LYON I **LAPP**
N° D'ORDRE : 113-2004 LAPP-T-2004-03

Ecole doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique des particules

par

Murièle LAVY

SUJET :

Développement des outils d'analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow$ 3 hadrons chargés

Soutenue le 6 juillet 2004 devant la commission d'examen

MM.	Jean-Eric CAMPAGNE	rapporteur
	Jacques COLAS	membre invité
	Dominique DUCHESNEAU	directeur de thèse
	Jules GASCON	président
	Imad LAKTINEH	
	Sylvie ROSIER-LEES	
	Gaston WILQUET	rapporteur

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à ma famille et à mon mari, leur soutien inconditionnel m'a beaucoup aidé dans les moments difficiles. Sans aucune hésitation devant l'engagement financier, mes parents m'ont soutenu tout au long des mes études. Ils m'ont encouragé à persévérer dans les moments de doutes et je les en remercie grandement. Mes sœurs, Christèle et Delphine, étudiantes elles aussi, ont toujours été présentes lors de la "saison" des examens et partiels pour me motiver et je leur dois une fière chandelle. Enfin et surtout, je dois beaucoup à mon mari, Bruno, qui a su faire face à tous mes états d'âme, surtout lors de la phase de rédaction. Son calme et son sens pratique m'ont permis de relativiser dans les moments d'angoisse. Au lieu de protester contre tous mes déplacements et mes absences, il m'a encouragé à toujours donner le meilleur de moi-même et à faire fi de tous les obstacles. Pour tout ça, je ne saurais jamais assez le remercier.

Mes remerciements vont également à Dominique Duchesneau, mon directeur de thèse, qui a su trois années durant m'encourager et me motiver. Le travail présenté dans cette thèse lui doit beaucoup. Sa rigueur et son encadrement de tous les instants m'ont permis de ne jamais perdre le fil ou m'égarer dans des voies sans issues. Son efficacité redoutable pour contourner les problèmes dûs au manque d'outils d'analyse dans la collaboration (à l'époque où j'ai commencé ma thèse) m'a été très utile et je lui en suis très reconnaissante. Son esprit synthétique lors de la relecture du manuscrit m'a été d'une grande aide.

Je remercie très chaleureusement Gaston et Jean-Eric, rapporteurs, pour leur lecture très attentive du manuscrit ; leur corrections et suggestions ont grandement contribué à l'amélioration de celui-ci. Mes remerciements vont également à Jules Gascon qui a accepté de présider le jury et à Sylvie, Imad et Jacques qui ont acceptés d'en faire partie. Je précise également que sans

l'aide précieuse de M. Meyer et Mme Chosson, j'aurais eu à effectuer de nombreux allers-retours Annecy-Lyon. Enfin, je remercie vivement Francois Mugnier qui s'est intéressé à mon travail et m'a permis de continuer mes études.

Par ailleurs je remercie tous les membres du groupe OPERA et particulièrement Jérôme qui partage mon bureau depuis le mois d'octobre 2003. Il a eu à subir mes nombreuses questions et jérémiades (concernant notamment l'implacable loi de Murphy...). Toute ma gratitude à Jean, qui en dehors de ses blagues anti-femme, a toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions. Enfin je n'oublie pas Fabrice, Francois, Inno, Jean-Phillipe, Laurent, Matthieu, Sophie et Thierry qui ont toujours été là pour répondre à mes questions et m'aider. Ces trois années passées en leur compagnie ont été très enrichissantes et agréables. Merci encore.

Je tiens à souligner qu'il a été très agréable pour moi de travailler avec Jean-Eric (logiciel de simulation) et Imad (logiciel de scanning). Leur gentillesse et leur patience ont été exemplaires. Toute ma reconnaissance va également à l'ensemble des gens de la collaboration avec qui j'ai interagi : Antoine, Carole, Dominique D, Frederic, Lionel, Pasquale, Perrine et tous ceux que j'oublie. Enfin ces trois années de thèse n'auraientt pas été les mêmes sans la solide amitié de Carole et Antoine. Je les remercie de tout cœur pour tous les fous rire et les bons moments passés ensemble.

La rédaction d'un manuscrit n'est pas quelque chose d'aisé ; ceux qui ont déjà eu à le faire ne me contrediront pas. Les fautes de frappe, les petites coquilles, les mal-dit sont de "petites bêtes" difficiles à traquer. C'est pourquoi je remercie Christèle, Delphine, Dominique D., Dominique B., Gaston, Jean, Jean-Eric, Jérôme, Laurent F. et Mathilde pour leur nombreuses lectures et re-lectures. Je n'oublie pas non plus Francois pour le chapitre 2, Henri pour le chapitre 1 et Elisabeth et Véronique pour le chapitre 5. Malgré leur efficacité, il est fort possible que quelques fautes subsistent ce dont je m'excuse par avance.

Je ne pourrais terminer ces remerciements sans saluer la gentillesse et le dévouement des personnes du laboratoire. Je commencerai par les "filles" du service administratif qui m'ont aidé à maintes reprises pour les inscriptions, les missions, l'hébergement, le matériel de bureau, les livres et articles, les activités de loisirs etc... Je poursuivrai avec les services généraux qui sont intervenus dès que j'en avais besoin (stores, fenêtre, voitures, chauffage, prises etc...). Et enfin que dire du service informatique que j'ai harcelé durant ces trois ans. J'applaudis leur réactivité, leur efficacité et leur persévérance. Avec

mon terminal X, j'ai du faire appel à eux à de nombreuses reprises et jamais ils ne m'ont laissé tomber. Ils ont passé beaucoup de temps à résoudre mes problèmes et je leur dois beaucoup. Merci encore.

Pour finir, je remercie de tout cœur tous ceux qui ont pris le temps de discuter avec moi, de prendre un café, de m'écouter quand ça n'allait pas, de plaisanter... Ils sont trop nombreux pour être cités ici mais je ne les oublie pas. Ces trois années ont été formidables en grande partie grâce à eux. J'ai découvert ici des gens exceptionnels, d'une très grande chaleur humaine. Merci pour tout.

Table des matières

Remerciements **iii**

Introduction **xiii**

1 Physique du neutrino **1**
1.1 Le neutrino dans le modèle standard et au-delà 1
1.1.1 Historique du neutrino [1] 1
1.1.2 Le neutrino dans le modèle standard 3
1.1.3 Extension du modèle standard 12
1.2 Etude des propriétés du neutrino 17
1.2.1 Principe de l'expérience DONUT 17
1.2.2 Mesures directes de la masse des neutrinos 19
1.2.3 Désintégration double β 20
1.2.4 Oscillations des neutrinos 20
1.3 Résultats expérimentaux sur les oscillations de neutrinos . . . 27
1.3.1 Mise en évidence des oscillations de neutrinos et sensibilité des expériences 27
1.3.2 Domaine des paramètres Δm^2 solaires 29
1.3.3 Domaine des paramètres d'oscillation Δm^2 atmosphériques 38
1.3.4 Domaine des grands paramètres Δm^2 47
1.3.5 Etat actuel de la matrice de mélange leptonique 49

2 L'expérience OPERA **51**
2.1 Objectifs et motivations 51
2.2 Le faisceau de neutrinos : CNGS 51
2.2.1 Production du faisceau de neutrinos CNGS 52
2.2.2 Contrôle du faisceau 57
2.2.3 Les caractéristiques du faisceau 60
2.3 Le détecteur OPERA 64
2.3.1 La cible 67

2.3.2 Les manipulateurs OPERA 70
2.3.3 Le spectromètre à muons 72
2.4 Principe de fonctionnement et analyse 73
2.4.1 Localisation et extraction de la brique 74
2.4.2 Scanning des émulsions 78

3 Outils d'analyse 81
3.1 Scanning et analyse des émulsions 81
3.1.1 Procédure de scanning 83
3.1.2 Systèmes de scanning 89
3.1.3 Logiciel de reconstruction 101
3.2 Logiciel d'analyse de l'expérience OPERA 103
3.2.1 L'environnement informatique dans OPERA 103
3.2.2 Générateur d'événements 106
3.2.3 Simulation du détecteur 108
3.2.4 Digitisation et reconstruction des événements 113

4 Reconstruction de variables cinématiques dans les émulsions 121
4.1 Mesure d'impulsion par diffusion coulombienne multiple 121
4.1.1 Mesure d'impulsion par diffusion coulombienne 122
4.1.2 Méthode de base 125
4.1.3 Technique de décalages 128
4.1.4 Méthode de dépendance 131
4.1.5 Méthode de dépendance avec technique de décalages . 132
4.1.6 Analyse et résultats des simulations Monte Carlo . . . 133
4.1.7 Résultats pour des données de faisceau-test 146
4.2 Identification des électrons et détection des photons 153
4.2.1 Analyse avec la diffusion multiple 154
4.2.2 Analyse de la gerbe 155
4.3 Muons de faible impulsion 157

5 Recherche d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ avec le canal $\tau^- \to h^+h^-h^-\nu_\tau$ 159
5.1 Analyse des événements ν_τ courant chargé 160
5.1.1 Efficacité d'identification et de reconstruction 160
5.1.2 Caractéristiques du canal $\tau \to$3h 170
5.2 Bruit de fond du canal $\tau \to 3h$ 172
5.2.1 Neutrinos ν_τ provenant de la désintégration de D_s^+ produits dans le faisceau 173
5.2.2 Re-interactions de hadrons et production de résonance 173
5.2.3 Particules charmées 174
5.3 Extraction du signal 184

5.3.1 Cadre de travail pour l'analyse 185
5.3.2 Les variables d'analyse 189
5.3.3 Méthode d'approximation des projections et des corrélations 196
5.4 Performances et sensibilité de l'expérience 204
5.4.1 Résultats pour le canal $\tau \to 3h$ 204
5.4.2 Performances du détecteur OPERA 207

Conclusions **211**

Bibliographie **219**

A **227**
A.1 Termes de masse dans le Lagrangien 227
A.2 Propriétés des transformations CPT 227
A.3 Calcul de la probabilité d'oscillation 229

A ma grand-mère,

Introduction

Depuis son introduction en 1930 par W. Pauli [1], le neutrino a toujours suscité beaucoup de questions :

- Est-il sa propre anti-particule ?
- A-t-il une masse ? ...

Il est mis en évidence expérimentalement pour la première fois en 1956 par Reines et Cowan [2] [3]. Des expériences ont par la suite découvert d'autres types de neutrinos mais ces questions restaient alors sans réponse.

En 1968, le déficit de neutrinos solaires ν_e observé par l'expérience Homestake [4] est une nouvelle étape dans la physique du neutrino. De nombreuses expériences vont alors chercher à mettre en évidence des oscillations de neutrinos, en vain. La zone des paramètres d'oscillations se restreint mais toujours aucune évidence d'oscillations.

En 1988, l'expérience IMB observe un déficit de neutrinos atmosphériques. Puis en 1998, l'expérience Super-Kamiokande [5] met en évidence une disparition de neutrinos atmosphériques (ν_μ) qui tend à valider l'hypothèse des oscillations de neutrinos et donc l'existence d'une masse non nulle pour les neutrinos.

Enfin, en juin 2003, l'expérience SNO met en évidence un changement de saveur des neutrinos en provenance du soleil qui permet de préciser le domaine des paramètres d'oscillation. L'expérience Kamland, en décembre 2003, confirme ces résultats en observant une disparition des neutrinos $\bar{\nu_e}$, issus de réacteurs nucléaires, compatible avec le changement de saveur observé par SNO.

OPERA, pour **O***scillation* **P***roject with* **E***mulsion t***R***acking* **A***pparatus* [6], est une expérience sur le faisceau de neutrinos CNGS [7] produit au CERN. Ce faisceau parcourt une distance de 732 km. OPERA a pour objectif la première observation directe d'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ . Les émulsions photographiques composant le détecteur vont permettre de détecter le lepton τ (et ses produits de désintégrations), signature d'une interaction d'un ν_τ par courant chargé. Cette observation permettrait de corroborer les hypothèses d'oscillation de neutrinos atmosphériques proposées

par l'expérience Super-Kamiokande. L'expérience OPERA débutera en 2006. De nombreuses études basées sur des outils de simulation et des faisceaux-test ont été développés pour déterminer le potentiel d'OPERA.

Les capacités du détecteur OPERA reposent sur la détection d'un lepton τ. Cette thèse est consacrée au développement d'outils d'analyse permettant cette détection et plus spécifiquement à la mise en place de la première analyse du canal de désintégration $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés, dont le taux de branchement est de 15% [8].

Le plan de cette thèse est le suivant :

• Le premier chapitre est consacré à la physique du neutrino . Après un bref rappel historique sur le neutrino , les différents champs d'étude de celui-ci sont presentés : désintégrations double β, mesure directe de masse et oscillations.Pour finir, les résultats de toutes les principales expériences d'oscillations de neutrino sont passés en revue. La compatibilité et l'interprétation de ces résultats concluent ce chapitre.

• Le deuxième chapitre présente l'expérience OPERA. La description du faisceau de neutrinos et du détecteur OPERA constituent les deux premières parties. Le principe de fonctionnement est détaillé dans la troisième partie.

• Le chapitre 3 est consacré à la description des outils d'analyse (logiciels de scanning, logiciels de simulation...) utilisés dans OPERA. Le scanning des émulsions s'effectue à l'aide d'un logiciel particulier qui sera décrit dans la première partie de ce chapitre. L'objectif est de développer différentes méthodes pour optimiser les performances du scanning. Le logiciel d'analyse, dont une partie a été développée dans le cadre du projet de thèse, est décrit dans la deuxième partie du chapitre. Il est développé depuis janvier 2001 dans le cadre d'une programmation orientée objet. Tous ces outils d'analyse sont indispensables pour reconstruire les variables cinématiques nécessaires à toute analyse de physique.

• Le chapitre 4 traite de la reconstruction de variables cinématiques. Une méthode originale de mesure d'impulsion par diffusion coulombienne multiple dans les plaques de plomb d'OPERA, développée dans le cadre de cette thèse, est le sujet principal de ce chapitre. La reconstruction des électrons, des photons et des muons de faible impulsion est brièvement explicitée.

• Enfin, la première analyse effectuée dans OPERA du canal hadronique $\tau \rightarrow$3 hadrons chargés est présentée dans le dernier chapitre. Les efficacités propres au détecteur OPERA sont détaillées dans une première partie. Puis après la description des variables cinématiques utilisées pour l'analyse, la méthode utilisant un rapport de vraisemblance tenant compte des corrélations sera expliquée. Cette méthode permet d'obenir une pureté et une efficacité suffisante pour que le canal étudié améliore les performances du détecteur OPERA.

Chapitre 1

Physique du neutrino

1.1 Le neutrino dans le modèle standard et au-delà

1.1.1 Historique du neutrino [1]

Le neutrino a été introduit pour la première fois par W. Pauli dans une lettre adressée à la «Physical Society of Tübingen» le 4 décembre 1930 à Zurich [1]. Dans cette lettre, il explique sa «tentative désespérée» (ajout d'un neutrino) pour assurer la conservation de l'énergie dans la désintégration β du tritium en hélium et électron ($+\nu$). En 1933, E. Fermi reprend cette hypothèse du neutrino et élabore sa théorie de la désintégration β [9].

Il faut attendre 1956 pour mettre en évidence expérimentalement le neutrino. En effet la série d'expériences effectuées entre 1953 et 1956 par Reines et Cowans [2] conduit à la découverte de l'anti-neutrino électronique [3] : $\bar{\nu}_{\mathrm{e}}$. Le principe expérimental est le suivant : des neutrinos sont produits en grand nombre dans le réacteur de Savannah River par désintégration β^- de noyaux radioactifs :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{\mathrm{e}} \tag{1.1}$$

Un grand réservoir de scintillateur liquide permet d'observer les interactions de ces neutrinos avec la désintégration β inverse :

$$\bar{\nu}_{\mathrm{e}} + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.2}$$

Puis en 1962, le neutrino muonique (ν_μ) est mis en évidence au Brookhaven National Laboratory [10]. La mise en service de l'accélérateur AGS dans

[1] la référence [9] a été largement employée pour rédiger cette première partie

ce laboratoire permit à Lederman, Schwartz, Steinberger et al [11] d'obtenir un faisceau intense de protons de plus de 20 GeV ($\simeq 10^{13}$protons $\cdot\, s^{-1}$), produisant un flux de muons secondaires suffisant. Un blindage en acier arrêtait toutes les particules sauf les neutrinos et des chambres à étincelles étaient placées sur le trajet de ces derniers [1]. Ils observèrent alors une production de muons, or des neutrinos électroniques, par conservation du nombre leptonique L_e, auraient conduit à la production d'électrons :

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \tag{1.3}$$

C'est donc la réaction suivante qui se produit :

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- \tag{1.4}$$

Ce qui prouve l'existence d'un second type de neutrino. Cette réaction est de plus en accord avec les prédictions de B.M. Pontecorvo [12] sur la désintégration du muon en électron et deux neutrinos :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{1.5}$$

Enfin, en 2000, l'expérience DONUT (Direct Observation of Nu Tau, Fermilab E872) a mis en évidence le neutrino tau (ν_τ), troisième type de neutrinos, en utilisant une technique de détection basée sur des couches d'émulsions photographiques, celle-là même qu'utilisera OPERA (chapitre 2) [13]. Le principe est le suivant : le faisceau de neutrinos est produit en utilisant des protons de 800 GeV provenant du Fermilab Tevatron. Puis l'interaction courant chargé d'un ν_τ est signée par l'identification du lepton τ. Ce lepton τ se propage typiquement sur 1 mm avant de se désintégrer en formant un deuxième vertex caractérisitique.

La mise en évidence expérimentale de ces 3 neutrinos a confirmé les mesures de LEP, qui en 1998, avait déterminé le nombre de neutrinos légers ($M_\nu < M_Z/2$)[14] :

$$N_\nu = 2.993 \pm 0.011 \tag{1.6}$$

Dans cette période, un certain nombre de découvertes ont été établies comme

- les interactions de neutrinos en courant neutre, en 1973, dans la chambre à bulles GARGAMELLE au CERN [15] :
$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + hadrons \tag{1.7}$$
- la diffusion d'antineutrinos sur des électrons[16] :
$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \tag{1.8}$$

[1] c'est le processus standard pour fabriquer des faisceaux de neutrinos

- le lepton tau τ à SLAC en 1975 [17],
- la brisure de la Parité dans les interactions faibles [18],
- l'hélicité gauche du neutrino [19]

Toutes ces découvertes ont permis de progresser dans les connaissances sur le neutrino. Cela a également permis à Glashow [20], Weinberg [21] et Salam [22] d'unifier les interactions faibles et éléctromagnétiques au sein du Modèle Standard (MS). Tous les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le Modèle Standard et l'observation directe des bosons $W^{\pm}$ [23] et Z^0 [24] (prédits par le MS) en 1983 a couronné de succès cette théorie. Le paramètres du modèle standard ont été mesurés précisémment au LEP et au Tevatron [25] [26].

1.1.2 Le neutrino dans le modèle standard

Le modèle standard (MS) est un formalisme mathématique introduit par Glashow [20], Weinberg [21] et Salam [22] qui permet de décrire les particules et leurs interactions. Les constituants élémentaires de la matière, appelés fermions, y sont des objets ponctuels de spin demi-entier. Ils interagissent entre-eux à l'aide de messagers de spin entier : les bosons. Il existe deux catégories de fermions : les quarks et les leptons, composant tous deux trois familles qui se distinguent par des échelles de masse et des nombres quantiques différents. Les masses des fermions sont reportées dans la table 1.1.

Masse des fermions en MeV					
$1^{\text{ière}}$ famille		$2^{\text{ième}}$ famille		$3^{\text{ième}}$ famille	
ν_e	0	ν_μ	0	ν_τ	0
e^-	0.511 ± 2.10^{-8}	μ^-	105.6 ± 5.10^{-6}	τ^-	$1777^{+0.3}_{-0.26}$
u	$1 < m < 5$	s	$75 < m < 170$	b	$4000 < m < 4400$
d	$3 < m < 9$	c	$1150 < m < 1350$	t	$(174.3 \pm 5.1).10^3$

TAB. 1.1 – Masse des fermions. Les masses des quarks et des leptons chargés ont été mesurées expérimentalement [8]. Le modèle standard ne prédit pas la masse des fermions et donc des neutrinos, cependant on pose, dans le cadre du modèle standard, une masse nulle pour les neutrinos .

Les fermions de la première famille sont les plus légers tandis que ceux de la troisième famille sont les plus lourds. Dans le modèle standard, on pose une masse nulle pour les neutrinos . Quelques nombres quantiques caractérisant les différences entre fermions sont indiqués dans la table 1.2

fermions	$1^{\text{ière}}$ famille	$2^{\text{ième}}$ famille	$3^{\text{ième}}$ famille	T	B	Q
leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	0	0
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	1/2	0	-1
				0	0	-1
quarks	u_L	c_L	t_L	1/2	1/3	2/3
	d_L	s_L	b_L	1/2	1/3	-1/3
	u_R	c_R	t_R	0	1/3	2/3
	d_R	s_R	b_R	0	1/3	-1/3

TAB. 1.2 – Les différentes familles de leptons et de quarks dans le modèle standard. Les nombres quantiques Q, T, B correspondent respectivement à la charge électrique, à l'isospin faible et au nombre baryonique. On remarque que l'isospin faibe T vaut 1/2 pour tous les doublets de chiralité gauche, et vaut 0 pour tous les doublets et singlets de chiralité droite. Il n'y pas de différence entre les leptons et les quarks pour ce nombre quantique T. En revanche, le nombre baryonique B distingue les leptons (B=0) et les quarks (B=1/3). Enfin, on note que la charge électrique Q est entière pour les leptons (qui sont des particules) et fractionnaire pour les quarks (qui sont des constituants de particules).

Toute la matière ordinaire et stable est constituée par la première famille de quarks et de leptons : quarks u (*up*) et d (*down*), électrons (e^-). Les quarks et les leptons des deux autres familles sont à l'origine de particules de très faible durée de vie, qui sont produites dans le rayonnemnent cosmique ou auprès d'accélérateurs : quarks c (*charm*), s (*strange*), t (*true*) et b (*beauty*), muons (μ), tau (τ). A chaque fermion on peut associer un anti-fermion qui se différencie du fermion par des nombres quantiques opposés. L'anti-matière est constituée par ces anti-fermions.

Trois doublets de type gauche et trois singlets de type droit forment la famille des leptons. Les doublets sont constitués d'un lepton chargé et d'un neutrino : (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ). Les singlets sont constitués seulement d'un lepton chargé car dans le modèle standard, il n'existe pas de neutrinos de type droit.
Trois nombres quantiques caractérisent les leptons :

- le nombre quantique électronique L_e
- le nombre quantique muonique L_μ
- le nombre quantique tauique L_τ

Ces nombres quantiques associés à chaque saveur sont indiqués dans la table

1.3 pour les neutrinos et les anti-neutrinos. On a longtemps cru que ces nombres quantiques étaient conservés que ce soit pour les leptons neutres ou pour les leptons chargés. Les oscillations de neutrinos prouvent le contraire pour les leptons neutres mais jusqu'à présent, il y a toujours conservation pour les leptons chargés.

leptons	L_e	L_μ	L_τ	anti-leptons	L_e	L_μ	L_τ
ν_e	1	0	0	$\bar{\nu_e}$	-1	0	0
e^-	1	0	0	e^+	-1	0	0
ν_μ	0	1	0	$\bar{\nu_\mu}$	0	-1	0
μ^-	0	1	0	μ^+	0	-1	0
ν_τ	0	0	1	$\bar{\nu_\tau}$	0	0	-1
τ^-	0	0	1	τ^+	0	0	-1

TAB. 1.3 – Nombres quantiques des leptons dans le modèle standard.

Les bosons, au nombre de douze, sont les médiateurs de trois interactions qui se caractérisent par leur portée et leur force :

- Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique qui assure la cohésion des atomes ou des molécules. La portée de cette interaction est infinie.
- Les bosons W^+, W^-, Z^0 sont les médiateurs de l'interaction faible, responsable de processus de désintégrations, telle la radioactivité β. La portée de l'interaction faible est quasi nulle.
- Les gluons (8) sont les médiateurs de l'interaction forte responsable de la cohésion des hadrons et des noyaux. L'interaction forte est de courte portée, elle s'exerce sur des distances dont l'ordre de grandeur correspond à la taille de noyaux.

Enfin, un dernier boson, appelé boson de Higgs, est prévu par le modèle standard. Ce boson permet de donner la masse aux bosons W^+, W^-, Z^0, et par là aux autres particules, par un mécanisme de brisure de symétrie.

On peut déjà noter les limites de ce modèle standard, puisque la gravitation, quatrième interaction, n'y est ni décrite ni incluse.

Symétrie et Invariance de Jauge

Les nombres quantiques caractérisant chaque particule sont liés à l'invariance des lois physiques sous certaines symétries. Les interactions entre fermions et bosons, ainsi que la conservation de grandeurs fondamentales telle que la charge électrique peuvent-être introduites par la symétrie de Jauge.

Le formalisme Lagrangien permet quant à lui d'introduire plus facilement les symétries dans la théorie quantique des champs.

Il existe deux catégories de symétries :

- les symétries qui s'appliquent aux variables d'espace-temps (groupe de Poincarré)
- les symétries internes qui s'appliquent aux variables propres de la particule (charge électrique)

Soit la transformation d'un champ ψ(x) sous cette symétrie de charge :

$$\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha}\psi(x) \tag{1.9}$$

Si α est une constante en tout point de l'espace, la transformation est dite transformation de jauge globale ; si α varie avec la position, on parle de théorie de jauge locale. Or le Lagrangien, obtenu à partir de la dérivée du champ, n'est plus invariant sous ce type de transformation. Afin de rétablir la symétrie, il est nécessaire d'introduire un nouveau champ, appelé champ de Jauge, qui sera à l'origine d'un terme d'interaction dans le Lagrangien. Les interactions entre les champs fermioniques et bosoniques sont donc introduites naturellement dans les théories de jauge grâce à ce mécanisme.

Le modèle standard décrit les interactions électrofaibles par des théories de jauge locales, s'appuyant sur les groupes : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le Lagrangien électrofaible est donc invariant sous les transformations $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

L'indice L (left) indique la chiralité du champ. Il existe deux états de chiralité : la chiralité droite R et la chiralité gauche L. Deux projecteurs P_R et P_L, définis ci dessous, sont utilisés pour définir la chiralité d'un champ.

$$\begin{aligned} P_L &= \frac{1}{2}(1-\gamma_5) \\ P_R &= \frac{1}{2}(1+\gamma_5) \end{aligned} \tag{1.10}$$

La composante gauche (droite) d'un champ ψ s'obtient donc de la manière suivante : $\psi_{L(R)} = P_{L(R)}\psi$. La somme des projecteurs P_L et P_R représente l'unité ($P_L + P_R = 1$) car un champ ne peut avoir que des composantes de chiralité droite ou gauche, il n' y a pas d'autre possibilité. De plus ces champs sont perpendiculaires, il n'ont pas d'intersection entre eux, on en déduit donc que : $P_L P_R = P_R P_L = 0$.

La charge T associée au groupe $SU(2)$ se nomme l'isospin faible. Elle est nulle pour les singlets et vaut 1/2 pour les doublets. Les composantes des fermions de chiralité gauche (qui appartiennent à un doublet) se transforment donc sous l'action du groupe $SU(2)$ alors que les fermions de chiralité droite (qui forment des singlets) restent invariants sous l'action de ce groupe. C'est

pourquoi, on dit que le Lagrangien électrofaible est invariant sous les transformations $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (et non pas sous les transformations $SU(2) \otimes U(1)_Y$). Pour les mêmes raisons, on dit parfois que l'interaction faible est de chiralité gauche.

La charge associée au groupe U(1) est l'hypercharge Y reliée à la charge électrique par la relation suivante :

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y \tag{1.11}$$

Tous les fermions (de chiralité droite ou gauche) se transforment sous l'action du groupe U(1), c'est pourquoi il n'y a pas d'indice L ou R pour mentionner une chiralité particulière. T_3 est la troisième composante de l'isospin faible T ; elle peut prendre l'ensemble des valeurs comprises entre -T et T. Pour les doublets T=1/2 donc $T_3 = \pm 1/2$, pour les singlets T=0 donc $T_3 = 0$.

Lors d'une transformation de jauge sous la symétrie de charge Q, les fermions gauches et droits se transforment donc de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow e^{i(\alpha(x).T+\beta(x))}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow e^{i\beta(x)}\psi_R \end{aligned}$$

Lagrangien électrofaible

Le Lagrangien électrofaible, dont les symétries et invariances ont été décrites précédemment, peut s'écrire comme la somme de trois termes

$$\mathcal{L}_{EF} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F \tag{1.12}$$

où le premier $\mathcal{L}_{YM}$, Lagrangien de type Yang-Mills, contient les termes cinétiques des champs de jauge ainsi que leurs interactions mutuelles ; le second terme $\mathcal{L}_H$ permet de rendre les bosons W^+, W^-, Z^0 massifs grâce au mécanisme de brisure spontanée de symétrie, et enfin le dernier terme $\mathcal{L}_F$ contient les termes cinétiques relatifs aux fermions, les termes d'interactions entre bosons de jauges et fermions et l'interaction de Yukawa entre fermions et champs scalaires.

La brisure spontanée de symétrie se déroule en deux temps. Tout d'abord le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ est détruit et devient $SU(2)_L \otimes U(1)$, de sorte que le champ W_R acquiert une masse $M(W_R)$ de l'ordre de la brisure de symétrie $\langle\Phi\rangle_R$: $M(W_R) \sim \langle\Phi\rangle_R$. Ensuite, le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)$ est détruit et devient $U(1)$ pour l'électromagnétisme de sorte que le champ W_L acquiert une masse $M(W_L)$ correspondant à la masse du boson W (gauche) mesurée au CERN à 80.4 GeV [25]. Cette masse est de l'ordre de grandeur de la brisure de symétrie $\langle\Phi\rangle_L$: $M(W_L) \sim \langle\Phi\rangle_L$. Aucun effet

de courant de chiralité droite n'a été observé expérimentalement, on s'attend donc à ce que la masse $\mathrm{M}(\mathrm{W}_R)$ soit très grande, de même que l'échelle de brisure de symétrie de $SU(2)_R$ $\langle\Phi\rangle_R$ et on en déduit que : $\langle\Phi\rangle_R >> \langle\Phi\rangle_L$.

Interactions de neutrinos

Le Lagrangien $\mathcal{L}_F$ qui contient les termes cinétiques des fermions ainsi que leur interaction, va permettre de distinguer la nature de l'interaction du neutrino. Les neutrinos interagissent de deux manières dans la matière : par courant neutre (CN) ou par courant chargé (CC), les Lagrangiens de ces interactions sont détaillés ci-dessous :

$$\mathcal{L}^{\mathrm{CN}} = -\mathrm{g}\frac{\mathrm{J}_\beta^{\mathrm{CN}}.\mathrm{Z}^\beta}{2\cos(\theta_\mathrm{w})} \tag{1.13}$$

$$\mathcal{L}^{\mathrm{CC}} = -\mathrm{g}\frac{\mathrm{J}_\beta^{\mathrm{CC}}.\mathrm{W}^\beta}{2\sqrt{2}} + \mathrm{hc} \tag{1.14}$$

Le Lagrangien de l'interaction courant neutre fait intervenir l'angle de mélange de l'interaction faible, θ_w [2], un courant neutre $\mathrm{J}_\beta^{\mathrm{CN}}$, calculé à l'aide des champs de neutrinos de chiralité gauche seulement, et un boson de jauge neutre, Z^0. Le diagramme de Feynman d'une interaction courant neutre est représenté sur la figure 1.1.

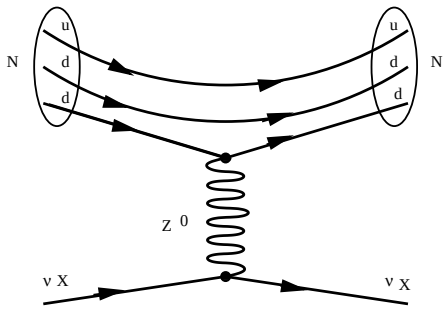


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman d'une interaction neutrino par courant neutre avec un neutron dans le rôle du nucléon. L'échange du Z^0 est identique pour une interaction neutrino avec un proton.

[2] angle de Weinberg, un des 19 paramètres du modèle standard

Cette interaction de neutrinos se note ainsi :

$$\nu_X + N \rightarrow \nu_X + N \tag{1.15}$$

où N est un nucléon et $X = e, \mu, \tau$

Le Lagrangien de l'interaction courant chargé fait intervenir un courant chargé J_β^{CC} calculé à partir de champs de neutrinos et de champs de leptons chargés de chiralité gauche seulement et des bosons chargés W^+ et W^-. Deux exemples d'interaction neutrino par courant chargé avec un neutron N (figure de gauche) et un proton P (figure de droite) sont illustrés sur la figure1.2 par des diagrammes de Feynman.

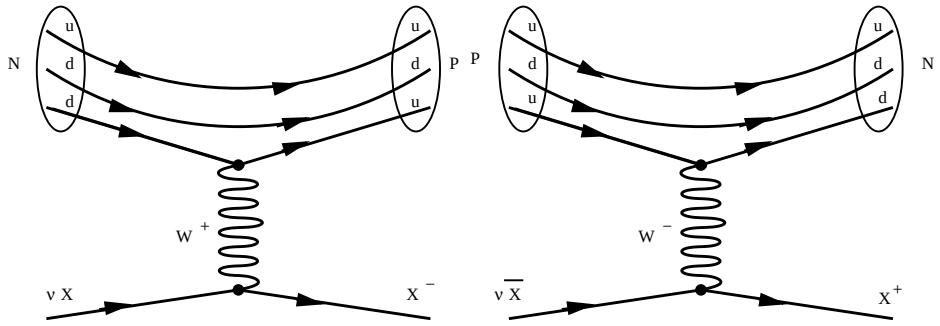


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman d'une interaction neutrino par courant chargé positif (figure de gauche) et par courant chargé négatif (figure de droite).

Cette interaction se note de la manière suivante :

$$\nu_X + N \rightarrow X + N' \tag{1.16}$$

où N et N' sont des nucléons et $X = e, \mu, \tau$

D'autre part, les neutrinos peuvent interagir avec la matière par courant chargé ou courant neutre selon trois processus, dont la fraction varie en fonction de l'énergie du neutrino.

Dans le cas d'un processus **quasi-élastique**, le neutrino frappe un nucléon, mais l'énergie de transfert n'est pas suffisante pour modifier profondément la structure de ce dernier, les facteurs de forme du nucléon permettent de paramétriser cette interaction. Le nucléon peut changer de nature (interaction par courant chargé) et les énergies de transfert sont de l'ordre de 10-80 MeV.

Le **processus résonant** apparaît pour des énergies de neutrino plus élevées. Typiquement, le neutrino va venir exciter le nucléon et si l'énergie

d'excitation est suffisante, une résonance Δ va apparaître. La différence de masse entre le nucléon et le $\Delta(1232)$ étant de 300 MeV, il faut que l'énergie d'excitation soit supérieure à ce seuil. Une résonance Δ se caractérise par la présence de pions dans l'état final, comme on peut le voir dans les deux réactions suivantes :

$$\Delta^{++} \rightarrow \pi^{+} + P \tag{1.17}$$

$$\Delta^{+} \rightarrow \pi^{0} + P \tag{1.18}$$

Enfin, le **processus profondément inélastique** est le processus dominant dès que l'énergie du neutrino est supérieure à 2 GeV. Le neutrino frappe le nucléon avec une énergie suffisante pour modifier totalement sa structure et donner parfois un grand nombre de particules, principalement des pions en raison de leur faible masse, formant une gerbe hadronique. Les fonctions de structure servent à déterminer la section efficace des interactions.
La section efficace totale d'interaction par courant chargé est proportionnelle à l'énergie pour tous les neutrinos et anti-neutrinos. Cependant, la section efficace des anti-neutrinos est deux fois plus petite que celle des neutrinos et la section efficace du neutrino ν_τ est non nulle qu'à partir de 3.5 GeV, c'est à dire au-delà du seuil de production d'un lepton tau.
Le potentiel d'interaction dans la matière V se décompose donc en deux termes : le premier correspondant aux interactions par courant neutre et le second aux interactions par courant chargé : $V = V^{CN} + V^{CC}$.

Les trois types de neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ interagissent de la même manière par courant neutre. La matrice d'interaction de neutrinos par courant neutre V^{CN} est donc diagonale et proportionnelle à la matrice unité puisque $V^{CN}_{ee} = V^{CN}_{\mu\mu} = V^{CN}_{\tau\tau} = V^{CN}$ (jusqu'à des petites corrections d'ordres supérieurs) :

$$V^{CN} = \begin{pmatrix} V^{CN}_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & V^{CN}_{\mu\mu} & 0 \\ 0 & 0 & V^{CN}_{\tau\tau} \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Le terme effectif d'énergie potentielle V^{CN} est donné par la formule suivante :

$$V^{CN} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F (4\sin^2(\theta_W) - 1)(\mathrm{N_e} + \mathrm{N_N} - \mathrm{N_P}) \tag{1.20}$$

où G_F est la constante de Fermi, θ_W l'angle de mélange de l'interaction faible (angle de Weinberg) et $\mathrm{N_e}$,$\mathrm{N_N}$, $\mathrm{N_P}$ sont respectivement les densités d'électrons, de neutrons et de protons dans la matière.

Dans la matière ordinaire et homogène (seul cas traité ici), composée de

protons, neutrons et électrons, seul le neutrino ν_e peut interagir par courant chargé avec un électron selon la réaction de diffusion élastique suivante :

$$\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e \tag{1.21}$$

Cette réaction est représentée sur la figure 1.3.

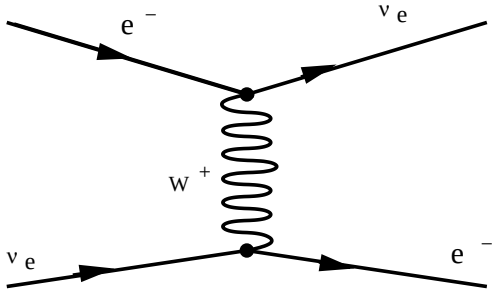


FIG. 1.3 – Interaction par courant d'un neutrino ν_e dans la matière.

La matrice d'interaction de neutrinos par courant chargé est donc la suivante :

$$V^{CC} = \begin{pmatrix} V_{ee}^{CC} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_{eN}^{CC} + V_{eP}^{CC} & 0 & \\ 0 & V_{\mu N}^{CC} + V_{\mu P}^{CC} & 0 \\ 0 & 0 & V_{\tau N}^{CC} + V_{\tau P}^{CC} \end{pmatrix} \tag{1.22}$$

Le terme effectif d'énergie potentielle V_{ee}^{CC} est donnée par la formule suivante :

$$V_{ee}^{CC} = \sqrt{2} G_F N_e \tag{1.23}$$

où N_e est la densité d'électrons dans la matière et G_F la constante de Fermi.

La table 1.4 répertorie les potentiels d'interaction V pour les différentes espèces de neutrinos et pour les différents composants habituels de la matière : électron, neutron, proton [27].

Dans la matière ordinaire, on a :

$$N_e \quad = \quad N_P$$

On retrouve donc que le terme effectif d'interaction neutrino par courant chargé est :

$$V_{ee}^{CC} = V_e - V_{\mu,\tau} \tag{1.24}$$

Malgré la solidité de ce modèle standard, il reste encore en suspens quelques questions sur le nombre et la génération de masse des fermions, sur la nature du neutrino : est-il sa propre anti-particule (particule de Majorana), a-t-il une masse... ? Pour répondre à toutes ces questions, le modèle standard n'est plus suffisant, il faut aller au-delà du modèle standard

		Potentiel d'interaction	
Neutrinos	Matière	courant neutre	courant chargé
ν_e	e	$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F(4\sin^2(\theta_W)-1)N_e$	$\sqrt{2}G_F N_e$
$\nu_{\mu,\tau}$	e	$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F(4\sin^2(\theta_W)-1)N_e$	0
$\nu_{e,\mu,\tau}$	n	$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F(4\sin^2(\theta_W)-1)N_N$	$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F N_N$
$\nu_{e,\mu,\tau}$	p	$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F(1-4\sin^2(\theta_W))N_P$	0

TAB. 1.4 – Potentiels d'interaction des neutrinos en fonction du type de neutrino et de la matière traversée. G_F est la constante de couplage de Fermi, θ_W est l'angle de mélange de l'interaction faible (angle de Weinberg). Les densités d'électrons, de neutrons et de protons sont respectivement notées N_e, N_N, N_P.

1.1.3 Extension du modèle standard

Dans le modèle standard, le neutrino a une masse nulle, cependant de nombreuses théories tendent à donner de la masse aux neutrinos, en particulier les théories de grande unification (GUT). Ces théories essaient, comme leur nom l'indique, d'unifier les interactions fortes, faibles et électromagnétiques à l'aide d'un grand multiplet F, dans lequel il y au moins un quark chargé positivement et un quark chargé négativement, un lepton et un neutrino [28].

$$F = \begin{pmatrix} q^+ \\ q^- \\ l \\ \nu \end{pmatrix}$$

Il semble donc plus naturel que le neutrino soit massif comme les autres fermions composant le multiplet.

Expérimentalement, on sait que le neutrino, s'il a une masse, est beaucoup plus léger que les leptons et les quarks. Une des explications avancées est que contrairement aux quarks et aux leptons, le neutrino ne transporte pas de charge électrique ou encore qu'il est sa propre anti-particule.

Le mécanisme de See-Saw [29][30][31][32], traité dans la section [1.1.3], est une explication possible de la faible masse des neutrinos. La première partie est consacrée aux neutrinos de Dirac et aux neutrinos de Majorana ; les termes supplémentaires dans le Lagrangien, dus à la masse des neutrinos, seront explicités dans la deuxième partie.

Neutrinos de Dirac et Neutrinos de Majorana

Une des grandes questions sur les neutrinos qui reste encore aujourd'hui sans réponse concerne la nature de celui-ci : est-il sa propre anti particule ? Dans l'affirmative, le neutrino est alors appelé neutrino de Majorana. Dans le cas contraire (l'anti-neutrino et le neutrino sont deux particules bien distinctes), on parle alors de neutrino de Dirac.

Pour différencier les neutrinos de Dirac des neutrinos de Majorana, deux quantités sont incontournables. Il s'agit de la chiralité, définie précédemment, et de l'hélicité. La chiralité et l'hélicité sont identiques pour des particules sans masse. Pour des particules dont la vitesse est proche de celle de la lumière, c'est presque la même chose.

L'hélicité se définit par la polarisation, ou projection, du spin intrinsèque de la particule par rapport à sa direction et à son sens de propagation. Il y a donc deux états d'hélicité :

- lorsque le spin est dans le sens de propagation de la particule, l'hélicité est positive (on dit aussi hélicité droite)
- lorsque le spin est dans le sens opposé au sens de propagation, l'hélicité est négative (on dit aussi hélicité gauche)

Contrairement à la chiralité, l'hélicité n'est pas un invariant relativiste. En effet, pour des particules massives, l'hélicité change suivant le réferentiel considéré [33].

Pour traiter des neutrinos de Dirac et Majorana, il est nécessaire d'introduire également certaines transformations :

- la conjugaison de charge C
- la parité P
- le renversement du temps T

Ces transformations sont définies dans l'annexe A.

Si l'on applique succesivement ces 3 transformations, on définit alors une nouvelle transformation apellée transformation CPT.

La conservation de CPT est généralement admise. Une violation CP implique donc une violation de T pour assurer la conservation CPT. Si l'on considère maintenant un neutrino massif d'hélicité négative ν_-, la conservation de CPT, implique qu'il existe une image miroir CPT de ν_- : un anti-neutrino d'hélicité positive, $\bar{\nu}_+$. Or, on sait que l'hélicité n'est pas un invariant relativiste. Après transformation de Lorentz, le neutrino d'hélicité négative ν_- peut se transformer en neutrino d'hélicité positive ν_+.

Si l'on fait l'hypothèse que les neutrinos et anti-neutrinos sont deux particules bien distinctes alors ν_+ n'est pas la même particule que $\bar{\nu}_+$. Le neutrino ν_+ a donc sa propre image miroir CPT : $\bar{\nu}_-$, qui peut-être reliée à $\bar{\nu}_+$ avec une transformation de Lorentz. On obtient, avec cette hypothèse, quatre états de

masse identique : les neutrinos de Dirac ν^D.

Si l'on fait maintenant l'hypothèse que le neutrino est sa propre anti-paticule, alors ν_+ est identique à $\bar{\nu}_+$. On obtient donc deux états de masse identique, les neutrinos de Majorana : ν^M [28].

Termes de masse dans le Lagrangien

De manière générale, on introduit des termes de masse pour le Lagrangien à partir d'un champ de Dirac ψ ou plus précisemment à partir de ses champs gauche et droit ψ_L et ψ_R. Le Lagrangien prend alors la forme suivante :

$$-\mathcal{L}_m = M(\bar{\psi}\psi) = M(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \tag{1.25}$$

Les termes $\bar{\psi}\psi$ sont nécessairement de chiralité différentes car les opérateurs P_R et P_L n'ont pas d'intersection d'où $P_RP_L\psi = 0$. D'autre part le champ d'une anti-particule de chiralité droite se comporte comme le champ d'une particule de chiralité gauche c'est pourquoi les termes $\bar{\psi}_R\psi_L$ et $\bar{\psi}_L\psi_R$ ne sont pas nuls alors que les termes $\bar{\psi}_L\psi_L$ et $\bar{\psi}_R\psi_R$ le sont. Les termes de masse de l'équation précédente sont des invariants de Lorentz, on peut alors se demander s'il n'existe pas d'autres invariants de Lorentz pour compléter ce Lagrangien de masse. On peut ainsi penser à utiliser des champs conjugués (obtenus par la transformation de conjugaison de charge) pour former des termes de masse. Or on a vu (Annexe A) que les termes $\bar{\psi}(\psi)^C$ sont des invariants de Lorentz, ce sont donc d'excellents candidats pour former des termes de masse supplémentaires et ce, même s'ils ne sont pas invariants sous U(1) puisque la charge électrique des neutrinos est nulle.

En introduisant trois constantes M_D, M_L et M_R de la dimension d'une masse, on obtient le Lagrangien de masse le plus général qui soit :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{masse}} &= M_D[\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L] + \frac{M_L}{2}[(\bar{\psi^C})_R\psi_L + (\psi^C)_L\bar{\psi}_R] \\ &+ \frac{M_R}{2}[(\bar{\psi^C})_L\psi_R + (\psi^C)_R\bar{\psi}_L] \end{aligned} \tag{1.26}$$

On a donc trois termes de masse, l'un appelé masse de Dirac et les deux autres appelés masses de Majorana pour des champs gauche et droit. Si l'on ajoute maintenant le terme d'énergie cinétique habituel, on trouve l'expression générale du Lagrangien pour le champ ψ :

$$\begin{aligned} -L &= \bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi + M_d[\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L] \\ &+ \frac{M_L}{2}[(\bar{\psi^C})_R\psi_L + (\psi^C)_L\bar{\psi}_R] + \frac{M_R}{2}[(\bar{\psi^C})_L\psi_R + (\psi^C)_R\bar{\psi}_L] \end{aligned} \tag{1.27}$$

Pour mettre le Lagrangien sous une forme plus agréable, on utilise un changement de variable décrit dans l'annexe A, ce qui donne :

$$-L = \bar{V}\partial V + \bar{V}[M]V \tag{1.28}$$

où V est le vecteur colonne $\begin{pmatrix} f \\ F \end{pmatrix}$, $\bar{V}$ est le vecteur $\begin{pmatrix} \bar{f} & \bar{F} \end{pmatrix}$ et enfin M est une matrice réelle et symétrique appelée matrice de masse des neutrinos. M est définie comme suit :

$$[M] = \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \tag{1.29}$$

En effectuant une rotation dans l'espace à deux dimensions du vecteur V, on peut diagonaliser cette matrice et obtenir ainsi ν' et N les composantes du vecteur propre correspondant. Il est important de remarquer que ce vecteur propre est de dimension deux. Il s'agit donc d'un Lagrangien pour deux particules ν' et N de masse $M_{\nu'}$ et M_N. Or pour construire les termes de masse, on a utilisé un champ de Dirac ψ qui habituellement correspond à quatre états de masse identique : 2 états de spin pour la particule et deux états de spin pour l'anti-particule. Comme on est maintenant en présence de deux particules (ν' et N) de masses différentes ($M_{\nu'}$ et M_N), on s'attend à ce qu'elles aient chacune 2 états de spin seulement. De plus, ces deux particules sont des particules de Majorana.En effet les champs ν' et N décrivant ces particules et composant le vecteur propre obtenu après la diagonalisation de la matrice de masse des neutrinos M, sont de simples combinaisons linéaires des champs f et F introduits auparavant. Ainsi très simplement, on s'aperçoit que $f^C = f$ et $F^C = F$, on en déduit que $\nu'^C = \nu'$ et $N^C = N$. Le fait que les champs ν' et N' soient proportionnels à leur champ conjugué respectivement ν'^C et N^C démontrent que les particules décrites par les champs sont des particules de Majorana.

L'introduction d'un terme de masse de Majorana dans le Lagrangien a transformé quatre états dégénérés d'un champ de Dirac ψ en deux états non-dégénerés de deux champs de Majorana ν' et N [28].

Mécanisme de See-Saw

Les termes de masse de Dirac et Majorana proviennent, dans les théories de jauge, du couplage entre des champs de fermions ψ et des champs scalaires de Higgs Φ. Dans la décomposition du Lagrangien électrofaible explicitée auparavant, ces couplages appelés couplages de Yukawa correspondent au terme $\mathcal{L}_F$. Ces couplages sont de la forme $\bar{\psi}\Phi\psi$.

Lors de la brisure spontanée de symétrie, le champ Φ acquiert une valeur attendue dans le vide $\langle\Phi\rangle_0$. Le couplage de Yukawa aboutit alors à un terme

de masse $\langle\Phi\rangle_0\bar{\psi}\psi$, où $\langle\Phi\rangle_0$ est proportionnel à une masse.

On définit alors trois couplages de Yukawa respectant l'invariance du Lagrangien :

$$\begin{array}{c} \bar{\psi}_R\Phi\psi_L \\ (\bar{\psi_L})^C\Delta_L\psi_L \\ (\bar{\psi_R})^C\Delta_R\psi_R \end{array} \tag{1.30}$$

Si l'on considère maintenant que les champs du Lagrangien libre sont les champs de neutrinos dans ces couplages de Yukawa, on voit qu'une fois que le champ de Higgs acquiert une valeur attendue dans le vide, il y a des termes de masse de Dirac et de Majorana :

$$\begin{array}{rcl} M_D & \sim & \langle\Phi\rangle \\ M_L & \sim & \langle\Delta_L\rangle \\ M_R & \sim & \langle\Delta_R\rangle \end{array} \tag{1.31}$$

La brisure spontanée de symétrie qui conduit à la masse de Dirac des neutrinos conduit également ła masse de Dirac des fermions chargés. Les particules chargées ne peuvent pas avoir des masses de Majorana, car on a vu que $\bar{\psi}\psi^C$ n'était pas invariant sous $U(1)$.

Pour les fermions chargés, les masses de Dirac correspondent donc aux masses physiques, c'est pourquoi les masses de Dirac doivent être observables et sont donc de l'ordre de grandeur des masses de leptons et de quarks ($M_{q,l}$) : $M_D \sim M_{q,l}$. La valeur $\langle\Delta_L\rangle$ du champ de Higgs est reliée au paramètre ρ de la diffusion par courant neutre des neutrinos. En prenant $\rho = 1$ (les valeurs mesurées sont 1,002$\pm$0.015), des contraintes phénoménologiques entrainent que $M_L = 0$. Comme M_R est reliée à un boson W droit, supposé très lourd puisqu'il n'a pas encore été observé (section [1.1.2]), on en déduit que M_R est très grand et en particulier que $M_R >> M_D$. La valeur $\langle\Delta_R\rangle$ du champ de Higgs conduit à de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

La matrice de masse des neutrinos prend alors la forme suivante :

$$M = \begin{bmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M_R \end{bmatrix} \tag{1.32}$$

Les valeurs propres $M_{\nu'}$ et M_N correspondant au vecteur propre $\begin{pmatrix} N & \nu' \end{pmatrix}$ de la matrice de masse des neutrinos prennent alors les valeurs suivantes [3] :

$$M_N \simeq M_R \tag{1.33}$$

[3] pour avoir une masse positive pour le neutrino léger ν', on prend comme champ de neutrino physique le champ ν relié au champ ν' par la relation $\nu = \gamma_5\nu'$

$$M_\nu \simeq \frac{M_D^2}{M_R} \tag{1.34}$$

Comme $M_D \sim M_{q,l}$, on en déduit facilement que :

$$M_N . M_\nu = M_{q,l}^2 \tag{1.35}$$

C'est la fameuse relation de See-Saw. On en déduit que s'il existe un neutrino de masse faible ν alors il existe également un lepton neutre N de masse élevée et vice-versa.

De nombreuses variantes de cette extension du modèle standard sont décrites dans différentes théories. La plupart de ces théories ont comme point commun de donner de la masse aux neutrinos ; elles diffèrent cependant quant à la nature du neutrino : neutrinos de Dirac ou neutrinos de Majorana. Aujourd'hui différentes expériences tentent de répondre à ces questions et cherchent à déterminer les caractéristiques du neutrino.

1.2 Etude des propriétés du neutrino

Pour étudier les caractéristiques du neutrino, il faut être capable de le détecter ou plus précisémment de détecter son interaction. L'expérience DONUT dont le principe de détection est très similaire à celui de l'expérience OPERA sera présentée dans la première partie de ce paragraphe. Exception faite des expériences étudiant les oscillations de neutrinos (dont le mécanisme sera présenté dans la section [1.4]), on distingue deux grands champs d'études autour du neutrino. Il y a tout d'abord la mesure directe de la masse du neutrino, qui fera l'objet de la section [1.2], et l'étude d'une désintégration particulière : la désintégration double β présentée dans la section [1.3].

1.2.1 Principe de l'expérience DONUT

L'expérience DONUT [34] [35](Direct Observation of the NUtau) avait pour objectif l'observation directe d'une interaction ν_τ courant chargé :

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X \tag{1.36}$$

en utilisant la détection du lepton τ^-.

Avant de se désintégrer le lepton τ parcourt typiquement 2 mm aux énergies indiquées ci-dessous. 85% de ces désintégrations produisent seulement 1 particule chargée. L'angle entre cette particule chargée et le tau est d'environ 50 mrad. Cette topologie de désintégration permet de détecter un lepton τ et de signer une interaction ν_τ courant chargé [35].

Pour produire le faisceau de neutrinos, on envoie des protons de 800 GeV sur une cible de Tungstène composée à 10% d'un alliage de Cuivre, de Nickel et de Fer ce qui aboutit à une longueur d'interaction de 9.9 cm. La longueur totale de la cible est de 102 cm. Parmi les particules produites lors de cette interaction, les particules charmées vont se désintégrer en donnant naissance à des leptons τ et des neutrinos ν_τ. Le faisceau de neutrinos est composé à 5% de neutrinos ν_τ (et à 95% de neutrinos ν_μ et ν_e) et l'énergie moyenne est de 53 GeV[35].

Les autres produits de l'interaction des protons sont énormément atténués par le blindage magnétique et passif. Les émulsions peuvent donc supporter 1 à 2 mois d'exposition car le bruit de fond résiduel provenant de ces particules est faible (l'expérience a en effet montré que la densité de traces provenant de particules chargées doit être inférieure à 5×10^5 traces par cm^2). Les deux bruits de fond siginificatifs provenant du faisceau sont les muons et les neutrons. Les muons dont l'énergie est supérieure à 20 GeV ne sont pas absorbés mais déviés horizontalement par des aimants. Le flux de neutrons est diminué grâce au blindage en béton entourant l'arrêt de faisceau [35].

La partie cible du détecteur DONUT est composée de différents modules. L'alternance de modules d'émulsions de 7 cm et de modules de fibres scintillantes ainsi que le système de déclenchement est le point clé de la reconstruction des vertex d'interaction de neutrinos. Ce principe de détection est très similaire à celui de l'expérience OPERA (chapitre 2). De plus, comme pour OPERA, on alterne les couches d'émulsions avec des plaques d'acier inoxydable de 1 mm (dans le cas d'OPERA ce sont des plaques de plomb) pour favoriser l'interaction des neutrinos.

La reconstruction de traces dans les émulsions dont la résolution spatiale est de 0.3 μm, permet d'identifier le lepton τ et ses produits de désintégration. Les détecteurs électroniques, comme pour l'expérience OPERA, servent à [35] :

- signaler une interaction ressemblant à une interaction de type neutrino
- reconstruire les événements signalés avec un niveau de reconstruction suffisant pour éliminer ceux qui ne sont pas de type neutrinos
- prédire la position spatiale du vertex d'interaction dans les émulsions
- permettre l'identification du lepton pour distinguer les interactions ν_τ des interactions ν_μ et ν_e

La prise de données s'est déroulée du mois d'Avril au mois de Septembre 1997. La première phase de l'analyse s'est terminée en Juillet 2000 par la découverte de 4 événements correspondant à la production de lepton τ dans les émulsions [13] : c'est la première évidence expérimentale de l'existence du neutrino ν_τ.

1.2.2 Mesures directes de la masse des neutrinos

Actuellement aucune indication pour une masse non nulle du neutrino (ou anti-neutrino) n'a été trouvée, cependant des limites supérieures ont pu être évaluées grâce à l'analyse cinématique de certaines désintégrations.

Ainsi, la reconstruction du spectre d'énergie des électrons provenant des désintégrations-β du tritium :

$$^3H \rightarrow^3 He + e^- + \bar{\nu}_e \tag{1.37}$$

a permis d'obtenir une information sur la masse de l'anti-neutrino électronique $\bar{\nu}_e$. Les derniers résultats indiquent une limite supérieure de 2,8 eV/c^2 avec un niveau de confiance de 95% pour l'expérience de Mainz [36] et de 2,5 eV/c^2 avec le même niveau de confiance pour l'expérience Troitsk [37].

Pour obtenir la limite sur la masse du neutrino muonique ν_μ, on a analysé cette fois la cinématique de la désintégration du pion au repos :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{1.38}$$

La conservation du quadri-vecteur impulsion-énergie permet d'établir la relation suivante :

$$m^2_{\nu_\mu} = m^2_\pi + m^2_\mu - 2m_\pi \sqrt{m^2_\mu + p^2_\mu} \tag{1.39}$$

La mesure d'impulsion du muon conduit donc à la détermination de la masse du neutrino ν_μ. Cette méthode est limitée par la précision sur la masse des 2 particules chargées et surtout par cette mesure d'impulsion, mais elle permet néanmoins de restreindre la masse du ν_μ à 170 KeV/c^2 [38] .

Ce sont pour finir les désintégrations de τ, produits dans les collisisons e^+e^-, qui permettent d'estimer la masse du neutrino ν_τ. L'expérience ALEPH a obtenu la limite supérieure suivante [39] : $m_{\nu_\tau} < 18{,}2$ MeV/c^2 avec un niveau de confiance de 95 % grâce à l'étude de ces 2 canaux de désintégrations :

$$\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau \tag{1.40}$$

$$\tau \rightarrow 3\pi + \nu_\tau \tag{1.41}$$

L'expérience CLEO a obtenu une limite supérieure sur la masse du neutrino ν_τ de 28 MeV/c^2 avec un niveau de confiance de 95%. Si l'on combine ces deux résultats, on obtient une limite supérieure sur la masse du neutrino ν_τ de 15.5 MeV/c^2 avec un niveau de confiance de 95%.

Une des expériences à venir sur la mesure directe de la masse des neutrinos est KATRIN. L'expérience KATRIN va étudier le spectre de la désintégration β du tritium pour détecter une masse jusqu'à 0.2 eV, soit un facteur 10 par rapport à l'expérience Troitsk. Une revue des expériences de mesure directe de la masse des neutrinos est donnée ici [40].

1.2.3 Désintégration double β

La désintégration double beta sans émission de neutrinos ($\beta\beta0\nu$) a été introduite pour la première fois par Furry en 1939. Cette décroissance se manifeste par l'émission de deux électrons (dont la somme en énergie est égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$) sans neutrinos, on a ainsi pour un noyau A composé de Z protons et de N neutrons A(Z,N), la réaction suivante :

$$A(Z,N) \rightarrow A(Z+2,N-2) + 2e^- \tag{1.42}$$

Ce processus est interdit par le modèle standard car il viole la conservation du nombre leptonique. En effet le nombre leptonique électronique L_e vaut 0 dans l'état initial et 2 dans l'état final ($\Delta L_e = 2 \neq 0$). Les expériences étudiant cette désintégration donnent une limite supérieure de 1 eV sur la masse du neutrino [41].

La désintégration double beta avec émissions de neutrinos, donnée dans l'équation suivante, ne viole pas le nombre leptonique ($\Delta L_e = 2+(-2) = 0$) :

$$A(Z,N) \rightarrow A(Z+2,N-2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \tag{1.43}$$

Cette désintégration est rare parce qu'elle est faible au deuxième ordre. Le processus de double désintégration β sans émissions de neutrinos permet de

- mettre en évidence la nature Majorana des neutrinos : si on l'observe on pourra dire que les neutrinos sont des neutrinos de Majorana.
- de tester ainsi des modèles au-delà du modèle standard.

Plusieurs procédés sont utilisés pour mettre en évidence cette désintégrations :

- les méthodes indirectes avec les expériences géochimiques et radiochimiques
- les méthodes directes avec les sources actives ou passives (NEMO)

Les sources de bruit de fond pour l'observation de cette désintégration sont la radioactivité naturelle ou artificielle, la radioactivité induite par les rayons cosmiques et la désintégration double bêta avec émission de neutrinos.

Une revue de toutes les expériences de double désintégration β (en cours ou à venir) est donnée dans ce papier [41].

1.2.4 Oscillations des neutrinos

Si les neutrinos ont une masse non nulle et s'il y a mélange des états propres de masse, ils vont osciller, c'est à dire changer de nature, par exemple $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. Les oscillations de neutrinos présentées ici sont valables pour des neutrinos de Dirac ou de Majorana. Un paragraphe spécifique précisera le

cas des neutrinos de Majorana

Les résultats des expériences de neutrinos, qui feront l'objet du paragraphe suivant, n'ont pas pu exclure ou confirmer l'existence de neutrinos de type particulier, les neutrinos stériles. Ces neutrinos sont appelés ainsi car ils n'ont pas d'interaction possible avec la matière. Un neutrino stérile ne peut pas produire l'un des trois leptons de l'interaction faible : e, μ, τ à moins d'avoir oscillé en neutrinos de type ν_e, ν_μ ou ν_τ. Il n'y a pas de neutrinos stériles introduits dans la théorie présentée ci-dessous.

Oscillations des neutrinos dans le vide

Les états propres électrofaibles : ν_e, ν_μ, ν_τ (en se plaçant dans le cadre d'un formalisme à 3 saveurs) ne sont pas nécessairement des états propres de masse : ν_1, ν_2, ν_3. Dans ce cas là, les neutrinos produits par interaction faible ne sont pas des états de masse fixée, ce sont en fait des combinaisons linéaires des états propres de masse. L'équation suivante montre cette décomposition :

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} \nu_i$$

où $\alpha = e, \mu, \tau$. U est une matrice unitaire d'où la relation suivante :

$$\sum_{i=1} U_{ji} U_{ki}^{+} = \delta_{jk}$$

Cette matrice U est appelée matrice MNSP [4] [42] ou matrice de mélange, elle permet de relier les états propres électrofaibles aux états propres de masse :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

La faible valeur des masses de neutrinos comparée aux énergies des neutrinos détectés permet [27] :

- d'ignorer le très faible changement de chiralité durant la propagation
- d'utiliser la "terminologie" de Dirac ($\nu = \nu_L$, $\bar{\nu} = \nu_R$)
- de considérer très souvent les champs de neutrinos comme des fonctions d'onde.

L'équation d'onde se note en mécanique quantique :

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu_\alpha\rangle = \mathcal{H}|\nu_\alpha\rangle \tag{1.44}$$

où $\mathcal{H}$ est l'Hamiltonien dans la base des états propres électrofaibles.

[4] Maki, Nakagawa, Sakata, PonteCorvo

A) Neutrinos sans masse Dans le cas où les neutrinos n'ont pas de masse, l'énergie est égale à l'impulsion : $E^2_{\nu_\tau} = m^2_{\nu_\tau} + p^2_{\nu_\tau}$ pour $\hbar = c = 1$. Pour un faisceau d'impulsion p, on peut ré-écrire l'équation 1.44 de cette manière :

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix}\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}$$

L'hamiltonien $\mathcal{H}$ est diagonal, il n'y a donc pas de mélange des neutrinos, la saveur est conservée et l'équation de propagation est la suivante :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{-ipt}|\nu_\alpha\rangle_{t=0} \tag{1.45}$$

Il faut cependant remarquer que la phase globale donnant :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\phi}\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}$$

n'est pas observable dans les amplitudes au carré $|\langle\nu_\alpha|\nu_\beta\rangle|^2$ puisque $|e^{i\phi}|^2 = 1$. En outre, l'hamiltonien $\mathcal{H}$ est toujours défini à une constante près : $\mathcal{H} + \lambda \times \mathbb{I}$ où $\mathbb{I}$ est la matrice unité.

B) Neutrinos massifs Considérons cette fois des neutrinos massifs : soit $|\nu_i\rangle$ un état propre de masse m_i, d'impulsion p. Son énergie E_i est donc égale à :

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \tag{1.46}$$

pour $p >> m_i$. L'hamiltonien s'exprime donc ainsi dans la base des états propres de masse :

$$\mathcal{H}_{masse} = \frac{1}{2E}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} + p\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

On remarque qu'il est diagonal dans cette base d'états propres.
Pour effectuer le changement de base et se placer dans la base des états propres électrofaibles qui sont les états "visibles" par interaction courant chargé dans un détecteur, il faut utiliser la matrice de mélange U .

$$\mathcal{H} = U\mathcal{H}_{masse}U^+$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2E}U\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}U^+ + p\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.49}$$

Si on ne considère pas de violation CP, la matrice U, réelle, est généralement paramétrisée ainsi :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et $\theta_{ij}\epsilon[0, \pi/2]$.
On peut également décomposer la matrice U en produit de 3 matrices de rotation :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Les expériences portant sur les neutrinos solaires, les neutrinos atmosphériques, les neutrinos issus d'accélérateurs et les neutrinos issus de réacteurs permettent de mesurer la valeur de ces angles de mélange $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$. Les résultats actuels permettent d'écrire la matrice de masse dans la base des états propres électrofaibles sous cette forme approchée [43] :

$$M = \frac{m_1 + m_2 + m_3}{3} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

où m_1, m_2, m_3 sont les masses des états propres de masse.

Probabilité d'oscillation Soit $|\nu_\alpha\rangle$ un état propre électrofaible à $t_0 = 0$. La probabilité pour qu'à un temps $t > t_0$ cet état soit un état $|\nu_\beta\rangle$ se calcule ainsi :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \mathcal{H} | \nu_\alpha \rangle|^2 \tag{1.50}$$

où $\mathcal{H}$ est l'hamiltonien dans la base des états propres électrofaibles. Cependant, il est plus facile de se placer dans la base des états propres de masse car on sait que l'hamiltonien $\mathcal{H}_{masse}$ y est diagonal, en se plaçant dans le système où $\hbar = \mathrm{c} = 1$, on trouve finalement que :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U^+_{\alpha i}|^2 \tag{1.51}$$

Si l'on se restreint maintenant à un mélange à deux saveurs : ν_α et ν_β, on trouve finalement que la probabilité d'oscillation se met sous la forme :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}|^2 = \sin^2(2\theta) \times \sin^2(\frac{\Delta m^2 L}{4E})$$

Tous les détails des calculs sont donnés dans l'appendice A.

Cette probabilité d'oscillation, qui dépend de l'énergie E du neutrino et de la longueur L parcourue par celui-ci, s'exprime en fonction de deux paramètres : l'angle de mélange θ et la différence des deux masses au carré. Les expériences étudiant les oscillations de neutrinos présentent souvent leurs résultats dans un plan défini par ces 2 paramètres.

Oscillations des neutrinos dans la matière

L'énergie dans le cas d'un neutrino de masse m et d'impulsion p traversant un milieu caractérisé par une énergie potentielle V est donnée par la formule suivante :

$$E = \sqrt{(p+V)^2 + m^2} \tag{1.52}$$

En se plaçant dans le régime ultra-relativiste ($m << p$ et $V << p$), on obtient :

$$E \sim p + \frac{2Vp + V^2 + m^2}{2E} \tag{1.53}$$

L'hamiltonien dans la base des états propres éléctrofaibles en se plaçant dans le cadre d'un mélange à deux saveurs [5] est donc de la forme suivante :

$$\mathcal{H}_{\text{matière}} \sim \begin{pmatrix} m_1^2 \cos^2\theta + m_2^2 \sin^2\theta + 2Vp & \frac{1}{2}\Delta m^2 \sin(2\theta) \\ \frac{1}{2}\Delta m^2 \sin(2\theta) & m_2^2 \cos^2\theta + m_1^2 \sin^2\theta + 2pV^{CN} \end{pmatrix}$$

où $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ et $V = V^{CC} + V^{CN}$.

V^{CC}, V^{CN} sont les termes effectifs de l'énergie potentielle. Ces termes ont été explicités dans la section [1.1.2].

Pour metre en évidence une diagonalisation dans la base des états propres de masse dans la matière, l'hamiltonien se décompose ainsi :

$$\mathcal{H}_{\text{matière}} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} \cos\theta_m & \sin\theta_m \\ -\sin\theta_m & \cos\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\Delta m_m^2 & 0 \\ 0 & \Delta m_m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_m & -\sin\theta_m \\ \sin\theta_m & \cos\theta_m \end{pmatrix} \tag{1.55}$$

où θ_m est l'angle de mélange dans la matière et Δm_m^2 la différence de masse au carré dans la matière :

$$\Delta m_m^2 = \mu_2^2 - \mu_1^2 \tag{1.56}$$

[5] où l'un des neutrinos est un ν_e : (ν_e, ν_μ) ou (ν_e, ν_τ)

μ_1^2 et μ_2^2 sont les masses effectives des deux neutrinos (d'états de masses définies m1 et m2) se propageant dans la matière :

$$\begin{aligned}\mu_1^2 &= \frac{m_1^2+m_2^2}{2} + pV^2 - \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2 c(2\theta) - 2pV^{CC})^2 + (\Delta m^2 s(2\theta))^2} \\ \mu_2^2 &= \frac{m_1^2+m_2^2}{2} + pV^2 + \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2 c(2\theta) - 2pV^{CC})^2 + (\Delta m^2 s(2\theta))^2}\end{aligned}$$

où $V^2 = V^{CC} + 2V^{CN}$, $c(2\theta) = \cos(2\theta)$ et $s(2\theta) = \sin(2\theta)$

On voit que la modification des masses effectives est due au courant chargé et au courant neutre. On remarque également qu'il existe une différence de masses effectives au carré même si la différence des masses au carré dans le vide est nul. Dans les oscillations, le terme important est cette différence des masses au carré (Δm^2), comme on le constate dans la probabilité d'oscillation suivante :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\beta} = \sin^2(2\theta_m) \times \sin^2(\frac{\Delta m_m^2 L}{4E})$$

où $\beta = \mu, \tau$ et

$$\sin(2\theta_m) = \frac{\sin(2\theta)}{\sqrt{(\cos(2\theta) - \frac{2pV^{CC}}{\Delta m^2})^2 + \sin^2(2\theta)}} \tag{1.57}$$

$$\tag{1.58}$$

Cette probabilité d'oscillation dans la matière, obtenue avec l'hamiltonien défini ci-dessus, met en évidence :

- une résonance MSW [6] [44] [45] :

$$V^{CC} = V_{\text{res}} = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} \Rightarrow \begin{cases} \sin^2(2\theta_m) = 1 \\ \Delta m_m^2 \text{minimisé} \end{cases}$$
$$\Rightarrow \mathcal{P} = sin^2(\tfrac{\Delta m_m^2 L}{4E})$$

- une atténuation des oscillations due à la matière :

$$2pV^{CC} >> \Delta m^2 \Rightarrow \sin^2(2\theta_m) \sim 0$$
$$\Rightarrow \mathcal{P} \to 0$$

La matière joue donc un rôle important dans l'amplitude des oscillations de neutrinos. Les conséquences de l'effet MSW pour les neutrinos solaires seront étudiées ultérieurement (section [1.3.4])

[6] MSW pour Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein, noms des trois physiciens qui en sont à l'origine

Violation CP

Si on considère maintenant une violation CP, la matrice de mélange U réelle explicitée auparavant va devenir complexe et prendre la forme suivante :

$$U' = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$; $\theta_{ij}\epsilon[0, \pi/2]$ et $\delta\epsilon[0, 2\pi]$. Il n'y a qu'un seul terme de phase pour la violation CP, comme c'est le cas pour la matrice de mélange CKM des quarks.
Cette nouvelle matrice de mélange U' reste unitaire, et la probabilité d'oscillation des neutrinos dans le vide pour un formalisme à trois saveurs, reste identique à celle explicitée auparavant (A.16) :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U^+_{\alpha i}|^2 \quad (1.60)$$

Par contre l'égalité suivante :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \mathcal{P}_{\nu_{\bar{\alpha}} \to \nu_{\bar{\beta}}} \quad (1.61)$$

n'est maintenant plus valide, à cause du terme de phase δ introduit. La violation CP va donc être mesurée grâce au rapport suivant appelé asymétrie CP :

$$A^{CP}_{\alpha\beta} = \frac{\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} - \mathcal{P}_{\nu_{\bar{\alpha}} \to \nu_{\bar{\beta}}}}{\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} + \mathcal{P}_{\nu_{\bar{\alpha}} \to \nu_{\bar{\beta}}}} \quad (1.62)$$

En utilisant l'invariance des processus physiques sous CPT, la violation de CP implique la violation de T. On peut également mesurer l'asymétrie T, grâce au rapport suivant :

$$A^{T}_{\alpha\beta} = \frac{\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} - \mathcal{P}_{\nu_\beta \to \nu_\alpha}}{\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} + \mathcal{P}_{\nu_\beta \to \nu_\alpha}} \quad (1.63)$$

Neutrinos de Majorana

Comme on l'a déjà mentionné auparavant, on ne sait pas si le neutrino est sa propre anti-particule. En effet, on n'a jusqu'à présent observé que des neutrinos gauches et des anti-neutrinos droits. Si on considère que le neutrino est sa propre anti-particule (neutrinos de Majorana), il y aurait donc deux types de neutrinos, les neutrinos gauches et les neutrinos droits. La matrice de mélange U des neutrinos devient la suivante : $U_{majorana} = U'.V$

où U' est la matrice détaillée dans l'équation (1.59).

