



Caractérisation des électrons dans l'expérience OPERA

Yvan Caffari

► To cite this version:

Yvan Caffari. Caractérisation des électrons dans l'expérience OPERA. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2006. Français. NNT: . tel-00136601

HAL Id: tel-00136601

<https://theses.hal.science/tel-00136601>

Submitted on 14 Mar 2007

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

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



N° d'ordre 143-2006
LYCEN – T 2006-25

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Hautes Energies

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Yvan CAFFARI

Caractérisation des électrons dans l'expérience OPERA

Soutenue le 15 septembre 2006
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.	Dumarchez	Rapporteur
	M.	A.	Deandrea	Président du jury
	M	L.	Chaussard	Directeur de thèse
	Mme	C.	Hagner	
	M.	J.-L.	Vuilleumier	Rapporteur

CARACTERISATION DES ELECTRONS DANS L'EXPERIENCE OPERA

Yvan CAFFARI

soutenue le 15 Septembre 2006

spécialité : physique des hautes énergies

Membres du Jury :

M. L. Chaussard Directeur de thèse

M. A. Deandrea Président

M. J. Dumarchez Rapporteur

M^{me} C. Hagner

M. J.L. Vuilleumier Rapporteur

Table des matières

1	Aspects théoriques de la physique du neutrino	13
1.1	Le neutrino dans le Modèle Standard	13
1.2	Mécanismes de génération de masse et extension du Modèle Standard	14
1.2.1	Introduction d'une masse	14
1.2.2	Le Lagrangien de masse : termes de Dirac et de Majorana	14
1.2.3	Le Mécanisme de la balançoire ou "See-saw Mechanism"	16
1.3	Les Oscillations Neutrino	17
1.3.1	Formalisme à 2 saveurs	17
1.3.2	Formalisme à 3 saveurs	18
1.3.3	La violation de CP dans le secteur leptonique	19
1.3.4	Oscillations dans la matière : l'effet MSW	19
1.4	Résumé	20
2	Contexte expérimental des oscillations neutrino	21
2.1	Les neutrinos solaires	21
2.1.1	Mécanisme de production des neutrinos solaires	21
2.1.2	Rappels historiques et premières observations expérimentales	22
2.1.3	SNO	23
2.1.4	KamLAND	24
2.2	Les neutrinos atmosphériques	25
2.2.1	Source des neutrinos atmosphériques	26
2.2.2	Super-Kamiokande	26
2.2.3	CHOOZ et Palo Verde	29
2.2.4	K2K	30
2.2.5	MINOS et CNGS	31
2.3	L'anomalie LSND et confirmation/infirmation par MiniBoone	33
2.4	Fenêtre ouverte sur les futures expériences	34
2.4.1	De nombreuses questions encore sans réponses	34
2.4.2	Une expérience sur superfaisceau : T2K/HyperKamiokande	35
2.4.3	Les expériences auprès des réacteurs nucléaires	38
2.4.4	Les usines à neutrinos	38
3	L'expérience OPERA	43
3.1	Les motivations Physiques	43
3.2	Le Faisceau CNGS	44
3.2.1	Description générale	44
3.2.2	La production du faisceau	44

3.2.3	Les caractéristiques du faisceau	46
3.3	Le détecteur OPERA	48
3.3.1	Description générale du détecteur OPERA	48
3.3.2	La cible et le trajectographe	50
3.3.3	Le spectromètre à muons	53
3.4	Détection des événements ν_τ	55
3.4.1	Localisation de la brique	55
3.4.2	Exposition aux cosmiques et développement de la brique	55
3.4.3	Logique de scan	56
3.4.4	Validation et enregistrement du candidat ν_τ	57
3.5	Les performances et sensibilités de l'expérience	58
3.5.1	Signal et bruit de fond	58
3.5.2	Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	60
3.5.3	Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	61
4	Les émulsions nucléaires et le système de scan européen	65
4.1	Les émulsions nucléaires	65
4.1.1	Quelques généralités sur les émulsions	65
4.1.2	Les émulsions d'OPERA	67
4.1.3	Le traitement des émulsions pour l'expérience	67
4.2	Le système de scan européen	68
4.3	Reconstruction des traces dans OPERA	70
4.3.1	Reconstruction en ligne des microtraces	71
4.3.2	Reconstruction des basetracks et procédure d'alignement	72
4.3.3	Reconstruction des traces dans une brique	74
4.4	Performances du scan	74
4.4.1	Efficacité de reconstruction des microtraces et basetracks et pureté	75
4.4.2	Résolutions angulaire et en position	75
5	Calibration de la ligne de faisceau d'électrons et exposition des briques	77
5.1	Les motivations physiques	77
5.2	DESY et la ligne de faisceau	78
5.2.1	Description générale et principe de fonctionnement	78
5.2.2	Opération de la ligne de faisceau	79
5.3	Le dispositif expérimental	79
5.3.1	Description générale	79
5.3.2	Efficacité de déclenchement	80
5.4	Les caractéristiques du faisceau d'électrons	81
5.4.1	L'alignement du dispositif expérimental avec le faisceau	81
5.4.2	Le profil spatial du faisceau et choix de la configuration du collimateur	82
5.4.3	Profil énergétique et contamination du faisceau	87
5.4.4	Le taux d'événements	89
5.4.5	Conclusion	89
5.5	L'exposition des briques	90
5.5.1	Stratégie d'exposition	90
5.5.2	Vérification des caractéristiques du faisceau durant l'exposition	90

6	Algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques	97
6.1	Développement des gerbes électromagnétiques dans une brique d'OPERA	97
6.1.1	Pertes d'énergie pour des particules lourdes chargées	97
6.1.2	Modélisation des cascades électromagnétiques	98
6.2	Reconstruction des données expérimentales et simulations Monte-Carlo	99
6.2.1	Reconstruction des données expérimentales	99
6.2.2	Simulations Monte-Carlo	101
6.3	Principe de reconstruction de l'algorithme	102
6.3.1	Principe	102
6.3.2	Connexions de deux basetracks consécutives	102
6.3.3	Reconstruction de la trace primaire	104
6.3.4	Reconstruction des branches de la gerbe	107
6.4	Performances de l'algorithme	107
6.4.1	Traitement et analyses des données	107
6.4.2	Efficacité de l'algorithme	108
6.4.3	Critères de connexions	108
6.4.4	Vues de gerbes électromagnétiques	109
6.5	Conclusion et perspectives	109
7	Estimation de l'énergie des électrons et identification	115
7.1	Les motivations physiques	115
7.2	Réseaux de neurones	116
7.2.1	Description du réseau de neurones	116
7.2.2	Entraînement du réseau de neurones	117
7.3	Données expérimentales et simulations Monte-Carlo	117
7.3.1	Les données expérimentales	117
7.3.2	Les simulations Monte-Carlo	118
7.3.3	La comparaison entre les données expérimentales et les simulations . . .	118
7.4	Traitement du bruit de fond	118
7.4.1	Estimation du bruit de fond	118
7.4.2	Soustraction du bruit de fond	119
7.5	Le nombre de basetracks nbtk	120
7.6	Le profil longitudinal	123
7.6.1	Le profil moyen reconstruit	123
7.6.2	Le coefficient de normalisation α	126
7.6.3	La position du maximum n_{\max}	128
7.7	Le profil transversal	131
7.7.1	Le profil moyen reconstruit	131
7.7.2	Le coefficient de normalisation C_1	134
7.7.3	La pente de la distribution a_1	136
7.8	Estimation de l'énergie avec le réseau de neurones	138
7.8.1	Mesure de l'énergie en fonction du nombre de films	138
7.8.2	Résolution en énergie	148
7.9	Étude préliminaire d'une extension de l'utilisation du réseau de neurones : séparation π/e	149
7.9.1	Les motivations physiques	149
7.9.2	L'architecture et l'entraînement du réseau de neurones	154

7.9.3	Les résultats des simulations avec bruit de fond	155
7.9.4	Les résultats des données expérimentales	157
7.10	Conclusions et perspectives	160
8	Complémentarité entre OPERA et T2K : θ_{13} et δ_{CP}	161
8.1	Les motivations physiques	161
8.2	GLOBES : General Long Baseline Experiment Simulator	163
8.2.1	Présentation générale	163
8.2.2	Calcul du nombre d'événements dans GLOBES	164
8.2.3	Définition d'une expérience dans GLOBES	164
8.3	Méthodes d'analyses et simulations des expériences	166
8.3.1	Courbes de sensibilité et de précision	166
8.3.2	Simulation d'OPERA	167
8.3.3	Simulation de T2K	169
8.4	Sensibilité et précision sur θ_{13} et δ_{CP}	171
8.4.1	Sensibilité des expériences	171
8.4.2	Et si $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.10\dots$	176
8.5	Conclusions et perspectives	178

Résumé

En 1998, l'expérience Super-Kamiokande au Japon, utilisant un détecteur Cherenkov à eau, a mesuré un déficit dans le flux des neutrinos atmosphériques ν_μ sans observer d'excès dans le flux des ν_e . Ce phénomène est expliqué en invoquant les oscillations neutrino, mécanisme qui suppose que le neutrino possède une masse non-nulle. En 1999, l'expérience CHOOZ a totalement exclu les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le domaine atmosphérique. L'expérience OPERA propose alors de mettre en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du ν_τ et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition des ν_e à partir d'un faisceau presque pur de neutrinos muoniques. Ce faisceau est produit au CERN (faisceau CNGS), en Suisse, puis dirigé sur le détecteur OPERA situé 732 km plus loin sous la montagne du Gran Sasso, en Italie. Le détecteur est composé de plus de 200 000 briques (soit une masse totale de 1800 tonnes) constituées d'une alternance de feuilles d'émulsions nucléaires et de feuilles de plomb. Cette structure modulaire permet de reconstruire avec une haute résolution spatiale ($\delta\theta \sim 1$ mrad et $\delta r \sim 1\mu\text{m}$) la topologie en coude créée par le lepton τ (issu de l'interaction par courant chargé d'un ν_τ avec un noyau de plomb) et ses produits de désintégration.

Le travail de thèse consiste en la caractérisation des électrons pour l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\tau \rightarrow e$, et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, le ν_e interagissant par courant chargé avec un noyau de plomb et produisant un électron.

Un algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques se développant dans des émulsions nucléaires a été réalisé. Cet algorithme permet de reproduire les profils transversaux et longitudinaux utiles pour l'évaluation de l'énergie des électrons et leur identification (séparation π/e) à partir d'un réseau de neurones. La résolution en énergie trouvée vaut $\frac{34.6\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ et la probabilité d'identification atteint 95%. Les premiers résultats semblent indiquer un accord correct entre des données expérimentales issues d'un test en faisceau et des simulations Monte-Carlo.

Enfin une étude sur la complémentarité entre les expériences OPERA et T2K a été effectuée pour évaluer leur potentiel de découverte sur le paramètre d'oscillation θ_{13} et la phase de violation CP δ_{CP} .

Abstract

In 1998, the Super-Kamiokande experiment in Japan, using a water Cerenkov detector, had measured a deficit in the flux of the atmospheric neutrinos ν_μ without observing an excess in the ν_e flux. This observation is explained by the neutrino oscillations, mechanism supposing that the neutrino mass is different from zero. In 1999, the CHOOZ experiment had excluded $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the atmospheric field. The OPERA experiment aims at proving the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations by the appearance of the ν_τ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations by the appearance of the ν_e . As a consequence, a neutrino beam almost pure in ν_μ is produced at CERN (CNGS Beam) and sent on the OPERA detector located under the Gran Sasso mountain 732 km further, in Italy.

More than 200 000 bricks compose the OPERA detector (the target mass is about 1 800 tons). The bricks are a pile of lead plates and photographic emulsion films. This modular structure allows to reconstruct the kink topology with a high spatial resolution ($\delta\theta \sim 1$ mrad and $\delta r \sim 1\mu\text{m}$) produced by the charged lepton τ (from ν_τ interaction with a lead nucleus) and his decay products.

This thesis aims at characterizing the electrons in the OPERA detector for the analysis of the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations (with $\tau \rightarrow e$) and the $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ channel, the ν_e interacting by CC and producing an electron.

An algorithm of reconstruction for electromagnetic shower developping in nuclear emulsions was performed. This algorithm allows to reproduce the longitudinal and transversal profiles used for the energy evaluation of the electrons and their identification (π/e separation) from a neural network. The energy resolution found is $R = \frac{34.6\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ and the identification probability reaches 95 %. The first results seems to show a correct agreement between experimental data from an electron test beam and Monte Carlo simulations.

A study on the complementarity between OPERA and T2K experiments was made in order to evaluate their discovery potentials on $\sin^2(2\theta_{13})$ and the violation CP phase δ_{CP} .

Remerciements

Je remercie Monsieur Bernard Ille, directeur de l’Institut de Physique Nucléaire de Lyon de m’avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie Lionel Chaussard, directeur de thèse pour sa patience et ses conseils sur le software.

Je ne saurais oublié Yves Déclais et Imad Laktineh pour m’avoir transmis leur savoir et leur passion de la physique expérimentale des particules mais aussi la rigueur dans le travail.

Mes remerciements s’adresse aussi aux membres du Jury :

- Merci à M. Jacques Dumarchez pour ses commentaires intéressants sur le travail de thèse ainsi que son aide et sa disponibilité pour l’expérience T2K.
- Je remercie également M. Jean-Luc Vuilleumier pour sa disponibilité et ses remarques constructives concernant le travail de thèse.
- Merci à Madame Caren Hagner et M. Aldo Deandrea pour la lecture de ce manuscrit.

Merci aussi à Jacques Marteau pour sa bonne humeur et son enthousiasme et aussi à Luisa pour son aide et ses conseils lors du scan des émulsions d’OPERA.

J’adresse mes remerciements aussi à toute la collaboration d’OPERA et plus particulièrement :

- A toute l’équipe dynamique et brillante de l’Insitut de Physique de Neuchâtel. Merci à Frédéric Juget : le travail en équipe concernant les électrons fut un véritable plaisir et une superbe expérience.
- A l’équipe du LAPP : Dominique, Jean, Henri. Merci à Jérôme Damet et à Magali (sans e!) Besnier pour leur sympathie.
- A Antoine Cazes pour son soutien à distance et ses conseils pour le soft.

Ce travail s’est bien déroulé grâce à divers membres de l’IPN Lyon :

- A l’équipe de l’Aval du Cycle Electronucléaire : Henri, Nicolas, Yves, Noëlle, Alain, Caroline, Magalie et le reste des membres. Merci pour votre enthousiasme et votre dynamisme.
- A l’équipe de documentation et un petit plus à Sylvie, la “Sherlok de la doc”.
- A Madame Lucile Chosson pour sa bonne humeur et ses précieux conseils administratifs.
- A Julien le théoricien.

Ces trois années de thèse furent possible grâce au soutien de mon entourage à qui j’adresse ces sincères remerciements :

- A mes Amis, avec un grand A :
 - Merci à Jérôme à qui j’ai tenté d’expliquer les oscillations neutrino. Merci aussi à ses parents et ses soeurs.
 - Merci à Dany pour son soutien de Tunisie et à ses parents.
 - Merci à Nicolas, vieille branche.
 - Merci à Fabien, un collègue de longue date dans le monde de la physique et qui a passé lui aussi trois années de thèse et tout ce qui va avec.
 - Merci à toute la Compagnie : Christophe pour l’initiation à l’astronomie. Pierre-Marie,

Gaëlle et Mélanie pour votre joie de vivre. Merci aussi à Anne-Gelle, Fabrice le Parisien, Fabrice le Mexicain et Pamela, Pierre-Solen, Rémi pour votre soutien.

- D’infinis remerciements à :
 - Toute ma Famille avec un grand F : Caffari, Bergognon, Désert, De Carlini.
 - Surtout à mes parents pour leur infinie patience, gentillesse, disponibilité,... et pour toutes ces années de sacrifices. Je vous dédie cette thèse.
 - Merci à mon frère Romain.
 - Merci à mes grands-parents.
 - Merci aussi à Aurélie et Vivi.

Introduction

Dans les années 30, les physiciens se sont aperçus que le spectre énergétique de la désintégration β est continu. Il fallait alors remettre en cause le principe de conservation de l'impulsion et de l'énergie, de plus le spin total n'était également pas conservé. Pauli eut l'idée géniale d'introduire une nouvelle particule pour réhabiliter les mécanismes de conservation : le neutrino. C'est seulement en 1956 qu'il fut observé pour la première fois par l'expérience menée par Reines.

Actuellement, le Modèle Standard basé sur la théorie de jauge décrit bien les particules élémentaires et leurs interactions fondamentales. La vérification la plus éclatante fut la découverte des bosons W^\pm et Z^0 au CERN prédits par ce modèle et confirmant ainsi la théorie électrofaible. Les futures expériences du LHC devraient prouver l'existence du boson de Higgs, une des dernières pierres fondamentales à ajouter à l'édifice. Seulement des expériences tentant de mesurer le flux des neutrinos solaires et atmosphériques ont observé des déficits. Ce mystère n'est soluble que si l'on invoque le phénomène des oscillations neutrino. Ceci implique qu'il ait une masse non-nulle, contrairement à ce qui est décrit dans le Modèle Standard. Le neutrino constitue alors la première ouverture pour une physique au-delà du Modèle Standard.

En 1998, l'expérience Super-Kamiokande a mesuré un déficit dans le flux des neutrinos atmosphériques ν_μ sans observer d'excès de ν_e . L'année suivante l'expérience CHOOZ a exclu les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le domaine atmosphérique. L'expérience OPERA propose alors de mettre en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition directe du ν_τ et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition directe du ν_e . Pour cela, un faisceau presque pur de neutrinos muoniques ν_μ (faisceau CNGS) est produit au CERN et dirigé sur le détecteur OPERA situé 732 km plus loin sous la montagne du Gran Sasso en Italie.

Le détecteur OPERA est composé d'un ensemble de murs de briques, d'un trajectographe de barreaux de scintillateurs plastiques et de spectromètres à muons. La masse totale de la cible, sans les spectromètres, est alors de 1800 tonnes. La brique est l'unité de base du détecteur et est constituée d'une succession de films d'émulsions alternant avec des plaques de plomb épaisses de 1 mm. Cette structure modulaire permet de reconstruire avec une haute résolution spatiale ($\delta r \sim 1 \mu\text{m}$ et $\delta\theta \sim 1 \text{ mrad}$) la structure en coude ("kink") produite par le lepton τ issu de l'interaction par courant chargé d'un ν_τ avec un noyau de plomb et ses produits de désintégration.

Le lepton τ peut se désintégrer suivant trois canaux dont le canal $\tau \rightarrow e$. L'objectif de cette thèse consiste alors en la caractérisation des électrons pour la mise en évidence de ce canal, et aussi pour l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, le ν_e interagissant par courant chargé et produisant un électron. Un algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques a été conçu pour l'identification des électrons et l'estimation de leur énergie grâce à un réseau de neurones. Dans un deuxième temps, une étude sur la complémentarité entre OPERA et T2K a été réalisée pour estimer les potentiels de découvertes sur le paramètre d'oscillation θ_{13} et la phase de violation

de CP δ_{CP} dans le secteur leptonique.

Dans le premier chapitre, les aspects théoriques sur la physique du neutrino, notamment les mécanismes de génération de masse et la phénoménologie des oscillations, seront rapidement abordés. Le second chapitre exposera le contexte expérimental dans lequel OPERA se situe. Le troisième chapitre décrira le faisceau CNGS et les caractéristiques du détecteur. Le système de scan européen des émulsions nucléaires sera présenté dans le quatrième chapitre. Le chapitre suivant indiquera la manière dont la ligne de faisceau d'électrons utilisée pour le test a été calibrée et le choix stratégique d'exposition des briques. Les sixième et septième chapitres expliqueront l'algorithme de reconstruction de gerbes électromagnétiques utilisé pour l'évaluation de l'énergie des électrons et leur identification. Une comparaison préliminaire entre des données expérimentales et des simulations Monte-Carlo sera effectuée. Le dernier chapitre montrera les résultats de l'étude sur la complémentarité entre OPERA et T2K.

Chapitre 1

Aspects théoriques de la physique du neutrino

Le neutrino fut introduit théoriquement dans les années 30 par Pauli et observé expérimentalement en 1956 par F. Reines et C.W. Cowan [1]. Depuis ces dates de nombreux formalismes et théories liés à la physique du neutrino ont été développés. Ce chapitre propose d'exposer les enjeux de la physique du neutrino. La première partie replacera le neutrino dans le Modèle Standard (MS). La seconde partie montrera qu'il est nécessaire d'étendre ce modèle si nous voulons donner une masse au neutrino. Le fait que le neutrino ait une masse non nulle implique un phénomène physique intéressant : les oscillations neutrino. Ce dernier point sera explicité dans la troisième partie de ce chapitre.

1.1 Le neutrino dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard permet de décrire les particules de matière (quarks et leptons) et les interactions fondamentales véhiculées par des bosons vecteurs. Ce modèle développé dans le cadre de la théorie des champs introduit par Glashow [2], Salam [3] et Weinberg [4] est basé sur le groupe de symétrie (ou théorie de jauge) $SU(3)_C \otimes SU(2)_W \otimes U(1)_Y$. $SU(3)_C$, avec C pour color, permet de décrire l'interaction forte. Le groupe de jauge $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ (W pour weak et Y pour l'hypercharge), décrit l'interaction électrofaible.

Les leptons apparaissent dans des doublets de chiralité gauche (L) et dans des singulets de chiralité droite (R)¹ :

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, (l)_R.$$

avec l associé aux leptons chargés et ν_l pour les neutrinos. Les neutrinos n'ont qu'une seule chiralité : ce sont des particules de Dirac² dites "gauches". Le neutrino est décrit comme une particule sans couleur, de charge électrique nulle. De plus, il n'intervient que dans les interactions faibles. Enfin il possède une masse nulle.

¹Un champ Ψ peut être décomposé en une composante gauche Ψ_L (L) et une composante droite Ψ_R (R) telles que : $\Psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2} \Psi$ et $\Psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2} \Psi$. Nous avons alors $\Psi = \Psi_R + \Psi_L$. De plus en appliquant la conjugaison de charge C nous avons alors les égalités : $(\Psi_L)^C = (\Psi^C)_R$ et $(\Psi_R)^C = (\Psi^C)_L$. La conjugaison de charge C change un champ de chiralité droite en un champ de chiralité gauche.

²Une particule de Dirac se différencie de son antiparticule contrairement à une particule dite de Majorana.

Au total, il existe 3 saveurs leptoniques : e , μ et τ . Ce nombre est confirmé par les expériences du LEP grâce à la mesure de la largeur invisible du boson Z^0 [5] (voir figure 1.1) qui donne :

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008$$

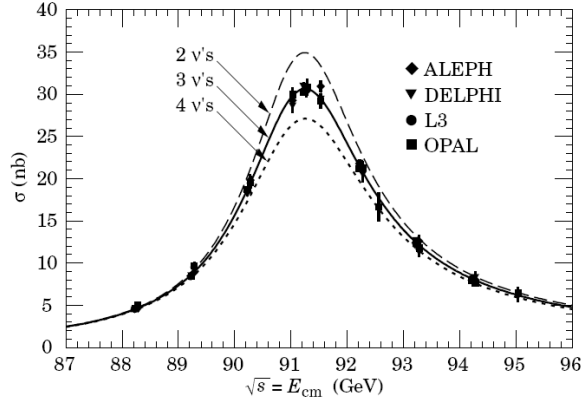


FIG. 1.1 – Mesure de la largeur invisible du Z_0 et du nombre de saveurs de neutrinos.

1.2 Mécanismes de génération de masse et extension du Modèle Standard

1.2.1 Introduction d'une masse

Le neutrino aurait une masse nulle dans le cadre du MS. Cependant aucune symétrie de jauge n'impose cette condition pour le neutrino contrairement au photon. De plus les observations expérimentales ont mis en évidence les oscillations neutrino, phénomène explicable si le neutrino possède une masse non-nulle. Par conséquent pour introduire un terme de masse, nous devons nous placer dans un contexte au-delà du MS et considérer des neutrinos de chiralité droite.

1.2.2 Le Lagrangien de masse : termes de Dirac et de Majorana

Le plus simple moyen de générer un terme de masse est de considérer le lagrangien usuel de Dirac [6] :

$$L_{Dirac} = - \sum_{i,j} \bar{\Psi}_i M_{ij}^{Dirac} \Psi_j + h.c.$$

La matrice M_{ij}^{Dirac} représente la matrice de masse de Dirac. Elle regroupe les termes de couplages des champs fermioniques avec le doublet du champ scalaire de Higgs. Nous remarquons que ce L_{Dirac} couple des termes du type L-R. Ce lagrangien est invariant sous une transformation de jauge de type U(1) et implique une conservation des charges électriques, saveurs leptoniques,...

Comme le neutrino est de charge électrique nulle, il est possible de former d'autres scalaires de Lorentz. Les lagrangiens de masse de Majorana ([7],[8]) s'écrivent alors :

$$L_{Majorana}^L = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \overline{\Psi}_{iL} M_{ij}^L (\Psi^c)_{jL} + h.c.$$

$$L_{Majorana}^R = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \overline{\Psi}_{iR} M_{ij}^R (\Psi^c)_{jR} + h.c.$$

Les matrices M_{ij}^L et M_{ij}^R représentent les matrices de masse de Majorana et $\Psi^c = C \overline{\Psi}^T$. $L_{Majorana}^L$ couple des termes L-L et $L_{Majorana}^R$ associe des termes R-R. Ces lagrangiens de masse ne sont pas permis pour les quarks et les leptons chargés car ils impliquent une violation de la charge électrique et ne sont donc valables que pour des particules neutres comme les neutrinos. En revanche si l'on considère une violation possible du nombre leptonique, nous pouvons écrire le lagrangien de masse général :

$$L_{masse} = L_{Dirac} + L_{Majorana}^L + L_{Majorana}^R$$

Cette expression peut être réécrite sous la forme :

$$L_{masse} = -\frac{1}{2} \overline{\nu} \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix} \nu^c + h.c.$$

avec les vecteurs représentant les états neutrinos (états propres de saveur) :

$$\nu = \begin{pmatrix} (\Psi_{eL})^c \\ (\Psi_{\mu L})^c \\ (\Psi_{\tau L})^c \\ \Psi_{eR} \\ \Psi_{\mu R} \\ \Psi_{\tau R} \end{pmatrix}$$

Tous les membres d'un même vecteur possèdent donc la même chiralité. En effet le conjugué d'un champ gauche se comporte comme un champ droit et inversement (voir remarque de la section précédente). Autrement dit, les composantes du vecteur colonne ν se comportent comme des champs droits tandis que les composantes du vecteur ligne $\overline{\nu}$ se comportent comme des champs gauches.

