proposal, la désintégration du tau dans la brique est classifiée selon deux catégories : la désintégration courte et la désintégration longue (cf. figure 7.4).

• la désintégration courte a lieu à l'intérieur de la plaque de plomb dans laquelle l'interaction se produit ;

• la désintégration longue regroupe, quant à elle, les 3 autres cas de figure, soit la désintégration se produit dans la base en plastique de l'émulsion du film, soit elle a lieu dans la plaque de plomb suivante, voir celle d'après.

Dans les désintégrations longues à 1 prong, le candidat tau est recherché par la mesure de l'angle de kink quelque soit le canal de désintégration du tau. Dans les désintégrations courtes, la méthode du paramètre d'impact est appliquée.

Cette définition du Proposal donne les probabilités suivantes : $\epsilon_{long} \approx 39\%$ et $\epsilon_{short} \approx 60\%$. Ces probabilités ont été calculées sur la base de $50\mu m$ d'épaisseur pour l'émulsion et $200\mu m$ pour la base en plastique.

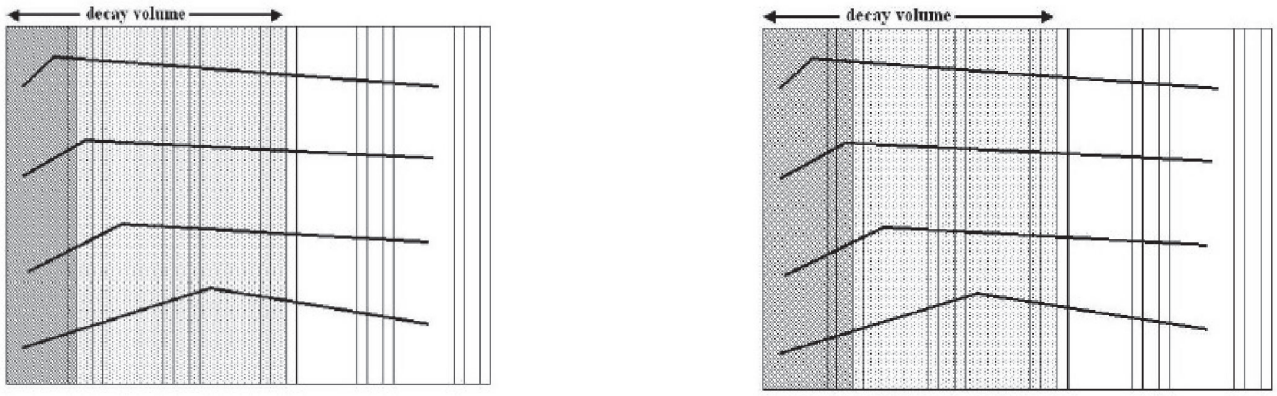


Figure 7.4 – *Topologies de désintégration : La figure de gauche montre la définition du Proposal de la désintégration courte (désintégration dans la zone en gris foncé) et la désintégration longue (désintégration dans la zone en gris clair). La figure de droite montre une définition plus 'conservative' dans le cas où la désintégration dans la base ne peut pas être exploitée.*

La reconstruction du kink pour la désintégration dans la base implique la détection de la trace parent au niveau des micro-traces et non pas au niveau des base-traces. L'utilisation courante des micro-traces fait partie de la procédure de Decay search. Il est également raisonnable de supposer que l'utilisation de la micro-trace pour les désintégrations dans la base est possible. Le calcul précis de

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

l'efficacité et de la résolution angulaire en utilisant la micro-trace pour cette catégorie d'événements est encore en cours, cependant il est très raisonnable, sur la base de l'expérience acquise avec le Decay search, de supposer comme c'est le cas dans le Proposal de pouvoir finalement exploiter entièrement cette catégorie d'événements. Toutefois, dans le cas où l'on suppose que la désintégration dans la base ne peut pas être exploitée, une autre définition est à prendre en considération, à savoir que :

• la désintégration courte comprend la désintégration dans la plaque de plomb dans laquelle s'est produite l'interaction et dans la base en plastique.

• la désintégration longue concerne celle qui a lieu dans les plaques de plomb suivantes.

L'efficacité pour les désintégrations longues a été recalculée en prenant en compte le spectre final du faisceau CNGS et les nouvelles dimensions des émulsions ($44\mu m$), de la base en plastique ($205\mu m$) et l'épaisseur de la plaque de plomb qui passe 1 mm à 0.98 mm : $\epsilon_{long} = 40.8\%$ et $\epsilon_{short} = 59.2\%$ (en utilisant également les désintégrations dans la base). Dans le cas de la définition plus 'conservative', $\epsilon_{long} = 29.6\%$ et $\epsilon_{short} = 70.4\%$.

7.2.10 L'efficacité de la détection de l'angle du *kink*

L'inefficacité de la détection de l'angle de kink vient du rejet d'angles soit très petits (< 20 mrad), qui proviennent du fond de diffusion coulombienne multiple, soit très importants (> 500 mrad) où la limitation est donnée par l'efficacité de reconstruction des traces à grand angle par le microscope. Dans le Proposal, la coupure à 20 mrad est 'conservative' dans la mesure où le fond en deça de cette valeur n'a pas été encore estimé, bien que la résolution angulaire des émulsions permette une coupure moins 'conservative'. De plus, dans la réalité, l'efficacité de reconstruction des traces est sensiblement supérieure à zéro même au-delà de 500 mrad.

Le tableau 7.12 donne les efficacités suivantes pour les différents canaux et types d'événements :

Type	$\tau \to e$	$\tau \to \mu$	$\tau \to h$
DIS	88.2%	89.8%	90.2%
QE	90.5%	91.7%	89.6%

Table 7.11 – *Efficacités de l'angle de kink (ϵ_{kink}) pour différentes coupures.*

En recalculant l'efficacité du kink pour le canal $\tau \to \mu$ avec les mêmes coupures que celles du Proposal mais avec les dernières simulations Monte Carlo qui prennent en compte le flux final du faisceau CNGS, nous avons trouvé $\epsilon_{kink} = 88.5\%$ au lieu de 89.8%. Cette efficacité serait de 85.7% si elle est calculée indépendamment de la sélection des désintégrations longues.

En élargissant la bande d'acceptance des angles de kink jusqu'à 700 mrad (cf. figure 7.5), nous pouvons espérer parvenir jusqu'à une efficacité de 95.0% en supposant une efficacité de 100% de la mesure des angles entre 10 mrad et 500 mrad. Un gain de 6.5% par rapport à l'efficacité de Proposal serait à envisager. Ce calcul implique une détermination précise de l'efficacité à grand angle en utilisant par exemple des données du faisceau de test.

Dans le Proposal, l'angle de kink (θ_{kink}) était supposé être inférieur à l'angle d'acceptance du microscope qui est de 500 mrad (cf. figure 7.6). De fait, cela signifie que la trace du tau est parallèle à l'axe Z, or ce n'est pas ce qui se passe en réalité puisque la trace du tau fait un angle avec l'axe Z. Plus précisément, ce sont les angles du tau et du muon qui doivent se situer à l'intérieur de l'angle d'acceptance du microscope de 500 mrad.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

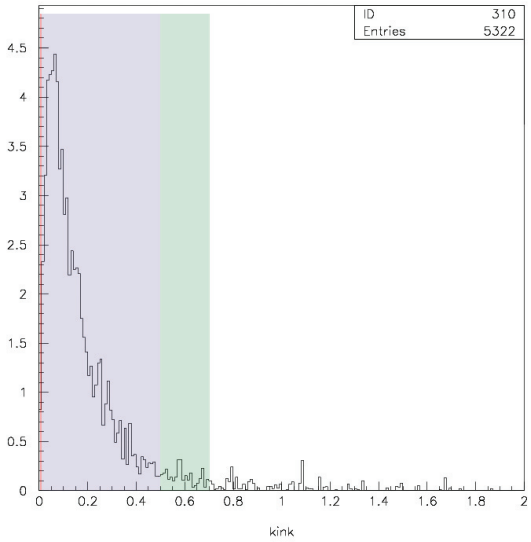


Figure 7.5 – *Distribution de l'angle de kink (ϵ_{kink}) pour les désintégrations longues dans le canal $\tau \rightarrow \mu$.*

Angles de coupure	$\tau \rightarrow \mu$
$0.02 < \theta_{kink} < 0.5$	88.5%
$0.01 < \theta_{kink} < 0.5$	91.4%
$0.02 < \theta_{kink} < 0.7$	92.2%
$0.01 < \theta_{kink} < 0.7$	95.0%

Table 7.12 – *Efficacités de l'angle de kink (ϵ_{kink}) pour différents canaux de désintégration du tau.*

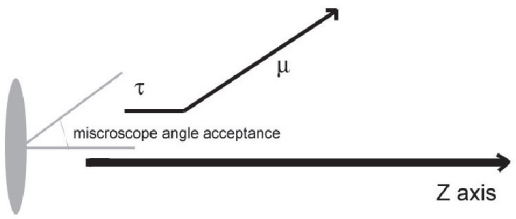


Figure 7.6 – *Topologie de l'angle θ_{kink} dans le Proposal.*

L'effet de l'angle d'acceptance a une incidence sur l'efficacité de l'angle de kink comme le montre la figure 7.7) :

• pour θ_τ, $\theta_\mu < 500$ mrad et $\theta_{kink} > 500$ mrad, 64 événements sur un échantillon de 10 000 peuvent être recouvrés ;

• pour θ_τ, $\theta_\mu > 500$ mrad et $\theta_{kink} < 500$ mrad, 302 événements sont perdus.

Il en résulte que pour les coupures, $\theta_{kink} > 20$ mrad et θ_τ, $\theta_\mu < 500$ mrad, et en prenant en considération les désintégrations longues, nous avons une efficacité $\theta_{kink} = 82.4\%$, qui est en recul d'environ 3% par rapport au même calcul fait de façon naïve sur l'angle de kink et d'environ 6% par rapport à celle donnée dans le Proposal pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ (cf. tableau 7.13).

La perte, due à l'implantation plus correcte de la coupure sur l'angle de kink en demandant que la

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

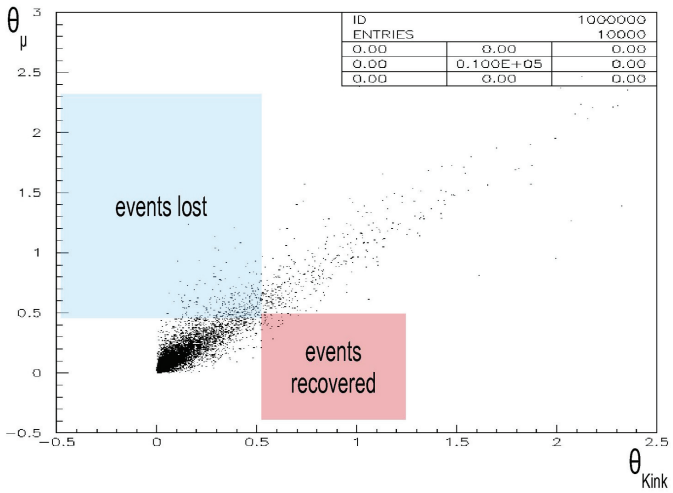


Figure 7.7 – *Distribution de θ_τ versus θ_μ.*

trace du tau et celle du muon aient des angles inférieurs à 500 mrad, doit être compensée par le gain obtenu grâce à une extension vers le haut et vers le bas des coupures de l'angle de kink (ou angle des particules parent et fille) comme nous l'avons montré précédemment. Cela nécessiterait l'évaluation de l'efficacité de reconstruction pour les angles supérieurs à 500 mrad, puisque le système de scanning de Nagoya possède une acceptance supérieure à celui du Gran Sasso, 700 mrad contre 500 mrad. L'étude des efficacités à grand angle est toujours en cours.

7.2.11 Optimisation des efficacités cinématiques dans le canal $\tau \rightarrow \mu$

Le calcul de l'efficacité de détection du $\tau \rightarrow \mu$ qui contient jusqu'à 14 facteurs différents peut être optimisé grâce à une meilleure performance des algorithmes (ex : $\epsilon_{brick\ finding}$, ...) ou une meilleure combinaison des efficacités afin d'optimiser le gain obtenu grâce à la corrélation entre les différentes coupures.

La recherche de cette corrélation est particulièrement adaptée pour les efficacités qui entrent dans le calcul général de l'efficacité cinématique, c'est-à-dire ϵ_{Long}, ϵ_{Kink}, $\epsilon_{E\ muon}$ et $\epsilon_{Pt\ muon}$.

Sur un échantillon de 10 000 événements $\tau \rightarrow \mu$, ces efficacités ont été recalculées en utilisant la même définition de désintégration longue/courte du Proposal et en prenant les mêmes valeurs pour l'émulsion ($50\mu m$) et la base en plastique ($200\mu m$). Exceptée l'efficacité de désintégration longue, les autres efficacités ont vu leur valeur baisser (cf. tableau 7.13).

Coupure	Efficacité recalculée	Efficacité du Proposal
$\theta_{kink} > 20\ mrad$ $(\theta_\tau,\ \theta_\mu < 500\ mrad)$	$\epsilon_{kink} = 82.4\%$	$\epsilon_{kink} = 89.8\%$ $(0.02 < \theta_{kink} < 0.5)$
$Pt_{kink} > 0.25 GeV$	$\epsilon_{Pt} = 85.9\%$	$\epsilon_{Pt} = 90.0\%$
	$\epsilon_{long} = 40.8\%$	$\epsilon_{long} = 39.0\%$
$1 < E_\mu < 15 GeV$	$\epsilon_E = 82.1\%$	$\epsilon_E = 90.0\%$

Table 7.13 – *Comparaison des efficacités de cinématique dans le Proposal et recalculées.*

Cependant la combinaison des coupures par binôme montre qu'il existe une corrélation entre elles, mais que celle-ci n'a pas été prise en considération par le Proposal. La combinaison de la coupure

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

sur la longueur de désintégration avec les coupures sur l'angle de kink montre un effet de corrélation qui apporte un gain de 1.8%. Enfin la combinaison de l'ensemble des coupures montre que l'efficacité globale est meilleure de 5.9% par rapport à la multiplication des efficacités prises individuellement (cf. tableau 7.14).

Combinaison des coupures	Efficacité des coupures combinées	Efficacité des coupures individuelles
$\theta_{kink} > 20\ mrad$ ($\theta_\tau,\ \theta_\mu < 500\ mrad$) + longue désintégration	$\epsilon = 35.4\%$	$\epsilon_{kink} \times \epsilon_{long} = 33.6\%$
$Pt_{kink} > 0.25 GeV$ + longue désintégration	$\epsilon = 35.0\%$	$\epsilon_{Pt} \times \epsilon_{long} = 35.0\%$
$1 < E_\mu < 15 GeV$ + longue désintégration	$\epsilon = 33.6\%$	$\epsilon_E \times \epsilon_{long} = 33.5\%$
4 coupures combinées	$\epsilon = 29.6\%$	$\epsilon_{kink} \times \epsilon_{Pt} \times \epsilon_E \times \epsilon_{long} = 23.7\%$

Table 7.14 – *Comparaison des efficacités de cinématique recalculées et optimisées grâce à la corrélation entre les coupures.*

Si on prend en considération, non pas la définition de la désintégration longue du Proposal, mais la définition conservatrice présentée à la section 7.2.9 avec les dimensions actuelles du film, c'est-à-dire une émulsion d'épaisseur de $44\mu m$ et une base en plastique d'épaisseur $205\mu m$, on obtient une efficacité combinée totale de 21.85% contre 29.6%.

7.2.12 Résumé des efficacités du canal $\tau \to \mu$

Le tableau 7.15 reprend l'ensemble des résultats discutés jusqu'à présent pour mettre en parallèle l'efficacité de détection du $\tau \to \mu$ calculée à partir des différentes efficacités, d'abord dans le Proposal, puis recalculée et optimisée mais avec la même définition de la désintégration longue que celle du Proposal.

Fondamentalement, l'efficacité de détection du $\tau \to \mu$ n'a pas beaucoup changé par rapport à la valeur donnée par le Proposal, 2.67% contre 2.85%, malgré l'introduction de 2 nouvelles efficacités (ϵ_{Carac}, ϵ_{CS}) et la réévaluation des efficacités d'identification du muon ($\epsilon_{\mu\to\mu}$) et de connexion ($\epsilon_{\mu\ connexion}$) (cf. chapitre 4 et 5).

De nouvelles optimisations restent possibles comme l'extension des coupures de l'angle de kink (cf. section 7.2.10) vers le bas et vers le haut afin d'avoir une meilleure efficacité de détection de l'angle θ_{kink}. Cependant, cela nécessiterait l'étude du fond en deça de 20 mrad et l'efficacité de reconstruction pour des angles qui vont au-delà de 500 mrad.

La définition conservatrice de la désintégration longue engendre une perte de 26% du signal, soit 1.97% au lieu de 2.67%. C'est pourquoi il est important de finaliser la procédure utilisant la microtrace pour traiter le cas où la désintégration du tau se produit dans la base en plastique.

7.3 Bruit de fond dans le canal $\tau \to \mu$

Le bruit de fond du canal $\tau \to \mu$ provient de plusieurs sources :

• la production du ν_τ dans le faisceau du CNGS. Etant donnée que la contamination en ν_τ provenant de la désintégration du D_s^+ est de l'ordre de 10^{-6}, le fond dû à cette contamination est très négligeable.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	Efficacité du Proposal avec mise à jour jusqu'en 2007	Efficacité recalculée avec la définition du Proposal de la désintégration longue
$\epsilon_{Trigger}$	99.5%	99.6%
ϵ_{Carac}	(inexistante)	96.0%
ϵ_{Geom}	94.0%	94.2%
$\epsilon_{Brickfinding}$ ϵ_{CS} ϵ_{Vertex}	80.8% (inexistante) 95.8% (77.4 %, eff. combinée)	76% (eff. combinée mesurée avec les données)
ϵ_{b2b}	99.5%	99.5%
1-$\epsilon_{fake\ muon(e)}$	94.0%	94.7%
ϵ_{Long} ϵ_{Kink} ϵ_{Pt} $\epsilon_{E\ muon}$	39.0% 89.8% 90.0% 90.0% (28.4 %, eff. combinée)	29.6% (eff. combinée)
$\epsilon_{\mu\rightarrow\mu}$ $\epsilon_{\mu\ connexion}$	95.0% 90.0%	80.4% (intégrée à $\epsilon_{\mu\rightarrow\mu}$)
BR	17.37%	17.36%
ϵ_{TOTAL}	**2.85%**	**2.67%**

Table 7.15 – *Résultats finaux des efficacités.*

• la désintégration de particules charmées avec un seul prong muonique avec une mesure incorrecte de la charge du muon.

• la diffusion coulombienne du muon à grand angle

• les réinteractions des hadrons incorrectement associés à la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques dans les événements $\nu_\mu CC$.

Le tableau 7.16 montre le nombre d'événements de fond calculé pour chaque canal de désintégration du tau correspondant à l'analyse Proposal-2007, et sur la base de 5 années de fonctionnement avec une intensité nominale du faisceau de 4.5×10^{19} protons sur cible par an, et en tenant compte de la géométrie et de la masse actuelles de la cible.