La matrice V explicitée ci-dessous introduit deux termes de phases supplémentaires : ϕ_1 et ϕ_2

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3} \end{pmatrix} \tag{1.64}$$

Mais cette matrice V n'a pas d'effet sur les oscillations. En effet, si on considère l'hamiltonien $\mathcal{H}$ dans la base des états propres électrofaibles, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= U_{majorana}\mathcal{H}_{masse}U^{+}_{majorana} \\ &= (UV)\mathcal{H}_{masse}(UV)^{+} = U(V\mathcal{H}_{masse}V^{+})U^{+} \\ &= U\mathcal{H}_{masse}U^{+} \end{aligned} \tag{1.65}$$

On ne peut donc pas distinguer les neutrinos de type Dirac des neutrinos de type Majorana dans les oscillations de neutrinos. Cependant, comme on l'a vu précedemment, les expériences étudiant la désintégration double β pourraient mettre en évidence ces deux termes de phase supplémentaires.

1.3 Résultats expérimentaux sur les oscillations de neutrinos

1.3.1 Mise en évidence des oscillations de neutrinos et sensibilité des expériences

La probabilité d'oscillation de neutrinos [7], en se plaçant dans le cadre d'un mélange à deux saveurs, est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2(2\theta)\sin^2(1.27\Delta m^2\frac{L}{E}) \tag{1.66}$$

où L est en m, E en MeV et Δm^2 en eV^2.
La sensibilité des expériences aux différences de masses au carré (Δm^2) peut donc être estimée avec le rapport $\frac{L}{E}$ [46]. On peut ainsi déterminer les valeurs de Δm^2 accessibles. Celles-ci sont indiquées dans la table 1.5 pour différentes sources de neutrinos.

Les expériences recherchant les oscillations de neutrinos se classent en deux catégories :

[7] on n'est plus dans le système où $\hbar = c = 1$ d'où le facteur 1.27

Source	Distance (m)	Energie (MeV)	$\Delta m^2 > E/L$ (eV^2)
Soleil	10^{11}	0.1-20	$10^{-12} - 10^{-10}$
Atmosphère	$10^4 - 10^7$	$1 - 10^6$	$10^{-7} - 10^2$
Réacteurs	$10^2 - 10^5$	1-10	$10^{-5} - 10^{-2}$
Accélerateurs	$10 - 10^6$	$30 - 30.10^3$	$3.10^{-5} - 3.10^3$

TAB. 1.5 – Estimation de la sensibilité au paramètre Δm^2 pour différents types d'expériences. Le rapport de l'énergie E et de la distance L parcourue par le neutrino permet de donner la limite inférieure sur Δm^2.

- les expériences d'apparition qui cherchent à mettre en évidence une saveur de neutrino absente initialement dans le faisceau.
- les expériences de disparition qui cherchent à mesurer une perte de neutrinos d'une certaine saveur présents initialement dans le faisceau.

Le principe des **expériences d'apparition** est de créer un faisceau de neutrinos d'une certaine saveur l, pur c'est à dire avec une contamination par des neutrinos d'une saveur différente très faible ou alors très bien déterminée. Puis à la distance L de la source de neutrinos , on recherche un neutrino de saveur différente l'. L'énergie du faisceau de neutrinos doit être suffisante pour permettre l'interaction par courant chargé du neutrino $\nu_{l'}$. L'avantage des expériences d'apparition est qu'il suffit de mettre en évidence quelques neutrinos de type $\nu_{l'}$ pour démontrer l'oscillation des neutrinos , ces expériences sont donc *plus sensibles aux angles de mélange petits.*

A contrario, les **expériences de disparition** ne sont pas restreintes à étudier les oscillations de neutrinos dans une saveur déterminée, en effet la disparition de neutrinos d'une certaine saveur l_1 peut s'expliquer par une oscillation en neutrinos de type l_2, l_3... De plus, l'énergie de ces neutrinos est généralement plus faible d'où une *sensibilité à des paramètres Δm^2 petits.* Cependant, la sensibilité de ces expériences est limitée par les incertitudes sur le flux de neutrinos et le spectre en énergie. Pour diminuer cet effet, on utilise parfois deux détecteurs (détecteur proche/détecteur lointain).

Les résultats potentiels des expériences de recherche d'oscillation sont présentés dans le plan de paramètres ($\sin^2(2\theta)$,Δm^2) sous la forme d'une courbe de sensibilité. Si aucune oscillation n'est observée, la région des paramètres à droite de la courbe de sensibilité sera alors exclue. Le calcul de sensibilité d'une expérience de recherche d'oscillation de neutrinos sera présenté en détails dans le chapitre 5.

La longueur parcourue par le neutrino (distance source-détecteur) est un

paramètre important dans la recherche d'oscillation de neutrinos car elle est reliée à l'origine du neutrino : ainsi seuls les neutrinos solaires parcourent une distance de l'ordre de 10^{11} m. Les sources de neutrinos sont multiples, il y a les sources naturelles et les sources artificielles. Parmi les sources naturelles, on distingue les neutrinos vestiges du big-bang (ν_e, ν_μ, ν_τ), les neutrinos solaires (ν_e), les neutrinos atmosphériques (ν_e, ν_μ) et enfin les neutrinos issus d'activités astrophysiques comme les explosions de supernovae (ν). Les réacteurs nucléaires, sources de $\bar{\nu}_e$ et les neutrinos issus des accélerateurs (essentiellement des ν_μ) constituent les sources artificielles de neutrinos. Ces neutrinos sont étudiés dans différentes expériences présentées dans la suite selon le domaine étudié pour le paramètre d'oscillation Δm^2. On distingue trois grands domaines pour ce paramètre :

- le domaine des paramètres Δm^2 solaires ($\Delta m^2 \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ eV^2)
- le domaine des paramètres Δm^2 atmosphériques ($\Delta m^2 \sim 10^{-7} - 10^{2}$ eV^2)
- le domaine des grands paramètres Δm^2 ($\Delta m^2 \sim 10^{-5} - 10^{3}$ eV^2)

1.3.2 Domaine des paramètres Δm^2 solaires

A) Les neutrinos solaires

Le soleil est la plus importante source de neutrinos «détectables» sur Terre : $\sim$ 65 milliards de neutrinos par cm^2 et par seconde. Il est vrai que les neutrinos du Big Bang sont plus nombreux (330/cm^3) mais leur énergie est si faible (E=0.0004 eV) qu'aucune expérience à ce jour ne les a détectés. Le soleil est une étoile composée majoritairement d'hydrogène et d'hélium. La température au cœur du soleil est suffisante pour initier des réactions nucléaires de fusion.

La réaction dominante est la réaction de fusion de l'hydrogène :

$$ {}^1_1H + {}^1_1 H \rightarrow {}^2_1 H + e^+ + \nu_e \qquad (\nu_{pp}) \tag{1.67}$$

Les neutrinos ν_e produits lors de cette réaction sont notés ν_{pp}. Le deutérium (${}^2_1H$) va à son tour fusionner avec l'hydrogène pour former de l'hélium-3 (${}^3_2He$) :

$$ {}^2_1H + {}^1_1 H \rightarrow {}^3_2 H + \gamma \tag{1.68}$$

Puis deux noyaux d'Hélium-3 fusionnent et forment de l'hélium-4 (${}^4_2He$), ce processus est appelé chaine PPI et représente 85% de la production d'hélium-4 :

$$ {}^3_2He + {}^3_2 He \rightarrow {}^4_2 He + {}^1_1 H + {}^1_1 H \tag{1.69}$$

Enfin un noyau d'hélium-4 peut fusionner avec un noyau d'hélium-3 pour former du béryllium :

$$ {}^{3}_{2}He + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{7}_{4}Be + \gamma \tag{1.70} $$

Cette réaction est à l'origine des chaines PPII (avec le lithium) et PPIII (avec le bore) :

$$ \begin{array}{rlll} \text{chaine PP II(15\%)} & {}^{7}_{4}Be + e^{-} & \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \nu_e & (\nu_{Be}) \\ & {}^{7}_{3}Li + {}^{1}_{1}H & \rightarrow 2 \quad {}^{4}_{2}He & \\ \text{chaine PP III(0.02\%)} & {}^{7}_{4}Be + {}^{1}_{1}H & \rightarrow {}^{8}_{5}B + \gamma & \\ & {}^{8}_{5}B & \rightarrow {}^{8}_{4}Be + e^{+} + \nu_e & (\nu_B) \\ & {}^{8}_{4}Be + & \rightarrow 2 \quad {}^{4}_{2}He & \end{array} $$

Les pourcentages indiquent que la réaction de capture électronique du Béryllium produisant des neutrinos électroniques appelés ν_{Be} est largement dominante par rapport à la réaction de désintégration β du Bore produisant des neutrinos électroniques appelés ν_B.

Pour finir, deux réactions minoritaires produisent des neutrinos électroniques notés ν_{pep} et ν_{hep} :

$$ p + e^{-} + p \rightarrow {}^{2}_{1}H + e^{+} + \nu_e \qquad (\nu_{pep}) \tag{1.71} $$

$$ {}^{3}_{2}He + p \rightarrow {}^{4}_{2}He + e^{+} + \nu_e \qquad (\nu_{hep}) \tag{1.72} $$

Si toutes ces réactions produisent des neutrinos électroniques, elles diffèrent cependant par le taux de production et l'énergie de ceux-ci, reportés dans la table 1.6 [47]. Le spectre en énergie de ces neutrinos est illustré sur la figure 1.4.

Source	Energie (MeV)	Flux $10^{10} cm^{-2}.s^{-1}$
ν_{pp}	≤ 0.420	$5.95 \pm 1\%$
ν_{Be}	90% 0.861 10% 0.383	$0.48 \pm 10\%$
ν_B	<15	$5.93.10^{-4} \pm 15\%$
ν_{pep}	1.44	$1.40.10^{-2} \pm 1.5\%$
ν_{hep}	≤ 18.77	$9.3.10^{-7}$

TAB. 1.6 – Energie et flux des neutrinos solaires selon le processus par lequel ils ont été produits [47].

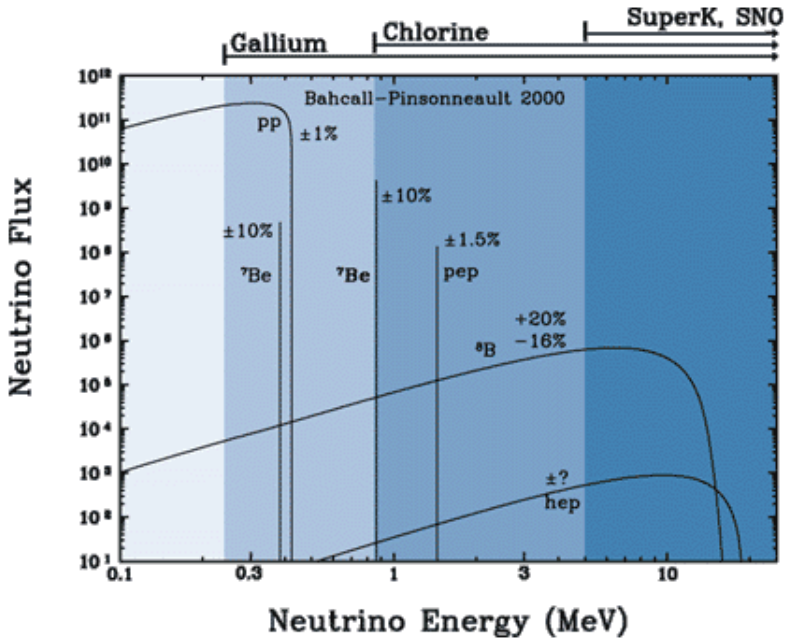


FIG. 1.4 – Spectre en énergie des neutrinos solaires. Les gammes d'énergie accessibles par quelques expériences sont également indiquées.

B) Oscillations de neutrinos

Grâce à l'importance de la distance Terre-Soleil ($\sim 1.510^{11}$ m), les neutrinos solaires permettent d'étudier les oscillations avec des paramètres de masse Δm^2 de l'ordre de $10^{-12} - 10^{-10}\ eV^2$. On a vu que les interactions avec la matière modifient la masse effective du neutrino (section [1.2.3]), le neutrino ν_e est le plus affecté car c'est le seul à pouvoir interagir par courant chargé dans la matière ordinaire. Cet effet de matière dépend fortement des potentiels effectifs (V^{CC} et V^{CN}) décrits dans la section [1.1.2]. Or l'ordre de grandeur des potentiels effectifs dans le soleil est de 10^{-12} eV^2. Un neutrino de 10 MeV/c possède donc un terme de masse induit de l'ordre de 10^{-4} eV/c^2. Cet effet est encore plus visible sur les différences de masse au carré : un Δm^2 de l'ordre de 10^{-4} eV^2/c^4 est transformé en un Δm^2 apparent de l'ordre de 10^{-11} eV^2/c^4. Le potentiel effectif V^{CC} n'est pas constant tout au long du parcours des neutrinos solaires car la densité d'électrons n'est pas homogène dans le soleil. Lorsque cette densité d'électrons correspond à un potentiel V_{res}, on est à la résonnance et la probabilité d'oscillation est alors maximale c'est l'effet MSW dans le soleil.

Cet effet de matière peut aussi se produire lorsque les neutrinos traversent

la Terre avant d'interagir dans le détecteur . La probabilité d'oscillation des neutrinos solaires n'est donc pas la même durant le jour et la nuit, car la nuit les neutrinos traversent également la Terre avant d'interagir dans le détecteur.

Les expériences de type radiochimique

Les expériences ayant étudié ou étudiant les neutrinos solaires sont nombreuses. Homestake [4], en 1968, est la première expérience a avoir détecté des neutrinos solaires ν_e et observé un déficit de ces neutrinos. Puis deux autres expériences, également de type radiochimique ont suivi : GALLEX [48] en Italie et SAGE [49] en Russie. Le principe de détection est similaire pour ces trois expériences, la capture du neutrino par un noyau $A(Z)$ selon la réaction β inverse permet de former un noyau $A(Z+1)^*$ radioactif :

$$\begin{array}{rll} \text{Cible Chlore :} & \nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar^* + e^- & \text{pour Homestake} \\ \text{Cible Gallium :} & \nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{71}Ge^* + e^- & \text{pour GALLEX et SAGE} \end{array}$$

Ces noyaux radioactifs sont ensuite extraits du détecteur par séparation chimique et comptabilisés. On en déduit alors le flux de neutrinos solaires au dessus du seuil de la réaction. Ce seuil est de 814 KeV pour le Chlore de Homestake qui ne peut donc pas mesurer le flux de neutrinos ν_{pp} (Table 1.6) dont l'éenergie est plus petite. Par contre, GALLEX et SAGE, qui utilisent du Gallium dont le seuil en énergie pour la réaction de capture des neutrinos est de 233 KeV, sont en mesure de détecter tous les types de neutrinos solaires. Les expériences radiochimiques ont l'avantage de pouvoir détecter des neutrinos de basse énergie.

Pour limiter le bruit de fond provenant du rayonnement cosmique, ces expériences sont situées dans des laboratoires souterrains. Homestake a observé seulement un tiers des neutrinos prédits par le modèle solaire [50], GALLEX et SAGE en ont observé approximativement 60%.

Les détecteurs à eau

D'autres expériences, basées sur des détecteurs à eau, étudient les neutrinos solaires, parmi elles l'expérience Super-Kamiokande située au Japon et l'expérience SNO située au Canada [8]. Ce type d'expérience étudie en particulier les neutrinos solaires d'énergie supérieure à 5 MeV environ (les

[8]SNO utilise de l'eau lourde pure à la différence des autres expériences utilisant de l'eau pure

expériences sont sensibles aux neutrinos dont l'énergie est sous ce seuil mais le bruit de fond est trop important). Ces expériences ne pourront donc étudier que les neutrinos ν_B provenant de la désintégration β du Bore, car ils sont suffisamment énergétiques (Table 1.6). Les neutrinos ν_{hep} sont encore plus énergétiques que les neutrinos ν_B provenant du Bore mais ils sont très difficilement détectables car leur flux est très faible par rapport aux autres types de neutrinos (Table 1.6).

Super-Kamiokande est un détecteur cylindrique de 39 m de diamètre tapissé de plus de 11000 photomultiplicateurs et rempli de 50000 tonnes d'eau pure. Pour les mêmes raisons que les expériences décrites ci-dessus, Super-Kamiokande est situé à 1 km sous terre. Les neutrinos sont détectés par leur diffusion sur les électrons de l'eau (interaction quasi-élastique) :

$$\begin{aligned} \nu_e + e^- &\rightarrow e^- + \nu_e \qquad \text{(courant chargé)} \\ \nu_x + e^- &\rightarrow \nu_x + e^- \qquad \text{(courant neutre)} \end{aligned}$$

avec $x = e, \mu, \tau$.

Il faut remarquer que l'expérience est, contrairement aux trois expériences précédentes, sensible aux trois saveurs de neutrino même si la section efficace du neutrino ν_e est environ 6 fois plus importante dans cette réaction. Les photomultiplicateurs vont ensuite détecter la lumière Cerenkov produite par l'électron. Pour des neutrinos ν_B d'énergie supérieure à 5 MeV, Super-Kamiokande n'observe que 39% des neutrinos ν_B ($E(\nu_B) > 5MeV$) prédits par le modèle solaire.

On a vu que les neutrinos solaires interagissant la nuit traversaient en plus la Terre par rapport aux neutrinos interagissant le jour, ce qui peut changer la probabilité d'oscillation (effet MSW dans la Terre, section [1.2.3]). Super-Kamiokande observe l'assymétrie suivante [51] :

$$\frac{\Phi_{\text{nuit}} - \Phi_{\text{jour}}}{\Phi_{\text{moyen}}} = 0.018 \pm 0.016(stat)^{+0.013}_{-0.012}(sys) \tag{1.73}$$

Bien qu'étant non nulle cette asymétrie est totalement compatible avec zéro à 1.3 σ.

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) est constituée d'une sphère de 12 mètres de diamètre contenant 1000 tonnes d'eau lourde entourée d'un cylindre d'eau pure de 34 mètres de haut et de 22 mètres de diamètre. Environ 10000 photomultiplicateurs, tournés vers l'extérieur ou l'intérieur, englobent cette structure. Trois processus différents sont étudiés :

$$\begin{aligned} \nu_e + d &\rightarrow p + p + e^- \qquad \text{(CC)} \\ \nu_x + d &\rightarrow p + n + \nu_x \qquad \text{(CN)} \\ \nu_x + e^- &\rightarrow \nu_x + e^- \qquad \text{(ES)} \end{aligned}$$

Le premier processus est l'interaction par courant chargé du neutrino ν_e sur le deutérium présent dans l'eau lourde. L'électron est détecté par les photomultiplicateurs grâce à la lumière Cerenkov qu'il produit. On attend environ 30 événements par jour de ce type. Le deuxième processus n'est plus spécifique au neutrino électronique, puisqu'il s'agit de l'interaction par courant neutre du neutrino. On attend environ 30 événements par jour dans ce canal. On détecte alors ces événements grâce au neutron. Trois techniques différentes ont été successivement mises en œuvre. La première technique consistait à détecter la lumière émise par les photons lors de la capture du neutron par le deuterium. L'efficacité de capture n'était que de 25%. Pour augmenter cette efficacité jusqu'à 83%, 2.5 tonnes de NaCl ont été ajoutées dans l'eau lourde. Cette technique, bien que performante, va être abandonnée au profit de compteurs proportionnels à ^3He. Ces compteurs vont remplacer le sel qui va être extrait et vont détecter différemment les neutrons avec une efficacité de 45%. Et enfin, le dernier processus est identique au processus étudié par Super-Kamiokande et décrit auparavant, environ trois événements de ce type sont attendus chaque jour. Les mesures de flux sont indiquées ci-dessous pour les trois processus [52] :

$$\begin{aligned} \Phi^{\mathrm{CC}}(\nu_e) &= 1.70 \pm 0.07(stat)^{+0.09}_{-0.10}(sys) \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1} \\ \Phi^{\mathrm{CN}}(\nu_x) &= 4.9 \pm 0.24(stat)^{+0.29}_{-0.27}(sys) \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1} \\ \Phi^{\mathrm{ES}}(\nu_x) &= 2.13^{+0.29}_{-0.28}(stat)^{+0.15}_{-0.08}(sys) \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1} \end{aligned} \tag{1.74}$$

où x=e, μ, τ et $\Phi^{\mathrm{ES}}(\nu_x) = \Phi^{\mathrm{ES}}_{CC}(\nu_e) + \Phi^{\mathrm{ES}}_{CN}(\nu_x)$.
Seul le neutrino ν_e interagi par courant chargé et par courant neutre, les autres n'interagissent que par courant neutre. Le flux mesuré par courant neutre présente un excès par rapport au flux mesuré par courant chargé et par diffusion. Cela démontre qu'une partie des neutrinos électroniques ν_e a changé de saveur (neutrino ν_μ ou neutrino ν_τ). En combinant les flux mesurés par les trois processus dans SNO, on obtient les flux pour différentes saveurs [53] :

$$\begin{aligned} \Phi(e) &= 1.76^{+0.05}_{-0.05}(stat)^{+0.09}_{-0.09}(sys) \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1} \\ \Phi(\mu,\tau) &= 3.41^{+0.45}_{-0.45}(stat)^{+0.48}_{-0.45}(sys) \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1} \end{aligned} \tag{1.75}$$

Les résultats de SNO montrent que la composante du flux de neutrino non-électronique est non nulle à 5.4σ. De plus, le flux de neutrinos solaires obtenu avec ces mesures est en très bon accord avec le flux de neutrinos solaires prédit par le modèle solaire. La figure 1.5 représente les différents flux mesurés et les flux prédits par le modèle solaire.

$$\begin{aligned} \Phi(\text{Modèle solaire}) &= 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6 cm^{-2}.s^{-1} \\ \Phi(\text{SNO}) &= 5.21 \pm 0.27(stat) \pm 0.038(sys) \times 10^6 cm^{-2}.s^{-1} \end{aligned} \tag{1.76}$$

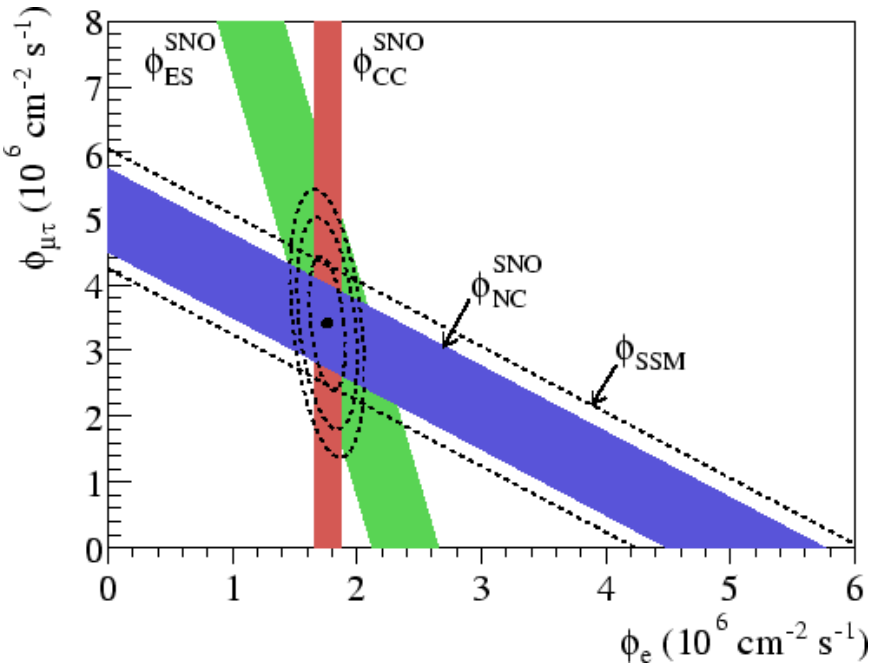


FIG. 1.5 – Flux de ν_μ et de ν_τ en fonction du flux de ν_e déduit des trois réactions neutrinos dans SNO. Les bandes diagonales montrent le flux total théorique du ^8B (ligne pointillée) et celui mesuré avec les réactions par courants neutres (ligne pleine). L'intersection des trois zones donne la proportion des neutrinos ν_μ et de ν_τ par rapport aux neutrinos ν_e.

Pour terminer sur les neutrinos solaires, SNO mesure une asymétrie A sur le flux de neutrinos électroniques ν_e de [9] [53] :

$$\frac{\Phi_{\text{nuit}} - \Phi_{\text{jour}}}{\Phi_{\text{moyen}}} = 0.070 \pm 0.049(stat)^{+0.013}_{-0.012}(sys) \tag{1.77}$$

L'asymétrie est plus grande que celle mesurée par Super Kamiokande mais pas encore significative.

Avant les résultats de l'expérience SNO, quatres régions (LMA, LOW, SMA, VAC) de la zone des paramètres d'oscillation (Δm^2, $\sin^2(2\theta)$) pouvaient correspondre à un scénario d'oscillation, même si la solution LMA était privilégiée. Après les mesures de SNO, seules deux régions peuvent encore contribuer aux oscillations : la solution LMA, qui reste la solution privilégiée, et la solution LOW. La valeur centrale de ces régions de paramètres d'oscillation est indiquée dans le tableau 1.3.2. On utilise $\tan^2(2\theta)$

[9] en supposant que le spectre du Bore n'est pas déformé

plutot que $\sin^2(2\theta)$ pour distinguer les angles de mélange inférieurs à $\pi/4$ de ceux supérieurs à $\pi/4$. En effet, les effets de matière dans le soleil permettent de lever l'ambiguïté sur les solutions avec θ supérieur ou inférieur à $\pi/4$, comme ils lèvent l'ambiguïté sur le signe de la différence de masses au carré Δm^2_{12}.

Solution	$\Delta m^2(eV^2)$	$\tan^2(\theta)$
LMA	$4.7.10^{-5}$	0.43
LOW	$1.3.10^{-7}$	0.55

TAB. 1.7 – Zone centrale des paramètres d'oscillation des neutrinos solaires pour la solution LMA et la solution LOW obtenus grâce à l'expérience SNO.

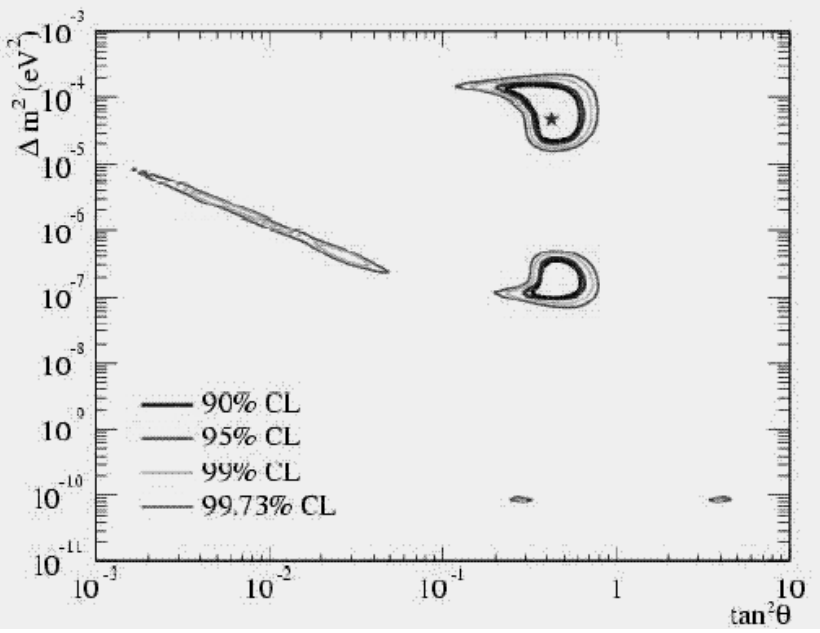


FIG. 1.6 – Zone des paramètres d'oscillations pour les neutrinos solaires obtenue avec les résulats de l'expérience SNO. Le meilleur ajustement correspond à la solution LMA [54].

La zone des paramètres d'oscillations (Δm^2,$\tan^2(\theta)$) obtenue avec les derniers résultats de l'expérience SNO est représentée sur la figure 1.6. Pour tester la solution LMA proposée par SNO, le projet Kamland a vu le jour.

Test de la solution LMA avec Kamland

L'expérience Kamland, qui a débuté en janvier 2002, se déroule au Japon, elle étudie les oscillations de neutrinos des réacteurs.Seize centrales nucléaires, situées entre 80 et 214 km du détecteur contribuent aux flux d'anti-neutrinos étudiés : 10^5 $\bar{\nu}_e$ cm^{-2}.s^{-1}. L'énergie de ces anti-neutrinos est de quelques MeV.

Kamland est sensible aux petits Δm^2 (jusqu'à $\Delta m^2_{min} = 10^{-5}$ eV^2) car la distance séparant les réacteurs des détecteurs est suffisamment grande. Ces petits Δm^2 correspondent à la solution des grandes amplitudes de mélange obtenue dans le cadre de l'effet matière MSW pour les neutrinos solaires (LMA).

Le détecteur est composé d'une sphère de 13 mètres de diamètre entourée de 2000 photomultiplicateurs. Il est situé dans la mine de Kamioka à 1000 mètres de profondeur soit 2700 mètres équivalent eau pour le protéger des rayons cosmiques. La sphère contient 1000 tonnes de scintillateur liquide. Les anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$, provenant principalement de 5 réacteurs, interagissent dans le scintillateur pour donner naissance à un positron et à un neutron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.78}$$

Le seuil en énergie de la réaction est de 1.8 MeV. L'émission retardée d'un photon de 2.2 MeV suite à la capture du neutron par l'hydrogène permet de signer le passage d'un anti-neutrino ν_e.

L'ensemble (sphère + photomultiplicateurs) est placé dans une cuve remplie d'eau qui sert de blindage actif contre les muons : ceux-ci interagissent dans l'eau et émettent un rayonnement Cerenkov détecté par 200 photomultiplicateurs externes.

Kamland attendait (86.8 + 5.6) événements de type $\bar{\nu}_e$ et elle n'en a observé que 54 alors que le bruit de fond attendu était très bas (1 + 1). Kamland a donc mis en évidence une disparition de neutrinos ν_e que l'on peut évaluer avec le rapport suivant [56] :

$$\frac{\mathrm{N_{observé}}}{\mathrm{N_{attendu}}} = 0.611 - 0.085(stat) - 0.041(syst) \tag{1.79}$$

La solution LMA qui était déjà favorisée par SNO, l'est encore un peu plus avec les résultats de Kamland. La zone des paramètres d'oscillation obtenue en combinant les résultats de SNO et de Kamland [55] est représentée sur le graphique de droite de la figure 1.7. Le meilleur ajustement conduit à $\tan^2\theta = 0.40^{0.09}_{-0.07}$ et une différence de masse au carré $\Delta m^2 = 8.2^{+0.6}_{-0.5}.10^{-5}$ eV^2.

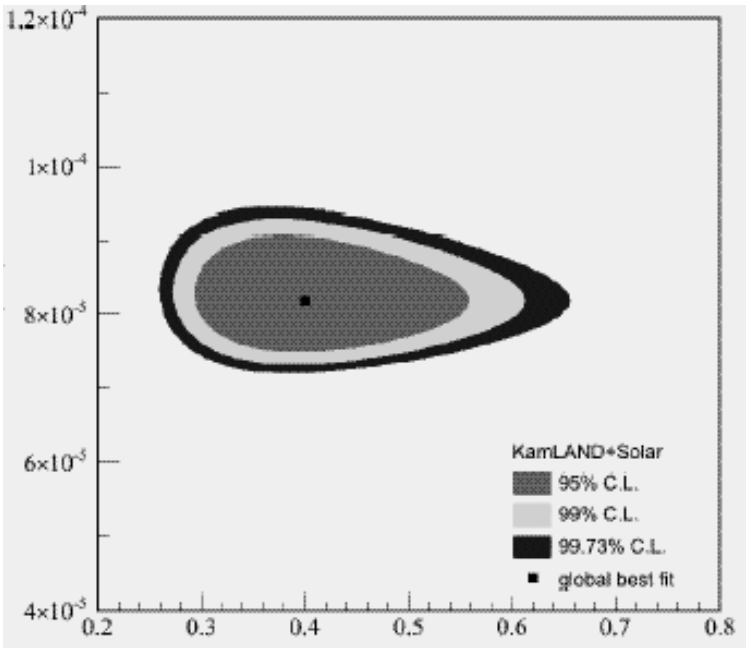


FIG. 1.7 – Zone des paramètres d'oscillation pour les neutrinos solaires obtenue en combinant les résultats de SNO et de Kamland [55].

1.3.3 Domaine des paramètres d'oscillation Δm^2 atmosphériques

A) Les neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques proviennent de l'interaction des rayons cosmiques dans la partie haute de l'atmosphère. Ces rayons cosmiques sont essentiellement composés de protons. En interagissant, les protons donnent naissance à des pions et des kaons qui vont par la suite se désintégrer en muons (μ^+,μ^-) et neutrinos (ν_μ,$\bar{\nu}_\mu$). Les muons, d'énergie relativement basse pour la plupart ($\sim 1GeV$), ont alors le temps de se désintégrer dans l'atmosphère et ainsi de produire des électrons (ou positrons) et des neutrinos ν_e et $\bar{\nu}_\mu$ (ou $\bar{\nu}_e$ et ν_μ). Comme il y a deux sources de neutrinos ν_μ (désintégration des pions et des kaons et désintégration des muons) et une seule source de neutrinos électroniques ν_e (désintégrations de muons), on s'attend en première appoximation à :

$$\mathrm{r} = \frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{(\nu_e + \bar{\nu}_e)} = 2 \tag{1.80}$$

Par contre lorsque le muon est plus énergétique, il n'a alors pas le temps de se désintégrer dans l'atmosphère et le rapport devient plus grand. Le flux absolu de neutrino d'une certaine saveur est determiné avec une précision de 20-30% alors que le rapport entre les différentes saveurs est lui déterminé avec une précision de 5%.

Les neutrinos atmosphériques peuvent pénétrer dans le détecteur par le haut, dans ce cas la distance parcourue par le neutrino est de l'ordre de 10-20 km, ou par le bas , et dans ce cas les neutrinos traversent en plus la Terre et parcourent donc une distance pouvant atteindre 13000 km. On distingue donc deux classes d'événements :

- événements de classe U qui pénètrent le détecteur par le haut et qui ont donc un angle zénithal θ compris entre $-\pi/2$ et $\pi/2$
- événements de classe D qui rentrent dans le détecteur par le bas et qui ont donc un angle zénithal compris entre $\pi/2$ et $3\pi/2$

B) Oscillations de neutrinos

C'est évidement ce rapport r (équation (1.81)qui va être utilisé dans les expériences étudiant les neutrinos atmosphériques. Ainsi la recherche d'oscillations de neutrinos est effectuée en comparant la valeur du rapport r mesuré avec la valeur du rapport r attendu en l'absence d'oscillation (obtenu par des simulations Monte-Carlo). On définit donc le rapport R :

$$R = \frac{\mathrm{r_{mesuré}}}{\mathrm{r_{attendu}}} = \frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}_{\mathrm{mes}} \Big/ \frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}_{\mathrm{att}} \tag{1.81}$$

Les détecteurs ne distinguent pas les interactions de neutrinos des interactions d'anti-neutrinos. On enregistre des événements de type μ (correspondant à l'interaction d'un ν_μ ou d'un $\bar{\nu_\mu}$) et des événements de type e (correspondant à l'interaction d'un ν_e ou d'un $\bar{\nu_e}$). Si les simulations sont correctes et si il n'y pas d'oscillations de neutrinos alors ce rapport vaut 1.

Deux types d'expériences (de première génération) portant sur les neutrinos atmosphériques ont eu lieu :

- les expériences de calorimétrie telles Frejus, Soudan et NUSEX
- les expériences basée sur l'effet Cerenkov telles IMB et Kamiokande

Toutes ces expériences de première génération ont mesuré le rapport des saveurs R, leurs résultats étaient compatibles entre eux et donnaient un rapport R plus petit que 1 (aux alentours de 0.6 en moyenne).

Kamiokande et Super-Kamiokande.

L'expérience Kamiokande a pu étudier la variation de ce rapport R en fonction de l'angle zénithal grâce à une statistique accumulée importante [57]. Il a été observé que ce rapport diminue d'un facteur 4 environ quand l'angle varie de 0^o à 180^o pour l'échantillon de haute énergie. De plus un petit excès d'événements de type électron et un défaut d'événements de type muon ont été observés pour les événements de classe D. Super-Kamiokande confirme les résulats de Kamiokande avec une plus grande statistique. Cet effet peut s'expliquer par un mécanisme d'oscillation de neutrinos : en effet les neutrinos de classe D ont parcouru une distance plus grande. De plus, comme ils ont traversé la Terre, ils peuvent donc avoir subi l'effet MSW (section [1.2.3]) et oscillés. Cependant cet effet de disparition observé par Super-Kamiokande n'est pas assez significatif du point de vue statistique. De plus même si toutes les expériences sont en bon accord en utilisant différentes techniques de détection, plusieurs incertitudes peuvent être à l'origine d'un biais systématique commun :

- l'incertitude sur le calcul du rapport de flux ν_μ/ν_e (environ 5%)
- l'incertitude sur le calcul des sections efficaces d'interactions neutrinos par courant chargé et par courant neutre (environ 3.5%)
- et enfin l'incertitude liée à la discrimination entre muons et électrons (<2-3%)

En juin 1998, Super-Kamiokande observe une distorsion du spectre zénithal des neutrinos muoniques. Cet effet est à priori beaucoup moins affecté par des erreurs systématiques que la mesure du rapport R. Le spectre zénithal des neutrinos électroniques et muoniques est représenté sur la figure 1.8 pour des événements de basse et haute énergie. Les événements sont en effet divisés en deux catégories :

- événements de basse énergie (sub-GeV) avec énergie visible $E_{vis} < 1.3$ GeV
- événements de haute énergie (multi-GeV) avec énergie visible $E_{vis} > 1.3$ GeV

On peut également définir une asymétrie A telle que :

$$A = \frac{U - D}{U + D} \tag{1.82}$$

où D(U) est un nombre d'événements de classe D(U) obéissant à la relation : $-1 < \cos\theta < -0.2$ ($0.02 < \cos\theta < 1$).

Les distributions de l'angle zénithal pour les neutrinos électroniques s'ajustent parfaitement avec les simulations (dans lesquelles aucun effet d'oscillation n'a été introduit) pour tous les types d'événements ce qui n'est absolument

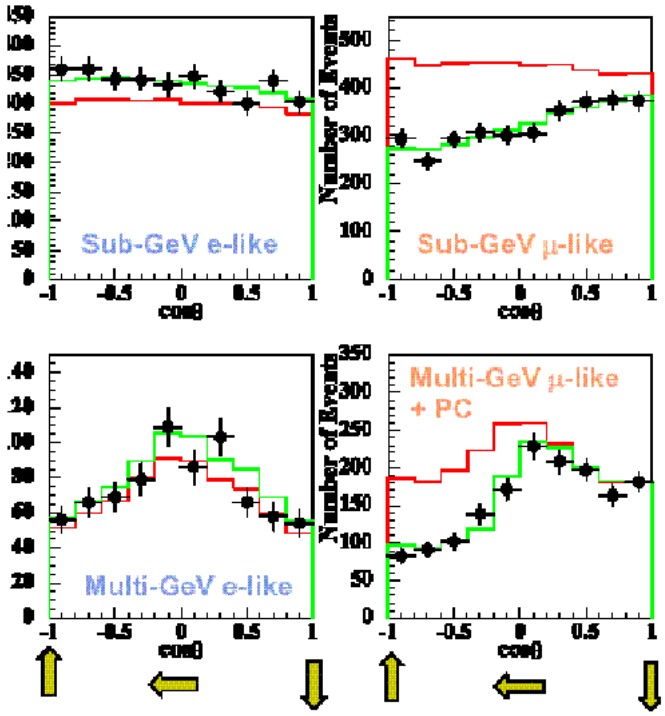


FIG. 1.8 – Distributions de l'angle zénithal des neutrinos dans l'expérience Super-Kamiokande.

pas le cas pour les neutrinos muoniques. En effet les simulations (toujours sans oscillations) pour les neutrinos muoniques reproduisent bien les données seulement pour les événements Multi-GeV et de classe U (cosinus > 0.02) car le rapport L/E est petit. Pour tous les évènements sub-GeV et les événements Multi-Gev de type D (distance de parcours plus grande), l'ajustement des données n'est possible qu'en introduisant des oscillations. Les distributions de l'angle zénithal pour les neutrinos muoniques ne s'ajustent bien sur tout le spectre qu'avec les simulations dans lesquelles on a introduit une oscillation. Il s'agit donc d'une forte indication en faveur des oscillations de neutrinos muoniques.

Dans l'hypothèse des oscillations entre deux saveurs, l'analyse des données de Super-Kamiokande favorise les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec les paramètres d'oscillation les plus probables suivants [58] :

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &= 2.0.10^{-3} \quad \text{eV}^2 \\ \sin^2(2\theta) &= 1 \end{aligned} \tag{1.83}$$

Les hypothèses des oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$ sont éliminées d'une part parce qu'on n'observe pas d'excès significatif de neutrinos ν_e dans Super-Kamiokande et d'autre part parce que des expériences d'oscillations de neutrinos de réacteurs ont exclu une grande zone de paramètres $(\Delta m^2, sin^2(2\theta))$ correspondant.

Hypothèse des oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$

Les réacteurs nucléaires, via les désintégrations β des produits de fission, sont une des principales sources d'anti-neutrinos électroniques $\bar{\nu}_e$. L'énergie de ces neutrinos n'excède pas 10 MeV, ils ne sont donc pas suffisamment énergétiques pour interagir par courant chargé et produire des leptons lourds tels que les muons ou les tau. Les expériences auprès des réacteurs sont donc des expériences de disparition et l'on va détecter les anti-neutrinos électroniques par désintégration β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ n \tag{1.84}$$

Pour limiter les incertitudes sur le flux de neutrinos , deux détecteurs sont généralement utilisés. De plus une mesure du bruit de fond est effectuée lorsque le réacteur est à l'arrêt. Ce type d'expériences, dont la distance était légèrement supérieure au kilomètre (CHOOZ, Bugey, Palo Verde...) n'a pas pu mettre en évidence des oscillations de neutrinos . Cependant l'expérience CHOOZ a obtenu de très bonnes limites sur les différences de masses au carré [59] : les meilleures limites avant les récents résultats de Kamland. D'autre part, l'expérience du Bugey a donné les limites les plus basses sur l'amplitude de mélange [60]. CHOOZ avait installé son détecteur à 1115 m et à 998 m de deux réacteurs nucléaires situés dans les Ardennes françaises. Comme il n'y avait qu'un détecteur, le flux de neutrinos a été modelisé à partir de l'expérience du Bugey qui fonctionnait sur le même type de réacteur. A cette distance CHOOZ était sensible aux paramètres Δm^2 privilégiés par l'interprétation du déficit de neutrinos atmosphériques en terme d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$: $\frac{L}{E} \sim \frac{0.01}{1} \Rightarrow \Delta m^2 \sim 10^{-2}$. Avec un niveau de confiance de 90%, CHOOZ n'a observé aucune indication d'oscillation. La région suivante des paramètres d'oscillation a alors été exclue par l'analyse de disparition des $\bar{\nu}_e$:

$$\begin{aligned} \Delta m^2 > 7.10^{-4} eV^2 \quad & pour \quad \sin^2(2\theta) = 1 \\ \sin^2(2\theta) > 0.1 \quad & pour \quad \Delta m^2 \geq 1 eV^2 \end{aligned} \tag{1.85}$$

Les hypothèses d'oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$ pour expliquer le déficit de neutrinos ν_μ observé par l'expérience Super Kamiokande ne sont donc plus valides.

Oscillations $\nu_\mu \to \nu_{sterile}$ et $\nu_\mu \to \nu_\tau$

Les indications expérimentales favorisant l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ par rapport à l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_{\text{stérile}}$ sont les suivantes [61] :

- Les neutrinos stériles n'interagissent pas dans la matière. Il y a donc moins d'interactions neutrinos par courant neutre dans le cas d'un modèle d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_{\text{stérile}}$ que dans le cas d'un modèle d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Les interactions par courant neutre (échange d'un Z^0) se caractérisent par la présence de hadrons neutres comme le π^0 dans l'état final. Or les données de Super-Kamiokande (graphique de gauche de la figure 1.9) favorisent un nombre d'interactions neutrino par courant neutre plus proche de celui obtenu avec le modèle $\nu_\mu \to \nu_\tau$ que celui obtenu avec le modèle $\nu_\mu \to \nu_{\text{stérile}}$.
- Les neutrinos ν_μ et ν_τ interagissent de la même manière dans la matière (échange d'un Z^0). Par contre, comme le neutrino $\nu_{\text{stérile}}$ n'interagit pas dans la matière, il n'est pas sensible au potentiel d'interaction et pour les événements traversant la Terre (classe D) l'oscillation n'est pas amplifiée (effet matière MSW). On attend donc plus de neutrinos ν_μ (neutrinos qui n'ont pas oscillé) dans le modèle d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_{\text{stérile}}$ que dans le modèle d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ (graphique de droite de la figure 1.9).

Interactions de neutrinos ν_τ *par courant chargé*

D'autre part, des études cherchant à mettre en évidence des interactions ν_τ par courant chargé dans le détecteur Super-Kamiokande ont été développées. On attend environ 20 événements de ce type par an (pour $\Delta m^2 = 3.10^{-3}$ eV^2 et $\sin^2(2\theta) = 1$) et le rapport signal sur bruit est d'environ 0.7%. Le bruit de fond étant évidemment constitué par les interactions ν_e et ν_μ (courant chargé et courant neutre). Néanmoins, comme le seuil pour une interaction ν_τ par courant chargé est de 3.5 GeV, la plupart de ces événements sont éliminés. Trois méthodes différentes mais corrélées ont été utilisées [61] :

- méthode de vraisemblance basée sur des variables cinématiques : l'énergie visible etc ...
- méthode basée sur un réseau de neurones
- méthode de vraisemblance basée sur le flux d'énergie et la forme de l'événement

Toutes montrent une légère évidence pour l'apparition d'un lepton τ mais aucune n'est statistiquement siginificative [61].

Ces résultats ne permettent pas d'exclure l'hypothèse des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{stérile}}$ même si elle est moins probable que l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Par contre les données ne sont pas compatibles avec une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La région des paramètres d'oscillations (Δm^2,$\sin^2(2\theta)$) la plus favorisée avec un niveau de confiance de 90% pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est la suivante [63] :

$$\begin{aligned} 1,5.10^{-3} eV^2 < \quad \Delta m^2 \quad & < 3,1.10^{-3} \\ \sin^2 2\theta \quad > \quad & 0.92 \end{aligned} \tag{1.86}$$

Cette région de paramètres est représentée sur la figure 1.10.

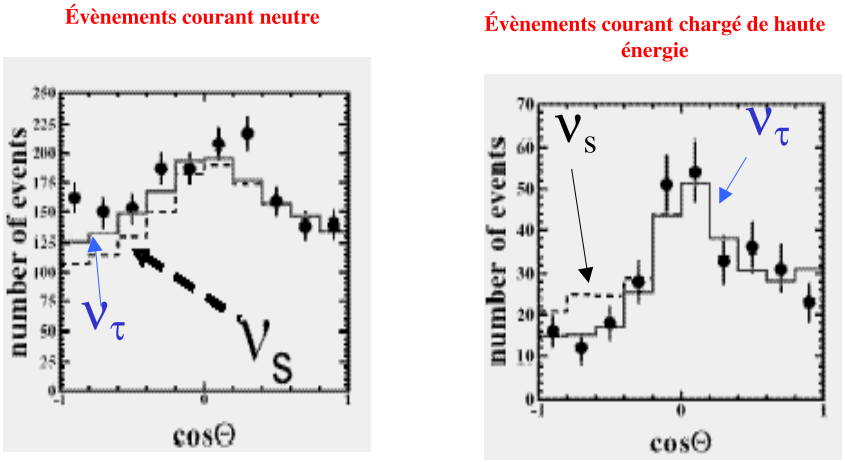


FIG. 1.9 – Analyse des oscillations de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{stérile}}$ dans l'expérience Super-Kamiokande [62]. Le graphique de gauche représente le nombre d'événements courant neutre en fonction du cosinus de l'angle zénithal ; celui de droite représente le nombre d'événements courant chargé de haute énergie en fonction également du cosinus de l'angle zénithal.

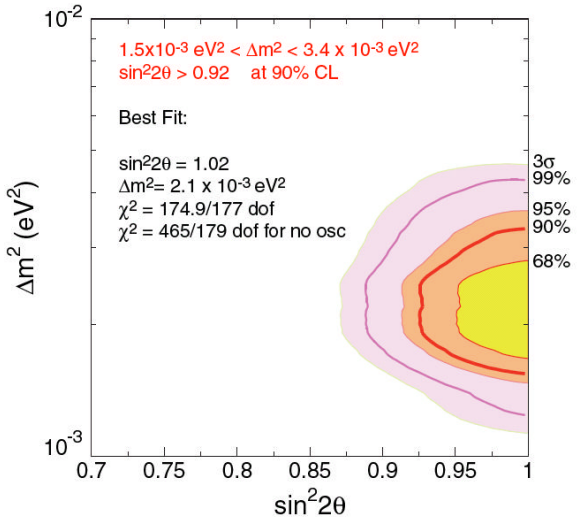


FIG. 1.10 – Région des paramètres d'oscillation favorisés par l'expérience Super-Kamiokande pour différents niveaux de confiance dans l'hypothèse des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [63].

K2K : Test des paramètres d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Le projet K2K (KEK to Kamioka) a vu le jour pour tester la solution des paramètres d'oscillation proposés par l'expérience Super-Kamiokande. K2K, situé dans la mine de Super-Kamiokande est la première expérience sur faisceau de neutrinos à grande distance (250 km) a prendre des données, elle a débuté en juin 1999. Le faisceau dont l'énergie moyenne est de 1,3 GeV est produit à KEK, sa composition est la suivante [64] :

- 98.2% de ν_μ
- 1.3% de ν_e
- 0.5% de $\bar{\nu_\mu}$

Deux détecteurs proches, situés sur le site de KEK (à 300 m de la source), sont utilisés pour vérifier la stabilité et la direction du faisceau ainsi que pour déterminer le flux de normalisation et le spectre d'énergie [65].

Le premier objectif de K2K est la recherche d'une disparition de neutrinos ν_μ. Le nombre d'événements et le spectre en énergie qui sont mesurés dans le détecteur Super-Kamiokande sont comparés avec ce qui est attendu dans les modèles avec et sans oscillations.

Avec les données accumulées entre juin 1999 et juin 2001, c'est à dire avant

l'accident de Super-Kamiokande en novembre 2001, le nombre d'événements attendus est [65][66] :

$$N_{\nu_\mu} = 80.1^{+6.2}_{-5.4} \tag{1.87}$$

Or seul 56 événements ont été détectés. Le rapport des flux entre les détecteurs proches et le détecteur lointain constitue la principale source d'erreur $\binom{4.9\%}{5.0\%}$ avec la normalisation (5%) [65][66]. Le nombre d'événements et le spectre d'énergie observés sont en accord avec une oscillation de neutrinos. De plus la probabilité que les mesures de K2K soient dues à des fluctuations statistiques est inférieure à 1% [66].

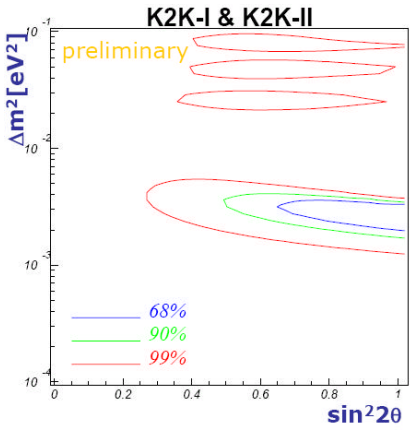


FIG. 1.11 – Région des paramètres d'oscillation obtenue avec l'expérience K2K pour différents niveaux de confiance. Le meilleur ajustement donne une valeur centrale pour Δm^2 de 2.8×10^{-3} eV^2 [64].

La région des paramètres d'oscillation permis par les résultats de K2K est représentée sur la figure 1.11 pour différents niveaux de confiance. En considérant un niveau de confiance de 90% on obtient la zone suivante pour les paramètres [64] :

$$\begin{aligned} 1,7.10^{-3} \quad < \Delta m^2(eV^2) \quad &< 3,5.10^{-3} \\ sin^2(2\theta) \quad &= 1 \end{aligned}$$

Ces paramètres sont compatibles avec ceux obtenus par l'expérience Super-Kamiokande.

1.3.4 Domaine des grands paramètres Δm^2

A) Oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$

On produit facilement des faisceaux de neutrinos ν_μ d'énergie relativement élevée, grâce aux accélérateurs. L'énergie des neutrinos permet d'avoir des interactions ν_μ courant chargé et au dessus de quelques GeV d'avoir des interactions ν_τ courant chargé en cas d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Les expériences de neutrinos issus d'accélerateurs peuvent donc être des expériences de disparition ou des expériences d'apparition. Deux expériences européennes, maintenant terminées et situées sur le site du CERN, NOMAD et CHORUS, vont être présentées.

CHORUS et NOMAD étaient des expériences d'apparition. Un faisceau de neutrinos ν_μ, dont l'énergie moyenne était de 27 GeV, était produit au CERN par le WANF (West Area Neutrino Facility). La distance parcourue par les neutrinos était d'environ 900 mètres. Ces expériences cherchaient à mettre en évidence l'apparition d'un neutrino ν_τ dans un faisceau de neutrinos ν_μ. CHORUS utilisait, comme l'expérience OPERA va le faire, des émulsions photographiques pour mettre en évidence un lepton τ produit par l'interaction d'un neutrino ν_τ. Ni NOMAD, ni CHORUS n'ont pu mettre en évidence des oscillations de neutrinos et la zone des paramètres ($\sin^2(2\theta)$,Δm^2) exclue est à peu-près la même [67] [68] :

$$\begin{array}{rcl} \sin^2(2\theta) \sim 3.10^{-4} & \text{pour des} & \Delta m^2 \text{ grands} \\ \Delta m^2 < 0.75\text{eV}^2 & \text{pour} & \sin^2(2\theta) = 1 \end{array}$$

B) Oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$

Deux expériences américaines, produisant un faisceau de neutrinos à partir d'accélérateurs, ont également étudié (ou étudie encore) l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$:

- LSND qui est terminée
- Mini-BooNE qui a pour objectif de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND.

L'expérience LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) se trouvait à LAMPF (Los Alamos), à une distance de 30 mètres de la source. LSND était un détecteur composé de 167 tonnes de liquide scintillant entouré par 1220 photomultiplicateurs.

Deux canaux d'analyse ont été étudiés :

- $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ avec la désintégration au repos de μ^+
  ($\pi^+ \to \nu_\mu + \mu^+$(au repos), puis μ^+(au repos) $\to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$)
- $\nu_\mu \to \nu_e$ avec la désintégration en vol de π^+

$(\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu)$

L'énergie moyenne des neutrinos est de 40 MeV. Dans le canal $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$, l'analyse de données LSND [69] [70] a montré un excès (39.5±8.8) d'événements de type e^+n par rapport au bruit de fond attendu (4.6±0.6) dans l'intervalle d'énergie 36-60 MeV. Les anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$, apparus dans un flux de $\bar{\nu}_\mu$, étaient recherchés par la réaction de désintégration β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.88}$$

Ce type d'événements était identifié grâce à la détection de la lumière Cerenkov émise par le positron puis par le photon produit lors de la réaction de capture du neutron. Les neutrinos ν_e étaient quant à eux détectés par diffusion courant chargé.

La région des paramètres d'oscillations favorisée par la dernière analyse de LSND [71] est la suivante :

$$\begin{array}{rcl} 0.2 < \Delta m^2(\mathrm{eV}^2) & < 10 \\ \sin^2(2\theta) & \text{petits} \\ \text{meilleur ajustement :} \quad \Delta m^2 & = 1.2\mathrm{eV}^2 \\ \sin^2(2\theta) & = 0.003 \end{array}$$

Or une partie de cette région de paramètres est exclue par les expérience suivantes : Bugey [60], CCFR [72], Karmen-II [73] et NOMAD [68]. L'expérience Mini-BooNE est le "dernier test" pour la recherche d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$. L'expérience [74] a commencé sa prise de données en août 2002 [10]. Si un signal est observé avec MiniBooNE (phase 1), un second détecteur sera ajouté à une distance appropriée (phase 2 : BooNE). Pour produire le faisceau de neutrinos, le principe est le même que celui utilisé par OPERA (section [2.2.1]) :

- on envoie des protons de 8 GeV délivrés par l'accélérateur BOOSTER du Fermilab sur une cible de Béryllium
- les pions résultant de cette interaction sont focalisés avec un système de cornes magnétiques en direction du détecteur à 500 mètres de là

Le faisceau de neutrinos a une énergie moyenne de 1 GeV. Le détecteur est composé d'une sphère de 12 m de diamètre remplie d'huile minérale et de photomultiplicateurs. Les interactions neutrinos sont détectées par la lumière Cerenkov et la lumière de scintillation. Si des oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$ se produisent comme l'indique LSND, MiniBooNE observera un excès de plusieurs centaines d'électrons dans une année de fonctionnement dont la signification sera de l'ordre de 8-10 σ [74]. Il faut environ 10^{21} protons sur cible pour

[10] avec un faisceau de neutrinos qui n'avait pas encore atteint son intensité maximale

exclure la zone de LSND dans le cas où MiniBooNE ne voit pas de signal, actuellement MiniBooNE a accumulé 2.3×10^{20} protons sur cible [75].

1.3.5 Etat actuel de la matrice de mélange leptonique

Il faut placer le cadre des mesures actuelles pour introduire ce qui est à faire après.
Les valeurs obtenues avec une analyse globale dans le cadre d'un mélange à 3 neutrinos (Table 1.8) permettent de montrer la précision actuelle sur les paramètres de mélange Δm^2_{21}, $|\Delta m^2_{31}|$, θ_{12} et θ_{23}. Les données utilisées sont issues des résultats atmosphériques (SK, MACRO, Soudan) + K2K et des résultats solaires+Kamland. Ces valeurs sont tirées de la référence [76].

paramètres d'oscillation	meilleur ajustement	intervalle à 3 σ	précision
Δm^2_{21}	7.1x10^{-5} eV^2	(5.2-9.8)x10^{-5} eV^2 + LMA-2	33%
$\|\Delta m^2_{31}\|$	2.4x10^{-3} eV^2	(1.4-3.4)x10^{-3} eV^2	42%
θ_{12}	33.2^o	28.3^o- 38.7^o	15%
θ_{23}	45^o	35^o- 56^o	23%
$\theta_{13} < 0.2$ à 90% de niveau de confiance			

TAB. 1.8 – Valeurs des paramètres issues d'une analyse globale à 3 neutrinos [76].

La valeur de θ_{13} n'est pas connue et seule une limite supérieure existe provenant de CHOOZ [77].

La phase de violation CP et le signe de Δm^2_{31} sont inconnus et n'ont pas été encore explorés.

Chapitre 2

L'expérience OPERA

2.1 Objectifs et motivations

OPERA est une expérience sur faisceau de neutrinos produit au CERN. 732 km séparent la source de neutrinos du détecteur situé au Gran Sasso, c'est pourquoi on parle de "long baseline experiment". OPERA a pour objectif la première observation directe d'apparition de neutrinos ν_τ dans un faisceau de ν_μ. Cette observation permettrait de confirmer les hypothèses d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ qui ont été avancées pour expliquer le déficit de neutrinos atmosphériques de type ν_μ observé par l'expérience Super-Kamiokande[5].
Une mesure plus précise des paramètres d'oscillation sera apportée par le taux d'apparition de ν_τ dans OPERA. Grâce à une bonne identification des électrons, OPERA est également sensible à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et peut donc contribuer à apporter une meilleure contrainte sur θ_{13}, un autre paramètre de la matrice de mélange MNS des neutrinos [42] [43].
La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du faisceau de neutrinos . La description du détecteur OPERA est donnée dans la deuxième partie. Et enfin, la stratégie d'analyse est expliquée dans la troisième partie.

2.2 Le faisceau de neutrinos : CNGS

Le projet CNGS [7](CERN Neutrino to Gran Sasso) a pour but de produire un faisceau de neutrinos ν_μ au CERN et de le diriger sur le laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS), où se trouve le détecteur OPERA. Les neutrinos interagissant très peu avec la matière, le faisceau va traverser l'écorce terrestre sur 732 km sans être significativement atténué. La profondeur maximale du faisceau est de 11,4 km et l'angle entre l'axe du faisceau et l'horizontale au Gran Sasso est de 3.2 degrés.

L'énergie moyenne du faisceau est de 17 GeV (figure 2.11 , section [2.2.3]) et 98% des neutrinos ont une énergie supérieure à 3,5 GeV permettant d'être au-delà du seuil de production d'un lepton τ en cas d'oscillation.

Une première partie du texte décrira la production de ce faisceau de neutrinos . Les moyens mis en œuvre pour le contrôler seront détaillés dans la deuxième partie et, enfin, la troisième partie présentera les caractéristiques de ce faisceau au Gran Sasso.

2.2.1 Production du faisceau de neutrinos CNGS

Le faisceau de neutrinos est fabriqué de la manière suivante :

- des protons de 400 GeV sont envoyés sur une cible de graphite.
- les particules secondaires résultant de cette interaction, principalement des pions et des kaons, sont focalisées par un système de cornes magnétiques en direction du Gran Sasso.
- ces particules secondaires se désintègrent ensuite dans un tube à vide de 1 kilomètre de long, produisant ainsi les neutrinos :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \nu_\mu \quad \mu^+ \\ K^+ &\rightarrow \nu_\mu \quad \mu^+ \\ K^+ &\rightarrow \pi^0 \quad \pi^+ \end{aligned}$$

- enfin, un arrêt de faisceau permet de stopper les hadrons restants.

Ce principe de production est illustré sur la figure 2.1 où apparaissent différents composants et les distances les séparant.

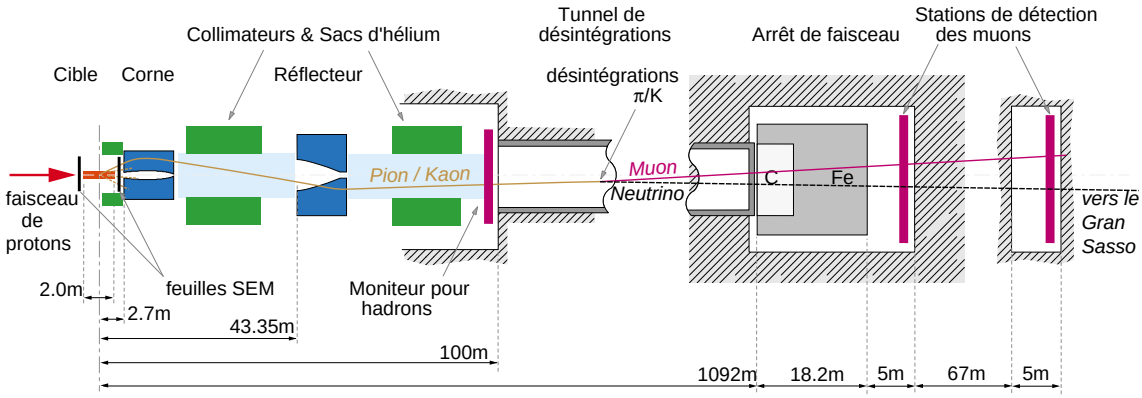


FIG. 2.1 – Schéma illustrant la production d'un faisceau de neutrinos. (pas à l'échelle)

Production du faisceau primaire : protons

Comme source de protons de haute énergie (400GeV), le CNGS utilise différents accélérateurs du CERN, illustrés sur la figure 2.2. Tout d'abord le LINAC fournit des protons de 50 MeV au BOOSTER. Ce dernier les accélère jusqu'à 1,4 GeV avant de les transférer avec un système de double remplissage [78] au synchrotron (PS) où ils atteignent l'énergie de 14 GeV. Enfin le supersynchrotron (SPS), dont l'intensité est de 8.6×10^{13} protons par cycle grâce à 5 remplissages continus ("5-turn Continuous Transfert") [78], permet d'obtenir des protons de 400 GeV.

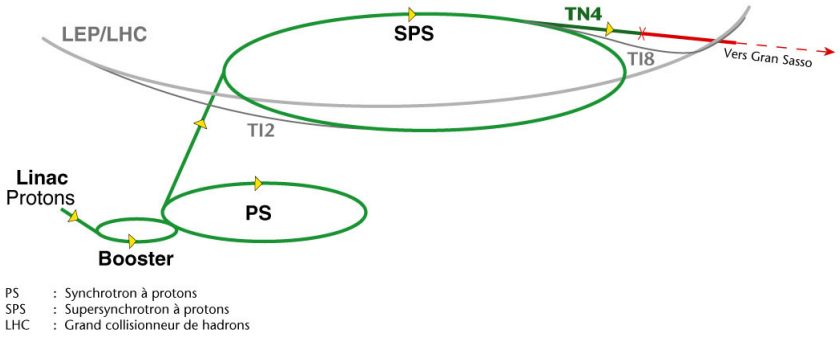


FIG. 2.2 – Ensemble des accélérateurs permettant d'obtenir un faisceau de protons de 400 GeV pour le CNGS.

Ces protons sont ensuite extraits du SPS grâce à un système d'extraction rapide (FE) de 10.5 μs. On attend 3.5×10^{13} protons par extraction. Comme l'illustre la figure 2.3, il y a 2 extractions successives espacées de 50 ms, c'est pourquoi il y a deux injections venant du synchrotron (PS).

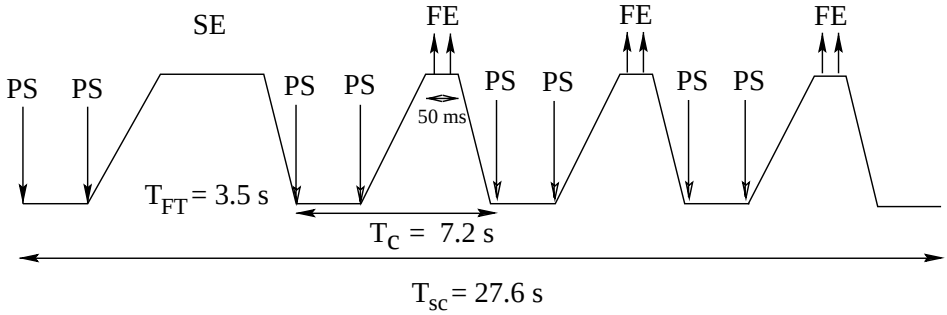


FIG. 2.3 – Cycle du SPS avec les extractions rapides(FE) pour le CNGS et les extractions lentes (SE) pour d'autres expériences ou faisceaux testx.

Le SPS sera également utilisé par le grand accélérateur de hadrons (LHC) et par d'autres expériences de physique nécessitant une extraction plus lente (SE) ce qui nécessite un fonctionnement en mode partagé. En se basant sur un temps de fonctionnement de 200 jours par an, en mode partagé, et en considérant une efficacité totale de 55%, le SPS fournit $6,7 \times 10^{19}$ protons par an sur la cible (pot.y^{-1}) [1].

Production du faisceau secondaire : pions et kaons

Le faisceau de protons est ensuite envoyé sur une cible de graphite dont les dimensions (approximativement 3 fois la longueur d'interaction) ont été choisies pour donner un taux maximal de particules secondaires (95% des protons interagissent). La mise en place d'un système de refroidissement basé sur de l'hélium gazeux est nécessaire pour évacuer toute l'énergie thermique laissée par ces interactions. Ce système de refroidissement est illustré sur la figure 2.4.

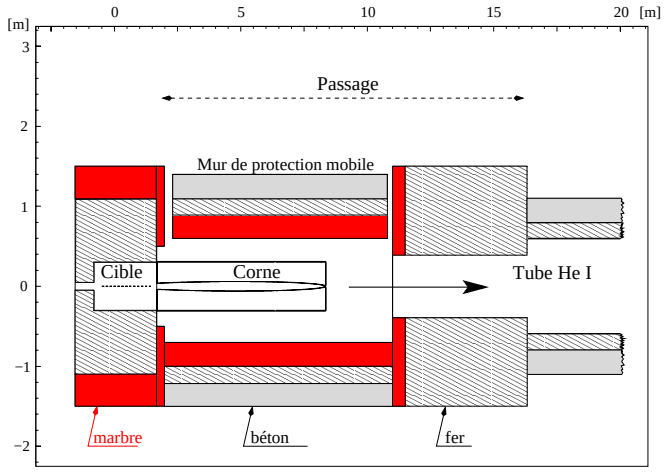


FIG. 2.4 – Schéma représentant la cible et son système de refroidissement basé sur de l'hélium.

La cible est constituée de 11 cylindres de 3 mm de diamètre pour une longueur de 10 cm fixés sur l'axe du faisceau par des disques minces. La distance entre deux cylindres est de 9 cm, ce qui donne une cible de 2 m de long.

Les particules secondaires entrent ensuite dans un système de cornes magnétiques qui les focalisent dans la bonne direction. Il y a 10 fois plus de

[1] Nombre obtenu avec une intensité = 1.5 × l'intensité nominale. Avec l'intensité nominale, le SPS fournit $4.5\times\ 10^{19}$ pot.y^{-1}.

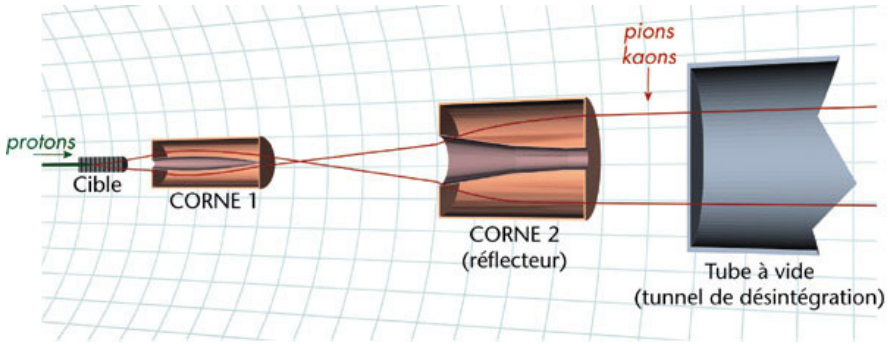


FIG. 2.5 – Système de focalisation des pions et des kaons.

pions produits lors de cette interaction que de kaons, ce qui s'explique par la masse plus légère des pions. Ce sytème de focalisation est illustré sur la figure 2.5

Des lentilles magnétiques coaxiales ont été choisies pour ce système de focalisation, car elles ont une acceptance angulaire et en impulsion plus grande que des aimants de focalisation. En outre, elles permettent de faire une sélection sur le signe des particules et supportent aisément des niveaux de radiations importants.