Ensuite la matrice de masse peut se résumer sous la forme :

$$M = \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix}$$

Si nous voulons les états propres physiques (i.e. les états propres de masse), il faut diagonaliser la matrice M. Ainsi il faut trouver la matrice D des états propres tel que $D = \text{diag}(m_1, m_2, \dots)$ $= U M U^T$, U étant une matrice unitaire de passage. Le lagrangien de masse prend une forme plus usuelle :

$$L_{masse} = -\frac{1}{2} \overline{\chi} D \chi = -\frac{1}{2} \sum_i m_i \overline{\chi}_i \chi_i$$

Nous supposons alors les champs de Majorana : $\chi = U\nu + (U\nu)^C$ avec la condition ($\chi^C = \chi$).

Après écriture du lagrangien de masse précédent, il est intéressant de préciser deux remarques :

1. Si nous considérons le terme de masse le plus général, nous avons été amenés à introduire des champs de Majorana. Or la question de la nature de Dirac ou de Majorana reste une énigme à résoudre. Ceci peut se vérifier expérimentalement par la recherche de la double désintégration β avec ou sans émission de neutrino. Si aucun neutrino n'est émis alors la conservation du nombre leptonique est violée ($\Delta L_e=2$) et le neutrino est de nature Majorana.
2. La forme de la matrice de masse n'est pas connue a priori et dépend des modèles. Ce point sera abordé dans le paragraphe suivant (le mécanisme de la balançoire). Les contraintes sur les masses proviennent des mesures directes des cinématiques de désintégration du tritium, des pions chargés et du lepton τ . Les limites actuelles sont [10] :

$$m_e \leq 2.2eV$$

$$m_\mu \leq 190.2keV$$

$$m_\tau \leq 18.2MeV$$

1.2.3 Le Mécanisme de la balançoire ou “See-saw Mechanism”

Il existe 3 termes de masses pour les neutrinos : masse de Dirac, masse de Majorana Droite et masse de Majorana Gauche. Si nous introduisons un terme de masse couplé à M_L ceci impliquerait l'utilisation d'un triplet de champs scalaires de Higgs or nous voulons rester dans un modèle avec un doublet. Si l'on suppose qu'il n'existe pas de couplage gauche de Majorana, la matrice précédente M s'écrit alors :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M_R \end{pmatrix}$$

La diagonalisation de cette matrice conduit à :

$$|m_\pm| = \frac{1}{2}(M_R \pm \sqrt{M_R^2 + 4m^2})$$

Si $M_R \gg m$, un des neutrinos de Majorana est plus lourd que l'autre et : $m_{lourd} \rightarrow M_R$ et $m_{leger} \rightarrow \frac{m^2}{M_R}$. Ces valeurs suivent bien un mécanisme de bascule [11] : en augmentant M_R , m_{lourd} augmente tandis que m_{leger} diminue de telle sorte que le produit $m_{lourd}m_{leger} = m^2$ reste constant. M_R prend une valeur proche de celle de GUT. C'est pour cette raison que le neutrino est dit être une fenêtre ouverte sur la nouvelle physique. Nous obtenons les 2 états propres de masses ³ :

$$\begin{aligned} (\nu_{leger})_L &= \nu_L - \sqrt{\frac{m_{leger}}{m_{lourd}}} \nu_R^c \\ (\nu_{leger})_R &= \nu_L^c - \sqrt{\frac{m_{leger}}{m_{lourd}}} \nu_R \end{aligned}$$

³en considérant que $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$

$$\begin{aligned}
(\nu_{lourd})_L &= \nu_R + \sqrt{\frac{m_{leger}}{m_{lourd}}} \nu_L^c \\
(\nu_{lourd})_R &= \nu_R^c + \sqrt{\frac{m_{leger}}{m_{lourd}}} \nu_L
\end{aligned}$$

en notant que ν_L et ν_R sont les neutrinos gauche et droit. En fin de compte, le neutrino (ν_L) qui intervient dans les interactions faibles est essentiellement la composante gauche du neutrino léger avec un léger mélange de la composante droite du neutrino lourd.

1.3 Les Oscillations Neutrino

Si les neutrinos ont une masse non nulle, ils acquièrent la possibilité d'osciller. Ce mécanisme est invoqué pour expliquer la disparition des neutrinos solaires et atmosphériques : le neutrino peut changer de saveur au cours de son trajet entre le lieu de production et le lieu de détection.

1.3.1 Formalisme à 2 saveurs

Pour comprendre le mécanisme des oscillations neutrino, nous allons nous restreindre au cas de 2 saveurs. Les neutrinos oscillent si les états propres de saveur (e , μ et τ) ne sont pas les états propres de masse (ou états propres de propagation). Les états de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ s'écrivent comme une combinaison linéaire des états propres de masse $|\nu_i\rangle$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

avec U la matrice unitaire de passage appelée matrice MNSP [12] (Maki, Nakagawa, Sakata et Pontecorvo). Dans le cadre d'un formalisme à 2 saveurs, U est de la forme :

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

Si nous considérons un état propre de masse ν_i il obéit à l'équation de Schrödinger :

$$H_0 |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle$$

avec

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

Si à l'instant $t=0$, le neutrino est dans l'état de saveur α , alors la probabilité à l'instant t de le trouver dans l'état β s'écrit :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | e^{-iH_0 t} | \nu_\alpha \rangle|^2$$

ou encore,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right)$$

en appliquant les unités km et GeV, nous pouvons écrire à nouveau :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 L}{E}\right)$$

où L (en km) représente la distance entre la source des neutrinos et le lieu de détection, E (en GeV) l'énergie des neutrinos et Δm_{ij}^2 la différence de masse quadratique des états propres. Le terme $\sin^2(2\theta)$ module l'amplitude de la probabilité tandis que le terme $\sin^2(\frac{1.27\Delta m_{ij}^2 L}{E})$ agit sur les longueurs d'oscillation.

1.3.2 Formalisme à 3 saveurs

Dans une base formée par les états propres de masse, nous pouvons écrire la formule suivante :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ee} & U_{e\mu} & U_{e\tau} \\ U_{\mu e} & U_{\mu\mu} & U_{\mu\tau} \\ U_{\tau e} & U_{\tau\mu} & U_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}$$

La matrice MNSP ([12]) se paramétrise de la manière suivante [13] et [14] :

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{cp}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \text{diag}(e^{i\frac{\phi_2}{2}}, e^{i\frac{\phi_3}{2}}, 1) \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \text{diag}(e^{i\frac{\phi_2}{2}}, e^{i\frac{\phi_3}{2}}, 1) \end{aligned}$$

avec la convention suivante : $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ où θ_{ij} représente l'angle de mélange entre les états propres de saveur et de masse. La matrice U_{MNSP} est une matrice unitaire 3×3 comportant 6 paramètres au total :

- 3 paramètres correspondants aux angles de mélange θ_{ij} . L'angle de mélange θ_{23} concerne le domaine des neutrinos atmosphériques. θ_{13} est mesuré par les expériences sur réacteurs et les futures expériences (superfaisceaux, faisceaux β et usines à neutrinos). Enfin θ_{12} s'applique aux neutrinos solaires.
- 3 phases de violation de CP. δ_{cp} est la phase de Dirac tandis que les phases $\frac{\phi_2}{2}$ et $\frac{\phi_3}{2}$ sont dites phases de Majorana. Les deux dernières phases disparaissent dans le calcul des probabilités qui font intervenir le terme U^*U , contrairement à δ_{cp} .

Comme le montre la deuxième égalité, la matrice U se décompose en 3 matrices unitaires de rotations. Cette forme fait apparaître explicitement le rôle de chaque paramètre.

A partir de la matrice de mélange U , il est possible de calculer la probabilité d'oscillation d'un neutrino dans l'état de saveur ν_α à l'instant $t=0$ en un neutrino ν_β à un instant t quelconque ([16] et [17]) :

$$P_{\alpha\beta} = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-\frac{m_i^2 L}{2E}} \right|^2$$

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4\text{Re} \sum_{i < j} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2\text{Im} \sum_{i < j} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$$

La formule de probabilité fait apparaître les angles de mélange mais aussi les différences de masse quadratique. Lors de la mesure des paramètres par les expériences, la convention adoptée veut que : $\Delta m_{23}^2 = \Delta m_{atmo}^2$ et $\Delta m_{12}^2 = \Delta m_{sol}^2$. L'article de la référence [15] montre les formules sous leur formes développées.

1.3.3 La violation de CP dans le secteur leptonique

L'étude des oscillations neutrino est un moyen d'accéder à la violation de CP dans le secteur leptonique. En cas de violation de CP, nous devrions avoir : $P_{\alpha\beta} \neq P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}$ ⁴. La mesure de la violation de la symétrie CP est réalisée en utilisant l'asymétrie :

$$A_{\alpha\beta} = \frac{P_{\alpha\beta} - P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}}{P_{\alpha\beta} + P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}} \sim \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \cdot \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \cdot \sin \delta_{cp}$$

Cette relation fait apparaître deux termes encore non mesurés à l'heure actuelle : θ_{13} et δ_{cp} . Ils feront l'objet d'une recherche intensive qui sera présentée dans le chapitre suivant. De plus, quelques études ont été réalisées dans le cadre de cette thèse pour explorer le potentiel de découverte dans ce domaine des expériences qui se dérouleront dans un futur proche (10 à 15 ans).

1.3.4 Oscillations dans la matière : l'effet MSW

Ce phénomène introduit par les physiciens Mikheyev, Smirnov et Wolfstein, explique l'interaction des neutrinos avec la matière ([18]).

Lorsque ceux-ci traverse la matière, les neutrinos vont interagir avec les électrons et les quarks de deux façons :

- les ν_e peuvent diffuser sur les électrons via une interaction par courant chargé. Il faut alors rajouter un terme de potentiel effectif de la forme [21] :

$$V_C(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e$$

et

$$V_C(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2}G_F N_e$$

- les neutrinos ν_α (avec $\alpha = e, \mu$ et τ) interagissent par courant neutre avec les électrons ou les quarks. Ceci conduit donc au terme effectif suivant [21] :

$$V_N = -G_F N_e / \sqrt{2}$$

où G_F représente la constante de Fermi et N_e la densité d'électrons.

Nous retrouvons alors les égalités suivantes reliant les états propres de saveurs aux états propres de masse dans la matière :

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta_m |\nu_{m1}\rangle + \sin\theta_m |\nu_{m2}\rangle$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta_m |\nu_{m1}\rangle + \cos\theta_m |\nu_{m2}\rangle$$

Les formules de probabilité d'oscillations dans la matière diffèrent de celles calculées dans le vide. Si nous nous plaçons dans un cadre à 2 saveurs avec les paramètres dans le vide θ et δm^2 , l'amplitude de la probabilité d'oscillation s'écrit :

⁴La violation de CP implique forcément une violation de la symétrie temporelle T.

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

où $A = 2\sqrt{2} G_F N_e E_\nu = 1.54 \times 10^{-4} Y_e \rho (g/cm^3) E_\nu (\text{GeV})$ et $N_e = \rho Y_e$ la densité d'électrons et ρ la densité de matière. L'amplitude est augmentée pour les neutrinos si $\delta m^2 > 0$ et une résonance se produit pour $N_e^c = \frac{\delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2} G_F E_\nu}$. La même remarque reste valable pour les antineutrinos en remplaçant $A \rightarrow -A$ et $\delta m^2 < 0$. La différence de masses effective s'écrit :

$$\delta m_m^2 = \delta m^2 \sqrt{(\frac{A}{\delta m^2} - \cos(2\theta))^2 + \sin^2(2\theta)}$$

L'effet MSW intervient notamment lorsque les neutrinos traversent le Soleil ou la Terre sur de longues distances (voir références [19], [20] et [21]). Cet effet peut être utilisé pour avoir accès au signe de Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2 . Grâce à cette remarque, nous savons que Δm_{12}^2 est positif en revanche le signe de Δm_{23}^2 n'est pas encore connu. Si $\Delta m_{23}^2 > 0$, la hiérarchie est dite normale. En revanche si $\Delta m_{23}^2 < 0$, la hiérarchie est dite inversée.

Dans le chapitre suivant, nous verrons que les expériences employant des usines à neutrinos et exploitant les longues distances parcourues par le faisceau permettent d'avoir accès au signe de Δm_{23}^2 .

1.4 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons vu que la masse du neutrino n'est pas nulle. Il reste alors une part importante de la physique dans le secteur leptonique à explorer. Dans le chapitre suivant, nous verrons que les prochains enjeux concernent une mesure des paramètres d'oscillation θ_{13} et δ_{CP} . De plus le neutrino serait un bon candidat pour répondre à une question fondamentale : une particule peut-elle être sa propre antiparticule ? autrement dit quelle sa nature : Dirac ou Majorana ? (voir les expériences sur la double désintégration β). A travers le mécanisme de la bascule, il constitue aussi une opportunité pour une étude de la physique à des échelles proches de GUT.

Chapitre 2

Contexte expérimental des oscillations neutrino

Le neutrino décrit dans une extension au Modèle Standard possède une masse. Par conséquent il est capable de changer de saveur au cours de son trajet : ce sont les oscillations neutrino. Ce chapitre est une revue partielle des expériences récentes et futures consacrées à l'étude des oscillations neutrino. La première partie exposera les expériences ayant soulevé et résolu le mystère des neutrinos solaires. La seconde partie est dédiée aux expériences sur les neutrinos atmosphériques. La troisième partie traitera le problème de l'expérience LSND et de sa confirmation ou infirmation à venir par l'expérience MiniBOONE. Enfin la dernière partie offrira une ouverture sur les futures expériences.

2.1 Les neutrinos solaires

Il existe diverses sources de neutrinos dans l'univers : les sources naturelles et les sources artificielles. Les étoiles (supernovae, Soleil,...) et les réactions des rayons cosmiques dans la haute atmosphère terrestre produisent des neutrinos de manière naturelle. En revanche, les réacteurs nucléaires et les accélérateurs de particules constituent un moyen de produire artificiellement des neutrinos. Dans cette partie nous nous intéresserons aux neutrinos solaires. Au cours des quatre dernières décennies, l'étude des neutrinos solaires a mis en évidence un déficit dans le flux mesuré par rapport aux prédictions théoriques, ce qui a amené les physiciens à réaliser des expériences pour comprendre et interpréter le problème.

2.1.1 Mécanisme de production des neutrinos solaires

Les neutrinos solaires sont produits dans les réactions de fusion thermonucléaire ayant lieu dans le Soleil. Le Modèle Standard Solaire (MSS) [22] introduit par J. Bahcall décrit les deux étapes principales de production d'éléments dans le Soleil : le cycle pp et le cycle CNO. Le cycle pp est responsable de 98 % de la production de l'énergie solaire et constitue la principale source de neutrinos. Il se déroule de la manière suivante [23] :

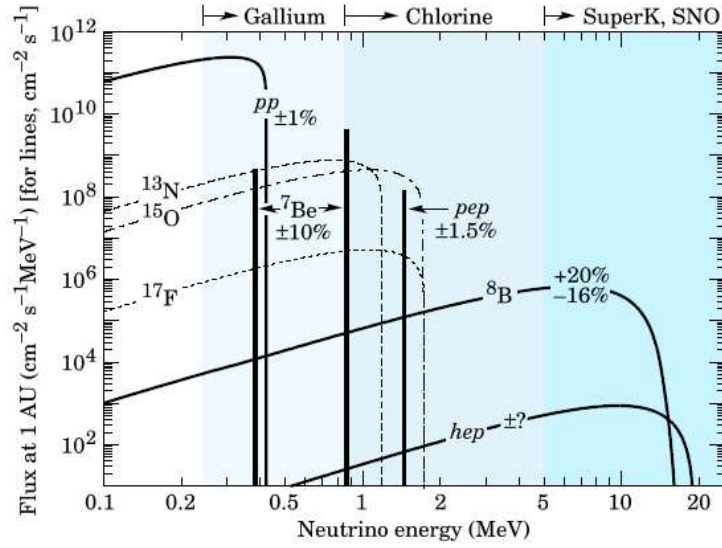


FIG. 2.1 – Spectre des neutrinos solaires prédits par le MSS. Les expériences ainsi que leur seuil de détection sont rappelés au-dessus de la figure.

$$PP \left\{ \begin{array}{l} p + p \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e(\nu_{pp}) \\ p + e^- + p \rightarrow {}^2H + \nu_e(\nu_{pep}) \\ {}^2H + p \rightarrow {}^3He + \gamma \\ {}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + p + p \\ {}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma \\ {}^3He + p \rightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e(\nu_{hep}) \end{array} \right.$$

$$PPII(15\%) \left\{ \begin{array}{l} {}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e(\nu_{Be}) \\ {}^7Li + p \rightarrow {}^4He + {}^4He \end{array} \right.$$

$$PPIII(0.02\%) \left\{ \begin{array}{l} {}^7Be + p \rightarrow {}^8B + \gamma \\ {}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e(\nu_B) \\ {}^8Be \rightarrow {}^4He + {}^4He \end{array} \right.$$

Les flux respectifs de chaque source de neutrinos sont représentés dans la figure 2.1 [24] ainsi que les seuils de sensibilités de quelques expériences. Nous pouvons alors distinguer quatre sources de neutrinos solaires : les ν_{pp} , ν_{pep} , ν_{Be} et ν_B . Les neutrinos solaires issus des réactions sont de nature électronique uniquement. Au cours de leur voyage du centre du Soleil jusqu'à sa surface, ils subissent l'effet MSW (voir chapitre 1).

2.1.2 Rappels historiques et premières observations expérimentales

La première expérience radiochimique, HOMESTAKE [25] fut menée par R. Davis aux Etats-Unis. Elle utilisait la diffusion élastique des ν_e issus du B (ν_B) sur des atomes de ${}^{37}Cl$

pour mesurer les flux. Elle trouva un flux estimé à $2.56 \pm 0.16 \text{ (stat)} \pm 0.16 \text{ SNU}$ ($1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ capture/atome}$) [26] alors que le flux théorique prédit valait $7.6_{-1.1}^{+1.3} \text{ SNU}$, soit finalement un rapport $R_{Data/MSS} = 0.33 \pm 0.03$. Ensuite les expériences détecteurs Cherenkov à eau du type Kamiokande [28] et Super-Kamiokande [29] puis les expériences utilisant du Gallium (SAGE [30], GALLEX-GNO [32]) ont aussi confirmé ce déficit. Le tableau 2.1 résume les mesures effectuées par les différentes expériences ainsi que les types de neutrinos auxquels elles sont sensibles.

Expérience	Seuil de détection (en MeV)	neutrino	$R_{data/MSS}$
HOMESTAKE	0.817	ν_{Be}, ν_B	0.33 ± 0.3 [26]
Kamiokande	7	ν_B	0.54 ± 0.07
SK	5	ν_B	$0.465 \pm 0.005 \text{ (stat)}_{+0.015}^{-0.016} \text{ (syst)}$
GALLEX/SAGE	0.233	$\nu_{Be}, \nu_B, \nu_{pp}$	0.56 ± 0.05 [27] et [31]

TAB. 2.1 – Tableau résumant les déficits observés pour chaque expérience

L'anomalie des neutrinos solaires étant établie, reste à donner une explication. La première fut naturellement de remettre en cause le MSS mais des mesures précises héliosismologiques et de luminosité validèrent le MSS [26]. Les oscillations neutrino furent invoquées pour expliquer ce déficit.

2.1.3 SNO

L'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory) utilise un détecteur Cherenkov à eau lourde situé sous 2092 m de roche. La cible de neutrinos est constituée de 1000 t d'eau lourde D_2O pure à 99.92 % contenue dans une sphère de 12 m de diamètre. Une description précise est réalisée dans la référence [33]. SNO détecte les neutrinos électroniques du 8B à travers les 3 réactions :

- réaction CC $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ ($E_{seuil} = 1.4 \text{ MeV}$)
- réaction ES $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ ($E_{seuil} > 5 \text{ MeV}$)
- réaction NC $\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n$ ($E_{seuil} = 2.2 \text{ MeV}$)

La réaction CC est sensible seulement aux ν_e tandis que la réaction NC est sensible à toutes les saveurs. La réaction ES est moins sensible pour les saveurs des ν_μ et ν_τ que pour les ν_e . Les réactions NC permettent une mesure du flux total des ν_e du 8B pour la première fois indépendamment du Modèle Solaire et la comparaison des flux à travers les réactions NC et CC permettent d'étudier les oscillations. Par la suite, la sensibilité de l'expérience pour la capture des neutrons a été améliorée en ajoutant du sel (NaCl) et des compteurs proportionnels (voir [34]). Les flux alors mesurés et exprimés en unité $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sont :

- $\Phi_{CC} = 1.68_{-0.06}^{+0.06} \text{ (stat.)}_{-0.09}^{+0.08} \text{ (syst.)}$
- $\Phi_{ES} = 2.35_{-0.22}^{+0.22} \text{ (stat.)}_{-0.15}^{+0.15} \text{ (syst.)}$
- $\Phi_{NC} = 4.94_{-0.21}^{+0.21} \text{ (stat.)}_{-0.34}^{+0.38} \text{ (syst.)}$

La composition en saveur des neutrinos issus de la désintégration du 8B est résumée dans la figure 2.2. Elle permet aussi de comparer le flux ES avec celui de Super-Kamiokande [35] et le flux total Φ_{NC} avec celui prédit par le MSS [36] : $\Phi_{MSS} = 5.79 \pm 1.23 \text{ } 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les 2 flux sont en bon accord. Nous supposons alors que les neutrinos ν_e ont oscillé vers les ν_μ et/ou les ν_τ .

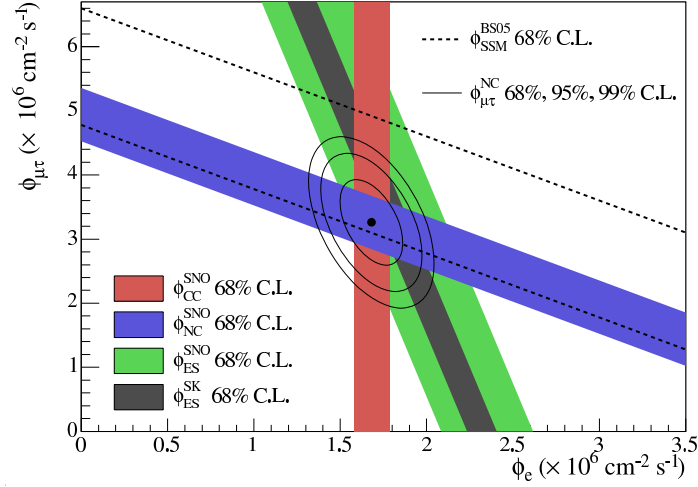


FIG. 2.2 – Flux des neutrinos ν_μ et ν_τ en fonction du flux des ν_e dans l'expérience SNO. Les mesures des flux CC, CN et ES sont indiquées par des bandes pleines. Les lignes pointillées représentent le flux solaire total des ν_e issus de la désintégration du 8B prédit par le MSS. La bande étroite parallèle à la mesure des ES correspond au résultat de la mesure des interactions ES de Super-Kamiokande. Le meilleur ajustement est déterminé uniquement à partir des données de SNO.

2.1.4 KamLAND

L'expérience KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) ([37]), placée sur le site de Kamiokande au Japon, est la première expérience mesurant la disparition de $\bar{\nu}_e$ auprès de 53 réacteurs nucléaires situés à une distance moyenne de 180 km. La cible de neutrinos contenue dans un ballon transparent de 13 m de diamètre est composée d'1 kilotonne de liquide scintillateur ultra-pur. Le ballon est suspendu dans de l'huile non-scintillante et entouré de 1879 photo-multiplicateurs montés sur la surface interne d'une sphère de 18 m de diamètre en acier inoxydable. Les $\bar{\nu}_e$ sont détectés via la désintégration β inverse : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. L'énergie du $\bar{\nu}_e$ est estimée grâce à la formule suivante : $E_{\bar{\nu}_e} = E_{prompt} + \overline{E}_n + 0.8 \text{ MeV}$, où E_{prompt} inclut l'énergie cinétique de scintillation du e^+ et l'énergie d'annihilation, et \overline{E}_n est l'énergie moyenne de recul du neutron. Au final, 258 événements $\bar{\nu}_e$ ont été observés au lieu des 365.2 ± 23.7 attendus et une probabilité de survie valant $0.601 \pm 0.069(\text{stat.}) \pm 0.042(\text{syst.})$. Avec un bruit de fond estimé à 17.8 ± 7.3 événements, la signification statistique pour une disparition de $\bar{\nu}_e$ est de 99.998 %. De plus la figure 2.3 indique une distorsion dans le spectre en énergie et une analyse en L/E compatible avec un comportement oscillatoire.

Enfin, la figure 2.4 présente une analyse combinée de KamLAND et des autres expériences sur les neutrinos solaires. Le résultat final en considérant le meilleur ajustement donne :

$$\Delta m_{12}^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2$$

et

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$$

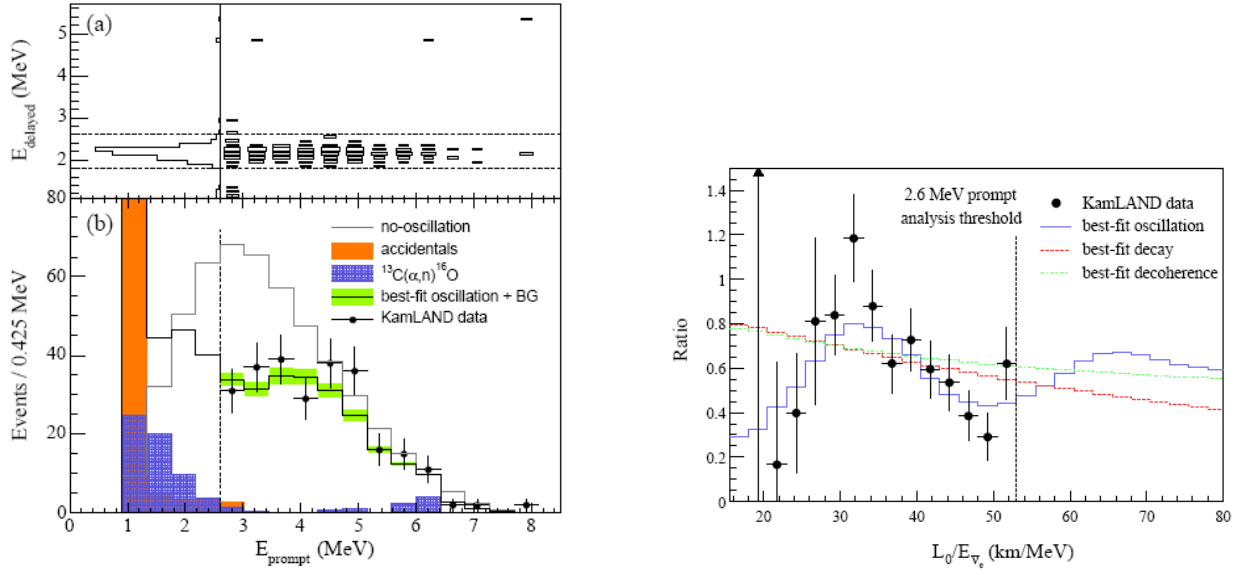


FIG. 2.3 – La figure de gauche représente le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ associé avec du bruit de fond. La figure de droite montre le rapport N_{data}/N_{MC} en fonction de L/E . Les points expérimentaux et les ajustements sont représentés pour une distance moyenne $L=180$ Km.