	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	$\tau \rightarrow 3h$	Total
Fond charmé	0.17	0.01	0.14	0.17	0.49
Diffusion du muon		0.09			0.09
Réinteractions hadroniques		0.07	0.10		0.17
Total par canal	0.17	0.17	0.24	0.17	0.75

Table 7.16 – *Nombre d'événements de fond pour 5 années de fonctionnement et une intensité nominale du faisceau de 4.5×10^{19} protons sur cible par an.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

7.3.1 La désintégration de particules charmées avec un seul prong muonique

Les particules charmées sont produites dans les événements en courant chargé (CC) et en courant neutre (NC) à travers les réactions suivantes (cf. chapitre 6) :

- a) $\nu_\mu + N \longrightarrow c + \mu^- + X$
- b) $\nu_\mu + N \longrightarrow c\bar{c} + \mu^- + X$
- c) $\nu_\mu + N \longrightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X$

De fait, le fond dans le canal de désintégration muonique du tau est principalement dû aux particules charmées venant de la première réaction lorsque le muon secondaire a été identifié comme étant le muon primaire et que la mesure erronée de sa charge donne une valeur négative (cf. chapitre 5.3.4).

Les sections efficaces des processus (b) et (c) de production de paire de particules charmées sont petites respectivement par rapport à la section efficace des événements NC et CC (voir données de CHORUS p.103) :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \to c\bar{c}\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \to \mu X)} < 0.1\%$$

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \to c\bar{c}\nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \to \nu_\mu X)} \equiv \frac{N_{c\bar{c}}}{N_{NC}} = 0.36\%$$

C'est pourquoi le fond provenant des réactions (b) et (c) sera considéré comme négligeable. Le fond dû à la réaction (a) a été calculé et les valeurs ont été rassemblées dans le tableau 7.17. Pour 10^6 événements DIS, le fond charmé pour le canal $\tau \to \mu$ est de 1.4 événements (résultat toujours extrait du Proposal OPERA). Ramené à 5 ans de fonctionnement avec un faisceau d'intensité nominale, ce qui représente 19 050 événements CC, ce fond charmé est de 0.03 événements.

Cependant, pour arriver à la valeur donnée dans le calcul du Proposal-2007, il est nécessaire de prendre en compte une ré-évaluation de la mesure de la charge effectuée en 2003 (réduction de 65% du fond) et la diminution de la masse de la cible par rapport au Proposal (réduction de 34.3%) ; le fond est ainsi ramené à 0.01 événements comme cela est indiqué dans le tableau 7.16.

	$\tau \to e$	$\tau \to \mu$	$\tau \to h$	Total
D^+ longue désintégration	4.3	0.7	2.7	7.7
D_s^+ longue désintégration	2.6	0.4	4.1	7.1
Λ_c^+ longue désintégration	0.1	0.3	0.2	0.6
Total par canal	7.0	1.4	7.0	15.4

Table 7.17 – *Nombre d'événements de fond pour les événements charmés normalisé à 10^6 événements DIS (du Proposal, année 2000).*

Grâce aux valeurs recalculées avec le Monte Carlo pour ce qui concerne les efficacités de reconstruction des particules charmées, de l'identification du muon et de la mesure de la charge, et aux nouvelles valeurs expérimentales de production des événements charmés provenant de l'expérience CHORUS [58], il est possible maintenant de recalculer le bruit de fond associé au canal $\tau \to \mu$ afin de réévaluer le rapport signal/bruit dans l'expérience OPERA.

Le calcul du nombre d'événements de fond pour les réactions de type (a) avec un seul prong se fait de la manière suivante :

$$N_{bck} = \frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{CC}} \times f_{charm} \times \epsilon_{localisation} \times \epsilon_{cinematique} \times \epsilon_{long\ decay} \times Bck_{\tau\to\mu} \times BR \times N_{DIS} \qquad (7.1)$$

où

$\epsilon_{localisation} = \epsilon_{Trigger} \times \epsilon_{Carac} \times \epsilon_{geometry} \times \epsilon_{Brickfinding} \times \epsilon_{CS} \times \epsilon_{vertex}$

$\epsilon_{cinematique} = \epsilon_{Kink} \times \epsilon_{Pt\ muon} \times \epsilon_{E\ muon}$

$Bck_{\tau \rightarrow \mu}$ est le fond charmé du canal $\tau \rightarrow \mu$

quant à l'efficacité de désintégration longue [1] ($\epsilon_{long\ decay}$), l'efficacité de cinématique ($\epsilon_{cinematique}$), le taux de branchement semi-leptonique (BR) et la fraction de charme (f_{charm}), ils dépendent du type de particules charmées (D^+, D_S^+, Λ_c^+) (tableau 7.18) :

	$\epsilon_{long\ decay}$ + charm et muon secondaire observables	$\epsilon_{cinematique}$	BR	f_{charm}
D^+	58.0%	56.8%	9.4%	21.7%
D_S^+	46.98%	50.8%	4.4%	9.2%
Λ_c^+	6.63%	48.6%	2.0%	25.3%

Table 7.18 – *Efficacités en fonction des particules charmées.*

Le branchement semi-leptonique (BR) de chaque particule est extrait du PDG de 2010.

La probabilité $Bck_{\tau \rightarrow \mu}$ de reconstruire un muon associé au vertex secondaire et de perdre le muon primaire a été calculé au chapitre 5.3.4 pour les événements charmés avec désintégration dans le canal muonique, elle est de 1.12% si on accepte aussi les cas où le muon s'arrête avant que sa charge soit mesurée dans le spectromètre, et de 0.56% si on demande que la charge du muon soit toujours mesurée. Le tableau 7.19 montre que le nombre d'événements de fond charmé s'élève à 0.06 événement. Si on prend en compte le cas où la charge du muon doit être toujours mesurée, qui implique aussi une diminution de l'efficacité de détection du tau de 17% due au fait que les événements de désintégration du tau en muon où le muon n'atteindrait pas le spectromètre seront rejetés, le fond s'élève à 0.0279 événement.

	Nombre DIS (5 ans de Run)	$\frac{\sigma_{charm}}{CC}$	$\epsilon_{location}$	$\epsilon_{long\ decay}$ (C^+ et μ obs.)	$\epsilon_{cin.}$	BR	f_{charm}	$Bck_{\tau \rightarrow \mu}$	Total
D^+	19050	4.38%	69.3%	58.0%	56.8%	9.4%	21.7%	0.56%	0.0217
D_S^+	19050	4.38%	69.3%	46.98%	50.8%	4.4%	9.2%	0.56%	0.0031
Λ_c^+	19050	4.38%	69.3%	6.63%	48.6%	2.0%	25.3%	0.56%	0.0005
								TOTAL	0.0253

Table 7.19 – *Nombre de fond charmé recalculé pour 5 ans de fonctionnement avec un faisceau d'intensité nominale.*

Comparé au 0.01 événement du Proposal, le fond du charme dans le canal muonique, en imposant la mesure de la charge, est environ 3 fois plus important. Cette différence peut s'expliquer en outre par 4 différences majeures :

• la mesure incorrecte de la charge du muon dans la simulation est passée de 0.35% (valeur calculée en 2003 avec une simulation géométrique et une paramétrisation de la performance du spectromètre) à 0.56% (valeur actuelle avec simulation et reconstruction complète des traces), avec une augmentation de 60%. Le travail sur le programme de reconstruction est actuellement en cours afin d'améliorer cette performance ;

1. Ces efficacités ont été obtenues à partir des valeurs du tableau 6.7 avec la normalisation aux événements à 1 prong.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

• la section efficace de la production du charme est passée de 3.3% à 4.38%, avec une augmentation de 33% en prenant en compte les nouveaux résultats de l'expérience CHORUS [58] ;

• Le tableau (cf. tableau 7.20) montre également une augmentation des taux de branchement (BR) dans le canal muonique dans le PDG 2010 par rapport à celui de 1998, notamment pour les particules D^+ et D_S^+. Ce qui représente une augmentation globale de 25% ;

	BR PDG(1998)	BR PDG(2010)
D^+	$(7^{+3}_{-2})\%$	$(9.4 \pm 0.8)\%$
D_S^+	$(3.4 \pm 1)\%$	$(4.4 \pm 0.7)\%$
Λ_c^+	$(2.0 \pm 0.7)\%$	$(2.0 \pm 0.7)\%$

Table 7.20 – *Rapport de branchement dans le canal muonique.*

• les fractions des particules charmées produites ont également changé, avec une augmentation globale du fond de 40% dont le calcul a été fait en pondérant les augmentations relatives à chaque type de particule par sa contribution au fond total (cf. tableau 7.21), toujours selon les nouveaux résultats de l'expérience CHORUS.

	f_{charm} 1998	f_{charm} 2007
D^+	10%	21.7%
D_S^+	18%	9.2%
Λ_c^+	26%	25.3%

Table 7.21 – *Fraction de production des particules charmées.*

Si on multiplie le fond charmé évalué à 0.01 événements dans l'analyse du Proposal-2007 (cf. tableau 7.16), avec les nouvelles efficacités concernant l'identification du muon et la mesure de la charge, le BR et les derniers résultats de CHORUS sur la production des particules charmées, on trouve 0.037 événements :

N_{bck}=0.01(Proposal-2007)×1.6(charge)×1.33(section efficace)×1.4(fractions)×1.25(BR)=0.037

Cependant la nouvelle valeur du fond charmé se réfère au nombre de 0.025 événements qui a été calculé (cf. 7.19), parce qu'il est plus précis et prend en compte les différents facteurs et efficacités.

Ce fond peut être réduit en utilisant de nouvelles méthodes qui n'ont pas été prise en compte dans la stratégie d'analyse du Proposal, par exemple la discrimination cinématique étudiée dans le chapitre 6. En appliquant à ce fond charmé le réseau de neurones dont le biais cinématique dû à la non identification du muon est pris en compte, nous pouvons réduire le fond à 0.005 événements.

Une autre amélioration en cours d'étude concerne la possibilité de suivre les traces des hadrons à travers plusieurs briques jusqu'à leur point d'interaction, ce qui permet de déterminer de manière univoque la nature hadronique des traces par la détection des particules secondaires produites dans l'interaction, ou bien jusqu'à leur point d'arrêt où une mesure de dE/dx permet une discrimination entre muon et pion. Cette mesure permet de réduire efficacement le fond charmé qui est lié à l'inefficacité d'identification du muon primaire, de l'ordre de 5%.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

La limite inférieure de cette inefficacité est de l'ordre de 1.5%, représentée par des muons qui sont au delà de l'acceptance angulaire du microscope et qui ont une énergie très faible pour être reconstruits dans les détecteurs électroniques. Parvenir à atteindre cette limite impliquerait une réduction du fond charmé d'un facteur 3.3 (5%/1.5%). De façon plus réaliste, on peut s'attendre à une efficacité d'identification située entre une valeur correspondante à la limite théorique (70%) et une valeur conservative de 50% sur cet échantillon de muons de faible énergie qui échappent à son identification dans les détecteurs électroniques. Cette étude est actuellement en cours.

7.3.2 Diffusion coulombienne à grand angle du muon

Les muons produits dans les événements ν_μ CC peuvent subir une diffusion dans la plaque de plomb, imitant ainsi la désintégration du tau dans le canal muonique. La diffusion du muon sur les noyaux de plomb repose sur le même principe que la diffusion de Rutherford.

Une simulation Monte Carlo a été faite avec GEANT en s'appuyant sur la théorie Molière selon laquelle les angles de déflection sont petits, mais la multiplicité de ces petits angles contribue finalement à la déflection totale de la particule. Les grands angles de diffusion sont générés avec la section efficace donnée par la formule classique de Rutherford

$$\frac{d\sigma}{\theta d\theta} = 2\pi(\frac{2Ze^2}{pv})^2 \frac{1}{(\theta^2 + \chi_\alpha^2)^2}$$

où χ_α^2 prend en compte l'effet d'écran du noyau par le nuage des électrons au grand paramètre d'impact et évite la divergence de la section efficace aux petits angles. Cette formule permet d'obtenir des grands angles de diffusion pour un petit paramètre d'impact, correspondant à un grand Q^2. Ce calcul en supposant le noyau ponctuel amène à une surestimation du fond. L'estimation correcte de la section efficace peut-être calculée en tenant compte du facteur de forme mesuré expérimentalement des noyaux de plomb.

En intégrant cette correction sur le facteur de forme nucléaire et la contribution des interactions inélastiques, la simulation Monte Carlo prédit pour les événements ν_μ CC un fond de $0.2 \times 10^{-5} \times N_{\nu_\mu CC}$ ayant un angle de diffusion supérieur à 20 mrad et une impulsion transverse p_t>250 MeV.

Par ailleurs, un échantillon de 130 000 ν_μ CC dans l'expérience CHORUS a été analysé dans le cadre de la recherche de la désintégration du $\tau \rightarrow \mu$ dans les émulsions. L'analyse de cet échantillon correspond à scanner des traces de muons sur une longueur totale de 1.5×10^6 mm. Or aucun muon ne fut trouvé avec un angle de diffusion supérieur à 25 mrad et une impulsion transverse p_t>250 MeV. Cette mesure situe la limite supérieure de ce fond à 1.5×10^{-6} mm^{-1} avec un niveau de confiance à 90%. En ramenant à 2 mm, largeur de la bande de désintégration du tau, et aux différents spectres d'impulsion d'OPERA, le fond est inférieur à $4.1 \times 10^{-5} \times N_{\nu_\mu CC}$.

Une expérience consacrée à la mesure de la diffusion du muon à grand angle sur des plaques de plomb de 2 mm a été menée en mai 2000 au CERN. Pour des muons d'impulsion moyenne de 9 GeV, le taux de diffusion est consistant avec la limite donnée précédemment.

En prenant en compte tous les calculs et mesures décrits, le taux de diffusion de $1 \times 10^{-5} \times N_{\nu_\mu CC}$ a été choisi, de manière conservative, pour 2 mm de plomb et pour un p_t>250 MeV. Dans cette réévaluation, la même valeur est utilisée.

Avec les premières données de scanning disponibles dans la DataBase centrale, un échantillon de 341 événements CC a été utilisé pour étudier la diffusion du muon, ce qui représente environ 1.8%

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

du nombre d'événements CC attendus pendant 5 ans de fonctionnement. Mis bout à bout, les traces du muon dans la brique ECC représentent une longueur totale de 9741 mm. En utilisant la procédure du Decay Search (cf. section 7.4.1), aucun angle de kink supérieur à 20 mrad (cf. section 7.5) n'a été observé pour un rapport R=$\Delta\theta^{kink}/\Delta\theta^{RMS}_{kink}$ supérieur à 3 (cf. figure 7.8). La limite correspondant à cet échantillon est de $5 \times 10^{-4} \times N_{\nu_\mu CC}$. Pour confirmer ou infirmer la limite théorique du taux de diffusion, la mesure doit être faite avec un échantillon 200 fois plus important (pour plus de détails voir paragraphe 7.5).

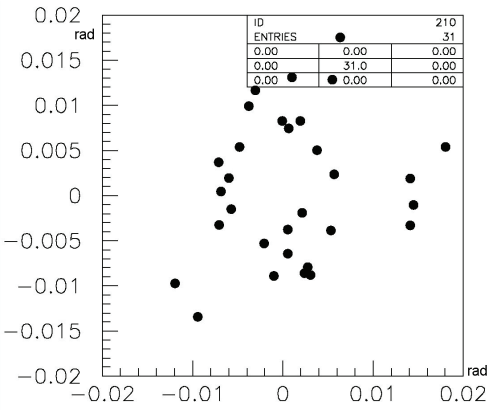


Figure 7.8 – *Distribution de $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$ du muon pour R>3 à partir d'un échantillon de 341 traces de muon scannées dans les briques ECC.*

En tenant compte du taux de diffusion du Proposal et des autres efficacités, le fond correspondant à la diffusion coulombienne du muon est calculé de la manière suivante :

$$N_{\mu\ diff} = \epsilon_{location} \times \epsilon_{\mu\ ID/connexion} \times \epsilon_{p\mu} \times 1 \times 10^{-5} \times N_{\nu_\mu CC}$$

où

$\epsilon_{localisation} = \epsilon_{Trigger} \times \epsilon_{Carac} \times \epsilon_{geometry} \times \epsilon_{Brickfinding} \times \epsilon_{CS} \times \epsilon_{vertex} = 0.999 \times 0.969 \times 0.942 \times 0.76 = 69.3\%$

$\epsilon_{\mu\ ID/connexion} = 78.7\%$ pour les événements ν_μ CC (cf chapitre 5.4)

$\epsilon_{p\mu} \approx 68\%$, représente la fraction de muons avec une impulsion comprise entre 1 et 15 GeV

$N_{\nu_\mu CC} = 19050$, pour 5 ans de fonctionnement d'OPERA

$N_{\mu\ diff} = 0.693 \times 0.787 \times 0.68 \times 1 \times 10^{-5} \times 19050 \approx 0.07$

Ce fond de 0.07 est plus petit que celui du Proposal qui était de 0.09. La raison est que, dans le calcul précédent, l'efficacité de connexion de la trace du muon n'a pas été prise en compte. Etant donné les incertitudes de la simulation Monte Carlo et le manque de données expérimentales, le résultat de ce fond présente une incertitude de 50%. L'expérience d'OPERA devrait permettre de réévaluer plus précisément le taux du fond de diffusion grâce au scanning des traces des muons.

7.3.3 Réinteractions hadroniques

Une autre source importante de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ vient de la réinteraction d'un hadron produit dans les événements ν_μ NC et ν_μ CC, avec la condition que le muon primaire ne soit pas identifié et que cet hadron soit identifié par erreur comme un muon.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Une simulation basée sur FLUKA se portant sur la réinteraction des hadrons (proton, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$) aux énergies comprises entre 1 et 15 GeV a été réévaluée dernièrement avec une statistique de 160 millions événements. La réinteraction des hadrons donne lieu à plusieurs types de topologies : un seul prong, plusieurs prongs, avec/sans photons, etc... La figure 7.9 montre la distribution de l'angle de déflection d'un pion positif de 5 GeV sur 1 mm de Plomb.

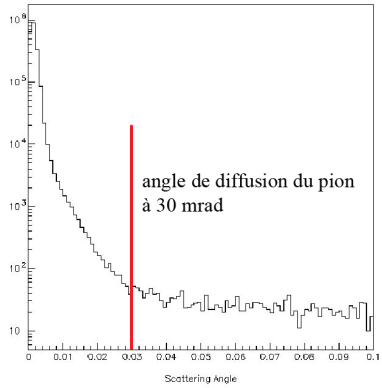


Figure 7.9 – *Distribution de l'angle de déflection pour un pion de 5 GeV dans 1 mm de Plomb [63].*

La probabilité pour un pion positif de 5 GeV de faire une diffusion dans 1 mm de Plomb avec un seul secondaire est donnée par la distribution suivante en fonction de l'impulsion transverse (cf. figure 7.10).

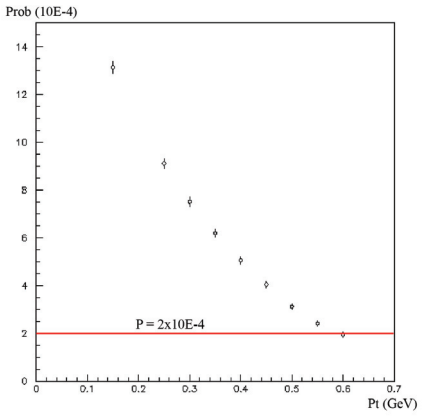


Figure 7.10 – *Distribution de probabilité pour un pion de 5 GeV de faire une diffusion dans 1 mm de Plomb en fonction du l'impulsion transverse de la particule secondaire [63].*

En appliquant sur les événements simulés les mêmes coupures prévues pour l'analyse du $\tau \rightarrow \mu$, c'est-à-dire une impulsion transverse (P_t) supérieure à 250 MeV, un angle de kink supérieur à 20 mrad et une impulsion de la particule secondaire comprise entre 1 et 15 GeV, il est possible de calculer en fonction de l'énergie de la particule incidente la probabilité de faire un kink avec un seul prong sans photons observés suite à une interaction hadronique.