Dans la première corne magnétique, représentée sur la partie supérieure de la figure 2.6, la forme du conducteur intérieur est telle que les particules arrivant avec un petit angle ne traversent aucun champ magnétique, celles arrivant avec un grand angle traversent un champ magnétique, produit dans le volume entre les deux conducteurs coaxiaux (tubes) que l'on peut calculer avec la formule suivante : $B(Tesla) = I/(50 \times R)$ où R est le rayon (en cm) et I le courant circulant dans les tubes (I=150 kA)[7]. Ce champ magnétique focalise les particules en un faisceau parallèle. Les particules de charge négative sont bien sûr défocalisées. Cette corne magnétique courbe cependant trop les particules en dessous de 35 GeV et pas assez les particules au dessus. La deuxième corne, appelée réflecteur et représentée sur la partie inférieure de la figure 2.6, est basée sur le même principe que la première (l'intensité circulant dans les conducteurs coaxiaux est de 180 kA [79]). Elle a cependant une ouverture plus large pour permettre aux particules déjà focalisées correctement de la traverser sans subir le champ magnétique. Elle permet de corriger l'effet de la première corne en refocalisant les particules trop déviées. La trajectoire de quelques particules provenant de la cible et passant à travers ce système de focalisation est illustrée sur la figure 2.7.

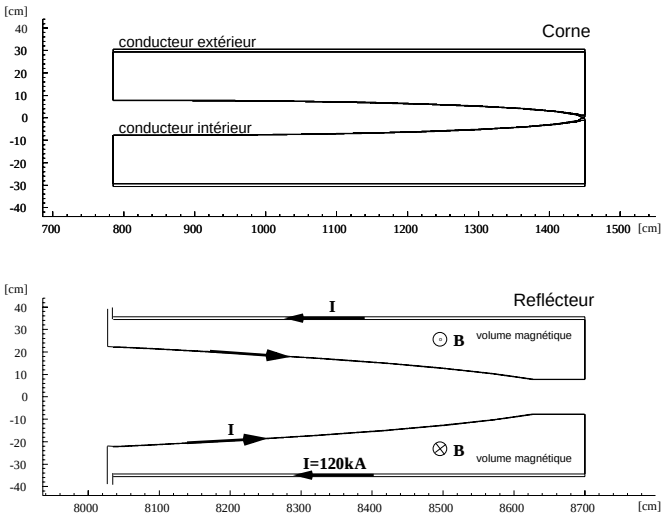


FIG. 2.6 – Schéma de la corne magnétique et du réflécteur du systéme de focalisation.

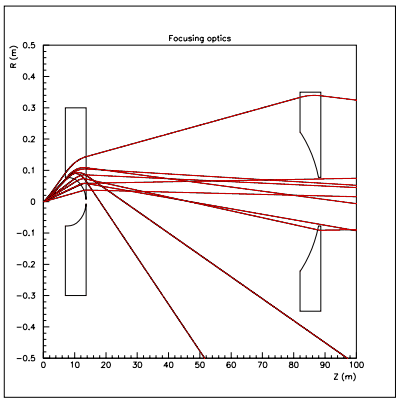


FIG. 2.7 – Trajectoires de particules provenant de la cible et déviées par les champs magnétiques de la corne et du réfléctuer.

Production du faisceau de neutrinos

Le faisceau de pions et de kaons ainsi produit et focalisé entre ensuite dans un tunnel de désintégration. Celui-ci est constitué d'un tube en acier de 1 kilomètre de long pour un diamètre de 2.45 mètres scellé dans la roche. Pour éliminer toute perte de pions ou de kaons par interaction avec des molécules d'air, ce tube est maintenu sous vide : la pression est inférieure à 5 mbar. Une simple pompe à vide permet en une semaine d'extraire plus de 99% de l'air de ce tube. Les pions et les kaons peuvent respectivement atteindre une énergie de 120 GeV et de 60 GeV. Comme la distance moyenne de désintégration croît avec l'énergie de la particule, on obtient une distance moyenne de désintégration de 6600 m pour des pions de 120 GeV et de 450 m pour des kaons de 60 GeV. La longueur du tunnel est donc un compromis entre l'intensité du faisceau et le coût de celui-ci. Il faut cependant noter que tous les kaons vont se désintégrer dans le tunnel, ainsi que 80% environ des pions.

Au bout de ce tunnel se trouve un arrêt de faisceau dont le rôle est d'arrêter les protons qui n'ont pas interagi et les pions et kaons qui ne se sont pas encore désintégrés. La quantité et l'énergie des particules à absorber étant relativement élevées, la construction de cet arrêt de faisceau (3 mètres de graphite puis 15 mètres de fer) doit permettre une bonne répartition de la chaleur. Un système de refroidissement à eau en circuit fermé est donc prévu en plus. Outre les neutrinos, les muons sont eux aussi difficilement

absorbés dans un arrêt de faisceau car ils interagissent très peu. Cependant, un kilomètre après l'arrêt de faisceau, tous les muons se seront désintégrés dans la roche.

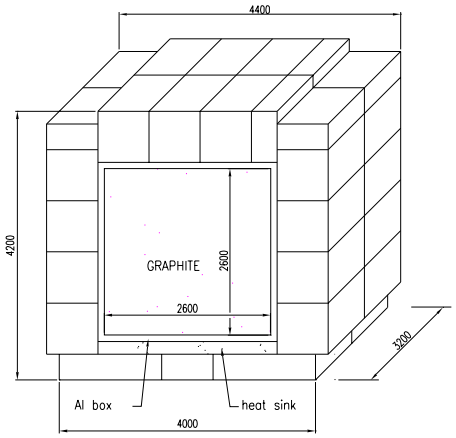


FIG. 2.8 – Arrêt de faisceau

2.2.2 Contrôle du faisceau

Outre la production à proprement parler de ce faisceau de neutrinos, il reste à en assurer le contrôle et l'alignement. Les sources des erreurs d'alignement sont nombreuses : il y a tout d'abord les déplacements latéraux des éléments de la ligne de faisceau, mais également les déplacements angulaires du faisceau de protons ainsi que les changements de divergence de ce dernier. Enfin le mauvais alignement géodésique de la ligne de faisceau entière complète cette liste non exhaustive. Ces erreurs d'alignement et leurs effets sont étudiés en détail dans la note [80]. Dans ce qui suit, je parlerai des moyens mis en place pour contrôler les paramètres du faisceau : les deux stations de détection des muons, principalement, auxquelles s'ajoutent les différents moniteurs de faisceau. Les conséquences d'un mauvais alignement seront traitées dans la deuxième partie.

Stations de détection des muons

Les stations de détection des muons doivent détecter les erreurs d'alignement (dans la chaîne de production du faisceau) susceptibles de produire des effets significatifs au Gran Sasso [79]. En particulier l'alignement du faisceau de protons avec la cible et l'alignement du système de focalisation (corne +

réflecteur) avec l'axe du faisceau. De plus, ces stations permettent de surveiller l'intensité et la stabilité du faisceau de neutrinos de manière relative.

La première station de détection se situe juste derrière l'arrêt de faisceau ; elle est séparée de ce dernier par un mur de béton de 30 cm d'épaisseur. La seconde station est séparée de la première par 67 m de roche, équivalant à 25 mètres de fer [81]. Seuls les muons très énergétiques atteignent cette deuxième station, les moins énergétiques s'arrêtant entre les deux. L'intensité du pic de muons, correspondant au pic d'extraction de 10,5 μs dans le SPS, s'élève à $7.7\times10^{7}.cm^{-2}$ dans la première chambre et à $1.2\times10^{6}.cm^{-2}$ [82] dans la seconde. Plusieurs options ont été étudiées pour détecter les muons (détecteurs de silicium, etc ...), le choix, basé sur les résultats des études des erreurs d'alignement, s'est finalement porté sur des chambres d'ionisation pour leur robustesse, leur stabilité dans le temps [83]. De plus, grâce à des signaux importants, l'électronique peut-être éloignée ($\sim$1 km) [83]. Ces chambres d'ionisation ont également un bon rapport signal sur bruit et enfin elles sont déja disponibles (avec de l'électronique front-end et un système DAQ). Le seul désavantage de ces chambres d'ionisation est la mauvaise linéarité pour des flux de muons important, ce dernier point est encore en étude [83]. Un taux instantané de muons aussi important oblige à mesurer le courant induit par les muons plutôt que d'essayer de les compter. Les caractéristiques du faisceau de muons peuvent être déduites soit de la mesure de chaque cellule en X ou Y (intégrant alors tous les muons d'une coordonnée x ou y donnée) soit de la mesure d'un nombre discret de "pixels" couvrant la distribution du faisceau de muons.

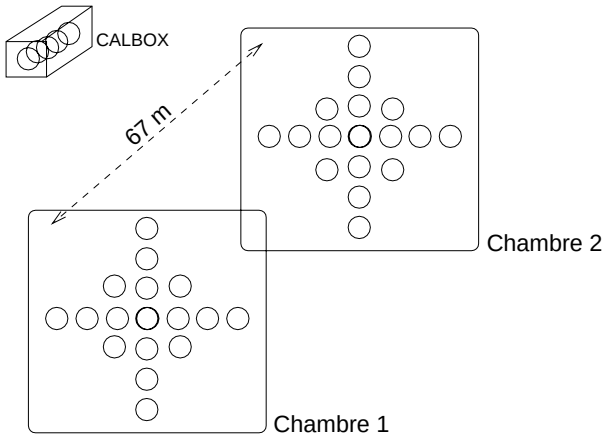


FIG. 2.9 – Schéma des deux stations de détection de muons, avec les 17 moniteurs de muons centrés sur l'axe du faisceau.

Il a été décidé d'utiliser une grille de 17 moniteurs de muons fixes ("points") et un scan occasionnel avec un moniteur motorisé contrôlé à distance pour obtenir le profil du faisceau de muons. La disposition des 17 moniteurs a été longuement étudiée et simulée [79][83][81], elle est représentée sur la figure 2.9.

En plus de l'information sur le profil du faisceau, une information angulaire peut être obtenue en utilisant les mesures des deux stations de muons.

Outre les deux stations de détection des muons, les moniteurs du faisceau de protons vont également être utilisés. De plus il est prévu d'installer un moniteur d'émission secondaire (SEM : Secondary Emission Monitor) qui pourra analyser, au moins de manière qualitative, les interactions des protons sur la cible. Le principe est le suivant : on place des feuilles de titane résistantes à l'intensité du faisceau avant et après la cible. Le rapport des signaux (avant et après la cible) permet d'obtenir la multiplicité des particules secondaires qui est une mesure du taux d'interaction. Ces différents systèmes vont permettre de contrôler au mieux le faisceau de neutrinos et d'évaluer ainsi les erreurs d'alignement.

Effets des erreurs d'alignement du faisceau

La précision latérale attendue sur la position du faisceau de protons sur la cible est de 0.1 mm. Il faut un déplacement de plus de 1 mm [80], soit un facteur 10 par rapport à la précision attendue, pour observer un effet sur le nombre d'interactions ν_τ courant chargé attendues dans OPERA. Ce déplacement n'a pas d'effet visible sur le moniteur de hadrons. En revanche, il est détecté par les deux stations de muons.

La résolution attendue sur le déplacement angulaire du faisceau de protons au point focal est de 0.1 mrad. Le nombre d'événements ν_τ courant chargé n'est pas très sensible à des déplacements angulaires supérieurs à 1 mrad [80]. La deuxième station de détection des muons est toujours plus sensible que la première station ou que le détecteur de hadrons à ces déplacements.

Pour une impulsion donnée (400 GeV/c), l'émittance du faisceau [2] de protons sur la cible est fixe. Cependant, la taille et la divergence peuvent être modifiées par le changement des paramètres de focalisation. Dans le cas où la divergence est multipliée par deux et la taille du "spot" divisée par deux, les caractéristiques du faisceau et le nombre d'interactions ν_τ courant chargé ne sont pas modifiés [80].

Les lentilles coaxiales magnétiques utilisées pour focaliser le faisceau se-

[2] l'émittance du faisceau est la puissance émise par unité de surface dans un demi-espace

Interactions courant chargé	ν_μ (%)	ν_τ (%)
faisceau CNGS standard	100.0	100.0
déplacement latéral du faisceau de protons (1 mm)	98.3	97.2
déplacement angulaire du faisceau de protons (1 mrad)	98.2	98.7
déplacement de la corne magnétique (6 mm)	98.4	97.2
déplacement géodésique (360 m)	97.0	97.5

TAB. 2.1 – Effets des erreurs d'alignement extrêmes sur le nombre d'interactions ν_μ par courant chargé ($2.45.10^3$ interactions/ktonne/année au total) et ν_τ par courant chargé avec $\Delta m^2 = 3.0.10^{-3}$ eV^2 (21.4 interactions/ktonne/année au total) dans OPERA [80].

condaire, la corne et le réflecteur peuvent être mal alignés. L'erreur attendue sur la position est égale à 0.1 mm. Les déplacements sur l'axe x parallèlement à l'axe z ont été étudiés jusqu'à 9 mm pour la corne et jusqu'à 3 cm pour le réflecteurs [80]. Le nombre d'interactions ν_τ courant chargé est modifié pour des déplacements supérieurs à 6 mm pour la corne et à 2 cm pour le réflecteur.

Enfin, la précision attendue sur l'alignement géodésique de la ligne de faisceau toute entière (faisceau de protons-cible-lentilles-tunnel de désintégration-chambres à muons) est de 0.05 mrad. Dans le cas où l'erreur sur l'alignement est de 0.5 mrad, ce qui correspond à 360 mètres de décalage au laboratoire souterrain du Gran Sasso, le nombre d'interactions ν_τ courant chargé est diminué de 2.5% [80].

Tous les effets de ces erreurs d'alignement sur le nombre d'interactions ν_μ et ν_τ courant chargé sont reportés dans le tableau 2.1.

2.2.3 Les caractéristiques du faisceau

Malgré la focalisation très précise du faisceau, ce dernier a une largeur qui s'étend au Gran Sasso sur environ 2 km. Cependant, la largeur du détecteur étant de 6 mètres et le flux de neutrinos ν_μ étant approximativement constant sur un kilomètre, cela n'a pas de réelle influence sur le nombre d'événements attendus.

En outre, même si certains types de neutrinos : $(\nu_e, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu)$ vont venir contaminer le faisceau, celui-ci est relativement pur. La contamination principale provient des $\bar{\nu}_\mu$ [84] produits par la désintégrations de pions et de

kaons chargés négativement qui ont pu traverser les cornes magnétiques, ces mêmes pions et kaons sont également à l'origine de la contamination en neutrinos $\bar{\nu}_e$. Enfin la contamination en neutrinos ν_e provient de la désintégration des muons positifs et de la désintégration de kaons positifs (principalement $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$), tous les chiffres correspondants sont mentionnés dans la table 2.2. Les spectres d'énergie pour ces différentes saveurs de neutrinos sont représentés sur les figures 2.10.

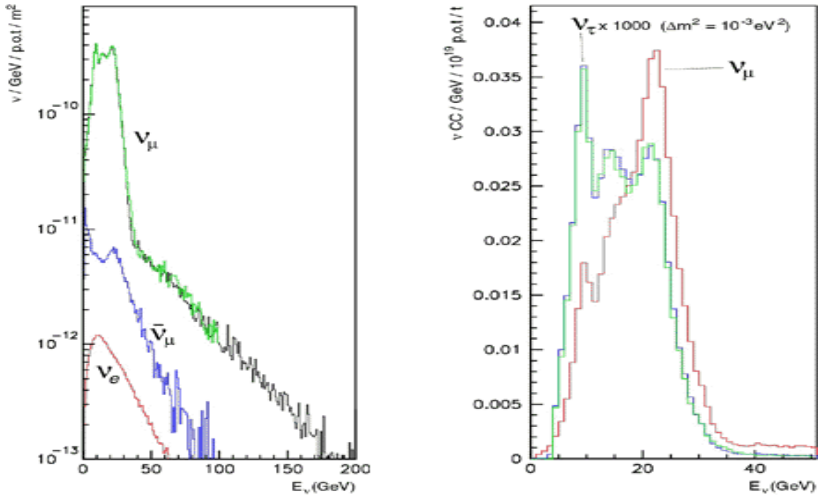


FIG. 2.10 – Distributions d'énergie pour les différentes saveurs de neutrino au Gran Sasso [85]. Le graphique de gauche illustre la contamination du faisceau de neutrinos ν_μ. Le graphique de droite représente la distribution d'énergie pour les neutrinos ν_μ interagissant par courant chargé et pour les neutrinos ν_τ, en prenant $\Delta m^2 = 10^{-3}$ eV^2, attendus au Gran Sasso.

Le graphique de gauche permet de constater que le flux des neutrinos contaminant le faisceau est faible. Le graphique de droite illustre le fait que les neutrinos ν_τ ont une énergie plus faible en moyenne que les neutrinos ν_μ car la probabilité d'oscillation est plus grande pour les énergies plus basses.

fraction de neutrinos	
ν_e/ν_μ	0.8%
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2.0%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0.05%

TAB. 2.2 – La contamination du faisceau de ν_μ est exprimée dans cette table sous forme de fraction. La précision statistique des simulations Monte Carlo est de l'ordre de 1%[84].

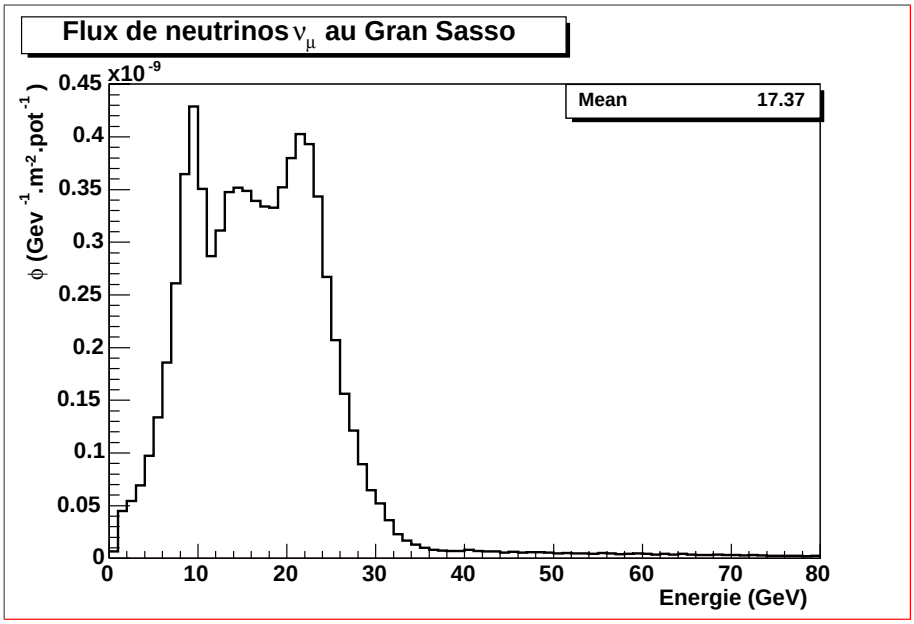


FIG. 2.11 – Flux de neutrinos ν_μ avant oscillation au Gran Sasso

L'énergie moyenne du faisceau est de 17 GeV, comme l'illustre la figure 2.11 représentant le spectre d'énergie des ν_μ au Gran Sasso, ce qui est suffisamment énergétique pour que :

- 98% des neutrinos aient une énergie supérieure à 3.5 GeV, permettant d'être au-delà du seuil de production d'un lepton tau
- la détection de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ soit optimisée ; en effet, le rapport des sections efficaces $\sigma^{CC}_{\nu_\tau}/\sigma^{CC}_{\nu_\mu}$ augmente légèrement avec l'énergie.

Les sections efficaces ν_μ courant chargé et ν_τ courant chargé totales sont représentées sur la figure 2.12. Ces sections efficaces sont disponibles sur le site web du CNGS [85] [85]. Elles prennent en compte les interactions profondément inélastiques, les interactions quasi-élastiques et les interactions résonnantes.

La section efficace ν_μ courant chargé, représentée sur la figure 2.12 et le flux de neutrinos ν_μ au Gran Sasso permettent de calculer le nombre d'interactions ν_μ courant chargé au Gran Sasso comme le montre l'équation ci-dessous :

$$N\nu_\mu^{CC} = A \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi_{\nu_\mu}(E) \times \sigma^{CC}_{\nu_\mu}(E) \times dE$$

où $A = 1,06.10^{33}$ est le nombre de nucléons dans le détecteur OPERA pour une masse de 1800 tonnes, $\sigma^{CC}_{\nu_\mu}$ la section efficace d'interaction ν_μ par courant chargé et ϕ_{ν_μ} le flux de neutrinos ν_μ.

Pour calculer le nombre d'événements τ (= interactions ν_τ courant chargé), il faut prendre en compte la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. En première approximation, c'est à dire en négligeant θ_{13}, la probabilité d'oscillation est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(L,E) = sin^2(2\theta_{23}) \times sin^2(1.27\Delta m^2_{23}\frac{L}{E})$$

où L est la distance parcourue par le faisceau exprimée en km, E l'énergie du faisceau en GeV et Δm^2 la différence des masses au carré en eV^2.

Le nombre d'interactions ν_τ courant chargé est obtenu grâce à la formule suivante :

$$N\nu_\tau^{CC} = A \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi_{\nu_\mu}(E) \times \mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E) \times \sigma_{\nu_\tau}^{CC}(E) \times dE$$

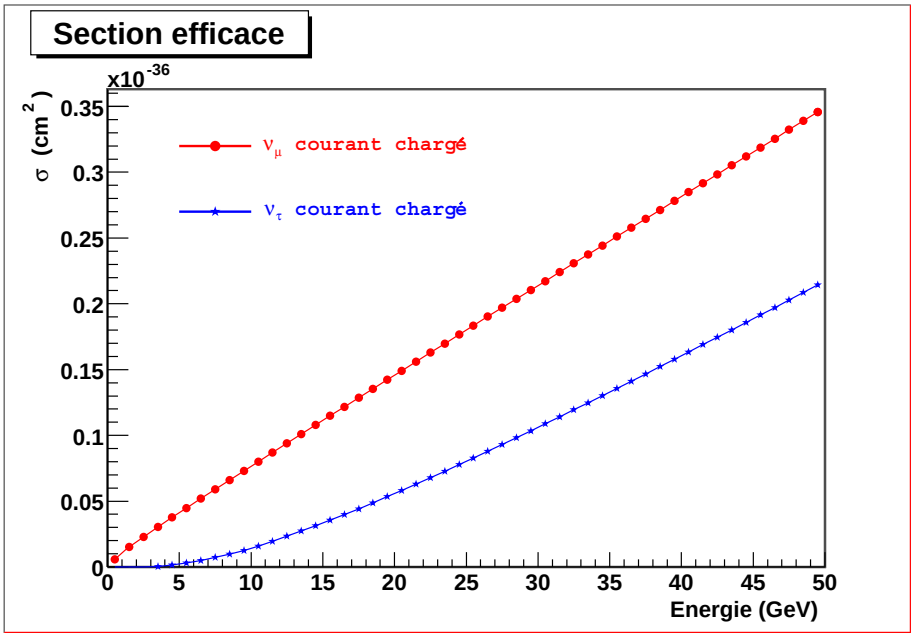


FIG. 2.12 – Section efficace totale ν_μ et ν_τ courant chargé en fonction de l'énergie E en GeV.

Le nombre d'interactions neutrinos ν_μ courant chargé et courant neutre et le nombre d'interactions ν_τ courant chargé attendus dans le détecteur OPERA pour une année de fonctionnement sont indiqués dans la table 2.3 pour différents Δm^2 et représentés sur la figure 2.13 pour $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2$.

Type d'interactions neutrinos		Nombre d'interactions neutrinos par an $E_\nu < 30GeV$	Nombre d'interactions neutrinos par an $E_\nu > 30GeV$
ν_μ courant chargé		6224	1769
ν_τ courant chargé	$\Delta m^2 = 1,6.10^{-3}eV^2$	15.64	0.628
	$\Delta m^2 = 2,4.10^{-3}eV^2$	34.98	1.41
	$\Delta m^2 = 3,9.10^{-3}eV^2$	90.80	3.723
courant neutre		2075	590

TAB. 2.3 – Nombre d'interactions neutrinos courant chargé ou courant neutre attendues dans le détecteur OPERA pour une année de fonctionnement.

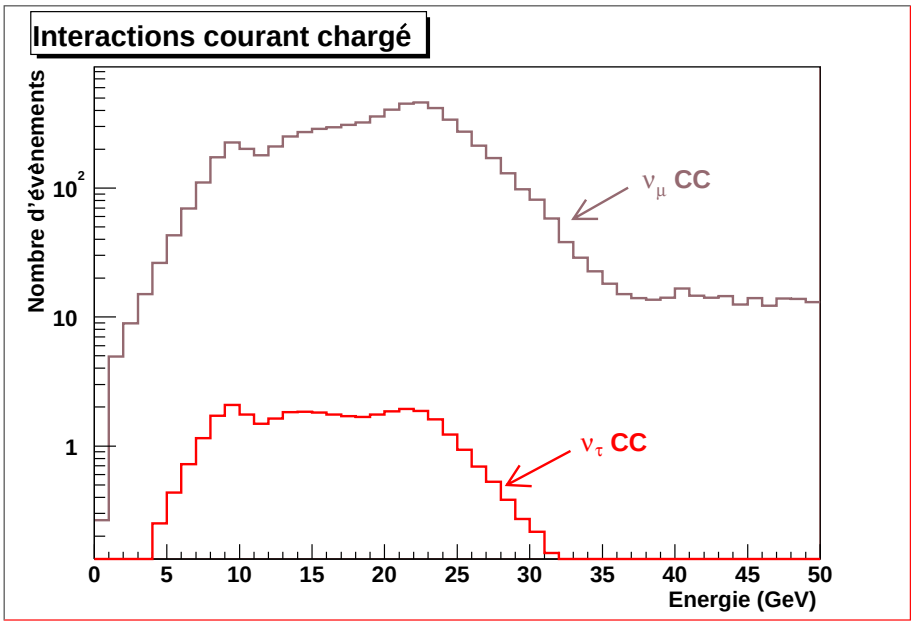


FIG. 2.13 – Evènements μ^- produits par interaction ν_μ courant chargé et evènements τ^- produits par interaction courant chargé d'un neutrino ν_τ dans le détecteur OPERA pour $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3}eV^2$.

2.3 Le détecteur OPERA

Le détecteur OPERA est placé dans le Hall C (figure 2.14) du laboratoire souterrain du Gran Sasso. Les halls du Gran Sasso sont dirigés vers le CERN à 732 km de là et sont placés dans une montagne sous 1400 mètres de roche correspondant à 2300 mètres équivalent eau. Le détecteur est donc bien protégé des rayons cosmiques, en particulier des muons qui auraient pu

constituer un bruit de fond important pour l'expérience. En effet, le nombre moyen de muons à la surface de la terre est d'environ $100.m^{-2}.s^{-1}$ alors qu'il est seulement de $1.m^{-2}.h^{-1}$ dans les galeries du Gran Sasso. En outre,un système de véto formé par [86] :

- un plan de RPC [3] d'au moins 10 m de côté placé devant le détecteur (= devant le premier super-module illustré sur la figure (2.15))
- deux plans de RPC placés au milieu du détecteur (= devant le deuxième super-module illustré sur la figure (2.15))

permettra de rejeter une grande partie des interactions ayant eu lieu dans la roche autour du détecteur et dans les parties non-instrumentées de celui-ci (l'aimant).

Si l'on augmente la surface du premier plan de RPC placé devant le premier super-module de 50%, on diminue le taux de déclenchement indésirable de 50%. Si l'efficacité de ce premier véto est seulement de 95%, il faut s'attendre à avoir 2 ou 3 fois plus de déclenchements indésirables [86].

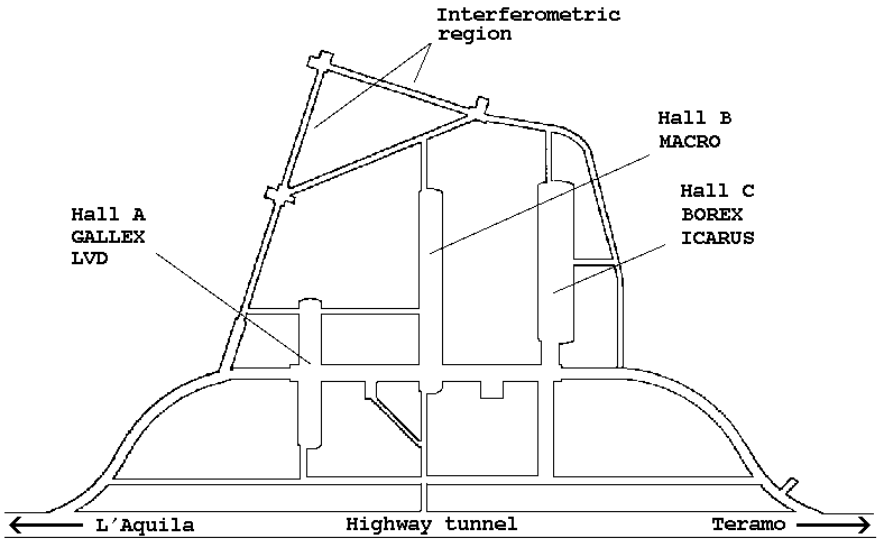


FIG. 2.14 – Schéma représentant la stucture souterraine du laboratoire du Gran Sasso. On remarque en particulier les trois halls dirigés vers le CERN et les tunnels de connection entre ces différents halls.

[3] Resistive Plate Chamber

Le Gran Sasso est une région aux risques sismiques non négligeables, c'est pourquoi le détecteur OPERA répond à des normes de sécurité très strictes, d'autant plus que le laboratoire est situé à côté d'un tunnel autoroutier de 10.4 km de long. Grâce à un système d'air conditionné, la température moyenne est de 18°C et l'humidité atteint 50% .

Le détecteur OPERA est composé de deux super-modules identique illustrés sur la figure 2.15. Un super-module est constitué d'une partie cible qui sera décrite dans le paragraphe suivant et d'un spectromètre qui fera l'objet du deuxième paragraphe. La longueur totale du détecteur est de 30 mètres pour une section de $10 \times 10\ m^2$ et sa masse résultante est de 1800 tonnes pour la partie cible et plus de 2000 tonnes pour les spectromètres. Une masse importante est en effet nécessaire pour favoriser l'interaction des neutrinos. La figure 2.15 nous permet de voir le support métallique reposant sur les aimants et sur lequel la partie cible est suspendue. Cette structure permet de satisfaire les contraintes liées à la sismicité.

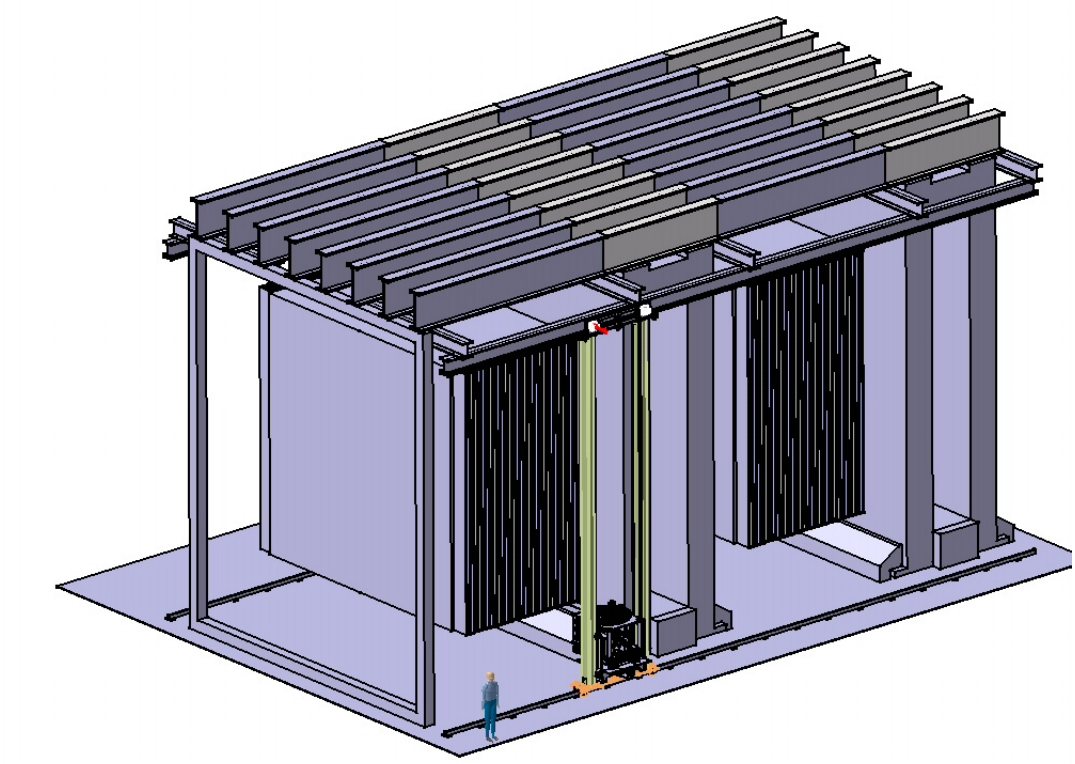


FIG. 2.15 – Le détecteur OPERA avec ses deux super-modules.

2.3.1 La cible

L'élément de base du détecteur OPERA est la brique d'émulsions photographiques ECC (Emulsion Cloud Chamber) dont les dimensions sont les suivantes : $12.8 \times 10.3\ cm^2$ pour une épaisseur de 8.16 cm. Le poids total d'une brique est de 8.3 kg.

Une brique est une succession de 57 films d'émulsion de 290 microns alternés avec des feuillles de plomb de 1 mm, cette structure modulaire schématisée sur la figure 2.16 permet d'optimiser la détection de particules dans les émulsions tout en favorisant l'interaction des neutrinos grâce au plomb. Les particules chargées qui traversent la brique noircissent les grains d'Argent de l'émulsion laissant ainsi une trace de leur passage. Une enveloppe amovible , appelé "Changeable Sheet" et contenant un film d'émulsion supplémentaire, est fixée à l'extrémité de la brique. L'utilité de ce film supplémentaire sera démontrée ultérieurement dans la partie stratégie d'analyse.

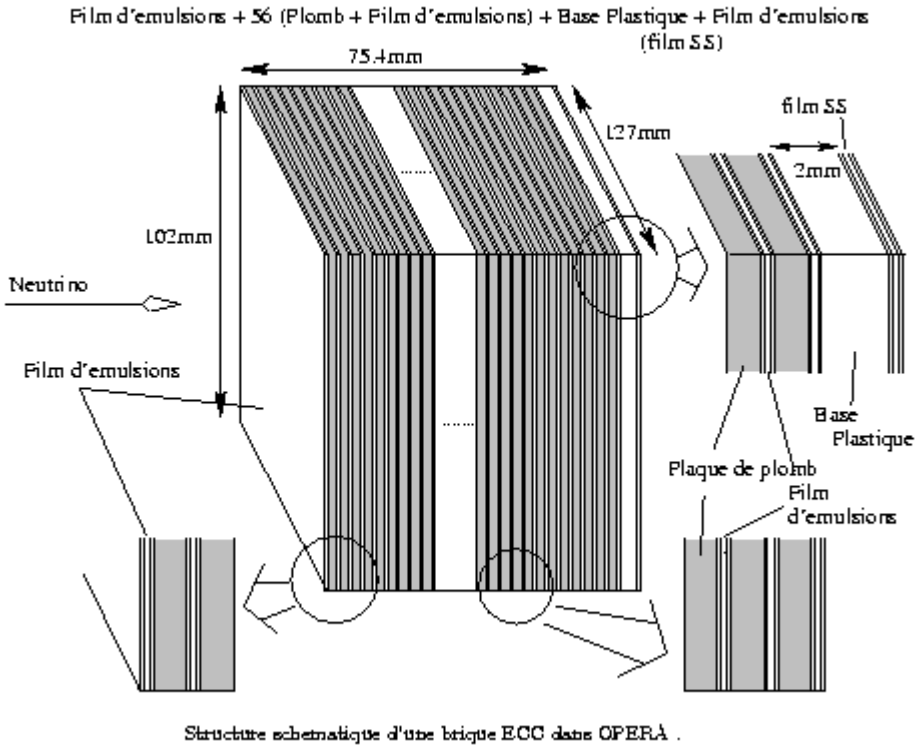


FIG. 2.16 – Schéma de la composition d'une brique d'émulsions OPERA.

Un film d'émulsion est composé d'une base plastique de 200 microns sur laquelle repose de chaque côté une couche d'émulsion de 45 microns enrobée de gélatine pour la protéger du plomb. On définit une cellule comme étant un film d'émulsion photographiques suivi d'une feuille de plomb.

Les émulsions photographiques sont un détecteur d'excellente précision spatiale ; en effet la position des traces laissées par les particules les traversant pourra être déterminée avec une précision de l'ordre du micron. Les émulsions photographiques utilisés pour la détection de particules sont des émulsions de type "nucléaire". Ces émulsions photographiques sont très différentes des films photographique que l'on trouve dans le commerce. Les cristaux de bromure d'argent composant l'émulsion sont plus petits (0.25 μm), leur disposition est plus régulière et la densité est environ 10 fois plus importante que celle des films que l'on trouve dans le commerce. Avec des re-mesures précises, la résolution en position de 0.3 μm peut atteindre 0.06 μm, c'est la résolution intrinsèque correspondant à précision optimale sur la position du centre d'un grain d'argent. La résolution angulaire sur une trace base est pour l'instant de 2 mrad mais des études montrent qu'elle peut atteindre 1 mrad. Ces émulsions sont fabriquées par la firme FUJI au Japon, leur fabrication est complexe. Elles sont particulièrement sensibles aux conditions extérieures de température et d'humidité. En outre, le plomb sera choisi pour sa faible radioactivité afin d'éviter de contaminer les émulsions avec des traces de particules issues de désintégrations. Pour maintenir la cohésion entre les films d'émulsion et les feuilles de plomb, ceux-ci sont emballés sous vide avec un assemblage de cartons et de papier plié (ORIGAMI) pour les protéger. La photograhie de la figure 2.17 montre une brique OPERA emballée avec le papier . Ces briques sont également munies de patins en Téflon rendant les opérations d'insertion et d'extraction plus aisées.

Les briques sont insérées dans une structure porteuse représentée sur la figure 2.18. Cette structure est composée de 64 rangées et 2×26 colonnes [4] formant un mur de 3328 briques. L'espace entre les briques est minimisé pour limiter les zones mortes et faciliter la connection entre briques voisines lors de l'analyse. Dans le même ordre d'idée, la structure est en acier, mince et légère pour éviter l'interaction de neutrinos dans celle-ci. La figure 2.18 représente les briques dans cette structure.

Derrière chacun de ces murs de briques, on place des détecteurs à scintillation : 256 barreaux de scintillateurs plastique, un plan suivant l'horizontale

[4] les murs de briques sont en réalité divisés en deux demi-murs

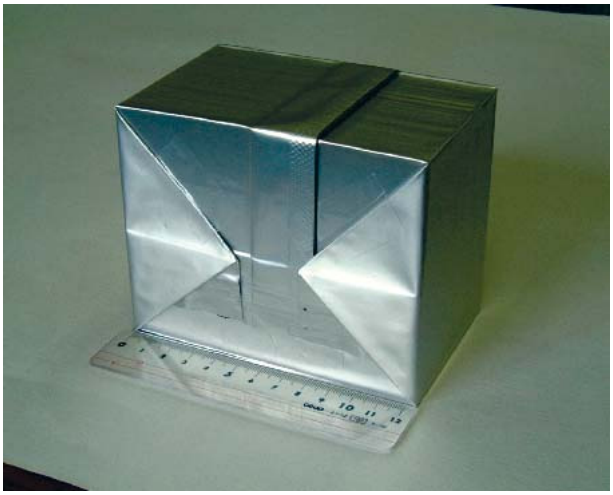


FIG. 2.17 – Photographie d'une brique d'émulsions OPERA emballée dans son papier. La règle permet d'estimer la taille de la brique.

et une autre suivant la verticale. Cette structure de plans croisés est illustrée sur la figure 2.19. Pour assurer la solidité d'un mur, les plans de scintillateurs sont divisés en 4 modules. Un module est une enveloppe d'aluminium qui contient 64 barreaux de 2.6 cm de largeur et de 6.7 m de long pour une épaisseur de 1 cm, la figure 2.20 représente un de ces modules. Dans chaque barreau un sillon est creusé pour permettre l'insertion d'une fibre optique à décalage de longueur d'onde WLS (Wave Length Shifting). L'énergie perdue par ionisation lors du passage des particules chargées dans le barreau provoque l'émission de photons de scintillation.Les fibres optiques conduisent les photons collectés à chaque extrémité du barreau où ils sont détectés par un photomultiplicateur multianode (64 canaux de lecture : Hamamatsu H7546). Pour assurer une bonne collection de la lumière, chaque barreau est peint avec une couche réfléchissante et diffusante de TiO_2 de 0.15 mm d'épaisseur. Les photomultiplicateurs sont situés sur le côté du détecteur, ils sont ainsi plus accessibles. Chaque photomultiplicateur a 64 canaux de lecture ce qui permet d'obtenir l'information des 64 barreaux de scintillateurs formant un module. Ce module est représenté sur la figure 2.20.

Les modules de scintillateurs sont reliés à un système électronique de déclenchement qui lorsque le nombre de photoélectrons dépasse un certain seuil, valide la détection d'une particule chargée. Cela permet de signaler une interaction neutrino.L'efficacité de déclenchement est de 99%. Ces détecteurs électroniques ont également comme objectif de désigner la brique dans laquelle l'interaction neutrino a eu lieu. L'efficacité de trouver la bonne brique

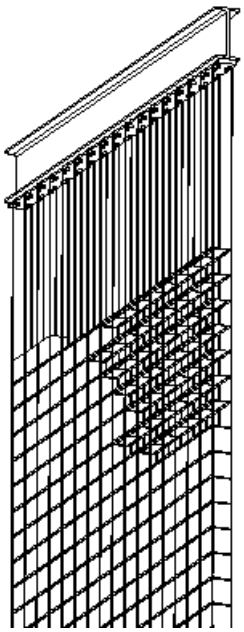


FIG. 2.18 – Schéma de la structure en acier dans laquelle les briques sont insérées.

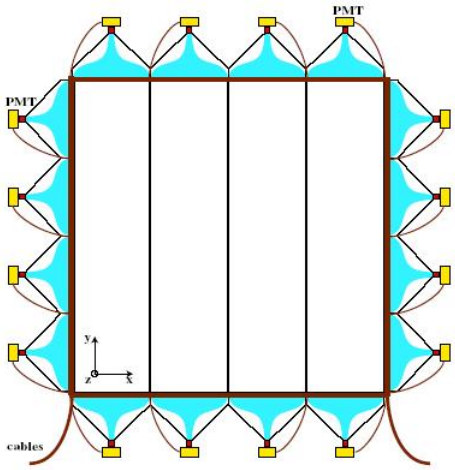


FIG. 2.19 – Schéma des deux plans croisés (X et Y) de scintillateurs.

varie de 70 à 85% suivant le type d'interactions, les algorithmes utilisés sont décrits ultérieurement.

Un mur de briques suivi des plans croisés de scintillateurs constitue un module. Il y a 31 modules dans un super module, pour un total de 206 336 briques dans le détecteur OPERA.

2.3.2 Les manipulateurs OPERA

Etant donné le très grand nombre de briques, un système de manipulation automatisé est nécessaire pour, dans un premier temps, remplir le détecteur de toutes les briques, puis, dans un deuxième temps retirer les briques candidates à l'analyse, environ 45 par jour.

Ce système de manipulation automatisé, illustré sur la figure 2.21, est developpé et construit au LAPP. Il y a deux manipulateurs, un de chaque côté du détecteur de sorte que la partie cible est découpée en deux. L'accès aux briques ne peut se faire que par le côté et 26 briques au maximum seront retirées pour accéder à une brique plus en profondeur, c'est à dire placée au milieu du détecteur.

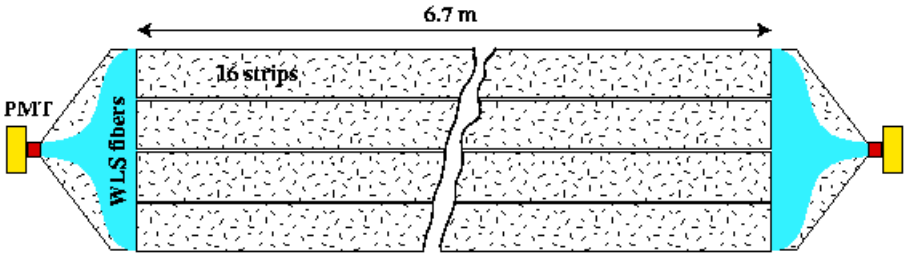


FIG. 2.20 – Schéma d'un module composé de 64 barreaux de scintillateurs reliés par des fibres optiques aux photomultiplicateurs.

Les portiques dans lesquels s'insèrent les manipulateurs circulent parallèlement au faisceau pour se placer devant le mur considéré, les manipulateurs se déplacent alors le long de ces portiques pour se placer en face de la rangée déterminée. Chaque manipulateur comporte également 1 carrousel à 32 cases et 1 pont. Les ponts sont utilisés pour insérer les briques dans la structure, à l'aide d'un vérin central et d'un poussoir incorporé au pont, lors de la phase de chargement. Lors de la prise de données, les briques seront extraites une à une, grâce à un véhicule porte-ventouse, pour être placées sur le carrousel, jusqu'à atteindre la brique désignée. Les briques extraites pour atteindre la brique à analyser sont ensuite replacées dans le détecteur.

Les automates qui gèrent les manipulateurs sont programmés à l'aide du logiciel PL7pro et un programme de supervision des automates organise et contrôle les différents mouvements. Enfin, un système de code-barre identifiant les briques et la feuille amovible permet de suivre leurs mouvements et grâce à une base de données, on obtient l'historique de la brique et de la feuille amovible correspondante.

Les mouvements des manipulateurs doivent être très précis ($\sim 0.2mm$) pour effectuer sans dommage l'insertion ou le retrait d'une brique dans une rangée déterminée. Les deux manipulateurs doivent se déplacer le long des deux super-modules et franchir le spectromètre à muons, plus large que la partie cible d'environ deux mètres de chaque côté.

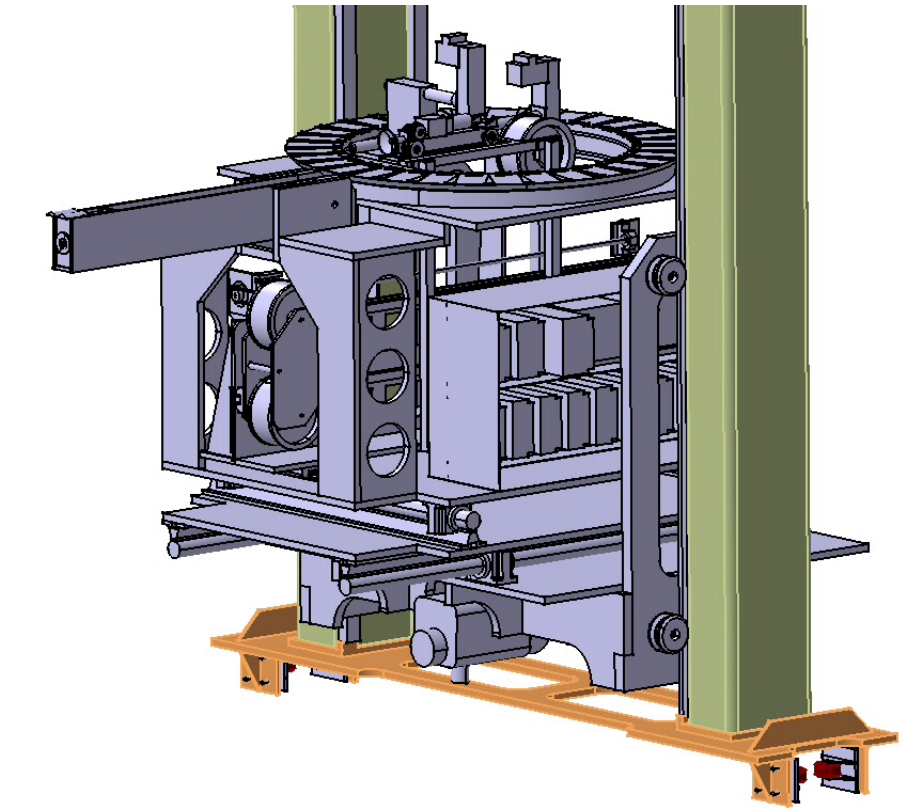


FIG. 2.21 – Le manipulateur OPERA sur sa plate-forme. On distingue le pont qui va permettre l'insertion des briques.

2.3.3 Le spectromètre à muons

Les spectromètres magnétiques d'OPERA sont très massifs, environ 950 tonnes, et volumineux : 10×10 m^2 pour une épaisseur de 5,5 mètres (avec les tubes à dérive). L'objectif principal du spectromètre est de mesurer la charge et l'impulsion des muons qui le traversent. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'il est aussi large ; il peut ainsi récupérer les muons à grand angle sortant de la partie cible.

Le spectromètre est composé d'un aimant dipolaire de 8.75 m de large, 10 m de haut et 2.84 m de longueur qui délivrera un champ magnétique de 1.55 Tesla. Cet aimant est constitué de deux murs verticaux de 82 centimètres d'épaisseur et distants d'un mètre. Un mur est formé de 12 plans de fer de 50 mm d'épaisseur alternés avec des plans constitués de RPC de 20 mm d'épaisseur. Dans chacun de ces plans, 21 RPC sont disposées (3 colonnes $\times$ 7), ce qui donne une information dans le plan transverse qui sera utilisée ensuite

pour reconstruire des traces en 3 dimensions. Les lignes de champ magnétique sont verticales et de direction opposées dans chaque mur, le retour de champ s'effectue par l'intermédiaire de bases en fer, situées en dessous et au dessus de l'aimant. Les RPC vont être utilisées pour reconstuire précisément les traces des particules traversant l'aimant et déviées par le champ magnétique.

Des plans de tube à dérive sont installés avant et après chaque dipole, ainsi qu'entre les deux murs constituant le dipôle. Un plan de tubes à dérive a une surface 8.75 $\times$ 8 m^2, contient 4 murs, disposés verticalement, de 256 tubes cylindriques en aluminium de 38 mm de diamètre. A l'intérieur de ces tubes, des fils de 45 microns maintenus sous tension vont permettre de mesurer les coordonnées avec une précision de 500 μm et la direction des muons. Ces murs de tubes sont décalés les uns par rapport aux autres pour éviter les zones mortes.

Enfin entre les deux plans de tubes à dérive, situés en amont des aimants, des RPC inclinées à $\pm$ 45 degrés seront installées, ces RPC sont appelées XPC [5]. Cet ensemble va permettre de détecter des traces isolées mais va également être sensible aux particules produites dans des gerbes électromagnétiques.

Les performances du spectromètre sont les suivantes, l'efficacité d'identification du muon est de 80% pour les muons dont l'impulsion est supérieure à 1 GeV [6], l'efficacité de déterminer la bonne charge du muon est de 99.3%-99.9% et enfin la résolution en impulsion est inférieure à 20% pour des impulsions supérieures à 50 GeV.

2.4 Principe de fonctionnement et analyse

Les détecteurs électroniques placés derrière chaque mur de briques permettent de signer le passage des particules et ainsi de désigner, grâce à des algorithmes décrits dans le paragraphe suivant, le mur puis la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction . Cette brique est ensuite extraite et après vérification de ce choix avec le scanning [7] de la feuille amovible, elle est préparée pour être transportée dans les différents laboratoires de scanning. Dans ces laboratoires, les films d'émulsion sont scannés à l'aide de microscopes automatiques. La procédure de scanning est détaillée dans le deuxième paragraphe.

[5] leur inclinaison permet de lever l'ambiguïté gauche-droite

[6] elle monte à 95% si l'on combine l'information de spectromètres et des scintillateurs

[7] le scanning est le terme utilisé dans ce manuscrit pour désigner la scrutation des films d'émulsion

2.4.1 Localisation et extraction de la brique

La localisation de la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction se fait en trois temps : tout d'abord la localisation du mur ("wall finding") puis la localisation de la brique de ce mur ("brick finding") en utilisant l'information des détecteurs électroniques, enfin on vérifie l'information contenue dans la feuille amovible de la brique désignée par le trajectographe avant de retirer et préparer cette dernière à l'analyse.

Localisation du mur

L'erreur sur la localisation du mur est principalement due à la diffusion vers l'arrière (par rapport au vertex primaire) de certaines particules (photons ou hadrons peu énergétiques). En effet, un des critères utilisés pour déterminer le mur où a eu lieu l'interaction est le premier mur dans lequel ont été mesurés des photoélectrons, or ces particules rétrodiffusées peuvent être détectées dans les murs en amont du mur où a eu lieu l'interaction neutrino. Le profil (énergie, dispersion, nombre de plans de scintillateurs, nombre de plans croisés...) de ces particules diffusant vers l'arrière est très variable d'un événement à un autre ce qui rend difficile l'utilisation de coupures séquentielles pour supprimer leur influence.

Localisation de la brique

Une fois que le mur est localisé, il faut déterminer la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction (résolution transverse au faisceau). Il y a 26×2 briques dans la direction X et 64 briques dans la direction Y. La difficulté pour trouver la bonne brique est due à la résolution transverse assez limitée des détecteurs électroniques (2.3 cm). De plus certains événements avec des gerbes importantes ou sans muon énergétique ne permettent pas d'obtenir une localisation efficace de la bonne brique. Selon la nature de l'événement, on utilise deux méthodes [87] :

- Si l'événement n'a pas de muons (ou si celui-ci n'est pas détecté), on utilise une méthode barycentrique
- Si l'événement est une interaction ν_μ courant chargé et que la trace du muon a pu être reconstruite à l'aide du spectromètre et du trajectrographe, on utilise cette trace reconstruite pour localiser la brique

Méthode barycentrique Le principe de la méthode barycentrique est d'utiliser l'information des plans de scintillateurs obtenue grâce aux fibres optiques et aux photomultiplicateurs pour déterminer la position (x,y) du vertex d'interaction neutrino.

Utilisation de la trace du muon Pour augmenter l'efficacité de trouver la bonne brique, une méthode basée sur la reconstruction de la trace du muon a été developpée [88] [89]. Le principe est de collecter l'information des spectromètres et du trajectographe pour augmenter l'efficacité de reconstruction des traces.

Le profil des particules étant relativement différent d'un événement à un autre, un réseau de neurones a été utilisé dans l'environnement SNNS [90] pour localiser le mur et la brique de l'interaction neutrino. Le réseau de neurones est un outil très puissant pour traiter l'information disponible de manière optimale. Dans la majorité des cas, lorsque la brique n'a pas été trouvée, le vertex d'interaction se situe au bord de la brique. Il est facile de comprendre qu'une interaction située au bord de la brique va être difficile à reconstruire pour le trajectrographe, car des barreaux correspondant à des briques voisines vont être touchés.

Utilisation de la feuille amovible

La brique désignée par le trajectographe comme étant la brique où a eu lieu l'interaction neutrino est extraite du détecteur avec le système de manipulation automatisée décrit précédemment. Le nombre moyen de briques candidates à l'analyse sera d'environ 45 par jour pour l'intensité attendue du faisceau. Une fois que la brique est extraite du détecteur , elle est placée dans une salle de stockage blindée du Hall B. La salle de stockage est blindée pour éviter que les émulsions soient contaminées avec des traces de particules autres que celles du faisceau de neutrino. Dans cette salle, un opérateur sépare la feuille amovible de la brique. Puis cette feuille est développée dans la galerie et le film d'émulsion issu de ce développement est envoyé dans le laboratoire de surface du Gran Sasso pour y être scanné. Si le scanning général du film d'émulsion confirme le choix de la brique, autrement dit si des traces convergeant assez rapidement, c'est à dire dans la brique, ont été trouvées dans ce film, alors la brique entière est à analyser (la procédure décrivant le développement d'une brique à analyser est détaillée dans la partie suivante). Si aucune trace concluante n'a été trouvée dans la feuille amovible, une nouvelle feuille amovible est alors placée derrière la brique correspondante et cette dernière est finalement replacée dans le détecteur. Une deuxième brique désignée par le trajectographe comme étant la brique la plus probable, après celle déja extraite, pour contenir le vertex d'interaction est alors extraite à son tour. Puis on réitère la procédure décrite ci-dessus, c'est à dire que le film d'émulsion de la feuille amovible est à nouveau scanné.

Grâce au scanning de cette feuille amovible, on évite d'extraire et de dé-

velopper des briques dans lesquelles il n'y a pas de vertex, on préserve ainsi la masse effective du détecteur. L'autre avantage d'utiliser cette feuille amovible est que le film d'émulsion n'est pas exposé aux rayons cosmiques, la densité de traces est donc faible, le temps de scanning en est d'autant diminué et les traces visibles sont celles provenant de l'interaction neutrino.

La procédure de scanning du film amovible est différente selon la nature de l'événement (courant chargé ou courant neutre) comme on va le voir dans la suite :

Pour les événements de type courant chargé avec un muon, grâce à la détermination précise de l'angle de ce dernier (donné par le trajectographe), il suffit de chercher dans le film d'émulsion amovible, une trace correspondante à la trace prédite du muon dans une certaine acceptance angulaire. Cette acceptance angulaire est déterminée par la précision de l'alignement entre la feuille amovible et le trajectographe et la précision de ce dernier. Elle est évaluée à 20 mrad. La plupart des ambiguïtés sur la détermination du mur sont donc levées et si l'on scanne les deux feuilles amovibles correspondant aux deux briques les plus probables (définies avec un algorithme décrit ultérieurement), l'efficacité de trouver le bon mur est de 98% à comparer à 89% avec le scanning d'une seule feuille amovible. En ce qui concerne la détermination de la bonne brique, grâce à la reconstruction de la trace du muon dans la feuille amovible, l'efficacité est augmentée légèrement et passe à 87%. De plus, la bonne précision sur la trace reconstruite du muon permet de ne scanner qu'une zone d'environ $5 \times 5cm^2$ autour de la position prédite par le trajectographe du vertex. La procédure d'utilisation de la feuille amovible pour les événements de type courant chargé est la suivante :

- scanning de la première feuille amovible correspondant à la trace prédite du muon
- s'il y a un candidat, c'est à dire s'il y a une trace qui satisfait le critère angulaire suivant : $|\theta_{feuille} - \theta_{\mu}| < 20$ mrad, l'analyse de la feuille est stoppée et la brique correspondante est développée
- s'il n'y a pas de trace candidate, la feuille amovible correspondant à la deuxième brique la plus probable désignée par l'algorithme décrit précédemment est scannée
- s'il y a une trace candidate, l'analyse de la feuille amovible est stoppée et la deuxième brique est développée

Pour les événements de type courant neutre, l'information du trajectographe sur les hadrons est limitée et difficilement exploitable. De plus la zone à scanner, 12×12 cm^2, est importante et couvre souvent plus d'une brique. Si aucune particule chargée diffusant vers l'arrière n'atteint la feuille amovible située en amont du vertex dans l'acceptance du signal ($\theta < 0.4$ mrad), on peut rejeter les fausses prédictions de mur dues au signal diffusant

vers l'arrière. Le point-clé étant de maintenir le bruit de fond dans ces films amovibles aussi bas que possible. Des études sont en cours sur ce sujet.

L'utilisation de la feuille amovible pour déterminer le bon mur et la bonne brique est un développement récent dans le détecteur OPERA. Des études combinant l'information provenant de ces films d'émulsion amovibles et l'information provenant des détecteurs électroniques ont permis d'améliorer l'efficacité de trouver la brique de l'interaction neutrino [91], ces efficacités sont reportées dans la table 2.4 pour différents événements simulés.

Stratégie d'extraction	Efficacité de localisation de la brique			Charge de scanning
	$\tau \rightarrow$e	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow$h	
1 brique	75.3%	73.5%	63.5%	0
2 briques	83.6%	81.3%	72.8%	+18.4%

TAB. 2.4 – Efficacités de localisation de la brique et charge de scanning supplémentaire si plus d'une brique est retirée [91] pour différents lots d'événements. Ces lots d'événements sont un mélange d'interactions quasi-élastiques (35.5%) et profondémment inélastiques (64.5%).

Une fois que l'analyse de la (des) feuille(s) amovible(s) est terminée et qu'elle désigne la brique de l'interaction, les traces reconstruites dans le film d'émulsion amovible doivent être connectées dans la brique correspondante. La résolution en position de l'alignement est de 1mm et la résolution angulaire est de 20 mrad. Avant de faire la connection entre la feuille d'émulsion amovible et la brique, cette dernière doit être préparée pour l'analyse.

Préparation de la brique à analyser

Trois étapes, illustrées sur la figure 2.22, marquent le développement d'une brique envoyée à l'analyse. Tout d'abord, pour permettre un alignement correct lors du scanning des feuilles d'émulsions, les briques toujours enrobées avec l'origami sont exposées aux rayons cosmiques dans un puits de 10-12 mètres pendant 2-3 jours, avec des plaques de fer de 8 cm d'épaisseur pour sélectionner les muons d'énergie élevée. Les rayons cosmiques très nombreux vont traverser toute la brique et laisser de multiples traces (1 à 2 traces par mm^2) bien droites dans les émulsions qui serviront de traces de référence pour l'alignement des films. Une fois l'exposition terminée, la brique est rapidement "ouverte" dans le laboratoire de surface du Gran Sasso et les feuilles de plomb sont séparées des films d'émulsion. Ceux-ci, soigneusement numérotés et marqués, sont alors développés par des trempages successifs

dans différentes solutions grâce à un système semi-automatique. La dernière étape du développement consiste à enduire les films de glycérine pour que les couches d'émulsions retrouvent leur épaisseur d'origine. Et enfin, pour les protéger, chaque film d'émulsion est emballé avec un film plastique. Les films d'émulsion sont alors prêts à être transportés et acheminés dans les différents laboratoire de scanning.

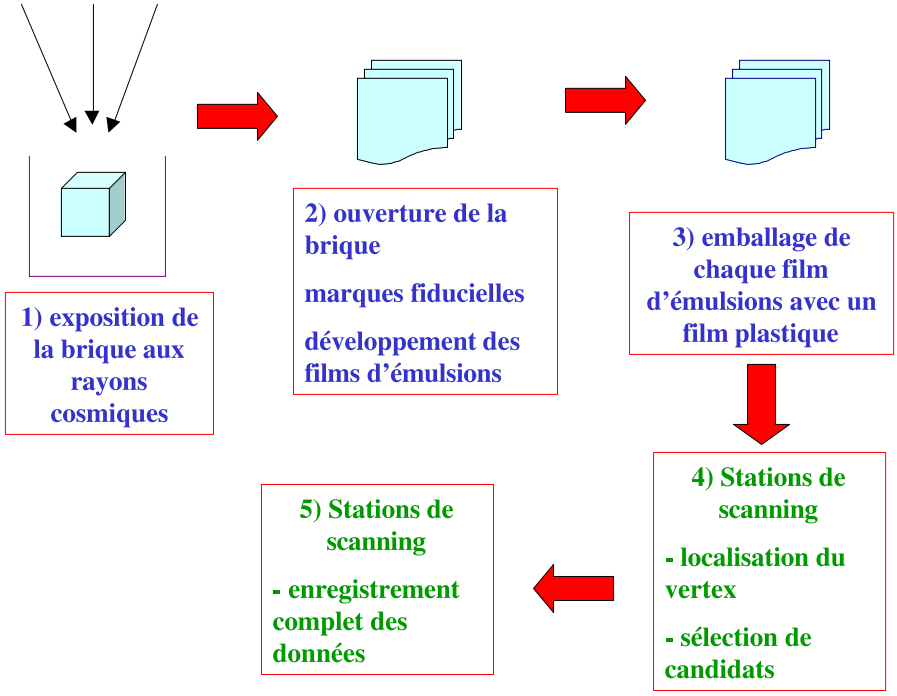


FIG. 2.22 – Procédure pour le développement d'une brique OPERA.

2.4.2 Scanning des émulsions

Le scanning est une étape essentielle dans le fonctionnement de l'expérience OPERA : la reconstruction de traces dans les émulsions va permettre de détecter un vertex et éventuellement de mettre en évidence un second vertex caractéristique d'un lepton τ.

Le scanning est réalisé à l'aide de tables automatisées équipées de microscopes électroniques et de caméras CCD. Deux systèmes de scanning sont à ce jour fonctionnels :

– les systèmes automatisés UTS et S-UTS développés par les équipes japonaises

– le système de scanning SySal est développé par les équipes européennes

Le principe du scanning dans OPERA est le suivant : tout d'abord on positionne le microscope à l'endroit où on attend une trace. Puis on se place sur la couche d'émulsion supérieure, cette couche est découpée virtuellement en 16 vues tomographiques et on cherche à construire une micro trace avec les 16 images provenant de cameras CCD. On procède de même avec la couche d'émulsion située de l'autre coté de la base plastique. Et enfin le microscope se déplace jusqu'à se positionner devant une autre zone.

Le scanning est une opération très lourde en temps, pour scanner une zone de $20cm^2$ il faut compter au moins une heure. Ces systèmes de scanning et leur logiciels associés sont décrits en détail dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Outils d'analyse

Ce chapitre est consacré à la description des outils d'analyse utilisés dans l'expérience OPERA. Le premier paragraphe décrit le scanning et l'analyse des émulsions : les différents systèmes de scanning seront présentés ainsi que les logiciels de reconstruction de traces dans les émulsions. Le deuxième paragraphe traite du logiciel d'analyse utilisé dans OPERA. Après une description générale de l'ensemble de ce logiciel, les caractéristiques du générateur d'événements Monte Carlo seront décrites, ce dernier a pour fonction de produire les quadri-vecteurs de particules respectant les processus physiques étudiés. Ensuite, le passage de ces mêmes particules dans le détecteur OPERA est étudié avec un logiciel de simulation reproduisant la géométrie et les caractéristiques du détecteur. Enfin, la reconstruction des événements au moyen de différents algorithmes est présentée dans la quatrième et dernière partie.

Ces outils d'analyse sont indispensables pour reconstruire les variables cinématiques nécessaires à toute analyse physique.

3.1 Scanning et analyse des émulsions

La procédure de scanning débute dès que les détecteurs électroniques ont localisé la brique de l'interaction neutrino. Le film d'émulsion de la feuille amovible correspondant à la brique désignée est scanné. On vérifie ainsi que l'information qu'il contient est compatible avec un vertex dans la brique désignée : on regarde donc si les traces vues dans le film amovible convergent assez rapidement. Si tel est le cas, la brique est préparée pour l'analyse [1] :

- exposition aux rayons cosmiques
- développement des films par trempages successifs
- "emballage" du film d'émulsion pour le protéger lors du transport

[1] cette préparation de la brique pour l'analyse est détaillée dans la section [2.4.1]

Il faut ensuite scanner les films d'émulsion de la brique pour reconstruire les traces laissées par les particules. Le principe de détection des émulsions est le suivant : les cristaux de bromure d'argent composant l'émulsion photographique sont ionisés lors du passage d'une particule chargée ; après développement de l'émulsion, le passage de la particule est reconstruit grâce à ces grains d'argent rendus opaques. Le "brouillard" dans les émulsions est composé de grains accidentellement noircis. Ces grains sont distribués de manière aléatoire dans les émulsions et constituent un bruit de fond qui doit rester inférieur à 5 grains pour 1000 μm^3 [6]. Il faut cependant noter que différents processus peuvent noircir les émulsions et simuler le passage d'une particule, on retiendra entre autre les électrons Compton.

La reconstruction de traces s'effectue en plusieurs étapes :

- l'alignement des grains dans la couche d'émulsion de 45 μm permet de construire une **micro trace**
- la connexion de deux micro traces séparées par la base plastique de 200 μm permet de construire une **trace base**
- ces traces base sont ensuites assemblées pour former une **trace**

Deux micro traces et une trace base d'un film d'émulsion sont représentées sur le schéma de la figure 3.1.

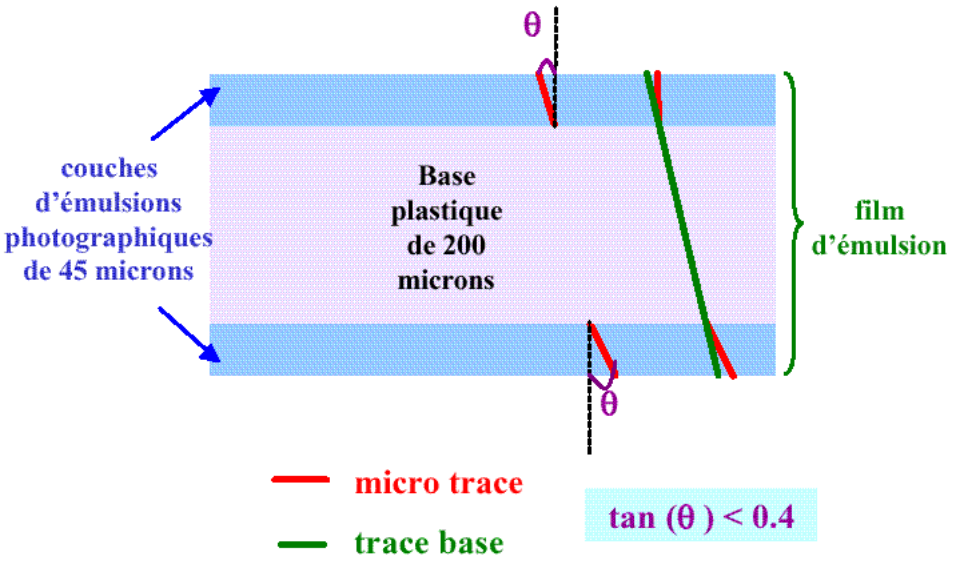


FIG. 3.1 – Schématisation d'une micro trace et d'une trace base dans OPERA. L'angle spatial de la micro trace doit répondre au critère angulaire indiqué ($\tan\theta < 0.4$) pour que celle-ci soit traitée lors du scanning général.

La première partie de ce paragraphe détaille la procédure utilisée pour le scanning des feuilles d'émulsions. Les systèmes de scanning sont décrits dans la deuxième partie et enfin les logiciels de reconstruction dans les émulsions seront brièvement présentés.

3.1.1 Procédure de scanning

Le scanning des films d'émulsion se décompose en trois phases, illustrées sur la figure 3.2 :

* Localisation du vertex primaire
* Recherche d'une topologie de désintégration
* Enregistrement complet des données

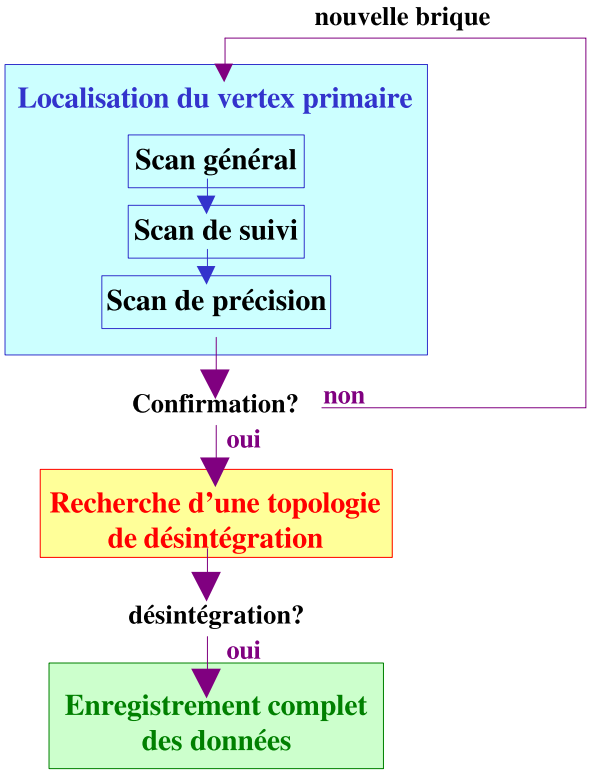


FIG. 3.2 – Organigramme des différentes phases du scanning.

A)Localisation du vertex primaire

La procédure de localisation du vertex primaire se décompose elle aussi en trois étapes : il y a tout d'abord le scanning général suivi du scannig

de précision et enfin la confirmation du vertex conclut cette localisation de vertex.

Le scanning général Le film d'émulsion de la feuille amovible est scanné sur une surface de 12×12 cm^2 ou $5\times$ 5 cm^2 selon que l'interaction est une interaction par courant neutre ou par courant chargé. L'information contenue dans ce film permet de savoir si la brique extraite est bien la brique contenant le vertex d'interaction. Si c'est le cas, le dernier film d'émulsion de la brique exposée au rayonnement cosmique est scanné dans une zone définie par les informations obtenues du film d'émulsion amovible. Ce scanning général, illustré sur la figure 3.3, traite toutes les traces base contenues dans la zone à scanner répondant au critère angulaire suivant : $\tan\theta < 0.4$ rad. Cet angle θ entre la micro trace et l'axe du faisceau est représenté sur la figure 3.1. Les traces laissées par les rayons cosmiques, environ 1 ou 2 par mm^2, vont permettre d'aligner les films d'émulsion. Il faut se rappeler que l'on a sélectionné des rayons cosmiques énergétiques et dont la direction est proche de la verticale (pour laisser des traces bien droites).