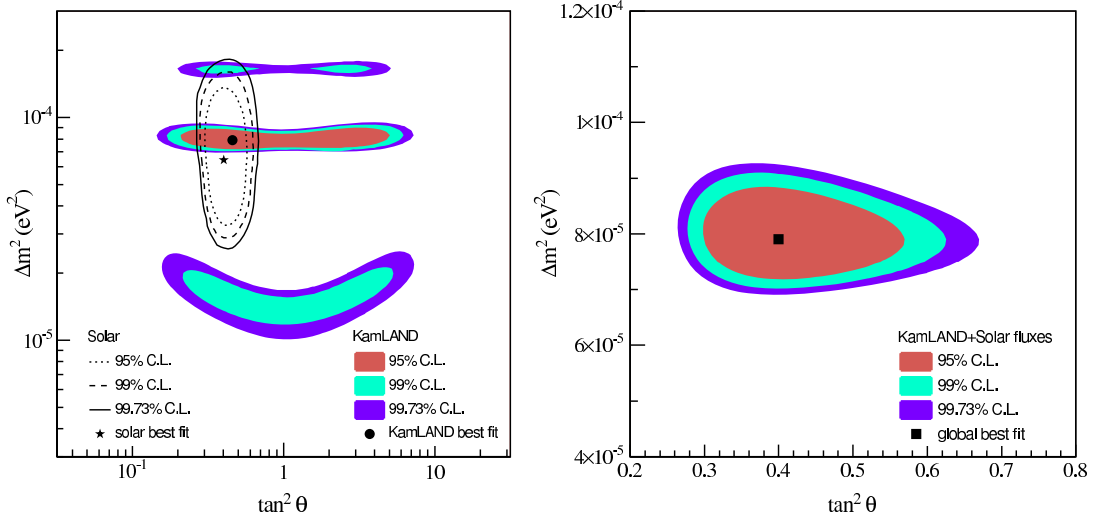


FIG. 2.4 – Figure de gauche : Région autorisée par KamLAND et les autres expériences solaires. Figure de droite : Région des paramètres solaires autorisée par l'analyse combinée de KamLAND et les autres expériences. L'ajustement donne $\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{-5} eV^2$ et $\tan^2 \theta = 0.4^{+0.07}_{-0.10}$ incluant le domaine à 1σ .

2.2 Les neutrinos atmosphériques

Les neutrinos produits dans la haute atmosphère constituent une source naturelle pour l'expérience Super-Kamiokande. En revanche les expériences telles CHOOZ, Palo-Verde, K2K,

MINOS et CNGS utilisent des sources artificielles comme les réacteurs nucléaires ou des faisceaux de particules. Elles sont présentées dans cette section car elles étudient les oscillations avec un rapport L/E adapté au domaine des neutrinos atmosphériques.

2.2.1 Source des neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques interagissent avec les noyaux de la haute atmosphère pour produire des pions et des kaons. Ces mésons se désintègrent pour produire des neutrinos et antineutrinos muoniques et électroniques [23] :

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \rightarrow \nu_\mu e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^-, K^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

Par conséquent en moyenne nous nous attendons à un rapport :

$$\frac{\bar{\nu}_\mu + \nu_\mu}{\bar{\nu}_e + \nu_e} = 2$$

Ce rapport augmente légèrement pour des énergies supérieures à 2 GeV. Le flux de neutrinos est bien compris : les normalisations sont connues avec une précision de 20 % tandis que le rapport des flux est connu à 5 % près [38]. Pour un détecteur placé sur Terre les neutrinos atmosphériques constituent un outil idéal pour une étude précise des oscillations. En effet ils sont émis dans une grande gamme d'énergie E (quelques centaines de MeV à quelques PeV) et parcourent différentes distances L (de 10 à 30 km pour la surface et 13 000 km pour ceux qui traversent toute la Terre).

2.2.2 Super-Kamiokande

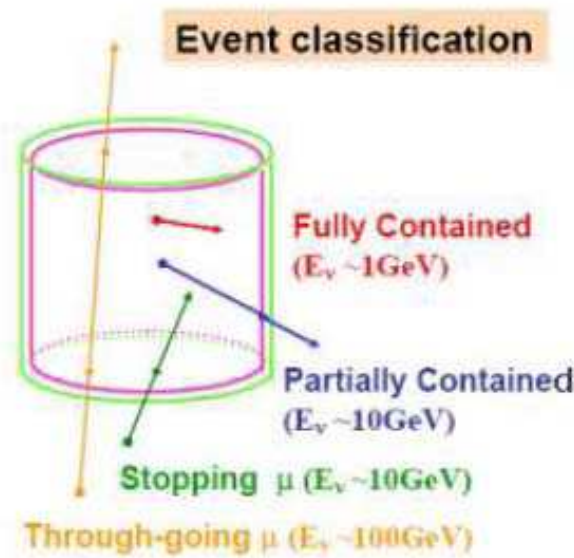


FIG. 2.5 – Classification des événements dans le détecteur Super-Kamiokande.

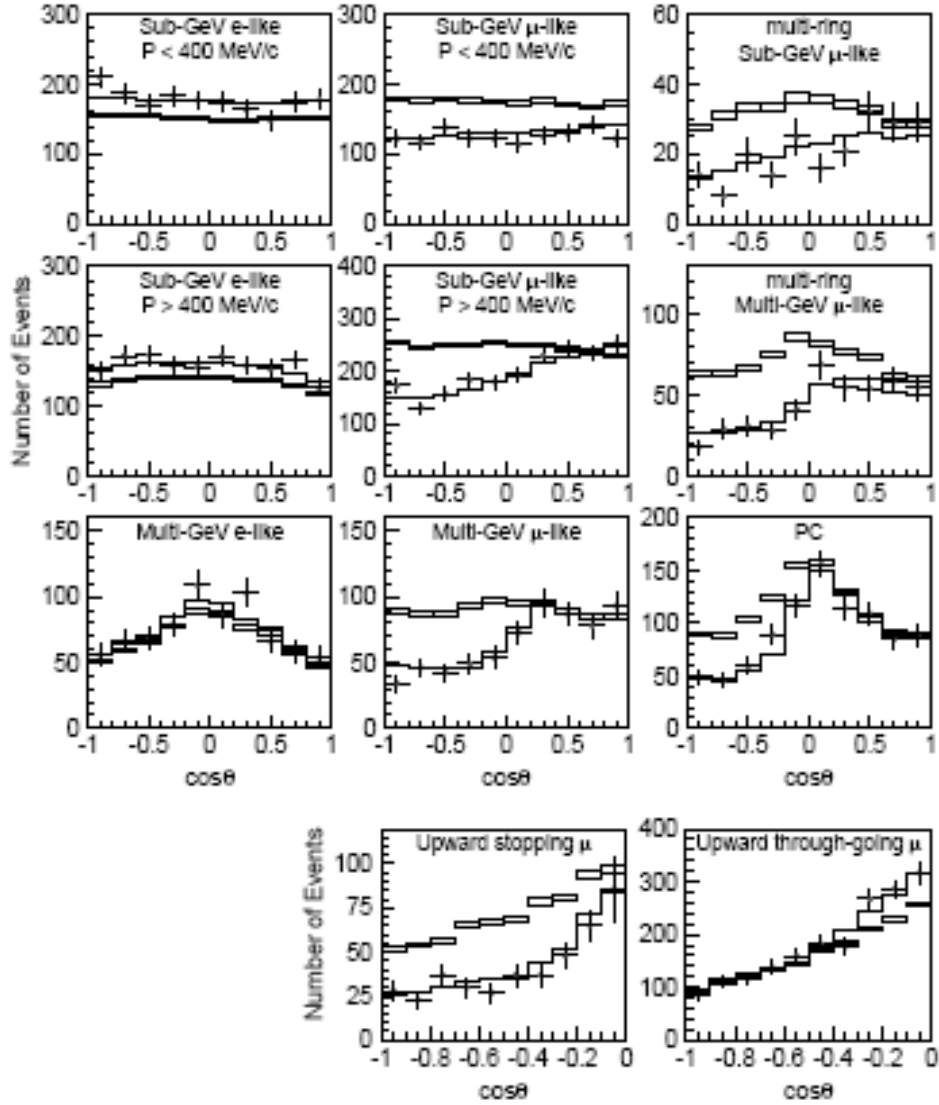


FIG. 2.6 – Distribution angulaire pour les différentes classes d'événements décrit dans le texte. Les points représentent les données expérimentales, les rectangles montrent les événements simulés sans oscillation et les lignes indiquent le meilleur ajustement en considérant une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Super-Kamiokande [39] est un détecteur Cherenkov à eau localisé au Japon au Kamiokande Observatory of the Institute for Cosmic Rays Research dans une mine de zinc qui offre une protection rocheuse équivalent à une épaisseur de 2700 m d'eau. Il est composé de 2 détecteurs cylindriques de 42 m de haut et 39.3 m de diamètre (pour le plus grand) séparés optiquement et remplis d'eau très pure. La masse totale du détecteur est de 50 kilotonnes et la masse fiducielle vaut 22.5 kilotonnes. Le détecteur interne est équipé par 11146 photomultiplicateurs (PM) et lui assurent ainsi une couverture de 40 % tandis que le détecteur externe est lu par 1885 PM et sert de veto. Les neutrinos interagissent avec la cible suivant les quatres réactions [40] :

- diffusion (quasi-)élastique : $\nu N \rightarrow l N'$

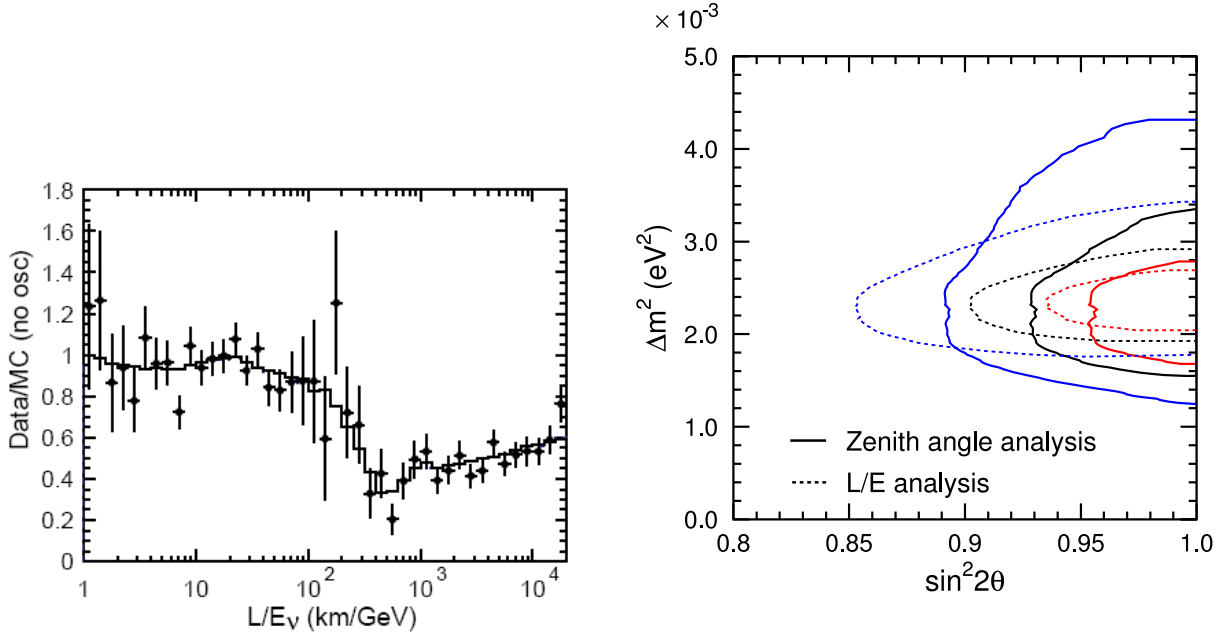


FIG. 2.7 – Figure de gauche : Rapport entre le nombre observé d'événements et le nombre prédit par les simulations Monte Carlo sans oscillation en fonction de L/E . La ligne noire représente le meilleur ajustement dans l'hypothèse d'une oscillation à 2 saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les barres ne tiennent compte que des erreurs statistiques. Figure de droite : Région autorisée des paramètres atmosphériques dans l'expérience Super-Kamiokande. Deux analyses apparaissent : une analyse basée sur la distribution zénithale et une autre en utilisant le rapport L/E .

- production de mésons : $\nu N \rightarrow l N' m$
- production de pions : $\nu {}^{16}O \rightarrow l \pi {}^{16}O$
- diffusion profondément inélastique : $\nu N \rightarrow l N' \text{ hadrons}$

La séparation e/μ (l =lepton chargé dans l'état final) utilise une méthode de vraisemblance basée sur la forme des anneaux Cerenkov. L'énergie est reconstruite avec une bonne résolution à partir du nombre de hits déposés dans les PM. La position du vertex et la direction du neutrino sont reconstruits aussi avec une bonne résolution spatiale.

Les événements sont classifiés suivant 3 catégories (voir figure 2.5) :

- les événements sub-GeV contenus dans le détecteur ($E < 1.33$ GeV, FC)
- les événements multi-GeV contenus partiellement dans le détecteur ($E \sim 10$ GeV, PC)
- les événements multi-GeV contenus entièrement dans le détecteur ($E > 1.33$ GeV, FC)

L'expérience Super-Kamiokande a mis en évidence les oscillations neutrinos dans le domaine atmosphérique en étudiant dans un premier temps le rapport $\frac{N_{obs}}{N_{pred}}$ en fonction du rapport L/E [41]. Puis des prises de données sur une plus longue période ont permis de réaliser des études plus fines [40]. Les rapports $R = \frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{MC}}$ sont :

$$R_{sub-GeV} = 0.658 \pm 0.016 \pm 0.035$$

$$R_{multi-GeV+PC} = 0.702^{+0.032}_{-0.030} \pm 0.101$$

La figure 2.6 montrant les distributions zénithales des différentes catégories d'événements fait

apparaître clairement un déficit pour le flux de ν_μ ayant traversé la Terre. En revanche le flux de ν_e est compatible avec les prédictions des simulations Monte Carlo. Il est donc fortement probable que les ν_μ aient oscillé vers les ν_τ (ou vers les ν_s ¹). Une expérience d'apparition lèverait alors l'ambiguïté et conclurait de manière définitive sur la nature de l'oscillation des neutrinos atmosphériques. La figure de gauche 2.7 montre une analyse en L/E compatible avec un comportement oscillatoire. La figure de droite 2.7 fait apparaître 2 types d'analyses :

- une première analyse basée sur les mesures zénithales montre les contours autorisés : $1.5 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) \geq 0.92$. Les meilleurs ajustements donnent $\Delta m_{23}^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1.02$.
- une deuxième analyse plus fine en fonction de L/E donne $1.9 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) \geq 0.90$. Les meilleurs ajustement donnent $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1.02$.

2.2.3 CHOOZ et Palo Verde

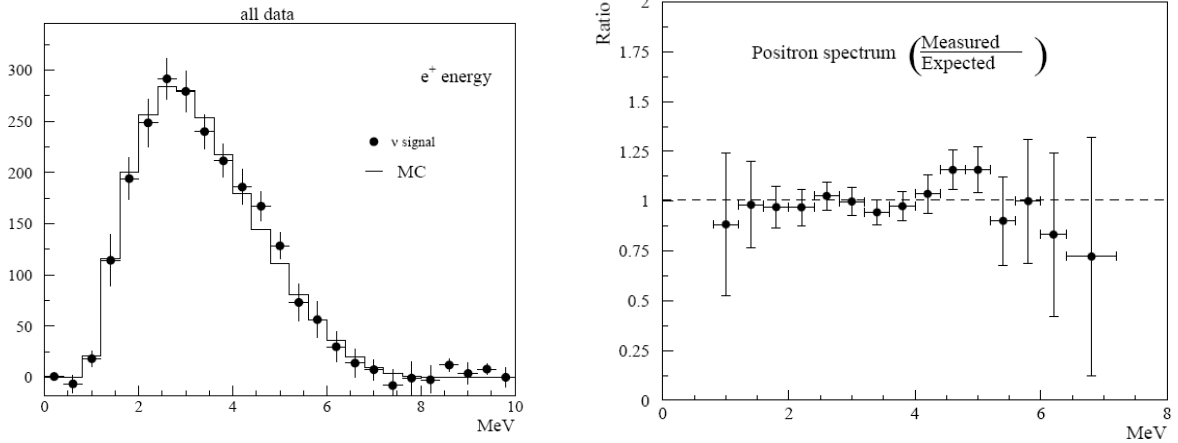


FIG. 2.8 – Figure de gauche : Spectre énergétique des positrons en supposant aucune oscillation (histogramme) comparé au spectre mesuré (points). Figure de droite : Rapport entre le nombre mesuré d'événements et celui attendu en fonction de l'énergie.

Deux expériences sur réacteurs nucléaires avaient lieu simultanément en France (CHOOZ [42]) et aux Etats-Unis (Palo Verde [44]). Le détecteur CHOOZ se situait dans une caverne offrant une protection de roche, contre les rayons cosmiques, dont l'épaisseur équivalait à 300 m d'eau. La détection se faisait par une désintégration β inverse (voir KamLAND). Le détecteur était constitué de 3 régions concentriques :

- une sphère en pexiglass remplie avec 5 tonnes de scintillateur liquide dopé avec du Gd,
- la sphère est contenue dans un réservoir opaque équipé de 192 photomultiplicateurs et rempli de 17 tonnes de scintillateur liquide non dopé,
- le tout était confiné dans un réservoir servant de veto pour les rayons cosmiques.

¹Nous rappelons qu'il existe 3 saveurs leptoniques. Il est possible d'étendre le nombre de saveurs en incluant les neutrinos stériles. Il existerait dans ce cas $3 + n_s$ familles, n_s étant le nombre de neutrinos stériles. Ils n'interagissent pas avec la matière mais il serait possible de mettre en évidence leur présence par la mesure des interactions CN dans une expérience sur faisceau.

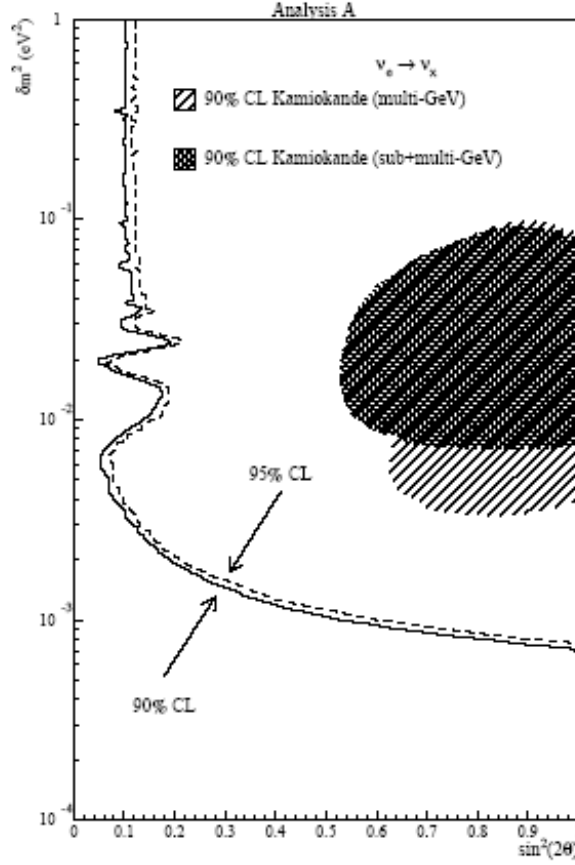


FIG. 2.9 – Courbe d'exclusion des paramètres d'oscillation obtenue par CHOOZ.

Au final, les résultats présentés dans la figure 2.8 ont mis en évidence une absence de comportement oscillatoire. Le spectre en énergie (résolution : $\frac{5\%}{\sqrt{E}}$) des positrons ne montre aucune distorsion. Le rapport entre le nombre attendu de positrons et celui mesuré donne $R = 1.01 \pm 2.8 \%$ (stat.) $\pm 2.7 \%$ (syst.) [42]. Ce résultat a été confirmé par Palo Verde [45] : $R = 1.01 \pm 2.8 \%$ (stat.) $\pm 5.3 \%$ (syst.). Ainsi l'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le domaine atmosphérique a été exclue. Enfin l'expérience a mis une valeur limite supérieure sur l'angle de mélange θ_{13} :

$$\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.14 \text{ pour } \Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ à } 90 \% \text{ C.L. (figure 2.9)}$$

2.2.4 K2K

L'expérience K2K (KEK to Kamiokande) [46] est la première expérience utilisant un faisceau pour étudier les paramètres d'oscillation dans le domaine atmosphérique. La source de neutrinos est un faisceau de ν_μ produit au synchrotron de KEK. Ce faisceau pur (98.2 % de ν_μ , 1.3 % de ν_e et 0.5 % $\bar{\nu}_\mu$) possède une énergie moyenne de 1.3 GeV et est dirigé sur le détecteur Super-Kamiokande situé 250 km plus loin. K2K est une expérience de disparition : elle mesure le flux de ν_μ via la réaction ν_μ CC dans un détecteur proche puis dans le détecteur Super-Kamiokande. Le détecteur proche [47] permet de contrôler la systématique sur le faisceau. Ensuite une comparaison entre le flux mesuré dans le détecteur proche et le flux extrapolé

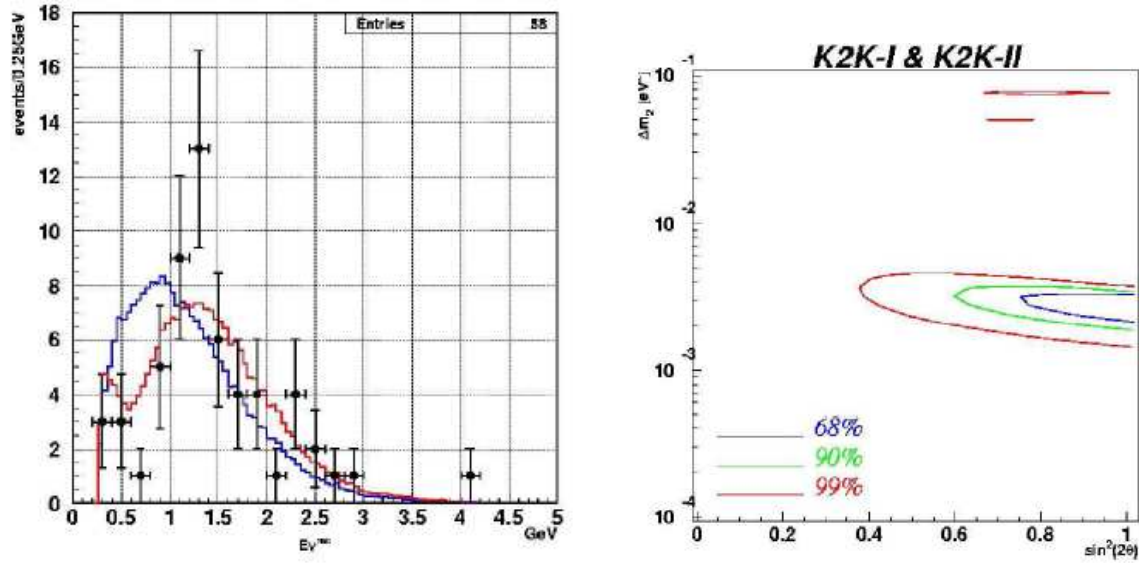


FIG. 2.10 – Figure de gauche : Comparaison entre le spectre en énergie mesuré (ligne continue pour le meilleur ajustement) et celui attendu (ligne pointillée) sans oscillation. Les points correspondent aux données observées. Figure de droite : Région autorisée pour les paramètres d’oscillations.

par simulation Monte Carlo dans le détecteur Super-Kamiokande est réalisée. L’expérience a enregistré un déficit avec distorsion dans le spectre en énergie des muons (figure 2.10) mettant en évidence un comportement oscillatoire mais ne permettant pas de conclure de manière définitive sur la nature de l’oscillation [48]. Au final, 107 événements ont été observés au lieu des 151 prédits. La figure 2.10 montre aussi la région permise pour les paramètres. Le contour permis avec un niveau de confiance à 90 % croise l’axe $\sin^2\theta_{23}=1$ pour $\Delta m_{23}^2 = 1.9$ et $3.6 \times 10^{-3} eV^2$. Enfin l’expérience a tenté de mettre en évidence une signature de ν_e par apparition provenant de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Aucune apparition n’a été détectée [49].

2.2.5 MINOS et CNGS

MINOS Le projet MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) est une expérience de disparition permettant de tester les oscillations neutrino dans le domaine atmosphérique et d’étudier par apparition l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour mettre une limite sur l’angle de mélange θ_{13} . L’expérience utilise comme source des ν_μ produits à l’accélérateur du Fermilab avec une énergie moyenne de 3 GeV. Le détecteur se situe 732 km plus loin dans la mine de Soudan [50], ainsi il est protégé des rayons cosmiques par une paroi rocheuse équivalent à une épaisseur de couche d’eau de 2070 m. Le détecteur pèse au total 5.4 kilotonnes [51] et est composé de 2 supermodules. Chaque supermodule est constitué d’une alternance de plans de fer épais de 2.54 cm et de plans de barreaux de scintillateur plastique de 1 cm traversés par des fibres optiques WLS et lus par des PM. Tout le détecteur est magnétisé par un champ moyen de 1.3 T permettant ainsi une identification de la charge des muons. Un détecteur proche du faisceau permet un contrôle précis de la systématique du flux. Le principe est le même que pour l’expérience K2K : une comparaison entre le flux attendu et mesuré est réalisée. Une disparition et une distorsion dans

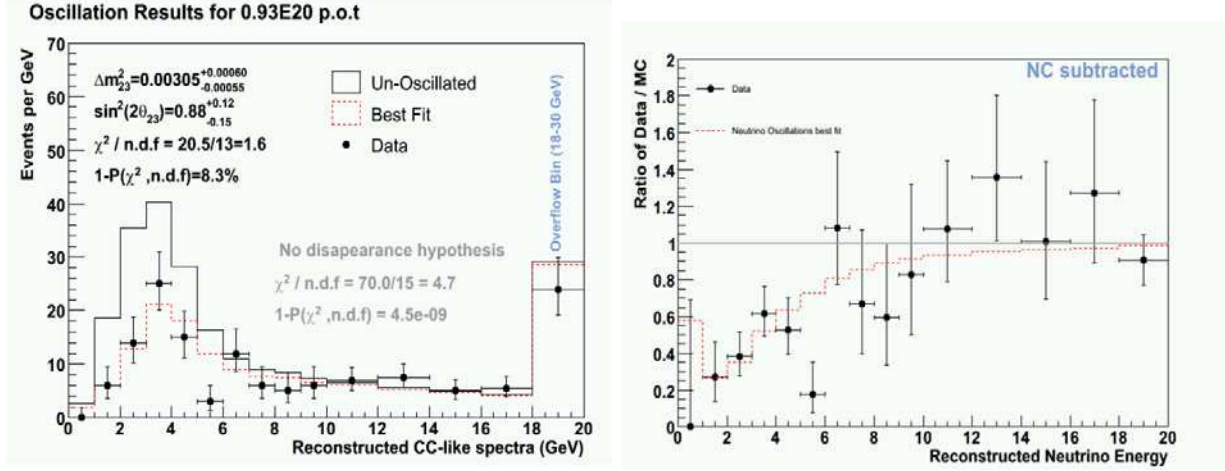


FIG. 2.11 – La figure de gauche montre la distorsion du spectre énergétique pour les événements de type CC. Le rapport data/MC montre un déficit (figure de droite).