Cette probabilité est pondérée par les spectres d'énergie des hadrons chargés qui sont impliqués dans les mauvaises connexions des événements ν_μ CC. Elle est de 3.47×10^{-4} sur 1 mm de plomb. On peut donc calculer de la manière suivante le fond correspondant aux réinteractions hadroniques dans les événements ν_μ CC où de mauvaises connexions ont eu lieu :

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$N_{reint.had} = \epsilon_{location} \times \epsilon_{misIDhad} \times 2 \times 3.47 \times 10^{-4} \times N_{\nu_\mu CC}$$

où $\epsilon_{misIDhad}$ représente la probabilité de mauvaise connexions entre la trace du muon reconstruite dans les détecteurs électroniques et la trace d'un hadron au vertex primaire. Elle représente respectivement 4.4% et 10.4% dans les événements ν_μ CC et ν_μ CC fake (événement NC où la trace d'un candidat muon a été reconstruite dans les détecteurs électroniques). Si l'on prend en compte la mesure effective de la charge du muon, en écartant le cas où la charge du candidat muon n'est pas mesurable parce que la trace ne traverse pas le spectromètre et le cas où la charge mesurée est positive, l'efficacité $\epsilon_{misIDhad}$ correspond respectivement à 3.7% et 1.8% pour les événements ν_μ CC et ν_μ NC fake.

$$N_{reint.had}\ (CC) = 0.693 \times 0.037 \times 2 \times 3.47 \cdot 10^{-4} \times 19050 = 0.339$$

où $\epsilon_{localisation}\ (CC) = 69.3\%$

Dans le cas des événements NC le même calcul, en prenant en compte l'efficacité de localisation des NC (38.1%), la probabilité de mauvaises connexions avec une charge négative mesurée (1.8%) et la probabilité de kink pondérée par les spectres des hadrons ($4 \cdot 10^{-4}$), donne 0.035 événements.

Le fond total (CC+NC) dû aux réinteractions hadroniques représente 0.374 événements correspondant à 5 ans de fonctionnement d'OPERA. Il est 5.3 fois supérieur à celui du Proposal-2007 (0.07 événements). Cette augmentation est liée à plusieurs facteurs :

• la probabilité de kink pour les réinteractions hadroniques a été réévaluée récemment dans une étude très détaillée, et elle est deux fois plus importante que celle du Proposal ;

• la probabilité de mauvaises connexions est largement déterminée par des problèmes de reconstruction du *pattern* des traces dans la version actuelle de Oprec (version de production) qui sont facilement identifiable visuellement, mais qui ne sont pas encore résolus dans la reconstruction automatique. L'utilisation de ce programme de reconstruction pour aboutir à 3.7% de mauvaises connexions dans les événements ν_μ CC conduit donc à une surestimation du fond. La probabilité de mauvaises connexions utilisée dans le calcul du Proposal-2007 était de 1.5%. A l'époque la simulation/reconstruction n'était pas complète et l'algorithme d'identification du muon avait été ajusté également en vue d'obtenir une meilleur pureté ;

• le suivi des traces hadroniques à travers plusieurs briques successives jusqu'à leur point d'arrêt, qui a été expérimenté avec succès à l'occasion du premier candidat tau (cf. 7.6.3), permettrait la détection et l'élimination des mauvaises connexions hadroniques en déterminant la nature de la particule secondaire d'après les effets de sa réinteraction hadronique ou des pertes d'énergie proche du point d'arrêt.

La détermination de ce fond est pourtant encore en cours avec le travail mené en parallèle sur la correction des erreurs de *pattern* du programme de reconstruction et sur la simulation complète du suivi des traces sur la base de l'expérience accumulée avec les événements réels.

7.3.4 Récapitulatif du fond pour le canal $\tau \to \mu$

Le tableau 7.22 récapitule l'ensemble des résultats des différents fond qui ont été recalculés pour le canal $\tau \to \mu$ en tenant compte de la mesure effective de la charge. Il en résulte que le nombre d'événements de fond recalculé est 2.8 fois plus important que celui du Proposa-2007.

Ces valeurs correspondent aussi à une efficacité du signal de 20% plus basse que dans le Proposal dont la baisse est principalement due au rejet des cas où la charge du muon n'a pas été mesurée : 2.28%

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	$\tau \to \mu$ Proposal-2007	$\tau \to \mu$ recalculé
Fond charmé	0.01	0.025
Diffusion du muon	0.09	0.07
Réinteractions hadroniques	0.07	0.374
Total	0.17	0.47

Table 7.22 – *Récapitulatif du fond pour le canal $\tau \to \mu$.*

contre 2.85%. Ces résultats sont représentatifs de la situation minimale de l'analyse et ils ne prennent pas en compte les possibilités d'amélioration qui sont sujets aux études en cours :

• la qualité de la reconstruction dans les détecteurs électroniques pour la reconstruction de la direction et de la charge du muon ;

• l'efficacité de reconstruction des traces à grand angle dans les émulsions ;

• l'application des critères cinématiques pour le rejet du charme (étudiés dans le chapitre 6) ;

• et la discrimination hadron/muon par le suivi des traces dans plusieurs briques successives jusqu'à leur point d'arrêt.

Ces améliorations doivent pouvoir réduire fortement les bruits de fond.

7.4 Recherche des candidats charmés

Dans OPERA les événements charmés constituent un ensemble de données avec des topologies de désintégration similaires à celle du tau qui peuvent être exploitées pour vérifier les efficacités liées à la *Decay search*. De plus, cet échantillon permet aussi de vérifier les résultats du réseau de neurones pour ce qui concerne la cinématique des événements.

7.4.1 Procédure de recherche de désintégration (ou *Decay search*)

Une fois que les procédures de scan-back et de la localisation du vertex ont été suivies permettant de localiser et de reconstruire le vertex primaire d'interaction depuis les traces observées dans les CS, une nouvelle procédure de recherche de désintégration est engagée, appelée Decay-search. Cette procédure, non détaillée dans le Proposal, a été développée afin de recouvrer tous les types de topologies de désintégration possibles, qui ne peuvent pas être détectées lors des procédures précédentes comme lorsque la trace du parent de la désintégration est manquante.

Par cette procédure, il s'agit en fait

• de combler l'inefficacité du scanning dans la détection des base-traces dans les émulsions qui s'est révélée être plus importante que ce qui était attendue initialement dans le Proposal ;

• d'obtenir une meilleure reconstruction des événements autour du vertex d'interaction en éliminant les traces de particules de faible impulsion, celles qui résultent de la conversion de gammas en électron/positron, celles qui passent à proximité mais dont l'origine se rattache à un autre événement, ou bien celles qui ont été mal reconstruites.

La procédure du Decay-search permet en outre la mesure des bruits de fond des angles de kink (diffusion des muons, réinteraction hadronique, ...) et des topologies variées des traces/vertex dont

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

la connaissance pourrait améliorer la qualité de reproduction des reconstructions au niveau de la simulation.

L'application de cette procédure sur les données réelles dans les émulsions et son intégration dans la simulation permettent une comparaison directe des résultats, concernant notamment les événements de fond. Après ajustement de la simulation, il est alors possible de produire des estimations plus réalistes sur les efficacités et les fonds.

La détection des topologies de désintégration se fait dans un volume de surface 1 cm^2 autour du vertex localisé sur une longueur de 15 plaques, 5 en amont et 10 en aval du vertex primaire localisé. Les coupures adoptées dans la procédure sont lâches afin de maximiser l'efficacité de détection. En plus de l'analyse automatique par les microscopes, une vérification manuelle complémentaire est faite afin de supprimer des traces non-réelles créées par la reconstruction sur la base de bruits de fond.

La figure 7.11 montre le schéma de la chaîne d'analyse de la procédure du Decay-search, à la sortie de laquelle sont attendues soit la reconstruction des désintégrations courtes avec recouvrement des traces filles, soit la reconstruction des désintégrations longues avec recouvrement des traces filles/parents.

La procédure Decay-search comprend 4 étapes [64] :

1) Après que le vertex primaire soit confirmé (cf. figure 7.12), une analyse est effectuée sur le premier segment de toutes les traces qui sont dans l'émulsion placée juste après le vertex d'interaction. Cette analyse est très importante car elle vise à améliorer la définition du vertex primaire par rapport auquel seront calculés les paramètres d'impact. A cette étape, il s'agit d'enlever les traces issues de la conversion de gammas et de récupérer une partie du segment de la base-trace lorsqu'une des deux micro-traces fait défaut.

2) La trace est rattachée au vertex primaire si elle a un paramètre d'impact plus petit que 10 μm. Au delà, une étude approfondie doit être menée afin de connaître si les raisons de cette anomalie viennent de la diffusion dans la plaque de plomb en mesurant au moins la pente de 8 base-traces. Le RMS de la différence des pentes ($\Delta\theta^{RMS}_{T,L}$) est calculé pour la composante transversale et longitudinale selon la formule 7.2. Si $\Delta\theta^{RMS}_{T,L}$ est supérieur à 0.02 rad pour les deux composantes, alors la trace est classifiée comme une trace de faible impulsion, c'est-à-dire inférieure à 300 MeV. Cette trace n'est pas comptabilisée dans le calcul de la position du vertex primaire. Si une des composantes de $\Delta\theta^{RMS}_{T,L}$ est inférieure à 0.02 rad, la trace est suivie en aval de film en film jusqu'à la sortie de la brique (scan-forth), afin de calculer l'impulsion par la méthode de la diffusion coulombienne multiple.

$$\Delta\theta^{RMS}_{T,L} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} \Delta\theta^2_{i\ T,L}/(\Delta_{npl})_i}{N}} \tag{7.2}$$

où $\Delta\theta^2_{i\ T,L}$ est la différence angulaire respectivement dans le plan transverse et longitudinal ; Δ_{npl} est le nombre de plaques de plomb entre deux segments et N le nombre total de différences angulaires.

3) Pour rechercher l'angle de kink parmi les traces attachées au vertex, un $\Delta\theta^{Max}$ et un $\Delta\theta^{RMS}_{kink}$ sont calculés pour les composantes transversales et logitudinales pour chacune des traces : $\Delta\theta^{Max}$ est calculé sur les 4 films en aval et $\Delta\theta^{RMS}_{kink}$ est calculé d'après la formule 7.3.

$$\Delta\theta^{RMS}_{kink} = \sqrt{\frac{\sum_{i!=kink}^{N-1} \Delta\theta^2_{i\ T,L}/(\Delta_{npl})_i}{N-1}} \tag{7.3}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

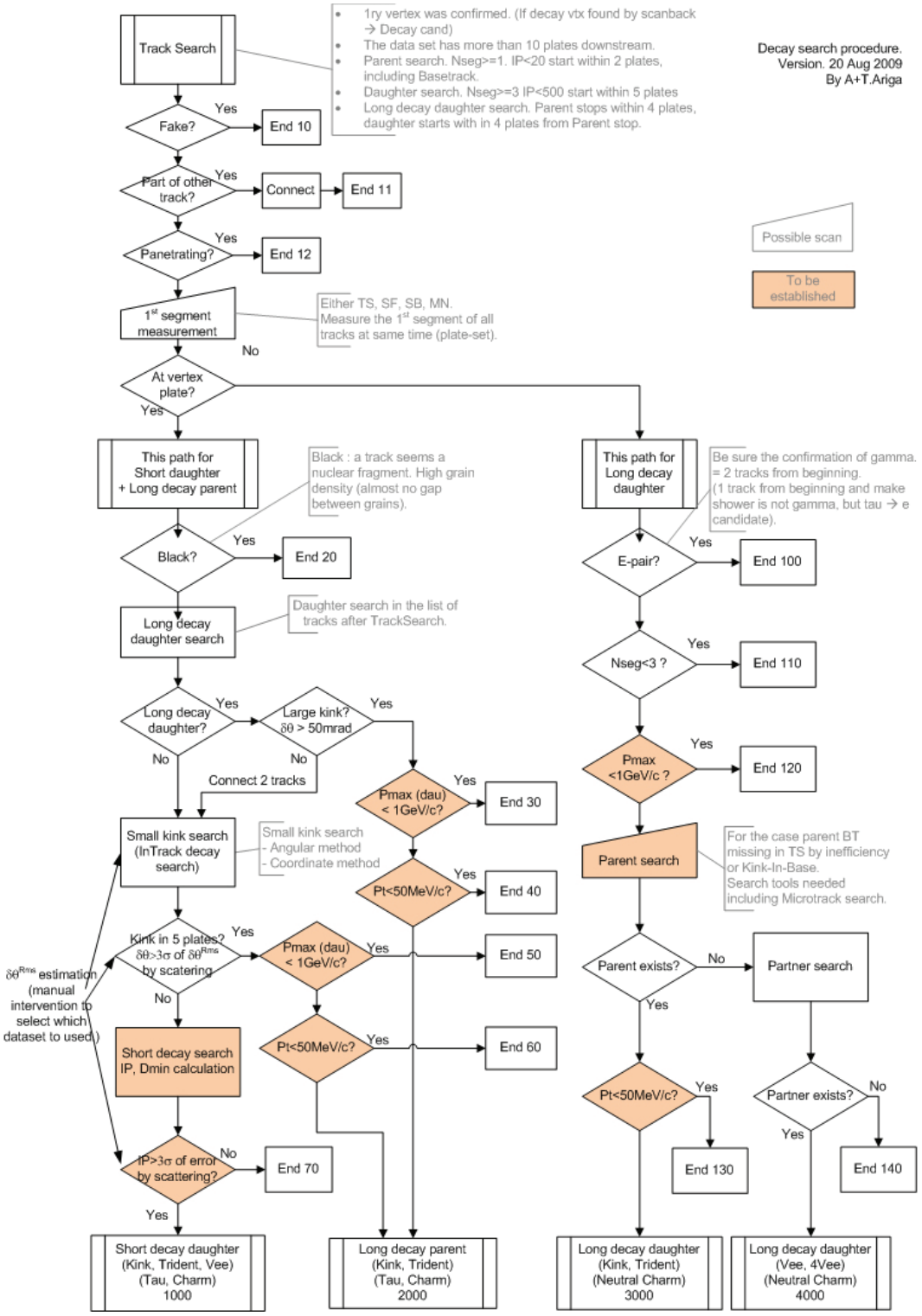


Figure 7.11 – *Diagramme de la chaîne d'analyse de la procédure Decay-search.*

Si le rapport R=$\Delta\theta^{Max}/\Delta\theta^{RMS}_{kink}$ est supérieur à 3, la trace nécessite une investigation approfondie, spécialement par une vérification visuelle de la trace dans l'émulsion pour voir si la déviation n'est pas due à une mauvaise mesure automatique.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

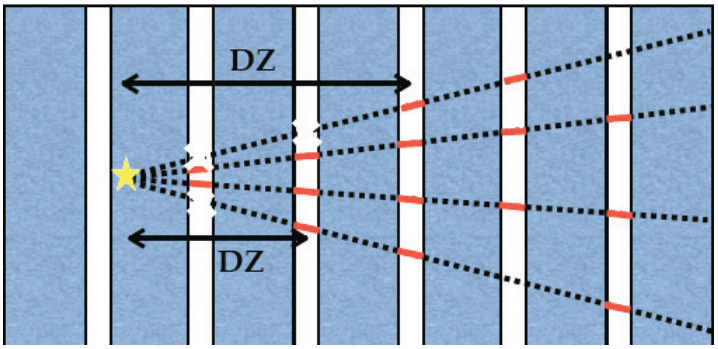


Figure 7.12 – *Schéma de la localisation du vertex primaire. En raison de l'inefficacité du scanning, des segments sont manquants.*

4) Dans cette étape, il est possible de chercher à l'intérieur du volume de scanning d'autres traces non connectées au vertex primaire (extra-track) qui sont peut-être des particules filles produites soit par la désintégration de particules à très courte durée de vie comme le charme ou le tau (cf. figure 7.13), soit par la désintégration de particules neutres ou la désintégration de particules chargées pour lesquelles la trace-parent n'a pas été encore reconstruite. Il y a lieu ici de distinguer les événements CC où la trace du muon permet d'identifier clairement le vertex primaire, ce qui n'est pas forcément le cas avec les événements NC où une certaine ambiguïté existe sur la définition du vertex d'interaction. C'est pourquoi pour les événements CC et NC, les coupures du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire sont différentes en fonction du Δz : IP$<$500 μm pour $\Delta z \leq 1mm$ ou IP$<$800 μm pour $1mm \leq \Delta z \leq 6mm$ dans un cas et IP$<$800 dans l'autre cas. La trace analysée sur les 4 premières émulsions doit avoir au moins 3 segments dans la reconstruction et au moins 2 d'entre eux doivent être des base-tracks.

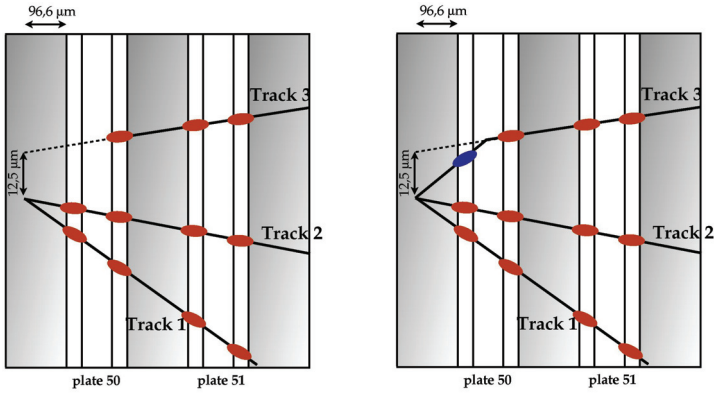


Figure 7.13 – *Exemple de trace non connectée au vertex primaire de l'événement 9214106181 (CC) (figure de gauche) dont la procédure parent-search permet de retrouver la trace parent (figure de droite) [65].*

Les traces doivent ensuite être inspectées visuellement afin de rejeter les paires d'électron-positron provenant de la conversion des gammas, ou bien les fausses traces. Puis elles sont classées selon deux catégories de recherche :

• Recherche de désintégration courte : la trace s'arrête dans le film situé après le vertex d'interaction. L'étape 2 de la procédure est appliquée.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

• Recherche de désintégration longue : la trace s'arrête dans un autre film. Une procédure spéciale appelée parent-search est mise en oeuvre. Une trace parent est recherchée dans le volume de scanning avec la condition d'avoir un paramètre d'impact inférieur à 10 μm par rapport à la trace principale et une distance minimale par rapport à la trace fille de 20 μm (cf. figure 7.14). S'il n'existe pas de trace parent, la trace susdite fera l'objet d'une investigation approfondie afin de vérifier si elle est pénétrante ou non.