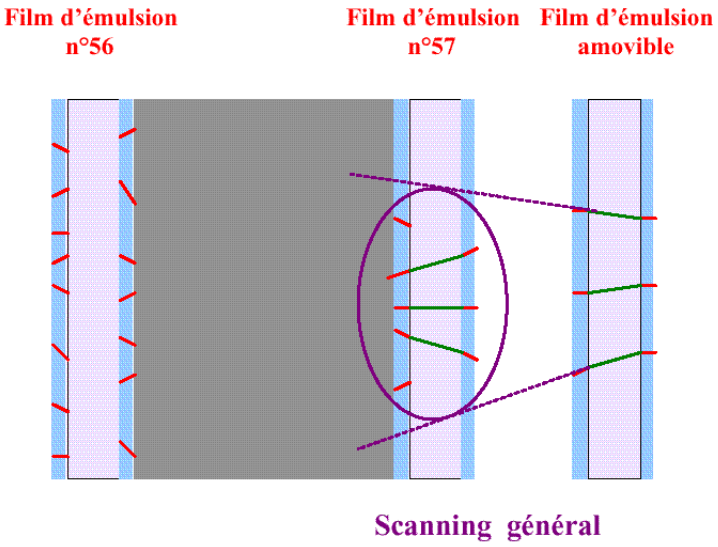


FIG. 3.3 – Schématisation du scanning général. Le scanning général reconstruit toutes les traces base contenues dans une zone du film 57. Cette zone est définie par les informations contenues dans le film d'émulsion amovible.

Le scanning général est également utilisé pour suivre les gerbes d'élec-

trons. Cette procédure est très coûteuse en terme de temps de scanning : environ une demi-heure par point [6].

Le scanning de suivi Les traces base intéressantes (une dizaine environ) sont suivies dans les différents films d'émulsion de la brique jusqu'à ce qu'elles s'arrêtent. On considère qu'une trace est terminée lorsqu'aucune trace base ne peut lui être rattachée dans les deux films suivants. Cela peut alors indiquer la présence du vertex d'interaction neutrino. En effet, le scanning de suivi permet de suivre la trace d'une particule à partir du film d'émulsion amovible de la brique extraite jusqu'à l'endroit où elle est apparue. Le scanning de suivi s'opère donc dans le sens inverse (sauf en cas de rétro-diffusion) du sens de propagation de la particule. Le principe du scanning de suivi est illustré sur la figure 3.4. Dans un premier temps, on regarde dans une fenêtre de 400×400 μm^2 pour chercher les traces base correspondantes. Ensuite l'alignement de ces premières traces base permet de prédire la position des autres micro traces dans une zone de 150×120 μm^2.

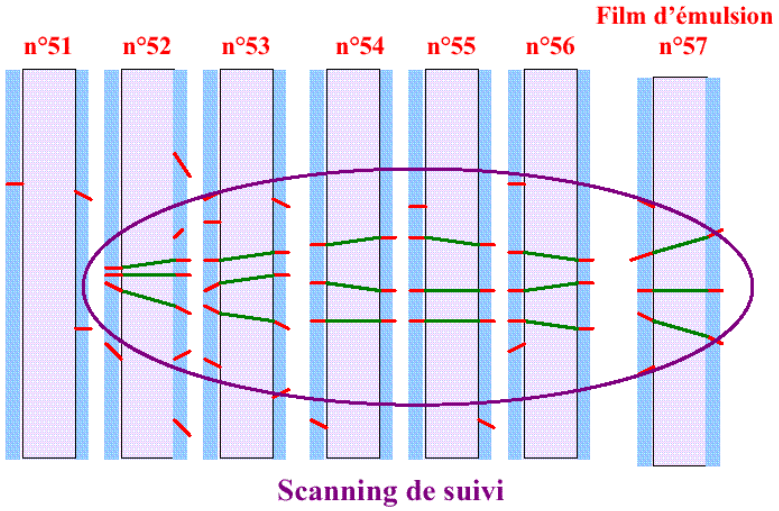


FIG. 3.4 – Schématisation du scanning de suivi. Les traces obtenues en connectant les traces base du film d'émulsion amovible avec celles du dernier film de la brique (n^0 57) sont traitées et analysées avec le scanning de suivi. Le scanning de suivi s'effectue dans le sens inverse du sens de propagation, c'est à dire de l'arrière à l'avant de la brique.

Le temps nécessaire au scanning de suivi est du pour une grande partie au

temps nécessaire pour positionner le microscope. Il faut compter 1 seconde de positionnement par trace et donc quelques minutes par films. L'analyse d'une brique (=57 films) va donc nécessiter de changer de films très souvent ($\sim$ 5-6 mn) [6].

Le scanning de précision Pour conclure cette localisation de vertex , une confirmation sur le vertex trouvé est effectuée par le scanning d'une petite zone de $5 \times 5\ mm^2$ sur 4 films autour de la trace s'arrêtant. Le principe du scanning de précision est illustré sur la figure 3.5.

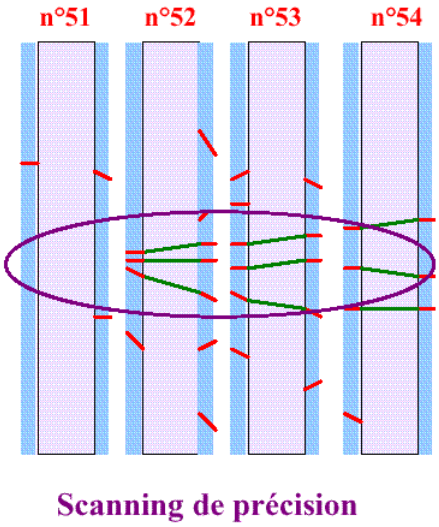


FIG. 3.5 – Schématisation du scanning de précision : scanning d'une petite zone de 5×5 mm^2 autour de la position prédite pour le vertex sur 4 films d'émulsion. Le scanning de précision a pour objectif de confirmer la présence d'un vertex.

Il y a différentes possibilités pour que lors du scanning de suivi (dans le sens inverse de propagation), une trace se termine. Il peut s'agir d'un vertex dont l'origine est :

- une interaction neutrino
- une désintégration de lepton tau ou de particules charmées
- une re-interaction secondaire
- une création d'une paire électron-positron

Les vertex trouvés se classent ensuite en trois catégories, illustrées sur la figure 3.6, selon l'existence d'autres traces chargées ou d'une trace "parent".

- Vertex de type 1 : Vertex avec une trace chargée parent. Cela correspond aux désintégrations de lepton τ et de particules charmées chargées ou à des interactions secondaires de particules chargées. Les traces parents sont alors suivies jusqu'à leur point d'arrêt.
- Vertex de type 2 : Vertex sans trace parent mais avec deux traces secondaires chargées avec un petit angle d'ouverture. Cela correspond par exemple à la création d'une paire électron-positron.
- Vertex de type 3 : Vertex sans trace parent et qui n'appartient pas à la catégorie de vertex 2. Les interactions neutrinos, les désintégrations de particules charmées neutres et les interactions secondaires de particules neutres font partie de cette catégorie.

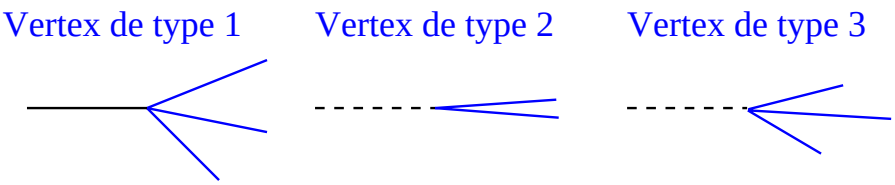


FIG. 3.6 – Les différentes catégories de vertex.

Lorsqu'il y a une confirmation d'un vertex de type 3, une topologie de désintégration est recherchée pour mettre en évidence le deuxième vertex.

B)Recherche d'une topologie de désintégration

Une fois que le scanning a pu mettre en évidence un vertex primaire, une large zone (5×5 mm^2 dans 10 films) autour de ce dernier est scannée dans le but de détecter une possible topologie de désintégration. Il faut se rappeler que la plupart des leptons tau se désintègrent après avoir parcouru une distance maximale de 1 mm. Le but de cette recherche de second vertex est d'éliminer les événements ne présentant pas de topologie de désintégration et ainsi de réduire le nombre d'événements à analyser entièrement. Cette sélection est basée sur des critères topologiques. La mesure d'impulsion par diffusion coulombienne multiple dans 10 films donne une estimation très grossière de l'impulsion (la résolution est d'environ 40-60%). Elle est cependant suffisante pour éliminer des événements dont la topologie ressemble à une topologie de désintégration et qui sont, en réalité, des événements dont la diffusion est importante en raison d'une faible impulsion. La sélection d'une topologie de désintégration diffère ensuite selon que la désintégration de la particule est courte ou longue.

Pour les désintégrations longues, c'est à dire les événements pour lesquels

la particule incidente et la particule résultante sont chacune vues dans au moins un film d'émulsion, on demande que

- les traces de la particule résultante et de la particule incidente convergent vers le même point, en tenant compte des erreurs de mesure
- l'angle θ_{kink} formé par ces deux traces soit significatif d'une brisure de trajectoire

Comme la résolution angulaire sur une trace base (c'est à dire dans un film d'émulsion) est de 2 mrad [6], l'angle minimum correspondant à la brisure de trajectoire est de 3.0 mrad (en dessous on n'est pas en mesure de le détecter). Les événements pour lesquels l'angle mesuré θ_{kink} est supérieur à 9.0 mrad (3 σ) sont sélectionnés pour l'étape suivante : l'enregistrement complet des données.

Pour les désintégrations courtes, c'est à dire les événements pour lesquels la particule se désintégrant n'est pas vue dans un film d'émulsion (seule la particule résultant de la désintégration est vue dans au moins un film d'émulsion), la sélection d'une topologie de désintégration est basée sur la mesure d'un paramètre d'impact, illustré sur la figure 3.7.

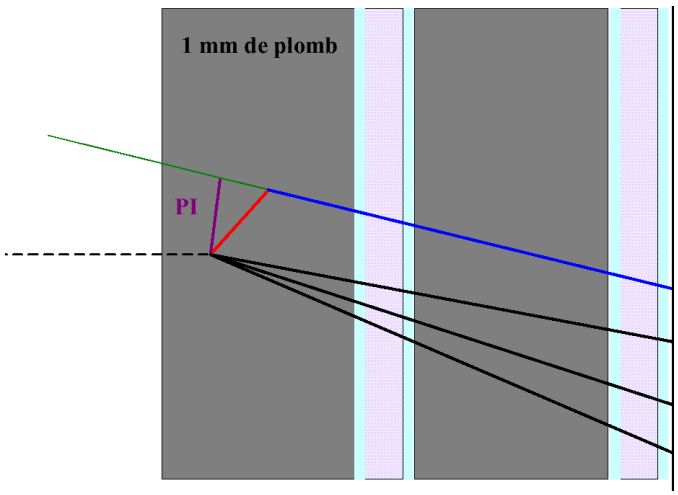


FIG. 3.7 – Schématisation du paramètre d'impact utilisé pour mettre en évidence une topologie de désintégration lorsque celle-ci est courte. Les particules issues du vertex d'interaction neutrino sont vues dans au moins un film d'émulsion et permettent de reconstruire le vertex primaire. La trace de la particule issue de la désintégration reconstruite dans au moins un film d'émulsion ne pointe pas sur ce vertex primaire. La distance entre la direction de la particule se désintégrant et le vertex d'interaction primaire définit le paramètre d'impact.

Ce paramètre d'impact peut être mesuré si la particule issue de la désintégration et les particules du vertex primaire traversent au moins deux films d'émulsion. Lorsque le vertex d'interaction se situe au début de la couche de plomb (c'est la configuration la moins favorable), la résolution obtenue sur le paramètre d'impact est alors de 0.6 μm. Les événements dont le paramètre d'impact est supérieur à 1.8 μm (3σ) sont sélectionnés pour l'étape suivante : l'enregistrement complet des données.

Pour ces deux catégories d'événements (désintégration courte et désintégration longue), lorsque l'interaction neutrino se situe à la fin ou sur les bords d'une brique, il peut être décidé de retirer une deuxième brique afin de pouvoir connecter les traces secondaires et ainsi obtenir plus de longueur de trace pour :

- mesurer l'impulsion et donc rejeter le bruit de fond provenant des particules de faible impulsion et
- permettre l'identification des électrons

C) Enregistrement complet des données pour une interaction ν_τ

La dernière étape du scanning est l'analyse complète de l'événement. L'objectif est d'éliminer les événements ressemblant du point de vue topologique à la désintégration d'un tau et qui ont passé les sélections décrites ci-dessus. Pour ce faire, on re-mesure précisément l'impulsion (toujours avec la méthode de mesure d'impulsion par diffusion coulombienne multiple) de la particule se désintégrant en utilisant tous les films d'une brique. Cette méthode de mesure qui fait l'objet du chapitre 4 permet alors d'obtenir une résolution en impulsion de 20 à 25 % . Les traces reconstruites dans la brique sont ensuite connectées aux traces reconstruites dans les détecteurs électroniques.

La surface à scanner pour l'analyse complète des données d'un événement est de 1000 cm^2, c'est donc une opération très lourde en terme de temps de scanning et c'est pour cela qu'il faut absolument éliminer les événements pour lesquels il n'y a pas de désintégration.

Le scanning des émulsions est réalisé par des systèmes automatisés développés au Japon (UTS et S-UTS) et en Europe (SySal). Ces systèmes de scanning sont décrits dans le paragraphe suivant.

3.1.2 Systèmes de scanning

De nouvelles méthodes d'analyse d'image et de reconnaissance de forme en trois dimensions ont été développées pour améliorer le scanning automatique des émulsions nucléaires [92] [93]. Les constituants de base d'un système de scanning sont les suivants :

- un microscope optique motorisé (le microscope doit se déplacer en (x,y) pour couvrir toute la surface du film d'émulsion et en z pour effectuer la tomographie)
- une caméra CCD
- un convertisseur analogique d'image interfacé avec un PC

La très faible profondeur de champ des objectifs utilisés permet de faire une mise au point sur une toute petite distance ($\sim 2\ \mu$m). La couche d'émulsion photographique de 45 μm est alors "découpée" virtuellement en 16 couches appelées vues qui correspondent à une distance de focalisation différente du microscope. Les caméras CCD qui équipent le microscope permettent de traiter l'image provenant des émulsions. La figure 3.8 illustre ce système de lecture des émulsions.

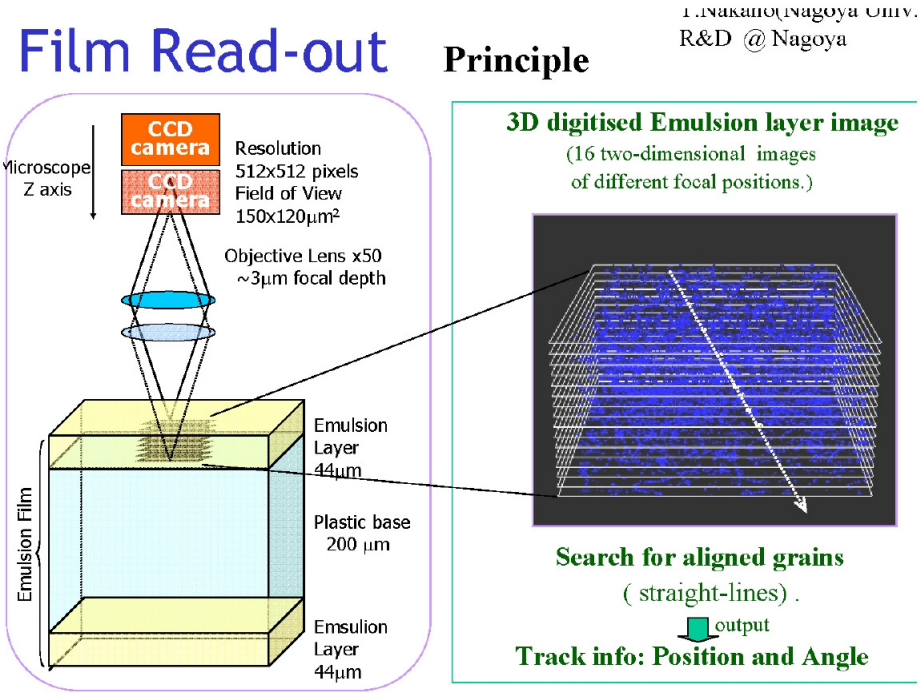


FIG. 3.8 – Schéma du système d'acquisition des données provenant des émulsions. L'objectif du microscope se déplace selon l'axe z et transmet aux caméras CCD une image située à une profondeur donnée dans le film d'émulsion. Les images traitées avec des caméras CCD haute résolution sont ensuite analysées pour reconstruire une micro trace.

Cette technologie permet de reconstruire des traces tri-dimensionnelles composées de grains dont la taille est d'environ 0.3 μm dans un milieu où le bruit de fond est dominant. Les deux systèmes de scanning utilisés dans OPERA sont basés sur ce principe. La première partie de ce paragraphe est consacrée au système de scanning développé en Europe : SySal. La deuxième partie s'attachera à la description des différences entre ce système de scanning et celui développé au Japon.

1) Système de scanning européen : SySal

Sysal pour (SYstem of SALerno) est un système de scanning qui a été développé au Laboratoire de Salerno par des physiciens issus de l'expérience CHORUS. Une des particularités de ce système est qu'il est développé avec du matériel commercial : microscope Nikon, caméras CCD Mikrotron, processeurs Matrox Odyssey ... Le fonctionnement global du système de scanning SySal est le suivant :

- tout d'abord la table de scanning pilotée par SySal est positionnée dans le plan (X,Y)
- puis la surface de la couche d'émulsion supérieure est détectée
- la caméra (CCD ou CMOS) transmet le flux d'images instantanément à une carte électronique de type Matrox. La caméra , couplée au microscope permet d'avoir un système d'acquisition d'images très rapide (de 20 à 500 images par seconde). La résolution des images est supérieure ou égale à 1024×1024 pixels.
- la carte récupère les images. Ces images sont traitées au moyen de filtres puis une réduction binaire est appliquée : on attribue une valeur de 1 aux pixels dont le contenu en bit dépasse un certain seuil et 0 pour les autres
- l'image ainsi traitée est ensuite transmise au PC pour la construction de "clusters"
- selon la stratégie de scanning utilisée, soit la couche d'émulsion inférieure du film est scannée auquel cas on considère un déplacement selon l'axe z, soit c'est une couche d'émulsion supérieure d'une autre vue qui est scannée et dans ce cas c'est un déplacement mécanique de la table dans le plan (X,Y)

On remarque donc que SySal n'est pas seulement un système de scanning, c'est également

- un logiciel de scanning qui permet de traiter en ligne les informations provenant des émulsions pour construire de manière optimale les micro traces
- un logiciel de reconstruction de traces base et de traces (dont la lon-

gueur correspond à quelques films d'émulsion)
Le logiciel de scanning est décrit dans le paragraphe suivant, le logiciel de reconstruction dans la section suivante. Une partie de mon travail de thèse a été d'optimiser certaines fonctionnalités de ce logiciel de scanning. Ce travail est en cours de développement.

A) La philosophie du logiciel de scanning SySal La quantité d'informations à traiter dans les émulsions a permis de se rendre compte qu'il y avait d'autres tâches toutes aussi importantes que le système d'acquisition (décrit dans le paragraphe suivant) des données provenant des émulsions [94]. Il faut également :

- traiter les données de manière appropriée pour stocker et récupérer les informations de manière efficace
- executer de grandes tâches de scanning ce qui nécessite une télésurveillance en ligne du processus d'acquisition de données
- manipuler de grandes feuilles de scanning ce qui requiert une amélioration des techniques de calibration

SySal a été développé sur la plate-forme Microsoft Windows NT, il est divisé en plusieurs blocs correspondant aux tâches décrites ci-dessus. Le schéma de la figure 3.9 détaille les fonctions de ces différents blocs qui traitent en ligne l'information provenant des émulsions [94] :

- les programmes du bloc *DAQ* ont pour fonction de lire l'information provenant des émulsions
- les programmes du bloc *DAQ Controller* gèrent la surveillance en ligne et le contrôle de la qualité des données, demandent des informations supplémentaires si besoin est, et règlent continuellement la procédure d'acquisition pour obtenir le maximum de rapidité et d'efficacité.
- les programmes du bloc *Dispatcher* ont pour fonction de délivrer des messages concernant le domaine du scanning d'une manière sûre et non équivoque.
- la base de données *DBSySal* et les outils additionnels *VRK*

Les programmes de SySal ont une structure orientée objet (Visual C++), et une grande attention est donnée à la flexibilité. Les modules sont tels qu'ils fonctionnent de manière très indépendante, permettant ainsi à l'utilisateur de ne s'intéresser qu'à une étape bien précise du scanning. Les programmes du bloc "Lecture des émulsions" sont ceux dans lesquels j'ai travaillé avec le groupe de scanning de l'IPN de Lyon. L'objectif de ce travail est d'optimiser le traitement en ligne des émulsions pour améliorer les performances du scanning : meilleure qualité des données et réduction du temps de scanning.

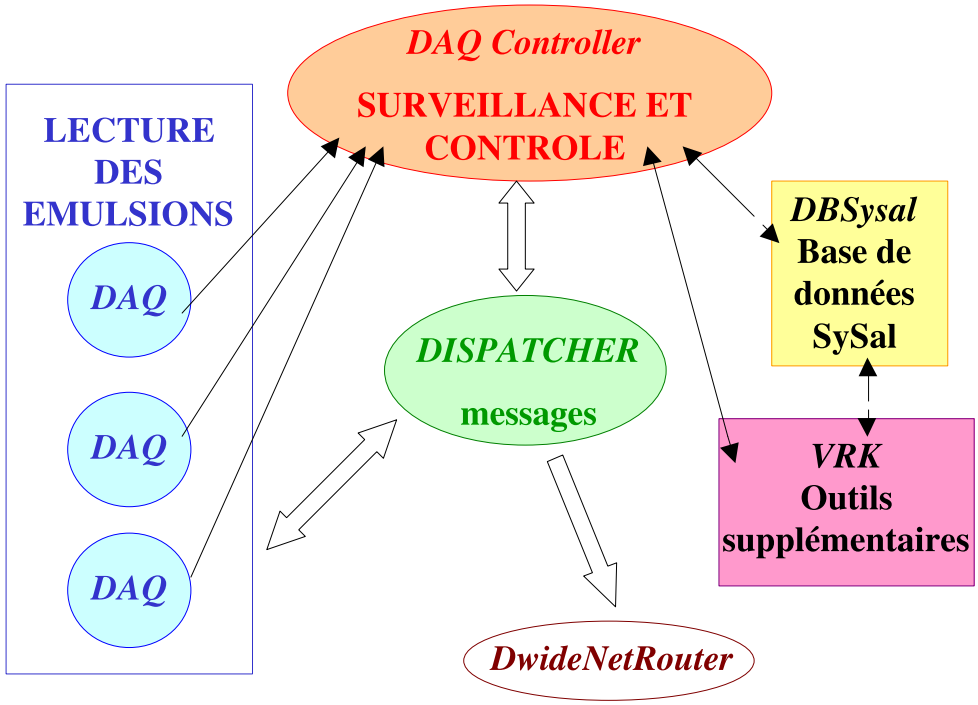


FIG. 3.9 – Structure du système du logiciel de scanning SySal. Les flèches minces représentent les flux de données et les flèches pleines les flux de contrôle.

B) Structure du bloc "Lecture des émulsions" Le processus du système d'acquisition est le point clé du scanning, il doit être rapide et efficace. Les programmes du bloc "Lecture des émulsions" sont donc optimisés pour un traitement en ligne efficace de l'information provenant des émulsions. Ce bloc de lecture est le cœur du logiciel de scanning. Ce bloc reconnaît neuf classes d'objets que l'on peut diviser en trois sous-groupes, représentés sur la figure 3.10[94] :

- **le dispositif primaire** traite de l'interface entre le capteur d'image et SySal (frame-grabber) et des mouvements du microscope
- **le dispositif d'entrée-sortie** de SySal définit les objets pouvant être utilisés comme point d'entrée de SySal et gère l'interface permettant l'écriture des données dans un fichier
- **les outils de scanning** permettent la construction d'une micro trace

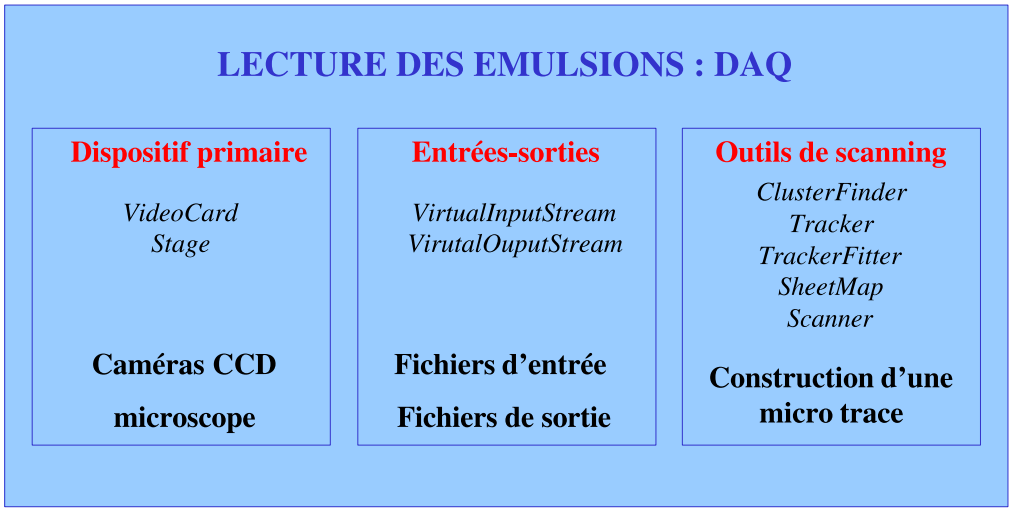


FIG. 3.10 – Schématisation du bloc lecture des émulsions dans le logiciel de scanning SySal.

Les outils de scanning sont définis par cinq classes représentant les différentes étapes de la construction d'une micro trace :

1. tout d'abord la classe *Scanner* permet de définir la stratégie de scanning à employer (différente pour le film d'émulsion amovible)
2. puis on effectue une tomographie optique de toute l'épaisseur de la couche d'émulsion pour obtenir 16 vues
3. les grains de l'émulsion sont ensuite reconnus durant le déplacement de l'objectif et enregistrés pour l'étape suivante
4. la classe *ClusterFinder* permet d'identifier les grains appartenant à une trace dans une vue provenant des émulsions
5. la classe *Tracker* reconnait les traces de particules dans une liste de grains provenant de plusieurs vues
6. puis la classe *TrackFitter* corrige les distorsions locales des émulsions, élimine les fausses traces en utilisant un critère de qualité et améliore

la reconstruction des bonnes

7. la classe *SheetMap* permet de situer certaines traces particulières ou événements en transformant les coordonnées et les vecteurs dans un système de référence plus général
8. pour finir, la trace est enregistrée pour des analyses ultérieures

Les étapes les plus importantes de cette reconstruction de micro trace sont représentées sur la figure 3.11. La construction d'un cluster et d'une micro trace vont être détaillées dans les deux paragraphes suivants.

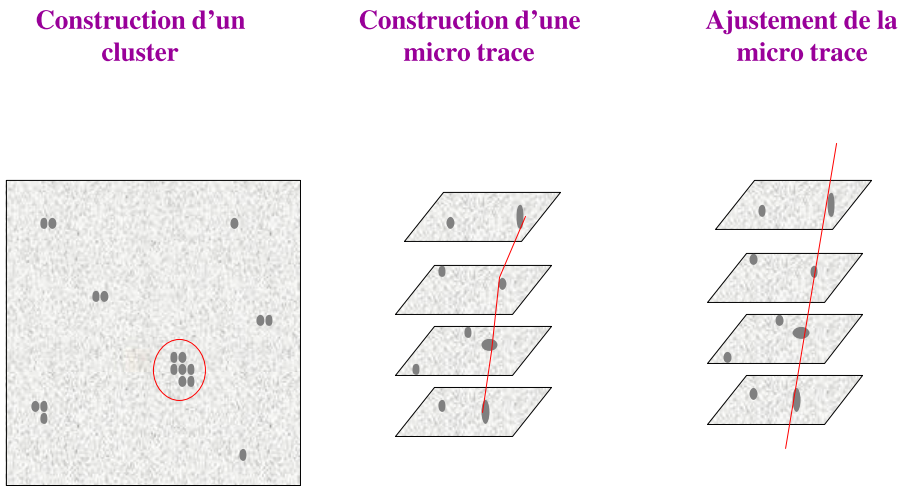


FIG. 3.11 – Schéma illustrant les principales étapes de la construction d'une micro trace

Première étape : Traitement de l'image et construction d'un cluster

L'analyse de l'image provenant des émulsions permettant de reconnaître les grains est appelée *clustering*. Un grain apparaît comme un ensemble de pixels noirs sur cette image. La construction d'un cluster se déroule en deux étapes. La première étape est l'association de pixels voisins sur une ligne de scanning, ces lignes de pixels sont ensuite associées dans la deuxième étape pour former des clusters. Plusieurs techniques de clustering ont été développées dans le logiciel de scanning SySal.

- La première technique [94], appelée "Clustering avec seuil fixe" (FTC : Fixed Threshold Clustering), est une procédure entièrement développée dans un logiciel. Un seuil est appliqué sur l'image provenant des émulsions de telle sorte que les pixels plus foncés qu'un niveau de gris spécifié sont considérés comme noirs alors que les autres sont considérés comme blancs. Les pixels noirs d'une ligne de scanning sont regroupés ensemble pour former des segments contigus. Les segments adjacents sur la ligne de scanning sont ensuite regroupés en amas noirs, appelés clusters. Pour chaque cluster obtenu à partir de l'image, on sauvegarde, entre autre, les coordonnées du centre du cluster, l'aire de celui-ci ou encore le niveau de gris moyen. Cette technique requiert des conditions de lumière du champ de vue homogène et un bon contraste. Cette procédure fournit un bon point de départ pour développer un système de scanning, cependant elle est totalement inappropriée dans certaines situations : lorsque la couche d'émulsion est très fine par exemple. D'autre part, il y a plusieurs régions noires sur une image, à cause des effets d'ombre des électrons lents sur les plans voisins (50-100 μm). Si l'on met un seuil fixe, la reconnaissance des clusters sera très bonne dans une région et pauvre ou nulle dans une autre.
- Une nouvelle technique [94], appelée clustering avec seuil différentiel (DTC : Differential Threshold Clustering), a alors été mise au point. Elle est basée sur la reconnaissance de segments noirs dans une ligne de scanning. L'inconvénient de cette technique est qu'elle a un temps d'éxécution considérablement long lorsqu'elle est implémentée dans un logiciel. Il n'est même plus possible de finir cette procédure de clustering dans le temps correspondant au cycle de la caméra. L'avantage de cette technique est que dans de nombreuses situations, l'efficacité est bien meilleure que celle de la technique précédente. Il reste cependant des cas où ces deux procédures ne sont pas efficaces, et des procédures de filtrage digital ont été étudiées.
- Cette technique de filtrage optimal [94] est basée sur des ajustements bi-dimensionnels de reconnaissance de forme des segments noirs. Cette procédure est traitée par un processeur (Matrox Genesis ou Matrox Odyssey) qui lui est dédiée alors que la reconnaissance de segments et la construction de clusters sont gérées par le PC. Le résultat est un très bon traitement de l'image, développé à la vitesse maximale de la caméra.

Deuxième étape : Construction de la trace

Après avoir obtenu les clusters des 16 couches tomographiques, il faut maintenant reconstruire la trace, le principe [94] est le suivant : tout d'abord

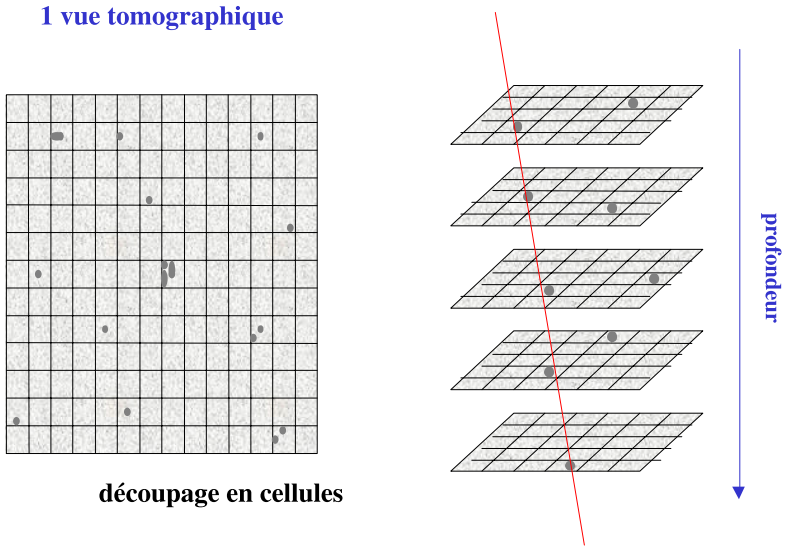


FIG. 3.12 – Le schéma de gauche représente une des 16 couches tomographiques d'une émulsion divisée en cellules. Le graphique de droite illustre la procédure suivie pour reconstruire une trace. Des grains bien alignés dans plusieurs couches tomographiques successives, déterminent la pente d'une possible trace. Autour de cette trace prédite, on cherche des grains appartenant à d'autres couches tomographiques pour affiner cette reconstruction de traces.

les clusters très grands et très petits sont écartés (les premiers sont dus aux électrons lents et les seconds aux bruit électronique et optique et partiellement aux bruit de fond des émulsions : le brouillard). Les clusters restants sont de possibles grains d'une trace. Une trace est définie par une succession de grains "bien alignés", un par couche tomographique. Cependant, des grains peuvent manquer (l'ionisation est un processus stochastique, raisons instrumentales ...). Chaque couche tomographique est ensuite divisée en cellules à deux dimensions, illustrées sur la figure 3.12, dans le but de diminuer la complexité combinatoire de la procédure de construction de trace. Cette reconstruction de trace se déroule en deux temps. En premier lieu, on regarde le bon alignement des grains dans une cellule, et dans les cellules voisines les plus proches, dans des couches tomographiques successives (3, 5 ou 9). En secon lieu, lorsque des grains bien alignés ont été trouvés, on cherche aux extrémités de la trace candidate d'autres grains pouvant correspondre.

A chaque fois qu'un grain est trouvé, la pente de la trace en construction est recalculée. L'efficacité de cette reconstruction de traces dépend fortement de la qualité des clusters. La figure 3.12 illustre la construction d'une trace.

Plusieurs laboratoires européens (Berne, Bologne, Lyon, Naples, Neuchatel, Salerne) de la collaboration OPERA ont adapté et développé ce système de scanning. Sur la figure 3.13 on peut voir la table de scanning développée à Lyon.

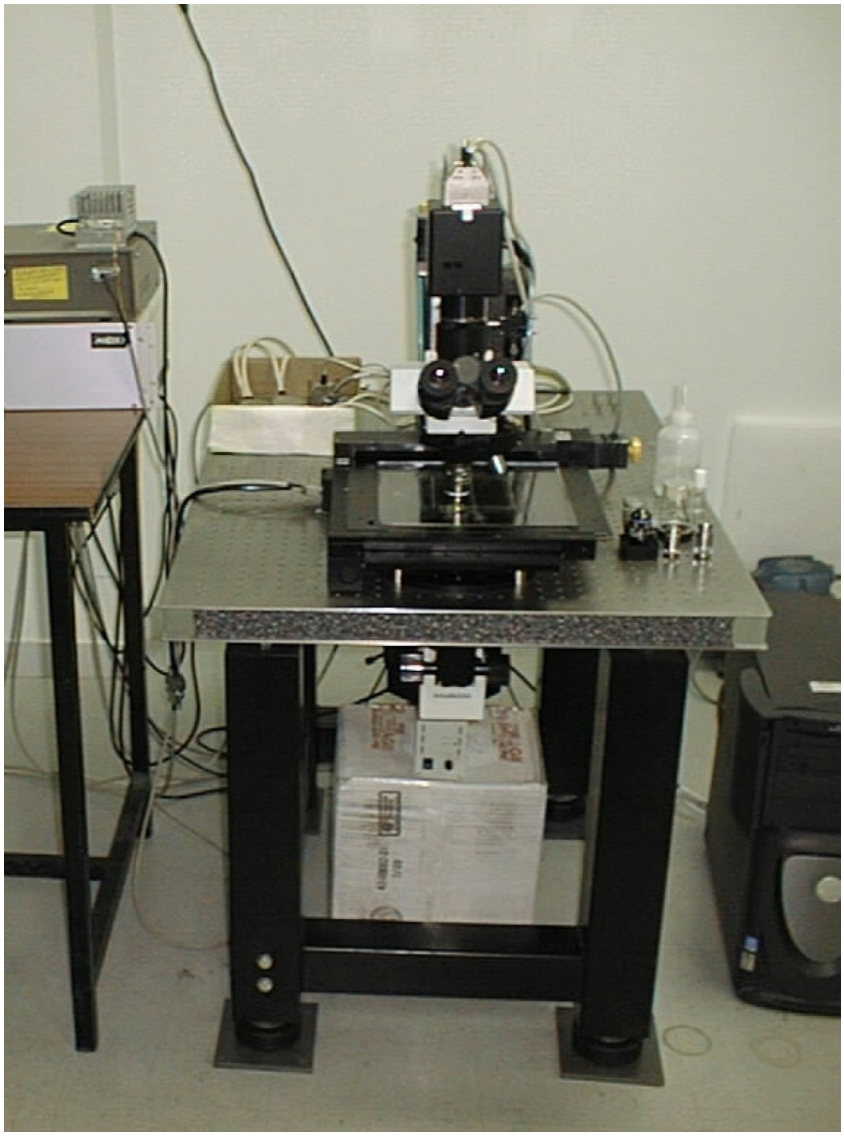


FIG. 3.13 – Table de scanning développée à l'institut de physique nucléaire de Lyon.

Au cours de ma thèse, j'ai été amenée à travailler avec Imad Laktineh et Luisa Arabito pour essayer d'optimiser cette construction de clusters et de traces. L'idée est de commencer la reconstruction de la trace au moment de la construction des clusters. Cela va permettre d'augmenter la vitesse de reconstruction de la micro trace et donc la vitesse de scanning.

2) Les systèmes de scanning japonais UTS et S-UTS

Le fonctionnement global du système de scanning UTS (ou S-UTS) est assez similaire à celui décrit précédemment : les différentes étapes de scanning sont les mêmes [6].

La première différence notable entre le systèmes de scanning SySal et UTS, est que dans ce dernier système, on construit directement une trace base et pas une micro trace. La vitesse de déplacement du microscope est d'environ 2 cm.s$^-$1.

Le scanning général est utilisé dans la procédure appelée NetScan. Le scanning général est plus simple que le scanning de suivi (car le microscope ne se déplace pas) mais il requiert par contre une vitesse de scanning élevée. Le système de scanning UTS traite 3 vues de microscope par seconde. Ce n'est pas suffisant pour le scanning général, et un nouveau système de scanning appelé S-UTS est en cours de développement. Il sera environ 20 fois plus rapide que le système UTS, il pourra donc traiter 60 vues par seconde. La taille actuelle d'une vue est de $150\times120\mu m^2$, ce système peut donc traiter une surface de film de 20 cm^2 en 1 heure [6]. Pour le scanning de suivi, on sait que le temps nécessaire pour positionner le support du microscope domine largement le temps de scanning. Le système de scanning UTS convient bien, en terme de puissance de scanning, à la procédure de scanning de suivi pour localiser le vertex.

Le système de scanning S-UTS est équipé d'une caméra CCD très rapide (3 kHz) et d'un objectif dont les mouvements sont controlés par un système piezo-électrique et synchronisés au mouvement du support du microscope pour éviter l'arrêt du support lorsque le microscope prend des images [6]. C'est là une des grandes différences avec le système de scanning européen.

Deux solutions, représentées sur la figure 3.14, ont été étudiées pour éviter ces arrêts. Dans la solution A, l'objectif du microscope se déplace le long de deux axes horizontal et vertical pour compenser le déplacement du support du microscope lors de la prise d'images. La solution B consiste à bouger l'objectif le long de l'axe vertical seulement et à corriger les images enregistrées avec le déplacement horizontal du support. L'avantage de la solution A est

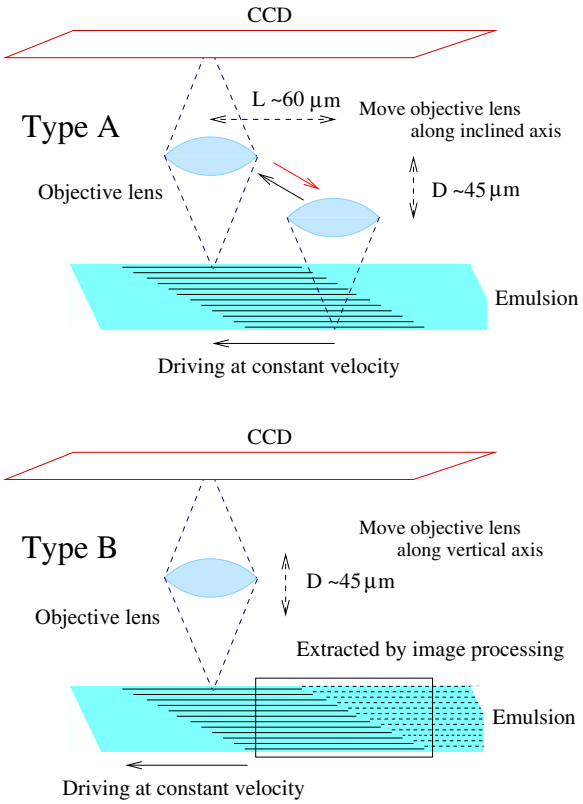


FIG. 3.14 – Schéma des deux types de mouvement possible du microscope pour éviter les arrêts de celui-ci et ainsi optimiser le temps de scanning

qu'elle ne requiert pas beaucoup de puissance lumineuse et une électronique simple, contrairement à la solution B. L'avantage de la solution B est qu'elle ne nécessite pas un controle compliqué de l'objectif, contrairement à la solution A.

L'information de sortie du système de scanning S-UTS est la position (X et Y), l'angle (θ_x et θ_y), le nombre de grains par couche (pulse height) et la dimension des grains (volume) qui est reliée à la perte d'énergie par ionisation de la particule. Dans le mode normal du système S-UTS, ces informations de sortie correspondent à des traces base, c'est à dire des traces reconstruites dans un film d'émulsion de 290 μm. Cependant, pour la sélection de candidats à la désintégration et l'analyse complète d'un événement, un mode spécial du système S-UTS peut-être utilisé ; dans ce mode l'information de sortie correspond à des micro traces [6]. La photographie de la figure 3.15 représente une table de scanning S-UTS et son support mécanique.

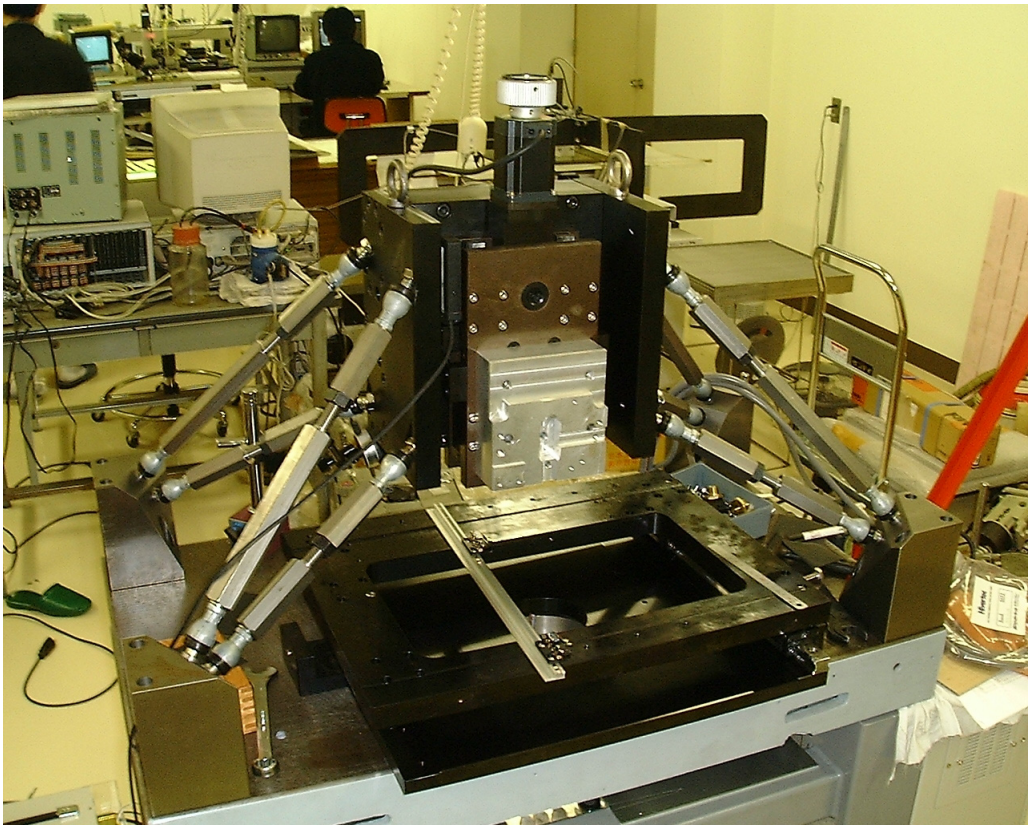


FIG. 3.15 – Photographie du système de scanning japonais S-UTS

3.1.3 Logiciel de reconstruction

Les systèmes de scanning présentés ci-dessus permettent de construire des micro traces, c'est à dire des traces dans la couche d'émulsions de 45 μm et des traces base, c'est à dire des traces dans un film d'émulsion de 290 μm. Les logiciels présentés ci-dessous sont la continuité de la reconstruction : à partir des micro traces et des traces base, les traces des particules sont reconstruites dans la brique.

Deux logiciels, développés au sein de la collaboration OPERA vont être brièvement présentés. Le premier est développé dans le cadre du logiciel global SySal (il faut le distinguer du logiciel de scanning SySal décrit ci-dessus) donc sur la plateforme Windows NT et en Visual C++. Le deuxième logiciel de reconstruction, FEDRA, est développé dans l'environnement de travail ROOT [95].

1) SySal : outils d'analyse

SySal n'est pas seulement un système de scanning permettant la reconstruction de micro traces, c'est également un logiciel de reconstruction. La procédure utilisée pour reconstruire les traces se décompose en plusieurs étapes, énumérées ci-après [96] :

- 1. Connecter les deux micro traces du film d'émulsion à travers la base plastique (= trace base ou segments)
- 2. Connecter les traces base adjacentes
- 3. Optimiser l'alignement des traces base en appliquant des transformations affines pour les positions et des rotations pour les pentes. Itérer plusieurs fois du point 2 au point 3
- 4. Construire des séquences de segments connectés (=trace) et demander une longueur minimum de 3 segments
- 5. Reconstruire les traces de faible impulsion en utilisant l'algorithme de densité de bruit de fond et risque facteur
- 6. Relier les traces en permettant des trous dus à l'inefficacité ou à des erreurs de mesures
- 7. Reconnaître des kinks, des vertex et recouvrer des traces courtes (2 segments) attachées au kink ou au vertex
- 8. Ajuster l'alignement en utilisant les traces d'impulsions élevées

1. Connexion de micro traces Les micro traces situées de chaque côté d'une base plastique sont reliées en utilisant leur différence angulaire et leur position. La tolérance accordée sur la différence d'angle varie selon la pente de la trace dans la direction longitudinale et transverse. Les deux micro traces ainsi connectées forment une trace base.

2.Connexion des traces bases La procédure de connexion de deux traces base est basée sur la reconnaissance de forme et des transformations affines. Deux cartes de traces base appartenant à deux plaques consécutives ont été scannées dans la même position nominale. Elles doivent être ajustées. Puis les traces base de différents films d'émulsion sont connectées en utilisant des critères de position et de pente.

3. Optimisation de la connexion entre traces base Des transformations affines, développées à partir de la correspondance de traces, permettent d'obtenir une erreur sur les traces ainsi reconstruites inférieure au micron. L'alignement fin des traces base est un algorithme itératif dans lequel les tolérances sont aiguisées et la convergence de la transformation affine vérifiée.

2) Fedra

Fedra [97](acronyme pour Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis) est un ensemble d'outils permettant de sauvegarder les données et de reconstruire et analyser de manière interactive les données provenant des émulsions. Ce logiciel a été développé

- pour l'analyse interactive des données émulsions provenant de différents systèmes de scanning
- pour étudier des effets provenant des systèmes de scanning et tester différents algorithmes de reconstruction

L'avantage de ce logiciel est qu'il est très flexible, les fichiers d'entrée et de sortie sont des fichiers ROOT avec une structure en arbre et chaque étape de l'analyse peut être effectuée indépendemment dans une session ROOT interactive utilisant les librairies de FEDRA. Ces librairies sont constituées d'un ensemble de classes et de routines (en C++).

Le point d'entrée dans le logiciel est géneralement la micro trace reconstruite avec les systèmes de scanning décrits dans la section 3.1.2. Ces micro traces sont ensuite reliées pour former des traces base. Ensuite, on aligne les feuilles d'émulsions et on identifie les traces . En outre, une partie de l'analyse des grains pourrait être inclue dans ce logiciel.

3.2 Logiciel d'analyse de l'expérience OPERA

3.2.1 L'environnement informatique dans OPERA

En janvier 2002, la collaboration OPERA décide d'utiliser un langage de programmation orientée objet, le $C++$, comme cadre de travail. Lors de mon travail de thèse, j'ai participé à l'élaboration de cet environnement d'analyse surtout en ce qui concerne la simulation des émulsions. La philosophie du langage orienté objet est très différente des langages de programmation dits linéaires comme le fortran. Effectivement, il ne s'agit pas de former une suite d'instructions à exécuter de manière séquentielle pour construire un programme orienté objet. La modularité est le point essentiel des langages orientés objets qui sont caractérisés par trois concepts de base [98] :

- la classification
- la spécialisation
- le polymorphisme

La classification est le groupement d'objets qui ont des propriétés et des opérations communes. La spécialisation permet d'identifier un sous-groupe d'objets appartenant à une même classification et qui ont des propriétés ou des opérations communes supplémentaires. Enfin, le polymorphisme est la

capacité pour deux objets de différents types de réaliser les mêmes propriétés ou opérations d'une manière différente. Ces trois concepts de base sont indépendants de la technologie utilisée. Pour utiliser ces trois concepts de base, on définit 6 propriétés indispensables de la programmation orientée objet [98] :

- **l'encapsulation** est le regroupement des variables appelées *données membres* et des fonctions appelées *méthodes* pour chaque objet. En C++, une classe (spécification de l'encapsulation) renferme toutes les informations nécessaires à la constitution d'objets structurellement identiques.
- **la dissimulation d'information** signifie que certaines données ou méthodes d'un objet sont dissimulées. Cette propriété est utilisée pour protéger les données et les méthodes : leurs accès direct ou leur manipulation dans le reste du programme est restreint de sorte que ces données ou méthodes ne peuvent être modifiées.
- **la circulation de messages** est le fait de dire à l'objet ce qu'il faut faire, ou plus précisément quelle méthode il faut exécuter. L'encapsulation et la protection des données ou méthodes rendent cette propriété indispensable.
- **l'héritage** est un mécanisme qui permet de construire un nouveau type de classe (sous-classe) comme extension ou restriction d'un type de classe déjà existant (super-classe). Pour ce faire, des données et des méthodes de la super-classe sont inclues dans la définition de la nouvelle classe (sous-classe)
- **les variables polymorphiques** sont des variables qui peuvent faire référence à des objets de différents types. Cette propriétés permet de faire des ensembles hétérogènes très facilement, par exemple un tableau d'objets de différents types est défini comme un tableau de variables polymorphiques.
- **les liaisons dynamiques** décrivent un mécanisme qui permet au moment de l'exécution d'activer la version de l'opération adaptée à une certaine instance. Ainsi deux méthodes dont le nom est identique se distinguent par l'objet sur lequel elles sont référencées plutôt que par le type de la variable.

Le logiciel d'analyse d'OPERA a été développé avec les motivations suivantes [100] :

- les algorithmes fournis par les utilisateurs doivent être indépendants de la façon dont les données sont sauvegardées
- les classes représentant les données contiennent uniquement les données membres et les méthodes d'accès, mais pas d'algorithmes
- les données en mémoire fournies à l'utilisateur sont sécurisées par la

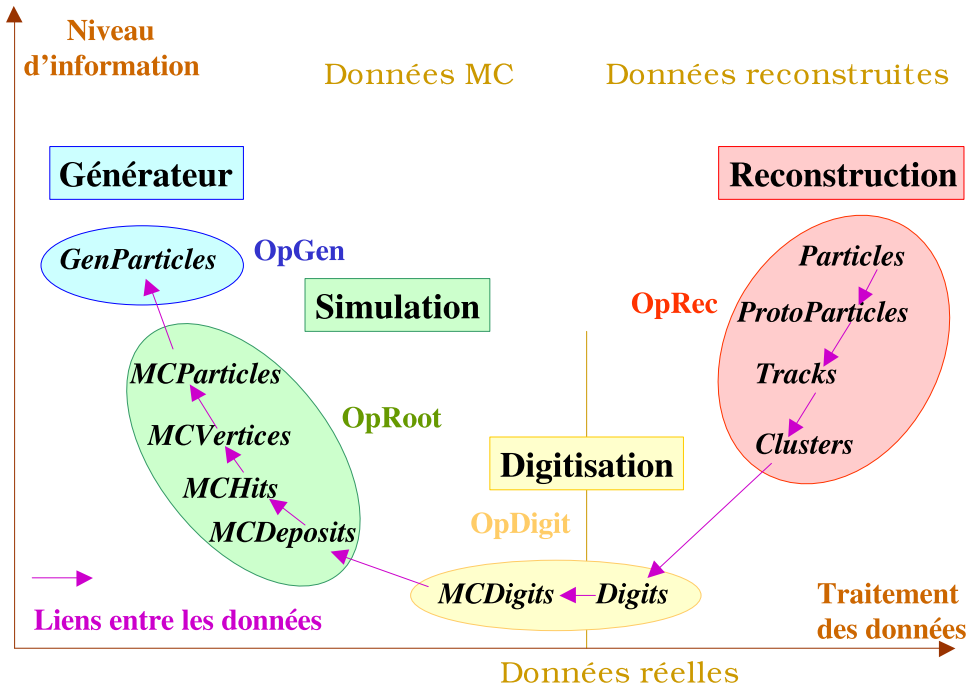


FIG. 3.16 – Logiciel d'analyse de l'expérience OPERA [99]

technologie des "Smart Pointer"
ROOT est utilisé comme interface graphique du logiciel mais c'est surtout l'environnement de travail du logiciel : l'analyse s'effectue dans ROOT qui assure en plus la persistance des données. Les fichiers ROOT ont une structure en arbre et en dossiers. Cette structure en dossier permet d'organiser la localisation des données en mémoire, dont le modèle sera donné plus loin, et de créer automatiquement les branches de la structure en arbre.

Le logiciel est structuré en différents paquets, comme on peut le voir sur la figure 3.16, que l'on peut classer en trois catégories (constituant les trois paragraphes suivants) :

- le paquet propre à la génération de processus physiques OpGen
- le paquet de simulation décrivant l'interaction des particules dans le détecteur OpRoot
- et enfin les paquets de digitisation et de reconstruction des événements OpDigit et OpRec

Actuellement la simulation est donc basée sur GEANT3.21 [101] interfacé avec ROOT [95]. Mais dans un futur proche elle devrait migrer vers un système VMC (Virtual Monte Carlo [102]) avec possibilité d'utiliser GEANT4 [103] et Fluka [104].

3.2.2 Générateur d'événements

Les processus physiques d'OPERA relèvent de la physique électrofaible. C'est en particulier l'interaction d'un neutrino avec un nucléon qui est étudié. Cette interaction peut-être profondément inélastique (DIS),quasi-élastique (QE) ou résonnante (RES). Le générateur utilisé dans OPERA est le générateur NEGN.

Les **interactions profondément inélastiques** sont traitées avec le programme Monte Carlo LEPTO6.1 [105]. Dans LEPTO6.1, l'interaction neutrino est basée sur les sections efficaces électrofaibles du modèle standard et les processus d'interaction forte se limitent à la phase perturbative au niveau partonique (gluons et/ou quarks). Les effets de polarisation sont pris en compte et plusieurs paramétrisations de fonctions de densité de partons peuvent être utilisées. On reste au premier ordre de la chromodynamique quantique (QCD) perturbative avec l'émission d'un seul gluon très énergétique et la possibilité d'une fusion gluon-gluon. Pour les ordres plus élevés on utilise l'approximation de la gerbe partonique. Le mouvement de Fermi des nucléons est traité dans l'approximation du gaz de Fermi qui considère les nucléons comme des fermions libres dans un volume de taille finie. Pour les interactions ν_τ par courant chargé, le formalisme décrivant les interactions avec un lepton chargé massif avec 5 fonctions de structure [106] a également été inclu dans le générateur NEGN. L'hadronisation, processus donnant lieu à la formation des hadrons (pions, mésons), est basée sur le modèle des cordes de Lund avec le programme Jetset 7.4 [107]. Ces hadrons peuvent ensuite reinteragir dans le noyau, ce qui est pris en compte dans le générateur avec le code de DPMJET [108]. Enfin la propagation, la polarisation et les désintégrations de leptons sont prises en compte avec le paquet TAUOLA [109]. Le schéma 3.17 permet de visualiser les différents processus impliqués lors d'une interaction neutrino profondément inélastique.

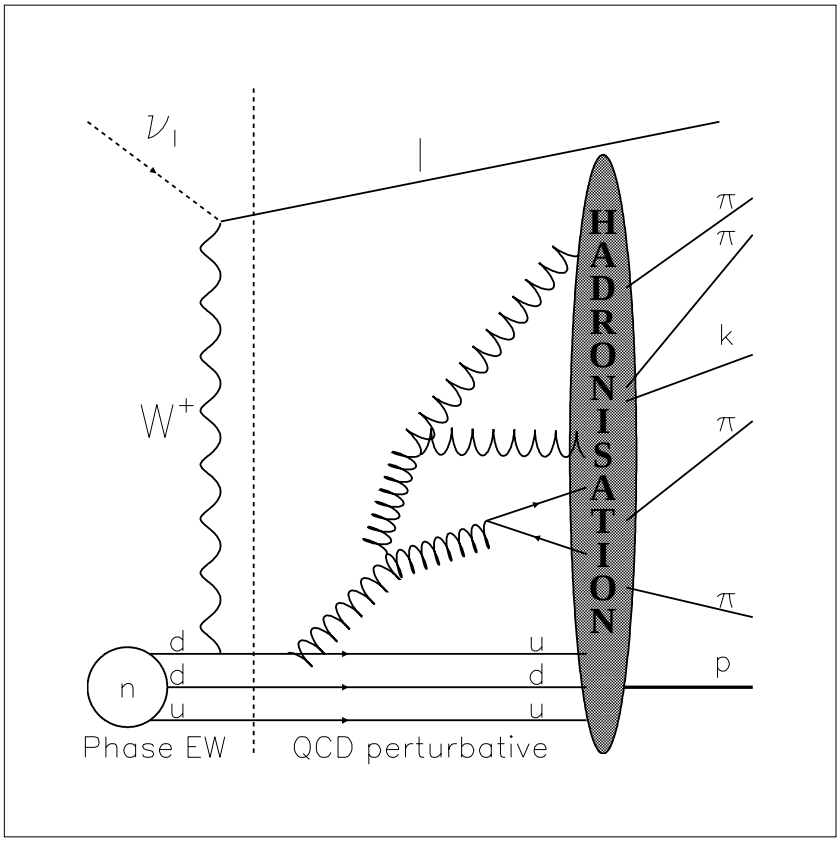


FIG. 3.17 – Interaction profondément inélastique

Les **interactions quasi-élastiques** sont générées en utilisant la formulation de Llewellyn-Smith [110]. Les effets nucléaires, le mouvement de Fermi et la suppression de Pauli ont été inclus. Les interactions ν_τ, les désintégrations de lepton tau prennent maintenant en compte la polarisation du lepton dans l'état final. Trois facteurs de forme nucléaire sont utilisés pour calculer la section efficace courant chargé quasi-élastique. Lors des interactions ν_τ, un quatrième facteur de forme, proportionnel à la masse au carré du lepton sortant, est utilisé.

Enfin les **interactions résonnantes** sont basées sur le modèle de Rein-Sehgal [111]. 16 résonnances baryoniques (N^* et Δ) dont la masse invariante est inférieure ou égale à 2 GeV, contribuent à ces interactions résonnantes. Toutes les résonnances et leur désintégrations sont générées séparément.

Les interactions profondément inélastiques sont les interactions dominantes dans l'expérience OPERA. Pour s'en rendre compte, il suffit de comparer dans la table 3.1 le nombre d'événements ν_τ courant chargé et cou-

rant neutre [112] venant des interactions profondément inélastiques et le nombre total (interactions profondément inélastiques, quasi-élastiques et résonnantes) d'événements ν_τ courant chargé et courant neutre pour les paramètres d'oscillation suivants : $\Delta m^2 \simeq 10^{-3} - 5.10^{-3} eV^2$ et $\sin^2(2\theta) \geq 0.89$ à 90% de niveau de confiance[113].

Interactions	Nombre d'événements ν_τ			
	Courant chargé		Courant neutre	
	min	max	min	max
DIS	2.72	20.92	5.26	33.56
Total	3.56	26.67	6.15	37.91
fraction DIS	76%	78%	85%	88%

TAB. 3.1 – Nombre d'événements ν_τ [112] courant chargé et courant neutre provenant des interactions profondément inélastiques. [113]

Le générateur NEGN fait partie du paquet OpGen qui va regrouper par la suite plusieurs générateurs différents.

3.2.3 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur tient une place primordiale en physique des particules. En effet, avant la prise de données, seule la simulation Monte Carlo (GEANT 3) permet d'étudier et d'optimiser la réponse et l'efficacité du détecteur. On peut ainsi étudier les performances de ce dernier et préparer les outils d'analyse : algorithmes de reconstruction d'énergie, calibration, reconstruction des traces de particules chargées ... Puis lors de la période de fonctionnement du détecteur, on compare les données avec le Monte Carlo, une différence implique soit un processus physique non modélisé (nouvelles particules) soit un manque d'étude sur la physique du détecteur : rôle du champ magnétique, interaction avec de la matière "inerte" etc...

La représentation du détecteur doit donc être la plus réaliste possible pour évaluer au mieux les performances de celui-ci. Cependant, la réalisation d'une géométrie précise requiert du temps et l'adaptation aux modifications est alors problématique. En effet suivre les particules à des échelles micrométriques (en ce qui concerne les émulsions) dans un détecteur aussi gros serait vraiment trop long et trop lourd à mettre en place. De plus, la simulation d'un film de gélatine incorporant des cristaux de Bromure d'argent ionisés lors du passage de la particule est difficile à mettre en œuvre en tenant compte des processus chimiques impliqués lors du développement de ces émulsions. Lors de la phase de développement de la simulation, le point clé est donc le niveau

de précision désirée tout en tenant compte de ces limitations.

Le détecteur OPERA se décompose en plusieurs sous-détecteurs :

- les RPC du spectromètre
- les tubes à dérive du spectromètre
- les RPC en amont du spectromètre
- les scintillateurs plastiques de la partie cible
- les émulsions photographiques de la partie cible

La géométrie de chaque sous-détecteur est décrite par un fichier (macro) s'éxécutant dans ROOT. D'autre part, les critères utilisés pour la simulation (milieu actif, distance sur laquelle la trace est reconstruite) sont détaillés pour chaque sous-détecteur dans plusieurs fichiers servant d'interface entre GEANT3.21 et ROOT. L'ensemble de ces fichiers (géométrie+simulation) constitue le paquet OpROOT. Les RPC, les tubes à dérive et les scintillateurs sont des détecteurs électroniques, leur simulation sera décrite dans la première partie de ce paragraphe ; les émulsions photographiques constituent le détecteur de précision, leur simulation sera décrite dans la deuxième partie de ce paragraphe.

Le fichier issu de la simulation est un fichier ROOT avec une structure en arbre et en dossiers. La hiérarchie de ce fichier, représentée sur la figure 3.18, est la suivante :

- le premier dossier *Run* contient l'information sur l'exécution.
- ce dossier *Run* est composé d'un dossier *Event* qui contient l'information sur l'événement.
- le dossier *Event* est composé des 8 dossiers suivants

1. le dossier *cinématique* contient la liste des particules et des vertex
2. le dossier *trigger* contient l'information du déclenchement, il est composé de cinq dossiers (un pour chaque sous-détecteur) contenant l'information sur le déclenchement pour chacun de ces sous-détecteurs
3. 4. 5. 6. 7. les cinq dossiers relatifs aux sous-détecteurs *émulsions, scintillateurs, tubes à dérive, RPC du spectromètre, RPC* sont composés tous les cinq de trois dossiers : *Hits, Raw, Digits*
8. le dossier *Reconstuction* est composé de deux dossiers. Le dossier *emulsions* et le dossier *détecteurs électroniques* qui contient trois dossiers relatifs à la reconstruction de traces dans les détecteurs électroniques.

Un hit est l'information cinématique d'une particule en un point précis du détecteur. Un hit décrit égalemment les effets physiques subis par la particule depuis le hit précédent : perte d'énergie par ionisation, par rayonnement de freinage,interaction, désintégration ... Un digit est la résultante de ces effets physiques pour le détecteur, c'est la réponse du détecteur. Raw est un digit provenant des données et non de la simulation.

Des classes décrivent les objets correspondant aux informations Monte

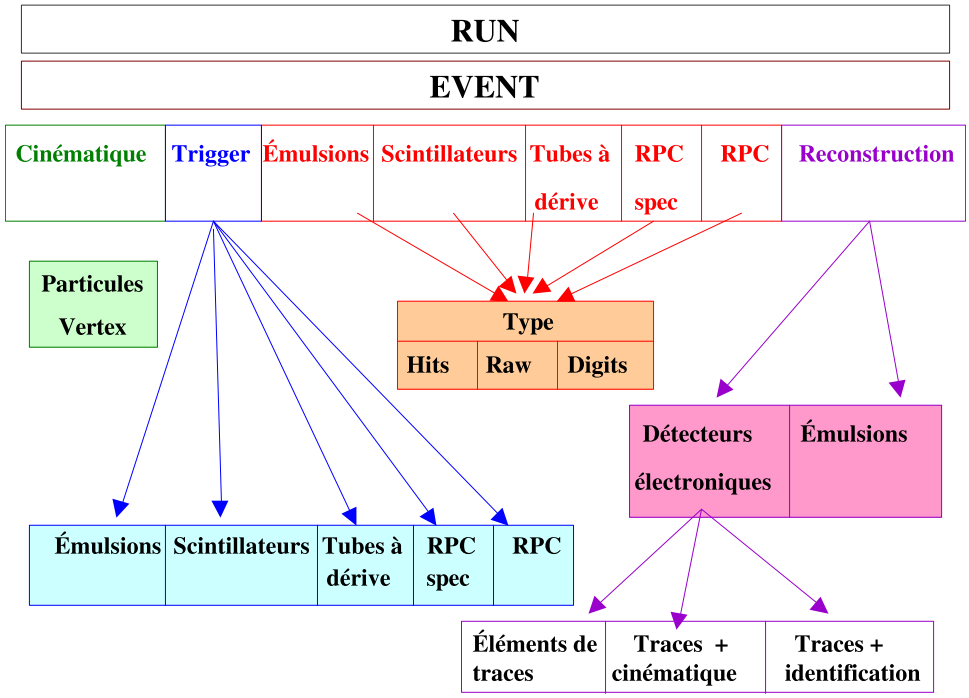


FIG. 3.18 – Hiérarchie d'un dossier ROOT dans OPERA.

Carlo (MCParticles, MCVertices, MCHits, MCDeposits,MCDigits) comme aux informations reconstruites (Digits, Clusters, Tracks, Protoparticles, Particles) correspondant à chaque sous-détecteur.
Les particules Monte Carlo (primaires et secondaires) de la classe Particles et les vertex Monte Carlo de la classe Vertex sont fortement connectés entre eux, comme on peut le voir sur la figure 3.19. Les particules ont un lien sur leur vertex de production et sur leur vertex de désintégration. Quant aux vertex, ils ont un lien sur la particule produisant le vertex et sur les particules issues du vertex [114]. De même on voit que les hits Monte Carlo de tous les sous-détecteurs ont une information commune (la position) et surtout des liens sur des particules en l'occurence la particule produisant le hit, la particule parent de la particule produisant le hit et enfin la particule primaire. Les Digits Monte Carlo sont également liés aux hits à partir desquels ils ont été fabriqués. L'information sauvegardée au niveau des objets (vertex, particules, hits et digits) est représentée sur la figure 3.19.

Le travail de simulation va maintenant être présenté pour le sous-détecteur émulsions dans lequel je me suis beaucoup impliquée tant du point de vue de la simulation qu'en ce qui concerne la reconstruction des événements.

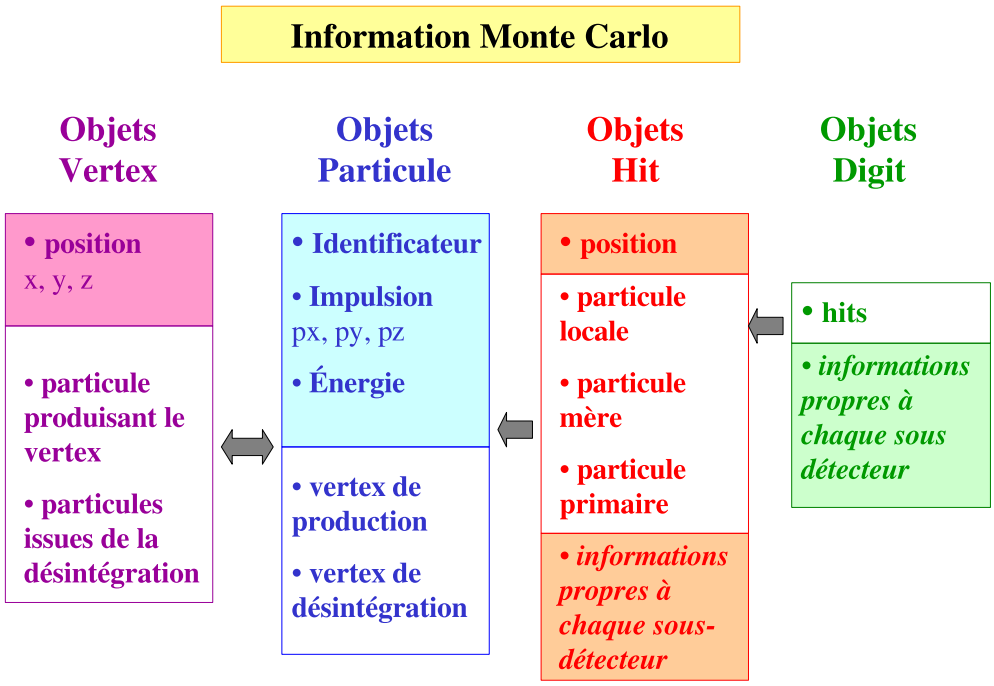


FIG. 3.19 – Relations entre les classes. Les objets de la classe Vertex et de la classe Particules sont très fortement liés entre eux.

Détecteur de précision : les émulsions photographiques

On a vu qu'il était très complexe de simuler un film de gélatine dans lequel des cristaux de Bromure d'Argent s'ionisent lors du passage de particules chargées d'autant plus que les processus chimiques impliqués lors du développement de ces émulsions sont très difficiles à reproduire. Pour toutes ces raisons, il n'y a pas, à ce stade, de simulation des émulsions photographiques au niveau des grains d'Argent. La composition des émulsions est bien introduite dans la simulation du détecteur, cependant on se limite à l'interaction et au passage des particules chargées dans ce milieu. La composition des émulsions utilisée pour la simulation est reportée dans le tableau 3.2.

On a donc une simulation très simplifiée au niveau des émulsions. Sur le schéma 3.20 représentant une cellule, c'est à dire un film d'émulsion photographique suivi d'une couche de plomb de un millimètre, on voit les hits représentant les points d'entrée et les points de sortie des couches d'émulsions de 45 μm.