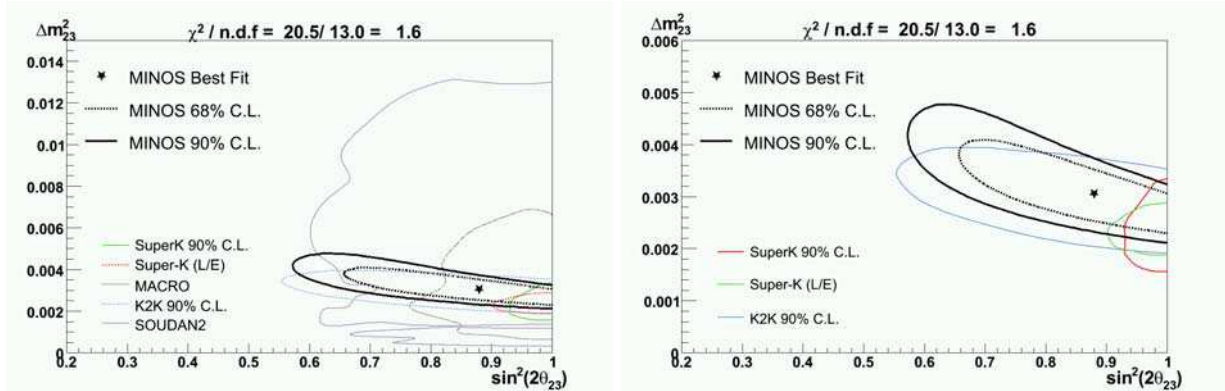


FIG. 2.12 – Contour autorisé des paramètres atmosphériques. La figure de gauche montre une plus grande échelle que la figure de droite.

le spectre énergétique des ν_μ traduisent une oscillation vers une autre saveur leptonique. Ces deux derniers points sont visibles sur la figure 2.11. Ensuite la région autorisée des paramètres atmosphériques est présentée dans la figure 2.12. Au final le meilleur ajustement des données donne :

$$\Delta m_{23}^2 = 3.05^{+0.60}_{-0.55}(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.}) \times 10^{-3} \text{eV}^2$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.88^{+0.12}_{-0.15}(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$$

Le nombre observé d'événements vaut 166 au lieu des 249 ± 14 attendus soit un rapport valant 0.67.

MINOS étudie aussi les ν_μ atmosphériques qui interagissent comme pour les ν_μ du faisceau par courant chargé. Des résultats préliminaires sont présentés dans la référence [52]. L'expérience montre clairement un déficit du flux de ν_μ atmosphériques et le rapport mesuré vaut :

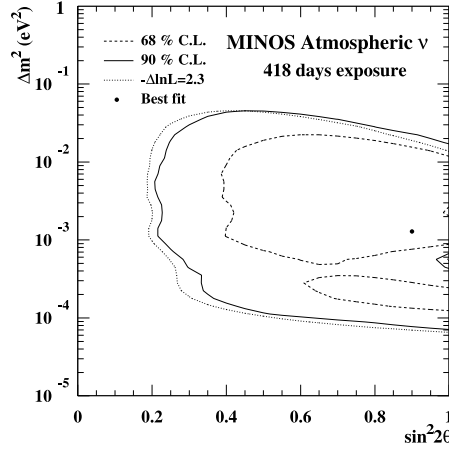


FIG. 2.13 – Région permise des paramètres d’oscillation obtenue en utilisant l’approche statistique de Feldman et Cousins [79]. Ces contours préliminaires sont issus de l’analyse des neutrinos atmosphériques enregistrés dans le détecteur MINOS et pour une prise de données de 418 jours.

$$R_{up/down}^{data}/R_{up/down}^{MC} = 0.62^{+0.19}_{-0.14}(stat.) \pm 0.02(sys.)$$

CNGS En parallèle du projet MINOS, le programme CNGS a proposé 2 expériences : ICARUS et OPERA. Ces expériences veulent mettre en évidence l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition directe du ν_τ et de conclure de manière définitive sur la nature des oscillations des neutrinos atmosphériques. Le ν_τ interagit par courant chargé et produit un lepton τ qui se désintègre en différents canaux. Le but de ces expériences est de reconstruire la topologie en coude de la désintégration du τ . Pour cela ICARUS [53] utilise de l’argon liquide et des TPC permettant ainsi une reconstruction en 3 dimensions des interactions ν_τ CC avec une haute résolution spatiale et calorimétrique. Le chapitre suivant présentera de manière détaillée l’expérience OPERA et le faisceau CNGS.

2.3 L’anomalie LSND et confirmation/infirmation par MiniBoone

LSND L’expérience LSND [54] (Liquid Scintillator Neutrino Detector) proposait de mettre en évidence par apparition l’oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ via la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Durant la prise de données de 1993 à 1998, les $\bar{\nu}_\mu$ étaient produits grâce à l’accélérateur de Los Alamos. LSND était un détecteur cylindrique rempli de 167 tonnes d’huile minérale légèrement dopée avec du scintillateur liquide. 1220 PM permettaient la reconstruction des événements. En 2001, l’expérience publie ses résultats [55] et observe un excès de $87.9 \pm 12.2 \pm 1.7$ événements. En revanche l’expérience KARMEN 2 [56] sensible à la même région de paramètres n’observa aucun excès. Une expérience complémentaire devait avoir lieu pour confirmer ou réfuter les résultats de LSND. S’ils sont confirmés, il faudrait alors introduire des neutrinos stériles comme il y a 3 valeurs de différence de masse quadratique : Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 et $\Delta m_{LSND}^2 > 0.1 eV^2$.

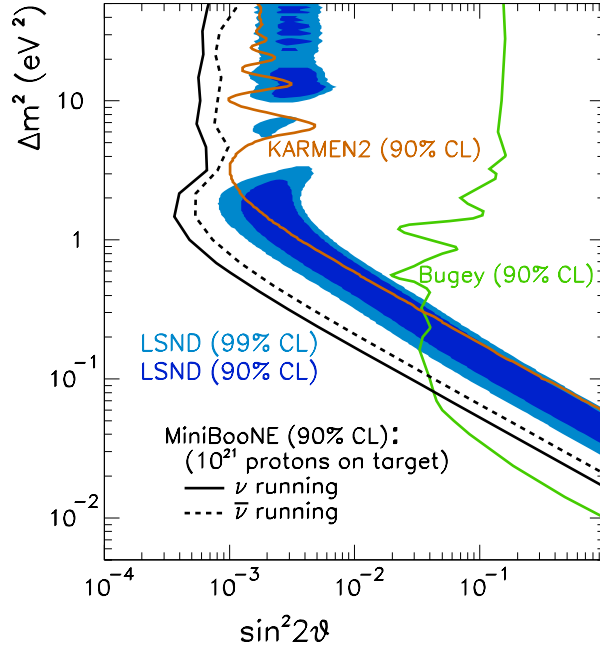


FIG. 2.14 – Régions permises à 90 % et 99 % C.L. par LSND comparées aux contours d'exclusion de Bugey et KARMEN2 et le contour attendu pour MiniBOONE.

MiniBOONE L'expérience MiniBOONE [57] a commencé ses prises de données en 2002. Cette expérience est sensible à la même région des paramètres et au même rapport L/E (~ 1 m/MeV) que LSND et recherche par apparition les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Pour cela, le détecteur se situe à 541 m du faisceau de neutrinos du Fermilab Booster [58]. Il est composé d'une sphère de 6.10 m de diamètre remplie avec 800 tonnes d'huile minérale non dopée par du scintillateur liquide. Les événements neutrinos sont reconstruits grâce à 1280 PM assurant une couverture uniforme de 10 %. Les premiers résultats devraient être publiés courant 2006 mais pour l'instant l'analyse est sujette à de nombreuses améliorations concernant les simulations Monte Carlo et une meilleure compréhension du bruit de fond ([59] et [60]). La figure 2.14 résume les sensibilités des expériences LSND, KARMEN et MiniBOONE.

2.4 Fenêtre ouverte sur les futures expériences

2.4.1 De nombreuses questions encore sans réponses

Les paragraphes précédents ont décrit des expériences confirmant essentiellement les oscillations neutrino. Mais le mystère concernant le neutrino reste encore presque entier et laisse place à une multitude de questions encore sans réponses :

1. Quelle est la nature du neutrino : Dirac ou Majorana ?
2. Quelle est la valeur du paramètre d'oscillation θ_{13} et de la phase de violation de CP δ_{cp} ?
3. Quel est le signe de Δm_{31}^2 (hiérarchie de masse) ?
4. Quelles sont les valeurs précises des paramètres solaires et atmosphériques ?

5. Quelles sont les masses exactes des ν_e , ν_μ et ν_τ ?
6. Quel est le nombre de saveurs leptoniques pour les neutrinos ?
7. Comment lever la dégénérescence : θ_{23} ou $(\frac{\pi}{2}-\theta_{23})$?

Un grand nombre d'expériences va tenter de répondre à l'ensemble de ces questions mais les réponses ne seront au rendez-vous que dans quelques dizaines d'années pour certaines d'entre elles. Un vaste programme sur le plan international s'est alors développé. Dans un futur plus proche c'est-à-dire dans les 10 années à venir les programmes sur faisceaux conventionnels du type CNGS et MINOS devraient restreindre la région des paramètres atmosphériques et diminuer ou découvrir la valeur limite sur θ_{13} . D'autres expériences plus sensibles utilisant des réacteurs nucléaires ou des superfaisceaux sont encore en discussion mais devraient commencer dans peu de temps. Pour un futur plus lointain (10 ans et plus), les projets utilisant des faisceaux très intenses et des détecteurs massifs (de quelques centaines de kilotonnes à la mégatonne), ou encore les faisceaux β [61] et les usines à neutrinos offriront une réponse très précise sur les valeurs de θ_{13} , δ_{cp} et le signe de Δm_{31}^2 .

Les expériences recherchant la double désintégration β indiqueront la nature du neutrino et s'il y a conservation ou non du nombre leptonique ($\Delta L=0$ si le neutrino est dit de Dirac sinon $\Delta L=2$ pour un neutrino de Majorana). Enfin des expériences tenteront de mesurer directement la masse des neutrinos sans passer par les oscillations, en exploitant les informations issues des spectres énergétiques des désintégrations des noyaux de tritium ou de mésons chargés.

Les sections suivantes ne présenteront que quelques expériences pour offrir une vision globale sur le vaste programme de recherche intensif concernant la physique du neutrino. Une expérience n'est pas capable de donner seule tous les éléments de réponse : l'étude de la complémentarité et l'optimisation de cette synergie entre plusieurs expériences est nécessaire pour lever les ambiguïtés liées aux corrélations et dégénérescences entre les divers paramètres d'oscillation. Cette dernière idée fera partie d'une étude plus détaillée dans le cadre de cette thèse.

2.4.2 Une expérience sur superfaisceau : T2K/HyperKamiokande

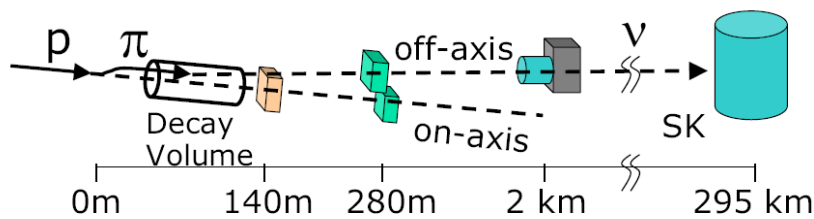


FIG. 2.15 – Vue schématique de l'expérience T2K.

Le projet T2K, Tokai to Kamiokande [62] et [63], dans sa première phase devrait commencer en 2009-2010. Cette expérience comporte 3 objectifs principaux :

1. La mise en évidence des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition directe des ν_e à partir d'un faisceau presque pur de ν_μ . Le but est d'améliorer la limite sur l'angle de mélange θ_{13} voire une première découverte de sa valeur. Dans le cas d'une absence de signal, l'expérience devrait atteindre une sensibilité pour $\sin^2 2\theta_{13} < 0.006$ dans la région permise à 90 %

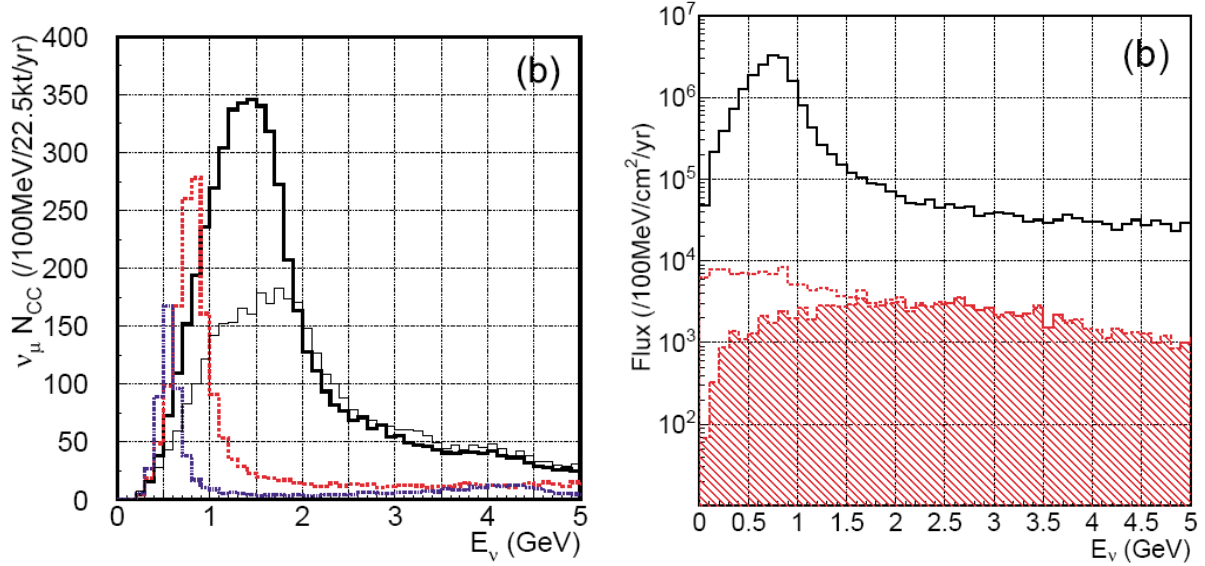


FIG. 2.16 – Figure de gauche : Spectre énergétique des neutrinos interagissant par courant chargé. Les histogrammes bleus, rouges et noirs correspondent respectivement pour des faisceau désaxés de 1,2 et 3°. Figure de droite : Comparaison entre le flux de ν_μ (noir) et de ν_e (rouge) pour une configuration “off-axis 2°”.

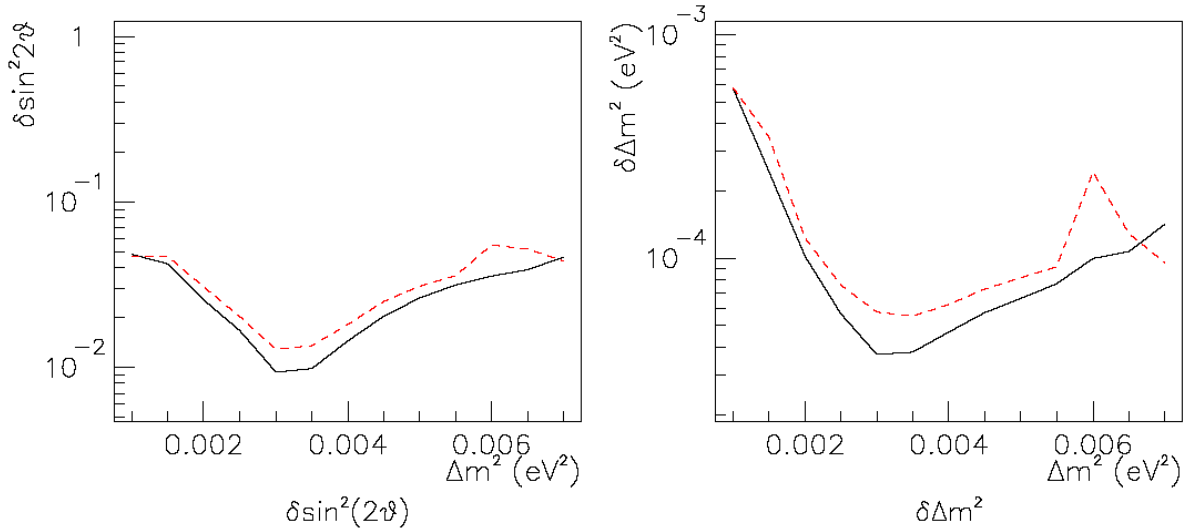


FIG. 2.17 – Courbes de précision des paramètres d’oscillations pour $\sin^2 2\theta_{23}=0.9$ (rouge) et $\sin^2 2\theta_{23}=1$ (noire).

par Super-Kamiokande. La limite supérieure serait alors améliorée d’un facteur 20 par rapport à la limite actuelle ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$ pour $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$) (voir figure 2.18).

2. Une mesure de haute précision sur les paramètres d’oscillation atmosphérique Δm_{23}^2 et θ_{23} à partir de la disparition des ν_μ du faisceau. Les courbes de précision sont présentées dans

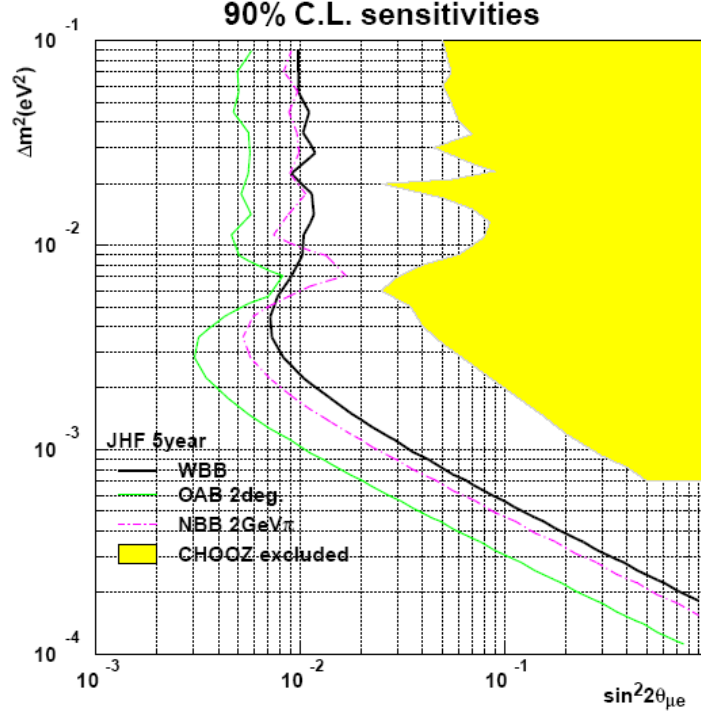


FIG. 2.18 – Courbes de sensibilité à 90 % C.L. en 5 ans de prises de données et pour différentes configurations de faisceaux. Nous rappelons que $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 1/2 \times \sin^2 2\theta_{13}$. Dans la région permise par Super-Kamiokande, la sensibilité atteinte est meilleure que 0.01.

la figure 2.17. En se plaçant au maximum de la probabilité d'oscillation, des précisions de l'ordre de 1 % sur l'angle de mélange θ_{23} et de 10 % sur Δm_{23}^2 sont attendues.

3. La recherche d'une composante stérile dans le canal de disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$.

Si la phase 1 réussit et trouve des résultats probants (notamment en ce qui concerne l'angle de mélange θ_{13}), la phase 2 prévoit la construction d'un détecteur mégatonne Cerenkov à eau (Hyper-Kamiokande) et une augmentation de la puissance du faisceau de 0.75 à 4 MW.

Dans la phase 1, le détecteur utilisé sera Super-Kamiokande situé à 295 km du faisceau de neutrinos produit par l'accélérateur JHF [64] à Tokai. La technologie employée au niveau de Super-kamiokande a déjà été largement validée. De plus les simulations Monte Carlo du faisceau et du détecteur ont aussi été testées dans l'expérience K2K. Dans l'avenir il sera alors possible de les améliorer et de diminuer les erreurs systématiques pour T2K et H2K.

L'énergie du faisceau pourra être ajustée entre 0.4 et 1 GeV pour se situer au maximum de la probabilité d'oscillation. La figure 2.16 montre les spectres énergétiques dans différentes configurations. Une configuration "off-axis" est prévue : l'angle formé par la direction du faisceau et le lieu du détecteur devrait varier entre 2 et 3°. De cette façon le faisceau présente un profil énergétique plus fin et la composante à haute énergie est supprimée. Un détecteur proche placé à 280 m puis un autre détecteur intermédiaire situé à 2 km permettent un contrôle précis de la direction, du flux, du profil énergétique du faisceau de ν_μ . Enfin, la détection des ν_μ se fera essentiellement par des processus quasi-élastiques courant chargé : $\nu_l + p \rightarrow l + n$, et aussi quelques processus courant neutre et profondément inélastiques. La nature du neutrino sera déterminée à partir de la saveur du lepton chargé.

Le dernier chapitre de la thèse sera consacrée à une étude de complémentarité entre T2K et OPERA. Une description plus détaillée des formules utilisées ainsi que des traitements statistiques des différentes données et bruits de fond associés sera abordée.

2.4.3 Les expériences auprès des réacteurs nucléaires

Nous avons vu dans les sections précédentes que de nombreuses expériences ont eu lieu auprès des réacteurs nucléaires : KamLAND, CHOOZ, Palo Verde, Bugey,... Elles offrent l'avantage d'utiliser des sources intenses de $\bar{\nu}_e$ et d'effectuer une mesure du dernier angle de mélange inconnu θ_{13} indépendamment des corrélations et dégénérescences avec les autres paramètres². Plusieurs propositions ont été faites notamment au Japon (KASKA dont une description précise est réalisée dans la référence [65]) et une autre en France nommée Double-CHOOZ [66]. Le but est de reprendre CHOOZ mais en rajoutant un détecteur similaire situé près (100 m) du réacteur. Une comparaison entre le flux mesuré dans le détecteur proche et celui prédit par des simulations Monte Carlo dans le détecteur lointain devrait rendre compte d'une éventuelle disparition et permettre de donner une valeur précise ou de diminuer la limite sur θ_{13} . Le défi majeur des expériences sur réacteurs est l'obtention de très faibles erreurs systématiques ($< 1\%$). Les sensibilités attendues pour chacune des expériences sont $\sin^2 2\theta_{13} < 0.017-0.027$ (90 % CL, 3 ans de prises de données, et dépendant de la valeur de Δm_{23}^2) et $\sin^2 2\theta_{13} < 0.025$ pour D-CHOOZ (90 % CL, 3 ans de prises de données et pour $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) [67].

2.4.4 Les usines à neutrinos

Les usines à neutrinos constituent l'outil ultime pour l'étude de l'ensemble des paramètres d'oscillations ([68] et [69]). Le principal objectif est de produire des faisceaux très intenses ($10^{21} \mu/\text{an}$), de haute énergie et très focalisés avec une composition bien connue et maîtrisée. Le dispositif expérimental est constitué d'un complexe d'accélérateurs permettant d'obtenir des muons ayant une énergie entre 20 et 50 GeV (figure 2.19). Ces muons sont ensuite stockés dans des anneaux où ils vont se désintégrer :

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

Le faisceau selon la configuration choisie sera composé de 50 % de ν_μ (ν_e) et 50 % de $\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu$). Les usines à neutrinos auront alors accès aux canaux suivants :

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ et $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$

et leurs conjugués pour l'autre configuration. Le ou les détecteurs utilisés devront être capable d'identifier le lepton avec une bonne résolution énergétique et une bonne identification de la charge. Pour cela des calorimètres magnétisés du type MINOS et pesant de l'ordre de 40 kilotonnes sont étudiés pour différentes distances (3000 km + 7000 km [70]).

Les usines à neutrinos pourront mesurer les paramètres atmosphériques (θ_{23} et Δm_{23}^2) avec une précision de l'ordre du pour cent. Par ailleurs, les sensibilités atteintes pour $\sin^2 2\theta_{13}$ seront de l'ordre de 10^{-5} . De plus elles permettront des études sur la violation de CP dans le secteur

²En effet, les expériences utilisant les réacteurs nucléaires comme source de $\bar{\nu}_e$ mesurent une probabilité de disparition $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$

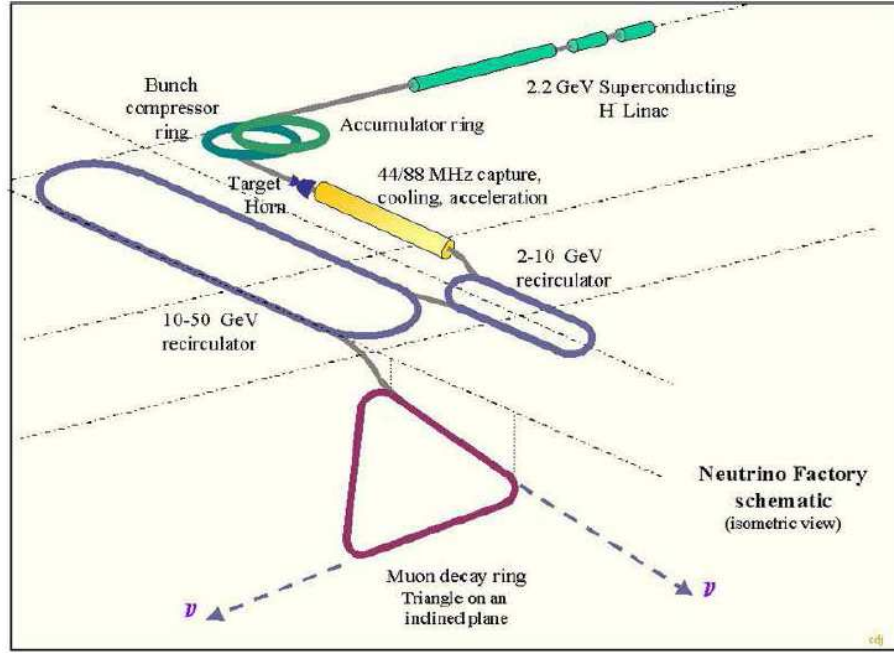


FIG. 2.19 – Principe d'une usine à neutrinos.