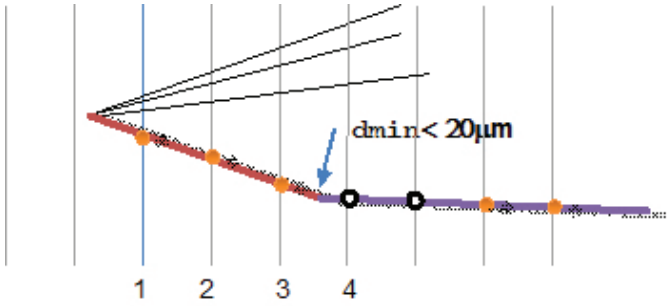


Figure 7.14 – *Exemple de connexion d'une trace fille au vertex primaire grâce à la trace de son parent.*

7.4.2 Distribution du paramètre d'impact (IP) après la procédure *Decay search*

Après avoir incorporé la procédure Decay-search dans la simulation, la figure 7.15 montre, pour les événements ν_μ CC, le résultat des distributions du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire pour toutes les traces qui y sont rattachées avant et après la procédure de nettoyage du vertex primaire décrite précédemment aux points 1 et 2 :

- enlèvement des traces de faible impulsion
- enlèvement des traces des paires électron/positron
- enlèvement des traces avec moins 3 de base-track
- enlèvement des traces avec un premier segment manquant

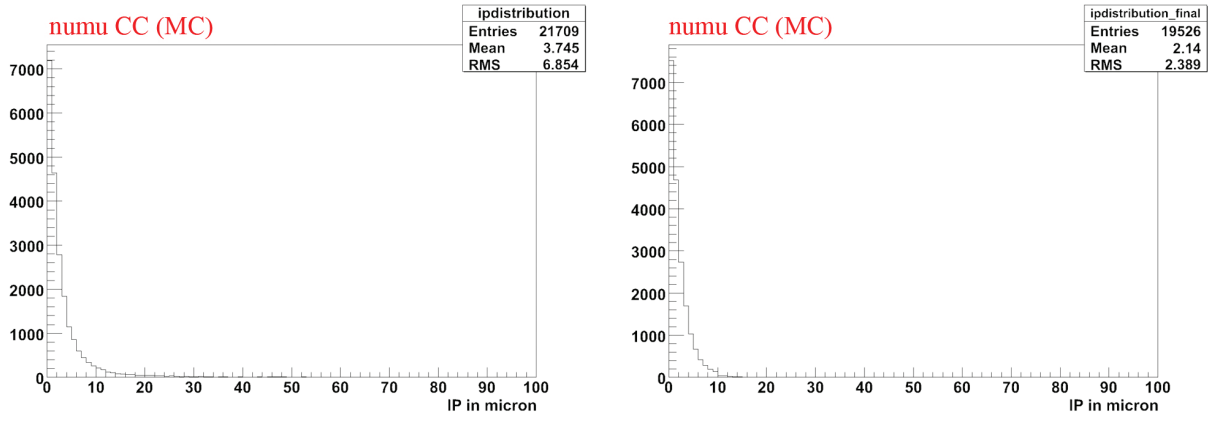


Figure 7.15 – *Distribution du paramètre d'impact pour les événements numu CC (MC) avant (figure de gauche) et après (figure de droite) application des 2 premières étapes de la procédure de Decay-search [66].*

On observe qu'après coupures, la distribution du paramètre d'impact Monte Carlo est très comparable à celle obtenue avec les données réelles (cf. figure 7.16), c'est-à-dire que l'ensemble de ces traces

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

ont un paramètre d'impact inférieur à 10, hormis les traces qui font un angle de kink. Cet accord permet de valider la coupure du paramètre d'impact de la Decay-search.

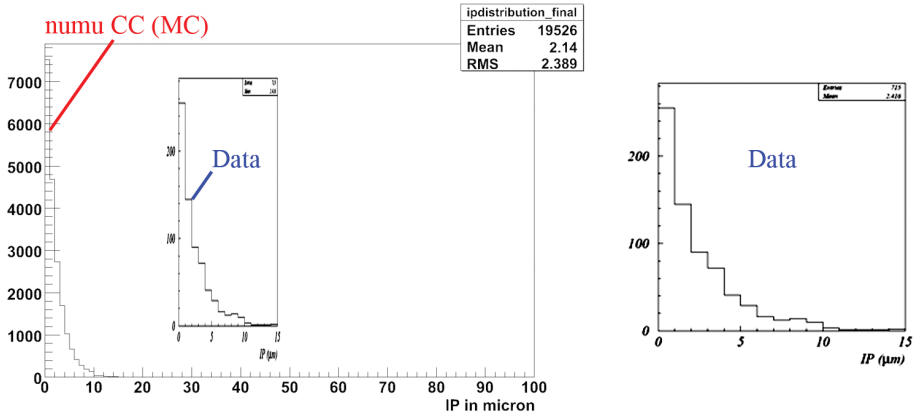


Figure 7.16 – *Comparaison de la distribution du paramètre d'impact MC (après coupures)/Data (725 entrées) [67].*

La figure 7.17 montre que dans les événements $\tau \rightarrow \mu$, le muon issu de la désintégration du tau a une distribution du paramètre d'impact qui s'étire très au-delà de valeur de coupure fixée à 10 venant de la résolution expérimentale.

Les traces qui ont un IP mesuré supérieur à 10 viennent probablement de la désintégration de particules secondaires. Les étapes 3 et 4 de la procédure Decay-search sont alors appliquées.

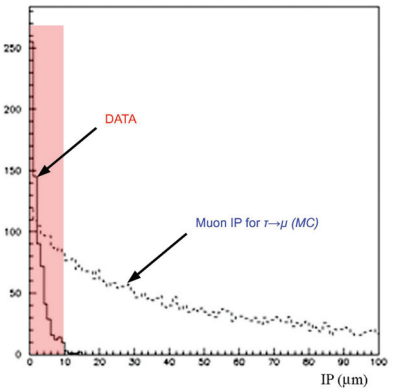


Figure 7.17 – *Distribution du paramètre d'impact du muon dans la désintégration du tau (MC) [68].*

7.4.3 Résultats de scanning et Monte Carlo des événements charmés

Pour le Run de 2008 et de 2009, il y a eu respectivement 1288 et 1932 événements CC détectés dans les détecteurs électroniques. Les sections efficaces des particules charmées par rapport aux événements numu CC données par

$$\frac{\sigma(C^+)}{\sigma(CC)} = [2.47 \pm 0.22] \cdot 10^{-2}$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$\frac{\sigma(D^0)}{\sigma(CC)} = [1.91\pm0.13] \cdot 10^{-2}$$

permet de calculer pour l'année 2008 et 2009 respectivement une production de 56.4±5.5 et 81.5±7.9 charmes. En tenant compte uniquement des 901 événements CC localisés dans les briques qui ont été soumis à la procédure de la Decay-search, 39.5±3.8 charmes sont attendus dans le meilleur des cas. Cependant il faut encore prendre en considération l'efficacité de détection du charme à partir des traces reconstruites dans les émulsions.

Une simulation a été faite pour calculer cette efficacité en fonction de la topologie de désintégration (cf. tableau 7.21), du mode de désintégration (courte/longue), de la multiplicité des traces au vertex primaire, de la plaque dans laquelle a lieu l'interaction (avant ou après la plaque 47). L'efficacité est calculée individuellement pour chaque particule charmée en fonction de la topologie de désintégration. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.23 où l'efficacité totale de 58% prend en compte le rapport de branchement correspondant à chaque topologie.

	0 prong	1 prong	2 prong	3 prong	4 prong	totale	erreur (±)
D^+		0.47		0.81		0.59	0.06
D_s^+		0.64		0.84		0.71	0.08
Λ_c^+		0.24		0.60		0.37	0.04
D^0	0.00		0.78		0.83	0.66	0.07
Total						0.58	0.06

Table 7.23 – *Tableau des efficacités de Decay Search pour la reconstruction des topologies de désintégration des particules charmées [69].*

En appliquant cette efficacité totale de 58% de détection du charme dans les émulsions aux 39.5±3.8 charmes attendus idéalement, il en résulte 22.8±4.3 charmes attendus qui sont observables dans les émulsions.

Les coupures cinématiques suivantes ont été proposées pour rejeter le fond qui est dû d'une part aux réinteractions hadroniques qui affectent principalement les canaux de désintégration avec une topologie à un prong, et d'autre part à la désintégration des particules étranges qui sont présentes dans les échantillons V0. Les coupures ont été optimisées pour les différentes topologies de désintégration et pour les courtes et longues désintégrations [70] :

- $P_{daughter}$>2.5 GeV
- Pt_{kink}>0.5 GeV

L'efficacité correspondante, après coupures cinématiques, pour les particules charmées au niveau de la simulation est de 39.4% (cf. tableau 7.24) qui appliquée à 39.5±3.8 charmes attendus dans le meilleur des cas donne un nombre de 15.5±2.8 charmes attendus[2], avec un fond estimé à 1.72±0.31 événements.

Avec un ensemble de 26 événements présentant une topologie de désintégration qui ont été choisis avec un minimum de critères au niveau des laboratoires de scanning, et après application des coupures cinématiques, un échantillon de 18 événements charmés dont 3 avec une topologie à 1 prong a été trouvé.

Un assez bon accord existe entre le résultat issu des données et celui provenant de la simulation. Des optimisations au niveau de l'analyse cinématique restent en cours. Une comparaison entre les données

2. L'erreur calculée prend en compte les erreurs dues à la section efficace, au rapport de branchement, et à l'efficacité au niveau des coupures

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	0 prong	1 prong	2 prong	3 prong	4 prong	totale	erreur (±)
D^+		0.20		0.66		0.36	0.04
D_s^+		0.32		0.69		0.45	0.05
Λ_c^+		0.13		0.35		0.20	0.02
D^0	0.00		0.57		0.74	0.51	0.06
Total						0.394	0.039

TABLE 7.24 – *Tableau des efficacités de Decay Search après coupures cinématiques pour la reconstruction des topologies de désintégration des particules charmées [71].*

et la simulation pour les distributions de longueur de vol et de l'angle sur le plan transverse entre le muon et la particule charmée est montrée dans la figure 7.18.

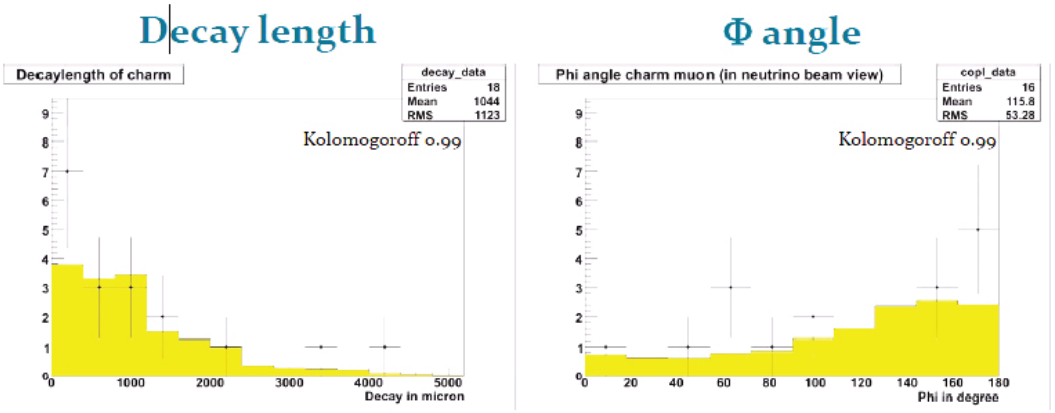


FIGURE 7.18 – *Comparaison Données/MC des distributions de longueur de vol et de l'angle $\phi_{(charm,\mu)}$ dans le plan transverse [71].*

Les différentes topologies de désintégration des particules charmées, leur rapport de branchement et leur nomenclature sont rassemblés dans le tableau 7.25 [49].

Exemple d'un événement charmé

Les figures ci-dessous illustrent les résultats obtenus par le laboratoire de scanning de Naples après l'analyse de la brique 85405 de l'événement 234654975 de type CC. La figure 7.19 montre la reconstruction de l'événement à partir de traces observées dans les émulsions après l'application des procédures de scan-back, de localisation du vertex d'interaction, du decay-search et du scan-forth pour la mesure des impulsions. L'événement présente très clairement un vertex secondaire de désintégration dont la trace parente n'est pas visible, ce qui correspond vraisemblablement à celle d'un D^0. La topologie de désintégration comprend 4 prongs au niveau du vertex secondaire avec des paramètres d'impact qui sont très petits.

7.5 Analyse de la diffusion du muon dans les données

La procédure du Decay search a été élaborée pour rechercher les angles de kink de la désintégration du tau et du charme. Cependant en appliquant cette procédure aux traces du candidat muon dans

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

	Topologie	Rapport de branchement	Nomenclature
Charme chargée			
	1 prong	65±9%	Kink (1P)
	3 prong	35±6%	Trident (3P) C2 (2P) si 1 prong est manquant C1 (1P) si 2 prong sont manquants
	5 prong	0.9±0.2%	non intéressant pour OPERA
Charme neutre			
	0 prong	15±6%	
	2 prong	70±6%	Vee (2P) N1 (1P) si 1 prong est manquant
	4 prong	14.5±0.5%	4Vee (4P) N3 (3P) si 1 prong est manquant
	6 prong	6.5±1.3E-4%	non intéressant pour OPERA

Table 7.25 – *Topologies et rapport de branchement.*

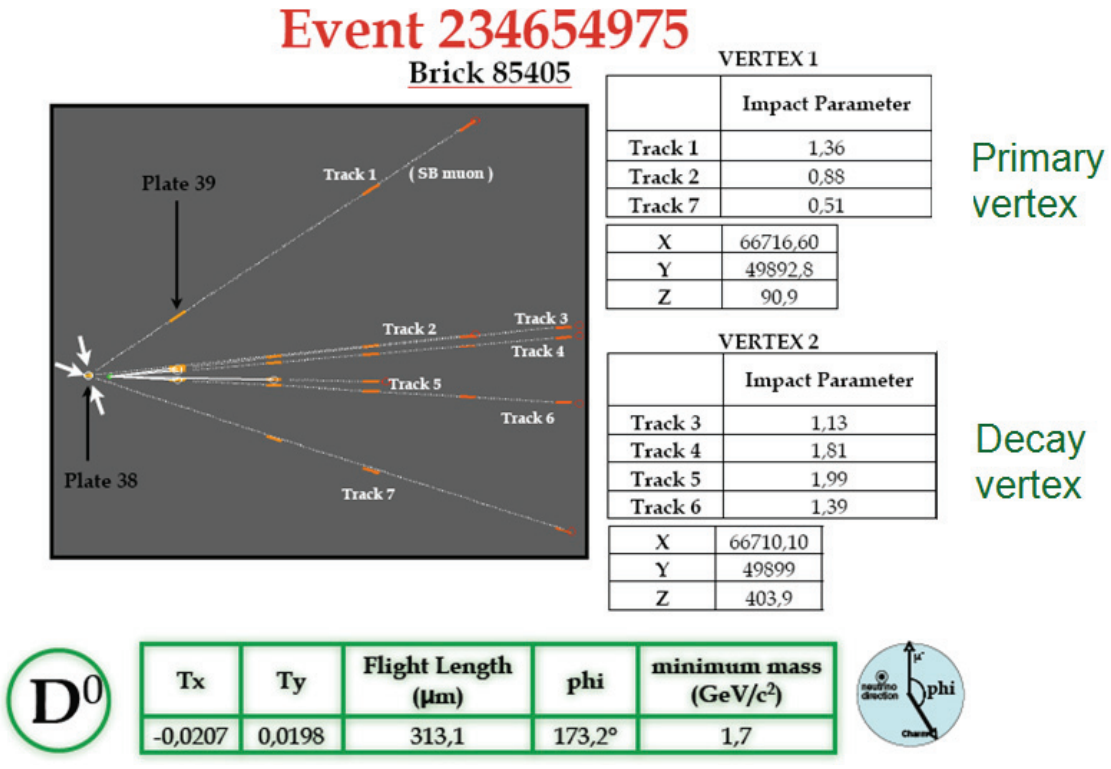


Figure 7.19 – *Visualisation de l'événement 234654975 et des paramètres cinématiques.*

les événements CC, il est possible d'étudier la diffusion de cette particule dans les plaques de plomb. L'intérêt de cette étude est double, elle permet d'une part de mesurer le taux de diffusion à grand angle, et d'autre part de regarder s'il est possible d'abaisser la limite inférieure de coupure de l'angle de kink, fixé à 20 mrad, sans augmenter le bruit de fond.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Un échantillon de 341 événements a été extrait de la base de donnée centrale, correspondant à une longueur de trace de 9741 mm. Ce fichier contient toutes les informations concernant les événements qui ont été scannés selon la procédure du Decay search. Les informations concernant les angles des base-traces vont être utilisées pour calculer les angles de kink, ainsi que les $\Delta\theta_{kink}^{RMS}$ et les rapports R=$\Delta\theta^{Max}/\Delta\theta_{kink}^{RMS}$. Dans ces calculs, seules les base-traces sont prises en considération.

Avant de discuter en détail sur la mesure de diffusion, on introduira ici le système de référence utilisé pour calculer les déviations angulaires.

Pour les traces faisant un angle important par rapport à l'axe Z perpendiculaire aux plaques de plomb, la résolution angulaire est affectée par les deux données suivantes (cf. figure 7.20) :

• L'épaisseur de plomb traversée n'est pas égale à 1 mm, mais dépend de l'angle θ de la trace par rapport à l'axe Z. L'épaisseur effective traversée est donnée par $Z_{eff} = 1\ mm/cos\theta$.

• La résolution angulaire $\delta\theta$ dépend de l'angle de la trace. Cet effet est dû à l'incertitude longitudinale dz, dominée par la profondeur focale du microscope, qui est d'environ 2.5 μm. L'incertitude en Z n'a pas d'effet à 0 rad ; elle provoque cependant une augmentation de la résolution angulaire des base-traces à grand angle, où les résolutions angulaires en θ_X et θ_Y sont fortement corrélés puisque les pentes en X et Y d'une base-trace sont définies comme

$$\theta_X = \frac{x_2 - x1}{z_2 - z_1},\ et\ \theta_Y = \frac{y_2 - y1}{z_2 - z_1}$$

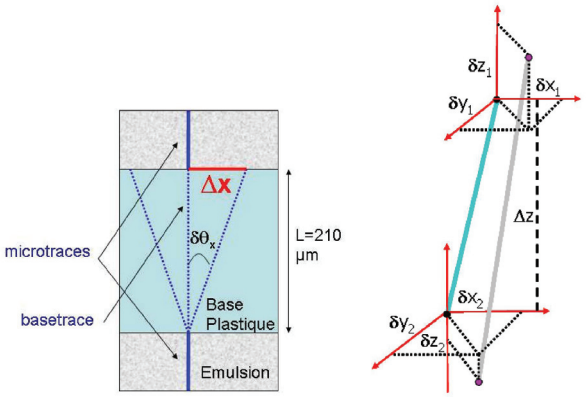


Figure 7.20 – *Effets de l'incertitude de la position des micro-traces : à gauche, effet de l'incertitude sur la résolution angulaire de la base-trace dans le plan x-z ; à droite, effet de l'incertitude sur la résolution angulaire de la base-trace dans les 3 coordonnées.*

Cette corrélation se manifeste sous la forme d'une ellipse (cf. figure 7.21). Un changement de référentiel permet de palier cette dépendance angulaire au niveau de la résolution angulaire, notamment en choisissant les coordonnées appelées longitudinale (L) le long de l'axe principal de l'ellipse, et transverse (T), perpendiculaire à l'axe principal. Le passage des angles θ_X et θ_Y en θ_L et θ_T se fait par une rotation :

$$\theta_L = \theta_X cos(\phi) + \theta_Y sin(\phi)$$

$$\theta_T = -\theta_X sin(\phi) + \theta_Y cos(\phi)$$

avec $\phi = atan(\frac{\theta_Y}{\theta_X})$. L'angle en 3D est conservé et s'écrit comme suit

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

$$\theta_{3D} = \sqrt{\theta_X^2 + \theta_Y^2} = \sqrt{\theta_T^2 + \theta_L^2}$$

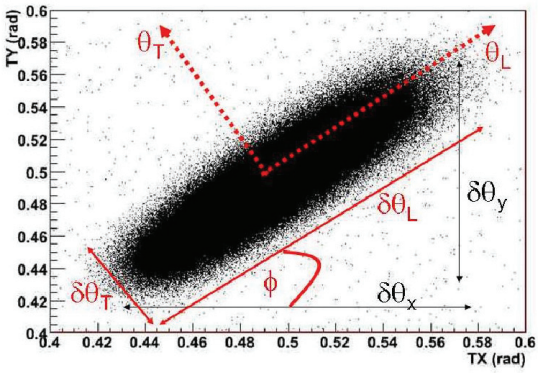


Figure 7.21 – *Distribution de θ_X et θ_Y pour des muons MC de 10 GeV [56].*

Ce nouveau référentiel permet d'avoir une valeur $\delta\theta_L$ qui dépend de l'angle θ_L et une valeur $\delta\theta_T$ invariante avec l'angle. La dépendance $\delta\theta_L$ peut s'écrire ainsi en fonction de θ [73] :

$$\delta\theta_L(\theta) = \delta\theta_L(0) + \epsilon_z tan\theta$$

où $\epsilon_z = \frac{2\times dz}{L}$, avec L l'épaisseur de la base plastique de 210 μm, et dz l'incertitude en z.