Numéro atomique	Symbole	Densité
47	Ag	1,8
35	Br	1,3
53	I	0.01
6	C	0.3
1	H	0.05
8	O	0.3
7	N	0.07
16	S	0.007

TAB. 3.2 – Composition chimique du mélange utilisé pour la simulation d'une émulsion photographique

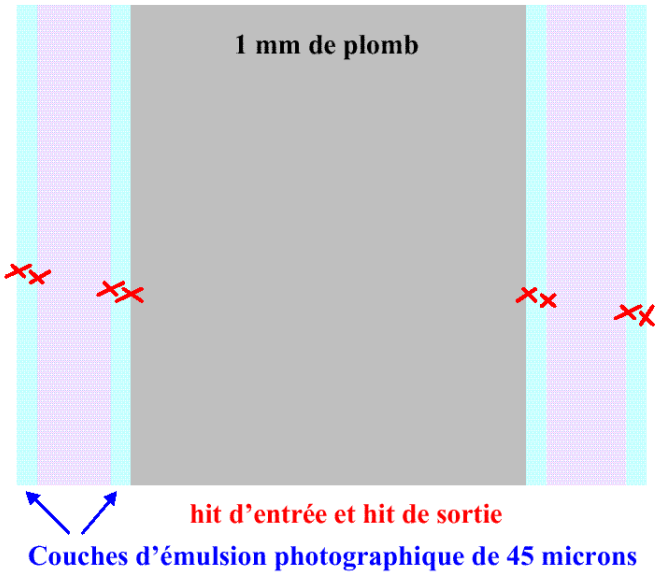


FIG. 3.20 – Schéma représentant la simulation très simplifiée des émulsions photographiques.

Le hit d'entrée et le hit de sortie constituent schématiquement la simulation des émulsions. L'information sauvegardée pour chaque hit se décompose en trois catégories :

- **identification du volume :** le numéro du SuperModule, le numéro du mur, le numéro de la rangée et le numéro de la colonne permettent de localiser la brique dans le détecteur. Enfin, le numéro de la couche d'émulsion permet de situer cette couche d'émulsion dans la brique.
- **information spatiale** avec la position du hit(X,Y,Z)

– **information Monte Carlo :** l'information Monte Carlo est obtenue grâce à trois liens sur des objets de type "particule". Le premier lien correspond à la particule à l'origine du hit, le deuxième à la particule mère et enfin le troisième à la particule primaire. Grâce au lien sur les particules, on accède donc au code de la particule, à son impulsion et à son énergie.

Géométrie et matériaux Comme on l'a vu dans le chapitre 2, une brique OPERA est composée de films d'émulsion photographique de 290 μm alternés avec des plaques de plomb de 1 mm. La géométrie de la brique dans la simulation est la même que celle décrite dans le chapitre 2. Les particules chargées laissent des traces dans les couches d'émulsion photographique en noircissant les grains d'argent, dont la taille typique est de 0.3 μm, qui compose l'émulsion. Il faut donc bien noter que c'est seulement pour les particules chargées que l'on peut extraire de l'information des émulsions.

3.2.4 Digitisation et reconstruction des événements

Aprés avoir simulé le passage des particules dans le détecteur, il faut maintenant utiliser l'information obtenue pour construire tout d'abord des digits puis ensuite des traces.

Détecteur de précision

Le traitement de l'information contenue dans les émulsions se déroule en trois temps. Il y a tout d'abord la construction de la micro trace, définie ultérieurement, correspondant à l'information d'une couche d'émulsion photographique de 45μm. Une micro trace correspond à un digit. Puis vient ensuite la construction de la trace base, que l'on va définir ci-après, et qui correspond à l'information d'un film d'émulsion (290 μm). Finalement, l'association de plusieurs traces base permet de construire une trace correspondant au passage d'une particule chargée dans la brique.

A) La digitisation : la micro trace La première partie de cette section traite de la reconstruction d'une micro trace dans le cadre du logiciel d'OPERA. Cette reconstruction est basée sur la simulation simplifiée des émulsions décrite ci-dessus. Il est important de noter que l'information reconstruite au niveau de la digitisation correspond à celle issue des tables de scanning, c'est à dire la micro trace. La phase de "digitisation", qui est effectuée grâce au package OpDigit, suit la simulation simplifiée des émulsions. La digitisation est basée sur la construction d'une micro trace dans les 45μm

de couche d'émulsion photographique (=segment). Une micro trace se caractérise par le point d'émulsion qui jouxte la base plastique de 200 micromètres car c'est le point le moins sensible à la déformation des émulsions et donc celui qui est déterminé avec la plus grande précision. Une résolution de 3 microns est appliquée sur la position de ce point. L'angle de la micro trace est ensuite calculé en utilisant la position du deuxième hit. Une résolution sur cet angle est également introduite, elle dépend de la pente de la micro trace. En effet, plus la micro trace a un angle élevé et plus sa résolution angulaire est grande. La formule utilisée pour cette résolution est la suivante [115] :

$$\Delta\text{pente} = 0.013(1 + 6 \times \text{pente}) \tag{3.1}$$

où pente est la pente dans le plan (x,z) ou (y,z) de la micro trace.

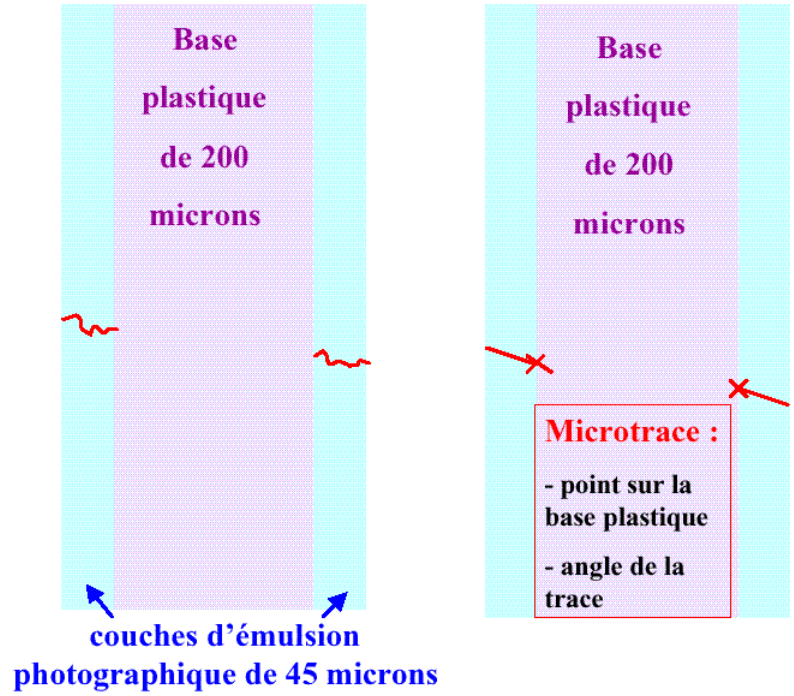


FIG. 3.21 – Le schéma de gauche représente la diffusion multiple dans une couche d'émulsions de 45 μm pour une particule dont l'énergie est inférieure à 15 MeV. Le schéma de droite représente la micro trace reconstruite dans le code de digitisation. Une micro trace est caractérisée par le hit d'émulsion proche de la base plastique et par l'information angulaire de la trace.

Le schéma de droite de la figure 3.21 représente deux micro traces reconstruites dans un film d'émulsion de 290 μm. Tous les hits issus de la simulation

n'aboutissent pas à la construction d'une micro trace, une coupure en énergie et en angle est appliquée sur les hits :

- L'énergie de la particule doit être supérieure à 10 MeV. Cette coupure a été déterminée en utilisant un critère physique : une particule dont l'énergie est inférieure à 10 MeV diffuse énormément dans l'émulsion, comme l'illustre le schéma de gauche de la figure 3.21. L'information obtenue n'est donc pas exploitable. Le graphique 3.22 indique l'énergie des micro traces reconstruites dans les événements ν_μ courant chargé qui laissent plus que deux hits dans la simulation, ce qui correspond à des particules subissant de nombreuses diffusions. On voit qu'en effectuant une coupure en énergie à 15 MeV, on élimine la plupart de ces traces.
- La tangente de l'angle de la micro trace doit être inférieure à 1. Au delà, les systèmes de scanning ne peuvent pas reconstruire correctement la micro trace. Cette variable ($\tan\theta$) est représentée sur la figure 3.23 pour des interactions ν_μ courant chargé .

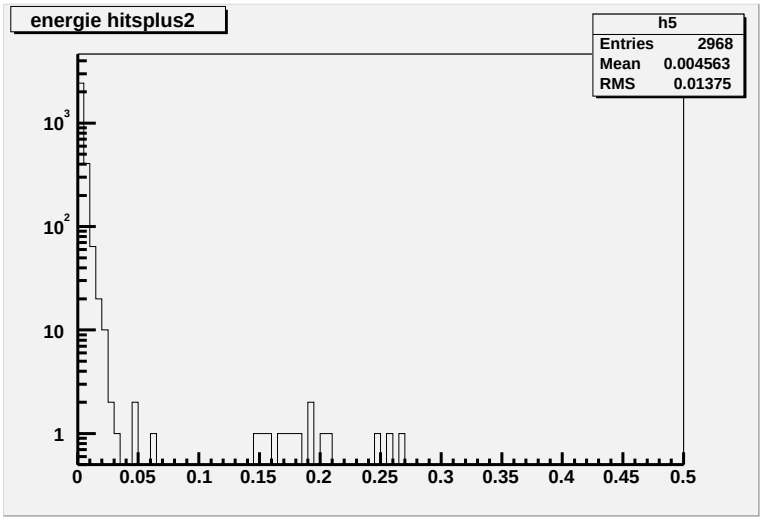


FIG. 3.22 – Distribution d'énergie (en GeV) des micro traces reconstruites dans un événement ν_μ courant chargé qui diffusent beaucoup dans les émulsions.

Le nombre de micro traces reconstruites pour des interactions ν_μ par courant chargé est représenté sur la figure 3.24. On s'aperçoit que le nombre de micro traces varie beaucoup d'un événement à un autre. En effet, si un électron assez énergétique est produit, la cascade électromagnétique qui va suivre va augmenter le nombre de micro traces.

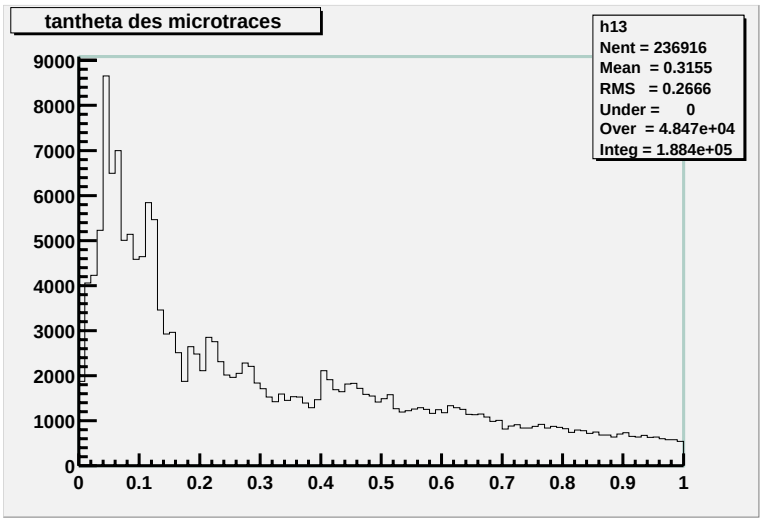


FIG. 3.23 – Distribution de la tangente de l'angle des micro traces reconstruites par rapport à l'axe z pour des interactions ν_μ par courant chargé.

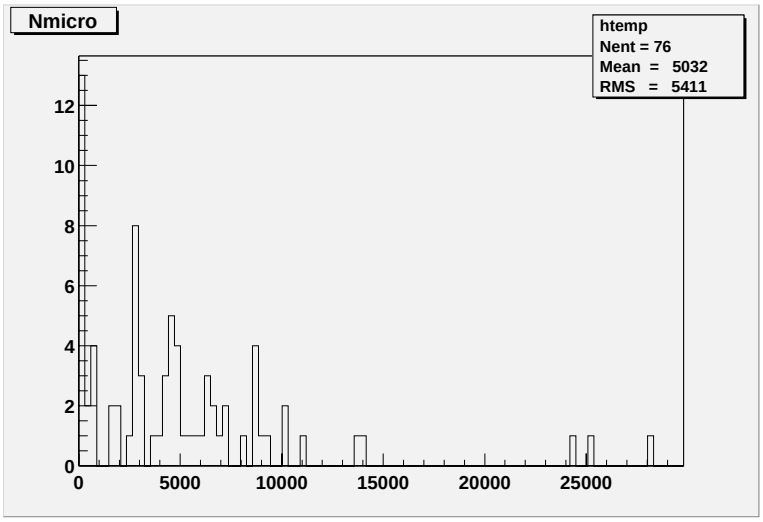


FIG. 3.24 – Nombre de micro traces reconstruites par événement pour des interactions ν_μ par courant chargé.

B) La reconstruction : traces base et traces Il n'y a pas à l'heure actuelle dans le logiciel OPERA de reconstruction pour les émulsions photographiques. Cependant, une reconstruction très simplifiée que j'ai développée dans une simulation extérieure au logiciel de simulation officiel permet de se rendre compte des difficultés et des enjeux de cette reconstruction.

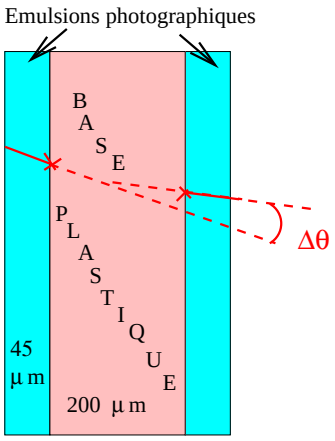


FIG. 3.25 – Schéma représentant la construction d'une trace base. Le critère angulaire pour associer deux micro traces est $\Delta\theta$<50 mrad.

Le seul critère utilisé pour associer des micro traces est un critère angulaire, il faut que la différence d'angle entre les deux micro traces soit inférieure à 50 mrad comme cela est illustré sur la figure 3.25.

La distribution de l'angle de la trace base, correspondant à la différence d'angle entre les deux micro traces associées, est représentée sur la figure 3.26 pour des muons de 10 GeV.

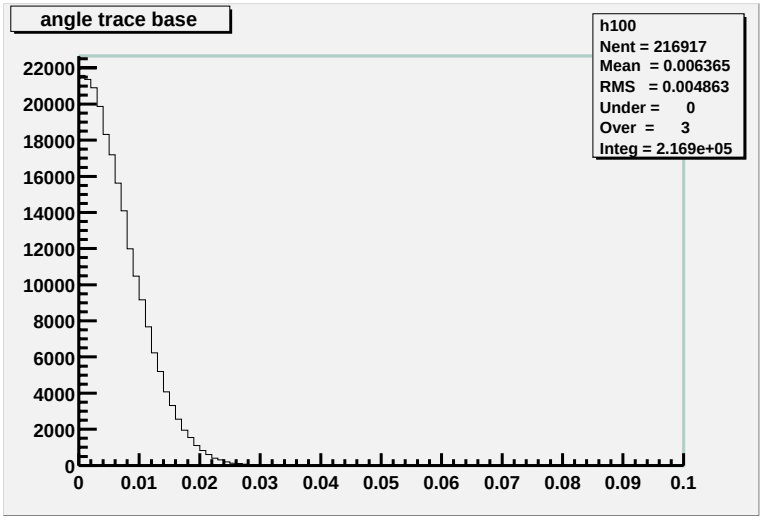


FIG. 3.26 – Angle des traces base (en rad) pour des muons de 10 GeV.

Pour construire des traces on associe les traces base de la manière suivante :

- on projette la trace base du premier film d'émulsion dans le deuxième film d'émulsion (figure 3.27)
- puis on définit une zone de 150×150 μm^2 autour de la projection dans laquelle on cherche une trace base.

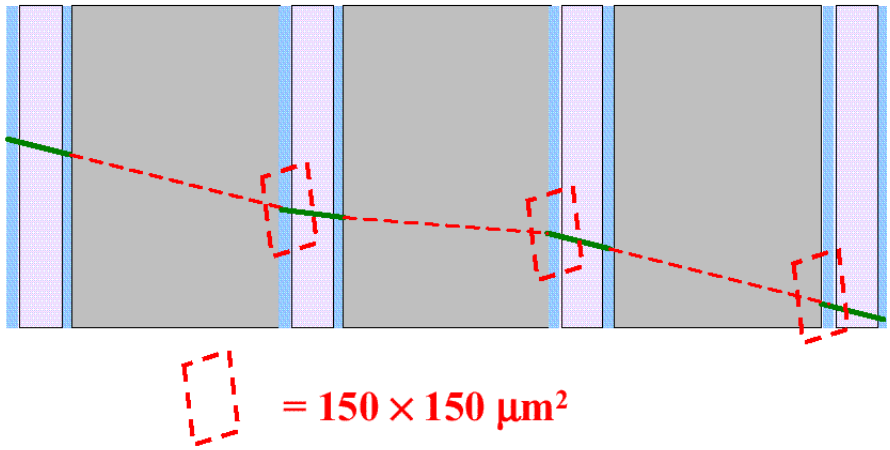


FIG. 3.27 – Schéma représentant la construction d'une trace. Le critère utilisé pour associer deux traces base est une zone de 150 × 150 μm^2 dont la position est déterminée par la projection de la première trace base, dans laquelle doit se trouver la deuxième trace base.

Cette reconstruction de traces a été développée pour différents types d'événements :

- des muons de 2 et 10 GeV
- des électrons et des pions de 2 GeV
- des interactions ν_μ courant chargé

La longueur (en cm) de la trace reconstruite dans une brique pour des muons de 10 GeV est représentée sur la figure 3.28. Les muons traversant toute la brique forment le pic à 7.3 cm (qui correspond à la dimension de la brique).

Cette reconstruction simple fonctionne bien pour les muons car dans la zone définie, il n'y a qu'une seule trace base. En revanche, pour les événements ν_μ courant chargé ou pour les électrons et les pions, c'est plus compliqué car il y a plusieurs traces base dans la zone définie. Il faut alors considérer des critères d'association plus stricts pour sélectionner la bonne trace base à associer : distance dans le plan xy, différence d'angle etc...

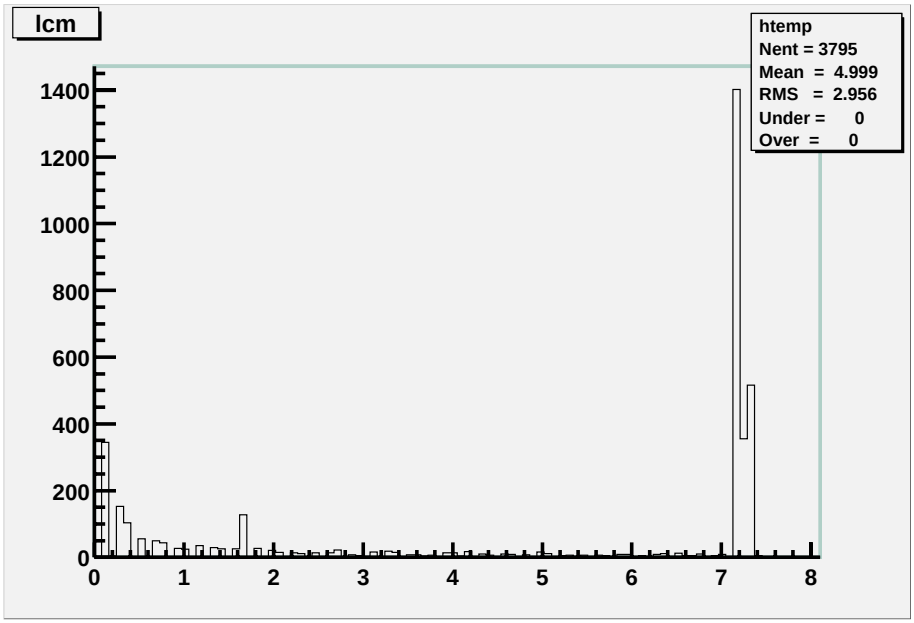


FIG. 3.28 – Longueur (en cm) des traces reconstruites pour des muons de 10 GeV. Le pic aux alentours de 7 cm correspond aux muons qui ont traversé toute une brique, par la suite ils perdent de l'énergie et ne traversent plus qu'une partie de la brique.

Chapitre 4

Reconstruction de variables cinématiques dans les émulsions

La reconstruction des variables cinématiques dans les émulsions est fondamentale car elle est indispensable à la reconstruction d'un événement et la détection d'un lepton τ.
Dans ce chapitre, plusieurs méthodes permettant la reconstruction de variables cinématiques dans les émulsions photographiques sont présentées. La première section traite de la mesure d'impulsion par diffusion coulombienne des particules chargées dans les plaques de plomb de l'expérience OPERA. L'identification et la mesure en énergie des électrons ainsi que la détection des photons sont abordées dans le deuxième paragraphe. Et enfin, l'identification des muons de faible impulsion est le sujet du dernier paragraphe.

4.1 Mesure d'impulsion par diffusion coulombienne multiple

Dans l'expérience OPERA, l'analyse des événements requiert une bonne connaissance de leur cinématique. Outre la topologie des traces, l'impulsion est également un critère pour sélectionner et classer les événements intéressants.

Le spectre d'impulsions des particules produites lors d'une interaction neutrino dans le détecteur OPERA est large : de quelques centaines de MeV à plusieurs dizaines de GeV. L'impulsion de ces particules peut être mesurée en étudiant les déviations dues aux diffusions coulombiennes multiples sur les plaques de plomb des briques OPERA. Deux méthodes de mesures sont décrites dans le document de proposition d'expérience OPERA [6] :

* la méthode angulaire

* la méthode des coordonnées

L'étude de mesure d'impulsion présentée ici est basée sur la méthode angulaire, elle a fait l'objet de deux notes internes OPERA [116][117]. Dans une première partie les différentes méthodes étudiées pour augmenter la précision sur la mesure seront présentées. La simulation et les outils d'analyse seront décrits dans la deuxième partie ainsi que les résultats obtenus avec les événements Monte Carlo pour des particules traversant la brique entière. Les mêmes méthodes de mesure d'impulsion ont été développées pour des particules avec des longueurs de parcours différentes mais inférieures à la longueur d'une brique. Enfin pour terminer cette étude de mesure d'impulsion, la meilleure méthode de mesure a été appliquée sur des données provenant d'un faisceau-test dont les résultats ont été comparés à des données MonteCarlo.

4.1.1 Mesure d'impulsion par diffusion coulombienne

La trajectoire des particules chargées traversant un milieu est déviée principalement par des diffusions coulombiennes multiples sur les noyaux. Dans le cas de l'expérience OPERA, ce sont principalement les plaques de plomb constituant les briques qui sont à l'origine de cette diffusion coulombienne multiple. L'unité de base pour cette mesure de diffusion est la cellule : une cellule est un film d'émulsion de 300 μm suivi d'une plaque de plomb de 1 mm. Une brique OPERA étant constituée de 56 cellules plus un film d'émulsion (section [2.3.1]), on obtient donc un maximum de 112 mesures angulaires indépendantes pour une trace (2 mesures par film d'émulsion correspondant aux projections dans 2 plans : (x,z) et (y,z)). La différence d'angles mesurée dans les films d'émulsions permet d'estimer l'angle de diffusion.

La distribution de l'angle de diffusion coulombienne est bien représentée par la théorie de Molière [118][119][120]. Elle est approximativement gaussienne pour de petits angles de déviations comme le montre la figure 4.1 représentant l'angle de diffusion pour des muons de 1,5 GeV traversant une plaque de plomb de 1mm (simulation Monte Carlo). En définissant [121] :

$$\theta_0 = \theta_{plan}^{RMS} = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{espace}^{RMS} \tag{4.1}$$

où θ_{plan}^{RMS} est la largeur (RMS) de la distribution de l'angle de diffusion dans un plan et θ_{espace}^{RMS} la largeur de la distribution de l'angle de diffusion dans l'espace.
On peut alors utiliser l'approximation gaussienne pour la distribution de l'angle de diffusion dans un plan. La largeur (RMS), θ_0, de cette distribution

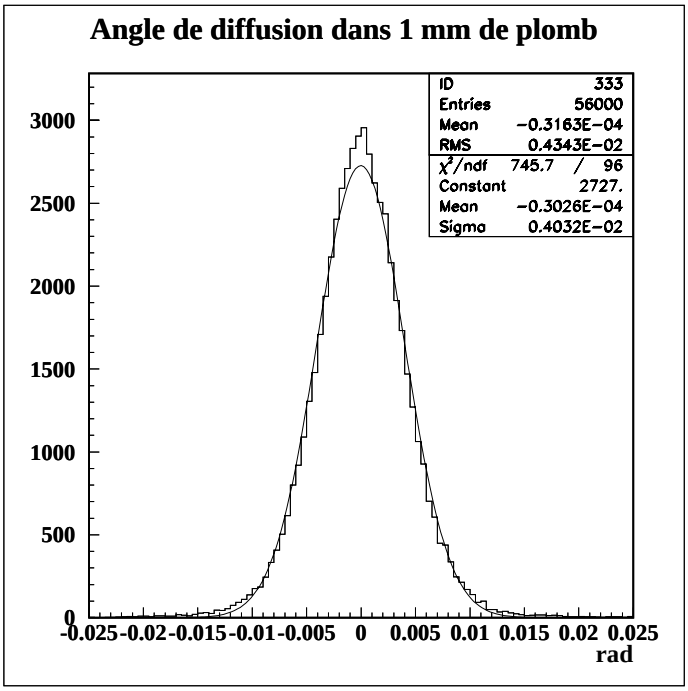


FIG. 4.1 – Distribution de l'angle de diffusion pour des muons de 1.5 GeV traversant 1 mm de plomb.

pour une particule d'impulsion p, de vélocité βc et de charge z traversant un constituant d'épaisseur fixée [1] X, mesurée en unité de longueur de radiation, est obtenue par la formule suivante [122][123][124] :

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV/c}{p\beta c} z \sqrt{\frac{L}{X_0}} (1 + 0.038 ln(\frac{L}{X_0})) \qquad (4.2)$$

Cette valeur θ_0 est obtenue à partir d'un ajustement de la distribution de Molière [119] pour des particules [2] de charge ± 1 avec une précision de 11% pour des épaisseurs traversées X comprises entre 10^{-3} et 100 (ce qui est le cas pour les plaques de Plomb de 1 mm d'OPERA).

L'équation (4.2), reprise dans la proposition d'expérience [6] sans le terme logarithmique, n'est pas appropriée pour OPERA car elle valable pour des diffusions dans un seul matériau. De plus, comme la largeur θ_0 est obtenue à partir d'un ajustement de la distribution de Molière, il est incorrect de sommer quadratiquement les contributions individuelles θ_0. Il est préférable d'appliquer l'équation (4.2) après avoir déterminé la longueur de parcours

[1] pour 1 mm de plomb X=L/X_0=1/5.6

[2] avec β=1 et pour toutes les charges (Z) du matériau à l'origine de la diffusion

L et la longueur de radiation X_0 combinant les différents milieux diffuseurs traversés. Cette approche phénoménologique a été développée [124] pour différents milieux diffusants avec une précision atteignant 2%. La valeur θ_0 est approchée par l'équation suivante [124] :

$$\theta_0 = \frac{\chi_c^2}{1+F^2}(\frac{1+v}{v}log(1+v)-1) \tag{4.3}$$

où

$$v = \frac{\Omega_0}{2(1-F)}$$
$$\Omega_0 = \frac{\chi_c^2}{1.167\chi_\alpha^2}$$

Ω_0 représente le nombre moyen de diffusions et F la fraction des traces de l'échantillon. χ_c^2 et χ_α^2 sont les paramètres de la théorie de Molière [124]. L'avantage de la théorie de Molière présentée ci-dessus est qu'elle ne fait pas intervenir directement la longueur de radiation X_0 qui est difficile à déterminer, en particulier quand il y a plusieurs milieux en alternance.

La formulation adoptée par GEANT3.21 est celle décrite dans l'équation (4.3). En prenant F=0.98 et en considérant 40000 milieux diffusants (Ω_0=40000), on trouve (manuel de GEANT section PHYS320) :

$$\theta_0 = 2.557\frac{\chi_{cc}\sqrt{L}}{E\times\beta^2} \tag{4.4}$$

où χ_{cc} est un autre paramètre de la théorie de Molière.
En calculant le paramètre χ_{cc} pour le plomb (manuel de GEANT section PHYS325), on trouve $\chi_{cc} = 5.8499$ MeV^2/mm, on en déduit donc :

$$\theta_0 = 6.18\frac{\sqrt{L}}{E\times\beta^2} \tag{4.5}$$

En faisant apparaître le terme $\sqrt{X_0}$ au dénominateur et utilisant la relation entre l'énergie et l'impulsion pour comparaison avec l'équation (4.2), on trouve finalement que :

$$\theta_0 = \frac{14.64MeV}{p\beta c}\times\sqrt{\frac{L}{X_0}} \tag{4.6}$$

Cette paramétrisation donnant la relation entre la largeur θ_0 de la distribution de l'angle de diffusion dans un plan et l'impulsion est celle utilisée dans

ce chapitre. On remarque que l'impulsion est inversement proportionnelle à l'angle de diffusion θ_0.

Expérimentalement, le RMS de la distribution de l'angle de diffusion mesuré, $\theta_{\text{mesuré}}$, est relié à θ_0 par l'expression suivante :

$$\theta^2_{\text{mesuré}} = \theta_0^2 + \delta\theta^2 \tag{4.7}$$

où $\delta\theta$ est la résolution angulaire sur la mesure de l'angle de diffusion.

Actuellement, cette résolution $\delta\theta$ est estimée à 2 mrad. Avec une simple propagation d'erreur, on obtient l'incertitude relative sur l'angle de diffusion et donc sur l'impulsion, donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta\theta_0}{\theta_0} = \frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{1 - \frac{\delta\theta^2}{\theta^2_{\text{mesuré}}}} \times \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{4.8}$$

Cette incertitude relative a deux composantes. La première, purement statistique, est due au nombre limité de mesures indépendantes N, tandis que la deuxième composante vient de la résolution angulaire sur la trace ($\delta\theta$).

4.1.2 Méthode de base

La première méthode de mesure d'impulsion, appelée méthode de base est décrite dans la proposition d'expérience [6]. Elle consiste à mesurer la différence d'angle entre deux traces reconstruites dans un film d'émulsions (traces base). L'angle de diffusion est égal à cette différence d'angle et le nombre de cellules séparant les deux traces base permet d'obtenir l'épaisseur de plomb correspondant. Le schéma de la figure 4.2 représente deux traces base séparées par une cellule, ce qui conduit à la mesure de l'angle de diffusion dans un millimètre de plomb. La figure 4.3 illustre cette fois la mesure de l'angle de diffusion dans trois millimètres de plomb, les deux traces base étant séparées par trois cellules. Dans une brique contenant 56 cellules, on peut effectuer 2×56 mesures indépendantes de l'angle de diffusion dans un millimètre de plomb, alors que l'on a seulement 2×18 mesures indépendantes de l'angle de diffusion dans trois millimètres de plomb.

Pour obtenir la meilleure mesure possible de l'angle de diffusion avec une incertitude relative minimum, il faut faire varier l'épaisseur de plomb de l'échantillon en fonction de l'impulsion. En effet, lorsque l'impulsion est grande, l'angle $\theta_{\text{mesuré}}$ pour 1 mm de plomb est petit et approximativement du même ordre de grandeur que la résolution angulaire $\delta\theta$. L'équation (4.8) permet de constater que la contribution du terme dû à la résolution angulaire tend alors vers l'infini et domine donc l'incertitude relative. Dans ce cas, il

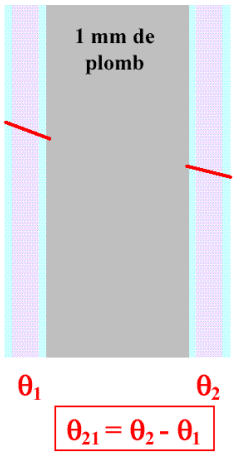


FIG. 4.2 – Schéma du passage d'une particule dans une cellule OPERA, permettant de calculer l'angle de diffusion dans 1 mm de plomb.

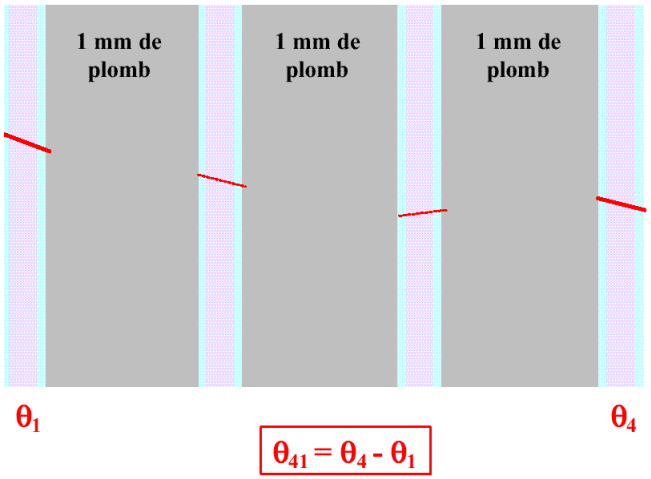


FIG. 4.3 – Schéma du passage d'une particule dans 3 cellules OPERA permettant de calculer l'angle de diffusion dans 3 mm de plomb.

est alors préferable d'augmenter l'épaisseur de plomb de l'échantillon, même si le nombre de mesures diminue, car l'angle de diffusion va augmenter ce qui va avoir pour effet de diminuer le terme dû à la résolution angulaire et par là même l'incertitude relative. De la même manière, lorsque l'impulsion est petite, l'angle de diffusion est grand et le terme dû à la résolution angulaire tend vers 1 ; c'est donc le terme statistique qui domine cette fois l'incertitude relative. Pour diminuer cette incertitude relative, il faut donc augmenter le nombre de mesures. Pour ce faire, on diminue l'épaisseur de plomb de l'échantillon pour effectuer la mesure ce qui va augmenter le nombre de mesures.

C'est donc un compromis entre ces deux termes qui va permettre de diminuer l'incertitude relative.

La figure 4.4 montre l'incertitude relative $\frac{\Delta P}{P}$ $(= \frac{\Delta\theta_0}{\theta_0})$, donnée par l'équation (4.8), en fonction de l'impulsion pour des échantillons avec une épaisseur de plomb différente. L'intersection entre les courbes représentant cette incertitude relative pour différentes épaisseurs de plomb va permettre de déterminer pour quelle impulsion il est préferable de changer l'épaisseur de plomb de l'échantillon considéré. La table 4.1 indique les épaisseurs de plomb optimales à utiliser selon la valeur de l'impulsion. Ce découpage a été pratiqué pour des impulsions de 1 à 10 GeV.

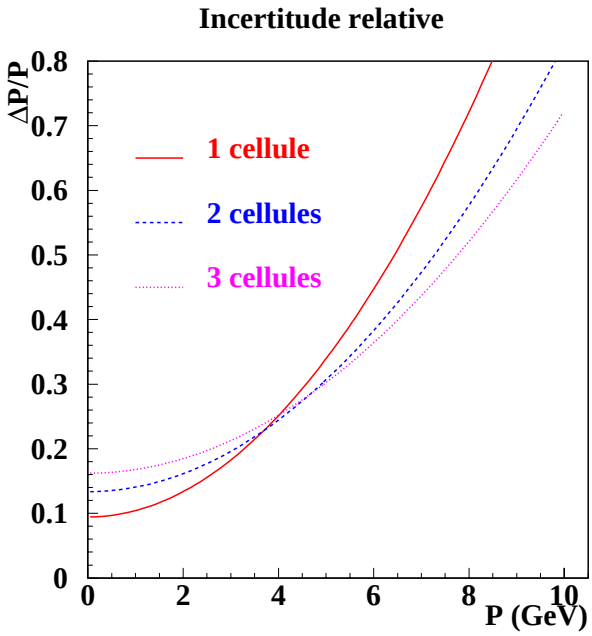


FIG. 4.4 – Incertitude relative $\frac{\Delta P}{P}$ attendue sur la mesure d'impulsion P (donnée par l'équation (4.8)) en fonction de l'impulsion P pour des échantillons avec des épaisseurs de plomb différentes.

nombre de cellules n_{cell}	nombre de mesures	impulsion GeV
1	112	$p < 4.0$
2	56	$4 < p < 5$
3	36	$5 < p < 6$
4	28	$6 < p < 8$
5	22	$p > 8$

TAB. 4.1 – Nombre de cellules à considérer dans la mesure de l'angle de diffusion en fonction de l'impulsion de la particule pour avoir une incertitude relative optimale. La deuxième colonne indique le nombre de mesures possibles en fonction du nombre de cellules considérées.

C'est là le point faible de cette méthode qui implique de connaître au départ la valeur de l'impulsion pour choisir l'épaisseur de plomb la plus appropriée pour effectuer la mesure. Ceci peut-être résolu en appliquant un algorithme itératif. Cependant, la résolution en impulsion obtenue avec cette

méthode reste élevée. Cette méthode ne permet pas d'avoir une résolution inférieure à 30% pour des particules dont l'impulsion est supérieure à 4 GeV.

4.1.3 Technique de décalages

Une nouvelle technique, développée dans le cadre de ce travail, est utilisée pour augmenter le nombre de mesures de l'angle de diffusion, il s'agit de la technique de décalages. C'est un point crucial puisqu'on a vu que le facteur statistique joue un rôle important pour des épaisseurs de plomb élevées.

L'idée est que, dans la méthode de base, la mesure de l'angle de la trace est effectuée toutes les "n_{cell}" cellules pour avoir des mesures indépendantes. Cela signifie qu'un certain nombre de traces base reconstruites ne sont pas utilisées dans la détermination de l'angle de diffusion quand le nombre de cellules considérées est supérieur ou égal à deux.

Si l'on considère, par exemple, un nombre de cellules n_{cell}=3, l'angle de diffusion est égal à la différence d'angle entre deux traces base séparées par 3 plaques de plomb de un millimètre. On utilise donc l'information des traces base des films 1, 4, 7, ..., j, j+3, ..., 55. Seul un tiers des traces base est utilisé, ce qui conduit à dix-huit mesures indépendantes de l'angle de diffusion (pour une trace traversant une brique entière). Le nombre de mesures possibles sans utiliser la technique des décalages est donné par la formule suivante :

$$N_{simple} = \text{partie entière} \quad (\frac{56}{n_{cell}}) \tag{4.9}$$

La figure 4.3 illustre cet exemple de mesures d'angles. Pour ajouter les traces base inutilisées dans la mesure de l'angle de diffusion, un nouvel algorithme, appelé technique de décalages, déplace séquentiellement d'une cellule l'échantillon de mesures pour refaire une autre série de mesures. On répète cette opération (n_{cell}-1) fois.

Ainsi dans l'exemple où n_{cell}=3, les deux nouvelles séries de mesures ajoutent dix-huit nouvelles mesures aux dix-huit mesures initiales :

$$\begin{aligned}
\text{premier échantillon} &= (\theta_{1-4}, \theta_{4-7}, \theta_{7-10}, \theta_{10-13}, ..., \theta_{j-j+3}, ..., \theta_{52-55}) \\
\text{deuxième échantillon} &= (\theta_{2-5}, \theta_{5-8}, \theta_{8-11}, \theta_{11-14}, ..., \theta_{j-j+3}, ..., \theta_{53-56}) \\
\text{troisième échantillon} &= (\theta_{3-6}, \theta_{6-9}, \theta_{9-12}, \theta_{12-15}, ..., \theta_{j-j+3}, ..., \theta_{54-57})
\end{aligned}$$

Finalement l'écart type θ_0 de la distribution de l'angle de diffusion peut être obtenu avec 54 mesures au lieu de 18. Plus généralement, le nombre de mesures obtenues en utilisant la technique de décalages est donné par la formule suivante :

$$N_{dec} = 56 - (n_{cell} - 1) \tag{4.10}$$

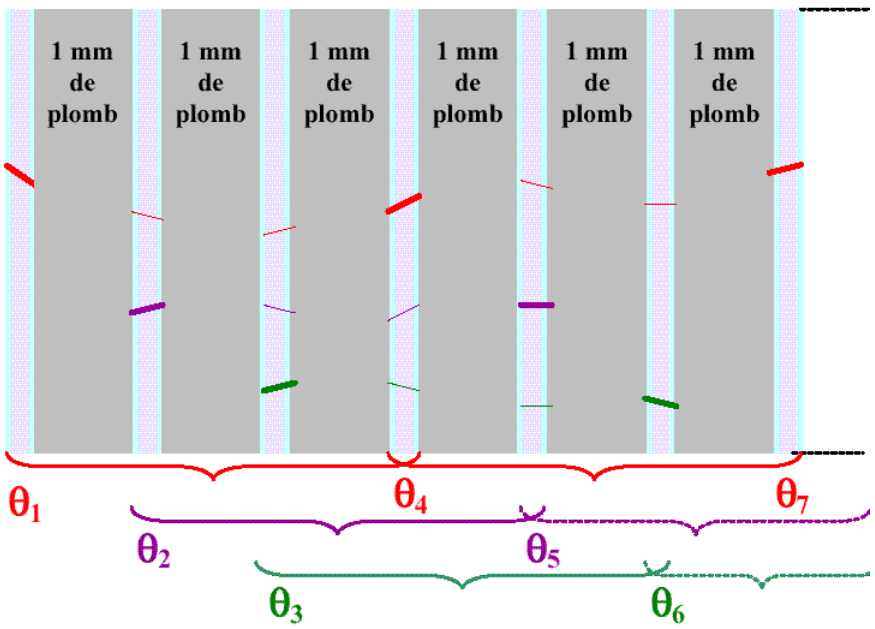


FIG. 4.5 – Schéma illustrant les mesures de l'angle de diffusion pour n_{cell}=3. L'angle de diffusion θ_{14} est obtenu avec la méthode de base. Si l'on applique la technique de décalages on rajoute deux mesures d'angles de diffusion θ_{52} et θ_{63}.

que l'on peut comparer à celle obtenue avec la méthode standard (équation (4.9)).

Le gain statistique est important dans le cas idéal où les corrélations peuvent être négligées, la résolution en impulsion est alors inférieure à 50% pour des particules dont l'impulsion va jusquà 10 GeV (à comparer avec 70% pour la méthode de base).

Avec cette méthode, l'information de chaque cellule est prise en compte. Cependant il y a un facteur limitant sur le gain statistique qui vient du fait que les mesures de l'angle de diffusion, ajoutées par la technique de décalages, sont corrélées à la première série de mesures indépendantes. Les effets de ces corrélations doivent être estimés afin de calculer la bonne erreur sur la détermination de l'angle de diffusion et donc de l'impulsion.

Traitement des corrélations de mesures. L'approche utilisée pour l'estimation de l'erreur est de considérer que l'effet des corrélations conduit à une réduction du nombre effectif de mesures angulaires. Cette réduction de mesures peut être introduite dans le terme statistique de l'erreur relative

(équation (4.8)). La paramétrisation du nombre effectif de mesures N_{eff} de l'angle de diffusion est donnée par la formule suivante :

$$N_{eff} = \frac{56}{n_{cell}} + \sum_{i=2}^{n_{cell}} \frac{57-i}{n_{cell}^2} = \frac{56}{n_{cell}} + \frac{1}{n_{cell}^2}(56(n_{cell}-1) - \frac{n_{cell}(n_{cell}-1)}{2}) \quad (4.11)$$

où n_{cell} est le nombre de cellules considérées, correspondant à l'épaisseur de plomb. N_{eff} est le nombre effectif de mesures de l'angle de diffusion dans un plan. Comme on utilise les deux plans (x,z)et (y,z), le nombre effectif total de mesures est multiplié par deux.

Le premier terme de la formule représente le nombre de mesures obtenues sans décalages (la première série de mesures), alors que le second terme correspond au gain statistique obtenu avec les (m-1) échantillons de décalages, en tenant compte des corrélations. Cette paramétrisation est basée sur le fait que les mesures provenant de chaque échantillon de décalages ont moins de poids statistique que les mesures indépendantes de la première série, puisque les différences d'angle des traces sont corrélées aux autres échantillons de mesure. On le constate clairement, en décomposant les angles de diffusion mesurés sur les différences d'angle de deux traces base consécutives. Ces différences d'angle entre deux traces base consécutives, $\theta_{j+1} - \theta_j$, correspondant à l'angle de diffusion dans une cellule (= 1 mm de plomb), apparaissent plusieurs fois dans les échantillons de mesures. Ainsi, si l'on reprend l'exemple avec n_{cell}=3 et un maximum de 6 cellules, on obtient trois angles de diffusions que l'on peut décomposer comme suit :

$$\begin{array}{lcll} \theta_{41} & = & \theta_4 - \theta_1 & = & (\theta_4 - \theta_3) + (\theta_3 - \theta_2) + (\theta_2 - \theta_1) \\ \theta_{52} & = & \theta_5 - \theta_2 & = & (\theta_5 - \theta_4) + (\theta_4 - \theta_3) + (\theta_3 - \theta_2) \\ \theta_{63} & = & \theta_6 - \theta_3 & = & (\theta_6 - \theta_5) + (\theta_5 - \theta_4) + (\theta_4 - \theta_3) \end{array}$$

Dans la première série de mesures, réduites dans cet exemple à la première mesure, on utilise pour la première fois les mesures $(\theta_{j+1} - \theta j)$ qui sont indépendantes, alors que dans les échantillons obtenus avec la technique de décalages, représentés ici par la deuxième et troisième mesure, on utilise implicitement les mêmes mesures indépendantes plus une nouvelle mesure par série supplémentaire. Le poids associé aux mesures indépendantes, $\theta_{j+1} - \theta j$, utilisées plusieurs fois est inversement proportionnel au nombre de fois où elles sont utilisées. Dans l'exemple mentionné précédemment, la mesure $\theta_4 - \theta_3$ utilisée trois fois a donc un poids statistique diminué par trois dans les échantillons de décalages.
Cette paramétrisation a été testée avec des événements Monte Carlo pour différentes valeurs de n_{cell} et donne un bon accord avec l'erreur mesurée comme on le verra par la suite.

4.1.4 Méthode de dépendance

Une autre méthode [125] qui prend en compte l'information de chaque cellule est basée sur la mesure de l'angle de diffusion d'une trace pour chaque épaisseur de plomb effective possible ce qui est défini par le nombre de cellules n_{cell}. L'idée est d'exploiter la dépendance de l'angle de diffusion avec l'épaisseur de plomb effective, trace par trace, afin d'extraire l'impulsion de la particule. Cette dépendance de l'angle de diffusion mesuré avec l'épaisseur de plomb considérée est déduite des équations (4.6) et (4.7) [3] :

$$\theta_{\text{mesuré}} = \sqrt{\frac{14.64^2 \times n_{cell} L}{p^2 c^2 X_0} + \delta\theta^2} \tag{4.12}$$

où L = 1mm

L'erreur sur l'angle de diffusion mesuré, $\theta_{\text{mesuré}}$, pour chaque valeur de n_{cell}, dépend cette fois uniquement d'un terme statistique :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{1}{\sqrt{N_{simple}}} \tag{4.13}$$

où N_{simple} est le nombre de mesures effectuées. Ce nombre de mesures N_{simple} que l'on détermine avec l'équation (4.9), dépend évidemment du nombre de cellules considérées.

La figure 4.6 représente l'angle de diffusion mesuré en fonction du nombre de cellules considérées avec les erreurs correspondantes à chaque mesure pour une trace laissée par une particule de 2 GeV traversant une brique entière, c'est-à-dire 56 cellules.

On voit ainsi le comportement typique de cette dépendance. Pour chaque trace, on mesure donc l'angle de diffusion pour une épaisseur de 1, 2, 3,... jusqu'à 14 cellules. Ce maximum de 14 cellules est choisi dans le but d'avoir au moins 4 mesures pour la détermination de l'angle de diffusion afin que l'incertitude relative qui dépend uniquement d'un terme statistique ne soit pas trop élevée. L'avantage de cette approche, comparée à la méthode de base, est qu'elle ne requiert pas la connaissance préliminaire de l'impulsion puisqu'elle utilise toutes les épaisseurs possibles de plomb. L'équation (4.18) donnant l'angle de diffusion mesuré montre que cet angle dépend de deux paramètres : l'impulsion p et la résolution angulaire $\delta\theta$. Dans le cas où la résolution angulaire $\delta\theta$ est pas ou mal connue (faisceau-test) on utilise un échantillon de 10000 traces d'impulsion donnée. Puis la dépendance de l'angle de diffusion mesuré avec le nombre de cellules est ajusté avec la fonction 4.18

[3] dans le régime ultra relativiste où β =1

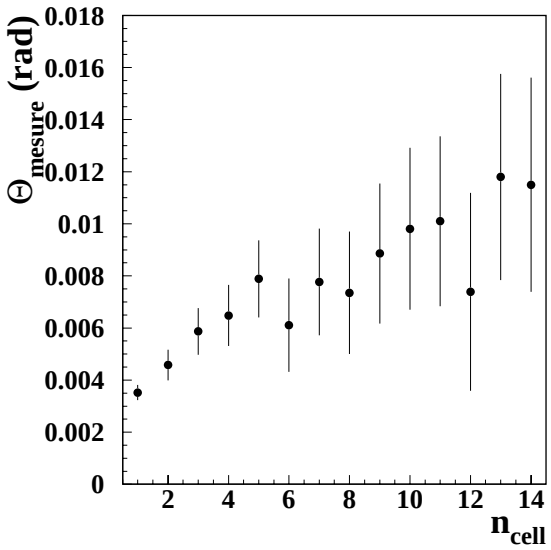


FIG. 4.6 – Dépendance de l'angle de diffusion $\theta_{\text{mesuré}}$ en fonction du nombre de cellules traversées pour une trace de 2 GeV. Les barres d'erreur sont déterminées en utilisant le nombre de mesures N_{simple} donné par l'équation (4.9).

en laissant les paramètres p et $\delta\theta$ libres. Et le résultat de l'ajustement conduit à la résolution angulaire $\delta\theta$ et à l'impulsion p. Une fois que la résolution $\delta\theta$ est déterminée avec l'échantillon de 10000 traces, on utilise la même fonction pour ajuster la dépendance de l'angle de diffusion mesuré pour chaque trace et ainsi obtenir une mesure de l'impulsion p.

4.1.5 Méthode de dépendance avec technique de décalages

Enfin, la dernière méthode possible pour mesurer l'impulsion est de combiner cette méthode de dépendance avec la technique de décalages comme cela a été fait précédemment avec la méthode de base. Comme on peut le voir sur la figure 4.7, la statistique de mesures indépendantes diminue rapidement en fonction du nombre de cellules, alors qu'en appliquant la technique de décalages, le nombre de mesures, même s'il diminue avec le nombre de cellules, reste élevé. La figure 4.8 montre la dépendance de l'angle de diffusion mesuré avec la technique de décalages pour une particule de 2 GeV. Les barres d'erreurs incluent les corrélations entre les mesures (N_{eff}), paramétrisées par l'équation (4.11). Si l'on compare la dépendance de l'angle mesuré en fonc-

tion du nombre de cellules traversées obtenue avec la technique de décalages (graphique 4.8) et sans (graphique 4.6), on s'aperçoit que la technique de décalages permet d'améliorer nettement la forme de la courbe, il y a moins de fluctuations.

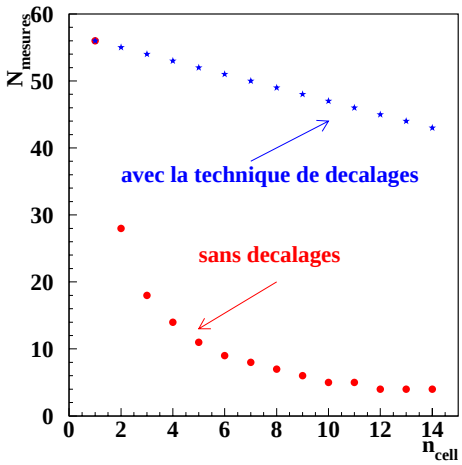


FIG. 4.7 – Nombre de mesures possibles de l'angle de diffusion dans un plan (pour des particules traversant la brique entière) en fonction du nombre de cellules considérées sans la technique de décalages (N_{simple}, équation (4.9)) et avec la technique de décalages (N_{dec}, équation (4.10)).

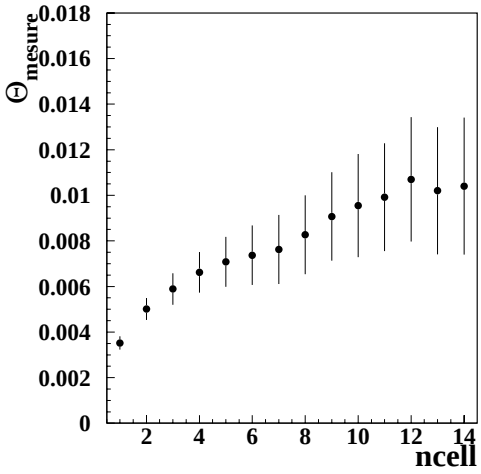


FIG. 4.8 – Dépendance de l'angle de diffusion avec le nombre de cellules traversées pour une trace de 2 GeV, en utilisant la technique de décalages. Les barres d'erreurs sont déterminées avec le nombre de mesures effectives N_{eff} (équation (4.11)), prenant en compte les corrélations entre mesures.

4.1.6 Analyse et résultats des simulations Monte Carlo

A) Simulation

L'étude de mesure d'impulsion présentée ici a été développée dans une simulation extérieure au logiciel de simulation OPERA décrit dans la section [3.2] [4]. Des muons dont l'impulsion varie de 1 à 10 GeV (par pas de 1GeV) ont été générés et suivis à travers une simulation GEANT3.21 d'une brique

[4] le logiciel de simulation était développé en parallèle à ce travail

OPERA. Ces échantillons de muons constituent les données Monte Carlo, il y a 10000 événements.

B) Analyse

Reconstruction de la trace de la particule. L'angle de diffusion permettant de mesurer l'impulsion est déterminé dans les deux plans orthogonaux (x,z) et (y,z) où z désigne l'axe orthogonal aux couches d'émulsions photographiques : θ^{xz}, θ^{yz}. Ces deux angles θ_{ij}^{xz} et θ_{ij}^{yz} sont obtenus en mesurant la différence d'angle de deux traces base dans deux films d'émulsions (i et j). Dans cette analyse, les traces base sont obtenues en connectant le point-milieu de chaque micro trace reconstruite dans les deux couches d'émulsions photographiques d'un film (figure 4.9). L'angle d'une trace base est obtenu grâce à la position des microtraces comme le montre l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \tan(\theta^{xz}) &= \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} \\ \tan(\theta^{yz}) &= \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} \end{aligned} \tag{4.14}$$

où (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2) sont les coordonnées (point-milieu) des microtraces 1 et 2.

La figure 4.9 illustre le passage d'une particule dans un film d'émulsions. L'information sauvegardée au niveau de la simulation est le point d'entrée et le point de sortie de la particule dans la couche d'émulsions de 50μm. Ces deux points vont permettre de calculer le point milieu de la microtrace. Une résolution de 0.35 μm est introduite sur la position des points d'entrée et sortie, de sorte que la résolution angulaire sur la différence d'angle de deux traces base est de 2 mrad, comme mentionné dans le document de proposition d'expérience OPERA [6]. Un ensemble de muons a également été généré avec une résolution angulaire de 1 mrad formant un deuxième échantillon de données Monte Carlo.

L'écart type (RMS) de l'angle de diffusion mesuré est défini par la formule suivante :

$$\theta^2_{\text{mesuré}}(k) = \sum_{i \neq (j=i+k)} \frac{\theta_{ij}^2}{N} \tag{4.15}$$

où $\theta_{ij} = \theta_i - \theta_j$, θ_p étant l'angle mesuré de la trace base dans la couche d'émulsion p et N est le nombre de mesures de θ_{ij}. $\theta^2_{\text{mesuré}}(k)$ est le RMS de l'angle de diffusion dans k cellules, c'est à dire dans k millimètres de plomb.

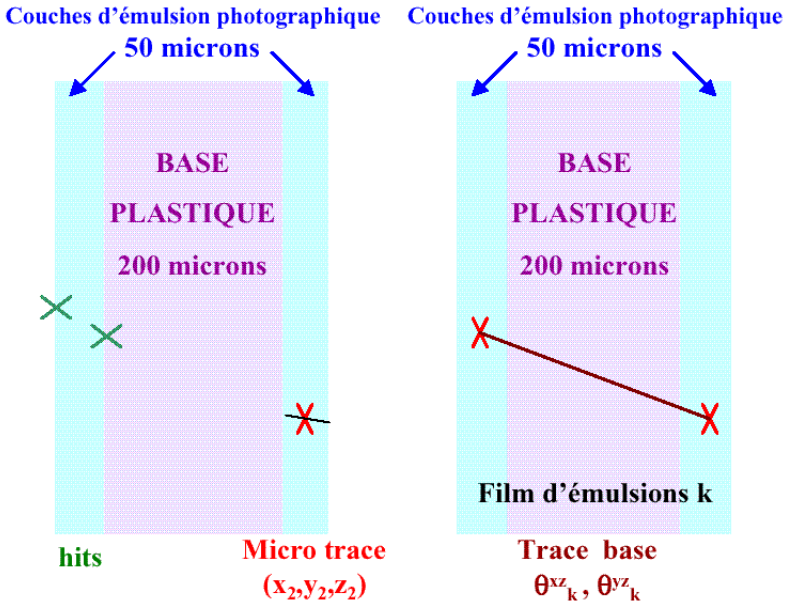


FIG. 4.9 – A gauche : schéma de construction d'une micro trace dans un film d'émulsions photographiques. Une micro trace relie le point d'entrée et le point de sortie de la trace dans la couche d'émulsion, elle est caractérisée (dans cette analyse) par le point-milieu. A droite : schéma illustrant la construction d'une trace base. La trace base (dans cette analyse) connecte simplement les deux micro traces (point milieu de la couche d'émulsion photographique).

Résolution en impulsion. Pour chacune des méthodes décrites précédement, la mesure de l'angle de diffusion conduit à la mesure de l'impulsion et donc à une distribution d'impulsion. En supposant que la distribution du RMS, θ_0, est une distribution gaussienne [5], la forme de la distribution d'impulsion P est donnée par la formule d'ajustement suivante :

$$f'(P) = \frac{c_1}{P^2} exp(-\frac{(\frac{1}{P} - \frac{1}{c_2})^2}{c_3^2}) \tag{4.16}$$

où c_1, c_2 et c_3 sont des paramètres d'ajustement.
c_2 correspond à la moyenne de l'impulsion reconstruite. Les graphiques de la figure 4.10 montrent les distributions d'impulsion pour des muons de 4 GeV avec la méthode de base et la méthode de dépendance en fonction du nombre

[5] ce qui est absolument vrai lorsque les angles ne sont pas trop grands, c'est à dire lorsqu'on est dans le régime de la diffusion Coulombienne. Sinon, pour des angles plus grands, on est dans le régime de la diffusion Rutherford.

de cellules. Les résultats de la fonction d'ajustement 4.16 sont également représentés sur ces deux graphiques.

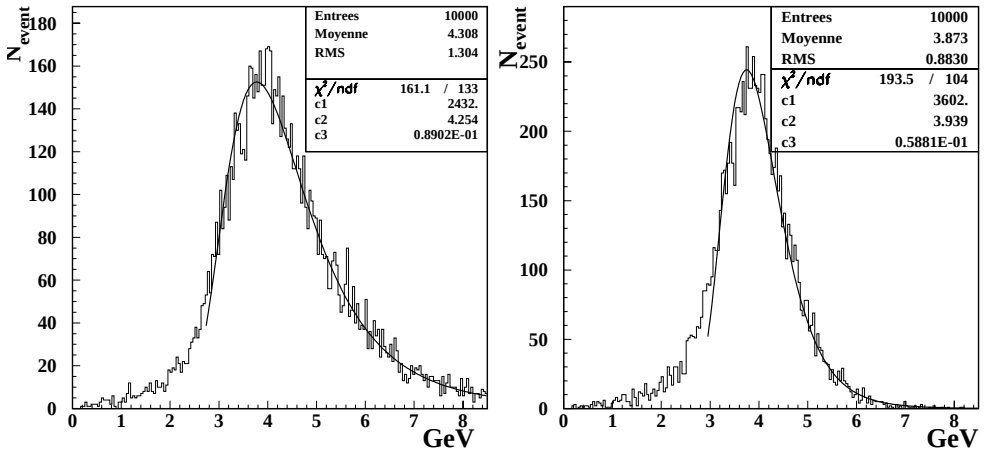


FIG. 4.10 – Distributions d'impulsion reconstruite avec la méthode de base (équation (4.6) sur le graphique de gauche) et avec la méthode de dépendance (équation (4.18) sur le graphique de droite) pour des muons de 4 GeV.

L'idée utilisée pour estimer la résolution en impulsion $\Delta P/P$ est d'exprimer la fonction d'ajustement f'(P) en fonction de la variable 1/P. Comme l'impulsion est inversemment proportionnelle à l'écart type θ_0, et que l'on a fait l'hypothèse que la distribution de θ_0 est une distribution gaussienne, si l'on exprime la fonction d'ajustement f'(P) en fonction de l'impulsion inverse, on va obtenir une fonction g(1/P) gaussienne.

Cette fonction g est représentée sur le graphique du bas de la figure 4.11 en fonction de l'impulsion inverse 1/P et normalisée à la moyenne de l'impulsion inverse. Sur cette même figure, la distribution d'impulsion reconstruite pour des muons de 8 GeV avec la méthode de dépendance sur laquelle on applique la technique de décalages est représentée. On constate que la fonction d'ajustement f'(P) reproduit mieux les données Monte Carlo pour des particules d'impulsion plus élevées : en effet l'ajustement de la distribution d'impulsion reconstruite pour des muons de 8 GeV (figure 4.11) est meilleur que celui de la distribution d'impulsion reconstruite pour des muons de 4 GeV (figure 4.10). Cela s'explique par le fait que les particules d'impulsions élevées ont un angle de diffusion plus petit, le régime de la diffusion Coulombienne est alors pleinement adapté contrairement aux particules d'impulsion plus faibles dont l'angle de diffusion est plus grand.

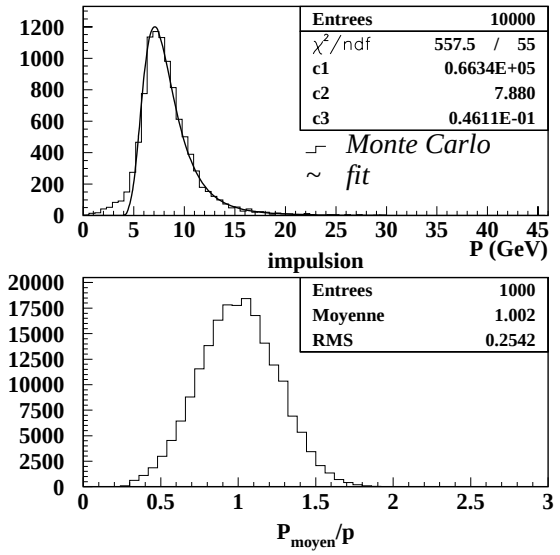


FIG. 4.11 – Distribution d'impulsion obtenue par la méthode de dépendance avec la technique de décalages pour des muons de 8 GeV (graphique du haut). Inverse de la fonction d'ajustement du premier graphique normalisé par l'impulsion moyenne (graphique du bas).

Une fois que cette fonction g(1/P) est obtenue, il suffit de remarquer que :

$$\frac{\Delta(1/P)}{1/P} = \frac{\Delta P}{P} \tag{4.17}$$

et de considérer que l'incertitude relative sur l'impulsion inverse $\frac{\Delta(1/P)}{1/P}$ est l'écart type de la distribution d'impulsion inverse g normalisée pour obtenir la résolution en impulsion $\Delta P/P$.

C) Résultats

Méthode de base. L'impulsion reconstruite pour la méthode de base (avec un échantillon d'épaisseur de plomb fixe) est représentée sur la figure 4.12 en fonction de l'impulsion générée. Les impulsions faibles sont bien reconstruites mais on observe un biais pour les impulsions plus grandes. Cela s'explique par le fait que les particules d'impulsion élevée ont un angle de diffusion petit et l'angle de diffusion mesuré est plus sensible à la résolution angulaire $\delta\theta$. Cette résolution angulaire peut complètement dominer la mesure de l'angle.

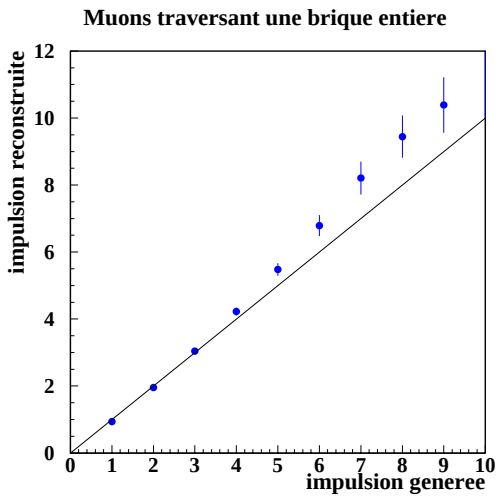


FIG. 4.12 – Impulsion reconstruite avec la méthode de base en fonction de l'impulsion générée pour des échantillons de muons qui ont traversé toute une brique soit 56 cellules.

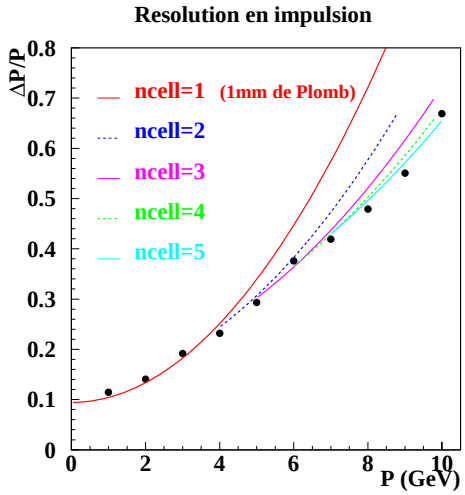


FIG. 4.13 – Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour la méthode de base. Les différentes lignes correspondent aux échantillons de différentes épaisseurs de plomb.

La résolution en impulsion $\Delta P/P$ est représentée sur la figure 4.13 en fonction de l'impulsion. Les lignes représentent la résolution en impulsion attendue pour des échantillons d'épaisseurs de plomb différentes : de une à cinq cellules. Les mesures correspondantes, illustrées par les cercles, sont en très bon accord avec les prédictions. Cependant, il faut bien remarquer que la résolution en impulsion est encore supérieure à 30% pour des particules dont l'impulsion est supérieure à 4 GeV.

Méthode de base avec la technique de décalages. L'impulsion est maintenant calculée avec la technique de décalages explicitée dans la section [4.1.3]. Cette technique va avoir pour effet d'augmenter la statistique ; elle devrait donc permettre d'améliorer la résolution. La résolution en impulsion obtenue avec cette méthode est représentée sur le graphique de gauche de la figure 4.14 en fonction de l'impulsion pour un échantillon d'épaisseur de plomb correspondant à 5 cellules (= 5mm de plomb). La ligne pleine correspond à ce qui est attendu pour la méthode de base, la ligne pointillée correspond à ce qui est attendu pour la méthode de base avec la technique de décalages mais en négligeant les corrélations entre les mesures.

Les mesures Monte Carlo représentées par les ronds se situent entre les

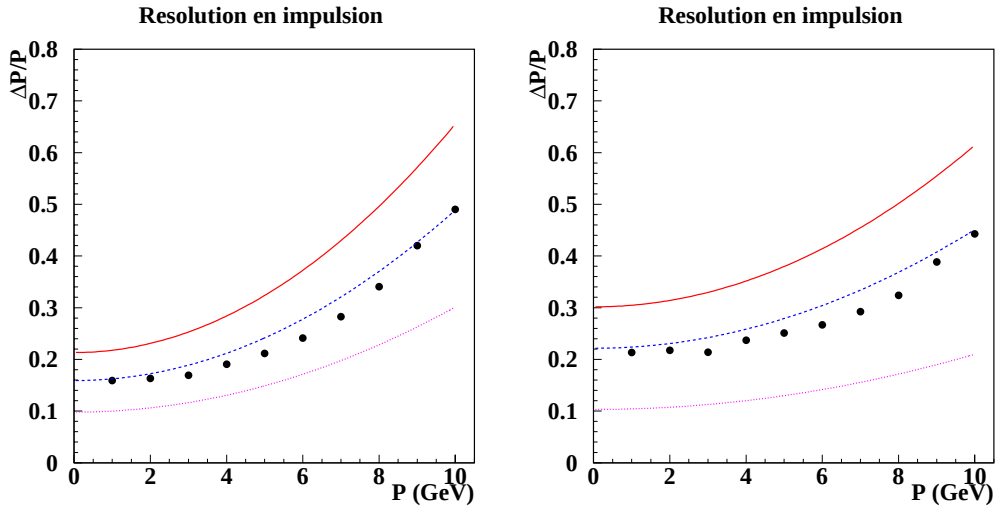


FIG. 4.14 – Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour n_{cell}=5 et pour n_{cell}=10. Les lignes représentent les différentes estimations attendues.

deux lignes. Elles sont en accord avec la ligne-tiret qui correspond à ce qui est attendu pour la méthode basique avec décalages lorsque les corrélations, estimées dans l'équation (4.11), sont utilisées. La technique de décalages améliore la résolution de l'impulsion mesurée d'environ 50% pour les particules dont l'impulsion est inférieure à 5 GeV comparée à la méthode basique. Le graphique de droite de la figure 4.14 montrent des résultats similaires pour un échantillon dont l'épaisseur de plomb est de 10 mm ce qui correspond à 10 cellules traversées. La résolution pour l'impulsion mesurée est en bon accord avec les résolutions attendues obtenues avec la paramétrisation des corrélations (qui surestime légèrement la résolution en impulsion). Ces résultats valident cette paramétrisation des corrélations qui sera utilisée pour la méthode de dépendance sur le nombre de cellules avec la technique de décalages.

Méthode de dépendance. Pour cette méthode, la résolution angulaire a tout d'abord été déterminée en ajustant la distribution de l'angle de diffusion d'un échantillon d'événements d'impulsion donnée avec l'équation (4.18) :

$$\theta_{\text{mesuré}} = \sqrt{\frac{14.64^2 \times n_{cell}}{P^2} + \delta\theta^2} \tag{4.18}$$

L'angle mesuré moyenné à partir de 10000 muons de 3 GeV est représenté en fonction du nombre de cellules traversées n_{cell} sur la figure 4.15.

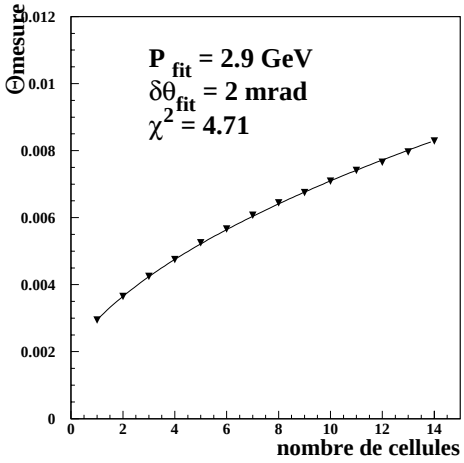


FIG. 4.15 – Angle de diffusion mesuré en fonction du nombre de cellules traversées n_{cell} pour 10000 muons de 3 GeV.

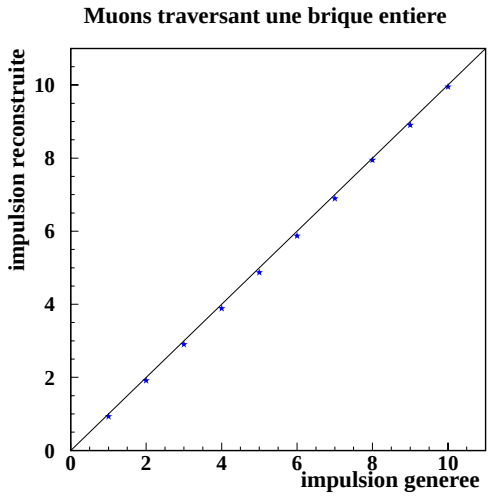


FIG. 4.16 – Impulsion reconstruite avec la méthode de dépendance en fonction de l'impulsion générée.

La fonction utilisée pour ajuster l'évolution de l'angle moyenné en fonction du nombre de cellules traversées conduit à une résolution angulaire $\delta\theta$ égale à 2 mrad et à une impulsion reconstruite de 2.9 GeV, ce qui correspond bien aux valeurs d'entrée. Avec cette résolution angulaire de 2 mrad, on répète les mesures de dependance de l'angle de diffusion pour chaque trace. Puis, pour chaque trace individuelle, la dépendance de cet angle avec le nombre de cellules traversées est ajusté avec la fonction donnée par l'équation (4.18) mais en fixant la résolution à 2 mrad, l'ajustement conduit ainsi à l'impulsion. Cette impulsion reconstruite est représentée sur la figure 4.16 en fonction de l'impulsion générée. Il est important de remarquer qu'avec cette méthode, il n'y a plus d'écart entre l'impulsion reconstruite et l'impulsion générée pour les grandes impulsions. Les résultats sur la résolution en impulsion obtenue avec les différentes méthodes sont reportées dans la table 4.2.