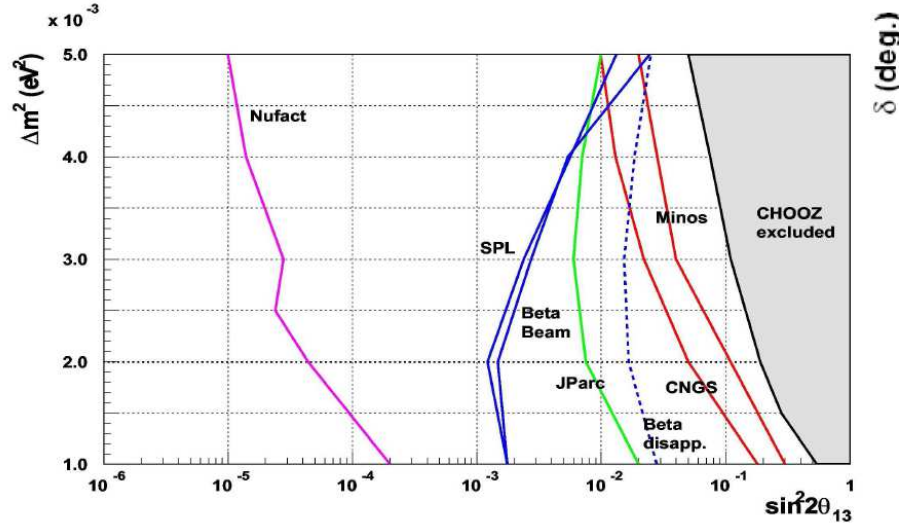


FIG. 2.20 – Courbes de sensibilité de $\sin^2 2\theta_{13}$ pour différentes options expérimentales.

leptonique en mesurant le rapport $\frac{N(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$ et par conséquent une mesure du paramètre δ_{cp} . Les figures 2.20 et 2.21 montrent les sensibilités atteintes pour différentes expériences et les usines à neutrinos apparaissent comme celles étant les plus sensibles.

De plus le faisceau de neutrinos parcourra plusieurs milliers de kilomètres dans la Terre avant d'atteindre le ou les détecteurs, il va donc subir les effets de matière (effet MSW), ce qui va permettre de déterminer le signe de Δm_{23}^2 (voir figure 2.22). Au final, l'étude des symétries

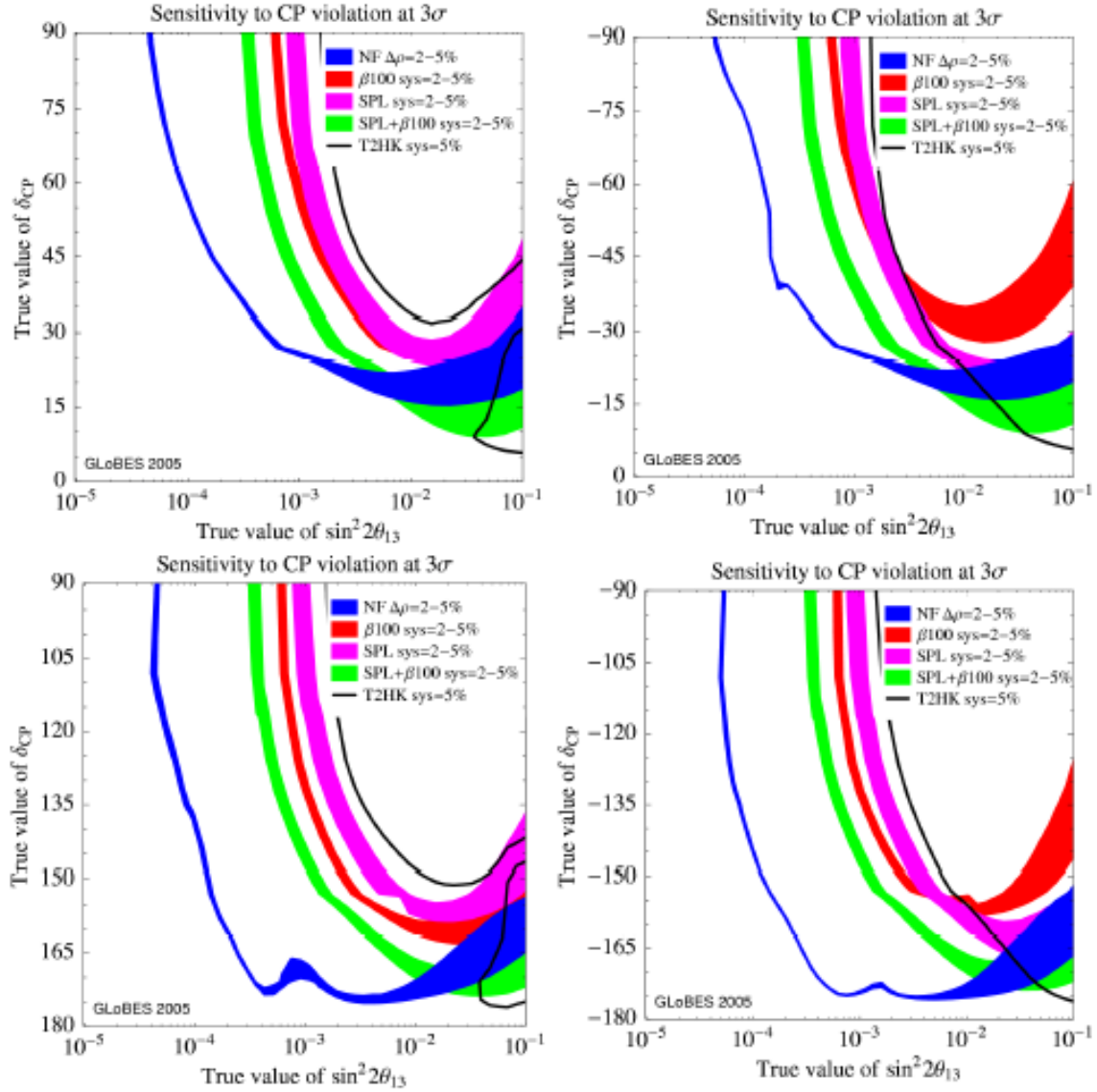


FIG. 2.21 – Courbes de sensibilité à 3σ de la phase de violation de CP δ_{cp} dans un schéma à 3 saveurs leptoniques. La courbe noire suppose l'expérience T2HK (8 ans de prises de données). La ligne magenta représente la sensibilité pour le projet SPL (10 ans de prise de données, détecteur Cherenkov à eau de 440 kilotonnes). Le graphe rouge concerne les β beams dirigés sur le même détecteur du projet SPL. La courbe verte est une combinaison des 2 expériences. La courbe bleue représente les usines à neutrinos pour des détecteurs placés respectivement à 3000 et 7000 km. L'épaisseur de chaque courbe tient compte des effets dus aux erreurs systématiques introduites par l'incertitude sur les sections efficaces et sur les effets de matière.

ou violation de symétries T, CP et CPT dans le secteur leptonique pourront être possibles grâce à ce genre d'installation.

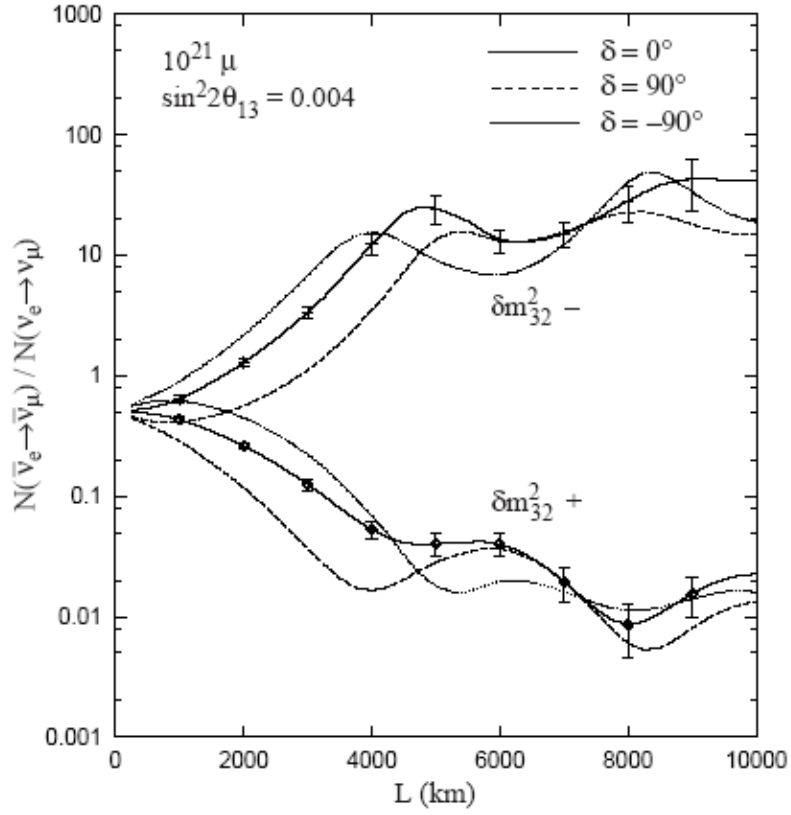


FIG. 2.22 – Rapport $\frac{N(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$ en fonction de la distance source/détecteur [70]. Les effets dus à la violation de CP se font sentir pour une distance $L = 3000$ km environ et deviennent nuls pour $L=7500$ km environ.

Chapitre 3

L'expérience OPERA

L'expérience OPERA [71], située sous la montagne du Gran Sasso en Italie, se propose de mettre en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du neutrino ν_τ à partir d'un faisceau presque pur de neutrinos ν_μ produit au CERN, en Suisse. Le détecteur OPERA est un détecteur hybride associant des détecteurs électroniques et des émulsions photographiques (Emulsion Cloud Chamber), technologie utilisée et validée dans des expériences telles DONUT [72] et CHORUS [73]. Après avoir exposé les motivations physiques ayant conduit à la réalisation de l'expérience, nous présenterons une description détaillée de la production du faisceau de neutrinos muoniques et du détecteur OPERA. Nous expliquerons ensuite la stratégie adoptée pour la détection des ν_τ . Enfin, nous exposerons les performances de l'expérience.

3.1 Les motivations Physiques

Les expériences citées dans le chapitre précédent ont mis en évidence les oscillations neutrino. L'expérience CHOOZ [43] a très fortement exclu l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le secteur atmosphérique. De plus l'expérience Super-Kamiokande [75] a enregistré un déficit dans le flux de ν_μ (distorsion dans le spectre zénithal) sans observer d'excès de ν_e . L'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est favorisée pour expliquer l'anomalie observée dans le détecteur Super-Kamiokande. L'expérience K2K [74], réalisée auprès d'un accélérateur, a enregistré aussi un déficit dans le flux de ν_μ avec une distorsion dans le spectre en énergie. La disparition des neutrinos ν_μ ayant été établie, l'expérience OPERA serait un test conclusif de l'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par l'observation directe de l'apparition d'un ν_τ à partir d'un faisceau presque pur de ν_μ . Le ν_τ interagissant par courant chargé produit un lepton chargé τ qui se désintègre essentiellement dans les canaux suivants :

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \overline{\nu}_\mu (17.7\%)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \overline{\nu}_e (17.8\%)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau n \pi^0 (49.5\%)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- n \pi^0 (15\%)$$

OPERA utilisera des émulsions nucléaires pour reconstruire la trace caractéristique en coude créée par le τ et ses produits de désintégration. Compte tenu du faible temps de vie du tau (2.9×10^{-13} s), la haute résolution spatiale ($\delta\theta \sim 1$ mrad et $\delta r \sim 1 \mu\text{m}$) offerte par les émulsions photographiques est nécessaire pour cette identification du τ .

OPERA permet ainsi, avec un rapport L/E équivalent au domaine des neutrinos atmosphériques, de préciser les paramètres d'oscillation Δm_{23}^2 et θ_{23} . Grâce à sa capacité à identifier les électrons et à la faible contamination du faisceau en ν_e , OPERA peut mettre aussi en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition de ν_e et améliorer la limite l'angle de mélange θ_{13} ou de déterminer une valeur.

3.2 Le Faisceau CNGS

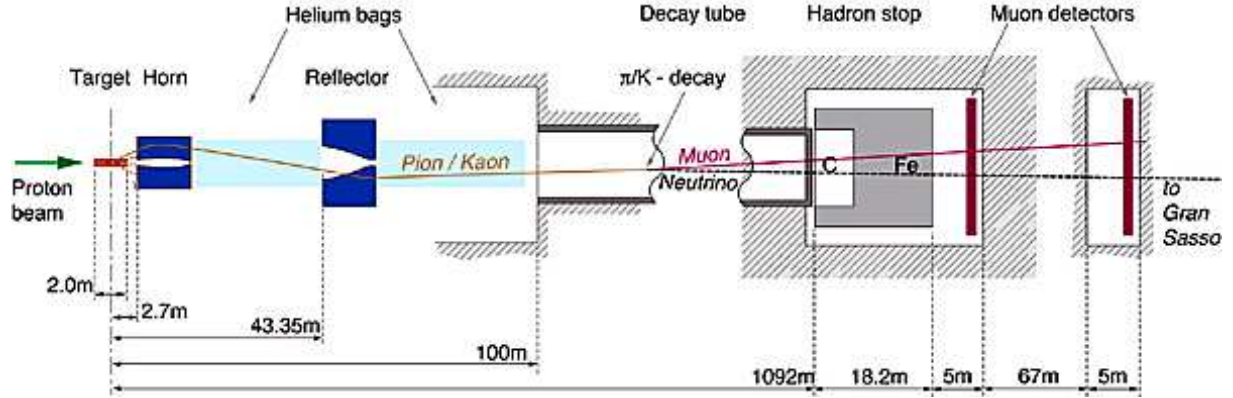


FIG. 3.1 – Vue schématique des différentes composantes du faisceau CNGS.

3.2.1 Description générale

Le faisceau CNGS (Cern Neutrino to Gran Sasso) sera produit au CERN et dirigé en direction du détecteur OPERA situé 732 km plus loin sous la montagne du Gran Sasso, en Italie. Les neutrinos interagissent très peu avec la matière, de plus l'effet MSW est négligeable sur une telle distance. Comme le montre la figure 3.1, la fabrication du faisceau se réalise en 3 étapes. Tout d'abord, les protons du SPS interagissent avec une cible dense constituée de barres de graphite produisant ainsi un faisceau secondaire de pions et de kaons. Ce faisceau secondaire est ensuite focalisé grâce à deux cornes magnétiques (Horn et Reflector) dans la direction d'un tunnel de désintégration. Enfin, les pions et les kaons se désintègrent dans le tunnel pour produire le faisceau de ν_μ . En sortie du tunnel un "stoppeur de hadrons" absorbe les pions et kaons qui ne se sont pas désintégrés et les protons. Derrière, un détecteur de muons ayant réussi à traverser l'absorbeur permet de connaître les caractéristiques du faisceau. Au final, il ne reste donc qu'un faisceau de neutrinos muoniques légèrement contaminé.

3.2.2 La production du faisceau

Production des protons Le Linac fournit des protons de 50 MeV au Booster pour les accélérer jusqu'à 1,4 GeV. Les protons sont injectés successivement dans le PS pour atteindre une énergie de 14 GeV puis dans le SPS pour obtenir une énergie de 400 GeV. La figure 3.2 montre un cycle d'extraction du SPS. Les protons sont extraits en mode partagé : toutes les 6 secondes 2 pulses de $10,5 \mu s$ espacés de 50 ms sont envoyés au Gran Sasso. Trois extractions

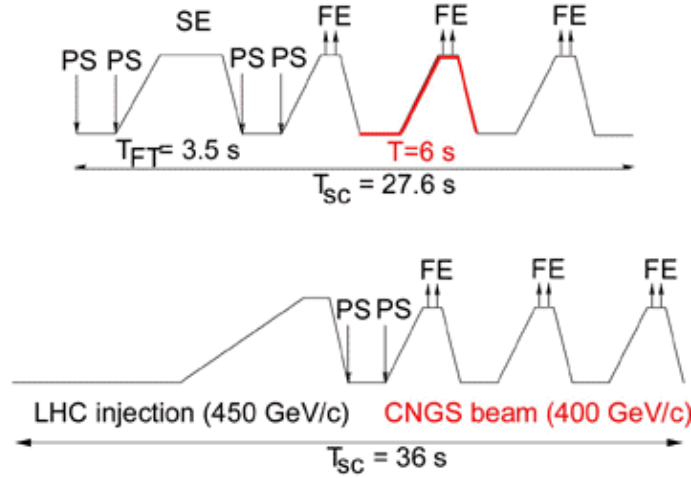


FIG. 3.2 – Représentation schématique d'un cycle du SPS avec une extraction rapide (FE) et une extraction lente (SE).

rapides (FE : Fast Extractions) alternent avec une extraction lente (SE : Slow Extraction). La cible, constituée de cylindres de graphite de 3 mm de diamètre et de 100 mm de long mesure 2 m. Le graphite permet de résister aux élévations de température et aux chocs thermomécaniques. La longueur de la cible est optimisée pour que 95 % des protons interagissent et produisent un maximum de particules secondaires. L'ensemble sera refroidi à l'aide d'hélium gazeux. L'intensité par cycle dans le SPS peut atteindre 4.8×10^{13} protons, ainsi 2.4×10^{13} protons par cycle peuvent être attendus. En supposant une efficacité globale de 55 % et 200 jours/an de fonctionnement, il est estimé que 4.5×10^{19} protons/an peuvent être envoyés sur la cible.

Le faisceau de pions et de kaons Les principales particules produites lors de l'interaction des protons avec la cible sont des pions et des kaons. Ces mésons vont traverser un système optique formé par 2 aimants produisant un champ magnétique toroïdal. Ce système de cornes magnétiques permet de produire un faisceau parallèle de pions et de kaons en focalisant les particules chargées positivement et en défocalisant les particules négatives. La première corne, traversée par un courant de 150 kA, va focaliser essentiellement les particules de 35 GeV. Mais les particules d'énergie inférieure sont trop focalisées inversement pour les particules de plus haute énergie. La deuxième corne, le réflecteur, traversée par un courant de 180 kA permet de corriger ces trajectoires et de diriger un maximum de particules dans le tunnel de désintégration. Sans la première corne, le flux du faisceau serait réduit de 90 % et sans la deuxième, la diminution serait de 50 %.

Le faisceau de neutrinos Les pions et les kaons se désintègrent dans un tunnel long de 1000 m environ et de 2.45 m de diamètre. Le tout est maintenu sous un vide dont la pression P reste inférieure à 5 mbar. Les K^+ produisent aussi des μ^+ et des ν_μ (63.4 %) et le ν_μ emporte jusqu'à 96 % de l'énergie. Les π^+ produisent essentiellement des μ^+ et des ν_μ (99.9 %). Le ν_μ emporte au maximum 43 % de l'énergie. Cependant seulement 23 % se désintègrent ; par conséquent un bloc constitué de 3 m de graphite et de 15 m de fer est placé en sortie de tunnel pour absorber

les hadrons. Les muons restant vont interagir dans la roche. Une première station de muons est placée derrière ce stoppeur de hadrons et une deuxième située 67 m plus loin. Ces deux détecteurs permettent de contrôler le profil et l'alignement du faisceau.

3.2.3 Les caractéristiques du faisceau

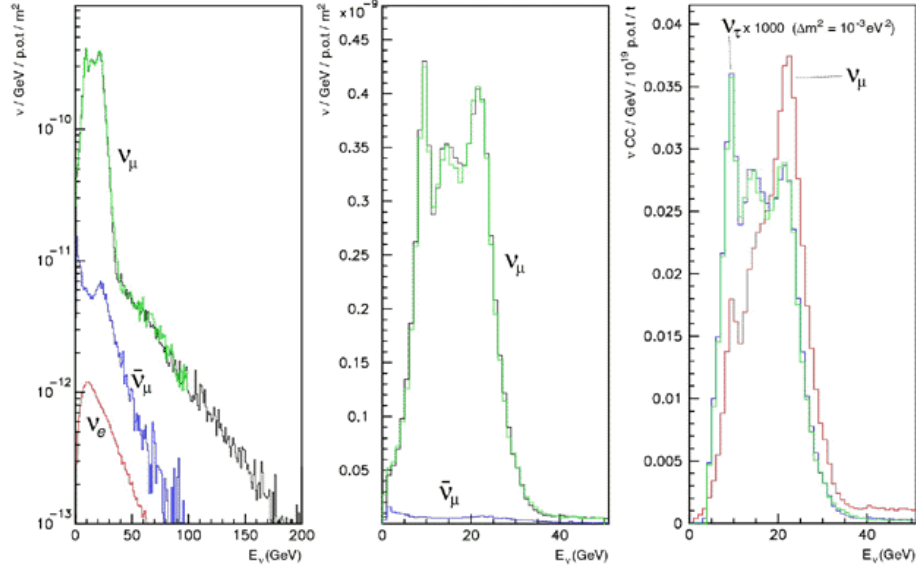


FIG. 3.3 – Distributions en énergie des flux des différents saveurs attendues au Gran Sasso. La figure de gauche possède une échelle logarithmique tandis que celle du milieu est représentée avec une échelle linéaire. La figure de droite indique le spectre des ν_μ interagissant par courant chargé et celui des ν_τ interagissant par courant chargé multiplié par un facteur 1000.

Le but de l'expérience est de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition directe du ν_τ . Pour ce faire, plusieurs caractéristiques du faisceau ont dû être optimisées : sa composition en saveurs et ses profils énergétique et radial.

Composition en saveurs du faisceau Un des principaux objectifs est d'obtenir un faisceau le plus pur en ν_μ . Cependant, comme l'indique le tableau 3.1, il est faiblement contaminé par d'autres saveurs de neutrinos et la figure 3.3 montre leur spectre en énergie. Les $\bar{\nu}_\mu$ proviennent de la désintégration des π^- et des K^- se produisant au niveau des cornes. Une autre partie des $\bar{\nu}_\mu$ est issue de la désintégration μ^+ mais leur énergie est faible. Les ν_e proviennent essentiellement de la désintégration du K_{e3}^+ ($K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$). Ces ν_e constituent le bruit de fond principal pour l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le flux de ν_e est déterminé avec une erreur systématique de 5 % et le rapport ν_e/ν_μ est connu avec une erreur de 3.1 % sur la normalisation. Cependant la sensibilité sur l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ reste dominée par les fluctuations statistiques [76]. Enfin, la fraction de ν_τ présente au sein du faisceau est très négligeable.

Optimisation du faisceau et du nombre attendu d'événements ν_τ La figure 3.3 montrant la distribution en énergie des ν_μ au Gran Sasso indique une énergie moyenne de 17 GeV et le flux est pratiquement nul au dessus de 30 GeV. Par conséquent le rapport $L/E = 732/17 = 43$

$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2.1 %
$(\nu_e + \bar{\nu}_e) / \nu_\mu$	0.87 %

TAB. 3.1 – Composition en saveurs du faisceau CNGS.

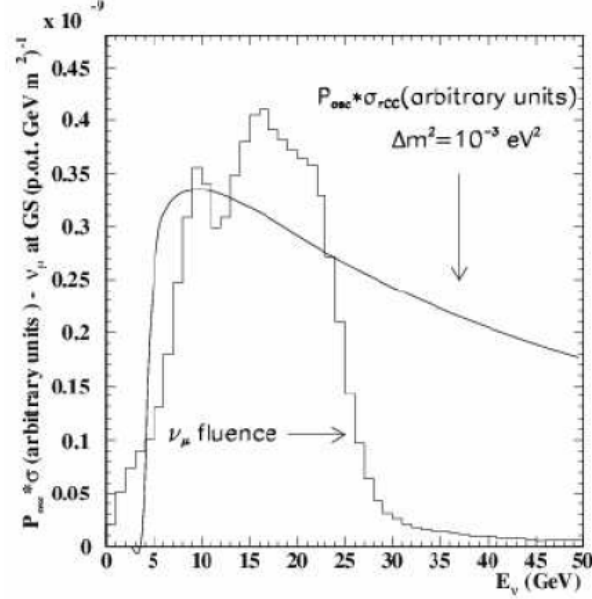


FIG. 3.4 – Comparaison entre le flux de ν_μ attendu au GS et le produit de la probabilité d’oscillation avec la section efficace d’interaction des ν_τ .

km/GeV ne maximise pas la probabilité d’oscillation : l’expérience OPERA est dite expérience “off-peak” [77]. Ceci est visible sur la figure 3.4 où se situe une superposition de la probabilité d’oscillation convoluée avec la section efficace d’interaction du ν_τ par courant chargé et du flux de ν_μ attendu au Gran Sasso. Le nombre d’interactions de ν_τ est donné par la formule suivante :

$$R_\tau = A \times \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times P_{osc}(E) \times \sigma_{\nu_\tau}(E) \times \epsilon(E) \times dE$$

avec :

- A : nombre de nucléons dans le détecteur
- $\Phi_{\nu_\mu}(E)$: flux de ν_μ
- $\epsilon(E)$: efficacité de détection du τ
- $P_{osc}(E)$: probabilité d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$
- $\sigma_{\nu_\tau}(E) = \sigma_o \times E \times f_\tau(E)$: section efficace d’interaction des ν_τ paramétrisée par la fonction $f_\tau(E)$.

De plus en considérant $\Delta m^2 \times L/E \ll 1$, alors

$$P_{osc}(E) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27 \times \Delta m^2 \times L/E) \sim \sin^2(2\theta) \times (1.27 \times \Delta m^2 \times L/E)^2$$

et l’intégrale s’écrit à nouveau :

$$R_\tau = A \times \sin^2(2\theta) \times 1.27^2 \times \sigma_o \times L^2 \times (\Delta m^2)^2 \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times f_\tau(E)/E \times \epsilon(E) \times dE$$

Comme le montre cette équation, l'optimisation du nombre d'interactions ν_τ doit tenir compte de plusieurs facteurs :

- l'intégrale doit être maximale. Pour cela, le flux doit être maximisé pour les mêmes valeurs du rapport $f_\tau(E)/E$. De plus la valeur de l'énergie doit tenir compte du seuil de création du lepton τ (3.5 GeV). Il est possible de régler ces paramètres de manière judicieuse.
- le nombre d'interactions ν_τ CC est proportionnel à $(\Delta m^2)^2$, valeur fixée par la nature.
- le spectre en énergie des ν_τ ne dépend pas de la valeur de $(\Delta m^2)^2$.
- comme $\Phi_{\nu_\mu}(E)$ varie en $1/L^2$, R_τ ne dépend plus de L et par conséquent le rapport signal/bruit augmente avec L.