Dans ce nouveau référentiel, la différence angulaire est calculée pour chaque couple de base-traces adjacentes de notre échantillon. La figure 7.22 montre la distribution de la différence angulaire, $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$, pour lequel un $\Delta\theta_{3D}$ maximal est obtenu pour chaque trace du muon.

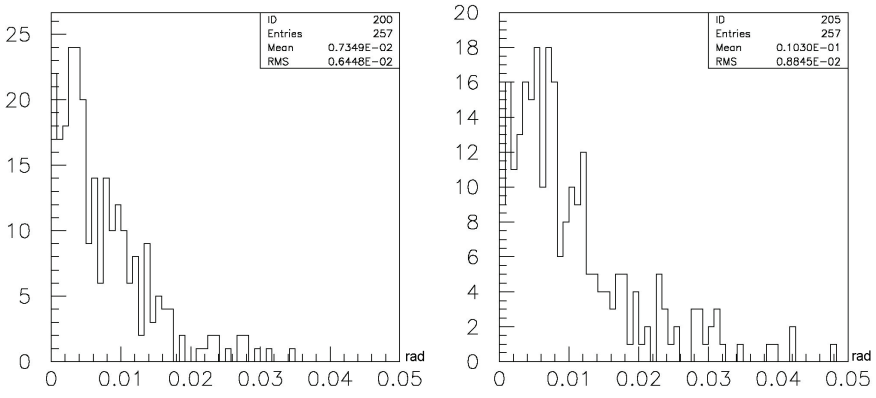


Figure 7.22 – *Distribution de $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$ pour lequel un θ_{3D} max est obtenu pour chaque trace du muon.*

Pour être considéré comme un angle de kink potentiel, il faut que le rapport $R_{T,L}$=$\Delta\theta_{T,L}^{Max}/\Delta\theta_{kink}^{RMS}$ soit supérieur à 3. La figure 7.22 montre que sur 257 cas, seuls 31 cas présentent un rapport $R_{T,L}$ supérieur à 3, mais aucun ne présente un angle de kink supérieur à 20 mrad (cf. figure 7.23). Au vu de la distribution, il semble difficile d'abaisser la limite inférieure de coupure de l'angle de kink à moins

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

de 20 mrad, au risque de voir apparaître un fond dû la diffusion des muons à faibles angles. Même avec une coupure à 20 mrad, la queue de la distribution semble indiquer un dépassement de cette limite.

Avec une longueur de 9741 *mm* de trace de muon analysée jusqu'ici, il est impossible à présent de définir le seuil de coupure de l'angle de kink qui soit le plus idoine. Il faudrait avoir au moins 100 mètres de longueur de trace de muon en données pour pouvoir l'établir correctement.

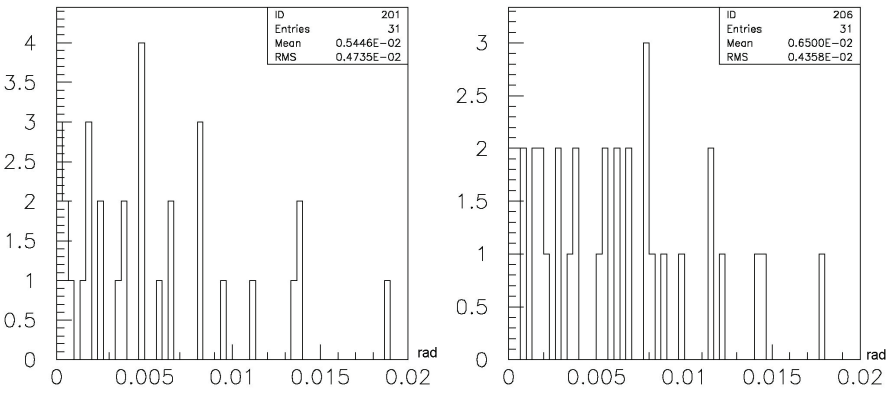


Figure 7.23 – *Distribution de $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$ pour lequel $R_{T,L}>3$.*

7.6 Résultats préliminaires de l'analyse de l'échantillon de données 2008-2009, détection d'un premier candidat tau dans OPERA

L'application de la procédure de Decay Search aux données de 2008-2009 analysées jusque là [3] a permis de trouver un premier événement candidat tau dont les caractéristiques topologiques et cinématiques mesurées satisfont pleinement aux critères définis dans le Proposal et ses compléments [72]. L'analyse a donné des résultats négatifs dans tous les canaux sauf celui de la désintégration du tau en un prong hadronique où un candidat a été détecté.

Pour la désintégration du τ en un unique hadron chargé, il est demandé au niveau vertex secondaire que :

- l'angle de kink θ_{kink} soit supérieur à 20 mrad ;
- le vertex secondaire soit situé à l'intérieur des 2 plaques de plomb en aval du vertex d'interaction ;
- l'impulsion de la particule chargée secondaire soit supérieure à 2 GeV/c ;
- l'impulsion totale transverse (P_T) des produits de la désintégration soit supérieur à 0.6 GeV/c s'il n'a pas de photons émis au vertex de désintégration, et 0.3 GeV/c dans le cas contraire.

Au vertex primaire, les critères de sélection sont :

- il ne doit y avoir aucune trace compatible avec celle d'un muon ou d'un électron ;
- l'impulsion transverse manquante (P_T^{miss}) doit être inférieure à 1 GeV/c ;
- l'angle Φ dans le plan transverse entre la trace du candidat τ et la direction de la gerbe hadronique doit être supérieur à $\pi/2$.

7.6.1 La topologie et la cinématique des traces de l'événement candidat

L'événement candidat consiste en une interaction de neutrino sans muon dans l'état final donnant lieu à 7 traces dont l'une présente un angle de kink (trace n°4). Une trace secondaire (trace n°8) et 2

3. environ 35% de la statistique 2008-2009 correspondant aux résultats présentés dans ce paragraphe et la publication du premier candidat (mai 2010)

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

gerbes électromagnétiques (γ_1, γ_2) générées par des gammas sont associées au vertex de désintégration. La figure 7.24 montre l'événement [74]. Au niveau du vertex primaire, les traces 1, 3, 5 et 6 sont celles laissées par des hadrons, tandis que les traces 2 et 7 correspondent à celle du proton de faible énergie et à celle d'une particule neutre réinteragissant en aval du vertex primaire.

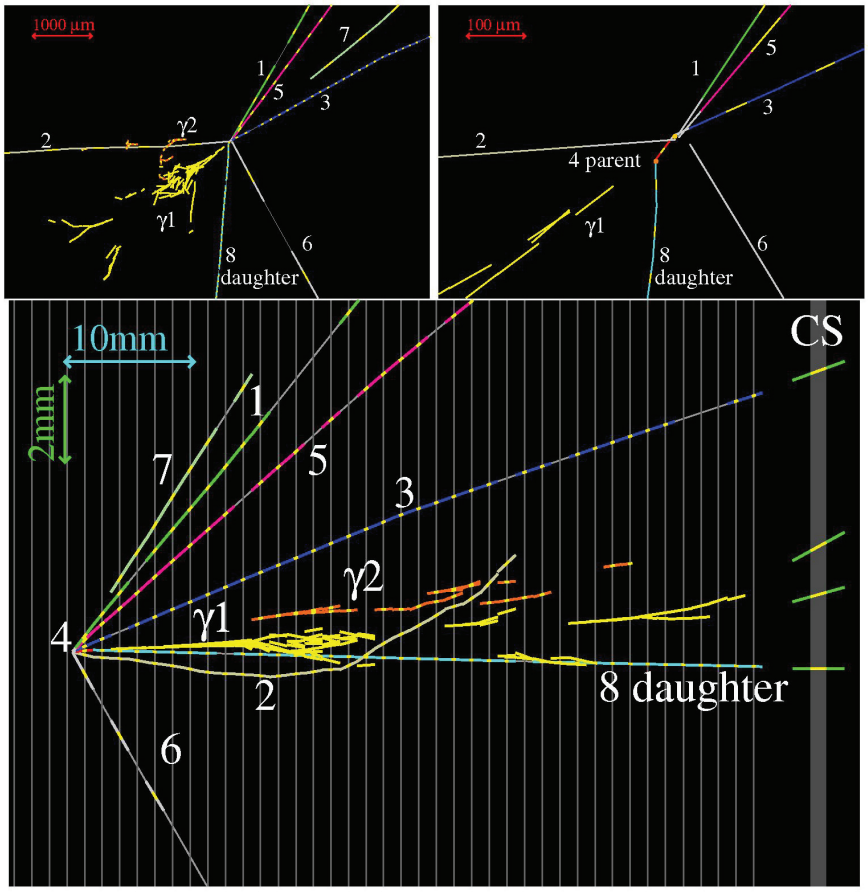


Figure 7.24 – *Représentation d'un événement candidat τ. Les figures du haut montrent montre la vue dans le plan transverse à la direction du neutrino. La figure du bas montre la vue dans le plan longitudinal.*

Le tableau 7.26 rassemble l'ensemble des impulsions des particules issues des vertex primaire et secondaire de l'événement candidat. Les deux gerbes électromagnétiques γ_1, γ_2 ont respectivement une impulsion de $5.6 \pm 1.0(stat.) \pm 1.7(syst.)$ GeV/c et $1.2 \pm 0.4(stat.) \pm 0.4(syst.)$ GeV.

Trace	1	2	3	4	5	6	7
Mesure 1 (GeV/c)	0.77 [0.66,0.93]	0.60 [0.55,0.65]	2.16 [1.80,2.69]	1.33 [1.13,1.61]	- -	0.34 [0.22,0.69]	12 [9,18]
Mesure 2 (GeV/c)	0.80 [0.65,1.05]	- -	1.71 [1.42,2.15]	1.23 [0.98,1.64]	0.36 [0.27,0.54]	0.58 [0.39,1.16]	- -

Table 7.26 – *Impulsions mesurées de manière indépendante (avec le système de scanning européen et japonais) pour chacune des particules de l'événement candidat.*

Aucune des traces des particules chargées issue de chaque vertex ne correspond à celle d'un électron, ce qui exclut que le fait l'événement candidat soit une interaction de ν_e. Sur la base d'une vérification

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

de cohérence dans la corrélation impulsion/longueur de parcours, la probabilité pour que les traces 1, 5 et 6 soient identifiées à celle d'un muon est inférieure à 0.001. Les traces restantes sont identifiées aux hadrons grâce à la reconstruction de leur interaction secondaire. La probabilité d'avoir un muon de très faible énergie à très grand angle (> 1 rad) qui serait indétectable dans la brique et dans les détecteurs électroniques est de l'ordre 1.5%. Ces dernières vérifications permettent d'exclure la présence d'un muon parmi les particules détectées. Il reste cependant toujours une probabilité de 1.5% pour que l'événement soit une interaction ν_μCC avec création d'une particule charmée. La probabilité de manquer le muon primaire d'un événement charmé supposé dans les calculs de bruit de fond d'OPERA est 3 fois plus élevée (5%).

Le tableau 7.27 montre la valeur des variables cinématiques qui ont été calculées en moyennant les valeurs obtenues par la mesure indépendante des 2 laboratoires, l'un européen, l'autre japonais.

Variable	moyenne
Angle de kink (mrad)	41 ± 2
Longueur de désintégration (μm)	1335 ± 35
Impulsion $P_{daughter}$ (GeV/c)	12^{+6}_{-3}
Impulsion transverse $P_T^{Daughter}$ (MeV/c)	470^{+230}_{-120}
Impulsion transverse manquant P_T^{miss} (MeV/c)	570^{+320}_{-170}
Φ (rad)	3.01 ± 0.03

Table 7.27 – *Variables cinématiques de l'événement candidat.*

7.6.2 L'analyse topologique et cinématique et application du réseau de neurones

L'analyse cinématique de l'événement candidat montre que :

• l'angle de kink (Fig. 7.25a), la longueur de désintégration (Fig. 7.25b), l'impulsion de la particule secondaire (Fig. 7.25c), l'impulsion transverse de la particule secondaire par rapport à la particule de désintégration (Fig. 7.25d) comparés aux distributions Monte Carlo d'événements ν_τ satisfont pleinement aux coupures ;

• l'impulsion transverse manquante P_T^{miss} (570^{+320}_{-170} GeV/c) au vertex primaire est en deçà de la limite supérieure de sélection dont la coupure est fixée à 1 GeV/c (Fig. 7.25e) ;

• l'angle Φ (3.01 ± 0.03 rad) est largement au-dessus de la limite inférieure de sélection dont la coupure est fixée à $\pi/2$ (Fig. 7.25f) ;

• la masse invariante des 2 gammas ($120 \pm 20(stat.) \pm 35(syst.)$) corrobore l'hypothèse qu'ils prennent leur origine dans la désintégration d'un π^0. De même la masse invariante de la particule chargée secondaire et des 2 gammas ($640^{+125}_{-80}(stat.)^{+100}_{-90}(syst.)$) est compatible avec la masse du $\rho(770)$. Le rapport de branchement pour une désintégration $\tau \to \rho^- \nu_\tau$ est d'environ 25%.

Bien que l'événement soit déjà classé comme candidat tau par l'analyse standard d'OPERA et que le test de compatibilité de toutes les traces reconstruites avec l'hypothèse du muon ait donné un résultat négatif, nous avons aussi voulu tester la nature de l'événement avec le réseau de neurones. La réponse de ce réseau apporte une information indépendante et complémentaire sur la possibilité que l'événement soit un événement charmé avec un muon non détecté qui par les considérations précédentes est estimée à 1.5%.

En appliquant le réseau de neurones aux variables cinématiques et topologiques à cet événement candidat, il en ressort que celui-ci apparaît clairement comme un signal avec une valeur de sortie de

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

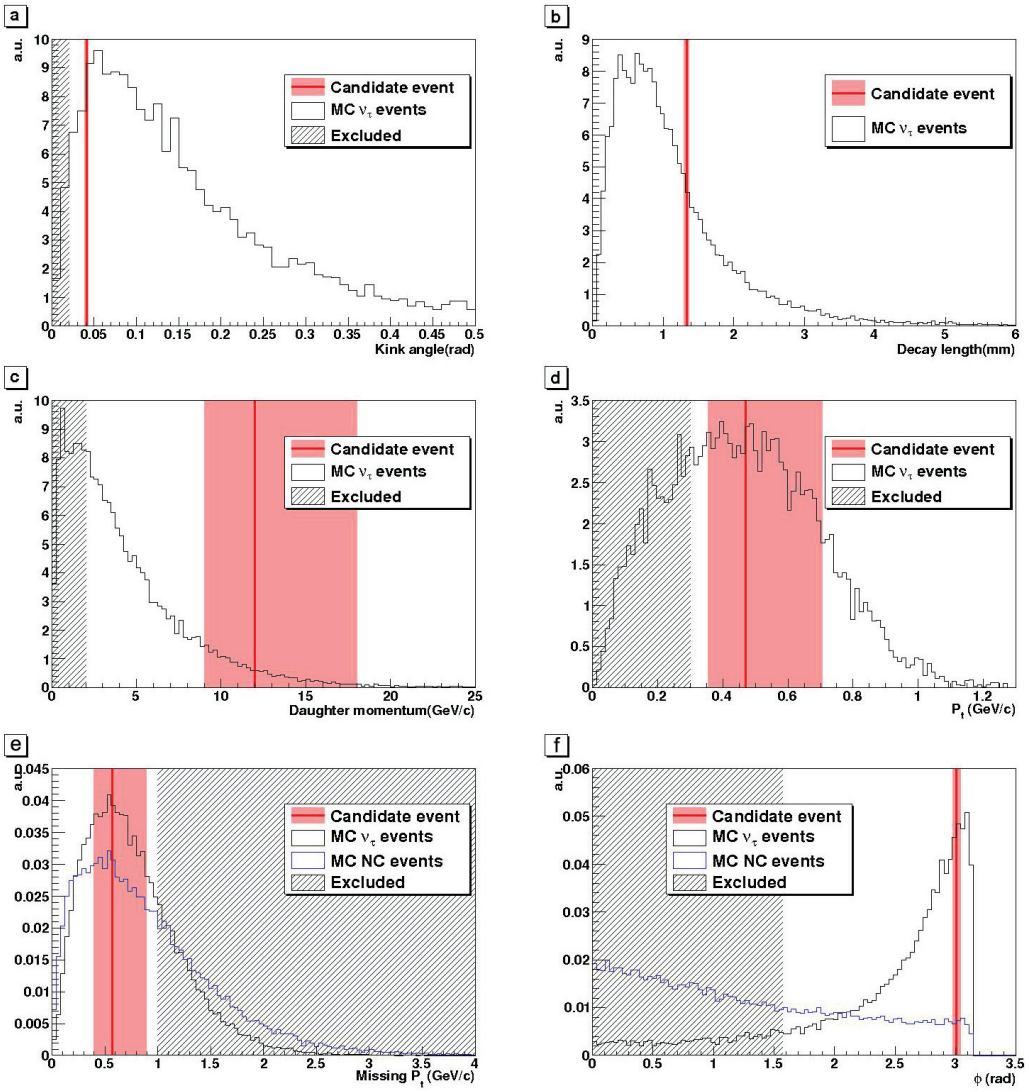


Figure 7.25 – *Coupures cinématiques appliquées à l'événement candidat [74]. La région en grise est exclue par la coupure*

0.98 bien au delà de la limite de coupure qui est placée à 0.78. Pour un signal correspondant à une valeur de sortie de 0.98, le niveau du bruit de fond s'élève à de 0.3% ; il est de 0.9% si l'on tient compte du biais du réseau de neurones.

7.6.3 L'évaluation du bruit de fond

Les deux sources principales de fond pour le canal de désintégration $\tau^- \to h^-(n\pi^0)\nu_\tau$ viennent de :

• la désintégration de particules charmées chargées en un unique hadron chargé dont le muon primaire n'est pas identifié, ou bien de la production d'une paire $c-\overline{c}$ dans des interactions ν_μ NC où l'une des particules charmées n'est pas identifiée et l'autre se désintégrant dans le canal hadronique à 1 prong ;

• l'interaction inélastique à 1 prong d'hadrons primaires produits dans les interactions ν_μ CC où le muon primaire n'est pas identifié, ou produit dans les interactions ν_μ NC et dans lequel aucun fragment

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

nucléaire peut être associé à l'interaction secondaire.