Impulsion générée (GeV)	Résolution en impulsion $\Delta P/P$			
	Méthode de base		Méthode de dépendance	
		+ décalages		+décalages
1	0.11	0.11	0.14	0.13
2	0.14	0.13	0.14	0.14
3	0.19	0.17	0.15	0.15
4	0.23	0.20	0.18	0.17
5	0.29	0.21	0.20	0.18
6	0.38	0.25	0.22	0.21
7	0.42	0.28	0.25	0.23
8	0.48	0.34	0.28	0.26
9	0.55	0.42	0.32	0.28
10	0.67	0.49	0.36	0.32

TAB. 4.2 – Résolution en impulsion $\Delta P/\mathrm{P}$ obtenue avec les différentes méthodes pour des traces traversant une brique entière.

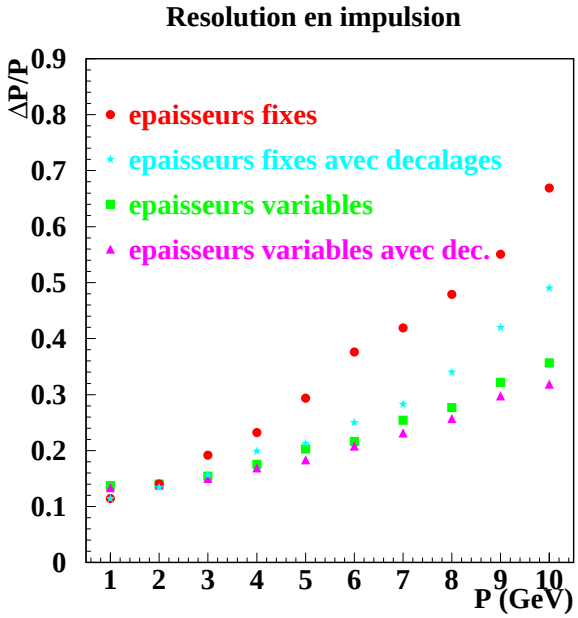


FIG. 4.17 – Résolution en impulsion pour toutes les méthodes. La méthode de base utilise un échantillon avec une épaisseur de plomb fixe pour la mesure de l'angle de diffusion alors que la méthode de dépendance avec le nombre de cellules utilise des échantillons avec des épaisseurs de plomb variées.

Les résolutions en impulsion pour les différentes méthodes utilisées sont représentées sur la figure 4.17 en fonction de l'impulsion. Le gain obtenu en appliquant la technique de décalages à la méthode de dépendance permet d'améliorer la mesure de 10 à 20% et conduit ainsi à une résolution inférieure à 30% pour des particules dont l'impulsion atteint 10 GeV. La figure 4.18 montre la paramétrisation obtenue avec la meilleure méthode de mesure d'impulsion : la méthode de dépendance avec la technique de décalages.

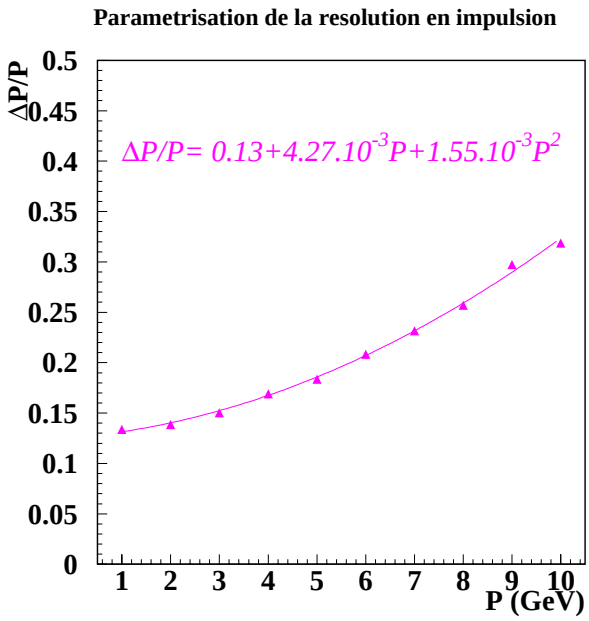


FIG. 4.18 – Paramétrisation de la résolution en impulsion $\Delta P/P$ pour la méthode de dépendance sur le nombre de cellules traversées sur laquelle on a appliqué la technique de décalages.

Résolution en impulsion en fonction de longueur parcourue par les particules. Comme on l'a déjà mentionné auparavant, toutes les particules ne traversent pas entièrement la brique. Jusqu'à présent la résolution en impulsion a été obtenue avec des particules qui traversent toute une brique. La même étude avec les mêmes algorithmes que ceux présentés dans les sections [4.1.2], [4.1.3], [4.1.4], [4.1.5] a été développée pour des particules traversant 14, 21, 28 , 42 et 56 cellules d'une brique OPERA. On peut également paramétriser la résolution en impulsion avec une fonction polynomiale d'ordre 2 dont la variable est l'impulsion P :

$$\frac{\Delta P}{P} = a + b \times P + c \times P^2 \tag{4.19}$$

Nombre de cellules	Résolution $\delta\theta$ =2 mrad			Résolution $\delta\theta$ =1 mrad		
	a	b	c	a	b	c
14	0,20	$1,8.10^{-2}$	$3,2.10^{-3}$	0,20	$8,6.10^{-3}$	$8,9.10^{-4}$
21	0,17	$1,1.10^{-2}$	$2,8.10^{-3}$	0,17	$6,0.10^{-3}$	$6,5.10^{-4}$
28	0,16	$9,2.10^{-3}$	$2,0.10^{-3}$	0,16	$2,7.10^{-3}$	$7,4.10^{-4}$
42	0,13	$1,1.10^{-2}$	$1,2.10^{-3}$	0,14	$-1,4.10^{-4}$	$7,6.10^{-4}$
56	0,13	$4,3.10^{-3}$	$1,6.10^{-3}$	0,13	$-2,3.10^{-4}$	$6,1.10^{-4}$

TAB. 4.3 – Paramètres pour la résolution en impulsion $\frac{\Delta P}{P}$ obtenue avec les résolutions angulaires $\delta\theta$ =2 mrad et $\delta\theta$ =1 mrad

Les paramètres a, b et c correspondants sont reportés dans la table 4.3 pour 5 échantillons correspondant à différentes longueur de parcours avec les résolutions angulaires $\delta\theta$=2 mrad et $\delta\theta$=1 mrad respectivement. Pour ces cinq échantillons correspondant à des longueurs de parcours différentes, la résolution en impulsion est représentée sur les graphes de la figure 4.19 avec une résolution angulaire $\delta\theta$ de 2mrad (graphique de gauche) et de 1 mrad (graphique de droite) en fonction de l'impulsion.

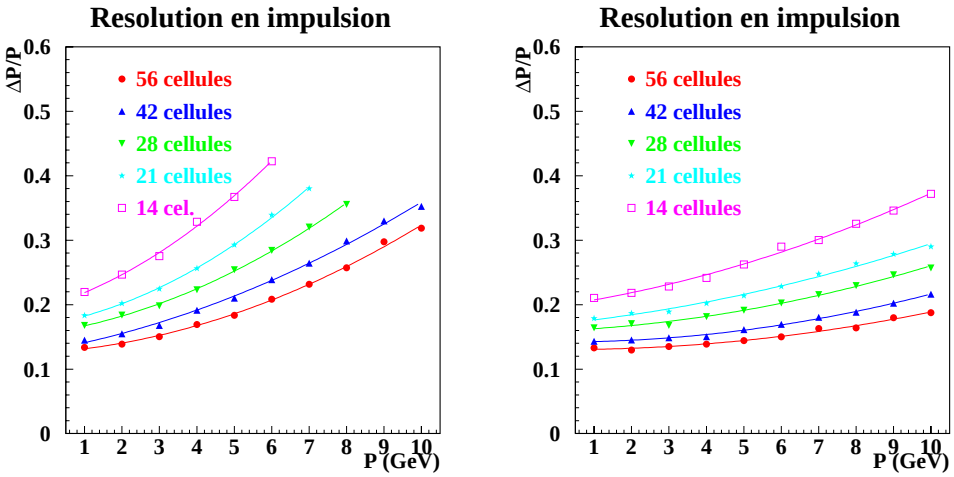


FIG. 4.19 – Résolutions en impulsion en fonction de l'impulsion pour différentes longueurs de parcours (n_{cell} = 14, 21, 28, 42, 56) avec $\delta\theta$ = 2 mrad (graphique de gauche) et $\delta\theta$ = 1 mrad (graphique de droite). L'ajustement des différentes courbes est obtenu avec l'équation (4.19) et les paramètres donnés dans la table 4.3.

Les courbes correspondant à ces paramétrisations de la résolution en impulsions sont représentées cette fois en fonction du nombre de cellules traversées pour des échantillons de muons dont l'impulsion varie de 1 à 6 GeV avec une résolution angulaire $\delta\theta$ de 2 mrad (graphique de gauche) et 1 mrad (graphique de droite) sur la figure 4.20. Il y a 7 mesures pour les 6 échantillons de muons d'impulsions différentes qui correspondent aux différentes longueurs de parcours des particules (évaluées en terme de cellules traversées).

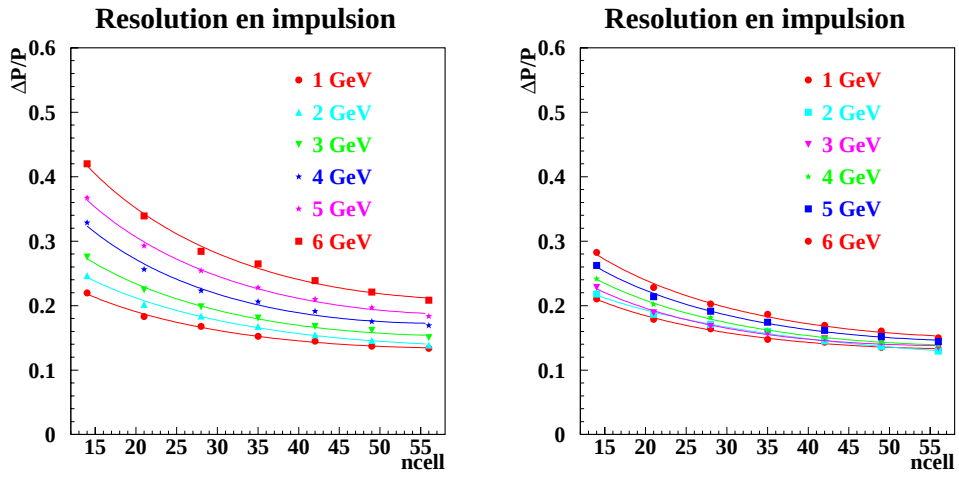


FIG. 4.20 – Résolution en impulsion en fonction du nombre de cellules traversées pour des muons dont l'impulsion est comprise entre 1 Gev et 6 GeV avec $\delta\theta = 2$ mrad (graphique de gauche) et avec $\delta\theta = 1$ mrad (graphique de droite). L'ajustement des courbes est obtenu avec l'équation (4.20) avec les paramètres donnés dans la table 4.4.

On peut dès lors paramétriser la résolution en impulsion $\Delta P/P$ en fonction du nombre de cellules traversées, correspondant à la longueur de parcours de la trace, avec la fonction suivante :

$$\frac{\Delta P}{P} = r + s \times \sqrt{\mathrm{n_{cell}}} + t \times \mathrm{n_{cell}} \qquad (4.20)$$

Les paramètres r, s et t correspondants sont reportés dans la table 4.4 pour les 6 échantillons de muons d'impulsions différentes avec respectivement une résolution angulaire $\delta\theta$ de 2 mrad et 1 mrad.

Impulsion (GeV)	Résolution $\delta\theta = 2$ mrad			Résolution $\delta\theta = 1$ mrad		
	r	s	t	r	s	t
1	0,44	$-7,9.10^{-2}$	$5,0.10^{-3}$	0,42	$-7,3.10^{-2}$	$4,7.10^{-3}$
2	0,49	$-8,7.10^{-2}$	$5,3.10^{-3}$	0,38	$-5,4.10^{-2}$	$2,8.10^{-2}$
3	0,59	$-1,1.10^{-1}$	$7,1.10^{-3}$	0,48	$-8,8.10^{-2}$	$5,8.10^{-3}$
4	0,76	$-1,5.10^{-1}$	$1,0.10^{-2}$	0,50	$-9,2.10^{-2}$	$5,8.10^{-3}$
5	0,83	$-1,6.10^{-1}$	$1,0.10^{-2}$	0,55	$-1,0.10^{-1}$	$6,3.10^{-3}$
6	0,95	$-1,9.10^{-1}$	$1,1.10^{-2}$	0,59	$-1,1.10^{-1}$	$6,8.10^{-3}$

TAB. 4.4 – Paramètres pour la résolution en impulsion $\frac{\Delta P}{P}$ en fonction du nombre de cellules traversées obtenus avec des échantillons de muons dont l'impulsion varie entre 1 et 6 GeV pour les résolutions angulaires $\delta\theta = 2$ mrad et $\delta\theta = 1$ mrad.

On aurait pu attendre naïvement une résolution en impulsion fonction de $\sqrt{N}$ où N est le nombre de mesures. En effet le nombre de mesures dépend directement du nombre de cellules traversées. Mais ce ne peut pas être le cas ici car les mesures des angles de diffusion sont corrélées.

Afin d'obtenir une formulation des plus générales pour la résolution en impulsion, un ajustement global des valeurs de résolution obtenues pour différentes longueurs de parcours (n_{cell}=14, 21, 28, 42, 56) et des impulsions de 1 à 10 GeV a été développé. Un très bon ajustement est obtenu avec les paramétrisations suivantes correspondant respectivement à une résolution anglaire $\delta\theta$ de 1 et 2 mrad :

$$\begin{aligned}\frac{\Delta P}{P}(n_{cell}, P) &= (0.373 + 0.0283 \times P + 0.0020 \times P^2) \\ &-(0.0621 + 0.00665 \times P + 0.000428 \times P^2) \times \sqrt{n_{cell}} \\ &+(0.0040 + 0.000372 \times P + 0.0000335 \times P^2) \times n_{cell}\end{aligned} \tag{4.21}$$

$$\begin{aligned}\frac{\Delta P}{P}(n_{cell}, P) &= (0.389 + 0.0555 \times P + 0.00657 \times P^2) \\ &-(0.0697 + 0.0121 \times P + 0.00132 \times P^2) \times \sqrt{n_{cell}} \\ &+(0.00459 + 0.000736 \times P + 0.0000833 \times P^2) \times n_{cell}\end{aligned} \tag{4.22}$$

L'ajustement correspondant à une résolution angulaire $\delta\theta$ de 1 mrad est obtenu avec 60 points de mesures alors que l'ajustement correspondant à une résolution anglaire $\delta\theta$ de 2 mrad est obtenu avec 51 points de mesures. On

voit en effet sur le graphique de droite de la figure 4.21 qu'il n'y a pas de point de mesures pour les échantillons de muons dont l'impulsion est supérieure à 6 GeV et qui ne traversent que 14 cellules. La mesure angulaire pour ces muons est dominé par la résolution angulaire.

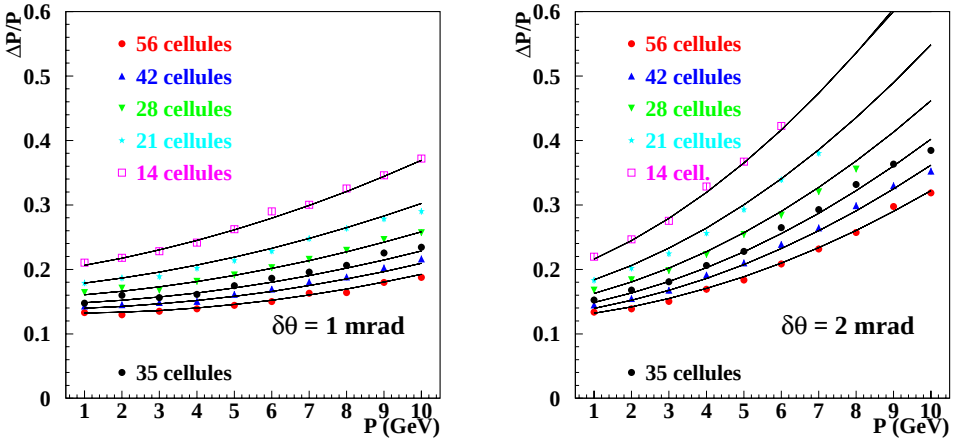


FIG. 4.21 – Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour $\delta\theta$ = 1 mrad (figure de gauche) et pour $\delta\theta$ = 2 mrad (figure de droite) avec la paramétrisation globale.

Les courbes correspondant à ces paramétrisations sont représentées sur les graphiques de la figure 4.21 pour 7 échantillons correspondant à différentes longueurs de parcours (n_{cell}=14, 21, 28, 42, 56) avec une résolution angulaire de 1 mrad (graphique de gauche) et 2 mrad (graphique de droite). L'échantillon correspondant à une longueur de parcours de 35 cellules n'a pas été utilisé pour l'ajustement mais on voit que la prédiction venant des fonctions de paramétrisation (équation (4.21) et (4.22)) est en très bon accord avec ces mesures.

4.1.7 Résultats pour des données de faisceau-test

La méthode de mesure d'impulsion basée sur la dépendance du nombre de cellules traversées avec et sans la technique de décalages a été utilisée pour mesurer l'impulsion de pions provenant de données de faisceau test. L'amélioration de la mesure grâce à la technique de décalages a pu être vérifiée avec la méthode de mesure d'impulsion qui est à ce jour la plus performante.

Les données proviennent d'un faisceau test réalisé en 2003 [6]. Une brique avec 40 cellules compactes d'émulsions a été exposée à des pions négatifs de 2 et 3 GeV. Les traces de pions ont été reconstruites en utilisant seulement 19 cellules consécutives. L'échantillon de pions de 2 GeV est constitué de 201 traces, celui de 3 GeV est constitué de 422 traces.

A) Détermination de la résolution angulaire

La première étape pour mesurer l'impulsion avec la méthode de dépendance (section [4.1.4]) est de déterminer la résolution angulaire grâce à l'ajustement de l'angle de diffusion moyenné sur tous les événements. L'angle de diffusion mesuré en fonction du nombre de cellules traversées est représenté sur la figure 4.22 pour un échantillon de 201 traces de pions de 2 GeV (graphique de gauche) et pour un échantillon de 422 traces de pions de 3 GeV (graphique de droite). La résolution angulaire extraite de l'ajustement de l'angle de diffusion est de l'ordre de 5 mrad pour les 2 échantillons.

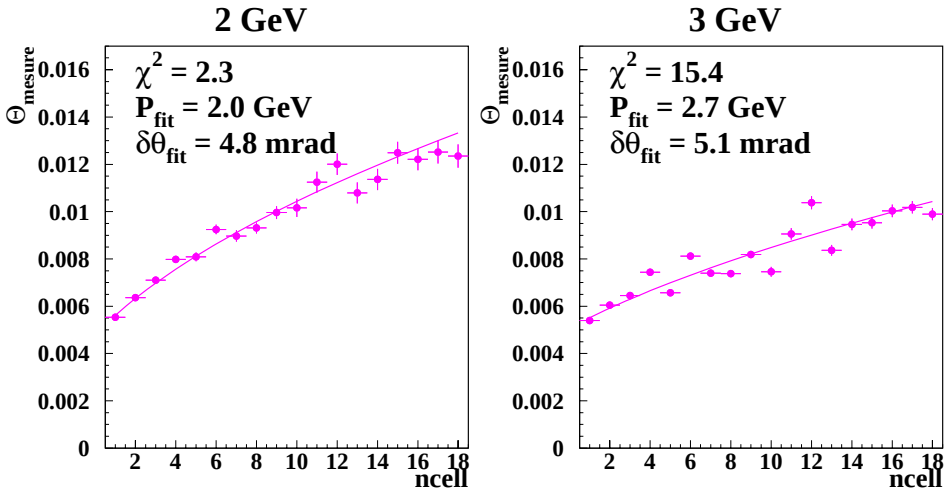


FIG. 4.22 – Angle de diffusion obtenu avec 201 traces de pions de 2 GeV (graphique de droite) et 422 traces de pions de 3 GeV (graphique de gauche). L'ajustement de l'angle de diffusion est obtenu avec l'équation (4.18), en laissant les deux paramètres P et $\delta\theta$ libres.

La dépendance de l'angle mesuré pour l'échantillon de pions de 3 GeV, représentée sur le graphique de droite de la figure 4.22, est très fluctuante et ce n'est pas imputable à des fluctuations statistiques. En effet les barres d'erreurs sur les angles mesurés sont parfois très loin de l'ajustement réalisé

[6] les données ont été gracieusement fournies par Giovanni de Lellis du groupe de Naples

sur cette dépendance. Des problèmes d'alignement de cellules ou des effets de distorsion sont probablement à l'origine de ces fluctuations. L'impulsion extraite de l'ajustement est égale à 2.0 GeV pour l'échantillon de pions de 2 GeV, ce qui correspond donc bien aux valeurs prévues, et à 2.7 GeV pour l'échantillon de pions de 3 GeV. L'impulsion extraite de l'ajustement est forcément moins bonne pour ce dernier échantillon en raison de la forme chaotique de la distribution de l'angle de diffusion mesuré.

B) Distribution d'impulsion avec la méthode de dépendance

Maintenant que la résolution angulaire est fixée à 5 mrad, on ajuste à nouveau la dépendance de l'angle de diffusion mesurée avec l'équation (4.18) pour chaque trace mais cette fois seul le paramètre P est libre. Le résultat de l'ajustement permet d'extraire l'impulsion P pour chaque trace. La distribution de l'impulsion ainsi reconstruite pour 201 traces de pions de 2 GeV est représentée sur la figure 4.23.

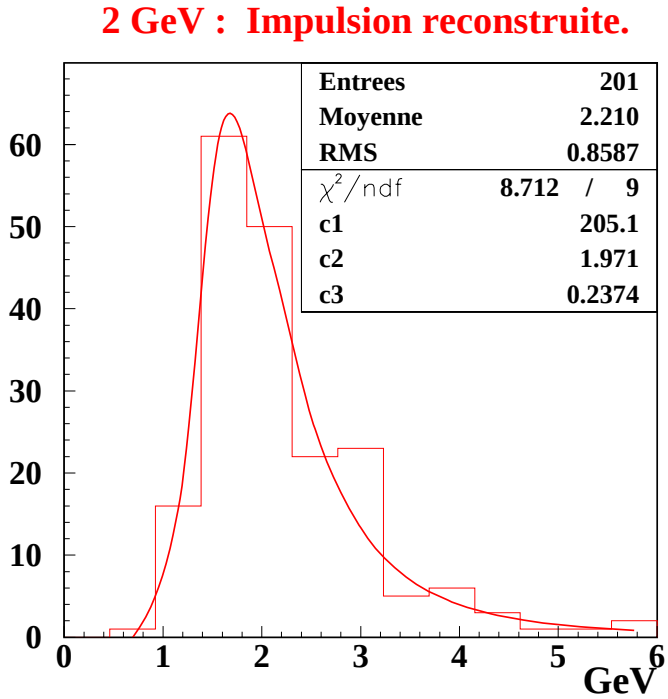


FIG. 4.23 – Distribution de l'impulsion reconstruite avec la méthode de dépendance pour des pions de 2 GeV. L'ajustement de la distribution est donné par l'équation (4.16).

Ce graphique permet de voir que l'impulsion reconstruite moyenne est de 2 GeV (paramètre c2). En exprimant la fonction d'ajustement donnée par l'équation (4.16) en fonction de l'impulsion inverse, on trouve que la résolution en impulsion $\Delta P/P$ est égale à 36%. De la même manière, on obtient pour l'échantillon de pions de 3 GeV une impulsion reconstruite égale à 2.5 GeV avec une résolution en impulsion $\Delta P/P$ de 57%.

C) Effet de la technique de décalages pour les données provenant d'un faisceau-test

Dans la section [4.1.6], il a été montré que la technique de décalages donnait de meilleurs résultats avec les données Monte Carlo. Pour vérifier l'amélioration de la résolution en impulsion en appliquant la technique de décalages à la méthode de dépendance sur des données faisceau-test, on peut tout d'abord vérifier la forme de la dépendance de l'angle mesuré avec le nombre de cellules traversées avec et sans la technique de décalages. La figure 4.24 montre la dépendance de l'angle de diffusion mesuré avec le nombre de cellules traversées avec (graphique de droite) et sans (graphique de gauche) la technique de décalages pour l'échantillon de pions de 3 GeV. On constate que, comme pour les données Monte-Carlo, la forme de la dépendance de l'angle de diffusion avec le nombre de cellules traversées est nettement améliorée en utilisant la technique de décalages. La plupart des fluctuations observées sur le graphique de gauche (sans décalages) a pratiquement disparu sur le graphique de droite (avec décalages).

La distribution d'impulsion reconstruite pour l'échantillon de pions de 3 GeV (obtenue sans la technique de décalages) est représentée sur le graphique de gauche de la figure 4.25 et la même distribution (mais avec la technique de décalages) est représentée sur le graphique de droite de la figure 4.25. Cette dernière distribution présente un écart type plus petit (RMS) et moins de traces d'impulsion reconstruite supérieure à 6 GeV (seulement 4 traces avec la technique de décalages contre 20 sans). Cette technique de décalages ne se contente donc pas d'améliorer la résolution en impulsion (de 56% à 43%) mais elle permet également de "rattraper" des traces qui ont été mal mesurées. Les résolutions en impulsion obtenues avec ou sans la technique de décalages sont reportées dans la table 4.5 pour les deux échantillons de pions.

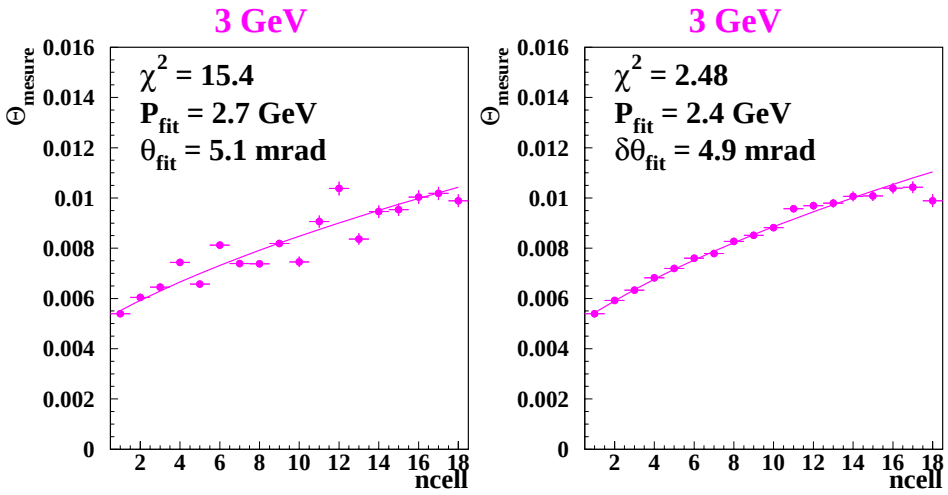


FIG. 4.24 – Angle de diffusion mesuré en fonction du nombre de cellules traversées n_{cell} pour la méthode de dépendance sans la technique de décalages (graphique de gauche) et avec la technique de décalages (graphique de droite). L'ajustement des données est réalisé avec l'équation (4.18) en laissant les deux paramètres libres.

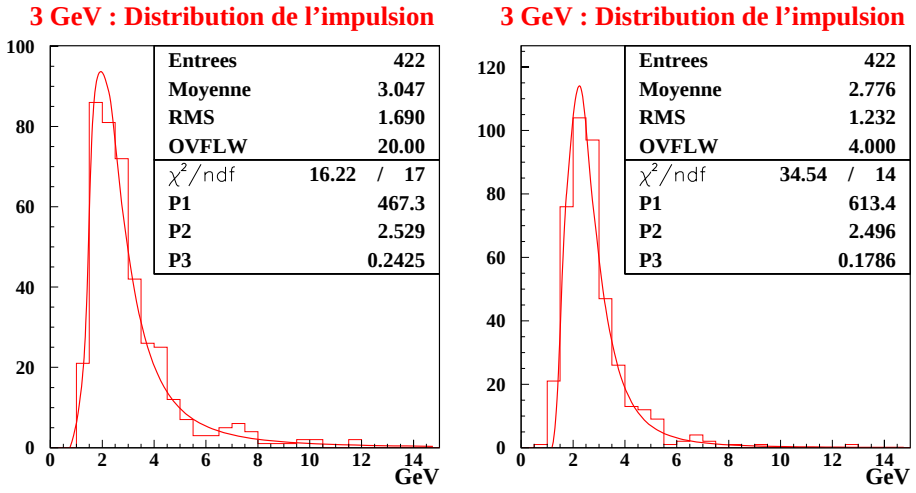


FIG. 4.25 – Distribution d'impulsion reconstruite avec la méthode de dépendance sans la technique de décalages (graphique de gauche) et avec la technique de décalages (graphique de droite). La fonction d'ajustement utilisée est définie par l'équation (4.16).

Données de faisceau-test	sans décalages		avec décalages	
	Impulsion P	Résolution $\frac{\Delta P}{P}$	Impulsion P	Résolution $\frac{\Delta P}{P}$
π^- 2 GeV	2.0	36%	2.0	24%
π^- 3 GeV	2.5	56%	2.5	43%

TAB. 4.5 – Impulsion reconstruite et résolution en impulsion obtenues avec la méthode de dépendance pour les données de faisceau-test.

Analyse des traces ayant une impulsion reconstruite supérieure à 6 GeV. L'angle de diffusion mesuré est représenté sur la figure 4.26 en fonction du nombre de cellules traversées. L'utilisation de la technique de décalages change totalement la dépendance de l'angle de diffusion. Ainsi, pour une trace dont l'impulsion reconstruite est supérieure à 6 GeV avec l'analyse standard sans décalages, l'ajustement conduit à une impulsion reconstruite de 1099 GeV (graphique de gauche) alors qu'en utilisant la technique de décalages on obtient une impulsion reconstruite de 3.6 GeV (graphique de droite). La forme de la dépendance de l'angle de diffusion mesuré (obtenue avec la technique de décalages) est d'ailleurs plus réaliste . Ceci s'explique par le fait que si la technique de décalages n'est pas utilisée, une mauvaise mesure d'angle a un poids statistique très important dans l'ajustement de la dépendance de l'angle de diffusion mesuré, alors que si la technique de décalages est appliquée, cette mauvaise mesure a un poids statistique plus faible dans l'ajustement.

La distribution d'impulsion pour toutes les "mauvaises traces" de l'échantillon de pions de 2 GeV obtenue avec la technique de décalages est représentée sur la figure 4.27. Une mauvaise trace est une trace qui, sans la technique de décalages, conduit à une impulsion supérieure à 6 GeV. L'impulsion moyenne de ces mauvaises traces est maintenant de 3.4 GeV. Cette faible surestimation vient du fait que la mauvaise mesure d'angle qui altérait les mesures obtenues précédemment sans la technique de décalages reste toujours dans l'échantillon de mesures d'angles, mais son poids est réduit.

D) Comparaison des données Monte Carlo et des données de faisceaux-test

Pour conclure cette étude de mesure d'impulsion par diffusion Coulombienne dans les plaques de plomb d'OPERA, des échantillons de pions de 2 et 3 GeV ont été générés dans les mêmes conditions ques les donnnées de faisceau-test. Ce qui signifie que seulement 19 cellules consécutives ont été

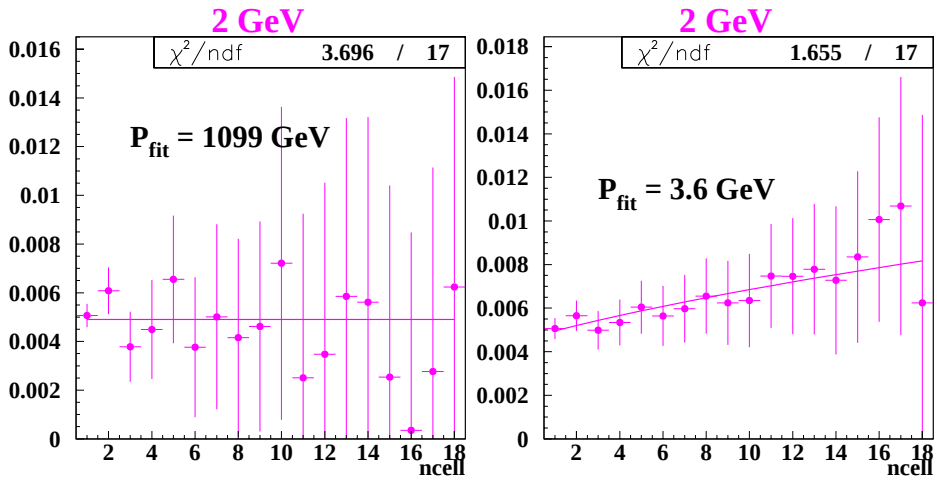


FIG. 4.26 – Angle de diffusion en fonction du nombre de cellules considérées pour une des "mauvaises traces" de 2 GeV (traces dont l'impulsion reconstruite est supérieure à 6 GeV) sans la technique de décalages (graphique gauche) et avec la technique de décalages (graphique de gauche). L'ajustement est réalisé avec la fonction (4.18) en fixant la résolution angulaire $\delta\theta$ à 5 mrad.

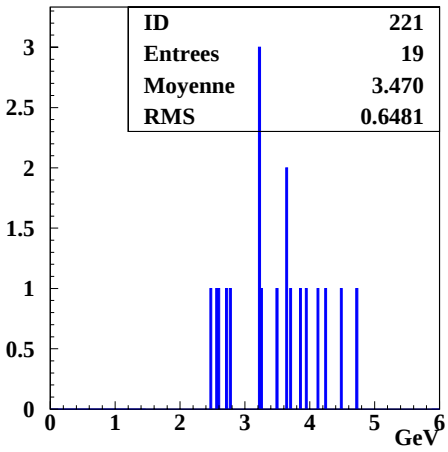


FIG. 4.27 – Distribution d'impulsion reconstruite pour les "mauvaises traces" de 2 GeV mesurées avec la technique de décalages.

utilisées pour la reconstruction et que la résolution angulaire introduite dans la simulation est de 5 mrad. Les distributions d'impulsion représentées sur les graphiques de la figure 4.28 permettent de comparer les données Monte Carlo et les données de faisceau-test pour des pions de 2 (graphique de gauche) et

3 GeV (graphique de droite).

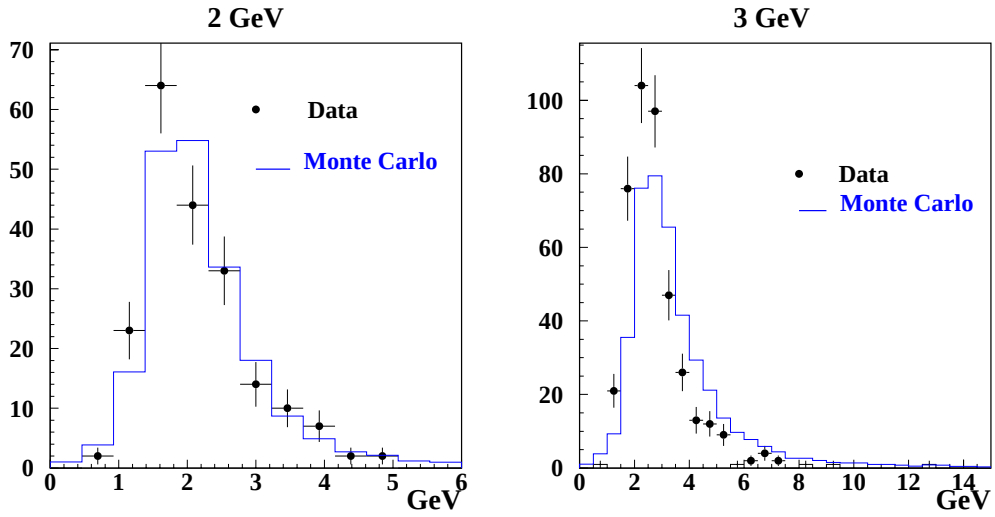


FIG. 4.28 – Comparaison des distributions d'impulsion pour les données faisceau-test et les données Monte Carlo pour des pions de 2 GeV (graphique de gauche) et 3 GeV (graphique de droite).

Ces distributions d'impulsion ont été obtenues avec la méthode de dépendance de l'angle de diffusion et la technique de décalages. Pour les pions de 2 GeV, il y a un bon accord entre les données Monte Carlo et les données de faisceau-test alors que pour les pions de 3 GeV, la distribution Monte Carlo est décalée vers une impulsion plus élevée par rapport aux données de faisceau-test. Néanmoins la forme de la distribution est cohérente avec les données. Il semblerait que l'impulsion des pions du faisceau-test n'était pas de 3 GeV mais plutôt de 2.5 GeV.

4.2 Identification des électrons et détection des photons

La brique OPERA qui alterne cible (couche de plomb) et détection (films d'émulsions) sur de petites distances est le sous-détecteur idéal pour identifier les électrons. En effet, l'électron perd de l'énergie par rayonnement en émettant des photons "Bremsstrahlung". Le plomb va favoriser l'interaction des électrons et les émulsions photographiques vont permettre de les détecter. L'identification et la mesure en énergie des électrons, importantes pour le canal de désintégration $\tau \rightarrow e$, sont développées en utilisant à la fois la

diffusion multiple des premiers électrons émis au début du développement de la gerbe et à la fois le nombre de traces lors du développement de la gerbe. Les volumes à analyser (scanning) sont importants car la gerbe a une dispersion spatiale dans le plan transverse (x,y) et un développement longitudinal important,($\sim 10X_0$, soit une brique environ), les systèmes de scanning vont donc jouer un rôle important.

4.2.1 Analyse avec la diffusion multiple

La mesure d'impulsion par diffusion Coulombienne a fait l'objet du paragraphe précédent, il reste cependant à distinguer les électrons des hadrons pour pouvoir identifier l'électron à l'origine de la gerbe.

La perte d'énergie est différente pour les hadrons et les électrons. Comme on l'a déjà précisé dans l'introduction, la perte d'énergie de l'électron se traduit par un rayonnement de freinage "Bremmsstrahlung". L'énergie décroît de manière exponentielle avec le matériau traversé (X_0), elle est définie par la fonction suivante :

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \tag{4.23}$$

où E_0 est l'énergie initiale de l'électron, x la distance parcourue par ce dernier, dE/dx est donnée par la formule de Bethe-Bloch etX_0 la longueur de radiation du matériau traversé.

Les hadrons ont un comportement très différent dans la matière, ils perdent leur énergie par ionisation. L'énergie est caractérisée en fonction de la longueur parcourue x par la fonction suivante :

$$E(x) = E_0(1 - \frac{dE}{dx}x) \tag{4.24}$$

où E_0 est l'énergie initiale du hadron et x la distance parcourue par celui-ci.

C'est cette différence de comportement qui va permettre de distinguer les électrons des hadrons, la valeur du paramètre de minimisation χ^2 correspodant à ces expressions est utilisée comme un séparateur d'électrons/hadrons, en laissant l'énergie initiale E_0 varier dans un intervalle physique.

L'assignement du type de la particule (pions ou électrons) qui donne le plus petit paramètre de minimisation χ^2 est pris et l'énergie initiale correspondante E_0 est considérée comme l'énergie de la particule. Cette variable de χ^2 est définie de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{[(\Delta\theta_i - \theta_{i,i+1}^{MCS})/(\theta_{i,i+1}^{MCS})]^2}{N(N-1)} \tag{4.25}$$

où N est le nombre de traces base mesurées, $\Delta\theta_i$ est la différence de l'angle spatial entre deux traces base et $\theta_{i,i+1}^{MCS}$ représente la variation angulaire causée par la diffusion multiple après 1 mm de plomb correspondant à l'énergie E_i. Cette variation de $\theta_{i,i+1}^{MCS}$ est très différente selon qu'il s'agit d'un électron ou d'un hadron.

4.2.2 Analyse de la gerbe

Un autre moyen utilisé pour caractériser les électrons est de compter le nombre de traces base ou de micro traces associées à la gerbe électromagnétique. La longueur de radiation correspondant à 1mm de plomb est de $\frac{1}{5.6}$, une brique OPERA contenant 56 plaques de plomb présente donc une longueur exprimée en terme de longueur de radiation de $10X_0$. Une gerbe d'électron est donc relativement bien contenue dans une seule brique. La figure 4.29 illustre les gerbes électromagnétiques d'électrons de 2 et 8 GeV.

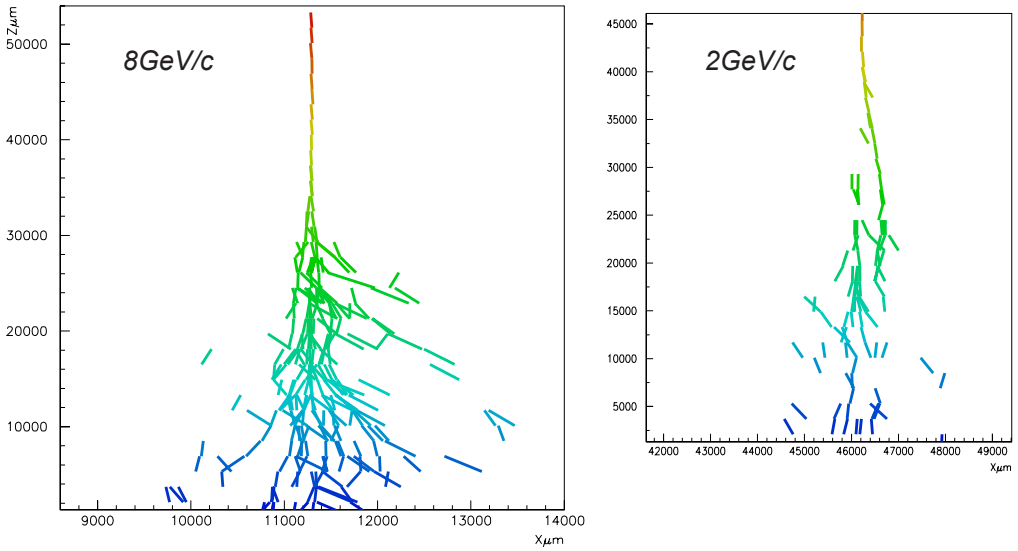


FIG. 4.29 – Gerbes électromagnétiques produites par des électrons de 2 et 8 GeV. Ces gerbes ont été étudiées lors d'une expérience test [6].

La difficulté de cette analyse est qu'elle doit être confinée dans une région relativement petite, à bien définir, pour ne pas prendre en compte des traces de particules n'appartenant pas à la gerbe électromagnétique et constituant donc un bruit de fond. Ces traces de bruit de fond proviennent de particules qui ont traversé les films d'émulsions photographiques, avant ou après

que ceux-ci soient assemblés dans la brique. Pour réduire au maximum ce bruit de fond, comme pour les films d'émulsions amovibles (section [2.4.1]), le temps entre l'ouverture de la brique et le développement des briques est très court. De plus, les films d'émulsions sont nettoyés de manière contrôlée avant l'installation de la brique. La densité de ces traces de bruit de fond est ainsi maintenue inférieure à $1/\mathrm{mm}^2$. Il faut cependant bien noter que les rayons cosmiques et les muons provenant du faisceau de neutrinos ne sont pas une source de bruit de fond, car ces traces sont très pénétrantes et donc bien identifiées.
Une autre source de bruit de fond est due à la radioactivité β du plomb, les traces d'électrons doivent donc être connectées de deux côtés d'un film d'émulsions pour rejeter les électrons provenant de la plaque de plomb voisine. Les critères de connexion sont les suivants : une différence d'angle entre traces base inférieur à 50 mrad ($\delta\theta \leq 50$ mrad) et un déplacement inférieur à 6 μm au centre du film ($\delta r \leq 6\mu$m). L'efficacité de connexion pour les électrons de faible énergie est moindre à cause de la diffusion multiple dans les films d'émulsions. Comme les électrons doivent être connectés de chaque coté d'un film d'émulsions, cela conduit à une énergie minimum de détection pour l'électron (~ 10 MeV) ; malheureusement cette énergie minimum de détection est proche de l'énergie critique du plomb (10 MeV) à laquelle sont égales les énergies de la plupart des électrons et à laquelle il faudrait être le plus sensible. Cependant on s'attend à ce que le nombre d'électrons de la radioactivité β connectés par mégarde des deux côtés d'un film d'émulsion soit de 1 par mm^2 pour une densité d'électrons β égale à $10^5.\mathrm{cm}^{-2}$ [6].[6]

L'énergie des électrons peut être déduite en comptant le nombre de segments de traces dans un cône dont l'axe est la direction de l'électron incident. Les dimensions de ce cone doivent être optimisées pour inclure le plus grand nombre de paires électrons/positrons sans prendre en compte un trop grand nombre de traces de bruit de fond. Avec un cône dont l'angle au sommet est de $\pm 50 mrad$ et dont l'angle relatif par rapport à la première trace est inférieur à 200 mrad ($\delta\theta < 200$ mrad), on obtient une résolution en énergie $\Delta E/E$ d'environ 20% [6].

Les régions spatiales et angulaires utilisées pour l'identification de l'électron et la mesure de l'énergie de la gerbe électromagnétique ne sont pas encore optimisées. Cependant en développant un algorithme utilisant un ajustement minimisant la variable χ^2 combinant à la fois les caractéristiques de perte d'énergie et le comptage du nombre de segments dans le cône autour de la trace, on peut améliorer la séparation électrons/hadrons. Le problème vient principalement des pions et des électrons de faible énergie, typiquement ceux dont l'énergie est inférieure à 1 GeV. Pour ces électrons la résolution en énergie $\Delta E/E$ de l'électron est d'ailleurs égale à 30% alors qu'elle est égale à

20% pour les électrons dont l'énergie est supérieure. De même, l'efficacité de détection (moyennée sur la longueur z de la brique) des électrons est d'environ 90% pour des électrons d'énergie supérieure à 2 GeV, alors qu'elle n'est plus que de 75% pour des électrons dont l'énergie est inférieure à 2 GeV. Il en va de même pour les pions qui ont une efficacité de détection légèrement supérieure à 90% lorsque leur énergie est supérieure à 2 GeV alors que cette efficacité n'est plus que de 80% pour une énergie inférieure à 2 GeV. En outre, la probabilité de mal identifier un électron (pion) est d'environ 5% ($< 1\%$) lorsque l'énergie de ce dernier est supérieure à 2GeV, et plus de 9% (5%) lorsque l'énergie est inférieure à 2 GeV. L'efficacité de détection (probabilité de mauvaise identification) diminue (augmente) lorsque la position du vertex se situe à la fin d'une brique car il n'y alors pas beaucoup d'information concernant la gerbe dans la brique.

4.3 Muons de faible impulsion

L'identification et la mesure d'impulsion du muon joue un rôle fondamental dans l'expérience OPERA. Tout d'abord, cela va permettre de distinguer les événements ν_μ courant chargé des événements ν_τ courant chargé. De plus, cela permet de mettre éventuellement en évidence le canal de désintégration suivant : $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$. Comme on l'a mentionné au chapitre 2, le spectromètre est l'outil idéal pour identifier, distinguer la charge et mesurer l'impulsion de ces muons. Cependant, pour ce faire, il faut que le muon ait une énergie suffisante pour atteindre le spectromètre [7]. C'est pourquoi, les émulsions photographiques vont là encore être très utiles pour identifier des muons de basse énergie et ainsi les distinguer des pions de basse énergie.

L'idée de cette analyse est d'identifier les particules en observant les pertes d'énergie dans le régime non-relativiste, c'est à dire quand les particules sont sur le point de s'arrêter. Dans ce régime, la perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ est égale à $\frac{k}{\beta^2}$. En utilisant la relation $E = M\beta^2/2$, on trouve finalement que la masse de la particule est reliée à la perte d'énergie dE/dx de la manière suivante :

$$M = \frac{4}{k}(\frac{dE}{dx})^2 x \tag{4.26}$$

On peut donc déduire la masse de la particule en mesurant la perte d'énergie dE/dx à la distance x de la position d'arrêt. L'erreur sur la masse est donc

[7] il faut également que le muon n'ait pas un angle trop grand qui le fasse sortir du détecteur avant de passer dans le spectromètre

donnée simplement par la formule suivante :

$$(\frac{\delta M}{M})^2 = (\frac{2\delta(dE/dx)}{dE/dx})^2 + (\frac{\delta x}{x})^2 \tag{4.27}$$

Grâce à la précision en position des émulsions photographiques, de l'ordre du micron, c'est le terme d'erreur $\frac{\delta(dE/dx)}{dE/dx}$ qui domine l'incertitude relative sur la masse de la particule. La perte d'énergie dE/dx est proportionnelle au nombre de grains noircis par unité de longueur dans les émulsions photographiques. En utilisant seulement un film d'émulsion (= 2couches d'émulsions photographiques de 50μm), on obtient $\frac{\delta(De/dx)}{dE/dx}$ de l'ordre de 18%. Comme on s'attend à ce que les pions et les muons traversent approximativement 10 films d'émulsions quand ils sont en régime non-relativiste, on obtient 10 mesures indépendantes de dE/dx, conduisant à une incertitude relative $\frac{\delta M}{M}$ de 12% soit $\delta M = 16$ MeV pour un pion. Cette valeur de δM peut être utilisée pour séparer les pions des muons qui ont une différence de masse de 34 MeV/c^2.

La possibilité d'utiliser cette méthode doit encore être testé dans le cas d'OPERA.

Chapitre 5

Recherche d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ avec le canal $\tau^- \to h^+h^-h^-\nu_\tau$

Ce chapitre est consacré à l'analyse d'un canal de désintégration particulier du lepton τ : $\tau \to 3$ hadrons chargés pour la recherche d'événements issus d'une oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Dans ce canal $\tau \to 3$ hadrons chargés, il y a en fait deux modes de désintégration considérés :

- le mode dans lequel il y a exactement 3 hadrons chargés
  $\tau \to h^-h^+h^- + \nu_\tau$ dont le taux de branchement est de 10%
- le mode dans lequel il y a au moins 1 particule neutre
  $\tau \to h^-h^+h^- + n\pi^0 + \nu_\tau$ correspondant à 5% des désintégrations du τ

Les particules π^0 ne sont pas directement visibles dans les émulsions,$\pi_0 \to \gamma\gamma$ et doivent être reconstruites à partir des gerbes électromagnétiques. Dans l'analyse présentée ici, on ne distingue pas les deux modes de désintégration. Dans une analyse ultérieure, la distinction des deux modes grâce à la reconstruction des π^0 sera une source d'amélioration.

Le canal de désintégration $\tau \to 3$ hadrons chargés n'a jamais été pris en compte pour déterminer les performances du détecteur OPERA bien qu'il représente 15% des désintégrations de lepton τ. En effet, le bruit de fond de ce canal semblait trop important pour pouvoir obtenir un signal significatif. Les performances du détecteur ont alors été obtenues avec seulement trois canaux ($\tau \to$e, $\tau \to \mu$, $\tau \to$1 hadron).

La première section décrit la chaîne d'analyse d'un événement ν_τ courant chargé : dans un premier temps, seuls les trois canaux de désintégration sont considérés puis dans un deuxième temps, en identifiant les caractéristiques du canal $\tau \to 3$ hadrons, on «rajoute» ce canal dans l'analyse. Le bruit de fond de ce canal $\tau \to 3$ hadrons est détaillé dans la deuxième section. L'analyse cinématique, présentée dans la troisième section, permettra d'extraire le signal et d'obtenir l'efficacité de ce dernier. L'efficacité de chaque canal de

désintégration nous permettra d'estimer le nombre d'événements de signal attendus pour 5 ans de fonctionnement (= performances du détecteur).

5.1 Analyse des événements ν_τ courant chargé

Si l'on reprend le tableau 2.3 (section[2.2.3]) indiquant le nombre d'interactions ν_μ courant chargé et courant neutre et ν_τ courant chargé, et si l'on admet une période de fonctionnement de 5 ans pour une cible de 1800 tonnes, on attend :

- 39965 (38213) interactions ν_μ courant chargé
- 13325 (12738) interactions ν_μ courant neutre
- 182 (174) interactions ν_τ courant chargé

pour $\Delta m^2 = 2.4.10^{-3} eV^2$ et $\sin^2(2\theta) = 1$. Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre d'interactions neutrinos attendus en prenant en compte l'effet de la réduction de masse du détecteur (45 briques extraites par jour). Cependant ces valeurs nominales ne prennent pas en compte toutes les efficacités de détection et de reconstruction. On distingue deux catégories d'efficacité : les efficacités intrinsèques au détecteur et les efficacités de l'analyse cinématique (propre à chaque canal de désintégration). Les différentes étapes de l'analyse d'un événement ν_τ sont représentées sur la figure 5.1 et détaillées dans ce paragraphe.

La section ci-dessous décrit chaque étape de l'analyse pour les 3 canaux de désintégrations utilisés ($\tau \rightarrow$e, $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow$h). La section [5.1.2] traite des différences dans la chaîne d'analyse d'un événement ν_τ courant chargé où le tau se désintègre en trois hadrons.

5.1.1 Efficacité d'identification et de reconstruction

Le déclenchement

La première efficacité est **l'efficacité de déclenchement** $\epsilon_{\text{déclenchement}}$ des détecteurs électroniques de la cible. Le déclenchement signalant une interaction neutrino requiert au moins 1 photoélectron par plan (plan horizontal (x,z) et plan vertical (y,z)) dans deux modules. Si cette condition n'est pas remplie, il faut alors au moins 5 photélectrons par plan dans un module. Cette dernière condition permet de signaler une interaction ν_τ quasi-élastique avec une désintégration en électron dont la gerbe électromagnétique est contenue dans le mur derrière le module où se situe le vertex. Des simulations [6] ont montré que l'efficacité de déclenchement est d'environ 99% pour tous les types d'événements.

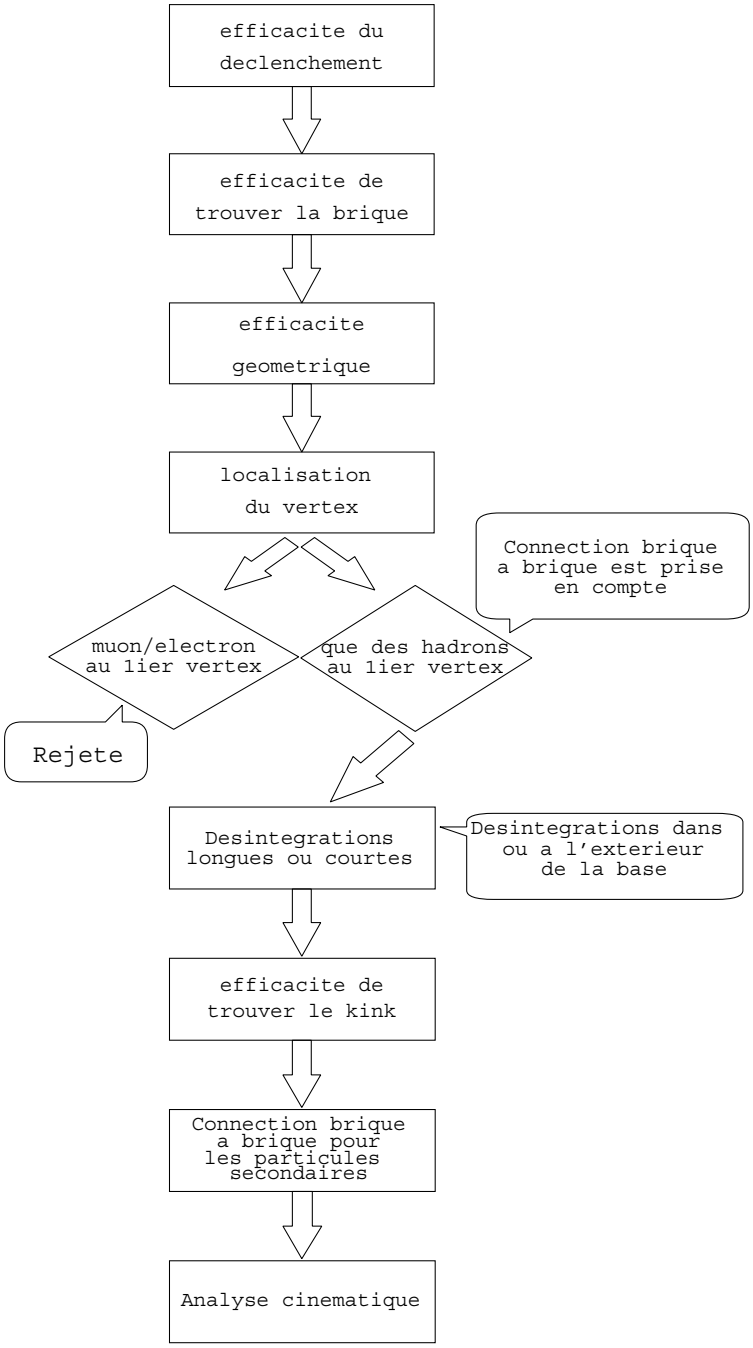


FIG. 5.1 – Schéma de la chaîne d'analyse des événements ν_τ.

Détermination de la brique d'interaction

Après la détection d'une interaction neutrino par le système de déclenchement, il faut trouver la brique dans laquelle a eu lieu cette interaction :

c'est **l'efficacité de trouver la brique** ϵ_{brique}. La méthode utilisée pour trouver tout d'abord le mur, puis ensuite la brique contenant le vertex a été décrite dans la section [2.4.1]. Les résultats sont reportés dans la table 5.1.

Interactions neutrino		Efficacité ϵ_{brique} de localisation de la brique	
ν_μ (DIS)	courant neutre	60.83%	
	courant chargé	68.88%	
		DIS	QE
ν_τ courant chargé	$\tau \to e$	83.7%	85.1%
	$\tau \to \mu$	75.8%	92.4%
	$\tau \to h$	78.5%	72.5%

TAB. 5.1 – Efficacité globale de localisation de la brique pour différents processus physiques simulés [91].

Efficacité géométrique du détecteur

Il y a également une **efficacité géométrique** $\epsilon_{\text{géométrique}}$ qui prend en compte toutes les pertes dues aux effets de bord dans les briques. Des mesures [6] ont montré que les films d'émulsion peuvent être scannés jusqu'à 200 μm des bords. On fait cependant l'hypothèse que les traces peuvent être reconstruites seulement jusqu'à 1mm du bord des émulsions. Le volume fiduciel ainsi perdu représente 3.5%. Ces effets de bord sont indépendants du canal de désintégration. Les pertes dues à la désintégration de τ à l'extérieur de la brique sont négligeables (moins de 1%). Enfin, pour les événements qui ont lieu dans le dernier mur d'un supermodule ou pour les événements qui sortent du supermodule, l'identification de particules et la mesure d'impulsion ont une efficacité plus faible puisque le nombre de films d'émulsion disponibles est petit. Cela conduit à une perte de volume d'environ 2.5% [6]. L'efficacité géométrique totale est donc de 94%, cette efficacité est, elle aussi, indépendante du canal de désintégration. Il faut cependant noter que l'inefficacité de connexion brique à brique pour mesurer l'impulsion par diffusion multiple ou identifier l'électron dépend, elle, du canal de désintégration étudié et de l'analyse cinématique.

Localisation du vertex primaire

Après avoir trouvé la brique et pris en compte l'efficacité géométrique, il faut maintenant considérer **l'efficacité de trouver le vertex** ϵ_{vertex}. Cette efficacité a été estimée avec des simulations Monte Carlo et avec des données provenant de CHORUS et DONUT [6]. L'efficacité de trouver le vertex dépend de sa position longitudinale dans la brique (en terme de longueurs d'interaction X_0), principalement à cause des re-interactions hadroniques et de la perte d'énergie des électrons . Ces efficacités moyennées sur la position longitudinale du vertex dans la brique [6] sont reportées dans la table 5.2 et représentées sur la figure 5.2.

Interactions	$\tau \rightarrow$e (%)	$\tau \rightarrow \mu$ (%)	$\tau \rightarrow$h (%)	$\nu_\mu CC(\%)$	$\nu_\mu NC(\%)$
DIS	77.8 (86.6)	95.8	94.7	98.6	85.9
QE	34.7 (60.0)	87.0	82.6	99.1	-

TAB. 5.2 – Efficacités (moyennées sur la position longitudinale du vertex dans la brique) de trouver le vertex pour différents processus physiques simulés. Les chiffres entre parenthèses représentent l'efficacité attendue en appliquant une procédure d'identification de l'électron plus appronfondie (section [4.2]) [6].

Identification du lepton primaire

Une fois que le vertex d'interaction neutrino est localisé dans la brique, l'étape suivante est **l'identification du lepton primaire**. Les événements pour lesquels un électron ou un muon est identifié au vertex primaire sont rejetés de l'analyse car ils correspondent à des interactions neutrinos ν_e ou ν_μ par courant chargé. Cette identification de lepton est primordiale car elle permet de réduire le bruit de fond des particules charmées produites lors des interactions ν_μ par courant chargé. Cependant la probabilité $\epsilon_{\text{fake-e}(\mu)}$ d'identifier au vertex primaire un hadron comme étant un électron (ou un muon) va introduire une perte d'événements de type ν_τ courant chargé.

Les algorithmes permettant l'identification de l'électron ont été décrits dans la section [4.2]. Le temps de scanning est important pour ce type d'analyse (reconstruction de la gerbe) et les efficacités relativement faibles pour des électrons de basse énergie ($\sim$ 76% pour des électrons de 1 GeV). C'est pourquoi ces algorithmes permettant d'identifier les électrons vont être appliqués sur les traces pointant sur le vertex primaire seulement si leur impulsion

mesurée (en utilisant la méthode décrite dans la section [4.1.1]) est supérieure à 2 GeV. La simulation de ce type d'événements a permis de constater que seulement 3% des interactions profondément inélastiques de neutrinos ν_τ par courant chargé sont identifiées avec un électron au vertex primaire et donc rejetées. En ce qui concerne les interactions quasi-élastiques, aucun événement correspondant à une interaction ν_τ par courant chargé n'a été rejeté.

Pour identifier le muon, deux algorithmes ont été développés : il y a tout d'abord l'algorithme utilisé, entre autre, pour localiser la brique de l'interac-

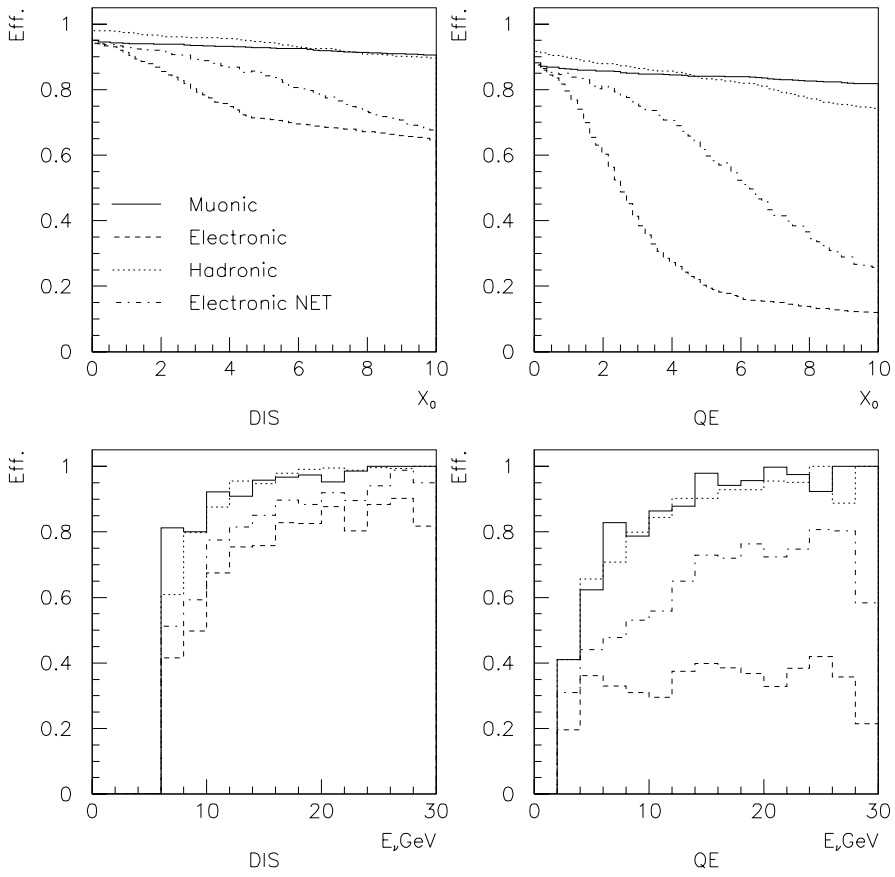


FIG. 5.2 – Efficacité de trouver le vertex en fonction de la position longitudinale de ce dernier dans la brique et en fonction de l'énergie du neutrino pour différents types d'événements.

Evènements	Efficacité d'identification du muon (%)
ν_μ CC	94.7
ν_μ QE	98.2
ν_μ CC avec particules charmées (sans désintégrations muoniques)	94.8
ν_μ CC avec particules charmées (avec désintégrations muoniques)	96.4
$\tau \to \mu$ (DIS)	85.4
$\tau \to \mu$ (QE)	88.2

TAB. 5.3 – Efficacité d'identification du muon pour différents types d'événements. L'identification du muon produit lors des désintégrations de leptons τ est donnée pour comparaison. [6]

tion (brièvement décrit dans la section [2.4.1]) et il y a également l'algorithme décrit dans la section [4.3] (encore à l'étude) permettant d'identifier les muons de basse énergie. Les efficacités de détection du muon sont reportées dans la table 5.3 pour le premier algorithme. On peut s'attendre à des efficacités plus importantes, lorsque le deuxième algorithme sera validé.

La probabilité d'identifier un hadron comme étant un muon est de 10% pour

- les interactions de neutrinos ν_μ par courant neutre
- les interactions (profondémment inélastiques) de ν_τ par courant chargé dans lesquelles le tau se désintègre en électron ou en 1 hadron.

Cette probabilité chute à 4% pour les interactions ν_τ courant chargé profondément inélastiques dans lesquelles le tau se désintègre en muon.

Toutes les efficacités correspondant à l'élimination du signal (événements ν_τ courant chargé) en raison d'une mauvaise identification de hadrons sont reportées dans la table 5.4.

	Efficacité de mal identifier (%)		
Canal	$\tau \to$e	$\tau \to \mu$	$\tau \to$h
$\epsilon_{\text{fake e}}$	3	3	3
$\epsilon_{\text{fake }\mu}$	10	4	10
Fraction du signal identifié (%)			
1-$\epsilon_{\text{fake }\mu}$-$\epsilon_{\text{fake e}}$	87	93	87

TAB. 5.4 – Efficacité d'identification du signal pour les différents canaux de désintégrations du τ.

Connexion brique à brique

Pour avoir une résolution en impulsion et une efficacité d'identifier l'électron suffisantes, on est parfois amener à connecter les traces d'une brique à une autre. En effet, il faut environ $5X_0$, c'est à dire la moitié d'une brique (soit 28 films d'émulsion), pour obtenir une mesure d'impulsion par diffusion multiple et une efficacité d'identification de l'électron, toutes deux, suffisamment précises. On recherche donc les traces dans la brique suivante ou dans la brique adjacente à celle où se trouve le vertex d'interaction. Cette connexion brique à brique n'est cependant pas vitale pour mesurer l'énergie des électrons, la méthode décrite dans la section [4.2.2] qui consiste à compter le nombre de segments dans un cône est suffisante (sauf si l'électron est produit à la fin d'une brique). **L'efficacité de la connexion brique à brique** a été étudiée [6] avec des simulations Monte Carlo qui tiennent compte des matériaux situés entre les briques dans les deux cas possibles : brique suivante ou brique adjacente. Comme pour l'efficacité de trouver le vertex, on fait l'hypothèse que la brique est scannée de manière efficace jusqu'à 1 mm du bord. Une trace est connectée lorsqu'elle est à moins de 5 mm de la position extrapolée et lorsque la différence d'angle est inférieure à 100 mrad. La distance brique à brique dans OPERA est d'environ [6] :

- 44 mm pour direction z (le long du faisceau)
- 3 mm selon l'horizontale
- 5,5 mm selon la verticale

	Efficacité de connexion (%)							
	dans la brique suivante				dans la brique adjacente			
	énergie (GeV)				énergie (GeV)			
particules	0.25	0.750	1.75	5	0.25	0.750	1.75	5
électron	-	92	94	97	7	36	57	75
muon	84	98	99	99	70	98	99	99
hadron	83	95	98	98	60	85	93	93

TAB. 5.5 – Efficacité de connexion dans la brique suivante ou la brique adjacente pour des électrons, des muons et des hadrons d'énergie différente [6].

L'efficacité de connexion brique à brique ($\epsilon_{\text{connexion}}$) dépend bien sûr de l'impulsion de la particule au moment où elle sort de la brique mais aussi de la nature de la particule. Ces efficacités sont reportées dans la table 5.5 et représentées sur la figure 5.3 pour trois types de particules (électron, muon et hadron) dans les 2 configurations possibles (brique suivante ou brique adjacente). Il est important de noter que la connexion brique à brique est

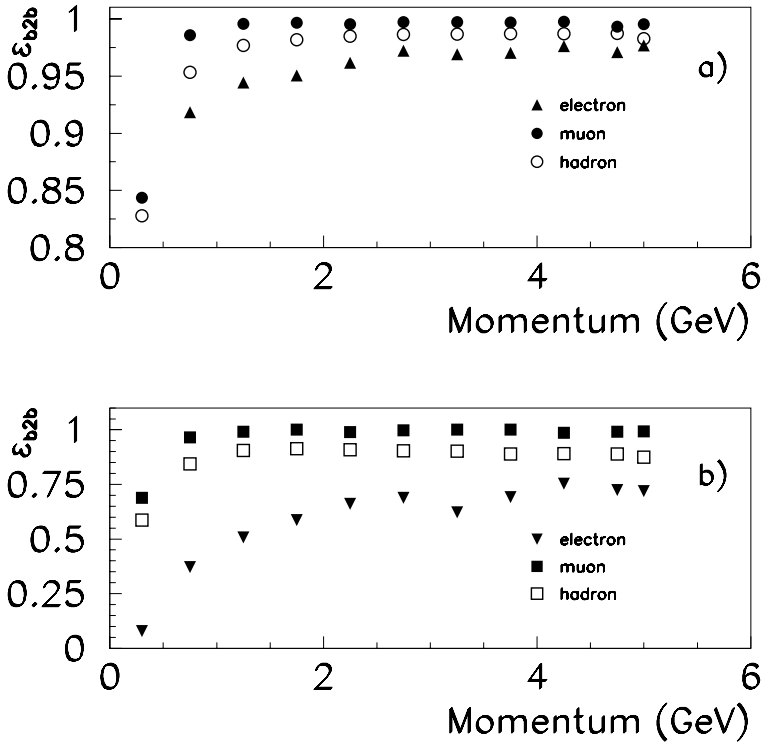


FIG. 5.3 – Efficacité de connexion brique à brique en fonction de l'impulsion des électrons, des muons et des hadrons au moment de sortir de la brique dans les deux configurations possibles : brique suivante (graphique du haut) et brique adjacente (graphique du bas).[6]

meilleure pour les muons et les hadrons ($\sim$ 95%). Dans le cas des briques adjacentes, les hadrons ont un comportement beaucoup plus proche de celui des muons que de celui des électrons.

Désintégrations longues et courtes

Le plomb favorise l'interaction des neutrinos, environ 95% des neutrinos interagissent dans le plomb. Comme la distance moyenne de parcours du τ (produit lors d'une interaction ν_τ courant chargé) est typiquement de 700

μm, on a 80% des tau qui se désintègrent dans du plomb, 13% se désintègrent dans la base plastique et enfin 7% se désintègrent dans les émulsions. La désintégration du lepton τ dans une brique OPERA peut donc se classer en 4 catégories [6], illustrées sur le schéma 5.4 :

- *désintégration courte* : les désintégrations du tau se produisent dans la même plaque de plomb que celle où se trouve le vertex d'interaction
- *désintégration longue dans la base plastique* : les désintégrations du tau se produisent dans la base plastique du film d'émulsion placé derrière la plaque de plomb dans laquelle se trouve le vertex d'interaction
- *désintégration longue* : les désintégrations du tau se produisent dans le plomb (ou dans l'émulsion) après avoir traversé au moins un film d'émulsion
- *désintégration très longue* : les désintégrations du tau se produisent après plus de 2 mm

Il y a environ 60% de désintégrations courtes pour environ 40% de désintégrations longues (incluant les désintégrations dans la base plastique).