Le tableau 3.2 résume pour différentes valeurs de Δm^2 le nombre d'interactions ν_τ sans tenir compte de l'efficacité du détecteur.

Δm^2 (en eV^2)	nombre d'interactions ν_τ
1×10^{-3}	24
2×10^{-3}	95
3×10^{-3}	214

TAB. 3.2 – Nombre attendu d'interactions ν_τ CC en 5 ans de prises de données pour une masse de cible moyenne de 1.6 ktonne.

3.3 Le détecteur OPERA

3.3.1 Description générale du détecteur OPERA

Le but de l'expérience est l'observation de la topologie en coude produite par le lepton τ et ses produits de désintégration. Compte tenu de la distance moyenne de parcours de 0.6 mm du τ et de la faible section efficace d'interaction du ν_τ , le détecteur doit posséder une haute résolution spatiale et être massif. OPERA réunit ces deux critères grâce à un élément de base : la brique, sorte de “mini détecteur” constitué d'une alternance d'émulsions et de feuilles de plomb.

OPERA est composé de 2 supermodules, chacun comportant 31 modules. Un module est constitué d'un mur de briques et 2 plans de barreaux de scintillateurs horizontaux et verticaux. Les plans de barreaux permettent la localisation des briques où s'est produite l'interaction neutrino. Derrière chaque supermodule, un spectromètre à muons sert à mesurer la charge et l'impulsion des muons. La figure 3.5 et le tableau 3.3 résument les principales caractéristiques du détecteur.

Les figures 3.5 et 3.6, montrant une combinaison formée par une cible de 206 000 briques et un ensemble de détecteurs électroniques, permettent de qualifier OPERA de détecteur hybride. Le trajectographe et la brique reconstituent les trajectoires et la position du vertex et permettent une étude calorimétrique des interactions.

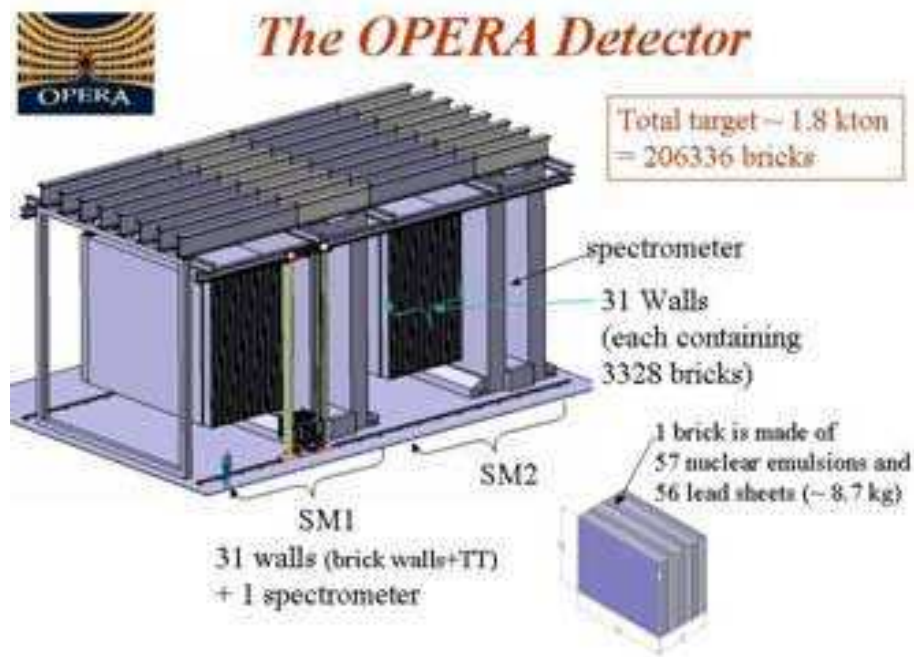


FIG. 3.5 – Vue schématique du détecteur OPERA.

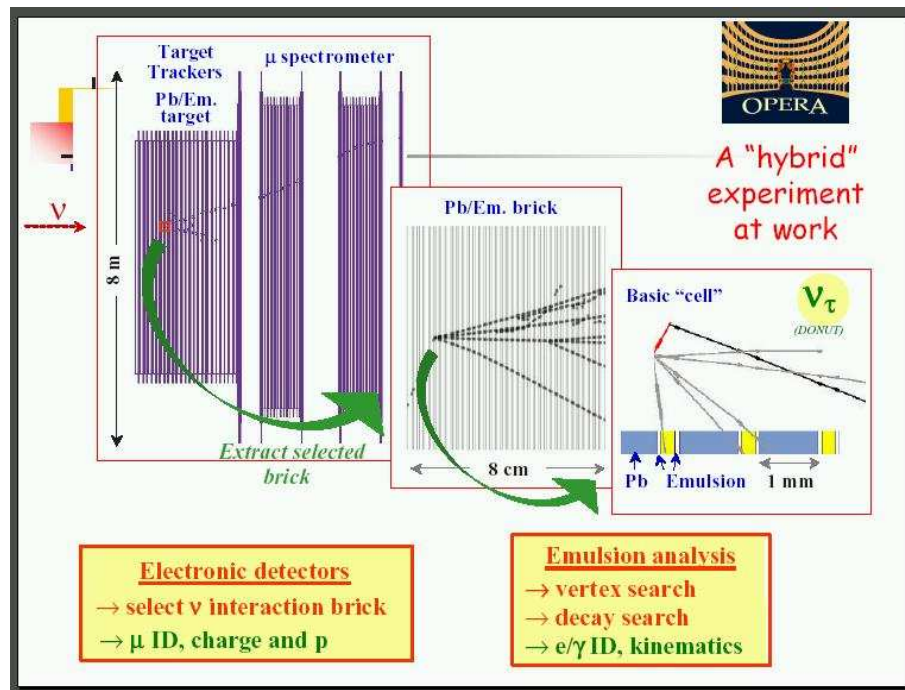


FIG. 3.6 – OPERA, détecteur hybride. La combinaison de détecteurs électroniques et de murs de briques permettent une localisation de l'interaction neutrino.

Epaisseur d'une cellule d'une brique (émulsion + Pb)	1.3 mm
Nombre de cellules/brique	56
Taille d'une brique	$12.7(\text{H}) \times 10.2(\text{V}) \times 7.5 \text{ cm}^3$
Masse d'une brique	8.3 kg
Nombre de briques/mur	3328
Nombre de modules/super module	31
Nombre de briques/super module	103168
Surface totale des émulsions / super module	$76\,000 \text{ m}^2$

TAB. 3.3 – Caractéristiques de la cible d'un super module du détecteur OPERA.

3.3.2 La cible et le trajectographe

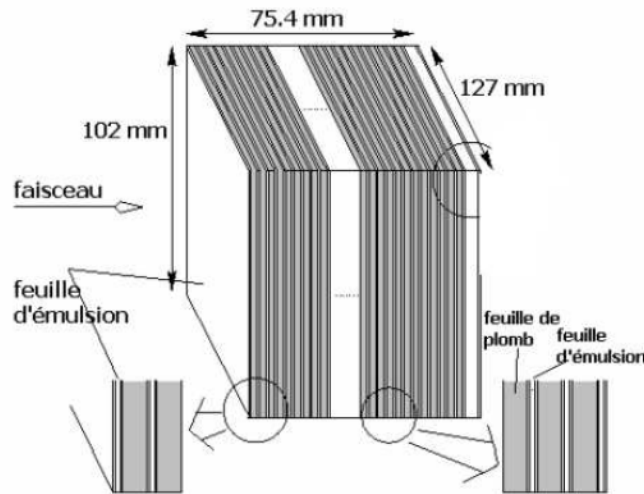


FIG. 3.7 – Vue schématique d'une brique ECC, composant fondamental d'OPERA. La structure en "sandwich" permet de reconstruire la topologie en coude du τ et de ses produits de désintégration.

Les murs de briques La brique constitue l'unité de base d'OPERA. La taille, la masse et la structure de la brique permettent d'allier les critères de massivité et de haute résolution spatiale du détecteur. Une brique possède une section transverse de $10.2 \times 12.7 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 7.54 cm équivalent à 10 longueurs de radiation (X_0). Ces dimensions sont optimisées pour minimiser l'incertitude sur la position du vertex d'interaction neutrino et maximiser la masse fiducielle du détecteur en limitant les effets de bords. Une brique pèse 8.3 kg : cette masse ne représente qu'une faible fraction de la masse totale du détecteur car les briques retirées ne seront pas remplacées. De plus elles seront plus faciles à déplacer lors de la manipulation par un robot. Une brique est constituée d'un assemblage de feuilles d'émulsion alternant avec des feuilles de plomb. Une feuille d'émulsion est constituée de 2 couches de gélatine épaisses de 50

μm et situées de part et d'autre d'une base plastique de $200\ \mu\text{m}$. Une feuille de plomb mesure $1\ \text{mm}$ d'épaisseur et la longueur de radiation vaut $5.6\ \text{mm}$.

La structure de la brique est organisée de la manière suivante :

1 émulsion + $56 \times$ (feuille de plomb + émulsion) + une base plastique ($\sim 3\ \text{mm}$ d'épaisseur) + un doublet d'émulsions spéciales (le "Changeable Sheet" (CS)).

Le rôle du CS est de confirmer la présence éventuelle d'un vertex dans la brique. La base plastique de $3\ \text{mm}$ fait office de protection contre la radioactivité du plomb et diminue ainsi le nombre de traces constituant un bruit de fond pour le CS et la recherche du vertex. La résolution intrinsèque d'une émulsion est de $0.060\ \mu\text{m}$. La figure 3.7 montre une brique ainsi que sa structure. Cette structure en "sandwich" permet de reconstruire la topologie en coude du lepton τ avec une haute résolution spatiale ($\delta\theta \sim 1\ \text{mrad}$ et $\delta r \sim 1\ \mu\text{m}$) et permet une étude physique détaillée :

- étude du canal $\tau \rightarrow e$: la structure cellulaire de la brique permet une bonne identification et reconstruction des électrons, notamment la séparation π/e . Cette séparation est basée sur la mesure de la diffusion coulombienne multiple suivant 2 méthodes : une méthode de mesure de la différence angulaire, dite méthode angulaire et une méthode mesurant la différence de positions, appelée méthode des coordonnées. Une épaisseur de $5\ X_0$ est suffisante pour une identification. La mesure de l'énergie de l'électron est réalisée en comptant le nombre de segments ¹. En effet la longueur d'une trace produite par une cascade électromagnétique est proportionnelle à l'énergie de l'électron l'ayant engendrée. La résolution obtenue pour des électrons dont $E < 1\ \text{GeV}$ est de l'ordre de $30\ \%$ et pour $E > 1\ \text{GeV}$ $\Delta E/E = 20\ \%$. Une autre méthode basée sur un réseau de neurones a été développée à Lyon dans le cadre de cette thèse.
- La mesure de l'énergie des photons : la longueur de conversion du plomb étant de $7.2\ \text{mm}$, la plupart des γ produisent une paire e^+/e^- . Ceci est important pour l'étude du canal $\tau \rightarrow h$. Le bruit de fond associé est dû aux réinteractions hadroniques produit lors d'interactions ν_μ par courant neutre et il est réductible en mettant une coupure cinématique sur l'impulsion transverse p_t . L'étude du canal $\tau \rightarrow \rho\ \nu$ (BR = $27\ \%$) puis $\rho \rightarrow \pi\ \gamma\ \gamma$ est ainsi rendue possible en reconstruisant la masse du ρ par la mesure de l'impulsion du π et des γ .
- étude du canal $\tau \rightarrow h$: le bruit de fond essentiel de ce canal est la réinteraction hadronique. La mesure de l'impulsion se fait aussi par la mesure de la diffusion coulombienne multiple et nécessite $5\ X_0$.
- la mesure du dE/dX : cette méthode est utilisée pour la séparation des pions et des muons à basse énergie dans le domaine non relativiste. La taille et le nombre de grains d'argent formés lors du passage d'une particule chargée dans les films d'émulsion sont proportionnels à l'énergie déposée [81].

Le trajectographe Le rôle principal du trajectographe est de localiser le mur et la brique où s'est produite l'interaction neutrino et de fournir une information sur la position et l'énergie des particules l'ayant traversé. La figure 3.9 qui représente un événement $\tau \rightarrow \mu$ illustre le but du trajectographe et montre sa place dans le détecteur.

Deux murs de briques sont séparés par 2 plans de barreaux de scintillateurs plastiques : un plan de barreaux verticaux (position X) et un plan de barreaux horizontaux (position Y).

¹Un segment est une trace reconstruite après le passage d'une particule chargée. Dans les chapitres suivants ces segments seront appelés "basetracks".

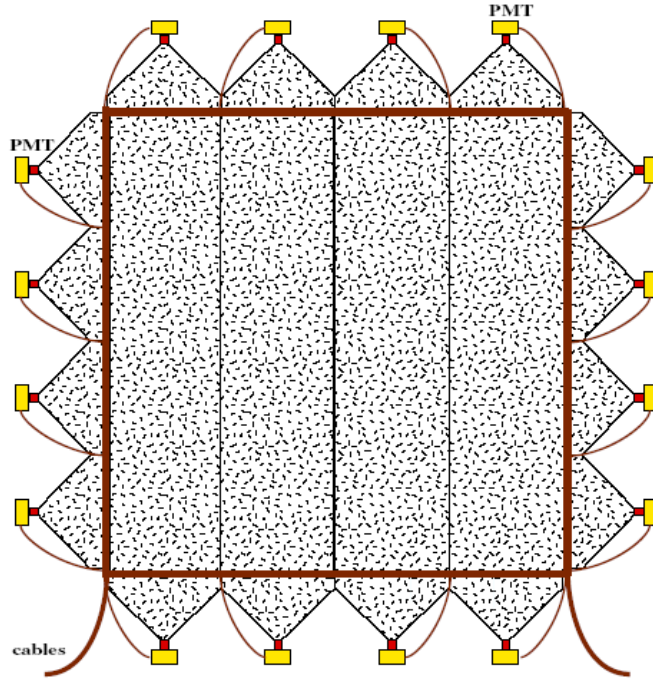


FIG. 3.8 – Schéma d'un plan de trajectrographes horizontaux et verticaux. Un plan contient 256 barreaux de scintillateurs plastiques. La surface d'un plan est de l'ordre de $6.7 \times 6.7 m^2$.

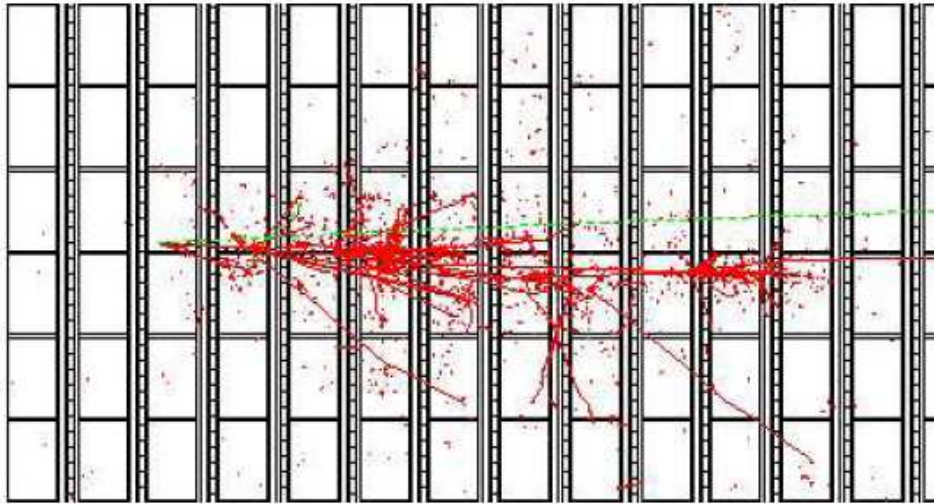


FIG. 3.9 – Vue d'une interaction ν_τ suivie de la désintégration $\tau \rightarrow \mu$ se produisant dans une brique du 3^e mur. Le faisceau CNGS provient de la gauche et la longue trace sortant de la brique représente la trajectoire du muon.

Un barreau mesure 6.7 m de long, pour une épaisseur de 1 cm et une largeur de 2.6 cm. Un plan est formé par 4 unités de 64 barreaux, soit un total de 256 barreaux. La surface totale du trajectographe est de l'ordre de 3000 m^2 .

Chaque barreau contient une fibre à décalage d'indice (WLS : Wavelength Shifter). Ces fibres absorbent les photons émis lors du passage d'une particule chargée dans le barreau puis les réémettent dans une autre longueur d'onde. Les photons sont transmis jusqu'à chaque extrémité puis détectés par un photomultiplicateur multipixel Hamamatsu. Pour assurer une bonne collection de la lumière chaque barreau est peint avec une couche de 0.1 mm de TiO_2 . La figure 3.8 montre les plans du trajectographe formé par les barreaux de scintillateurs plastiques.

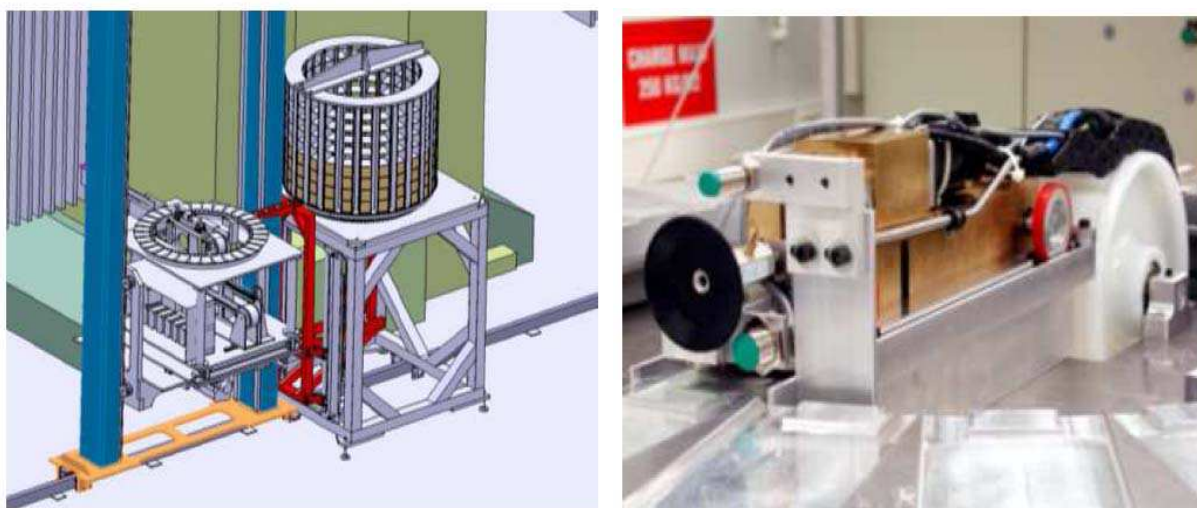


FIG. 3.10 – Figure de gauche : Dessin du BMS retirant des briques du demi-mur et les posant dans le carroussel. Figure de droite : Photographie du robot retirant ou remettant les briques à l'aide de sa ventouse.

Le manipulateur de briques (BMS) Au laboratoire d'Annecy (L.A.P.P.), deux robots de manipulation BMS (Brick Manipulator System) sont développés et en cours d'installation au Gran Sasso. Les BMS situés de chaque côté du détecteur permettront d'extraire les briques indiquées par les détecteurs électroniques et de remplir les murs en positionnant les briques avec une précision de 1 mm. Un robot va retirer les briques d'un demi-mur puis les stocker temporairement dans un carroussel (voir figure 3.10) jusqu'à la brique d'interaction. Les autres briques sont replacées de telle sorte à ne laisser aucune place vacante dans le détecteur car les briques enlevées ne seront pas remplacées.

3.3.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est composé d'un aimant dipolaire et de trajectographes de haute précision. L'objectif de ce spectromètre est de mesurer l'impulsion et la charge des μ . Ainsi, il est possible de distinguer les muons négatifs issus de la désintégration $\tau \rightarrow \mu^-$ et des interactions ν_μ CC avec des muons positifs produits lors de la désintégration des mésons charmés.

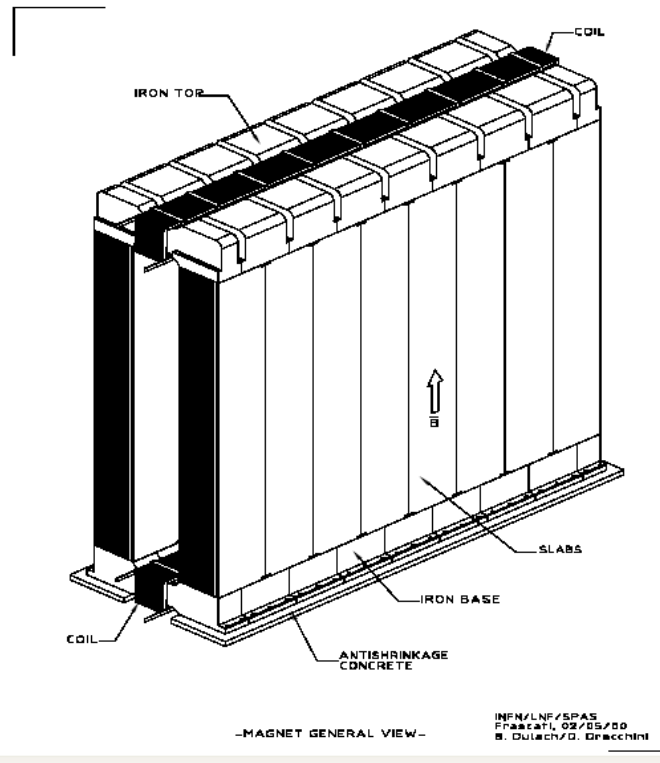


FIG. 3.11 – Vue schématique de l'aimant dipolaire du spectromètre à muons.

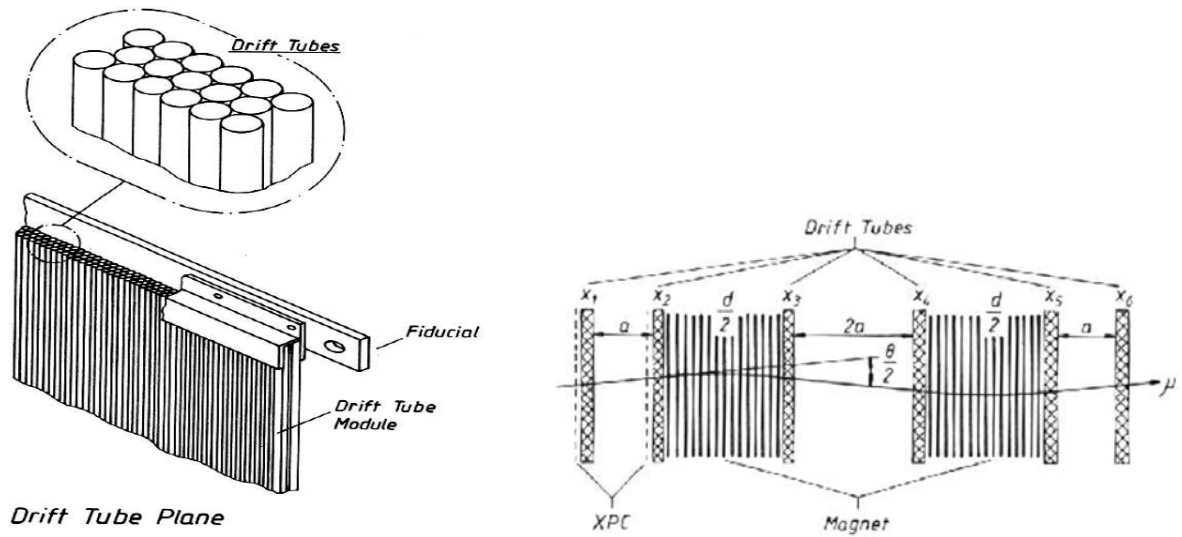


FIG. 3.12 – Figure de gauche : Vue détaillée d'un plan de tubes à dérive. Chaque plan est constitué de 256 tubes. Figure de droite : Vue schématique du trajectographe interne de précision. Cet ensemble permet de reconstruire la trace des muons et de déterminer leur charge et impulsion.

L’aimant et le trajectographe interne L’aimant dipolaire est constitué de 2 murs de fer séparés par une distance de 1 mètre (voir figure 3.11). La taille externe de l’aimant est de 8.75 mètres de large, 10 mètres de haut et plus de 2.64 mètres de longueur. Chaque mur, possédant une longueur de 0.82 m, est constitué de 12 plans de fer de 5 cm d’épaisseur alternant avec des RPC (Resistive Plate Chambers). Les RPC donneront une information sur la position transverse des particules chargées. Un courant de 1200 A circule dans les bobines situées aux extrémités des plans pour produire un champ magnétique de 1.6 T dont les lignes de champs sont opposées dans les 2 murs.

Les tubes à dérives Des plans inclinés ($+ 45^\circ$ et $- 45^\circ$) et des stations de tubes à dérives sont placés en amont et en aval de l’aimant. Des stations de tubes à dérives sont aussi installées à l’intérieur de l’aimant. Chaque station est composée de 3 plans de 256 tubes chacun (voir figure 3.12). De cette manière la trajectoire des muons est reconstruite avec une précision de $300 \mu\text{m}$ et son impulsion est mesurée avec une résolution de 20 % (pour $\langle p \rangle = 6.5 \text{ GeV}$). Au final, l’identification des muons est supérieure à 95 %.

3.4 Détection des événements ν_τ

3.4.1 Localisation de la brique

La première étape consiste en la localisation du mur, puis la brique de l’interaction neutrino candidate est extraite grâce au BMS. Une des difficultés pour repérer le mur est due à la rétrodiffusion des particules qui déclenchent l’électronique associée aux plans de scintillateurs en amont du point d’interaction. Un algorithme basé sur l’identification des muons et utilisant un réseau de neurones optimise l’efficacité de localisation du mur et de la brique. Le tableau 3.4 indique les efficacités en fonction de la stratégie d’extraction.

Avant une analyse complète, la brique est installée dans une pièce blindée et un scan du CS est effectué. Si les traces reconstruites convergent vers un vertex la brique sera développée sinon un nouveau (CS) est installé et le tout est remplacé dans le détecteur.

canal	ϵ_{mur}	ϵ_{brique} (1 brique)	ϵ_{brique} (2 briques)
$\tau \rightarrow \mu$	87.8 %	73.5 %	81.3 %
$\tau \rightarrow e$	89.1 %	75.3 %	83.6 %
$\tau \rightarrow h$	82.0 %	63.2 %	72.8 %

TAB. 3.4 – Efficacité de localisation du mur et de la brique où s’est produite l’interaction neutrino [80]. Le nombre de briques indiqué entre parenthèses correspond au scénario envisagé pour leur extraction.