Le fond charmé produit dans les interactions ν_μ dans l'échantillon des événements analysés est de $0.007 \pm 0.004(syst.)$ événements. Celui produit dans les interactions ν_e est moins de 10^{-3} événements. Cette estimation du fond charmé est conservative dans la mesure où elle s'appuie sur la stratégie d'analyse du Proposal, et n'inclut pas les réductions additionnelles qui peuvent être faites en suivant toutes les traces jusqu'à leur point d'arrêt comme cela a été fait pour les traces de l'événement candidat qui dans ce cas particulier va réduire la probabilité de manquer le muon primaire de 5% à 1%. De la même façon, la réduction du bruit de fond obtenue avec le réseau de neurones n'est pas prise en compte ici non plus.

L'évaluation des réinteractions hadroniques a été faite avec une simulation FLUKA. Environ 160 millions d'événements sont simulés où des π^+, π^-, K^+ et K^- d'énergie comprise entre 0.5 et 15 GeV interagissent dans 2 mm de plomb. Le fond des réinteractions hadroniques rapporté aux événements analysés s'élève à 0.011 événements.

Le fond total dans le canal de désintégration à un hadron chargé est donc de $0.018 \pm 0.007(syst.)$ événements. La probabilité d'observer un événement dans ce canal due à la fluctuation du bruit de fond est de 1.8%, ce qui correspond à une signifiance de 2.36σ.

Si l'on considère tous les modes de désintégration du τ, la probabilité d'observer un événement dû à la fluctuation du bruit de fond est de 4.5%, soit une signifiance de 2.01σ.

Avec un $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3}\ eV^2$ et un angle de mélange maximum, le nombre d'événements τ attendu est de $0.54 \pm 0.13(syst.)$ dont $0.16 \pm 0.04(syst.)$ avec une topologie de désintégration hadronique à un prong correspondant au candidat trouvé, et $0.18 \pm 0.04(syst.)$ correspondant au canal muonique étudié dans cette thèse. Ceci est accord avec l'observation rapporté d'un événement.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 8

Perspectives

La physique des oscillations de neutrinos dans le cadre communément accepté aujourd'hui est déterminée par la matrice de mélange paramétrisée par deux Δm^2 liés respectivement aux oscillations atmosphériques et solaires, et trois angles - θ_{12}, θ_{23}, θ_{13} -, et une phase δ qui comporte la violation CP. La détermination de tous ces paramètres reste un défi majeur. La faible valeur de θ_{13} et le fait que Δm^2_{12} est très petit par rapport à $\left|\Delta m^2_{31}\right|$ permettent d'interpréter en première approximation les résultats des neutrinos solaires et atmosphériques dans un formalisme à deux saveurs avec deux oscillations presque indépendantes liées aux deux valeurs de Δm^2.

Les expériences dans le domaine des neutrinos solaires et atmosphériques ont permis les mesures suivantes [75] :

$$\Delta m^2_{21} = 7.59^{+0.23}_{-0.20} \times 10^{-5} eV^2$$

$$\left|\Delta m^2_{31}\right| = 2.40^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{-3} eV^2$$

$$sin^2\theta_{12} = 0.318^{+0.019}_{-0.016}$$

$$sin^2\theta_{23} = 0.50^{+0.007}_{-0.06}$$

Deux autres paramètres de la matrice de mélange restent à déterminer, c'est-à-dire θ_{13} et la phase δ de violation CP, ainsi que le signe de Δm^2_{31} afin de lever l'incertitude sur la hiérarchie des masses. La figure 8.1 montre l'état actuel de la connaissance des angles de mélange.

8.1 La course vers θ_{13}

Pour mesurer l'angle de mélange θ_{13}, deux approches complémentaires sont possibles :

• La première approche passe par la mesure de la disparition de saveur dans l'oscillation $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$ grâce à une source de type centrale nucléaire et de deux détecteurs, l'un proche et l'autre lointain. Le tableau 8.1 présente les trois expériences sur réacteur en cours et en projet.

La mesure de l'angle θ_{13} dans ces expériences ne dépend pas de la phase δ. La probabilité de d'oscillation est donnée par :

$$P_{ee} \approx 1 - sin^2 2\theta_{13} sin^2 \frac{\Delta m^2_{31} L}{4E_\nu} + 2^{eme} ordre(\frac{\Delta m^2_{21}}{\Delta m^2_{31}})^2$$

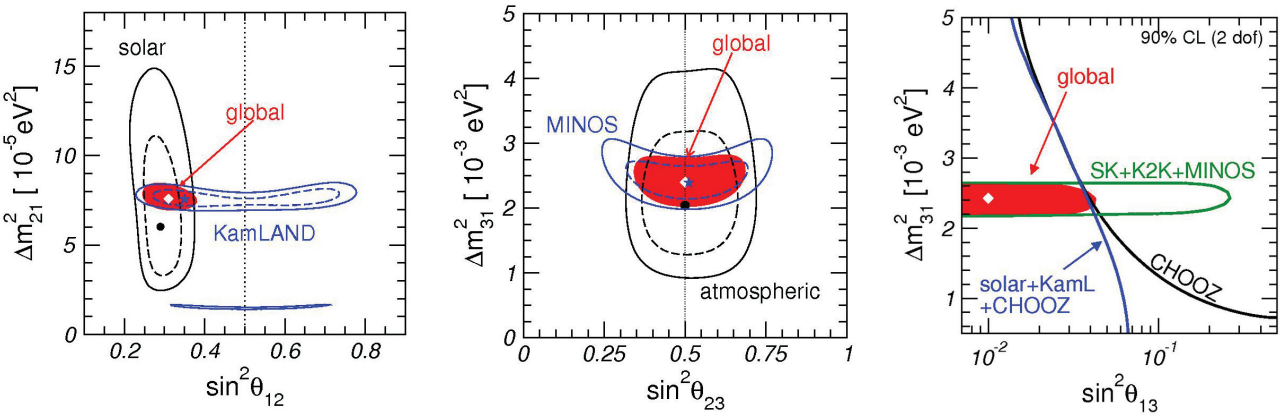


Figure 8.1 – *Contours des trois angles de mélanges θ_{12}, θ_{23}, θ_{13} [75].*

	baseline	puissance	détecteur	canal
D-Chooz	1.05 km	8.6 $GW_{thermique}$	scintillateur liquide (8.3 t)	$\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$
RENO	1.4 km	16.4 $GW_{thermique}$	scintillateur liquide (15.4 t)	$\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$
Daya Bay	1.7 km	17.4 $GW_{thermique}$	scintillateur liquide (80 t)	$\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$

Table 8.1 – *Tableau des expériences à réacteurs en cours pour la mesure de l'angle de mélange θ_{13}.*

Alors que le flux des neutrinos peut être contrôlé par un détecteur proche, ces expériences comportent une limitation au niveau de la sensibilité liée à la connaissance du faisceau.

• L'autre approche se fait grâce à la mesure de l'apparition de saveur dans l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Deux expériences sont actuellement en cours ou en préparation (cf. tableau 8.2). Par rapport aux expériences précédentes, elles privilégient l'optimisation du faisceau pour l'observation de l'oscillation de façon ajustable grâce à la technique dite "off-axis" où le détecteur est excentré de quelques degrés par rapport à la direction du faisceau afin d'obtenir un faisceau dont la distribution en énergie soit beaucoup plus concentrée autour de l'énergie correspondante au maximum de probabilité d'oscillation.

	baseline	puissance	détecteur	canal
T2K	295 km	0.75 MW	eau Cerenkov (22.5 kt)	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$
NOνA	812 km	0.7 MW	TASD (15 kt) Total Active Scintillator Detector	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Table 8.2 – *Tableau des expériences à réacteurs en cours pour la mesure de l'angle de mélange θ_{13}.*

L'envers de cette approche est que la probabilité d'oscillation donnée par la formule ci-dessous dépend de façon complexe de plusieurs paramètres [77] :

$$P_{\mu e} \approx sin^2 2\theta_{13} sin^2\theta_{23} \frac{sin^2(1-A)\Delta}{(1-A)^2} + \widehat{\alpha} sin^2\theta_{13} sin2\theta_{23} \frac{sin(1-A)\Delta}{1-A} \frac{sinA\Delta}{A} cos(\Delta + \delta_{CP}) + \widehat{\alpha}^2 cos^2\theta_{23} \frac{sin^2 A\Delta}{A^2} \quad (8.1)$$

où $\Delta \equiv \frac{\Delta m^2_{31} L}{4E_\nu}$, $\widehat{\alpha} \equiv \frac{\Delta m^2_{21}}{\Delta m^2_{31}}\ sin2\theta_{12}$, $A \equiv \frac{2E_\nu V}{\Delta m^2_{31}}$, V étant le potentiel effective de la matière, et pour les anti neurinos, $\delta_{CP} \rightarrow -\delta_{CP}$, $A \rightarrow -A$. Cette formule est valable si $sin^2 2\theta_{13}$ et $\frac{\Delta m^2_{21}}{\Delta m^2_{31}}$ sont petits.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

La détermination de l'angle θ_{13} est corrélée à la phase δ et au signe de Δm^2_{23}. Cela conduit à une dégénérescence au niveau des solutions. C'est pourquoi une seule expérience ne suffit pas à déterminer ces paramètres. Plusieurs expériences avec des énergies et distances différentes sont nécessaires pour lever les ambiguïtés. La figure 8.2 montre les valeurs pouvant être obtenues pour θ_{13} et la phase δ dans les deux types d'approche expérimentale.

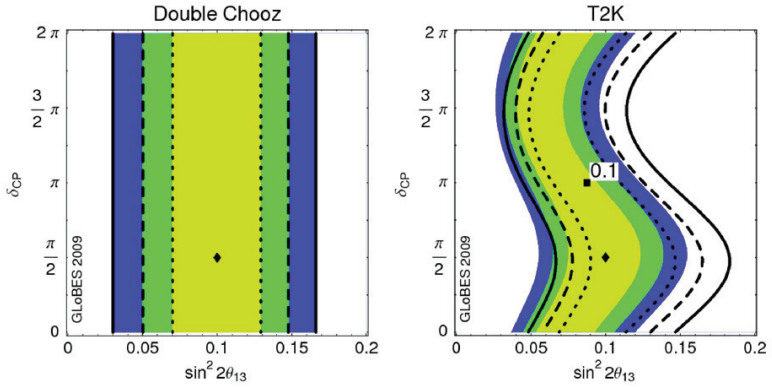


Figure 8.2 – *Contour de θ_{13} en fonction de la phase δ en supposant $sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ et $\delta = \pi/2$ dans l'expérience Double Chooz (fig. gauche) et T2K (fig. droite) [78]. Les lignes de contours délimitent le niveau de confiance 1σ, 2σ, 3σ.*

Cependant en considérant le terme de premier ordre et en négligeant les effets de matière, la probabilité d'oscillation devient :

$$P_{\mu e} \approx sin^2 2\theta_{13} sin^2 \theta_{23} sin^2 \frac{\Delta m^2_{31} L}{4E_\nu}$$

Elle n'est plus liée, en première approximation, à la phase δ de la violation CP, mais directement à l'angle θ_{13}.

La figure 8.3 représente les différentes sensibilités attendues, en fonction du temps, des expériences citées plus haut dans la mesure de l'angle θ_{13}. Ces sensibilités sont obtenues à partir de simulations qui prennent en compte les valeurs possibles δ_{CP} et l'ordre de la hiérarchie des masses (normale ou inversée).

Double Chooz, RENO et T2K peuvent s'attendre à une rapide découverte si l'angle θ_{13} a une valeur relativement grande. Se pose alors la question de savoir s'il est possible de mesurer la violation CP et de déterminer la hiérarchie des masses en les améliorant les ressources actuelles avec les super faisceaux :

- T2HK : faisceau 0.75 → 1.66 MW, et détecteur SK (22.5 kt) remplacé par HK (500 kt)
- T2KK : T2HK avec un second détecteur en Corée
- NOνA : avec un second détecteur plus massif
- SPL : faisceau entre le CERN et le tunnel de Fréjus, avec un détecteur Cerenkov à eau

Si l'angle θ_{13} est très petit, la recherche de nouveaux moyens à mettre en oeuvre à l'horizon 2020 sera nécessaire pour résoudre le problème de la hiérarchie des masses et de la phase δ_{CP}. Deux solutions sont envisagées :

- Créer des faisceaux Bêta
- ou créer des usines à neutrinos

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

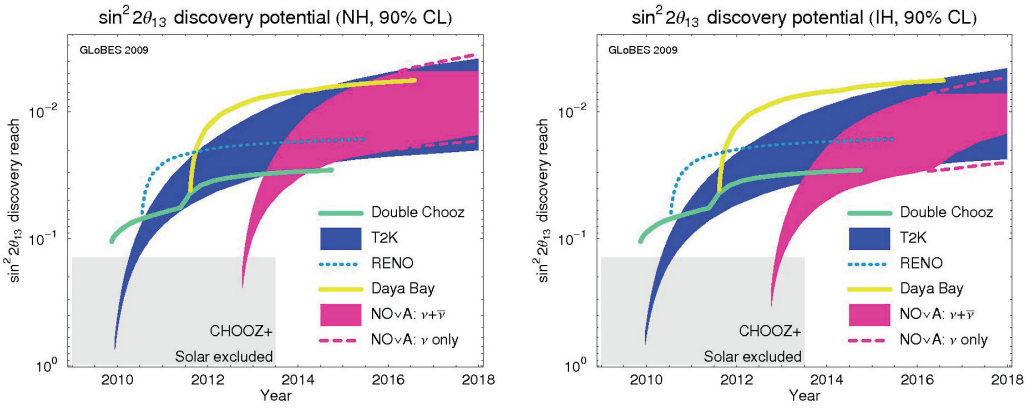


FIGURE 8.3 – *Zone de sensibilité des expériences dans la mesure de l'angle θ_{13} en fonction du temps. Les figures de droite et de gauche correspondent respectivement au cas d'une hiérarchie normale et inversée. Les bandes de couleur représentent les valeurs possibles de δ_{CP} [79].*

8.2 La mesure de la phase δ_{CP}

En théorie, s'il y a violation de CP, alors $\delta \neq 0$. Cela signifie que :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} \neq P_{\overline{\nu_\alpha} \to \overline{\nu_\beta}}$$

La mesure des taux de probabilité d'oscillation, par exemple, de $P_{\nu_\mu \to \nu_e}$ et $P_{\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e}}$ permet d'extraire la phase δ_{CP} par la relation suivante :

$$\frac{P_{\nu_\mu \to \nu_e} - P_{\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e}}}{P_{\nu_\mu \to \nu_e} + P_{\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e}}} \approx \left(\frac{sin2\theta_{12} sin2\theta_{23}}{2sin^2\theta_{23}}\right)\left(\frac{sin^2 \frac{\Delta m^2_{12} L}{4E}}{sin2\theta_{13}}\right) sin\delta$$

Le premier terme entre parenthèses est proche de l'unité. La mesure de δ_{CP} est possible à condition que l'angle θ_{13} soit supérieur à 1° et que le rapport de L/E soit suffisamment grand compte tenu de la faible valeur de Δm^2_{12}.

En pratique, la mesure de δ_{CP} demeure cependant difficile en raison des différences de flux et de section efficace entre les neutrinos et les anti-neutrinos, et aussi à cause des effets de matière.

Une autre façon de mettre en évidence l'effet de la phase δ_{CP} est la mesure relative de l'amplitude du premier et du deuxième maximum d'oscillation envisagé par exemple avec T2KK, T2K to Okinoshima [76])

8.3 La détermination de la hiérarchie des masses

Dans le vide, la probabilité d'oscillation est invariante lorsque,

$$\Delta m^2_{31} \to -\Delta m^2_{31}, \ \delta_{CP} \to \pi - \delta_{CP}$$

La seule manière de lever l'ambiguïté de la hiérarchie des masses est d'utiliser les effets de matière dans l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$ pour de lever la dégénérescence dans les solutions.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

L'effet de matière apparaît dans le terme A de l'équation 8.1 :

$$A \equiv \frac{2E_\nu V}{\Delta m^2_{31}}$$

Si l'effet de matière est important c'est-à-dire A>1, le terme (1-A) de cette équation dépend fortement de la hiérarchie des masses en raison du signe de Δm^2_{31}. A la résonance, on a A = 1, la hiérarchie des masses est dite "normale" pour les neutrinos si $\Delta m^2_{31} > 0$, et pour les anti-neutrinos cette hiérarchie est dite "inversée" si $\Delta m^2_{31} < 0$.

Cependant si A est très inférieur à 1, on a

$$A \equiv \left|\frac{2E_\nu V}{\Delta m^2_{31}}\right| \approx 0.09 \left(\frac{E}{GeV}\right) \left(\frac{|\Delta m^2_{31}|}{2.5 \times 10^{-3} eV^2}\right)^{-1}$$

pour une densité de matière de 3 g/cm^3 [77].

Au maximum de la première oscillation caractérisée par $|\Delta m^2_{31}|\, L/2E \approx \pi$, or

$$E \approx 0.2\ GeV \left(\frac{L}{100\ km}\right) \left(\frac{|\Delta m^2_{31}|}{2.5 \times 10^{-3} eV^2}\right)$$

Cela implique que pour les expériences sur des distances de 130 km, 295 km et 730 km, l'effet de matière est de l'ordre respectivement de 2%, 5%, 13%. Cet effet doit être suffisamment important pour déterminer le signe de Δm^2_{31} dans la résolution de la dégénérescence des solutions de $P_{\mu e}$ (cf. figure 8.4).

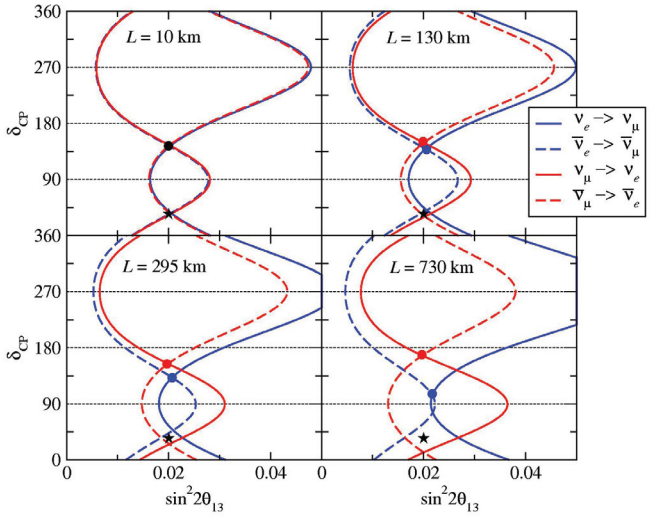


Figure 8.4 – *Localisation des solutions dégénérées en fonction de la distance parcourue par le faisceau, correspondant au cas d'une hiérarchie normale des masses. Les points bleus et rouges montrent la localisation des solutions dégénérées quand les courbes ν et $\bar{\nu}$ se croisent. Ils se séparent avec l'augmentation de la distance [77].*

8.4 Vers le futur de la mesure de précision

Lors du Workshop tenu au CERN en octobre 2009 sur la stratégie européenne de la physique du neutrino du futur, il ressort qu'à l'horizon 2020 la communauté des physiciens du neutrino s'oriente

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

vers une physique de mesure de précision des paramètres d'oscillation nécessitant la mise en place de faisceaux plus intenses et plus purs et de détecteurs toujours plus massifs. Plusieurs projets phares sont actuellement en cours de recherche et de développement en Europe, aux Etats Unis, comme au Japon. Ils impliquent des choix technologiques différents qui vont être présentés ci-après.

8.4.1 Les super faisceaux

Les super faisceaux sont des faisceaux conventionnels qui utilisent la désintégration des pions et des kaons pour produire des neutrinos, mais à des puissances bien plus élevées de l'ordre de plusieurs MW comparées à la puissance nominale actuelle de 0.512 MW du CNGS et 0.4 MW du NuMI.