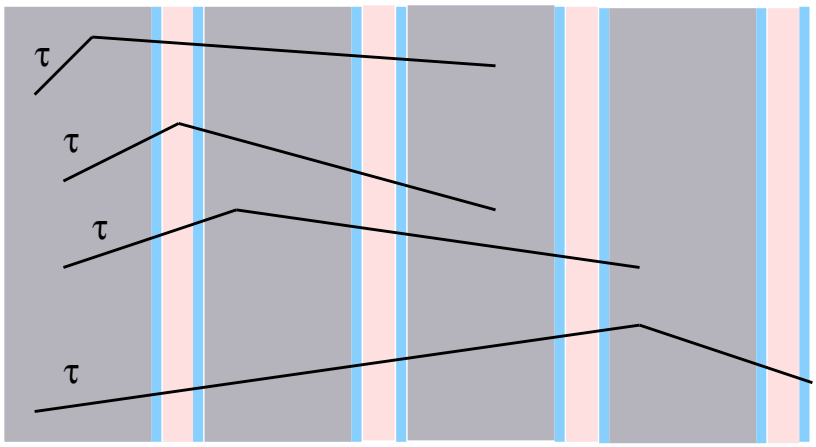


FIG. 5.4 – Schéma illustrant les différentes désintégrations. La première désintégration est une désintégration courte, les trois autres sont des désintégrations longues.

Détermination du kink

La méthode utilisée pour sélectionner les événements présentant une topologie de désintégration de lepton τ (brisure de la trajectoire) dépend du type de désintégration. La figure 5.4 illustrant les différents types de désintégration permet également de se rendre compte, de manière schématique,

de la brisure de trajectoire caractérisant les désintégrations τ →h, τ →e, $\tau \to \mu$. Pour les désintégrations courtes, on utilise un paramètre d'impact (figure 3.7, section [3.1.1]) alors que pour les désintégrations longues, on mesure directement l'angle spatial marquant la désintégration du τ.

Pour les désintégrations courtes, seules les interactions profondémment inélastiques sont considérées. Des études sont en cours pour inclure les interactions quasi-élastiques dont le vertex primaire est difficile à reconstruire. Aucune étude n'a cependant été développée pour les désintégrations courtes du tau en muon. Les valeurs minimum du paramètre d'impact dépendent bien sûr de la position du vertex dans la plaque de plomb. Ces valeurs ainsi que les efficacités correspondantes sont indiquées dans la table 5.6 pour le canal $\tau \to e$ et le canal $\tau \to h$.

canal de désintégration	position du vertex d'interaction		Efficacité
	début	fin	
$\tau \to e$	5 μm	20 μm	45%
$\tau \to \mu$	-	-	-
$\tau \to h$	10 μm	30 μm	$\sim$ 45%

TAB. 5.6 – Valeur minimum des paramètres d'impact pour les désintégrations courtes selon la position du vertex d'interaction dans la plaque de plomb (début ou fin). Les efficacités correspondantes sont indiquées dans la dernière colonne [6].

Pour les désintégrations longues, la mesure de l'angle spatial est effectuée pour les interactions profondémment inélastiques et les interactions quasi-élastiques. Il faut noter que pour les désintégrations longues se produisant dans la base plastique, on prend en compte une résolution angulaire moins précise car on a moins d'informations (1 seule couche d'émulsion photographique au lieu de 2). L'inefficacité de détecter les événements présentant une topologie de désintégration est due au fait que l'on rejette les petits et les très grands angles. L'efficacité de scanning des microscopes automatiques est à l'origine de la coupure supérieure de 500 mrad. La coupure inférieure est due quant à elle au fait que le bruit de fond dans OPERA a été estimé jusqu'à cet angle spatial de 20 mrad correspondant à la limite inférieure accessible à la mesure. Les efficacités de détection de l'angle signant une désintégration sont reportées dans la table 5.7.

Interactions	$\tau \to$e	$\tau \to \mu$	$\tau \to$h
profondément inélastiques	88.2%	90.2%	89.8%
quasi-élastiques	90.5%	89.6%	91.7%

TAB. 5.7 – Efficacité de détection d'une topologie de désintégration longue pour les différents canaux de désintégrations du τ.

5.1.2 Caractéristiques du canal $\tau \to$3h

Les étapes d'analyse pour un événement ν_τ courant chargé où le tau se désintègre en trois hadrons sont très similaires à celles décrites ci-dessus. L'efficacité de déclenchement et l'efficacité géométrique sont indépendantes du canal étudié, les valeurs sont donc identiques à celles mentionnées précédemment. De plus, on fait l'hypothèse que l'efficacité de trouver la bonne brique, l'efficacité de localisation du vertex, l'efficacité d'identifier le lepton primaire et l'efficacité de connecter la brique sont identiques à celles du canal $\tau \to$h. On a donc :

Efficacités du canal $\tau \to$3h (%)		
déclenchement	$\epsilon_{\text{déclenchement}}$	99
localisation de la brique	ϵ_{brique}	78.5
géométrique	$\epsilon_{\text{géométrique}}$	94
localisation du vertex	ϵ_{vertex}	94.7
garder le signal	$1 - \epsilon_{\text{fake-e}} - \epsilon_{\text{fake}-\mu}$	87
désintégration (courte/longue)	ϵ_{des}	70/30
connexion brique suivante/adjacente	$\epsilon_{\text{connexion}}$	98/93

TAB. 5.8 – Efficacités, indépendantes du canal de désintégration, prises en compte pour le canal $\tau \to$3h.

On constate dans la sélection de la désintégration (courte ou longue) une différence de l'ordre de 10% pour ce canal, cela s'explique par le fait que la classification des désintégrations est légèrement différente de celle définie précédemment :

- *désintégration longue* : les événements pour lesquels le tau se désintègre après avoir parcouru au moins 1 film d'émulsion en entier
- *désintégration courte* : les événements pour lesquels le tau se désintègre rapidement, sans avoir traversé de films d'émulsion (ou partiellement)

La différence fondamentale pour ce canal $\tau \to$3h vient du fait qu'il y a trois particules pointant sur le vertex du tau, on ne recherche donc pas une trace présentant un coude, schémas de gauche de la figure 5.5 mais plusieurs

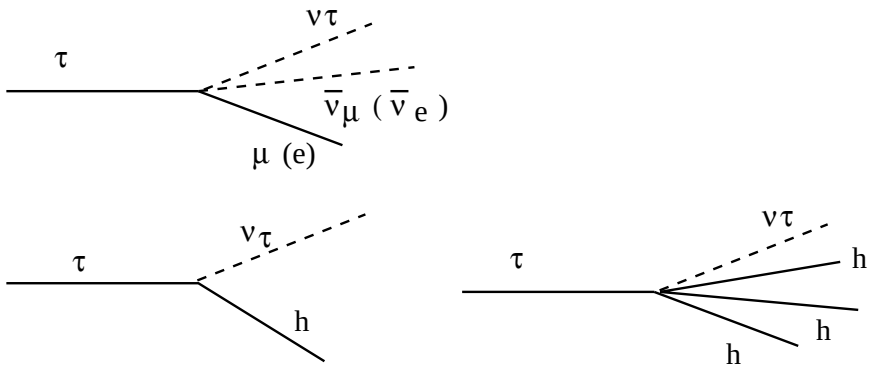


FIG. 5.5 – Topologie de désintégration pour des leptons τ. Les schémas de gauche repésentent les 3 canaux de désintégration du τ utilisés habituellement dans l'analyse. On constate que la seule façon de signer la désintégration est de mettre en évidence une brisure de trajectoire (coude). Le schéma de droite représente la désintégration du tau dans le canal étudié dans ce chapitre. Pour mettre en évidence la désintégration, on reconstruit le deuxième vertex grâce aux particules pointant dessus.

traces, représentées sur le schéma de droite de la figure 5.5, pointant sur un vertex.

L'efficacité de trouver un coude va donc être remplacée pour le canal étudié par l'efficacité de localisation d'un deuxième vertex ($\epsilon_{\text{vertex2}}$). On fait l'hypothèse que l'efficacité de localisation de ce deuxième vertex est identique à l'identification de localisation du premier vertex. L'efficacité de localiser le deuxième vertex est la même pour les désintégrations longues et courtes même si la reconstruction de ce deuxième vertex est différente (cette reconstruction est décrite dans la section [5.3.1]). La formule suivante permet de déterminer le nombre $N^{CC}_{\tau\to 3h}$ d'événements ν_τ courant chargé avec le tau se désintégrant en 3 hadrons identifiés dans le détecteur OPERA :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}} &= \epsilon_{\text{déclenchement}} \times \epsilon_{\text{brique}} \times \epsilon_{\text{géométrique}} \times \epsilon_{\text{vertex}} \times (1 - \epsilon_{\text{fake-e}} - \epsilon_{\text{fake-}\mu}) \\ &\times \epsilon_{\text{connexion}} \times \epsilon_{\text{vertex2}} \times (\epsilon_{\text{courte}} \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} + \epsilon_{\text{longue}} \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}) \\ &\times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}(\mathrm{DIS}) \end{aligned}$$

où $\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}(\mathrm{DIS})$ est le nombre d'interactions ν_τ courant chargé profondément inélastiques, $\mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h})$ le taux de branchement de la désintégration du tau en trois hadrons chargés (=15%), et $\epsilon_{\text{cinématique}}$ l'efficacité de l'analyse cinématique visant à extraire le signal du fond .

Suivant que la désintégration du tau est courte ou longue, on peut donc

distinguer deux types d'événements, et en utilisant toutes les efficacités décrites précédemment et la sélection des événements profondément inélastiques [1], on trouve finalement que :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 26.7\% \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \\ \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 11.4\% \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}} \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \end{aligned}$$

où $\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}$ représente cette fois le nombre total d'événements ν_τ courant chargé ($\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}(DIS) = 0.7 \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}$).

Le nombre d'événements ν_τ courant chargé (avec $\tau \to$3h) attendus dans le détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement (en considérant une efficacité cinématique de 100

paramètres d'oscillation $\sin^2(2\theta) = 1$	sans efficacité de détection	avec efficacité de détection	avec efficacité de détection (DIS)
$\Delta m^2 = 1.3.10^{-3}\ eV^2$	8.1	4.4 (3.7)	3.1 (2.6)
$\Delta m^2 = 2.0.10^{-3}\ eV^2$	19.0	10.3 (9.7)	7.2 (6.8)
$\Delta m^2 = 2.4.10^{-3}\ eV^2$	27.3	14.9 (14.2)	10.4 (9.9)
$\Delta m^2 = 3.0.10^{-3}\ eV^2$	42.4	23.1 (22.4)	16.2 (15.7)

TAB. 5.9 – Nombre d'événements ν_τ courant chargé (avec $\tau \to$ 3h) attendus dans le détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement avec et sans les efficacités de détection pour différents paramètres d'oscillation. Il faut bien noter qu'à ce stade aucune analyse cinématique n'a été appliquée. Les nombres entre parenthèses correspondent au nombre d'événements attendus en prenant en compte la réduction de la masse du détecteur. La dernière colonne indique les événements correspondant à une interaction profondément inélastique, ce seront les seuls utilisés pour l'analyse.

5.2 Bruit de fond du canal $\tau \to 3h$

Le bruit de fond du canal $\tau \to$3h provient principalement des particules charmées produites dans les interactions ν_μ courant neutre et ν_μ courant chargé (c'est également le bruit de fond principal des autres canaux de désintégration du τ). Les particules charmées, $\mathrm{D}^+, \mathrm{D}^0, \mathrm{D}^+_s, \Lambda^+_c$, ont une masse et un temps de vie similaire au lepton τ. La désintégration de ces particules

[1] les seuls utilisés dans les analyses présentées ultérieurement

charmées ressemble donc beaucoup aux désintégrations de lepton τ. D'autre part, les hadrons re-interagissant dans les plaques de plomb en donnant trois hadrons contribuent également au bruit de fond de ce canal. Enfin, le dernier bruit de fond qui pourrait contaminer ce canal, provient de la contamination en ν_τ du faisceau. Ces neutrinos ν_τ sont issus de la désintégration de D_s^+ produits lors de l'interaction des protons avec la cible.

5.2.1 Neutrinos ν_τ provenant de la désintégration de D_s^+ produits dans le faisceau

L'interaction de protons de 400 GeV sur une cible de graphite donne naissance à des mésons étranges D_s^+ qui peuvent se désintégrer en ν_τ selon les réactions suivantes :

$$\begin{aligned} \mathrm{D}_s^+ &\to \tau^+\nu_\tau \\ \mathrm{D}_s^+ &\to \phi + \tau^+\nu_\tau \\ \mathrm{D}_s^+ &\to \eta + \tau^+\nu_\tau \\ \mathrm{D}_s^+ &\to \eta'(1958)\tau^+\nu_\tau \end{aligned} \tag{5.1}$$

La première réaction est la plus probable, le taux de branchement correspondant est d'environ 7%. Le taux de branchement des autres réactions de désintégration est environ deux fois plus petit. Le taux de production de neutrinos ν_τ provenant de l'interaction de protons de 450 GeV sur une cible de Berylium a été évalué [6] dans les notes suivantes : [126][127]. En suivant la méthode décrite dans la publication [126], et en prenant en compte les particularités du faisceau CNGS et la distance entre la source et le faisceau, on attend :

$$\mathrm{N}_{\mathrm{fond1}} = 10^{-6} \times \mathrm{N}_{\nu_\mu}^{\mathrm{CC}} \tag{5.2}$$

où $\mathrm{N}_{\nu_\mu}^{\mathrm{CC}}$ est le nombre total d'interactions de neutrinos ν_μ par courant chargé.

Si l'on inclut en plus l'efficacité de détection et de reconstruction, ce bruit de fond devient totalement négligeable.

5.2.2 Re-interactions de hadrons et production de résonance

Les hadrons produits dans les interactions ν_μ courant neutre et ν_μ courant chargé, dans lesquelles le muon n'est pas identifié, peuvent re-interagir dans les plaques de plomb. Cette re-interaction de hadrons peut faire croire à un second vertex. Les hadrons provenant des interactions ν_μ courant chargé et ν_μ

courant neutre contribuent à part égale au bruit de fond même si l'efficacité d'identifier le muon est élevée. Cela s'explique par le fait que le nombre d'interactions courant chargé est environ trois fois plus important que le nombre d'interactions courant neutre. En se plaçant dans une configuration très pessimiste, c'est à dire en admettant que tous les hadrons qui re-interagissent dans le plomb donnent trois hadrons, on obtient [6] :

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{fond2}} &= \mathrm{N_{courte}(3hadrons)} &< 6,1.10^{-6} \times \mathrm{N}_{\nu_\mu} \\ \mathrm{N_{fond2'}} &= \mathrm{N_{longue}(3hadrons)} &< 5,0.10^{-6} \times \mathrm{N}_{\nu_\mu} \end{aligned}$$

où N_{ν_μ} est le nombre total d'interactions de neutrinos ν_μ, $\mathrm{N_{courte}(3hadrons)}$ et $\mathrm{N_{longue}(3hadrons)}$ sont respectivement le nombre de hadrons se propageant sur une distance courte et sur une distance longue qui re-interagissent dans le plomb en donnant trois hadrons.

En réalité, le taux de hadrons re-interagissant en donnant 3 hadrons chargés est très faible et ce bruit de fond peut donc être négligé.

5.2.3 Particules charmées

Les particules charmées produites dans les interactions ν_μ courant neutre et ν_μ courant chargé (dans lesquelles le muon n'est pas détecté) constituent le bruit de fond principal des interactions ν_τ courant chargé dans lesquelles le tau se désintègre en 3 hadrons chargés. Les différentes interactions produisant des particules charmées sont notées ci-dessous :

$$\begin{aligned} \nu_\mu &\to \mathrm{c} + \mu^- + \mathrm{X} \\ \nu_\mu &\to \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}} + \mu^- + \mathrm{X} \\ \nu_\mu &\to \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}} + \nu_\mu + \mathrm{X} \\ \bar{\nu_\mu} &\to \bar{\mathrm{c}} + \mu^+ + \mathrm{X} \\ \bar{\nu_\mu} &\to \bar{\mathrm{c}} + \mathrm{c} + \bar{\nu_\mu} + \mathrm{X} \end{aligned}$$

c et $\bar{\mathrm{c}}$ représentent les quarks charmés et X la gerbe hadronique.

Le processus dominant est celui décrit dans la première réaction. En effet, pour des raisons cinématiques, on comprend aisément qu'il est plus facile de produire une seule particule charmée (quark c) que deux (paire de quarks $\mathrm{c}\,\bar{\mathrm{c}}$) dans des interactions ν_μ par courant chargé. Les interactions ν_μ par courant neutre sont elles moins nombreuses que les interactions par courant chargé car les couplages sont différents. Enfin, la contribution des particules charmées produites par l'interaction d'un $\bar{\nu_\mu}$ est très faible car la contamination du

faisceau en $\bar{\nu_\mu}$ est très faible (table 2.2, section [2.2.3]). En estimant la section efficace des interactions $\bar{\nu_\mu}$ (par courant chargé et par courant neutre) à la moitié de celles des interactions ν_μ, on trouve que :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}}(\bar{\nu_\mu}) &= 1\%\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}}(\nu_\mu) \\ \mathrm{N}^{\mathrm{CN}}_{\mathrm{charm}}(\bar{\nu_\mu}) &= 1\%\mathrm{N}^{\mathrm{CN}}_{\mathrm{charm}}(\nu_\mu) \end{aligned} \tag{5.3}$$

où $\mathrm{N}_{\mathrm{charm}}(\bar{\nu_\mu})$ et $\mathrm{N}_{\mathrm{charm}}(\nu_\mu)$ sont respectivement le nombre d'interactions $\bar{\nu_\mu}$ et ν_μ dans lesquelles des particules charmées sont produites.

Comme l'énergie des neutrinos $\bar{\nu_\mu}$ est plus faible que celle des neutrinos ν_μ (graphique 2.10, section [2.2.3]), l'évaluation ci-dessous est donc sans doute surestimée. Le bruit de fond provenant de ces interactions $\bar{\nu_\mu}$ peut donc être négligé.

Comme on l'a mentionné précédemment, les particules charmées, au nombre de 7, ont une masse et un temps de vie très similaires à ceux du τ, ceux-ci sont reportés dans la table 5.10.

particules	masse ($\mathrm{MeV/c^2}$)	temps de vie (s)
τ	$1777.03^{+0.30}_{-0.26}$	$(290.6 \pm 1.1)\times10^{-15}$
$\mathrm{D^+/D^-}$	1869.3 ± 0.5	$(1051 \pm 13)\times10^{-15}$
$\mathrm{D^0/D^0}$	1864.5 ± 0.5	$(412.6 \pm 2.8)\times10^{-15}$
$\mathrm{D_s^+/D_s^-}$	1968 ± 0.6	$(496^{+10}_{-9})\times10^{-15}$
Λ_c^+	2284.9 ± 0.6	$(206 \pm 12)\times10^{-15}$

TAB. 5.10 – Masse et temps de vie des particules charmées et du lepton tau [8].

Les particules charmées produites dans une interaction ν_μ courant neutre ou dans une interaction ν_μ courant chargé dans laquelle le muon n'est pas détecté présentent donc une topologie de désintégration semblable à celle d'un lepton τ. Les schémas de la figure 5.6 représentent les différentes topologies de désintégration. Le premier correspond au canal de désintégration étudié, c'est à dire $\tau \to$3h et les suivants correspondent au bruit de fond de ce canal. Pour que les interactions dans lesquelles une paire de particules charmées constituent du bruit de fond, il faut bien sûr que l'un des 2 vertex secondaires ne soit pas détecté et que seules trois particules chargées pointent sur le vertex détecté (description dans la partie B).

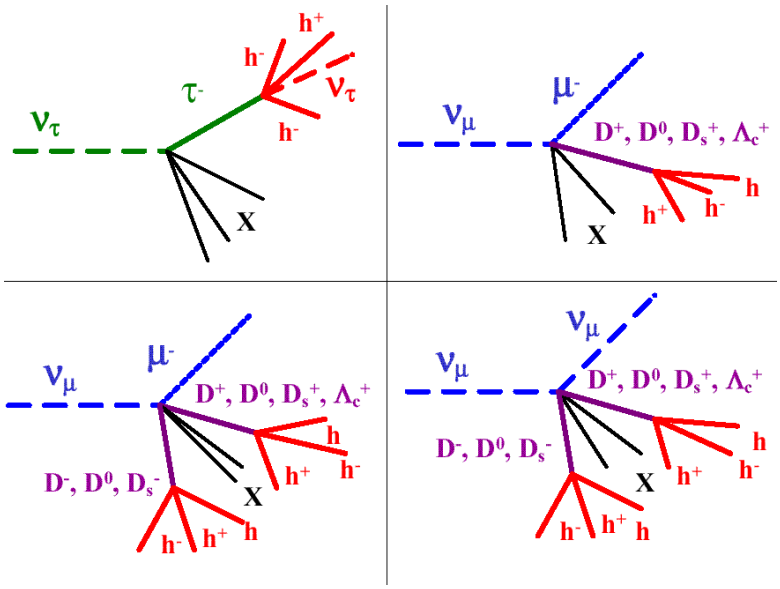


FIG. 5.6 – Topologies de désintégrations. **Figure supérieure gauche** : Interaction ν_τ courant chargé avec le tau se désintégrant en 3 hadrons chargés. **Figure supérieure droite** : Interaction ν_μ courant chargé dans laquelle le muon n'est pas détecté avec production d'une particule charmée se désintégrant également en trois hadrons chargés. **Figure inférieure gauche** : Interaction ν_μ courant chargé dans laquelle le muon n'est pas détecté avec production de deux particules charmées. **Figure inférieure droite** : Interaction ν_μ courant neutre avec production de deux particules charmées.

A) ***Production d'une particule charmée dans les interactions*** ν_μ ***courant chargé.*** Pour évaluer au mieux le bruit de fond attendu, il faut déterminer la section efficace de production de particules charmées dans les interactions neutrinos. Si l'on considère dans un premier temps, les interactions profondément inélastiques, on s'aperçoit que la section efficace de production dépend fortement de la masse donnée au quark c (et/ou $\bar{c}$) et des fonctions de distributions partoniques. En raison des incertitudes liées à ces fonctions, une fonction de paramétrisation empirique reproduisant les données de l'expérience E531 [128] a été utilisée. Cette fonction de paramétrisation est représentée sur la figure 5.7. En convoluant le spectre d'énergie du faisceau CNGS et cette paramétrisation, on obtient le résultat suivant [6] :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N} \to \mathrm{c}\mu^- \mathrm{X})}{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N} \to \mu^- \mathrm{X})} = \frac{\sigma_\mathrm{c}}{\sigma_\mathrm{CC}} = 3.3 \pm 0.5\% \qquad (5.4)$$

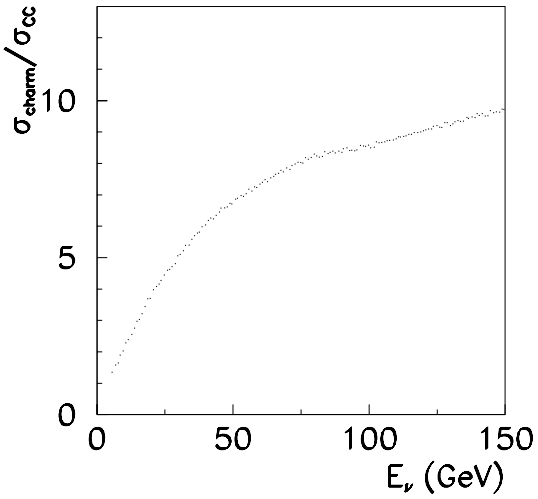


FIG. 5.7 – Paramétrisation du rapport de la section efficace de production de particules charmées sur la section ν_μ courant chargé totale en fonction de l'énergie du neutrino. L'echelle verticale est en %. Cette figure est reprise de la proposition d'expérience OPERA [6].

La section efficace de production d'un hadron charmé est ensuite obtenue grâce aux fonctions de fragmentations et grâce à la section efficace de production d'un quark charmé c. On définit donc les fonctions f_h correspondant à la fraction de la section efficace σ_C dans laquelle un hadron charmé h est produit. On suppose évidemment que : $\sum_h f_h = 1$. Les fractions utilisées, qui dépendent du schéma d'hadronisation choisi, ont été déterminées par l'ajustement des données neutrinos produisant des particules charmées dans ces deux publications : [128],[129]. Les différentes fractions de production de hadrons charmés données dans [129] permettent d'obtenir pour le faisceau CNGS, les fractions suivantes :

- $f_{D^0} = 0.45 \pm 0.14$
- $f_{D^+} = 0.10 \pm 0.03$
- $f_{D_s^+} = 0.18 \pm 0.05$
- $f_{\Lambda_c^+} = 0.26 \pm 0.08$

Une particule charmée peut parfois être produite dans des interactions quasi-élastiques de neutrino. Le rapport de la section efficace de production de particules charmées dans ce type d'interactions avec la section efficace

d'interaction ν_μ courant chargé totale est indiqué ci-dessous [6] :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu \mathrm{n} \to \Lambda_\mathrm{c}^+ \mu^-)}{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N} \to \mu^- \mathrm{X})} = 0.6\% \tag{5.5}$$

Ce bruit de fond peut donc être négligé devant celui décrit dans l'équation(5.4). Finalement, le bruit de fond correspondant à la production d'une seule particule charmée se note de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}\to 3\mathrm{h}} &= \epsilon_{\text{déclenchement}} \times \epsilon_{\text{brique}} \times \epsilon_{\text{géométrique}} \times \epsilon_{\text{vertex}} \times (1-\epsilon_\mu) \\ &\times \epsilon_{\text{connexion}} \times \epsilon_{\text{vertex2}} \times \frac{\sigma_\mathrm{C}}{\sigma_{\mathrm{CC}}} \times \\ &\sum_{\mathrm{c_i}} \mathrm{f_{c_i}} \times (\epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{courte}} \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} + \epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{longue}} \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}) \\ &\times \mathrm{BR}(\mathrm{charm_i} \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu} \end{aligned}$$

où $\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}$ est le nombre total d'interactions ν_μ courant chargé, ϵ_μ l'efficacité de détection du muon dans une interaction ν_μ courant chargé avec production d'une particule charmée, BR(charm $\to$ 3h) le taux de branchement de la désintégration de la particule charmée en trois hadrons chargés, et $\epsilon_{\text{cinématique}}$ l'efficacité de l'analyse cinématique visant à extraire le signal du fond .

95% des muons dont l'impulsion est supérieure à 1 GeV, soit 94.8% des des interactions ν_μ par courant chargé, sont identifiés. On a donc 1-ϵ_μ=9.94%.

La fraction de désintégrations courtes et longues ainsi que le taux de branchement en 3 hadrons chargés sont donnés dans la table 5.11 pour chaque espèce de particule charmée.

Particules charmées	désintégrations courtes $\epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{courte}}$	désintégrations longues $\epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{longue}}$	taux de branchement BR($\mathrm{charm_i} \to$3 h)
D^0	67.4%	32.6%	-
D^+	23.3%	76.7%	25.7%
D_s^+	64.5%	35.5%	30.2%
Λ_c^+	95.6%	4.4%	24%

TAB. 5.11 – Fraction des désintégrations longues et courtes et taux de branchement en 3 hadrons chargés pour les différentes espèces de particules charmées.

La fraction de désintégrations courtes et longues est très différente selon la particule charmée considérée (table 5.11). Ainsi la particule Λ_c^+, qui est

plus lourde que les autres, se désintègre plus vite alors que la particule D^+, plus légère, se désintègre moins rapidement. Le taux de branchement en trois hadrons chargés est assez semblable pour les particules charmées (même s'il est assez mal défini pour les particules D_s^+), sauf évidemment pour le D^0 qui est une particule neutre et qui ne se désintègre donc qu'en un nombre paire de hadrons chargés. Cela ne signifie pas pour autant que ces particules ne contribuent pas au bruit de fond car si seulement 3 des 4 hadrons chargés (produits lors de la désintégration) passent les coupures cinématiques de l'analyse (section [5.3.1]), tout se passe comme si le D^0 se désintègrait en 3 hadrons chargés. Ce bruit de fond sera donc estimé par une limite supérieure calculée en utilisant le taux de branchement du D^0 en 4 hadrons chargés (4%).

Selon la nature de la particule charmée et sa désintégration, on peut donc distinguer différents types d'événements et en utilisant toutes les efficacités décrites précédemment, on trouve finalement que :

$$
\begin{aligned}
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D^+\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 4.78\times10^{-3}\%\times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D^0\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &< 0.062\%\times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D^0\to 4h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D_s^+\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 0.024\%\times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D_s^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\Lambda_c^+\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 0.051\%\times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(\Lambda_c^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D^+\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 0.016\%\times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D^0\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &< 0.030\%\times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D^0\to 4h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{D_s^+\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 0.013\%\times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(D_s^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}\\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\Lambda_c^+\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 2.35\times10^{-3}\%\times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}\times \mathrm{BR}(\Lambda_c^+\to 3h)\times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}
\end{aligned}
$$

où $\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}$ est le nombre total d'événements ν_μ courant chargé.

B) *Production de deux particules charmées dans les interactions ν_μ courant chargé* et *ν_μ courant neutre.* La production d'une paire de particules charmées dans une interaction neutrino peut également contribuer au bruit de fond du canal $\tau \to$3h (si l'une de ces particules n'est pas détectée). Cette configuration a été observée dans l'expérience E531 [128] avec un seul événement compatible avec une production de deux particules charmées (D^0 et $\bar{\mathrm{D}}^0$) lors d'une interaction neutrino courant neutre. A partir de cet événement le taux de production d'une paire de quarks charmés $\mathrm{c\bar{c}}$ dans une interaction neutrino par courant neutre a été estimé à [6] :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N}\to \mathrm{c\bar{c}}\nu_\mu \mathrm{X})}{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N}\to \nu_\mu \mathrm{X})} = \frac{\mathrm{N}_{\mathrm{c\bar{c}}}}{\mathrm{N}_{\mathrm{CN}}} = 0.13^{+0.31}_{-0.11}\% \qquad (5.6)$$

En faisant l'hypothèse que le muon du vertex primaire n'est pas détecté, on obtient la limite supérieure sur la production d'une paire de quarks charmés dans une interaction neutrino par courant chargé :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N} \to \mathrm{c\bar{c}}\mu^- \mathrm{X})}{\sigma(\nu_\mu \mathrm{N} \to \mu^- \mathrm{X})} = \frac{\mathrm{N}_{c\bar{c}}}{\mathrm{N}_{\mathrm{CC}}} < 0.12\% \tag{5.7}$$

Le nombre d'événements dans lesquels une paire de particules charmées est produite est donné par les deux formules suivantes (la première correspond aux interactions par courant neutre, la deuxième aux interactions par courant chargé) :

$$\begin{aligned}
\mathrm{N}^{\mathrm{CN}}_{\mathrm{2charm\to 3h}} &= \epsilon_{\text{déclenchement}} \times \epsilon_{\text{brique}} \times \epsilon_{\text{géométrique}} \times \epsilon_{\text{vertex}} \times \epsilon_{\text{connexion}} \\
&\times \epsilon_{\text{vertex2}} \times 2 \sum_{\mathrm{c_i}\neq\bar{\mathrm{c_i}}} \frac{N_{\mathrm{c_i}\bar{\mathrm{c_i}}}}{N_{\mathrm{CN}}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{c_i}\bar{\mathrm{c_i}}} \\
&\times (\epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{courte}} \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{1charm}} + \epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{longue}} \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}} \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{1charm}}) \\
&\quad \times \mathrm{BR}(\mathrm{charm_i} \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CN}}_{\nu_\mu} \\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{2charm\to 3h}} &= \epsilon_{\text{déclenchement}} \times \epsilon_{\text{brique}} \times \epsilon_{\text{géométrique}} \times \epsilon_{\text{vertex}} \times \epsilon_{\text{connexion}} \\
&\times (1 - \epsilon^{\text{charm}}_{\mu}) \times \epsilon_{\text{vertex2}} \times 2 \sum_{\mathrm{c_i}\neq\bar{\mathrm{c_i}}} \frac{N_{\mathrm{c_i}\bar{\mathrm{c_i}}}}{N_{\mathrm{CC}}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{c_i}\bar{\mathrm{c_i}}} \\
&\times (\epsilon^{\text{courte}}_{\text{1charm}} \times \epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{courte}} \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} + \epsilon^{\mathrm{c_i}}_{\text{longue}} \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}} \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}}) \\
&\times \mathrm{BR}(\mathrm{charm_i} \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}
\end{aligned}$$

La différence principale par rapport au cas précédent (une seule particule charmée) concerne les fractions de production de hadrons chargés $\mathrm{f}_{\mathrm{c\bar{c}}}$, elles sont données dans [6] et reportées dans la table 5.12. Il faut cependant bien noter qu'aucune de ces quantités n'a été mesurée expérimentalement.

	D^0	D^+	D_s^+	Λ_c^+
D^0	0.203	0.045	0.081	0.117
D^-	0.045	0.010	0.018	0.026
D_s^-	0.081	0.018	0.032	0.047
Λ_C^-	0.117	0.026	0.047	0.068

TAB. 5.12 – Probabilité d'obtenir dans l'état final une paire de particules charmées

Les efficacités sont quasiment les mêmes que celles décrites et déja utilisées auparavant. Il faut remarquer que pour les interactions par courant neutre

l'efficacité de détecter le lepton primaire a évidemmment été supprimée. De plus une nouvelle efficacité apparaît dans ces deux équations : l'efficacité de ne pas détecter une des deux particules charmées produites $\epsilon_{1\text{charm}}$. Une étude cinématique, basée sur une simulation Monte Carlo de 6864 événements correspondant à des interactions ν_μ par courant neutre dans lesquelles des particules charmées (provenant d'une création de quarks $c\bar{c}$) sont produites, a donc été réalisée afin d'évaluer le nombre d'événements correspondant réellement à du bruit de fond pour le canal $\tau \to$3h.

Dans un premier temps, les fractions de désintégrations courtes et longues ont été calculées, elles sont reportées dans la table 5.13.

	particule charmée 1	
	désintégration	
particule charmée 2	courte	longue
désintégration courte	46%	22%
désintégration longue	20%	12%

TAB. 5.13 – Fractions des désintégrations courtes et longues de deux particules charmées produites dans les interactions ν_μ par courant neutre.

En tenant compte de ces différents types de désintégrations, les configurations pouvant être source de bruit de fond sont les suivantes :

- ⋆ **Configuration 1.** Lorsque les deux particules charmées ont une désintégration longue et que l'une d'elles au moins est chargée, si on ne parvient pas à distinguer les deux vertex de désintégration des particules charmées, on ne "voit" finalement dans les émulsions que des particules pointant sur un seul vertex dont l'origine est une trace chargée. Cette configuration est illustrée sur le schéma supérieur gauche de la figure 5.8. La simulation décrite ci-dessus a permis de déterminer qu'aucun événement ne correspondait à cette configuration.
- ⋆ **Configuration 2.** Une autre configuration assez similaire est d'envisager deux particules charmées dont la désintégration est courte et dont les deux vertex de désintégration sont confondus. Comme les désintégrations sont courtes (les particules ne traversent pas de films d'émulsion), les particules charmées neutres sont inclues dans l'analyse. La simulation précédente a permis d'établir que 0.9% des événements ν_μ courant neutre correspondent à cette configuration qui est représentée sur le schéma supérieur droit de la figure 5.8.
- ⋆ **Configuration 3.** On peut également considérer deux particules charmées dont les désintégrations sont courtes et dont l'un des vertex de désintégration est confondu avec le vertex primaire. Cette configuration

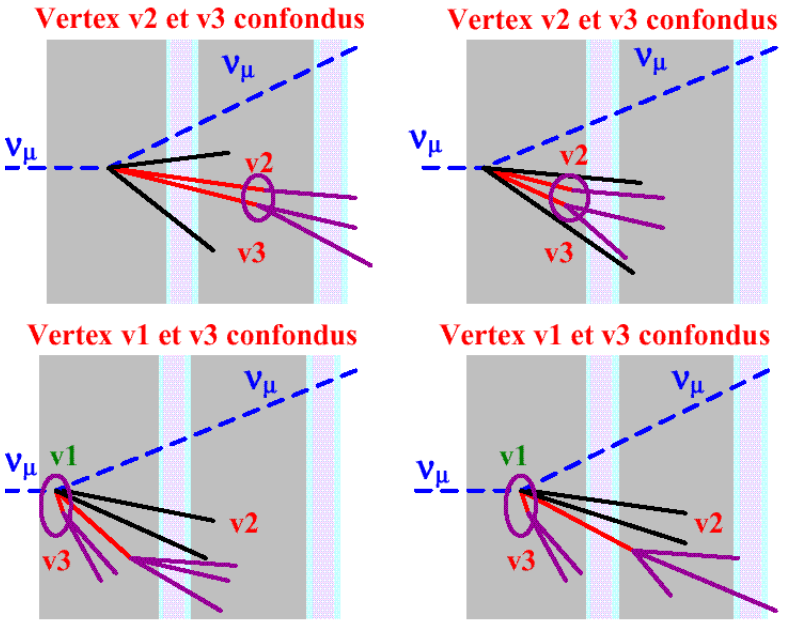


FIG. 5.8 – Configurations de bruit de fond lors de la production de deux particules charmées. **Le schéma supérieur gauche** représente deux particules charmées avec des désintégrations longues (elles traversent un film d'émulsion) dont les vertex V2 et V3 sont confondus. Il faut qu'au moins une de ces particules charmées soit chargée pour "voir" au moins une trace dans les émulsions [3]. **Le schéma supérieur droit** illustre deux particules charmées avec des désintégrations courtes dont les vertex V2 et V3 sont là encore confondus. **Le schéma inférieur gauche** représente également deux particules charmées avec des désintégrations courtes. Par contre cette fois c'est un des vertex (V3) de particules charmées qui est confondu avec le vertex primaire. Pour finir, le **schéma inférieur droit** illustre la dernière configuration de bruit de fond possible, avec une particule charmée chargée dont la désintégration est longue et une autre particule charmée dont la désintégration est courte et le vertex confondu avec le vertex primaire.

est illustrée sur le schéma inférieur gauche de la figure 5.8. 3.1% des évenements ν_μ courant neutre correspondent à cette configuration.

⋆ **Configuration 4.** Enfin la dernière configuration possible, représentée sur le schéma inférieur droit de la figure 5.8, traite du cas où une particule charmée a une désintégration longue et l'autre une désintégration courte, dont le vertex est par ailleurs confondu avec le vertex primaire. 0.8% des événements correspondent à cette configuration.

Les configurations 1 et 4 contaminent les désintégrations $\tau \to$3h longues, alors que les configurations 2 et 3 contaminent les désintégrations $\tau \to$3h courtes. L'efficacité ϵ_{1charm} de ne pas détecter une des particules charmées est égale à

- 1.5% pour les configurations 1 et 4 qui représentent 54% des désintégrations.
- 8.6% pour les configurations 2 et 3 qui représentent 46% des désintégrations

L'efficacité globale ϵ_{1charm} de ne détecter qu'une des particules charmées est de 4.8%. En faisant l'hypothèse que ces efficacités sont peu différentes pour des événements ν_μ courant chargé dans lesquels une paire de particules charmées est produite, on trouve finalement que :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CN}}_{\mathrm{2charm\to 3h}} &= 3.9 \times 10^{-3}\% \times \epsilon_{\mathrm{cinématique}} \times \mathrm{N}^{\mathrm{NC}}_{\nu_\mu} \\ \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{2charm\to 3h}} &= 3.58 \times 10^{-4}\% \times \epsilon_{\mathrm{cinématique}} \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu} \end{aligned}$$

En utilisant les équations 5.4, 5.6, 5.7 et le nombre d'interactions ν_μ par courant neutre et par courant chargé (table 2.3 section [2.2.3]), on attend finalement dans le détecteur OPERA pour un an de fonctionnement :

- 264 événements ν_μ courant chargé avec production d'une particule charmée dont 42 se désintégrent en 3 hadrons chargés
- 10 événements ν_μ courant chargé avec production d'une paire de particules charmées dont 0.2 donnent 3 hadrons chargés en tout (2 désintégrations)
- 3 événements ν_μ courant neutre avec production d'une paire de particules charmées dont 0.08 donnent 3 hadrons chargés en tout (2 désintégrations)

Le nombre d'événements attendus (pour 5 ans de fonctionnement) dans lesquels des particules charmées sont produites et se désintègrent en trois hadrons chargés sont reportés dans le tableau 5.14 avec et sans efficacité de détection.

La table 5.14 nous permet de négliger les événements dans lesquels une paire de particules charmées est produite car ces événements sont 60 à 200 fois moins fréquents que ceux pour lesquels une seule particule charmée est produite. Même s'il y a trois fois plus d'interactions ν_μ par courant chargé que d'interactions ν_μ par courant neutre, les paires de particules charmées produites lors de ces interactions contribuent un peu plus au bruit de fond que celles produites lors d'une interaction ν_μ par courant chargé car l'efficacité de détection du muon est élevée pour ces interactions.

	Interactions ν_μ						
	courant chargé						courant neutre
	D^+ seul	D^0 seul	D_s^+ seul	Λ_c^+ seul	Total seul	double charm	double charm
sans efficacité de détection	34	24	72	82	211 (202)	1.10 (1.05)	0.40 (0.38)
avec efficacité de détection	2.1	1.5	4.5	5.1	13.1 (12.6)	0.07 (0.07)	0.25 (0.24)

TAB. 5.14 – Nombre d'événements avec des particules charmées se désintégrant en trois hadrons chargés attendus dans le détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement. Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre d'événements attendus en prenant en compte la réduction de la masse du détecteur.

En reprenant le nombre d'événements signal attendus pour 5 ans de fonctionnement (table 5.9 section [5.1.2]), on obtient l'efficacité et la pureté du canal étudié avant toute analyse cinématique. Ces chiffres sont indiqués dans la table 5.15.

Nombre d'événements attendus pour 5 ans	désintégrations courtes	désintégrations longues	total
$\tau \to$3h	7.3 (7.0)	3.1 (3.0)	10.4 (9.9)
charm$\to$3h	8.9 (8.6)	4.2 (4.0)	13.1 (12.6)
Efficacité du signal	38.2% (36.6%)	37.8% (36.6%)	38.1% (36.3%)
Pureté	45% (45%)	42% (43%)	44% (44%)

TAB. 5.15 – Nombre d'événements attendus dans le détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement avec $\Delta m^2 = 2,4.10^{-3}$ eV^2. Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre d'événements attendus en tenant compte de la réduction de la masse du détecteur. Ces nombres d'événements permettent de déterminer l'efficacité et la pureté du signal avant une analyse cinématique.

5.3 Extraction du signal

La première partie de cette section présente le cadre de travail de l'analyse cinématique développée pour distinguer le signal $\tau \to$3h du bruit de fond provenant des particules charmées. Les variables cinématiques utilisées pour

cette analyse sont définies et représentées dans la deuxième partie et enfin la troisième et dernière partie de cette section décrit la méthode utilisée et les résultats obtenus.

5.3.1 Cadre de travail pour l'analyse

Critère de pré-sélection. Pour étudier le canal $\tau \rightarrow$3h et le bruit de fond de ce dernier, des fichiers issus du générateur décrit dans la section [3.2.2] ont été produits avec les caractéristiques suivantes :

- 6003 événements ν_τ courant chargé dans lesquels le tau se désintègrent en trois hadrons chargés, avec un spectre oscillé correspondant au faisceau CNGS (d'intensité = 1.5 × l'intensité nominale) pour différents Δm^2 : (2.4, 2.0, 1.3, 3.0) $\times 10^{-3}$ eV^2
- 300000 événements ν_μ courant chargé dans lesquels une particule charmée est produite

Pour chacun de ces fichiers, des critères de pré-selection ont été appliqués :

- **les événements pour lesquels aucun muon n'a été détecté.** Sachant que 94.8% des muons produits dans une interaction ν_μ courant chargé ont une impulsion supérieure à 1 GeV et que l'efficacité de détecter un muon dont l'impulsion est supérieure à 1 GeV est de 95%.
- **trois particules chargées reconstruites au deuxième vertex.**Dans l'analyse cinématique, on sélectionne les évenements pour lesquels trois particules chargées sont reconstruites au deuxième vertex, c'est pour cela que les particules D^0 peuvent éventuellement contribuer au bruit de fond. Le taux de branchement des particules charmées est inclus dans l'efficacité cinématique.

Coupures cinématiques intrinsèques. Les analyses présentées ci-dessous sont développées au niveau particule, c'est à dire que le passage dans le détecteur des particules issues du générateur n'est pas simulé. Néanmoins pour prendre en compte la reconstruction dans les différents sous-détecteurs, une résolution sur l'impulsion est introduite. Cette résolution donnée par la formule suivante correspond à la paramétrisation de la résolution en impulsion obtenue dans le chapitre 4 (équation (4.22), section [4.1.6]) pour une résolution angulaire de 2 mrad :

$$\begin{aligned}\frac{\Delta P}{P}(ncell, P) = &(0.389 + 0.0555 \times P + 0.00657 \times P^2) \\ &-(0.0697 + 0.0121 \times P + 0.00132 \times P^2) \times \sqrt{ncell} \\ &+(0.00459 + 0.000736 \times P + 0.0000833 \times P^2) \times ncell \end{aligned} \quad (5.8)$$

où P est l'impulsion et ncell le nombre de cellules traversées.

Pour obtenir le nombre de cellules traversées (ncell) par les particules, la majorité des particules étant des pions, on utilise le libre parcours moyen des pions (116.2 g.cm^{-2}), soit 10.2 cm dans du plomb. La fraction de pions traversant ncell millimètres de plomb, c'est-à-dire la probabilité qu'un pion traverse ncell millimètres de plomb (sans interagir), est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{P}(ncell) = e^{-\frac{ncell}{102}} \tag{5.9}$$

Elle permet d'évaluer le nombre de cellules traversées par les particules et donc la résolution en impulsion (eq. 5.8) à appliquer pour ces particules.

Enfin, des coupures angulaires et des coupures en impulsion sont appliquées sur tous les échantillons d'événements Monte Carlo. La coupure angulaire traduit les limitations du scanning, les microscopes ne peuvent pas reconstruire efficacement des traces dont l'angle est trop important. On a donc :

$$\begin{aligned} \tan\theta_{xz} &< 1 \\ \tan\theta_{yz} &< 1 \end{aligned} \tag{5.10}$$

où θ_{xz} et θ_{yz} sont respectivement les angles de la trace dans les plans (x,z) et (y,z).

Pour ce qui est de la coupure en impulsion, la construction de traces à partir de traces base (section [3.2.4]) limite l'énergie des particules. En effet, pour associer deux traces base consécutives (séparées par 1 mm de plomb), on projette un point selon la direction de la première trace base dans le film d'émulsion suivant. Puis on cherche une zone de $150\times$ 150 μm^2 autour de ce point. Ce principe d'association de traces bases est illustré sur la figure 5.9.

Si l'on relie la trace base à connecter à l'extremité de la zone définie ci dessus, on obtient l'angle maximal θ_{max} au delà duquel les traces base ne sont pas connectées. Cet angle se calcule très simplement de la manière suivante :

$$\theta_{max} = \pm \arctan(\frac{0.075}{1}) = \pm 0.075 \quad \text{rad} \tag{5.11}$$

En utilisant l'équation (4.6), largement utilisée dans le chapitre 4, donnant la relation entre l'impulsion p d'une particule et l'écart type θ_0 de la distribution angulaire de diffusion dans 1 mm de plomb :

$$p = \frac{14.64 MeV/c}{\sqrt{5.6}\theta_0\beta}$$

On trouve finalement que pour des pions (dont la masse est 135 MeV/c^2) et des kaons (dont la masse est 494 MeV/c^2) l'impulsion minimum est respectivement de 117 MeV/c et 202 MeV/c. La coupure en impulsion déterminée

par ces 2 valeurs est donc choisie à 150 MeV :

$$P_{\text{particule}} > 150 \text{ MeV} \tag{5.13}$$

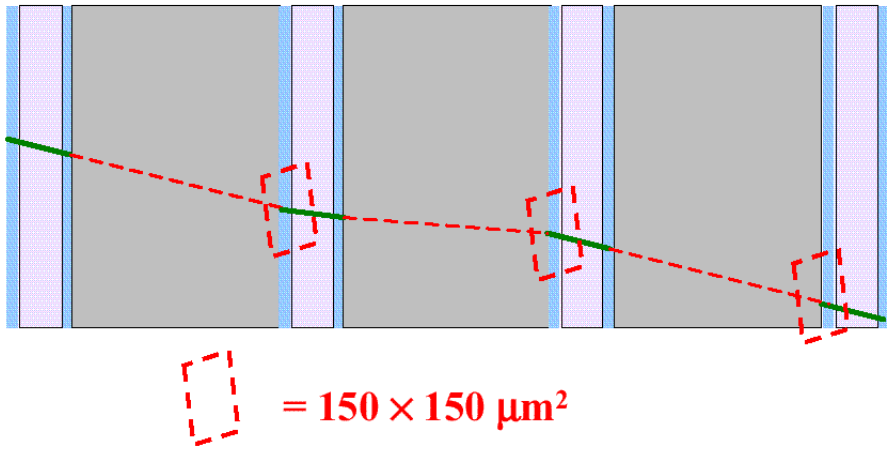


FIG. 5.9 – Schéma illustrant la reconstruction de traces base. La zone dans laquelle on cherche la trace base suivante est de 150×150 μm^2.

Les désintégrations. Le lepton τ et les particules charmées se désintègrent assez rapidement ($\sim$ 500 μm), et au vu de la faible distance parcourue par ces particules, l'endroit dans lequel elles se désintègrent est crucial. En effet, l'épaisseur d'une plaque de plomb (1 mm) peut totalement absorber une telle désintégration. On a vu précédemment que pour le canal $\tau \rightarrow$3h, les désintégrations sont classées longues, si la particule à l'origine de la désintégration a parcouru au moins 1 film d'émulsion, et courtes dans le cas contraire. Comme les fichiers utilisés pour les analyses ci-dessous ne contiennent pas la simulation du passage des particules dans le détecteur, pour prendre en compte ces deux types de désintégrations, on procède de la manière suivante :

- on tire aléatoirement un nombre entre 0 et 1 qui va correspondre à la position du vertex primaire dans la plaque de plomb. On suppose ici que le neutrino n'interagit que dans les plaques de plomb, ce qui n'est pas vraiment exact. Il peut interagir dans la base plastique ou dans les couches d'émulsions.
- on définit Δz la distance entre le vertex d'interaction neutrino et le vertex de désintégration du tau ou des particules charmées et dz la distance entre le vertex primaire et le premier film d'émulsion. Le paramètre d, utilisé pour déterminer la désintégration, se définit de la

manière suivante : d = Δz − dz. Si d est supérieur à 290 micromètres (=épaisseur d'un film d'émulsion), la désintégration est longue ; dans le cas contraire la désintégration est courte.

Ce principe pour déterminer le type de désintégration est représenté sur la figure 5.10

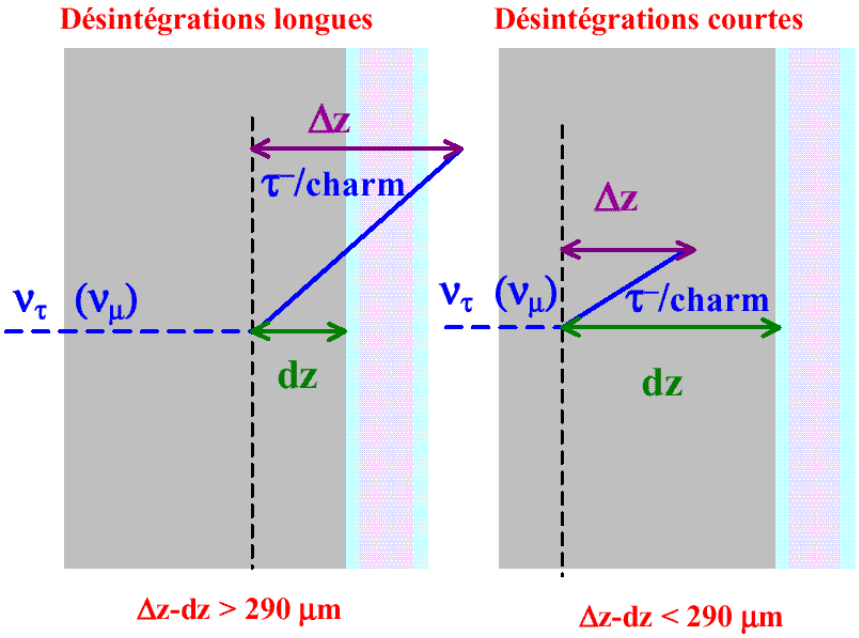


FIG. 5.10 – Schémas illustrant le principe utilisé pour déterminer le type de désintégration (longue ou courte). Le vertex d'interaction neutrino est positionné de manière aléatoire dans la plaque de plomb de 1mm. Le schéma de gauche correspond à une désintégration longue alors que celui de droite correspond à une désintégration courte.

Reconstruction pour les désintégrations courtes. Une fois que l'on a identifié le type de désintégration, il faut prendre en compte le fait que dans les désintégrations courtes, l'information sur la direction de la trace parent n'est pas directement accessible (on ne voit pas la particule se désintégrant dans les films d'émulsion), il faut donc reconstruire le vertex de désintégration. Pour simuler cette reconstruction, une résolution de 5 micromètres est appliquée sur la position Monte Carlo (x,y,z) de ce vertex. On applique également la même résolution sur la position du vertex primaire. Les variables cinématiques, basées sur la distance entre les deux vertex ou l'angle entre l'axe du faisceau et la droite reliant les deux vertex, vont être reconstruites,

pour les désintégrations courtes, avec les variables de position sur lesquelles la résolution a été appliquée. Cette reconstruction des variables cinématiques pour les désintégrations courtes introduit une coupure sur la distance entre les deux vertex. On demande à ce que la distance entre les deux vertex soit supérieure à 15 μm pour s'assurer que lors du scanning on distingue bien les deux vertex. Cette coupure supplémentaire a une efficacité de 98%.

5.3.2 Les variables d'analyse

Pour distinguer le signal $\tau \rightarrow$3h du fond provenant des particules charmées, la méthode présentée ci-dessous exploite les différences cinématiques entre le signal et le fond. Comme on l'a déja mentionné plusieurs fois, la différence principale est due au neutrino ν_τ produit lors de la désintégration du tau, illustrée sur la figure 5.11. Le neutrino est à l'origine d'énergie et d'impulsion transverse manquante puisqu'on ne peut pas le détecter et mesurer ses caractéristiques cinématiques.

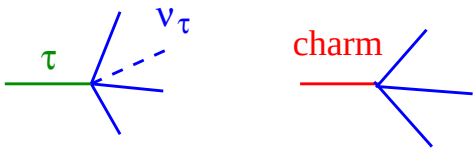


FIG. 5.11 – Désintégrations de lepton τ et de particules charmées. La différence cinématique pour ces désintégrations provient du neutrino.

Le spectre d'impulsion du neutrino ν_τ émis lors de la désintégration du lepton τ est représenté sur la figure 5.12. On constate que l'énergie emportée par le neutrino ν_τ lorsque le tau se désintègre en 3 hadrons est loin d'être négligeable, elle vaut 3.5 GeV en moyenne.

Pour mettre en évidence cette énergie manquante, on construit un vecteur impulsion totale qui représente la somme vectorielle des impulsions de toutes les particules (sauf le neutrino) issues de la désintégration (du tau ou des particules charmées) et qui se définit donc par l'équation suivante :

$$\vec{P_{tot}} = \sum_{i=1}^{\text{npart}} \vec{p_i} \tag{5.14}$$

où npart est le nombre de particules issues de la désintégration (npart=3) et $\vec{p_i}$ leur impulsion.

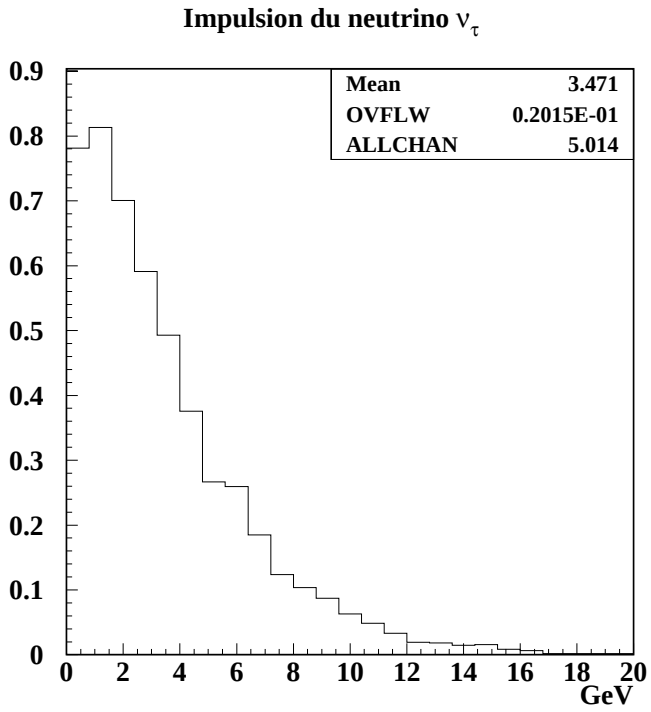


FIG. 5.12 – Spectre d'impulsion du ν_τ émis lors de la désintégration du τ.

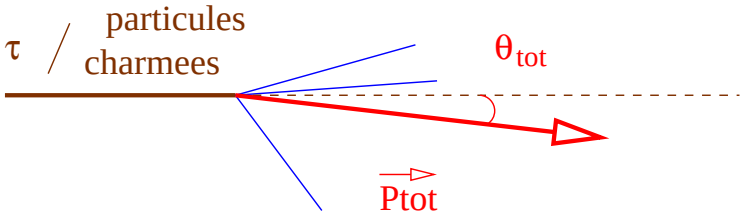


FIG. 5.13 – Schéma représentant l'impulsion totale $\vec{P_{tot}}$ et l'angle total θ_{tot} des particules issues de la désintégration de tau ou de particules charmées.

L'impulsion totale des particules issues de la désintégration est représentée sur la figure 5.13. A partir de cette impulsion totale, on définit l'énergie de toutes les particules issues de la désintégration E_{tot} comme suit :

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^{npart} \sqrt{|\vec{p_i}|^2 + m_\pi^2} \tag{5.15}$$

où $|\vec{p_i}|$ est la norme du vecteur impulsion et m_π la masse d'un pion.

Comme les particules charmées et le lepton τ se désintègrent pour une grande partie en donnant des pions, la masse utilisée dans le calcul de l'énergie est celle d'un pion. La distribution de l'énergie totale est représentée sur la figure 5.14 pour les désintégrations courtes (figure de gauche) et longues (figure de droite).

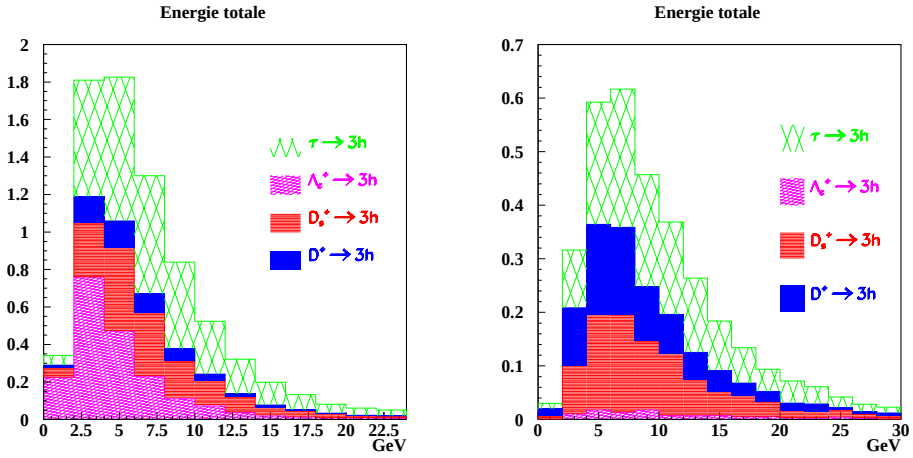


FIG. 5.14 – Distribution de l'énergie totale des particules issues de la désintégration pour les désintégration courtes (à gauche) et les désintégrations longues (à droite).

L'angle total θ_{tot} est l'angle entre l'impulsion totale $\vec{P_{tot}}$ et la direction initiale de la particule. Cet angle θ_{tot}, schématisé sur la figure 5.13, est représenté sur la figure 5.15 pour les désintégrations de tau ou de particules charmées longues sans résolution en impulsion (à gauche) et avec (à droite).

Comme l'angle total θ_{tot} est reconstruit grâce aux impulsions des particules, la résolution en impulsion introduit une résolution angulaire. Et pour les événements dans lesquels une particule charmée se désintègre en trois hadrons chargés, si la reconstruction cinématique était parfaite, c'est à dire s'il n'y avait pas de résolution sur les variables, l'angle θ_{tot} associé à la particule se désintégrant serait égal à 0 (lorsqu'il n'y a pas de production de particules neutres) ou proche de 0. Sur les figures 5.15, on voit que lorsqu'on n'introduit pas de résolution (figure de gauche), l'angle θ_{tot} est plus proche de 0. Cet angle θ_{tot} reste plus grand pour les désintégrations de lepton τ (figure de droite) car l'impulsion du neutrino ν_τ produit lors de la désintégration n'est pas prise en compte pour déterminer le vecteur impulsion totale $\vec{P_{tot}}$.

A partir de l'impulsion totale $\vec{P_{tot}}$ et l'angle total θ_{tot}, on définit également

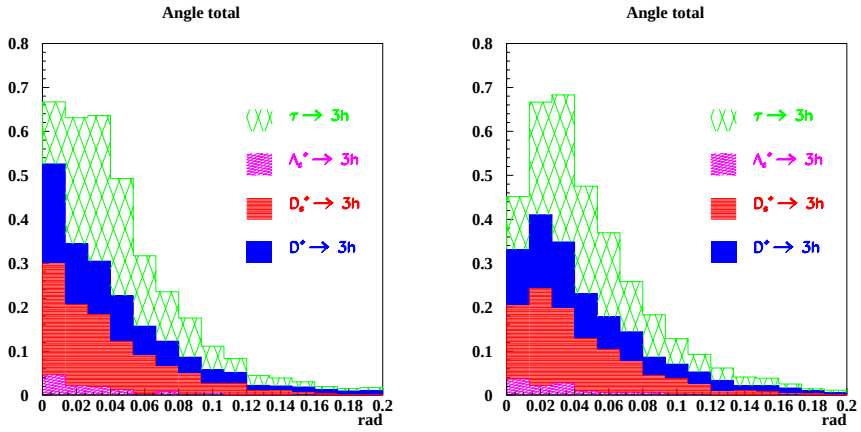


FIG. 5.15 – Distributions de l'angle total θ_{tot} dans le cas de désintégrations longues sans résolution en impulsion (figure de gauche) et avec la résolution en impulsion (figure de droite).

l'impulsion transverse totale $P_{tot}^{\vec{trans}}$:

$$P_{tot}^{\vec{trans}} = |\vec{P_{tot}}| \times \sin(\theta_{tot}) \tag{5.16}$$

Les distributions d'impulsion transverse pour les désintégrations longues et courtes sont représentées sur la figure 5.16.

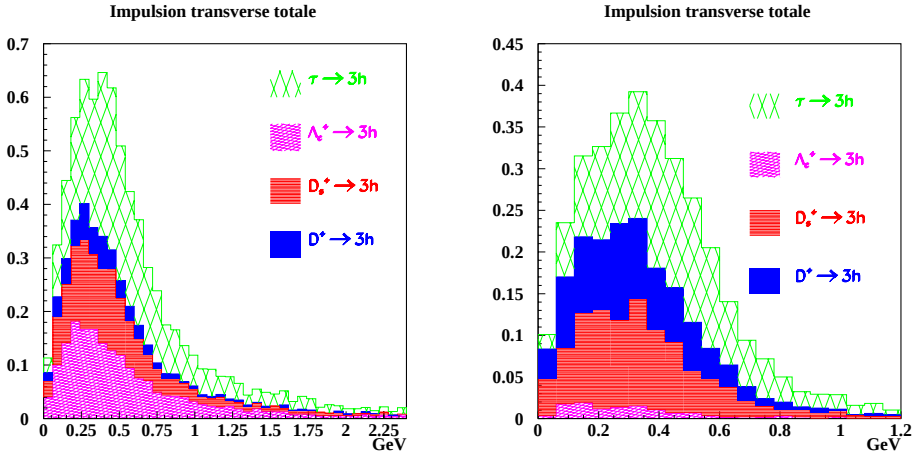


FIG. 5.16 – Distributions de l'impulsion transverse totale P_{tot}^{trans} pour les désintégrations courtes (à gauche) et longues (à droite).

Comme pour l'angle θ_{tot}, l'impulsion transverse totale est également plus grande pour les particules issues de la désintégration du tau que pour les particules issues de la désintégration de particules charmées. Pour exploiter encore l'énergie manquante dans le cas de la désintégration de lepton τ, on définit une variable de masse $Minv^2_{tot}$:

$$Minv^2_{tot} = E^2_{tot} - P^2_{tot} \tag{5.17}$$

où E_{tot} est l'énergie totale des particules issues de la désintégration et P_{tot} l'impulsion totale de ces mêmes particules.

Cette variable de masse est la masse (au carré) reconstruite de la particule se désintégrant. Bien que les particules charmées et le tau ont une masse assez similaire, la variable de masse $Minv^2_{tot}$ est différente pour les deux types d'événements car l'énergie du neutrino ν_τ n'est pas prise en compte dans le calcul de cette variable. Les distributions de cette variable de masse sont représentées sur la figure 5.17 pour les désintégrations courtes (à gauche) et longues (à droite).

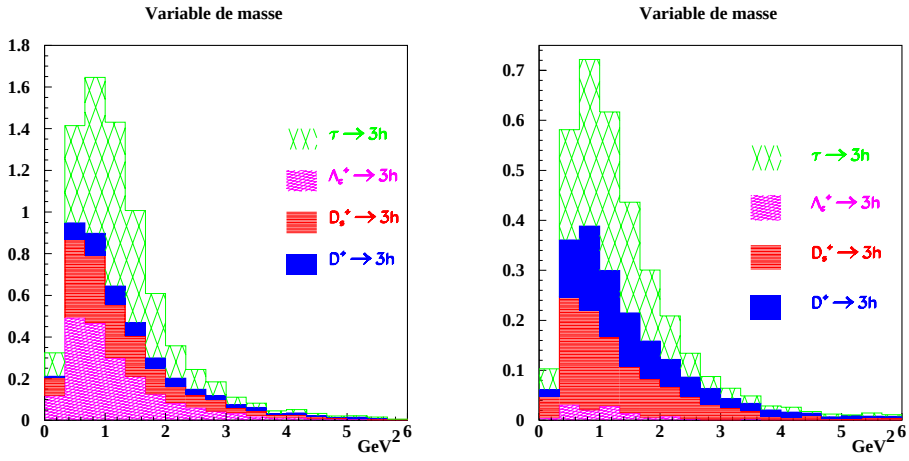


FIG. 5.17 – Distributions de la variable de masse $Minv^2_{tot}$ pour les désintégrations courtes (à gauche) et longues (à droite).

Dans les canaux de désintégrations leptoniques et dans le canal $\tau \to$ 1h, une seule particule visible dans les émulsions est produite. Ce que l'on voit dans les émulsions, voir figure 5.18, c'est donc une trace dont la trajectoire est brisée.

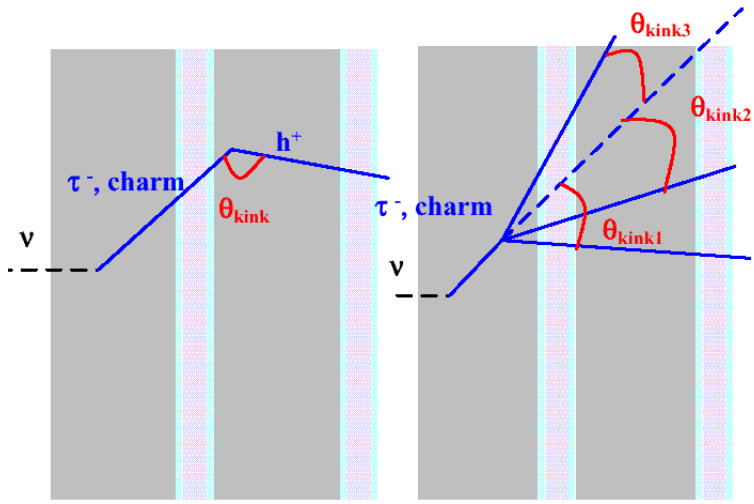


FIG. 5.18 – Angle repésentant la brisure de la trajectoire lors de la désintégration des particules charmées ou du lepton τ

L'angle entre la particule issue de la désintégration et la particule se désintégrant est appelé l'angle de brisure de la trajectoire. Dans le canal étudié ici, $\tau \to$3h, ce n'est plus tout à fait la même chose car il y a trois particules visibles dans les émulsions, voir figure 5.18. On garde cependant le même vocabulaire et l'on obtient ainsi trois angles de brisure de la trajectoire. La somme de ces angles définit l'angle total de brisure de trajectoire θ_{tot}^{kink} :

$$\theta_{tot}^{kink} = \sum_{i=1}^{npart} \theta_i^{kink} \tag{5.18}$$

où θ_i^{kink} sont les angles de brisure de la trajectoire pour chaque particule issue de la désintégration.
La distribution de cet angle total de brisure de la trajectoire est représentée sur la figure 5.19 pour des désintégrations de particules charmées ou de tau longues.

Toutes les variables utilisées jusqu'à présent sont reliées de manière directe à la désintégration des particules charmées ou du lepton τ. La dernière variable cinématique utilisée pour l'analyse est l'énergie totale E_{jet} de la gerbe hadronique produite lors de l'interaction neutrino. Cette variable ne s'attache donc pas à la désintégration des particules charmées ou du lepton τ mais plus à la distinction entre les interactions ν_μ et les interactions ν_τ, on

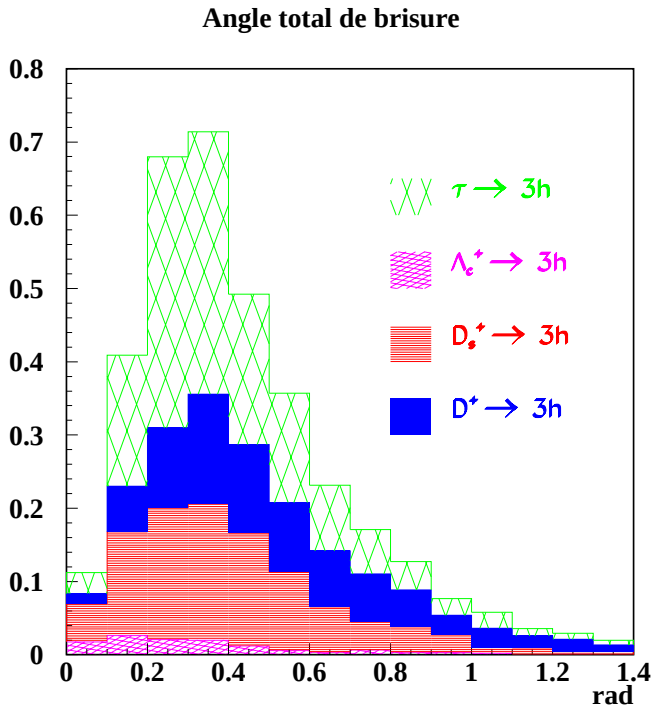


FIG. 5.19 – Angle total repésentant la brisure de la trajectoire lors de la désintégration longue des particules charmées ou du lepton τ

la définit ainsi :

$$E_{jet} = \sum_{i=1}^{npart} |\vec{P}_i| \tag{5.19}$$

où npart est le nombre de particules de la gerbe hadronique et $\vec{P}_i$ est l'impulsion de ces particules. La masse des particules est négligée pour le calcul de l'énergie.

La distribution d'énergie de la gerbe hadronique est représentée sur la figure 5.20 pour des désintégrations courtes (à gauche) et des désintégrations longues (à droite).