3.4.2 Exposition aux cosmiques et développement de la brique

Les briques sélectionnées pour une interaction neutrino sont placées dans un puits où elles seront exposées perpendiculairement durant 2 à 3 jours aux rayons cosmiques (dans le GS le

taux est de l'ordre de $1 \mu/m^2/h$). La densité de traces obtenue de l'ordre de 1 ou 2 / mm^2 permettra un alignement précis des 57 émulsions de la brique.

Ensuite, les feuilles sont numérotées et séparées des plaques de plomb. Puis les émulsions sont développées, et sont enduites de glycérine pour qu'elles retrouvent leur épaisseur d'origine. Enfin les émulsions sont réparties dans les différents laboratoires et stockées dans des salles climatisées où sont maintenues des conditions de température et d'humidité précises.

3.4.3 Logique de scan

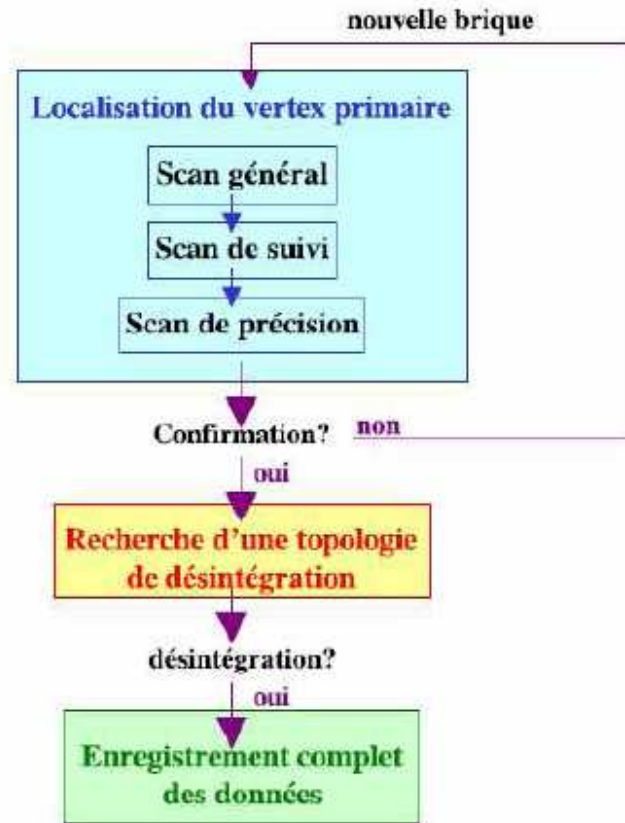


FIG. 3.13 – Organigramme représentant la logique de scan pour l'identification du vertex d'interaction et la reconstruction de la topologie de désintégration du lepton τ .

Après extraction, exposition aux cosmiques et développement de la brique, les émulsions doivent être scannées selon 3 étapes décrites dans l'organigramme de la figure 3.13 pour reconstruire le vertex de l'interaction neutrino : le scan général, le scan-back et la confirmation du vertex.

Le scan général : Le CS est en premier lieu scanné. Toutes les traces reconstruites dont $\tan(\theta) < 0.4$ rad sont enregistrées. Cette procédure garde les traces créées par les cosmiques

et les particules appartenant à l'événement neutrino. Une zone de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ est scannée si les détecteurs électroniques ont identifié un muon sinon la totalité de la feuille est scannée.

Le scan-back : L'alignement de la CS réalisée, toutes les traces sont reconstruites jusqu'à ce qu'elles n'apparaissent plus dans 2 films consécutifs. Ainsi, il est possible de reconstruire le point d'arrêt pouvant être considéré comme le vertex d'interaction et dont la confirmation est nécessaire.

La confirmation du vertex : Une zone de surface $5 \times 5 \text{ mm}^2$ dans 4 films consécutifs est scannée autour du point d'arrêt pour confirmer le vertex qui est classifié suivant 3 types : un vertex avec une particule parente chargée, un vertex sans particule parente mais 2 particules secondaires chargées formant un faible angle, et un vertex sans particule parente et différent du 2^e type de vertex. L'efficacité de reconstruction de vertex est supérieure à 90 %.

3.4.4 Validation et enregistrement du candidat ν_τ

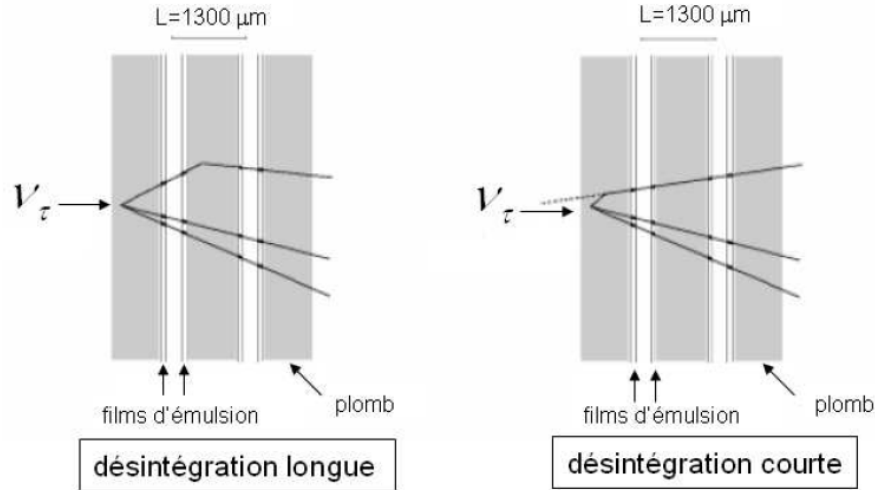


FIG. 3.14 – Classification des types d'interactions ν_τ CC reconstruits dans une brique ECC. La figure de gauche représente un “événement long” et celle de droite un “événement court”.

Après confirmation de la présence du vertex dans la brique, la dernière étape consiste en la mise en évidence d'une interaction ν_τ CC par l'observation directe de la topologie en coude produite par le lepton τ et ses produits de désintégration. Une zone plus grande (de l'ordre de $5 \times 5 \text{ mm}^2$) et 10 films sont alors scannés et l'impulsion des particules est mesurée à partir de la diffusion coulombienne multiple [82]. Lors du scan et de l'analyse, 2 types d'événements sont considérés et présentés dans la figure 3.14 : les événements courts et les événements longs.

- les événements longs, ou “long decays”, correspondent au cas où la désintégration du τ a lieu dans une feuille de plomb différente de celle où le neutrino a interagi. Cette trace permet alors de reconstruire la topologie en coude. Pour sélectionner cet événement l'angle θ_{kink} formé par le τ et les particules filles doit répondre aux coupures suivantes : $20 < \theta_{kink} < 500 \text{ mrad}$.

- les événements courts, ou “short decays” (60 % des interactions ν_τ CC) correspondent au cas où l’interaction du ν_τ et la désintégration du τ se produisent dans la même feuille de plomb. Seules les traces des particules filles chargées sont visibles dans les émulsions suivantes. Le paramètre d’impact IP doit répondre aux critères suivants : $5 < \text{IP} < 20 \mu\text{m}$ pour garder l’interaction.

Pour l’analyse complète d’un événement, des critères cinématiques sont pris en compte. L’impulsion calculée par diffusion coulombienne multiple est mesurée à nouveau avec une précision de 20 à 25 %. Des coupures sur le moment et l’impulsion transverse sont appliquées et une comparaison entre les données des détecteurs électroniques et de la brique permettent de garder finalement les bons candidats validés par plusieurs laboratoires. Les efficacités finales pour chaque canal de désintégration sont présentées dans le tableau 3.5.

canal	DIS long	QE long	DIS Short	total (pondéré)
$\tau \rightarrow e$	2.7 %	2.3 %	1.3 %	3.4 %
$\tau \rightarrow \mu$	2.4 %	2.5 %	0.7 %	2.8 %
$\tau \rightarrow h$	2.8 %	3.5 %	-	2.9 %
TOTAL	8.0 %	8.3 %	1.3 %	9.1 %

TAB. 3.5 – Efficacité de détection du τ pour les 3 canaux envisagés. La pondération tient compte du taux d’événements profondément inélastiques (DIS) et quasi-élastiques (QE).

3.5 Les performances et sensibilités de l’expérience

3.5.1 Signal et bruit de fond

Nature de l’interaction	nombre d’interactions
$\nu_\mu \text{CC}$	23300
$\nu_\mu \text{NC}$	7000
$\bar{\nu}_\mu \text{CC}$	490
$\nu_e \text{CC}$	186
$\bar{\nu}_e \text{CC}$	16

TAB. 3.6 – Tableau résumant le nombre d’interactions neutrino pour chaque saveur. Ces estimations sont réalisées pour 5 ans de prises de données, $4.5 \times 10^{19} \text{pot/an}$ et une masse moyenne du détecteur de 1.6 kilotonne.

Le nombre total d’interactions de neutrinos de différentes saveurs ayant lieu dans le détecteur OPERA durant une prise de données de 5 ans est résumé dans le tableau 3.6. Ces interactions peuvent être la source de bruits de fond pour les 3 canaux de désintégration du τ ou pour les électrons concernant la recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le dernier point sera abordé dans le chapitre consacré à l’étude de ce canal. Les différents bruits de fond pour le τ sont :

nature du bruit de fond	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	total
B.F. charmé	0.210 (0.117)	0.010 (0.007)	0.162 (0.160)	0.382 (0.284)
muons diffusés à grand angle		0.116 (0.023)		0.116 (0.023)
B.F. hadronique		0.093 (0.093)	0.116 (0.116)	0.209 (0.209)
total par canal	0.210 (0.117)	0.219 (0.123)	0.278 (0.276)	0.707 (0.516)

TAB. 3.7 – Tableau résumant le bruit de fond (B.F.) par canal. Les chiffres entre parenthèses correspondent à une réduction possible de 30 %. Des analyses en cours de tests en faisceau devraient rendre cette diminution possible.

Les ν_τ prompts : Ils sont produits lors de la désintégration des mésons D_s créés lors de l’interaction des protons sur la cible de graphite. Ce bruit de fond est négligeable, compte-tenu de la très faible contamination du faisceau.

Les particules charmées : Elles sont produites dans 3.3 % des interactions ν_μ CC dans les gerbes hadroniques. Les mésons charmés possèdent des masses et des temps de vie similaires à ceux du τ et aussi les mêmes canaux de désintégration. Elles constituent donc le principal bruit de fond pour les 3 canaux de désintégration du τ si le muon primaire issu de l’interaction ν_μ CC n’est pas identifié (5 % des cas). Si le muon primaire est identifié, le bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ est réduit par la mesure de la charge du μ^+ dans le spectromètre.

Les réinteractions hadroniques : Les réinteractions hadroniques sont produites lors des interactions ν_μ CC et ν_μ NC lorsque un hadron réinteragit avec un noyau de plomb. Ceci constitue un bruit de fond important pour le canal $\tau \rightarrow h$ si le muon n’est pas identifié. Elles peuvent constituer également un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ si un hadron est identifié comme muon. Une mesure du dE/dx en comptant le nombre de grains permet de réduire ce bruit de fond [81]. Une simulation Monte-Carlo permet d’estimer ce bruit de fond avec une erreur systématique de 50 %.

Le bruit de fond issus des π^0 et des électrons prompts : Les électrons issus des interactions ν_e CC provenant de la contamination du faisceau peuvent simuler une topologie en coude semblable à celle du canal $\tau \rightarrow e$ (pour les événements de type “short event”). Ce type d’événement est éliminé en appliquant une coupure sur l’impulsion transverse. Ensuite les π^0 produits lors d’un échange de charge dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ dans une interaction ν_μ NC peuvent mimer aussi un τ se désintégrant en électron. Une autre source de confusion pour des événements $\tau \rightarrow e$ courts provient des électrons ou positrons créés lors de conversion d’un γ dans une feuille de plomb. Ces bruits de fond représentent environ $10^{-6} \times N_{CC}$ en appliquant des coupures cinématiques.

La diffusion des muons à grand angle Des muons issus d’interactions ν_μ CC diffusés à grand angle sont un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$. L’expérience CHORUS a permis de fixer une limite supérieure à 10^{-5} des ν_μ CC.

3.5.2 Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

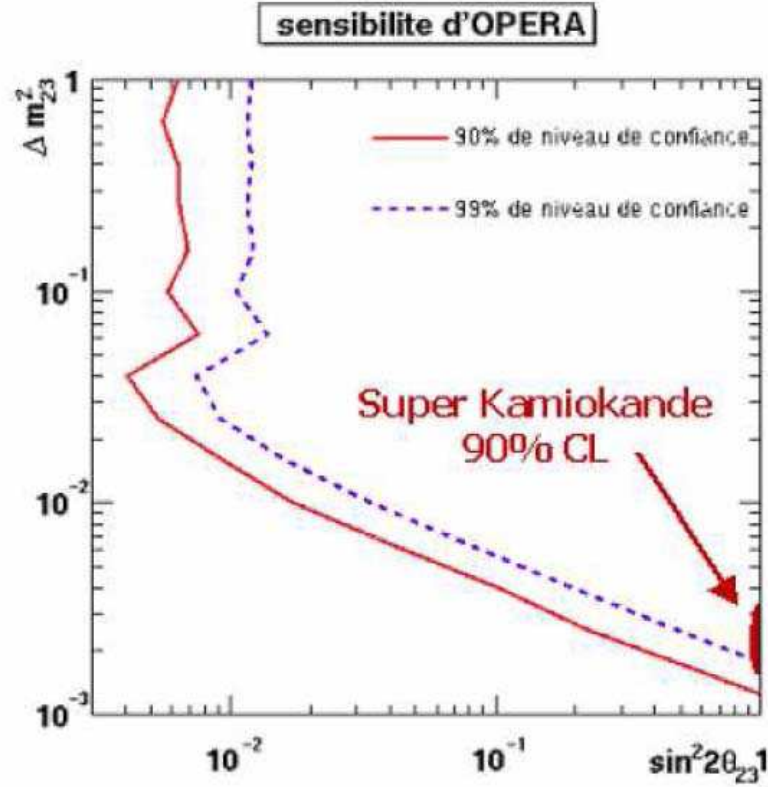


FIG. 3.15 – Courbe de sensibilité de l'expérience OPERA pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en 5 ans de prise de données.

Δm^2	$1.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	B.F.
1.8 ktonne	6.6 (10)	10.5 (15.8)	16.4 (24.6)	0.7 (1.1)
1.	8.0 (12.1)	12.8 (19.2)	19.9 (29.9)	1.0 (1.5)
2.	8.0 (12.1)	12.8 (19.2)	19.9 (29.9)	0.8 (1.2)

TAB. 3.8 – Nombres d'événements attendus pour différentes valeurs de Δm^2 et en tenant compte des améliorations possibles. 1=amélioration de ϵ_{brique} et en tenant compte de canaux hadroniques supplémentaires. 2=réduction du bruit de fond (B.F.). Les chiffres entre parenthèses correspondent aux nombres d'événements attendus avec une augmentation d'intensité de faisceau de 50 %.

Le nombre d'événements pour chaque canal de désintégration ainsi que le bruit de fond associé sont présentés dans le tableau 3.8 pour 3 valeurs de Δm^2 différentes. Les valeurs extrêmes correspondent aux limites fixées par la zone autorisée à 90 % C.L. par l'expérience Super-Kamiokande tandis que la valeur centrale correspond au meilleur ajustement des données. L'ensemble des valeurs de Δm^2 sont données en considérant un angle maximal $\sin^2(2\theta_{23})=1$.

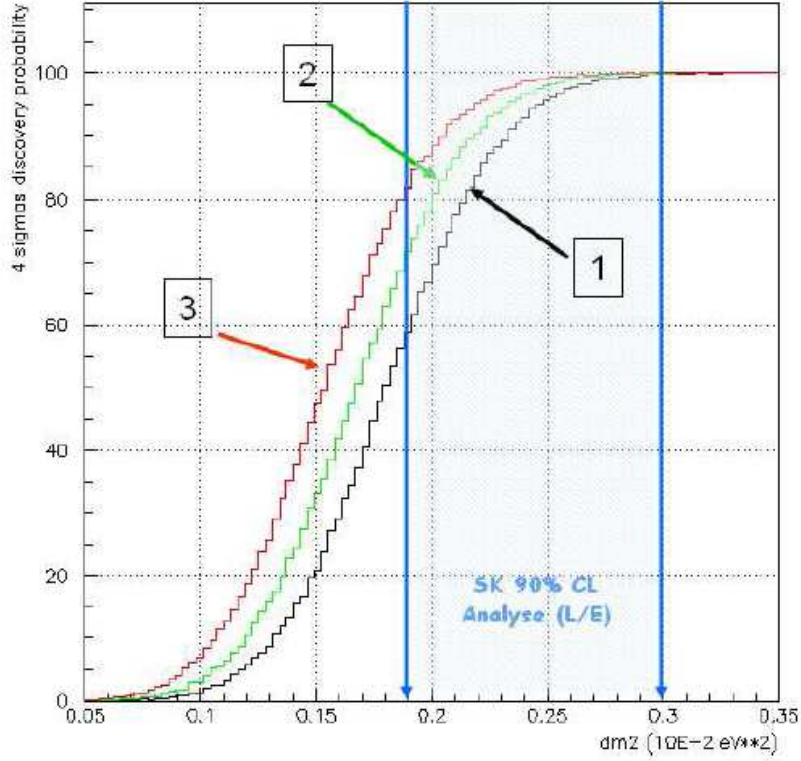


FIG. 3.16 – Potentiel de découverte à 4σ de l'expérience OPERA. courbe 1 (noire) : avec les valeurs nominales. Courbe 2 (verte) : avec une réduction du bruit de fond de 30 %. Courbe 3 (rouge) : avec une réduction du bruit de fond de 50 %. La zone hachurée représente les valeurs autorisées par Super-Kamiokande à 90 % C.L.

Pour $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, 10.8 événements sont attendus pour un faible bruit de fond estimé à 0.7.

La zone de sensibilité accessible par OPERA est présentée dans la figure 3.15 et est calculée dans le cadre de la statistique de Feldman et Cousins [79]. Cette zone couvre celle de Super Kamiokande. Ainsi, si OPERA ne détecte aucun événement ν_τ , cette zone devra être exclue. En cas d'observation de signal, OPERA devrait améliorer la mesure sur le paramètre Δm^2 .

La figure 3.16 montre qu'il est possible d'estimer la sensibilité de l'expérience en calculant la probabilité $P_{4\sigma}$ en fonction de la valeur de Δm^2 . $P_{4\sigma}$ représente la probabilité d'OPERA de détecter un nombre d'événements ν_τ supérieure à une fluctuation statistique du bruit de fond à 4σ . Pour $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $P_{4\sigma}$ vaut 95 %.

3.5.3 Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Grâce à sa capacité d'identification des électrons, OPERA devrait permettre une mise en évidence de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le cadre d'un formalisme à 3 saveurs [78]. L'étude de ce canal permet d'accéder à l'angle de mélange θ_{13} via la formule de probabilité approximative :

efficacité	signal ν_e CC	$\tau \rightarrow e$	ν_μ CC $\rightarrow \nu_\mu$ NC	ν_μ NC	faisceau ν_e CC
ϵ	0.31	0.032	0.34×10^{-4}	7×10^{-4}	0.082

TAB. 3.9 – Efficacités pour le signal et les bruits de fond pour l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. L’efficacité pour $\tau \rightarrow e$ inclut le rapport d’embranchement.

θ_{13}	$\sin^2 2\theta_{13}$	signal ν_e CC	$\tau \rightarrow e$	ν_μ CC $\rightarrow \nu_\mu$ NC	ν_μ NC	faisceau ν_e CC
9°	0.095	9.3	4.5	1.0	5.2	18
8°	0.076	7.4	4.5	1.0	5.2	18
7°	0.058	5.8	4.6	1.0	5.2	18
5°	0.030	3.0	4.6	1.0	5.2	18
3°	0.011	1.2	4.7	1.0	5.2	18

TAB. 3.10 – Nombres d’événements et bruits de fond attendus pour OPERA en supposant 5 ans de prises de données, $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\theta_{23} = 45^\circ$.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right)$$

Actuellement l’expérience CHOOZ [43] a permis d’établir une limite supérieure : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.14$ en supposant $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times \text{eV}^2$ et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$.

Dans cette analyse, la masse effective du détecteur vaut 1.65 kilotonne et une résolution sur la reconstruction en énergie d’une cascade électromagnétique produite par un électron est de 20 %.

Pour cette analyse, il existe 4 sources de bruit de fond :

- des ν_e du faisceau CNGS. Les ν_e interagissent par courant chargé et produisent un électron. Ce bruit de fond est le plus important pour l’analyse de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ comme le montre le tableau 3.10.
- la désintégration $\tau \rightarrow e$ de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Il est possible de distinguer ce genre d’événements en mettant une coupure sur l’impulsion transverse manquante $p_T^{\text{manquante}}$. Dans le cas des électrons issus de la désintégration du τ , $p_T^{\text{manquante}}$ est plus importante.
- des γ issus de la désintégration des π^0 produits dans les interactions ν_μ NC. Les γ produisent une paire e^+/e^- qui peuvent mimer à leur tour une interaction ν_e CC. Ce bruit de fond est éliminé en fixant une limite supérieure sur le nombre de grains dans une émulsion.
- la dernière source est constituée par des interactions ν_μ CC identifiées en ν_μ NC avec un électron identifié par erreur.

Les efficacités ainsi que le nombre d’événements pour le signal et les bruits de fond sont présentés dans les tableaux 3.9 et 3.10 avec différentes valeurs de θ_{13} . Au final la sélection de l’événement est réalisée à partir d’une analyse cinématique basée sur 3 variables :

- l’énergie visible E_{vis} . Elle doit être inférieure à 20 GeV pour diminuer la composante des ν_e prompt du bruit de fond. De plus ceci tient compte du fait que les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ produisent un excès d’événements ν_e CC à basse énergie.
- l’énergie de l’électron E_e doit être supérieure à 1 GeV.

- une coupure sur l'impulsion transverse $p_T^{\text{manquante}}$ ($p_T^{\text{manquante}} < 1.5 \text{ GeV}/c$) réduit le bruit de fond produit par les courants neutres et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

La courbe de la figure 3.17 montre la sensibilité de l'expérience. Si nous considérons $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$, $4.5 \times 10^{19} \text{ pot/an}$ et 5 ans de prises de données alors OPERA peut mettre comme limite $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.06$ à 90 % C.L. si aucun signal n'est observé.

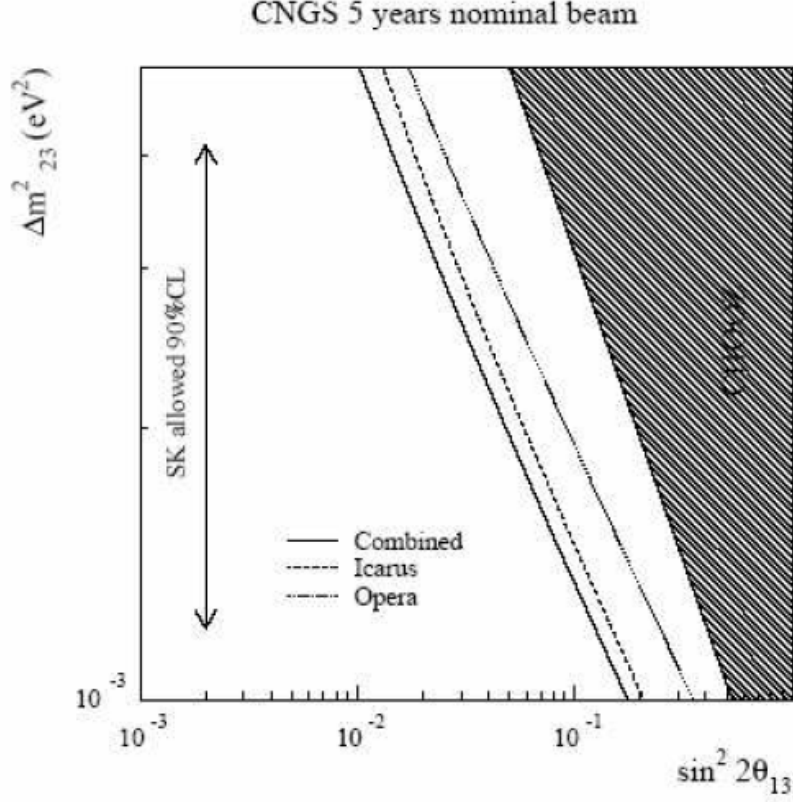


FIG. 3.17 – Courbe de sensibilité pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à 90 % C.L. pour une prise de données de 5 ans.

Chapitre 4

Les émulsions nucléaires et le système de scan européen

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une description générale du détecteur OPERA. La brique et notamment les émulsions constituent la base essentielle pour la reconstruction de la topologie en coude produite par le lepton τ et ses produits de désintégration. Pour reconstruire ces traces, des systèmes de scan d'émulsions et des algorithmes de reconstruction de traces ont été développés. Ces divers outils ont notamment été utilisés dans le cadre de cette thèse pour l'analyse de briques exposées à un faisceau d'électrons. La première partie de ce chapitre expose le mécanisme et le traitement des émulsions nucléaires. Les deuxième et troisième parties présentent respectivement le système de scan européen et les algorithmes de reconstruction. Enfin, la dernière partie est consacrée aux performances du système de Lyon pour les objectifs à sec et à l'huile.

4.1 Les émulsions nucléaires

4.1.1 Quelques généralités sur les émulsions

Rappels historiques Les émulsions photographiques ont souvent été utilisées dans le passé par les physiciens nucléaires et des hautes énergies comme détecteurs de particules chargées. De Henri Becquerel en 1896, en passant par Powell [83] jusqu'en 2000 pour DONUT qui permit la découverte du ν_τ et en 2006 avec OPERA, elles offrent la possibilité d'enregistrer le passage de particules chargées et de reconstruire leur trajectoire en 3 dimensions avec une précision submicrométrique. Elles ont également permis la découverte de nombreuses particules : les mésons π , les kaons K^- et K^+ , le Σ^+ , le $\bar{\Lambda}$, le ν_τ, \dots . Grâce à leur très haute sensibilité, les émulsions constituent le meilleur outil pour reconstruire les traces des particules avec un faible temps de vie. Les traces produites par les particules chargées constituent donc leur signature en masse et interactions [84], informations enregistrées dans les émulsions.