Le projet européen SPL (Super Proton Linac) vise à fournir un faisceau de protons d'une puissance de 4 MW avec une énergie cinétique de 2.2 GeV seulement. Le faisceau de neutrinos généré a une énergie moyenne de 260 MeV, cette faible énergie permet d'améliorer la pureté du faisceau par la réduction de la production de kaons qui peuvent être sources de ν_e. La cible en mercure liquide avec un noyau riche en protons assure une bonne production en pions chargés. Cependant à la réunion de perspectives de Chamonix en 2010 sur le développement des accélérateurs au CERN, la construction du SPL n'a pas été retenue comme l'option principale pour le renouvellement de machines au CERN en vue de l'amélioration du LHC.

Quant à T2K et NOνA, l'optimisation des installations vise à augmenter respectivement la puissance du faisceau de 0.75 MW à 1.66 MW et 0.7 MW à 2.3 MW.

Malgré les progrès des faisceaux, avec la technique off-axis ou avec des faisceaux de basse énergie, des limitations demeurent, notamment la contamination en $\overline{\nu}_\mu, \nu_e, \overline{\nu}_e$ due aux pions et kaons au mauvais signe, et en particulier celle des ν_e qui représente un bruit de fond pour la mesure de θ_{13} et δ. Du fait que les neutrinos résultent d'une désintégration secondaire, une incertitude de l'ordre de 10% affecte la connaissance du flux. En raison de ces limites, il est difficile d'atteindre une précision de mesure de l'ordre de 1% avec cette technologie.

8.4.2 Les faisceaux Bêta

Le concept des faisceaux β est de produire des $\nu_e, \overline{\nu}_e$ à partir de la désintégration β d'ions radioactifs accélérés, par exemple dans le complexe SP-SPS du CERN, avec un facteur de Lorentz $\gamma \approx 100$. Ces ions ($^6He^{2+}$, $^{18}Ne^{10+}$) seraient ensuite stockés dans un anneau où ils vont se désintégrer. Les ions radioactifs sont choisis en fonction de leur durée de demi-vie au repos de l'ordre de la seconde, de leur facilité à être produits, et du grand rapport γ/Q (où Q est l'énergie disponible dans la désintégration).

Le projet EURISOL a soumis en 2009 une première étude d'ensemble cohérente sur la conception d'un faisceau β (cf. figure 8.5). Un autre projet, EUROnu, reprenant les études d'EURISOL, travaille sur la production d'ions radioactifs ^8B, ^8Li.

L'intérêt de ce type de faisceau est d'avoir une seule saveur présente dans le faisceau de neutrinos, un spectre d'énergie ne dépendant que de deux variables (γ, Q), et un flux contrôlé donné par le nombre d'ions circulant dans l'anneau.

8.4.3 Les usines à neutrinos

Les usines à neutrinos visent à produire un faisceau parfaitement connu à partir de la désintégration des muons :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$$

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

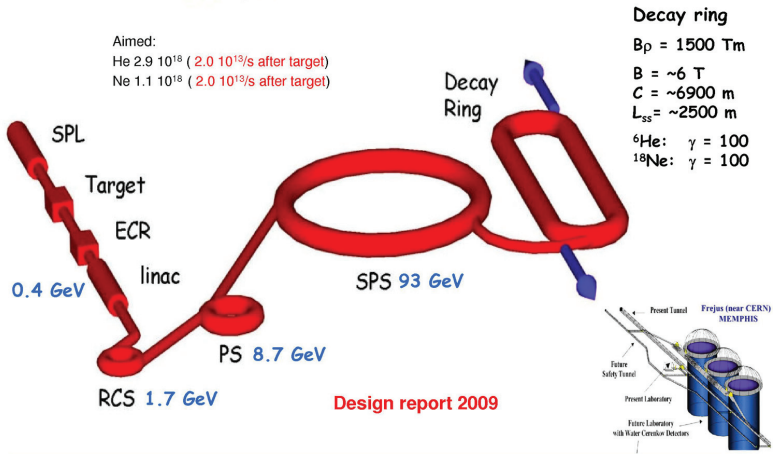


Figure 8.5 – *Schéma du complexe de faisceau β dans le projet EURISOL.*

Le principe de départ est le même que pour les super faisceaux où il s'agit de produire des pions à partir d'un faisceau de protons sur une cible. Les muons issus de la désintégration des pions sont collectés puis rassemblés pour former des paquets. Ils sont ensuite refroidis afin de réduire leur émittance transversale avant d'être accélérés de 130 Mev à 25 GeV et injectés dans deux anneaux de stockage où ils vont se désintégrer (cf. fig 8.6).

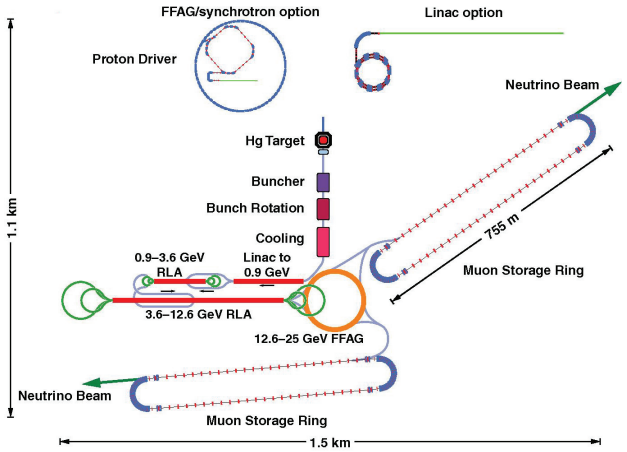


Figure 8.6 – *Schéma du complexe d'une usine à neutrinos proposé par IDS-NF (International Design Study for a Neutrino Factory) [80].*

Les canaux d'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_\mu$ sont appelés *golden channel*, car les ν_e qui oscillent en ν_μ peuvent interagir dans le détecteur et produire des μ^-, et inversement les $\overline{\nu}_e$ qui oscillent en $\overline{\nu}_\mu$ peuvent produire des μ^+ qui sont facilement identifiables dans un détecteur magnétique. La comparaison des taux d'événements $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_\mu$ conduit à une mesure précise de θ_{13}, de δ et du signe de Δm^2_{23} comme le montre la figure 8.7 où le rapport des taux d'oscillation est représenté en fonction de δ et du signe de Δm^2_{23} pour des muons μ^+ et μ^- de 20 GeV.

S'il s'avère que $sin^2\theta_{13} << 10^{-2}$, il sera alors nécessaire, pour lever l'ambiguïté sur le signe de Δm^2_{23}, de conduire des expériences d'oscillation sur de très longues distances de l'ordre de plusieurs milliers de kilomètres que seules les usines à neutrinos sont capables de réaliser.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

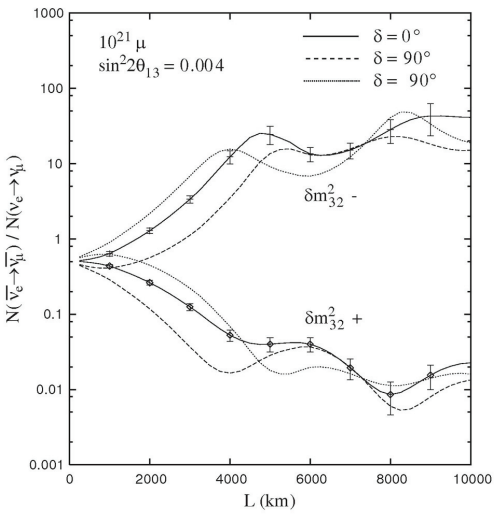


Figure 8.7 – *Evolution du rapport du nombre $\nu_e \to \nu_\mu$ et $\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_\mu$ en fonction de la distance parcourue.*

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Chapitre 9

Conclusion

Ce travail de thèse, réalisé dans le cadre des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow \mu$ dans l'expérience OPERA, a consisté dans un premier temps à élaborer un algorithme de sélection des événements d'interaction de neutrinos dans la cible du détecteur. Les données du Run 2008 et les simulations MC ont permis de valider l'algorithme tant au niveau de la sélection des événements NC et CC qu'au niveau du rejet du bruit de fond provenant des particules externes de faibles énergies.

L'analyse de l'identification du muon dans les détecteurs électroniques et l'analyse de la connexion de sa trace avec celles reconstruites dans les émulsions au niveau de la simulation ont permis de calculer les efficacités et aussi d'évaluer le fond charmé. Ce travail correspond à l'étude de la corrélation impulsion/longueur de parcours et également de la signature du muon au niveau du CS. La comparaison MC/données réelles des traces dans le CS a comporté aussi l'étude de la contribution des traces provenant des gerbes électromagnétiques. L'analyse de l'identification des électrons au niveau des CS a montré une certaine disparité entre la simulation MC et les données, et le besoin de développer les outils ad-hoc destinés au scanning des gerbes électromagnétiques.

L'élaboration d'un réseau de neurones pour la discrimination entre les événements tau et les événements charmés, indépendamment de l'identification du muon, permet de réduire d'un facteur 5 le fond charmé. Il peut en outre être utilisé pour les autres canaux de désintégration du tau avec 1 prong. Cet outil est complémentaire à la stratégie d'analyse du Proposal.

La réévaluation des efficacités de détection du tau dans le canal muonique et la réévaluation de tous les bruits de fond ont été faites en prenant en compte et les efficacités calculées et les résultats du Run 2008-2009 concernant la localisation des vertex d'interaction après application de la *Decay search*, et la reconstruction des traces de muon dans les émulsions. Cette réévaluation a permis de voir d'une part que malgré l'introduction de deux nouvelles efficacités non prévues dans le Proposal, la probabilité de détection des événements tau dans le canal muonique est similaire à celle prévue par le Proposal-2007, et d'autre part que le fond recalculé présente une augmentation sensible en raison de plusieurs facteurs.
Des améliorations possibles que nous avons évoquées sont en cours d'étude pour finaliser l'évaluation de leur impact sur l'efficacité du signal et les fonds.

Dans l'analyse des données 2008-2009 on n'a pas trouvé la signature d'une désintégration de tau dans le canal muonique (17% BR), mais un unique candidat tau dans le canal hadronique (50% BR) a été observé d'après ce qui était attendu. Ce travail sera utile lorsqu'un nouveau candidat $\tau \rightarrow \mu$ sera trouvé.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Table des figures

2.1 Réaction nucléaires dans le soleil . . . 12
2.2 Spectre en énergie des neutrinos solaires . . . 12
2.3 Résultats de GALLEX et GNO. . . . 14
2.4 Le détecteur de Super-Kamiokande . . . 15
2.5 Le détecteur SNO . . . 16
2.6 Résultats de SNO en 2002 . . . 17
2.7 Paramètres d'oscillation dans SNO . . . 17
2.8 Schéma du détecteur de Kamland . . . 18
2.9 Rapport N_{obs}/N_{exp} en fonction de L/E . . . 19
2.10 Spectre d'énergie des positrons dans Kamland . . . 19
2.11 Contours des paramètres d'oscillation dans Kamland . . . 20
2.12 Collision des rayons cosmiques avec les atomes de l'atmosphère terrestre . . . 20
2.13 Représentation des valeurs de R obtenues dans différentes expériences . . . 21
2.14 Le détecteur dans l'expérience de CHOOZ . . . 21
2.15 Résulat de CHOOZ . . . 23
2.16 Représentation des neutrinos atmosphériques en fonction de la distance parcourue L . . . 23
2.17 Distribution angulaire zénithale . . . 24
2.18 Contours de confiance des paramètres d'oscillation . . . 24
2.19 Contour des paramètres d'oscillation dans l'expérience K2K . . . 25
2.20 Photo d'un des deux détecteur MINOS . . . 26
2.21 Distribution des interactions ν_μ en fonction de l'énergie . . . 26
2.22 Contour des paramètres d'oscillation . . . 26
2.23 Schémas de la hiérarchie de masse des neutrinos . . . 28
2.24 Nombre d'événements $\overline{\nu_e}$ observés en fonction de l'énergie . . . 29
2.25 Echelle des masses . . . 29
2.26 Distribution en énergie de l'électron . . . 30
2.27 Vue schématique de l'ensemble expérimental de KATRIN . . . 30
2.28 Echelle de masse effective du neutrino ν_e . . . 31
2.29 Schéma de la double désintégration β sans neutrino . . . 31
2.30 Distribution de la somme des énergies des deux électrons dans la double désintégration β 31
2.31 Echelle de masse effective du neutrino $\nu_{\beta\beta}$ . . . 32

3.1 Photo du détecteur . . . 36
3.2 Principaux composants de faisceau CNGS . . . 37
3.3 Optimisation du produit de la probabilité d'oscillation par la section efficace d'interaction 37
3.4 Cycle d'extraction de protons dans le SPS . . . 38
3.5 Topologie de la désintégration du tau . . . 39
3.6 La brique ECC . . . 39

3.7 Vues schématiques de la brique avec les CS . . . 40
3.8 Topologies de désintégration du τ dans la brique . . . 40
3.9 Schéma d'un barreau et d'un plan de scintillateur . . . 41
3.10 Schéma d'un barreau et d'un plan de scintillateur . . . 42
3.11 Vues schématiques d'un aimant d'OPERA . . . 43
3.12 Vue de dessus d'une Chambre à Plaques Résistives (RPC) . . . 44
3.13 Vue schématique du spectomètre à muon avec les PT . . . 44
3.14 Reconstruction du premier événement dans le détecteur électronique . . . 45
3.15 Comparaison données/MC de la distribution nombre de murs traversé × densité par le candidat muon . . . 46
3.16 Détermination de la brique à extraire . . . 48
3.17 Vue schématique du système de rayons X . . . 49
3.18 Principe de fonctionnement du système Track Selector . . . 50
3.19 Schéma des différentes étapes de scanning du système européen . . . 50
3.20 Schéma de construction de la base-trace . . . 51
3.21 Distribution de la position et de l'angle résiduelles entre prédiction et trace mesurée du muon . . . 51
3.22 Distribution de la position et de l'angle résiduels entre les base-traces mesurées dans les 2 CS . . . 52
3.23 Schéma de la méthode de Scan Back . . . 53

4.1 Reconstruction du premier événement observé . . . 55
4.2 Structure du timing du faisceau dans l'expérience OPERA . . . 57
4.3 Vue du Hall C . . . 57
4.4 Reconstruction des traces du premier événement observé dans la cible . . . 58
4.5 Distance minimale entre la trace du muon et la position des hits . . . 60
4.6 Corrélation observée entre le nombre de hits dits proches . . . 61
4.7 Evénement de type FRONTMUON . . . 62
4.8 Evénement de type SIDEMUON . . . 62
4.9 Evénement de type SPECTRO . . . 63
4.10 Evénénement NC soft . . . 64
4.11 Distribution des hits pour des événements MC se produisant dans le bouclier . . . 65
4.12 Distribution d'amas de hits avec des événements réels . . . 65
4.13 Un événement en courant chargé de type CONTAINED . . . 66
4.14 Exemple de 2 événements en courant neutre de type CONTAINED . . . 67
4.15 Position du vertex primaire des CONTAINED et efficacité de la classification . . . 69
4.16 Position du vertex primaire des CONTAINED et efficacité de la classification . . . 70
4.17 Nombre d'événements observés dans les différentes classifications . . . 71
4.18 Comparaison entre Data vs MC pour les événements CC CONTAINED . . . 72
4.19 Comparaison entre Data vs MC pour les événements FRONTMUON . . . 73
4.20 Représentation schématique des matériaux passifs dans le Hall C . . . 73
4.21 Distribution d'énergie des événements en temps . . . 74
4.22 Histogramme des contributions au bruit de fond données réelles et MC . . . 75
4.23 Histogramme des contributions au bruit de fond . . . 75
4.24 Distribution d'énergie des événements MC . . . 76
4.25 Distribution d'énergie des événements MC CC, NC . . . 76

5.1 Topologie de désintégration du tau et du charme . . . 78

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

5.2 Distributions de l'impulsion du muon dans les événements $\nu_\mu CC$ et charmés 78
5.3 Un événement $\nu_\mu CC$ avec un muon effectuant un long parcours 79
5.4 Un événement $\nu_\mu CC$ avec un muon effectuant un court parcours 79
5.5 Distribution de l'impulsion du muon dans les événements $\tau \to \mu$ 80
5.6 Connexion de la trace du muon brique-ED 81
5.7 Résolution de mesure d'impulsion 83
5.8 Différence angulaire entre la trace du muon dans le CS et le ED 84
5.9 Corrélation impulsion/parcours 85
5.10 Sélection de la zone de corrélation impulsion/parcours 86
5.11 Courbe d'efficacité de matching en fonction de la coupure angulaire 86
5.12 Courbe d'efficacité de matching en fonction de la coupure angulaire 87
5.13 Distribution des mauvaises connexions 90
5.14 Evénement CC n°230781487 92
5.15 Affichage des traces de l'événement 230781487 trouvées dans le CS 92
5.16 Efficacité de trouver des traces dans le CS 93
5.17 Population des particules chargées traversant le CS 94
5.18 Distribution des impulsions et des angles des électrons et positrons 95
5.19 Distribution des angles versus impulsions des électrons et positrons 95
5.20 Courbes d'efficacité des électrons/positrons en fonction de l'angle et de l'impulsion . . 96
5.21 Distribution du delta de l'angle entre CS/ED 97
5.22 Distribution en X et Y de la pente des traces de connexion dans le CS pour Data/MC 98
5.23 Distribution de la pente des traces de connexion dans le CS pour Data/MC 98
5.24 Distribution de la pente des traces autres que celle du muon dans le CS pour Data/MC 99
5.25 Distribution spatiale des traces dans le CS pour Data/MC 99
5.26 Distribution du nombre d'amas et du nombre moyen de traces par amas dans le CS pour Data/MC 100
5.27 Distribution de la pente des traces dans les amas pour Data/MC 101
5.28 Distribution de la largeur des amas et de leur distance par rapport à la trace du muon pour Data/MC 101

6.1 Topologies de désintégration du tau et du charme 103
6.2 Diagramme de Feynman de production de charmes 104
6.3 Section efficace de production du Charme 105
6.4 Schéma de désintégration courte du tau et du D0 107
6.5 Configuration 1 pour les événements charmés sélectionnés 110
6.6 Configuration 2 pour les événements charmés sélectionnés 110
6.7 Configuration 2 pour les événements charmés sélectionnés 111
6.8 Angle thetaclo du tau 111
6.9 Angle $\theta_{closest}$ du charme 111
6.10 Distribution de l'angle $\theta_{closest}$ 112
6.11 Angle θ_{pmk} du tau 112
6.12 Angle θ_{pmk} du charme 112
6.13 Distribution de l'angle thetapmk 113
6.14 Angle $\theta_{dechadangle}$ du tau 113
6.15 Angle $\theta_{dechadangle}$ du charm 113
6.16 Distribution de l'angle dechadangle 113
6.17 Angle θ_{clom} du tau 114
6.18 Angle θ_{clom} du charm 114

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

6.19 Distribution de l'angle θ_{clom} . . . 114
6.20 Distribution du Ptmax . . . 114
6.21 Distribution de l'impulsion de la particule secondaire . . . 115
6.22 Distribution du Ptmuon . . . 115
6.23 Distribution du PtQt . . . 115
6.24 Distribution de la longueur de vol . . . 116
6.25 Distribution du paramètre d'impact . . . 116
6.26 Likelihood des fonctions de vraisemblance . . . 118
6.27 Likelihood du réseau de neurones . . . 119
6.28 Résultats de la discrimination du signal/fond donnés par le réseau de neurones . . . 121
6.29 Résultats du réseau de neurones appliqué au 11 événements de fond charmés . . . 122