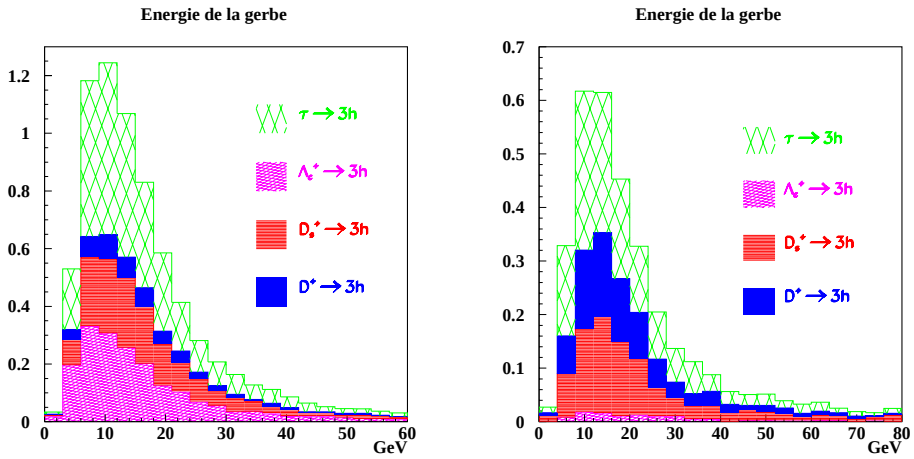


FIG. 5.20 – Distributions d'énergie de la gerbe hadronique produite lors de l'interaction neutrino pour des désintégrations courtes (à gauche) et longues (à droite)

5.3.3 Méthode d'approximation des projections et des corrélations

Une méthode statistique souvent utilisée en physique pour distinguer des événements de type signal des événements de type fond est la construction d'un rapport de vraisemblance noté $\mathcal{L}$ et défini de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}_1(x)}{\mathcal{P}_1(x) + \mathcal{P}_2(x)} \tag{5.20}$$

où $\mathcal{P}_1(x)$ et $\mathcal{P}_2(x)$ sont les fonctions de densité de probabilité respectivement pour les événements de type signal et les événements de type fond.

Ce rapport de vraisemblance varie dans l'intervalle [0,1]. Si on considère un échantillon d'événements dans lequel tous les événements sont des événements de type signal, ce rapport de vraisemblance tend vers 1 alors que dans le cas d'un échantillon où tous les événements sont des événements de type fond, ce rapport tend vers 0. Très souvent, la visualisation des distributions multi-dimensionnelles est développée en étudiant

- les distributions de variables une par une, ce qui correspond à des projections uni-dimensionnelles
- les coefficients de corrélation linéaire entre les variables

Cette méthode est adéquate lorsque la taille des échantillons est petite (pour des raisons pratiques évidentes), lorsque les variables sont pour la plupart non

corrélées ou lorsque les corrélations entre les variables sont approximativement linéaires. Lorsque ces conditions ne sont pas remplies, il faut construire un rapport de vraisemblance tel que celui défini dans l'équation 5.20 mais en utilisant les fonctions de densité de probabilité multi-dimensionnelles à la place des fonctions de densité de probabilité uni-dimensionnelle. Comme l'information disponible pour l'analyse est sous la forme d'échantillons d'événements, il est difficile d'appliquer une méthode de maximum de vraisemblance continu car cela exige une représentation fonctionnelle de la fonction de densité de probabilité multi-dimensionnelle. La méthode d'Approximation des Projections et des Corrélations (CPA) [130] va être utilisée pour "approximer" les fonctions de densité de probabilité multi-dimensionnelles nécessaires pour la méthode de maximum de vraisemblance. Un ajustement permet de vérifier la validité de cette approximation.

Description de la méthode d'approximation des projections et des corrélations. Considérons une fonction de densité de probabilité $\mathcal{P}(x)$ de n variables x_i. La base pour approximer les fonctions de densité de probabilté en utilisant l'approche de l'approximation des projections et des corrélations est une distribution gaussienne de dimension n, centrée sur l'origine, décrite à l'aide de la matrice de covariance V de dimension n × n par :

$$G(x) = (2\pi)^{-n/2}|V|^{-1/2}exp(-\frac{1}{2}x^T V^{-1}x) \tag{5.21}$$

où $|V|$ est le déterminant de la matrice V.

Comme les variables x ne sont en général pas gaussiennes, utilisée directement, la Gaussienne G obtenue avec cette formule serait une approximation pas très juste des fonctions de densité de probabilité. En réalité, la méthode d'approximation CPA transforme les variables x_i : $y_i(x_i)$ de sorte que chaque distribution y_i est une gaussienne, et ainsi la distribution de dimension n pour y est bien approximée par l'équation (5.21).
La fonction monotone y(x) qui transforme une variable x, dont la fonction de distribution est p(x), en une variable y, dont la distribution est une gaussienne centrée sur 0 et de variance 1 est définie par l'équation suivante :

$$y(x) = \sqrt{2}\mathrm{erf}^{-1}(2F(x) - 1) \tag{5.22}$$

où erf^{-1} est l'inverse de la fonction erreur et F(x) la distribution cumulative de la variable x définie par :

$$F(x) = \frac{\int_{x_{min}}^{x} p(x')dx'}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x')dx'} \tag{5.23}$$

où $\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x')dx'$=1.

La distribution résultante de dimension n pour y n'est pas en général une distribution gaussienne de dimension n. La transformation définie ci-dessus garantit seulement que les projections de cette distribution sur chaque axe y_i sont des distributions gaussiennes. Cependant dans l'approximation CPA, on fait l'hypothèse que la fonction de densité de probabilité de y est gaussienne. Même si ce n'est pas exact, c'est malgré tout une bonne approximation de la distribution multi-dimensionnelle dans laquelle les corrélations entre variables sont relativement simples.

L'approximation de la fonction de densité de probabilité $\mathcal{P}(x)$ utilisant l'approche CPA écrit en termes de projection, $p_i(x_i)$, se note de la manière suivante :

$$P(\mathrm{x}) = |V|^{-1/2} exp(-\frac{1}{2} y^T (V^{-1} - \mathbb{I}) y) \prod_{i=1}^{n} \mathrm{p_i}(\mathrm{x_i}) \tag{5.24}$$

où V est la matrice de covariance pour y et $\mathbb{I}$ la matrice identité.

Pour estimer les projections $p_i(x_i)$, utilisées dans les équations 5.24 et 5.23, on peut utiliser des histogrammes, c'est ce qui rend cette méthode très facile d'utilisation.

Résultats de la méthode d'approximation des projections et des corrélations. Cette méthode améliore nettement les résultats que l'on aurait obtenus avec une analyse cinématique basée sur des coupures séquentielles. Une telle analyse a été développée pour les désintégrations longues, on a obtenu une efficacité de 14% pour une pureté de 59%. C'est clairement insuffisant car si l'on veut introduire le canal $\tau \to$3h dans les performances du détecteur, il faut que la pureté soit de l'ordre de 80% pour éviter de rajouter trop de bruit de fond.

La méthode d'approximation des projections et des corrélations a donc été développée en parrallèle pour les désintégrations longues et les désintégrations courtes.

Les variables cinématiques, définies dans la section [5.3.2], utilisées pour les **désintégrations longues** de lepton τ ou de particules charmées sont les suivantes :

- l'impulsion transverse totale $P_{tot}^{\vec{trans}}$
- l'énergie totale E_{tot}
- l'angle total θ_{tot}
- la variable de masse $Mminv_{tot}^2$
- l'angle déterminant la brisure de trajectoire due à la désintégration θ_{tot}^{kink}

– l'énergie totale de la gerbe hadronique produite lors de l'interaction neutrino E_{jet}

La variable de vraisemblance construite à partir de toutes les variables décrites ci-dessus est représentée sur les figures 5.21 respectivement pour le signal et le fond. Comme on pouvait le prévoir la variable tend vers 1 pour le signal et vers 0 pour le fond.

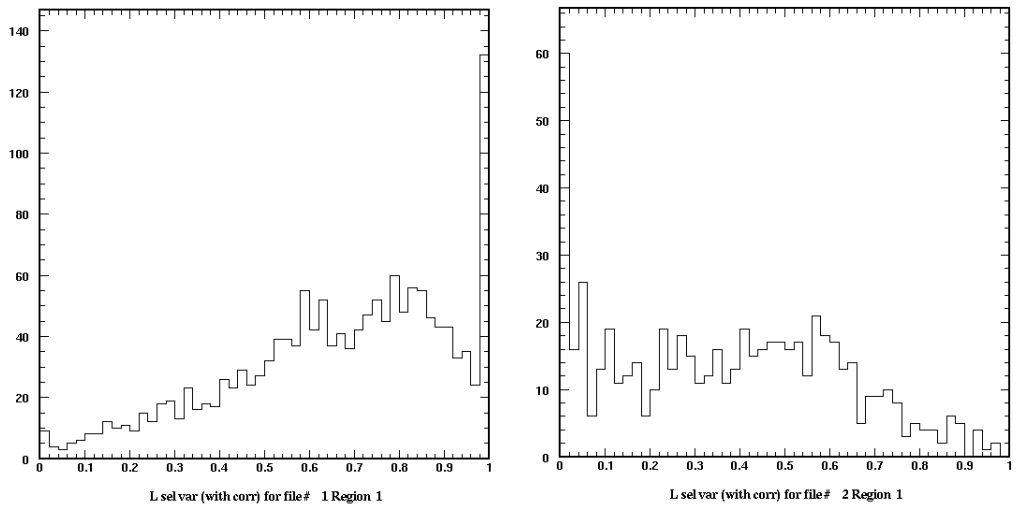


FIG. 5.21 – Variable de vraisemblance obtenue avec la méthode CPA dans le cas de désintégrations longues avec une résolution angulaire de 2 mrad pour le signal à gauche et pour le fond à droite.

Les résultats obtenus avec cet ensemble de variables cinématiques sont représentés sur la figure 5.22. La pureté exprimée en pourcentage est donnée en fonction de l'efficacité également exprimée en pourcentage. L'efficacité maximale est d'environ 30% car seules les désintégrations longues sont utilisées.

Les variables cinématiques utilisées pour l'analyse des **désintégrations courtes** sont les suivantes :

– l'impulsion transverse totale $P_{tot}^{\vec{trans}}$
– l'énergie totale E_{tot}
– la variable de masse $Minv_{tot}^2$
– l'énergie totale de la gerbe hadronique produite lors de l'interaction neutrino E_{jet}

La variable de vraisemblance construite à partir de toutes les variables décrites ci-dessus est représentée sur les figures 5.23 pour les désintégrations courtes cette fois.

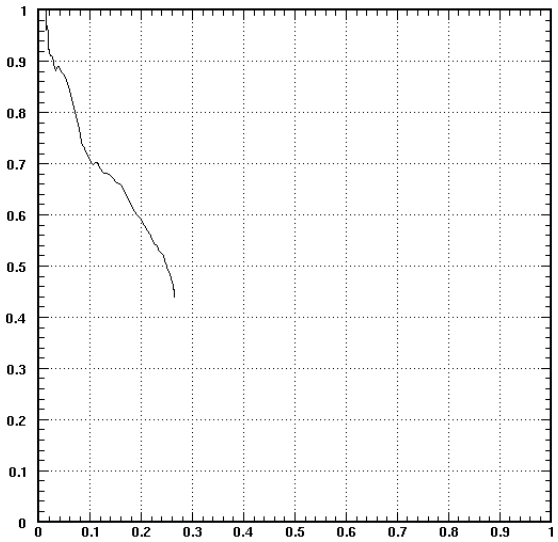


FIG. 5.22 – Pureté en fonction de l'efficacité obtenue avec la méthode CPA pour les désintégrations longues avec une résolution angulaire de 2 mrad.

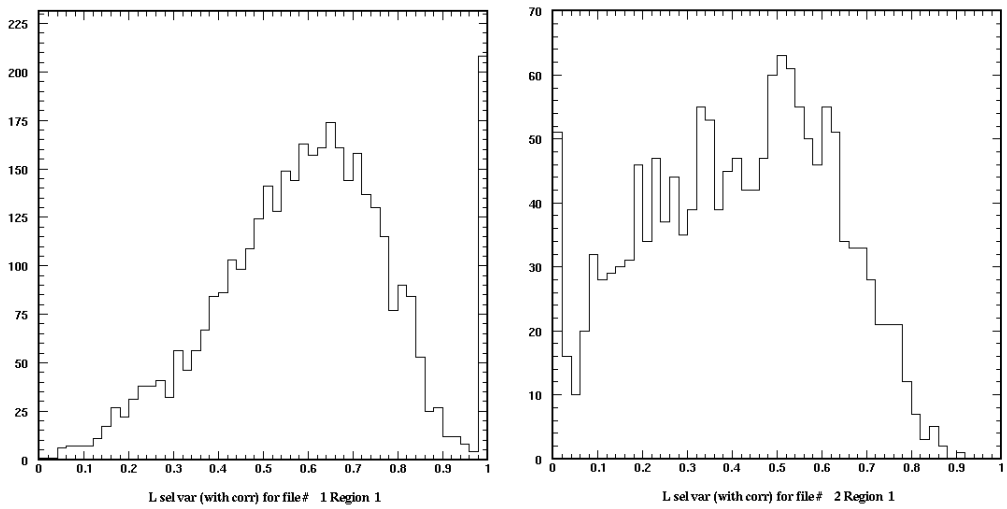


FIG. 5.23 – Variable de vraisemblance obtenue avec la méthode CPA dans le cas de désintégrations courtes avec une résolution angulaire de 2 mrad pour le signal à gauche et pour le fond à droite.

Comme pour les désintégrations longues, l'efficacité maximale est seulement de 70% environ car seules les désintégrations courtes sont considérées. L'efficacité et la pureté obtenues sont représentées sur la figure 5.24.

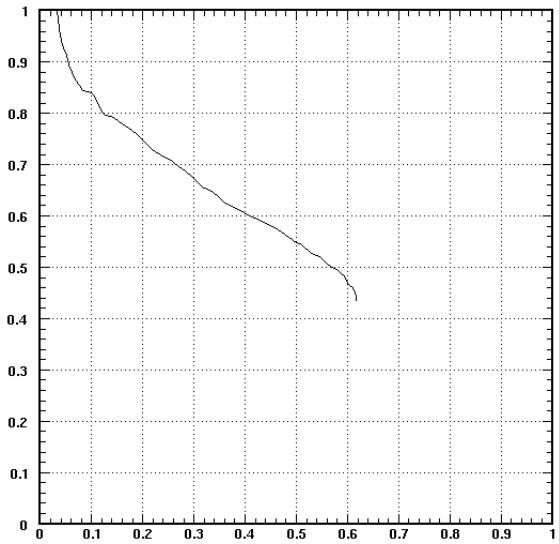


FIG. 5.24 – Pureté en fonction de l'efficacité obtenue avec la méthode CPA pour les désintégrations courtes avec une résolution angulaire de 2 mrad.

En combinant les désintégrations longues et courtes, on obtient finalement plusieurs ensembles d'efficacité et de pureté, reportés dans la table 5.16.

efficacité	28%	19%	16%	7.5%
pureté	75%	80%	84%	90%

TAB. 5.16 – Efficacités et puretés obtenues avec la méthode CPA pour le signal τ $\rightarrow$3 hadrons en combinant les désintégrations courtes et longues avec $\Delta m^2 = 2{,}4.10^{-3}$ eV^2 et une résolution angulaire de 2 mrad.

La même analyse a été effectuée mais en prenant cette fois une résolution angulaire de 1 mrad et la résolution en impulsion qui correspond (équation (4.21), section [4.1.6]). En effet une résolution angulaire inférieure à 2 mrad pourrait être obtenue en remesurant plusieurs fois les traces des événements intéressants. Le même lot de variables a été utilisé pour les désintégrations courtes et longues. On voit sur les figures 5.25 et 5.26 que l'efficacité est nettement améliorée (+7%) pour une pureté similaire (84%).

Les résulats obtenus en combinant les désintégrations sont reportés dans la table 5.17.

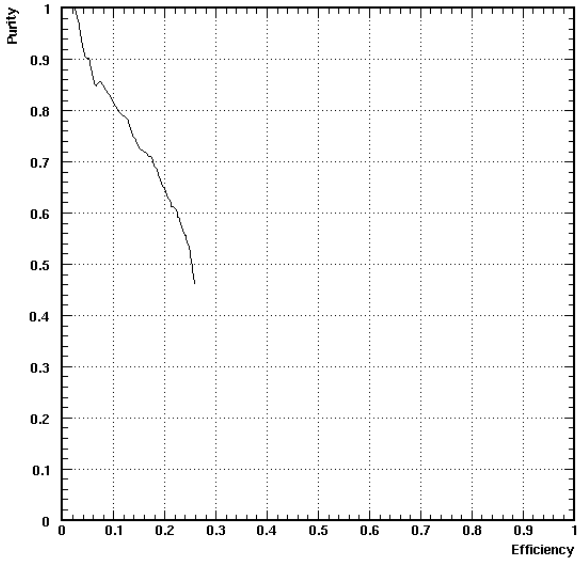


FIG. 5.25 – Pureté en fonction de l'efficacité obtenue avec la méthode CPA pour les désintégrations longues avec une résolution angulaire de 1 mrad.

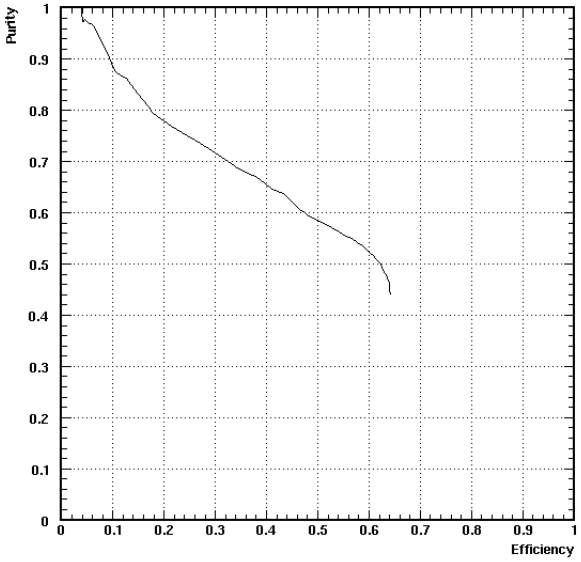


FIG. 5.26 – Pureté en fonction de l'efficacité obtenue avec la méthode CPA pour les désintégrations courtes avec une résolution angulaire de 1 mrad.

efficacité	38%	27.5%	23%	16%	15%
pureté	75%	80%	84%	88%	90%

TAB. 5.17 – Efficacités et puretés obtenues avec la méthode CPA pour le signal τ $\rightarrow$3 hadrons en combinant les désintégrations courtes et longues avec $\Delta m^2 = 2{,}4.10^{-3}$ eV^2 et une résolution angulaire de 1 mrad.

Afin de vérifier l'influence de la résolution de 5 microns sur la position des vertex (appliquée pour prendre en compte la reconstruction des désintégrations courtes), la même analyse avec une résolution angulaire de 1 mrad mais une résolution de 1 micron sur la position des vertex a été effectuée. En effet, la résolution attendue sur la position des vertex pourrait être de l'ordre du micron. Le graphique représentant la pureté en fonction de l'efficacité obtenu avec cette nouvelle résolution est représenté sur la figure 5.27 pour les désintégrations courtes. Les résultats sont très similaires à ceux obtenus avec la résolution de 5 microns sur la position des vertex. A pureté égale, l'efficacité est augmentée de 2%.

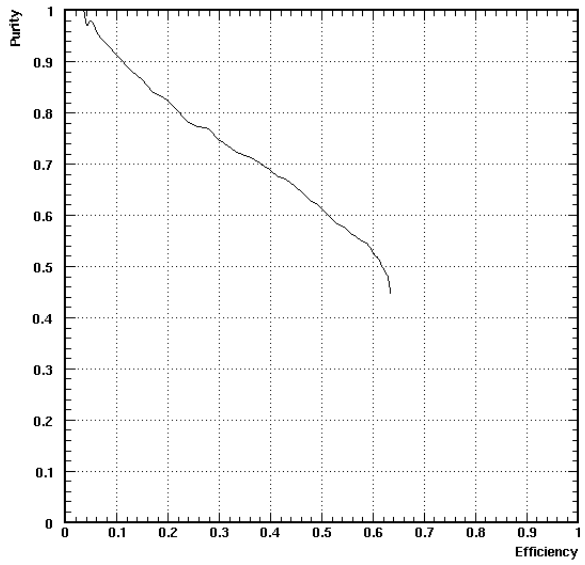


FIG. 5.27 – Pureté en fonction de l'efficacité obtenue avec la méthode CPA pour les désintégrations courtes avec une résolution angulaire de 1 mrad et une résolution de 1 μm sur la position des vertex.

5.4 Performances et sensibilité de l'expérience

L'analyse cinématique présentée ci-dessus a pour but de montrer que le canal $\tau \to \nu_\tau +$ 3 hadrons chargés peut être pris en compte (comme les autres canaux de désintégrations du τ) dans le calcul des performances du détecteur et l'estimation de la sensibilité attendue pour l'expérience OPERA.

Les performances et la sensibilité obtenues avec ce canal sont présentées dans la première partie de cette section. Les performances globales du détecteur OPERA sont présentées dans la deuxième.

5.4.1 Résultats pour le canal $\tau \to 3h$

Performances pour le canal $\tau \to 3h$

Dans la section [5.1.2], on a défini le nombre d'événements $\tau \to$3h pour les désintégrations courtes et longues par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 26.7\% \times \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \\ \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 11.4\% \times \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}} \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \end{aligned}$$

où $\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau}$ est le nombre total d'interactions de neutrinos ν_τ par courant chargé. Le taux de branchement du tau en trois hadrons chargés est pris égal à 15%. L'efficacité de reconstruction du deuxième vertex est comprise dans l'analyse cinématique, au travers de la résolution introduite sur les variables cinématiques (section [5.3.1]). De plus, l'efficacité correpondant au type de désintégration est également inclue dans l'analyse cinématique. L'efficacité cinématique de cette analyse $\epsilon_{\text{analyse}}$ correspond donc à :

$$\begin{aligned} \epsilon^{\text{courte}}_{\text{analyse}} &= \epsilon^{\text{courte}}_{\text{cinématique}} \times \epsilon_{\text{vertex2}} \times \epsilon_{\text{courte}} \\ \epsilon^{\text{longue}}_{\text{analyse}} &= \epsilon^{\text{longue}}_{\text{cinématique}} \times \epsilon_{\text{longue}} \end{aligned}$$

En choissisant, pour le calcul des performances :

- 84% de pureté et 16% d'efficacité avec le lot d'événements simulés avec une résolution angulaire de 2 mrad
  ($\epsilon^{\text{courte}}_{\text{analyse}}$(2mrad)=10% et $\epsilon^{\text{longue}}_{\text{analyse}}$(2mrad)=6%)
- 88% de pureté et 16% d'efficacité avec le lot d'événements simulés avec une résolution angulaire de 1 mrad
  ($\epsilon^{\text{courte}}_{\text{analyse}}$(1mrad)=10% et $\epsilon^{\text{longue}}_{\text{analyse}}$(1mrad)=6%)

on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}) &= 4.03\% \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} = 0.60\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \\ \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}) &= 2.28\% \times \mathrm{BR}(\tau \to 3\mathrm{h}) \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} = 0.34\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\tau} \end{aligned} \quad (5.25)$$

En ce qui concerne le bruit de fond, comme pour le signal, la reconstruction du deuxième vertex pour les désintégrations courtes est déjà inclue dans l'analyse cinématique dans laquelle on ne distingue pas les différentes espèces de particules charmées. En additionnant les équations (5.9) et en considérant une pureté de 84% et 88%, on obtient finalement :

$$\begin{aligned}
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}, 2\text{ mrad}) &= 5.24 \times 10^{-4}\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu} \\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}, 2\text{ mrad}) &= 2.97 \times 10^{-4}\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu} \\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}\to 3\mathrm{h}}(\text{courte}, 1\text{ mrad}) &= 3.05 \times 10^{-4}\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu} \\
\mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{charm}\to 3\mathrm{h}}(\text{longue}, 1\text{ mrad}) &= 2.53 \times 10^{-4}\% \times \mathrm{N}^{\mathrm{CC}}_{\nu_\mu}
\end{aligned} \tag{5.26}$$

Les performances du détecteur OPERA dans le canal $\tau \to$3h sont obtenues avec les équations (5.25) et (5.26) et le nombre d'interactions ν_μ et ν_τ par courant chargé donné dans la table 2.3 (section[2.2.3]). Elles sont indiquées dans la table 5.18 pour différents paramètres d'oscillation Δm^2. On a fait l'hypothèse que l'efficacité de l'analyse cinématique effectuée à $\Delta m^2 = 2{,}4.10^{-3}$ eV^2 est la même pour les autres Δm^2.

Nombre	Δm^2 (10^{-3} eV^2)				$\delta\theta$=2 mrad		$\delta\theta$=1 mrad	
d'événements	1.3	2.0	2.4	3.0	fond	pureté	fond	pureté
efficacité de 16%	0.51	1.20	1.72	2.68	0.33	0.84	0.22	0.88

	Δm^2 (10^{-3} eV^2)					
pureté de 84%	1.3	2.0	2.4	3.0	fond	efficacité
$\delta\theta$=2 mrad	0.51	1.20	1.72	2.68	0.33	16%
$\delta\theta$=1 mrad	0.73	1.71	2.47	3.88	0.28	23%

TAB. 5.18 – Performances du détecteur OPERA dans le canal $\tau \to 3h$ pour 5 ans de fonctionnement avec différents paramètres d'oscillation et une résolution angulaire de 1 et 2 mrad. Pour les chiffres obtenus avec les paramètres Δm^2 différents de $2{,}4.10^{-3}$ eV^2, on a fait l'hypothèse que l'efficacité de l'analyse cinématique est la même que celle obtenue avec ce paramètre.

Sensibilité pour le canal $\tau \to 3h$

Dans le cadre d'une recherche d'oscillation de neutrinos, il est d'usage de définir la sensibilité de l'expérience. La sensibilité expérimentale est définie par la moyenne de la limite supérieure (sur le nombre d'événements) obtenue par un ensemble d'expériences avec un bruit de fond attendu et pas de vrai

signal [131]. Cette limite supérieure N_{max} permet de définir, avec un certain niveau de confiance, une zone d'exclusion dans le plan (Δm^2,$\sin^2 2\theta$) dans le cas où aucun signal n'est observé par l'éxpérience. L'approche statistique utilisée pour définir la sensibilité de l'éxpérience est celle décrite par Feldman et Cousins dans l'analyse statistique classique de petits signaux [131] .

Pour 5 ans de fonctionnement et pour Δm^2=2,4.10^{-3} eV^2, le signal (ν_τ courant chargé avec $\tau \rightarrow$3h) et le bruit de fond (particules charmées se désintégrant en trois hadrons) attendus [4] sont respectivement de 1.72 et 0.33 pour $\delta\theta$ =2 mrad.

La sensibilité expérimentale pour une expérience avec un bruit de fond attendu de 0.33 est N_{max} =2.71 avec un niveau de confiance de 90% [131]. Cela signifie que l'ensemble des paramètres (Δm^2, $\sin^2(2\theta)$) correspondant à un nombre d'événements ν_τ courant chargé égal à N_{max} détermine la courbe de sensibilité et définit ainsi la région exclue si aucun événement ν_τ courant chargé n'est observé dans OPERA. La sensibilité obtenue pour le canal $\tau \rightarrow$3h avec Δm^2=2,4.10^{-3} eV^2 est représentée sur la figure 5.28 pour une résolution angulaire de 2 mrad.

[4] après l'analyse cinématique décrite dans la section[5.3.3]

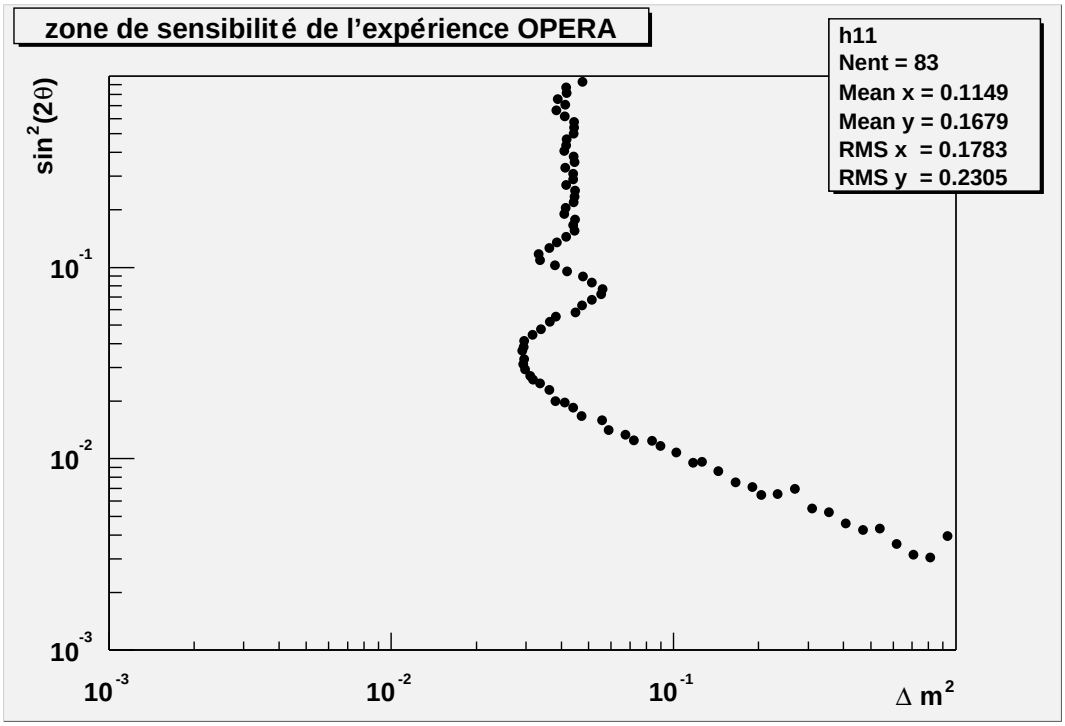


FIG. 5.28 – Sensibilité d'OPERA pour le canal $\tau \rightarrow$3h pour 5 ans de fonctionnement et pour Δm^2=2,4.10^{-3} eV^2.

Les performances et la sensibilité de l'expérience OPERA dans le canal $\tau \rightarrow$3h ont été estimées en gardant une résolution angulaire de 2 mrad. Cependant, une re-estimation de la résolution angulaire donnerait une valeur plus proche de 1 mrad. Avec cette nouvelle valeur, les performances sont nettement améliorées : plus de 5% sur la pureté pour la même efficacité.

5.4.2 Performances du détecteur OPERA

Pour calculer les performances globales du détecteur OPERA, il faut inclure tous les canaux de désintégration. Pour chacun de ces canaux, l'incertitude sur le bruit de fond provenant des particules charmées est de $\pm$15% [6].

Le bruit de fond du canal $\tau \rightarrow$h est sensiblement le même que celui du canal $\tau \rightarrow$3h : les particules charmées y contribuent pour une grande part. Cependant les re-interactions de hadrons, négligeables pour le canal étudié (section [5.2.2]), ne le sont plus pour ce canal. Le nombre de hadrons re-interagissant dans le plomb en ne donnant qu'une seule particule est évidem-

ment beaucoup plus élevé que le nombre de hadrons re-interagissant dans le plomb en donnant trois particules. L'incertitude (dominante) sur ce bruit de fond est de 50% [6]. Les points clés de l'analyse sont l'impulsion transverse manquante et les résonnances (ρ).L'efficacité totale de ce canal est de 2.9% [6].

Les re-interactions de hadrons ne contribuent pas au bruit de fond du canal $\tau \rightarrow$e. Par contre, aux particules charmées qui constituent le bruit de fond principal, il faut ajouter les interactions par courant chargé de neutrinos ν_e et les pions π^0. La contamination du faisceau en neutrinos ν_e est inférieure à 1% (table 2.2, section [2.2.3]), ce bruit de fond est donc très faible ($< 10^{-6}$ N_{CC}). Les pions π^- produits lors d'une interaction ν_μ par courant neutre peuvent interagir avec un proton et donner naissance à un pion π^0 (et un neutron). Les électrons produits dans la conversion du π^0 peuvent faire croire à une désintégration de tau en électron. Ce bruit de fond est également très faible. Enfin, la conversion de photons dans la plaque de plomb de l'interaction constitue également un bruit de fond faible en raison des coupures cinématiques appliquées pour ce canal. L'incertitude totale sur le bruit de fond provenant des pions et des interactions ν_e par courant chargé est de 10% [6]. Les coupures cinématiques pour l'analyse de ce canal sont basées sur l'impulsion transverse, l'énergie et le paramètre d'impact pour les désintégrations courtes. L'efficacité totale pour ce canal est de 3.4%.

Pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, le seul bruit de fond, en dehors des particules charmées, est la diffusion à grand angle de muons produits lors des interactions ν_μ par courant chargé. Cette diffusion de muons, peut faire croire à une désintégration de tau en muon. L'erreur sur ce bruit de fond, qui ne contamine que les désintégrations longues du tau, est de $\pm$50% [6]. L'analyse de ce canal s'effectue grâce à des coupures sur l'énergie du muon et l'impulsion transverse manquante. L'efficacité totale de ce canal est de 2.8%.

Les performances globales du détecteur OPERA sont reportées dans la table 5.19 et la sensibilité globale attendue pour l'expérience OPERA après 5 ans de fonctionnement avec $\Delta m^2 = 2{,}4.10^{-3}$ eV^2 est représentée sur la figure 5.29.

Canal de	signal $\Delta m^2(10^{-3}eV^2)$				Efficacité	BR		Bruit
désintégration	1.3	2.0	2.4	3.0	ϵ		$\epsilon \times BR$	de fond
e	1.8	4.1	6.1	9.2	19.4%	0.175	3.4%	0.31
μ	1.4	3.4	5.1	7.6	16%	0.175	2.8%	0.33
h	1.5	3.5	5.3	7.8	5.8%	0.50	2.9%	0.42
3h	0.5	1.2	1.7	2.7	6.3%	0.15	0.95%	0.33
Total	5.2	12.2	18.2	27.3	47.5%	1	10.05%	1.39

TAB. 5.19 – Performances globales du détecteur OPERA pour 5 ans de fonctionnement et pour différents paramètres d'oscillation avec une résolution angulaire de 2 mrad. BR correspond au taux de branchement.

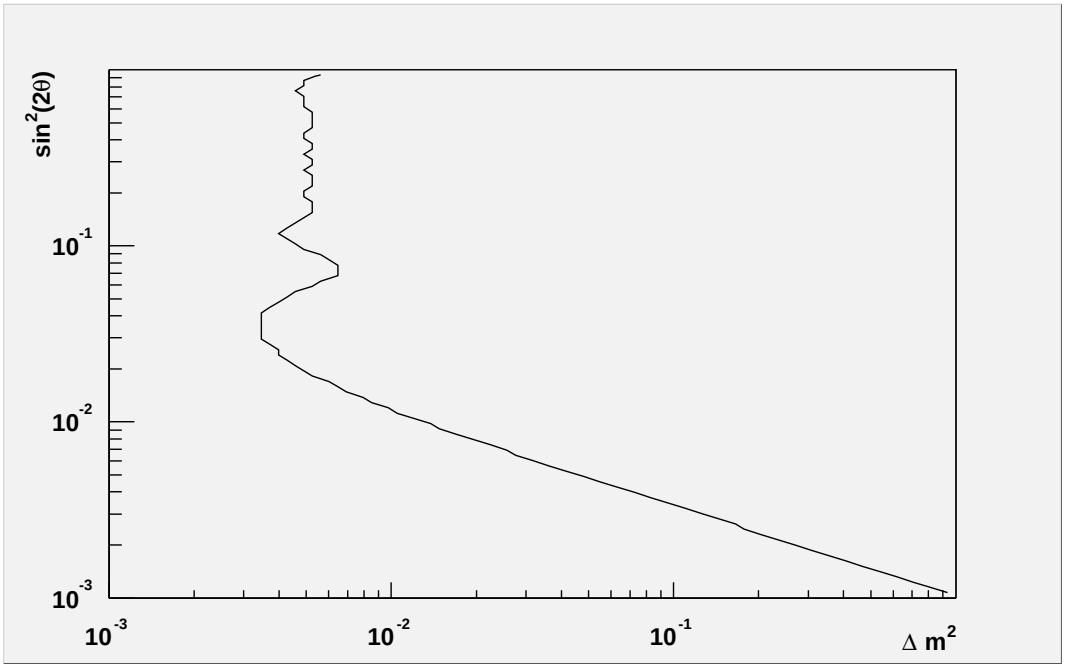


FIG. 5.29 – Sensibilité globale d'OPERA pour 5 ans de fonctionnement et pour Δm^2=2,4.10^{-3} eV^2.

Il faut noter que des améliorations peuvent être apportées à ce canal $\tau \rightarrow$3h. Tout d'abord, la résolution angulaire de 1 mrad (au lieu de 2) permet d'augmenter nettement la discrimination signal/fond. D'autre part, une analyse détaillée des désintégrations du τ incluant la reconstruction des particules neutres peut également contribuer à améliorer les performances du détecteur. En effet, certaines des variables cinématiques, utilisées dans l'ana-

lyse présentée ci-dessus, sont différentes pour les modes de désintégration suivants :

- $\tau \to h^-h^+h^- + \nu_\tau$ dont le taux de branchement est de 10%
- $\tau \to h^-h^+h^-n\pi^0 + \nu_\tau$ correspondant à 5% des désintégrations du τ

La distinction de ces deux modes de désintégration est donc un point important.

Conclusions

L'expérience OPERA a pour objectif principal la mise en évidence d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en utilisant un faisceau de neutrinos ν_μ. Dès l'élaboration du projet OPERA, des simulations Monte Carlo ont été développées afin d'estimer les efficacités et les performances du détecteur. Cependant, dans toutes ces simulations, le canal de désintégration du lepton τ en trois hadrons chargés, dont le taux de branchement est de 15%, n'a pas été pris en compte. Le bruit de fond y est très important et l'extraction du signal semble difficile.

Un des objectifs de cette thèse a été de montrer que ce canal $\tau \rightarrow$3 hadrons chargés peut-être utilisé pour renforcer le potentiel de découverte de l'expérience En effet, l'analyse cinématique décrite dans le chapitre 5 a permis d'obtenir des efficacités et des puretés pour ce canal tout à fait comparables à celles obtenues dans les autres canaux de désintégration.

La reconstruction des évènements d'interaction neutrino à partir de l'information obtenue dans les films d'émulsions et dans les différents détecteurs électroniques nécessite des outils d'analyse spécifiques. Ces outils d'analyse, détaillés dans le chapitre 3, font partie du logiciel d'analyse d'OPERA qui a été développé depuis janvier 2001 dans un environnement orienté objet (ROOT). Une partie de la simulation a constitué un volet de mon travail de thèse. Dans le même ordre d'idée, une étude sur l'amélioration des perfomances du logiciel de scanning est en cours de développement. La reconstruction de variables cinématiques à partir des traces vues dans les émulsions nécessite des algorithmes spécifiques. Le chapitre 4 présente une méthode originale de mesure d'impulsion par diffusion coulombienne, développée dans le cadre de cette thèse et qui améliore d'environ 10% la résolution en impulsion par rapport à celle indiquée dans la proposition d'expérience OPERA. Cette amélioration sur la mesure d'impulsion a d'ailleurs été prise en compte dans l'analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons et sert de référence dans les futures études

de potentiel de l'expérience.

Le cadre de travail pour l'analyse des évènements de l'expérience est donc encore en construction mais il se complète et s'améliore de jour en jour. L'expérience OPERA va débuter sa prise de données en juin 2006, elle est sensible aux paramètres d'oscillation suggérés par l'expérience Super-Kamiokande (pour des Δm^2_{23} supérieurs à 1.10^{-3} eV^2).

Les études présentées dans cette thèse permettent de poser un certain nombre de jalons qui serviront à l'exploitation des données d'OPERA pour en tirer le meilleur parti.

Liste des tableaux

1.1 Masses des fermions 3
1.2 Les trois familles du modèle standard 4
1.3 Nombres quantiques des leptons 5
1.4 Potentiels d'interaction des neutrinos 12
1.5 Estimation de la sensibilité au paramètre Δm^2 pour différents types d'expériences 28
1.6 Energie et Flux des neutrinos solaires 30
1.7 Paramètres d'oscillation des neutrinos solaires 36
1.8 Paramètres issus d'une analyse globale à 3 neutrinos 49

2.1 Effets des erreurs d'alignement 60
2.2 Fractions des autres types de neutrinos du faisceau 61
2.3 Nombre d'interactions neutrinos 64
2.4 Efficacités de localisation de la brique 77

3.1 Nombre d'événements ν_τ courant chargé et courant neutre provenant des interactions profondément inélastiques 108
3.2 Composition chimique du mélange utilisé pour la simulation d'une émulsion 112

4.1 Nombre de cellules optimales pour l'incertitude relative 127
4.2 Résolution en impulsion $\Delta P/\mathrm{P}$ obtenue avec les différentes méthodes pour des traces traversant une brique entière. 141
4.3 Paramètres pour la résolution en impulsion 143
4.4 Paramètres pour la résolution en impulsion 145
4.5 Impulsion reconstruite et résolution en impulsion obtenues avec la méthode de dépendance pour les données de faisceau-test. 151

5.1 Efficacité de localisation de la brique 162
5.2 Efficacités de trouver le vertex 163
5.3 Efficacité d'identification du muon 165
5.4 Efficacité d'identification du signal 165

5.5 Efficacité de connexion brique à brique 166
5.6 Paramètres d'impact et efficacités pour les désintégrations courtes 169
5.7 Efficacité de détection d'une topologie de désintégration longue 170
5.8 Efficacités indépendantes du canal de désintégration 170
5.9 Nombre d'événements ν_τ courant chargé (avec $\tau \to 3$h) attendus dans le détecteur OPERA. 172
5.10 Masse et temps de vie des particules charmées et du tau . . . 175
5.11 Désintégrations et taux de branchement en trois hadrons chargés des particules charmées 178
5.12 Probabilité d'obtenir dans l'état final une paire de particules charmées 180
5.13 Fractions des désintégrations des particules charmées 181
5.14 Nombre d'événements avec des particules charmées se désintégrant en trois hadrons chargés attendus dans OPERA pour 1 an 184
5.15 Efficacité et pureté en % du signal avant l'analyse cinématique 184
5.16 Efficacités et puretés obtenues avec la méthode CPA 201
5.17 Efficacités et puretés obtenues avec la méthode CPA 203
5.18 Performances du détecteur OPERA dans le canal $\tau \to 3h$ pour 5 ans de fonctionnement 205
5.19 Performances globales du détecteur 209

Table des figures

1.1 Interaction neutrino courant neutre 8
1.2 Interactions neutrino par courant chargé 9
1.3 Interaction par courant d'un neutrino ν_e dans la matière . . . 11
1.4 Spectre en énergie des neutrinos solaires 31
1.5 Résultats de l'expérience SNO 35
1.6 Zone des paramètres d'oscillations pour les neutrinos solaires . 36
1.7 Zone des paramètres d'oscillation pour les neutrinos solaires . 38
1.8 Distributions de l'angle zénithal des neutrinos dans l'expérience Super-Kamiokande 41
1.9 Modèles d'oscillation pour Super-Kamiokande 44
1.10 Région des paramètres d'oscillation de Super-Kamiokande . . 45
1.11 Région des paramètres d'oscillation de l'expérience K2K . . . 46

2.1 Production d'un faisceau de neutrinos 52
2.2 accélérateurs du CERN 53
2.3 Cycle du SPS 53
2.4 Zone de la cible 54
2.5 Système de focalisation 55
2.6 Système de focalisation 56
2.7 Trajectoires de particules dans le système de focalisation . . . 56
2.8 Arrêt de faisceau 57
2.9 Stations de détections des nuons 58
2.10 Flux d'énergie pour les différentes saveurs de neutrinos 61
2.11 Flux de neutrinos au Gran Sasso 62
2.12 Section efficace ν_μ et $\nu\tau$ courant chargé 63
2.13 Evènements ν_μ et ν_τ courant chargé au Gran Sasso 64
2.14 Le laboratoire souterrain du Gran Sasso 65
2.15 Le détecteur OPERA 66
2.16 Brique d'émulsions OPERA 67
2.17 Brique d'émulsions OPERA emballée dans son papier 69
2.18 Structure en acier contenant les briques 70
2.19 Plans croisés de scintillateurs 70

2.20 Schéma d'un module composé de 64 barreaux de scintillateurs 71
2.21 Manipulateur OPERA 72
2.22 Procédure de développement d'une brique 78

3.1 Schématisation d'une micro trace et d'une trace base dans OPERA 82
3.2 Organigramme des différents phases du scanning 83
3.3 Schématisation du scanning général 84
3.4 Schématisation du scanning de suivi 85
3.5 Schématisation du scanning de précision 86
3.6 Les différentes catégories de vertex 87
3.7 Schématisation du paramètre d'impact 88
3.8 Schéma du système d'acquisition des émulsions 90
3.9 Structure du logiciel de scanning SySal 93
3.10 Le bloc "lecture des émulsions" dans SySal 94
3.11 Principales étapes de la construction d'une micro trace 95
3.12 Découpages en cellules et reconstruction de traces 97
3.13 Table de scanning développée à Lyon 98
3.14 Mouvements du support du microscope 100
3.15 Photographie du système de scanning japonais S-UTS 101
3.16 Logiciel d'analyse de l'expérience OPERA 105
3.17 Interaction profondément inélastiques 107
3.18 Hiérarchie des dossiers ROOT 110
3.19 Les relations entre les classes 111
3.20 Schéma de simulation des émulsions 112
3.21 La digitisation dans les émulsions 114
3.22 Distribution d'énergie des micro traces subissant de nombreuses diffusions 115
3.23 Distribution angulaire des micro traces reconstruites pour des interactions ν_μ par courant chargé. 116
3.24 Nombre de micro traces reconstruites pour des interactions ν_μ par courant chargé 116
3.25 Construction d'une trace base 117
3.26 Angle des traces base pour des muons de 10 GeV 117
3.27 Construction d'une trace 118
3.28 Longueur (en cm) des traces reconstruites pour des muons de 10 GeV 119

4.1 Distribution de l'angle de diffusion pour des muons de 1.5 GeV traversant 1 mm de plomb. 123
4.2 Angle de diffusion dans 1 mm de plomb 126

4.3 Angle de diffusion dans 3 mm de plomb 126
4.4 Incertitude relative $\Delta P/P$ 127
4.5 Technique de décalages 129
4.6 Angle de diffusion en fonction du nombre de cellules. 132
4.7 Nombre de mesures avec et sans la technique de décalages . . 133
4.8 Méthode dépendance avec technique de décalages 133
4.9 Construction d'une micro trace et d'une trace base 135
4.10 Impulsion reconstruite avec la méthode de base 136
4.11 Distribution d'impulsion obtenue par la méthode de dépendance avec la technique de décalages pour des muons de 8 GeV (graphique du haut). Inverse de la fonction d'ajustement du premier graphique normalisé par l'impulsion moyenne (graphique du bas). 137
4.12 Impulsion reconstruite avec la méthode de base en fonction de l'impulsion générée pour des échantillons de muons qui ont traversé toute une brique soit 56 cellules. 138
4.13 Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour la méthode de base. Les différentes lignes correspondent aux échantillons de différentes épaisseurs de plomb. 138
4.14 Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour n_{cell}=5 et pour n_{cell}=10. Les lignes représentent les différentes estimations attendues. 139
4.15 Angle de diffusion mesuré en fonction du nombre de cellules traversées n_{cell} pour 10000 muons de 3 GeV. 140
4.16 Impulsion reconstruite avec la méthode de dépendance en fonction de l'impulsion générée. 140
4.17 Résolution en impulsion pour toutes les méthodes 141
4.18 Paramétrisation de la résolution en impulsion 142
4.19 Résolutions en impulsion en fonction de l'impulsion 143
4.20 Résolution en impulsion en fonction du nombre de cellules traversées 144
4.21 Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion pour $\delta\theta$ = 1 mrad (figure de gauche) et pour $\delta\theta$ = 2 mrad (figure de droite) avec la paramétrisation globale. 146
4.22 Angle de diffusion pour des pions de 2 et 3 GeV 147
4.23 Distribution d'impulsion reconstruite pour des pions de 2 GeV 148
4.24 Angle de diffusion mesuré avec la méthode de dépendance . . 150
4.25 Distribution d'impulsion reconstruite pour des pions de 3 GeV 150
4.26 Angle de diffusion d'une des mauvaises traces 152
4.27 Distribution d'impulsion reconstruite pour les mauvaises traces 152

4.28 Comparaison des distributions d'impulsion pour les données faisceau-test et les données Monte Carlo pour des pions de 2 GeV (graphique de gauche) et 3 GeV (graphique de droite). . . 153
4.29 Gerbes électromagnétiques. 155

5.1 Schéma de la chaîne d'analyse des événements ν_τ. 161
5.2 Efficacité de trouver le vertex 164
5.3 Efficacité de connexion brique à brique 167
5.4 Désintégrations longues et courtes 168
5.5 Topologie de désintégration 171
5.6 Topologies de désintégrations 176
5.7 Paramétrisation de la section efficace de production de particules charmées 177
5.8 Configurations de bruit de fond lors de la production de deux particules charmées 182
5.9 Schéma de reconstruction de traces base 187
5.10 Détermination de la désintégration 188
5.11 Désintégrations de lepton τ et de particules charmées 189
5.12 Spectre d'impulsion du ν_τ émis lors de la désintégration du τ . 190
5.13 Impulsion totale et angle total des particules issues de la désintégration 190
5.14 Distribution de l'énergie totale des particules issues de la désintégration 191
5.15 Distribution de l'angle total pour les désintégrations longues . 192
5.16 Distributions d'impulsion transverse totale 192
5.17 Distributions de la variable de masse 193
5.18 Angle de brisure de trajectoire 194
5.19 Angle de brisure de trajectoire 195
5.20 Distributions d'énergie de la gerbe hadronique 196
5.21 Variabls de vraisemblance pour les désintégrations longues . . 199
5.22 Pureté en fonction de l'efficacité pour la méthode CPA 200
5.23 Variabls de vraisemblance pour les désintégrations courtes . . 200
5.24 Pureté en fonction de l'efficacité pour la méthode CPA 201
5.25 Pureté en fonction de l'efficacité pour la méthode CPA 202
5.26 Pureté en fonction de l'efficacité pour la méthode CPA 202
5.27 Pureté en fonction de l'efficacité pour la méthode CPA 203
5.28 Sensibilité d'OPERA pour le canal $\tau \rightarrow$3h 207
5.29 Sensibilité globale d'OPERA pour 5 ans de fonctionnement . . 209

Bibliographie

[1] W. Pauli. *Lettre à la société physique de Tübingen (1930), Neutrino Physics.* Winter K, Cambridge University Press, (1991).

[2] F. Reines and C.L. Cowan. *Physical Review*, 92 (1953) :830.

[3] F. Reines and C.L. Cowan. *Science*, 124 (1956) :103.

[4] R. Davis Jr et al. *Physical Review Letters*, 20 (1968) :1205.

[5] Y.Fukuda et al. (Super Kamiokande collaboration). *Physical Review Letters*, 81 (1998) :1562–1567.

[6] M. Guler et al The OPERA Collaboration. Experimental proposal. CERN/SPSC 2000-028 LNGS P25/2000.

[7] G. Acquistapace et al. The cern neutrino beam to gran sasso (cngs). CERN 98-02,INFN/AE-98/05.

[8] D.E. Groom et al. Review of particle physics. *European Physical Journal*, C15 (2000).

[9] D. Verkindt. L'histoire des neutrinos. Site web : www-lapp.in2p3.fr/neutrinos/aneut.html.

[10] M. Schwartz. *Physical Review Letter*, 4 (1960) :306.

[11] G. Danby et al. *Physical Review Letter*, 9 (1962) :36.

[12] B. M. Pontecorvo. *JETP*, 37 (1959) :1751.

[13] K. Kodama et al.(DONUT collaboration). *Physics Letters*, B504 (2001) :218.

[14] LEP Collaboration. *European Physical Journal*, 3 (1998) :319.

[15] F. J. Hasert et al. *Physics Letters*, B46 (1973) :138.

[16] F. J. Hasert et al. *Physics Letters*, B46 (1973) :121.

[17] M. L. Perl et al. *Physics Review Letters*, 35 (1975) :1489.

[18] C. S. Wu et al. *Physical Review*, 105 (1957) :1413.

[19] A. W. Sunyar M. Goldhaber, L. Grodzins. *Physical Review*, 109 (1958) :1015.

[20] S. L. Glashow. *Nuclear Physics*, 22 (1961) :579.

[21] S. Weinberg. *Physics Review Letters*, 19 (1967) :1264.

[22] A. Salam. *Weak and Electromagnetic Interactions*. Elementary Particle Theory. N. Svartholm,eds, 1968.

[23] P. Bagnaia et al. *Physics Letters*, B129 (1983) :130.

[24] G. Arnisson et al. *Physics Letters*, B122 (1983) :103.

[25] Lep electroweak working group. Site web : lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

[26] LSD Electroweak LEP Colaborations, LEP Electroweak Working Group and Heavy Flavour Groups. A combination of preliminary electroweak measurements and contsraints on the standard model.

[27] G.L. Fogli. Neutrino mixing and oscillations. International School of physics "Enrico Fermi"- Varenna, 23 July-2 August, 2002.

[28] F. Perrier B. Kayser, F. Gibrat-Debu. *The physics of massive neutrinos*, volume 25 (1989) of *Lecture Notes in Physics*. World Scientific.

[29] R. Slansky M. Gell-Mann, P. Ramond. *SuperGravity*. North Holland, (1979).

[30] T. Yanagida. Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe, KEK, Tsukuba, Japan (1979).

[31] R. Mohapatra and G. Senjanovic. *Physical Review Letter*, 44 (1980) :912.

[32] R. Mohapatra and G. Senjanovic. *Physical Review*, D23 (1981) :165.

[33] R. Slansky, S. Raby, T. Goldman, and G Garvey. *Celebrating the neutrino*, volume 25 (1997) of *Numero special de Los Alomos Science*. Neccia grant cooper edition.

[34] J. Sielaff. The donut experiment : Fermilab e872. Rencontres de Moriond, 2001.

[35] K. Kodama et al.(DONUT collaboration). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A516 (2004) :21–33.

[36] Ch. Weinheimer et al. *Physics Letters*, B460 (1999) :219.

[37] V. Lobashev et al. *Physics Letters*, B460 (1999) :227.

[38] K. Assamagan et al. *Physical Review*, D53 (1996) :6065.

[39] ALEPH Collaboration R. Barate et al. *European Physical Journal*, C2 (1998) :395.

[40] Ch. Weinheimer. The neutrino mass direct measurements. 10th International Workshop on Neutrino telescopes, Venice, Italy, mars 2004.

[41] S.R. Elliot et J. Engel. Double beta decay, (2004). hep-ph/0405078.

[42] S. Sakata Z. Maki, N. Nakagawa. *Prog. Theor phys*, 28 (1962) :870.

[43] S.L. Glashow H. Georgi. *Physical Review*, D61 (2000) :097301.

[44] L. Wolfenstein. *Physical Review*, D17 (1978) :2369.

[45] S.P. Mikheev and A. Yu. Smirnov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42 (1985) :913.

[46] S. M. Bilenky, C. Giunti, and W. Grims. *Progress Part Nucl Phys*, 43 (1999) :86.

[47] J. Lamblin. *Performances du détecteur MUNU et perspectives en vue de la détection de neutrinos solaires.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2002.

[48] W. Hampel et al. *Physics Letters*, B447 (1999) :127.

[49] SAGE Collaboration J. N. Abdurashitov et al. *Physical Review C*, C60 (1999) :055801.

[50] R.K. Ulrich J.N. Bahcall. *Reviews of Modern Physics*, 60 (1988) :297.

[51] Super Kamiokande collaboration. Precise measurement of the solar neutrino day/night and seasonal variation in super kamiokande 1. *Physics Review D*, 69 (2004) :011104.

[52] SNO collaboration S.N. Ahmed et al. *Physical Review Letters*, 92 (2004) :181301.

[53] SNO collaboration Q.R. Ahmad et al. *Physical Review Letters*, 89 (2002) :011302.

[54] J. Wilkerson. Sno. Neutrino 2004, Paris, Juin 2004.

[55] G. Gratta. Results from the kamland experiment. Neutrino 2004, Paris, Juin 2004.

[56] S. Freedman. Results from the kamland experiment. NOON Workshop, Tokyo, Fevrier 2004.

[57] Y. Fukuda et al. *Physics Letters*, B335 (1994) :237.

[58] C. Saji. Sk atmospheric neutrino. NOON Workshop, Tokyo, Février 2004.

[59] M Apollonio et al. *Physics Letters*, B466 (1999) :415.

[60] B. Achkar et al. *Nuclear Physics*, B434 (1995) :503.

[61] F. Dydak. Neutrino physics. 2001 Summer Student Lecture Programme.

[62] J.A. Goodman. Results from super-k. Lepton Photon 2001, Rome.

[63] E. Kearns. Atmospheric neutrinos results from superkamiokande. Neutrino 2004, Paris, Juin 2004.

[64] T. Nakaya. K2k results. Neutrino 2004, Paris, Juin 2004.

[65] K2K collaboration. *Physical Review Letters*, Volume 90, Number 4 (2003) :041801.

[66] T. Kobayashi. Results in k2k and future. Proceedings NOON 2003, 1ier Juin.

[67] L. Ludovici. *Nuclear Physics (Proc supp)*, B91 (2001) :177.

[68] M. Mezzetto. *Nuclear Physics B (Proc Supp)*, 91 (2001) :184.

[69] C. Athanassopoulos et al. *Physical Review Letters*, 77 (1996) :3082.

[70] C. Athanassopoulos et al. *Physical Review Letters*, 81 (1998) :1774.

[71] collaboration LSND. *Physical Review D*, 64 (2001) :112007.

[72] A Romosan et al. *Physical Review Letters*, 78 (1997) :2912.

[73] G. B. Mills. *Nuclear Physics (Proc Supp)*, B91 (2001) :198.

[74] A.0. Bazarko. Miniboone : Status of the booster neutrino experiment. Neutrino 2000, Munich, 2000.

[75] S. Zeller. Neutrino physics at miniboone. PHENOMENOLOGY SYMPOSIUM 2004, Wisconsin, Avril 2004.

[76] C. Gonzalez-Garcia. Status of the global analysis of neutrino data. NOON Workshop, Tokyo, Fevrier 2004.

[77] M Apollonio et al. *European Physical Journal*, C27 (2003) :431.

[78] R. Cappi et al. Increasing the proton intensity of ps and sps. CERN/PS 2001-041, (AE) CERN/SL 2001-032.

[79] F. Pietropaolo. Cngs, neutrino beam studies. CERN/seminaire SL,11-10-2001.

[80] A.E. Ball et al. Cngs : effects of possible alignement errors. CERN-SL-2001-016 EA CERN-EP/2001-037.

[81] A.E. Ball et al. Cngs muon monitoring : Why do we need both muon detector stations at the start-up of the cngs neutrino beam. CERN,SL-Note-2002-040 EA, 05-12-2002.

[82] K. Elsener et al. Measurements with the cngs muon detection system. CERN/SL-EA edms=357964, 02-12-2002.

[83] F. Pietropaolo. Sensitivity of cngs muon detectors to beam-line misalignements. CERN,NBI 14-19 mars 2002.

[84] K. Elsener et al. The cern neutrino beam to gran sasso (ngs). addendum to report cern 98-02, infn/ae-98/05. CERN-SL/99-034(DI).

[85] Site web :http ://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/.

[86] J. Favier. Summary on veto and trigger, OPERA Meeting in Naples, October 2003.

[87] G. Moret. *Caractérisation des différentes options du trajectographe du détecteur OPERA*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon-1, 2002.

[88] A. Cazes. Pattern recognition. OPERA internal note (n° 36).

[89] J.E Campagne. Muon tracking in heterogeneous structures. OPERA internal note (n° 6).

[90] Site web : www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/snns.

[91] C. Heritier and D. Autiero. Status of the brick finding, Physics Coordination Meeting at CERN, April 2004.

[92] K. Niwa et al. Proceeding of International Cosmic Ray on High Energy Phenomena, Tokyo, 1974.

[93] G. Grella G. Romano G. Rosa, A. Di Bartolomeo. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A394 (1997) :357–367.

[94] C. Bozza. *Neutrino oscillation experiments with nuclear emulsions.* PhD thesis, Université de Salerno, 2000.

[95] Site web : root.cern.ch.

[96] E. Barbuto. The sysal reconstruction code for events in emulsion : status and outlook, OPERA Software Meeting at CERN, september 2003.

[97] V. Tioukov. Fedra based on root system, OPERA Software Meeting at CERN, september 2003.

[98] A.M. Aitken. Object orientation revealed !, 1999. 10^{th} Australian Conference on Information System.

[99] J.E Campagne. Opdigit, Software Meeting at CERN, september 2003.

[100] J.E Campagne. Opalgo : How to make easier the everyday life, Opera Software Meeting at CERN, may 17th 2002.

[101] CERN Program Library Long Writeup W5013.

[102] Site web : root.cern.ch/root/vmc/VirtualMC.html.

[103] Site web : wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html.

[104] Site web : www.fluka.org.

[105] Site web :http ://www3.tsl.uu.se/thep/mc/lepto/.

[106] C.H. Albright and C. Jarlskog. *Nuclear Physics*, B84 (1975) :467.

[107] T. Sjöstrand. *Computer Physics Communications*, 82 (1994).

[108] S Roesler, R. Engel, and J. Ranft. The monte carlo event generator dpmjet-iii. hep-ph/0012252.

[109] S. Jadach et al. *Computer Physics Communications*, 76 (1993) :361.

[110] C.H. Llewellyn-Smith. *Physics Reports*, Volume 3, Issue 5 (1972) :261–379.

[111] D. Rein and L.M. Sehgal. *Annals of Physics*, 133 (1981).

[112] J.Y. Yu E.A. Paschos. Neutrino interactions in oscillations experiements, (2001). D0-TH 01/08.

[113] C.Peña-Garay J.W.F. Valle M.C. Gonzales-Garcia, M. Maltoni. Global three-neutrino oscillation analysis of neutrino data, (2000). hep-ph/0009350.

[114] J.E. Campagne. Opera framework : Status report, OPERA Meeting in Gran Sasso, June 2003.

[115] C. Pistilo and V. Tioukov, OPERA Meeting in Gran Sasso, 19-23 may 2003.

[116] D. Duchesneau and M. Lavy. Study of momentum measurements with multiple coulomb scattering (angle method). OPERA internal note (n° 28). OPLAPP-1812-01.

[117] D. Duchesneau and M. Lavy. Update of momentum measurements with multiple coulomb scattering (angle method). OPERA internal note (n° 35). OPLAPP-0412-02.

[118] G. Molière. *Z. Naturforsch.*, 2a-3a (1947-1948) :133–78.

[119] H.A. Bethe. *Physical Review*, 89 (1953) :1256.

[120] W.T. Scott. *Reviews of modern physics*, 35 (1963) :231.

[121] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Physical Review*, D66 (2002) :010001. Experimental Methods and Colliders. Passage of particles through matter. Multiple scattering through small angles.

[122] V.L. Highland. *Nuclear Instruments and Methods*, 129 (1975) :497.

[123] V.L. Highland. *Nuclear Instruments and Methods*, 161 (1979) :171.

[124] G.R. Lynch and O.I. Dahl. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B58 (1991) :6.

[125] G. De Lellis. Momentum measurement in emulsion, Meeting OPERA in April 2001.

[126] B. Van de Vyver. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A385 (1997) :91.

[127] J.J Gomez-Cadenas M.C Gonzales-Garcia. *Physical Review*, D55 (1997) :1297.

[128] E531 collaboration N. Ushida et al. *Physics Letters*, B206 (1988) :375.

[129] T. Bolton. *hep-ex/9708014*, (1997).

[130] D. Karlen. Using projections and correlations to approximate probability distributions. hep-ex/980518.

[131] G.J. Feldman et R.D Cousins. *Physical Review D*, 57 (1998) :3873.

Annexe A

A.1 Termes de masse dans le Lagrangien

Pour obtenir le Lagrangien sous une forme très synthétique on utilise le changement de variables suivant :

$$f = \frac{\psi_L + (\psi_L)^C}{\sqrt{2}} \tag{A.1}$$

$$F = \frac{\psi_R + (\psi_R)^C}{\sqrt{2}} \tag{A.2}$$

On obtient alors les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} f\bar{f} &= \frac{1}{2}[(\bar{\psi_L})^C\psi_L + \bar{\psi}_L(\psi_L)^C] \\ F\bar{F} &= \frac{1}{2}[(\bar{\psi_R})^C\psi_R + \bar{\psi}_R(\psi_R)^C] \\ \bar{f}F &= \frac{1}{2}[\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L] \\ \bar{F}f &= \frac{1}{2}[\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L] \end{aligned} \tag{A.3}$$

A.2 Propriétés des transformations CPT

La conjugaison de charge définie par l'opérateur C est telle qu'une particule f d'impulsion p et de spin s'est transformée en une particule $\bar{f}$, anti-particule de f, d'impulsion et de spin identique comme le montre l'équation suivante :

$$C|f(\vec{p},s)\rangle = \tilde{\eta}_C|\bar{f}(\vec{p},s)\rangle \tag{A.4}$$

où $\tilde{\eta}_C$ est un facteur de phase.

La conjugaison de charge transforme donc une charge électrique positive

en charge électrique négative et vice-versa.

A partir de l'opérateur conjugaison de charge, on définit un champ conjugué ψ^C de la manière suivante :

$$\psi^C = C\psi C^{-1} = C(\bar{\psi})^T = \tilde{\eta}_C^* \gamma_2 \psi^* \tag{A.5}$$

où $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, C est la matrice de conjugaison de charge, T est la transposition et $\tilde{\eta}_C^*$ une phase.
Le champ conjugué $(\psi)^C$ n'a pas la même chiralité que le champ ψ. On a ainsi :

$$(\psi_L)^C = P_R \gamma^0 \psi * \tag{A.6}$$

Le champ $(\psi_L)^C$ se comporte donc comme un champ de chiralité droite.
Sous une transformation de Lorentz, le champ $(\psi)^C$ se transforme de la même manière qu'un champ ψ. $\bar{\psi}\psi^C$ est donc de la même manière que $\bar{\psi}\psi$ un invariant de Lorentz. Cependant comme la conjugaison de charge change la charge de la particule, le scalaire $\bar{\psi}\psi^C$ n'est donc pas invariant sous U(1). Il suffit de considérer la transformation d'un champ sous la symétrie de charge Q (charge électrique) :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iQ}\psi && \text{(A.7)} \\ \bar{\psi} &\rightarrow e^{-iQ}\psi && \text{(A.8)} \\ (\psi)^C &\rightarrow e^{-iQ}\psi && \text{(A.9)} \\ & && \text{(A.10)} \end{aligned}$$

pour se rendre compte que :

$$\begin{aligned} \bar{\psi}\psi &\rightarrow e^{-iQ}\psi e^{iQ}\psi = \bar{\psi}\psi && \text{(A.11)} \\ \bar{\psi}(\psi)^C &\rightarrow e^{-iQ}\bar{\psi}e^{-iQ}(\psi)^C = e^{-2iQ}\bar{\psi}(\psi)^C && \\ & && \text{(A.12)} \end{aligned}$$

La parité définie par l'opérateur P transforme un vecteur de position $\vec{r}$ en son opposé $-\vec{r}$. L'impulsion $\vec{p}$ devient donc $-\vec{p}$, en revanche le moment angulaire L, défini par $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ reste invariant. Pour rester cohérent, il a été établi que chaque moment angulaire reste invariant sous cette transformation et l'action de l'opérateur P se traduit donc par :

$$P|f(\vec{p}, s)\rangle = \tilde{\eta}_P |\bar{f}(-\vec{p}, s)\rangle \tag{A.13}$$

où $\tilde{\eta}_P$ est un facteur de phase représentant la parité intrinsèque de la particule.

L'inversion du temps définie par l'opérateur T inverse le cours du temps, t devient -t, tout en gardant le vecteur position $\vec{r}$ constant. L'impulsion $\vec{p}$, dérivée de la position par rapport au temps, se transforme en $-\vec{p}$. Il en est de même pour le moment angulaire $\vec{L}$ qui devient $-\vec{L}$. L'action de l'opérateur T sur une particule d'impulsion $\vec{p}$ est donnée par l'équation suivante :

$$T|f(\vec{p},s)\rangle = \tilde{\eta}_T|\bar{f}(-\vec{p},-s)\rangle \tag{A.14}$$

où $\tilde{\eta}_T$ est un facteur de phase

A.3 Calcul de la probabilité d'oscillation

Soit $|\nu_\alpha\rangle$ un état propre électrofaible à $t_0 = 0$. La probabilité pour qu'à un temps $t > t_0$ cet état soit un état $|\nu_\beta\rangle$ se calcule ainsi :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\langle\nu_\beta|\mathcal{H}|\nu_\alpha\rangle|^2 \tag{A.15}$$

où $\mathcal{H}$ est l'hamiltonien dans la base des états propres électrofaibles.

Cependant, il est plus facile de se placer dans la base des états propres de masse car on sait que l'hamiltonien $\mathcal{H}_{mass}$ y est diagonal (on va effectuer ce changement de base grâce à la matrice U). En utilisant l'équation 1.49, on peut donc re-écrire l'équation A.15 de la manière suivante :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\langle\nu_\beta|U\mathcal{H}_{mass}U^+|\nu_\alpha\rangle|^2$$

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\sum_k U_{\beta k}e^{-i\mathcal{H}_{mass}t}U^+_{\alpha k}|^2$$

En remplaçant $\mathcal{H}_{mass}$ grâce à l'équation 1.47, on trouve :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = |\sum_k U_{\beta k}e^{-i\frac{m_k^2}{2E}t}e^{-ipt}U^+_{\alpha k}|^2$$

$$= |\sum_k U_{\beta k}e^{-i\frac{m_k^2}{2E}t}U^+_{\alpha k}|^2 \times |e^{-ipt}|^2$$

Or comme on l'a déja mentionné pour la phase, $|e^{-ipt}|^2 = 1$. Finalement, on peut reformuler cette probabilité d'oscillation en utilisant la relation entre la distance parcourue et le temps, toujours dans le système où $\hbar = c = 1$:

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta)| = \sum_k U_{\beta k}e^{-i\frac{m_k^2}{2E}L}U^+_{\alpha k}|^2 \tag{A.16}$$

Si on se limite maintenant à un mélange à deux saveurs : ν_α et ν_β, la matrice de mélange U devient une matrice de rotation 2×2 et la relation entre états propres électrofaibles et états propres de masse est la suivante :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

La probabilité d'oscillation devient :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}|^2 = |\langle \nu_\beta | U \mathcal{H}_{mass} U^+ | \nu_\alpha |^2$$

L'hamiltonien dans la base des états propres de masse est le suivant :

$$\mathcal{H}_{mass} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} + p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.17}$$

Comme l'hamiltonien se définit à une constante près :$\mathcal{H}_{mass} + \lambda \mathbb{I}$, en prenant $\lambda = -\frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} - p$, on trouve :

$$\mathcal{H}_{mass} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 & 0 \\ 0 & \Delta m^2 \end{pmatrix}$$

où $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Ce qui conduit à :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta m^2 L}{4E}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta m^2 L}{4E}} \end{pmatrix} U^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

et finalement la probabilité d'oscillation se met sous la forme suivante :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}|^2 = \sin^2(2\theta) \times \sin^2(\frac{\Delta m^2 L}{4E})$$

Développement d'outils d'analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal τ $\rightarrow$3 hadrons chargés.

Résumé : OPERA a pour objectif de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par l'observation directe de ν_τ dans un faisceau de ν_μ. Pour ce faire un faisceau de neutrinos ν_μ est produit au CERN et dirigé vers le détecteur OPERA, situé à 732 km dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Les émulsions photographiques composant le détecteur ont une très bonne résolution spatiale (μm) et vont permettre de détecter un lepton τ caractéristique d'une interaction ν_τ courant chargé. L'analyse des émulsions est donc un point clé de l'expérience OPERA. Le développement des logiciels de simulation et de reconstruction constitue une partie de mon travail de thèse. L'autre objectif de cette thèse est de montrer qu'avec une analyse cinématique appropriée, le canal de désintégration $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés peut être exploité au même titre que les autres canaux de désintégration dans l'analyse des données d'OPERA.

Developpement of analysis and reconstruction tools in OPERA and analysis of $\tau \rightarrow 3$ charged hadrons channel

Abstract : OPERA aims to prove the existence of $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation by a direct observation of ν_τ appearance in a ν_μ beam. To achieve this goal, a pure ν_μ beam is produced at CERN and directed towards the Gran Sasso underground laboratory where the OPERA detector is located. The nuclear emulsions composing the detector have a very high degree of accuracy in position (μm) and should allow τ lepton detection produced via ν_τ charged current interaction. The emulsions analysis is thus a key point of the OPERA experiment. The development of simulation and reconstruction software is a part of this thesis work. In an other part of this thesis, it is shown that with a suitable kinematic analysis, the 3 charged hadrons tau decay channel can be used as any tau decay channels in the OPERA data analysis.

DISCIPLINE : Physique des particules

MOTS-CLES : OPERA, neutrinos, oscillations

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules
9, Chemin de Bellevue - BP 110. 74941 Annecy-le-vieux, France