7.1 Diagramme de la chaîne d'analyse pour la recherche du tau . . . 125
7.2 Courbe d'évolution des CS extraits, analysés et confirmés . . . 129
7.3 Efficacité de connexion de brique à brique . . . 131
7.4 Topologies de désintégration . . . 132
7.5 Distribution de l'angle de kink (ϵ_{kink}) . . . 134
7.6 Topologie de l'angle θ_{kink} . . . 134
7.7 Distribution de θ_τ versus θ_μ . . . 135
7.8 Distribution de l'angle de kink du muon . . . 142
7.9 Distribution de l'angle de déflection du pion . . . 143
7.10 Distribution de probabilité pour un pion de faire une diffusion. . . . 143
7.11 Diagramme de la chaîne d'analyse de la procédure Decay-search . . . 147
7.12 Schéma de la localisation du vertex primaire . . . 148
7.13 Exemple d'extra-track . . . 148
7.14 Exemple de connexion d'une trace fille au vertex primaire . . . 149
7.15 Distribution du paramètre d'impact d'après Monte Carlo . . . 149
7.16 Comparaison de la distribution de l'IP Data/MC . . . 150
7.17 Distribution du paramètre d'impact du $\tau \rightarrow \mu$ . . . 150
7.18 Comparaison Données/MC des distributions de longueur de vol et de l'angle $\phi_{(charm,\mu)}$ 152
7.19 Visualisation de l'événement 234654975 et des paramètres cinématiques . . . 153
7.20 Effets de l'incertitude de la position des micro-traces . . . 154
7.21 Distribution de θ_X et θ_Y . . . 155
7.22 Distribution de $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$ . . . 155
7.23 Distribution de $\Delta\theta_T$ et $\Delta\theta_L$ pour lequel $R_{T,L}>3$ . . . 156
7.24 Représentation d'un événement candidat τ^- . . . 157
7.25 Coupures cinématiques appliquées à l'événement candidat . . . 159

8.1 Contours des angles de mélanges . . . 162
8.2 Contour de θ_{13} en fonction de la phase δ . . . 163
8.3 Zone de sensibilité des expériences dans la mesure de l'angle θ_{13} . . . 164
8.4 Localisation des solutions dégénérées en fonction de la distance . . . 165
8.5 Schéma du complexe de faisceau β . . . 167
8.6 Schéma du complexe d'une usine à neutrinos . . . 167
8.7 Evolution du rapport du nombre $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_\mu$ . . . 168

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Liste des tableaux

4.1 Efficacités de sélection des événements CC et NC 68
4.2 Efficacité de l'algorithme de sélection 71
4.3 Les événements MC faiblement énergétiques 74

5.1 Efficacités complexives d'identification et de connexion en fonction de la charge du muon 88
5.2 Efficacités combinées d'identification et de connexion en fonction de la charge du muon 88
5.3 Efficacités combinées d'identification et de connexion en fonction de la charge mesurée du muon 89
5.4 Efficacités combinées d'identification et de connexion en fonction de la charge mesurée du muon 89
5.5 Récapitulatif des efficacités complexives d'identification et de connexion en fonction de la charge mesurée du muon 89
5.6 Efficacités complexives d'identification et de connexion avec/sans application du *smearing* sur l'impulsion 90
5.7 Efficacités complexives d'identification et de connexion avec/sans application de la corrélation impulsion/parcours 91
5.8 Efficacité d'identification et de connexion du muon dans l'ED et l'ECC 91
5.9 Tableau des coupures des électrons/positrons dans le CS 96
5.10 Comparaison de population électrons/positrons 97

6.1 Masse et Longueur de vol 104
6.2 Rapport de branchement des particules charmées 106
6.3 Canaux de désintégration et BR 107
6.4 Canal de désintégration des charmes chargés et BR 107
6.5 Nombre d'événements charmés attendus dans OPERA dans le canal muonique 108
6.6 Fractions de production de particules charmées MC 109
6.7 Evénements charmés avec 1 prong sélectionés pour l'analyse 109
6.8 Evénements charmés avec 3 prongs sélectionés pour l'analyse 110
6.9 Structure en couche utilisées 117
6.10 Efficacité obtenue avec les fonctions de vraisemblances 118
6.11 Efficacité obtenue avec les réseaux de neurones 119
6.12 Efficacité des particules charmées avec 3 prongs 120
6.13 Bruit de fond charmé au canal $\tau \rightarrow \mu$ 120

7.1 Nombre d'événements taus attendus par canal et de bruit de fond du Proposal 123
7.2 Efficacité de déclenchement du trajectographe (TT) 126
7.3 Efficacité de caractérisation 127
7.4 Efficacité de localisation du mur et de la brique 127

7.5 Efficacité de localisation de la brique . . . 127
7.6 Résultats de l'efficacité du brick finding pour le Run 2008 . . . 128
7.7 Résultats des CS du Run de 2008 . . . 128
7.8 Efficacité de localisation du vertex d'interaction . . . 130
7.9 Résultats de localisation du vertex d'interaction du Run 2008 . . . 130
7.10 Probabilité d'identification d'un faux muon . . . 132
7.11 Efficacités de l'angle de kink . . . 133
7.12 Efficacités de l'angle de kink . . . 134
7.13 Comparaison des efficacités de cinématique dans le Proposal et recalculées . . . 135
7.14 Comparaison des efficacités de cinématique recalculées et optimisées . . . 136
7.15 Résultats finaux des efficacités . . . 137
7.16 Nombre d'événements de fond . . . 137
7.17 Nombre d'événements de fond pour les événements charmés . . . 138
7.18 Efficacités en fonction des particules charmées . . . 139
7.19 Nombre de fond charmé recalculé . . . 139
7.20 Rapport de branchement dans le canal muonique . . . 140
7.21 Fraction de production des particules charmées . . . 140
7.22 Récapitulatif du fond pour le canal $\tau \to \mu$ . . . 145
7.23 Tableau des efficacités de *Decay Search* pour la reconstruction des topologies de désintégration des particules charmées . . . 151
7.24 Tableau des efficacités de *Decay Search* arpès coupures cinématiques . . . 152
7.25 Topologies et rapport de branchement . . . 153
7.26 Impulsion des particules de l'événement candidat . . . 157
7.27 Variables cinématiques de l'événement candidat . . . 158

8.1 Tableau des expériences à réacteurs . . . 162
8.2 Tableau des expériences à réacteurs . . . 162

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

Bibliographie

[1] W.Pauli. *Lettre à la société de physique de Tübingen (1930)*, LETTER (1930). Reprinted in Physics Today 31 (1978) 27.

[2] C. L. Cowan, F. Reines et al., Science, 124 (1956) 103.

[3] LEP Collaboration. European Physical Journal, 3(1998) 319.

[4] K.Kodama et al. (DONUT Collaboration), Physics Letters B, 504 (2001) 218-224.

[5] M. Schwartz. Physical Review Letters, 4 (1960) 306.

[6] C. S. Wu et al., Experimental test of parity conservation in beta decay, Physical review 105 (1957) 1413.

[7] T.D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254 and Phys. Rev. 105 (1957) 1671.

[8] Goldhaber et al., Helicity of neutrinos, Physical review 109 (1958) 1015.

[9] A. Pitch, The Standard Model of Electroweak Interactions, arXiv :hep-ph/0705.4264v1 (2007) ; D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4th Edition (2000).

[10] P.W. Higgs, Broken Symmetries and Masses of Gauge Bosons, Physical Review Letters 13 (1964) 508.

[11] S. F. King, Neutrino Mass, arXiv :hep-ph/0712.1750v1 (2007).

[12] W. Buchmüller, R. D. Peccei, T. Yanagida, Leptogenesis as the origine of matter, hep-ph/0502169v2 (2006) ; A. de Gouvêa, Current Situation in the Neutrino Sectors, Workshop (European Strategy for Future Neutrino Physics), Cern, 1 octobre 2009.

[13] A. Sakharov, Violation Of Cp Invariance, C Asymmetry, And Baryon Asymmetry Of The Universe, JETP Letters, 5, 24-27 (1967).

[14] B. Pontecorvo, Zh.Eksp. Teor. Fiz. 34, 247 (1957) [Sov. Phys. JETP 7, 172 (1958)] ; B. Pontecorvo, Zh.Eksp. Teor. Fiz. 53, 1717 (1967) [Sov. Phys. JETP 26, 984 (1968)].

[15] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).

[16] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17, 2369 (1978) ; S. Mikheyev and A. Smirnov, Yad. Fiz. 42, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. 42, 913 (1986)] ; Zh. Eksp. Teor. Fiz. 91, 7, (1986) [Sov. Phys. JETP 64, 4 (1986)] ; Nuovo Cimento 9C, 17 (1986).

[17] J. N. Cleveland et al., Astrophys. J. 496,505 (1998).

[18] GALLEX collaboration, Phys. Lett. B447 (1999) 127.

[19] T. Kristen, *Progress in GNO*, présentation lors de la Conférence Neutrino 2002.

[20] J. N. Abdurashitov et al., arXiv :astro-ph/0204245v2, 9 jul 2002.

[21] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. volume 89, N°1 (2002) [hep-ex/0204008].

[22] B. Aharmim et al., *Low Energy Threshold Analysis of the Phase I and Phase II Data Sets of the SNO*, arXiv :0910-2984, 2010.

[23] K. Eguchi K et al. Physical Review Letters 90 (2003) [hep-ex/0212021].

[24] T. Araki et al. Physical Review Letters 94 (2005) [hep-ex/0406035].

[25] M. Apollonio et al., 2003 [hep-ex/0301017v1].

[26] Y. Ashie et al. Super-Kamiokande Collaboration Phys. Rev. D 71, 112005 (2005) [hep-ex/0501064].

[27] M. H. Ahn et al. Physical Review D74 (2006).

[28] S. Yamamoto et al. Physical Review Letters 97 (2006).

[29] D.G. Michael et al. Physical Review Letters 97 (2006).

[30] P. Adamson et al. Physical Review Letters 101 (2008).

[31] P. Vahle, *New Results from MINOS*, présentation lors de la Conférence Neutrino 2010.

[32] C. Giunti, *Double Beta Decay and the Absolute Neutrino Mass Scale*, arXiv :hep-ph/0308206v1, 20 août 2003.

[33] R. Van de Water, *Updated Anti-neutrino Oscillation Results from MiniBooNE*, présentation lors de la Conférence Neutrino 2010.

[34] J. Wolf, *The KATRIN Neutrino Mass Experiment*, arXiv :0810/0810.3281v1.

[35] O. Cremonesi, *Neutrinoless Double Beta Decay : Present and Future*, arXiv :hep-ex/0210007v1, 4 octobre 2002.

[36] A. Strumia et F. Vissani, *Implication of neutrino data circa 2005*, arXiv :hep-ph/0503246v1, 24 mars 2005.

[37] OPERA collaboration, M. Guler et al., An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam : experimental proposal, CERN-SPSC-2000-028, LNGS P25/2000.

[38] http ://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/

[39] D. Autiero et M. Komatsu, *Physics Performance for 3 and 1 Supermodule*, OPERA internal note, February 2002.

[40] A. Cazes, *Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'expérience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus*, Thèse de Doctorat, Université Paris VI.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

[41] C. Jollet et A. Meregaglia, *Muon identification - Electronic detectors and emulsions matching*, OPERA internal note, February 2009.

[42] OPERA Collaboration, *Analysis with the electronic detectors of the neutrino interactions recorded by the OPERA experiment*, 2010.

[43] A. Bertolin et N. T. Tran, *OpCarac : an algorithm for the classification of the neutrino interactions recorded by OPERA*, OPERA internal note, August 2009. OPERA internal note, February 2009.

[44] L. Arrabito, *Développement d'un système ultra rapide pour le scan des émulsions nucléaires d'OPERA et étude sur la localisation des vertex de l'interaction des neutrinos à l'aide de ce système*, Thèse de Doctorat, UCBLyon-1, 2007.

[45] R. Acquafredda et al. [OPERA Collaboration], *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, JINST 4 P04018, avril 2009.

[46] N. Agafonova [OPERA Collaboration], *The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment*, JINST 4 (2009) 3.

[47] J. E. Campagne et A. Cazes, *Pattern recognition*, OPERA internal note, Décembre 2002.

[48] T. Tran, *Algorithm for the selection of neutrino interactions in the target*, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, Sorrento (2008).

[49] F. DiCapua, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Charm hunting in OPERA* (2008).

[50] N. Ushida et al. (E531 Coll.), *Phys. Lett. B* 206, 375 (1988).

[51] E. Eskut et al. Phys.Letter B, 424 (1998) 202.

[52] A. Kayis-Topaksu [CHORUS Collaboration], *Associated Charm Production in Neutrino-Nucleus Interactions*, The European physical journal. C, Particles and fields 2007, vol. 52, no3, pp. 543-552. CERN-PH-EP-2007-031.

[53] Onengüt, G. and Van Dantzig, R. and De Jong, M. and Oldeman, RGC and Güler, M. and Köse, U. and Tolun, P. and Catanesi, MG and Muciaccia, MT and Winter, K. and others, *Measurements of D0 production and of decay branching fractions in neutrino nucleon scattering*, Phys. Lett. B. 613, (2005).

[54] D. Autiero, Muon identification efficiency, note interne OPERA (2001).

[55] C. Jollet et A. Meregaglia, *Muon identification - Electronic detectors and emulsions matching*, OPERA internal note 101, Septembre 2009.

[56] M. Besnier et D. Duchesneau, *Momentum measurement of charged particles in Emulsion Cloud Chamber using the angular method OPERA*, OPERA internal note 92, September 2008.

[57] D. Autiero, 97th SPSC meeting, *OPERA Status Report*, june 2010.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

[58] CHORUS Collaboration, Phys . Lett. B. 613 (2005) 105.

[59] D. Autiero et S. Dusini, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Efficiencies and backgrounds re-evaluation*, 2 avril 2009.

[60] C. Héritier, *Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA*, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[61] N. Di Marco et al., Présentation à la réunion de physique d'OPERA à Nagoya, *CS scanning in Europe*, Mars 2010.

[62] G. De Lellis, Présentation à la réunion de physique d'OPERA à Nagoya, *Scanning overview*, Mars 2010.

[63] D. Autiero, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Physics analysis*, 4 avril 2010.

[64] Official Decay Search Procedure, *OPERA decay search procedure*, 25 Septembre 2009. http ://opera-web.lngs.infn.it/operawiki/index.php/DecaySearchProc

[65] F. Di Capua, Meeting d'OPERA à Nagoya, *Scanning analysis in Napoli*, mars 2010.

[66] T. Strauss, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Charm decay search*, 5 février 2010.

[67] D. Autiero, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Physics analysis*, 18 janvier 2010.

[68] D. Autiero, Rencontre de Moriond, *Status of the OPERA experiment at the CNGS beam*, 2010.

[69] T. Strauss, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Charm Studies Update*, 26 mars 2010.

[70] T. Strauss, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Charm Studies*, 28 avril 2010.

[71] T. Strauss, Présentation à une réunion de physique d'OPERA, *Charm Events in OPERA 2008+2009*, 7 juin 2010.

[72] OPERA collaboration, M. Guler et al., Status Report on the OPERA experiment, CERN/SPSC 2001-025, LNGS-EXP 30/2001 add. 1/01.

[73] A.Marotta *Performances of the OPERA experiment to search for numu → nutau oscillations in ECC.* Thèse soutenue en 2006.

[74] OPERA Collaboration, Observation of the first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam, Physics Letters B 691 (2010). arXiv : 1006.1623v1.pdf.

[75] T. Schwetz et al., *Three-flavour neutrino oscillation update*, arXiv :0808.2016v3 (2010).

[76] A. Badertscher et al. *A Possible Future Long Baseline Neutrino and Nucleon Decay Experiment with a 100 kton Liquid Argon TPC at Okinoshima using the J-PARC Neutrino Facility*, (2008) arXiv :0804.2111v1.

[77] T. Schwetz, Determination of the neutrino mass hierarchy in the regime of small matter effect, hep-ph/0703279, 27 mars 2007.

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

[78] T. Schwetz, Neutrino Phenomenology, Workshop (European Strategy for Future Neutrino Physics), Cern, 1 octobre 2009.

[79] P. Huber et al, First hint for CP violation in neutrino oscillations from upcoming superbeam and reactor experiments, arXiv : 0907.1896, 10 juillet 2009.

[80] https ://www.ids-nf.org/wiki/FrontPage/Documentation?action=AttachFiledo=viewtarget=IDS-NF-002-v1.1.pdf

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013

NOM : TRAN
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)
Prénoms : Ngoc Tiem

DATE de SOUTENANCE

18 octobre 2010

TITRE : Recherche des oscillations de neutrinos par apparition du ν_τ avec désintégration muonique du τ dans l'expérience OPERA

Numéro d'ordre : 203-2010

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE
X	☐	☐	☐

Spécialité : Physique des Particules

Cote B.I.U. – Lyon : T 50/210/19 / et bis

CLASSE :

RESUME : La physique des oscillations de neutrinos occupe une place majeure dans les études s'intéressant à cette particule. Le mécanisme des oscillations, basé sur un changement d'état de saveur d'un neutrino durant sa propagation, permet d'élucider les déficits observés de neutrinos solaires et atmosphériques et apporte des indications intéressantes de physique au delà du Modèle Standard par l'étude des angles de mélanges et du schéma de masse des neutrinos.

L'expérience OPERA est la première expérience conçue pour observer l'apparition d'un ν_τ par l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le faisceau CNGS allant du CERN vers le Gran Sasso. OPERA est un détecteur hybride combinant à la fois la technique d'une détection électronique en temps réel et la technique de la chambre à brouillard à émulsion ou ECC (EmulsionCloud Chamber). Le détecteur ECC est un détecteur massif (cible) composé de 150000 briques dont chacune est constituée de feuilles de plombs, utilisées comme cible, alternées avec des émulsions nucléaires dont la précision de reconstruction des traces est de l'ordre du micron. Le détecteur comprend également deux spectromètres avec des plaques de fer magnétisé de 5 cm d'épaisseur alternées avec les détecteurs RPC (Resistive Plate Chamber) associés à six ensembles de drift tubes (PT) pour la mesure de la charge et de l'impulsion du muon, et un plan de veto servant à la rejection des particules extérieures à la cible. Cette technique permet en même temps une résolution spatiale très poussée et la réalisation d'une cible très massive (~ kt) qui sont deux conditions nécessaires à l'observation topologique de la désintégration du tau provenant des interactions en courant chargé du ν_τ.

Cette thèse présente une étude sur la désintégration du tau dans le canal muonique. Elle a contribué 1) au développement d'un algorithme de sélection des interactions de neutrinos dans la cible, 2) aux études sur l'identification du muon dans les détecteurs électroniques et la connexion de sa trace avec celles reconstruites dans les émulsions, qui représentent un point fondamental aussi bien pour l'identification du τ que pour le reject du fond charmé, 3) au calcul du bruit de fond charmé, 4) au développement d'un réseau de neurones pour discriminer le signal de la particule τ du fond charmé indépendamment de l'identification du muon dans les détecteurs électroniques, 5) aux résultats de recherche des oscillations dans ce canal sur un sous ensemble de données 2008-2009 avec une réévaluation des efficacités pour le signal du canal tau en muon et les bruits de fond qui lui sont associés.

MOTS-CLES : Oscillation – neutrino – désintégration du tau – canal muonique – bruit de fond charmé – réseau de neurone

Directeurs de recherches : Dario Autiero

Président du jury : Composition du jury : H. Pessard – J. Dumarchez G. Chanfray – B. Ille-A. Bertolin

181 pages

tel-00534753, version 2 - 18 Jul 2013