Mécanisme des émulsions nucléaires, développement et fixation

- De manière globale, les émulsions nucléaires sont composées de cristaux d'halogénure d'argent (AgBr) placés dans de la gélatine. Lorsqu'une particule chargée traverse les émulsions, elle ionise les atomes de Br. Les électrons produits vont ensuite attirer des ions Ag^+ et former des agrégats (grains d'argent). Ce processus fabrique l'image latente. Cette image latente peut disparaître au cours du temps (fading) et ce phénomène sera utile

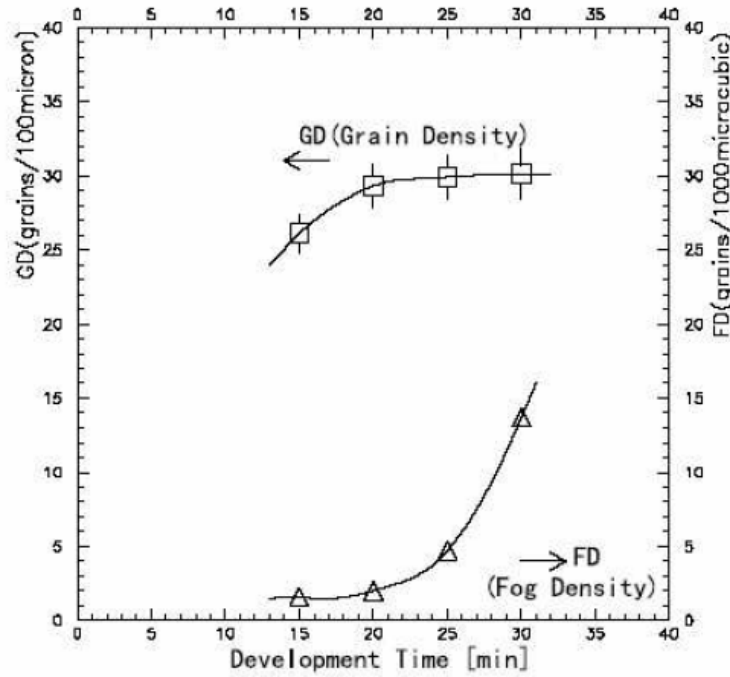


FIG. 4.1 – Influence du temps de développement sur la densité de grains dans les émulsions.

pour OPERA puisque certaines émulsions resteront plusieurs années dans le détecteur. En conséquence, la trajectoire d’une particule est reconstruite par la succession des grains d’argent qu’elle a produit. Le nombre de grains d’argent et leur diamètre est proportionnelle aux dépôt d’énergie de la particule. Des particules de hautes énergies formeront un faible nombre de grains contrairement à des particules de plus basse énergie. Cette propriété sera utilisée pour la calibration (on parle alors de particules au minimum d’ionisation (mip) comme les cosmiques par exemple) ou la séparation des particules [81].

- Le développement consiste en une succession d’étapes chimiques permettant de réduire ces grains d’argent et ainsi de révéler l’image latente. Cependant il se peut que certains cristaux n’appartenant pas à l’image latente soient révélés et aléatoirement distribués : ils constituent le brouillard (fog). Il n’existe aucun moyen de distinguer les 2 types de cristaux. Le temps, la température et le taux d’humidité sont des facteurs clés que l’on doit contrôler pour la minimisation du fog . La figure 4.1 montre l’influence du temps de développement sur la densité de grains (nombre de grains par trace pour une distance de parcours de 100 μm).
- Ensuite vient une étape de fixation et de nettoyage des cristaux non développés. Ces cristaux sont rendus transparents.
- Enfin les feuilles d’émulsions sont enduites de glycérine pour les rendre rigides et prêtes à être analysées par le système de scan.

Les émulsions au cours des étapes citées précédemment sont soumises à des distorsions mécaniques locales. De plus au cours du développement, leur épaisseur diminue (“shrinkage”). Ces effets peuvent influencer la résolution spatiale pour la reconstruction des traces mais ils sont minimisés et maîtrisés pour les émulsions d’OPERA.

4.1.2 Les émulsions d'OPERA

Une surface totale de $150\,000\text{ m}^2$ environ, soit plus de 12 millions de films, sera utilisée dans OPERA. La fabrication des émulsions est le résultat d'une collaboration entre l'entreprise FUJI et le laboratoire de physique de Nagoya au Japon. Une émulsion est composée de 2 couches de gélatine épaisses de 44 à 45 μm (après développement) situées de part et d'autre d'une base plastique de 200 μm . Une émulsion possède les caractéristiques suivantes :

- densité $\rho = 2.4\text{ g/cm}^3$
- numéro atomique moyen $\langle A \rangle = 18.2$
- nombre de charges $\langle Z \rangle = 8.9$
- longueur de radiation $X_0 = 5.5\text{ cm}$.
- $(dE/dx)_{mip} = 1.55\text{ MeV/g/cm}^2$ ou $37\text{ keV}/100\mu\text{m}$
- longueur d'interaction nucléaire $\lambda_T = 33\text{ cm}$.

Pour des raisons mécaniques, sa structure se présente sous la forme suivante :

- 1 couche “top” (44 μm)
 1. 1 μm de gélatine insensible
 2. 21 μm de gélatine sensible
 3. 1 μm de gélatine insensible
 4. 21 μm de gélatine sensible
- 1 base plastique (200 μm)
- 1 couche “bottom” (44 μm)
 1. 1 μm de gélatine insensible
 2. 21 μm de gélatine sensible
 3. 1 μm de gélatine insensible
 4. 21 μm de gélatine sensible

La sensibilité des émulsions est de l'ordre de 30 à 35 grains/100 μm pour une particule se situant au minimum d'ionisation (mip). La densité moyenne de brouillard est inférieure à 5 grains/1000 μm^3 .

4.1.3 Le traitement des émulsions pour l'expérience

Production et rafraîchissement Avant leur mise en place dans le détecteur les émulsions subissent un “rafraîchissement” pour réduire par fading le nombre de traces impressionnées depuis leur fabrication. Dans la mine de Tono au Japon, sous une profondeur de 89 m, elles sont placées dans des conditions extrêmes de température (30° durant 3 jours) et de taux d'humidité (98 %). Ensuite elles sont transportées par bateau jusqu'au laboratoire du Gran Sasso où elles seront assemblées avec des feuilles de plomb pour former les briques.

Développement et stockage dans les laboratoires Les briques contenant l'interaction neutrino sont retirées puis exposées dans un puits aux rayons cosmiques. Les traces produites serviront pour l'alignement des feuilles. Les émulsions sont ensuite extraites de la brique puis développées sur place dans une salle blindée selon le principe décrit plus haut. Elles sont ensuite réparties dans les laboratoires japonais et européens où elles seront stockées à une température constante de 23° et un taux d'humidité de 65 % pour conserver leurs qualités.

4.2 Le système de scan européen

Introduction Comme nous l'avons vu précédemment les émulsions permettent de “mémoriser” la trajectoire et l'information liées aux grains d'argent. Le défi à présent est de développer un système d'acquisition et d'analyse reconstruisant les traces avec une grande précision : le système de scan. Les expériences telles que CHORUS ou DONUT utilisèrent des émulsions puis furent analysées par des stations de scan dont la vitesse était de $2 \text{ cm}^2/\text{h}$. Pour OPERA étant donnée la quantité d'informations, les laboratoires européens et japonais ont décidé de développer 2 types de systèmes de scan. Au Japon, le système S-UTS¹ utilise des algorithmes de reconstruction en ligne codés directement sur des cartes électroniques. En revanche, le système européen repose sur la puissance de calcul et utilise un software et du matériel commercial qui peuvent être adaptés aux évolutions technologiques au cours du temps.

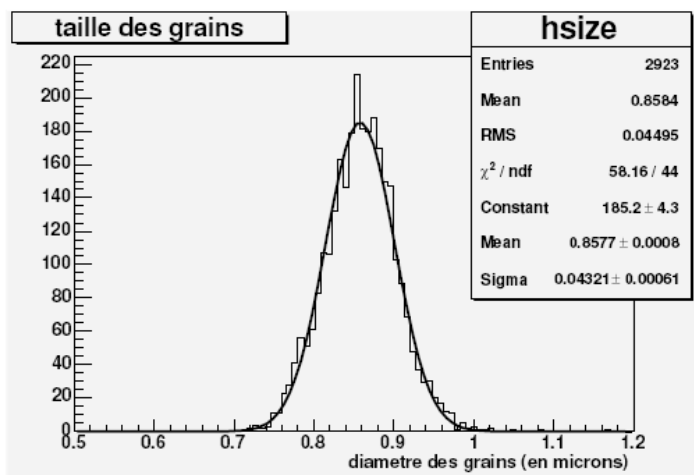


FIG. 4.2 – Diamètre des grains après développement dans une émulsion d'OPERA.

Les exigences du scan pour l'expérience OPERA L'objectif du scan est de reconstruire des traces en 3 dimensions à partir des grains d'argent contenus dans les émulsions. Pour cette raison, il doit répondre aux exigences suivantes :

1. Une haute résolution spatiale : la figure 4.2 montre que le diamètre moyen d'un grain d'argent est de l'ordre de $0.8 \mu\text{m}$.
2. La rapidité : 30 à 40 briques par jour devront être scannées durant la prise de données de l'expérience.
3. Une bonne analyse en 3 dimensions : la trajectoire des particules doit être reconstruite à partir de la position des grains (X,Y,Z) dans les émulsions. Les grains sont espacés en moyenne de $3 \mu\text{m}$ pour un mip.
4. Une grande flexibilité au niveau du software et hardware pour s'adapter aux évolutions technologiques au cours du temps.

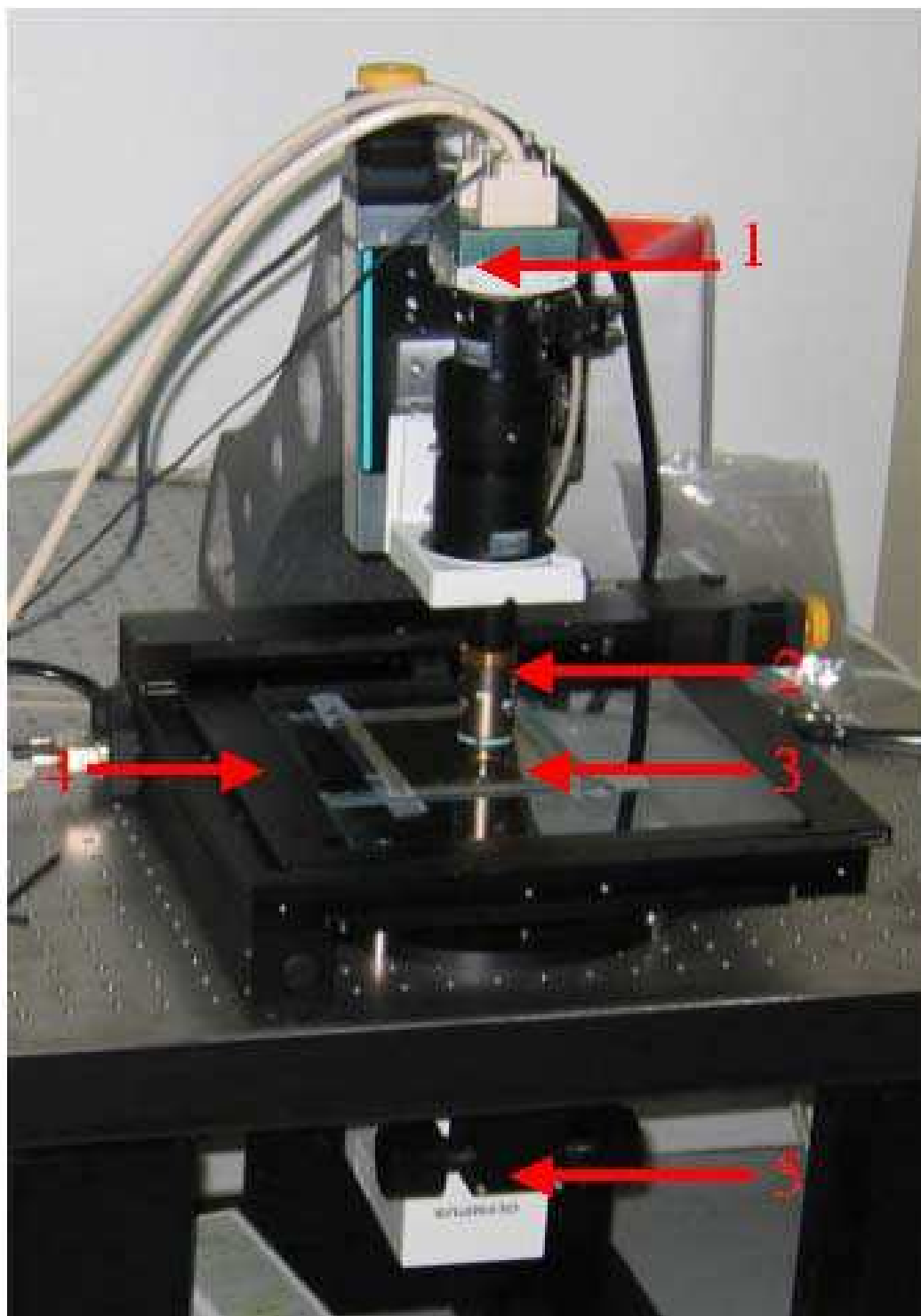


FIG. 4.3 – Système de scan européen dans le laboratoire de Lyon. 1 : caméra CMOS montée sur un support mobile en z. 2 : objectif de microscope. 3 : film d'émulsion photographique. 4 : table mécanique mobile en XY. 5 : condenseur et source lumineuse.

¹Super Ultra Track Selector

Description du système de Lyon Le laboratoire de Lyon concentre les systèmes de scan pour la participation française dans l'expérience. Actuellement 4 tables fonctionnelles, sont installées à Lyon et répondent aux exigences décrites plus haut. La référence [81] décrit plus précisément le système de scan développé à Lyon.

La figure 4.3 montre un exemple de table de scanning. Cette table est constituée des éléments suivants :

1. La source lumineuse éclaire perpendiculairement les émulsions sur les 2 couches. Le condenseur permet de rendre uniforme cet éclairage.
2. L'émulsion est ensuite disposée sur une table mécanique mobile (X,Y) développée en collaboration avec MICOS [85]. La position est contrôlée avec une précision de $0.1 \mu\text{m}$.
3. Un objectif permet de grossir l'image avec un facteur de l'ordre de 50 pour observer les grains avec la précision nécessaire. L'image formée par l'ensemble optique arrive sur une camera CMOS. La surface de lecture est composée de 1280×1024 pixels, ce qui représente avec le grossissement une vue de $337 \times 270 \mu\text{m}^2$. La vitesse d'acquisition est de l'ordre de 500 image/s et le tout est interfacé avec une carte MATROX Odyssey traitant 1 Go/s de données. Cet ensemble permet d'atteindre une vitesse de scan de $20 \text{ cm}^2/\text{h}$.

L'ensemble du dispositif expérimental est relié à un ordinateur. Le software (SySal² [86]) développé à l'origine par le groupe de Salerne en Italie permet de piloter l'ensemble et de reconstruire en ligne les microtraces, succession de grains.

Objectif à huile et objectif à sec Il existe deux manières de scanner les émulsions :

- Dans le premier cas, l'objectif est immergé dans de l'huile possédant le même indice de réfraction ($n_{\text{huile}}=1.515$).
- Dans le second cas, le milieu séparant l'objectif et l'émulsion est l'air. Par conséquent, les rayons lumineux sortant de l'émulsion sont réfractés. De plus, les images de la couche du bas et de la couche du haut possèdent une qualité différente. Ceci s'explique par la présence de la base plastique (épaisseur = $200 \mu\text{m}$ et $n=1.5$) qui diminue légèrement la résolution spatiale due à des aberrations sphériques, chromatiques,... Cet effet est difficile à quantifier. La diminution de la taille des grains visibles dans la couche du bas peut être compensée en abaissant le seuil de déclenchement des pixels. En diminuant ce seuil, le nombre de microtraces reconstruites augmente en incluant plus de bruit de fond.

Les résolutions transversales (R_{huile} et R_{sec}) et longitudinales (d_{huile} et d_{sec}) sont presque similaires :

$$R_{\text{huile}} = 0.43 \mu\text{m} \text{ et } R_{\text{sec}} = 0.43 \mu\text{m}$$

$$d_{\text{huile}} = 1.68 \mu\text{m} \text{ et } d_{\text{sec}} = 1.67 \mu\text{m}.$$

Dans la suite, nous verrons que les performances du scan utilisant les deux d'objectif sont relativement égales.

4.3 Reconstruction des traces dans OPERA

La figure 4.4 montre le principe de reconstruction d'une trace dans une brique. Elle se déroule en 3 étapes :

- une étape en ligne qui permet de reconstruire les microtraces à partir des grains.
- puis une étape hors ligne qui fabrique les basetracks à partir des microtraces.

²System Salerno

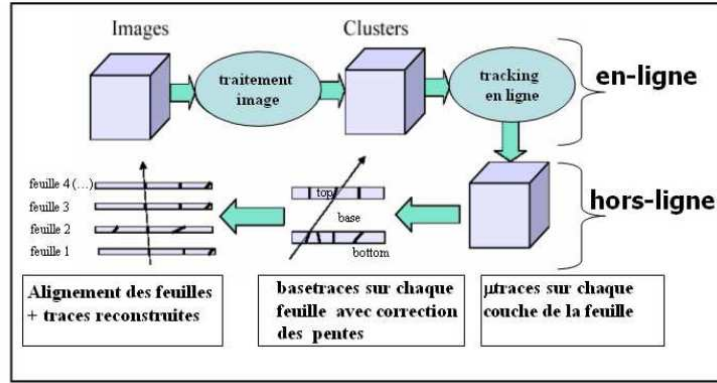


FIG. 4.4 – Principe de reconstruction des traces dans une brique d’OPERA. Nous pouvons distinguer une étape de reconstruction en ligne et une seconde étape de reconstruction hors-ligne.

– et la dernière étape hors ligne aussi qui consiste en la reconstruction des traces.

La première étape est effectuée par SySal [86] tandis que les deux suivantes sont réalisées par FEDRA³ [87].

4.3.1 Reconstruction en ligne des microtraces

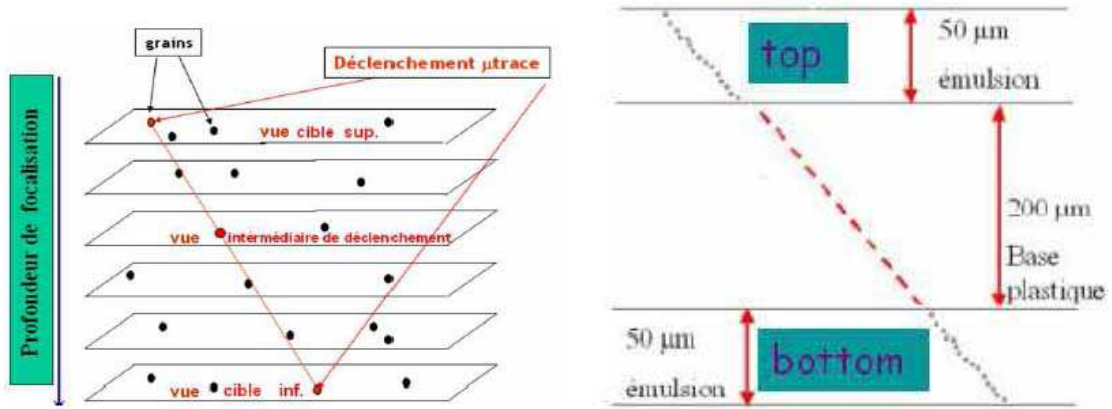


FIG. 4.5 – Figures montrant le principe de reconstruction d’une microtrace grâce à SySal (figure de gauche) et la localisation des microtraces et basetracks dans une émulsion (figure de droite).

Une microtrace est construite à partir de la succession de grains d’argent produits par le passage d’une particule chargée dans une couche d’émulsion. Pour un mip, la densité de grains vaut 30 grains/100 μm et leur répartition suit une distribution de Poisson. La distance moyenne

³Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis

entre 2 grains est de l'ordre de $3 \mu\text{m}$. Par conséquent, une microtrace au mip dans une couche de $45 \mu\text{m}$ est constituée de l'ordre 15 grains. Un grain ayant un diamètre de $0.8 \mu\text{m}$ représente donc au minimum 4 pixels pour la caméra CMOS.

Pour tenir compte des ces facteurs, lors d'un scan d'une vue, l'émulsion est divisée en 16 couches de $3 \mu\text{m}$. La plupart des grains enregistrés sont constitués par du fog. Pour reconstruire les microtraces, un algorithme de reconstruction en ligne, Smart-Tracker, est intégré dans SySal. A partir de 2 vues non-consécutives et contenant chacune un grain, Smart-Tracker fabrique une microtrace virtuelle. Ensuite, il évalue la distance entre l'intersection de la microtrace virtuelle avec une couche et un grain contenu dans cette même couche. Pour déclencher la reconstruction au moins un grain doit se trouver dans une couche intermédiaire. La dispersion des grains autour de cette microtrace virtuelle est de l'ordre de $0.08 \mu\text{m}$. Une microtrace doit comporter au moins 6 grains pour être validés. Pour résumer, la figure 4.5 montre le principe de reconstruction d'une microtrace.

4.3.2 Reconstruction des basetracks et procédure d'alignement

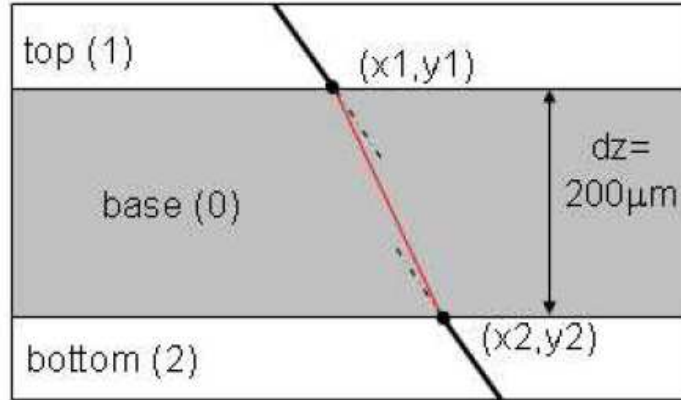


FIG. 4.6 – Principe de reconstruction d'une basetrack à partir de l'association de 2 microtraces.

La figure 4.6 montre le principe de reconstruction d'une basetrack. Une basetrack est une association de 2 microtraces situées respectivement dans la couche du haut ("top") et du bas ("bottom"). Pour chaque basetrack, la quantité suivante est définie :

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{\Delta S_{x1}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y1}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{x2}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y2}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 \right)$$

avec :

1. – les résolutions en position σ_x et σ_y
 - les résolutions angulaires $\sigma_{S_x/S_y} = \sigma_o(1 + \deg \times \tan \theta_{x/y})$ où les valeurs de σ_o et \deg sont définies par l'utilisateur de telle sorte à maximiser l'efficacité. Cette paramétrisation tient compte de la dégradation de la résolution angulaire en fonction de la pente de la basetrack.
2. coordonnées du point d'intersection des microtraces sur la base plastique :

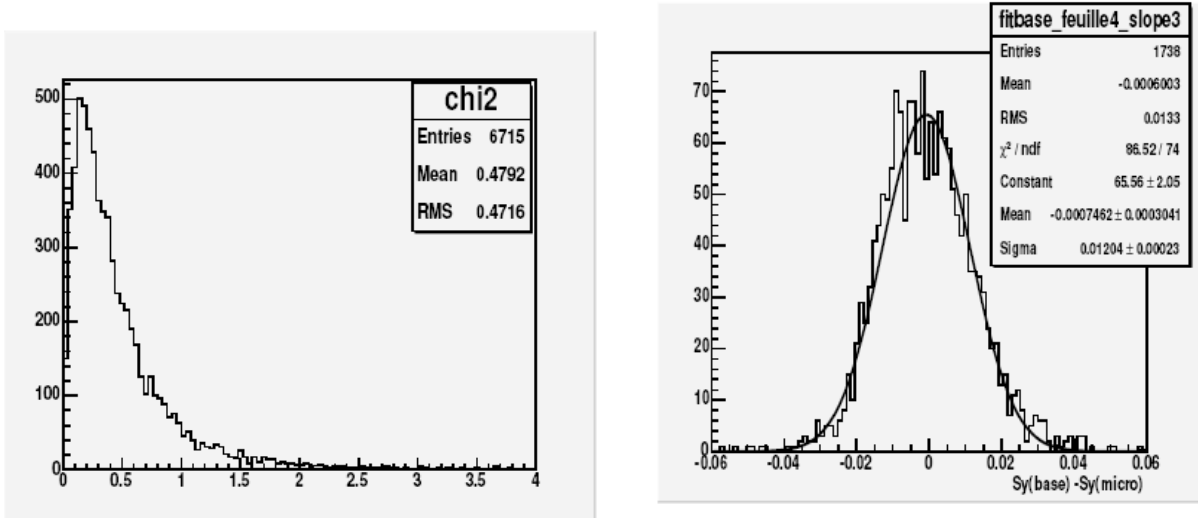


FIG. 4.7 – Qualité de reconstruction d’une basetrack : distribution en χ^2 (figure de gauche) et distribution de la différence de pente entre les basetracks et les microtraces qui les composent (figure de gauche).

- pour la microtrace top : $(x_1, y_1, \theta_{x1}, \theta_{y1})$
 - pour la microtrace bottom : $(x_2, y_2, \theta_{x2}, \theta_{y2})$
 - épaisseur de la base plastique $dz = 200 \mu\text{m}$
3. angles prédits $tx = \frac{x_2 - x_1}{dz}$ et $ty = \frac{y_2 - y_1}{dz}$.
4. les différences d’angle :
- $\Delta S_{x1} = tx - \tan(\theta_{x1})$
 - $\Delta S_{y1} = ty - \tan(\theta_{y1})$
 - $\Delta S_{x2} = tx - \tan(\theta_{x2})$
 - $\Delta S_{y2} = ty - \tan(\theta_{y2})$

Seules les basetracks dont $\chi^2 < 3.5$ sont gardées. La figure 4.7 présente les distributions en χ^2 des basetracks ainsi que la différence de pente entre les basetracks et les microtraces qui les composent.

Au cours de ce processus, une correction est appliquée pour tenir compte du déplacement des pentes des microtraces dû au rétrécissement de l’émulsion après développement.

L’étape suivante consiste en l’alignement des films d’une brique. Pour cela, les briques sont exposées aux rayons cosmiques. L’alignement est réalisé en utilisant 2 feuilles successives et en effectuant la transformation affine suivante :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_R + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}$$

et

$$\begin{pmatrix} \tan(\theta_x) \\ \tan(\theta_y) \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tan(\theta_x) \\ \tan(\theta_y) \end{pmatrix}_R$$

L'algorithme divise la feuille en cellules et applique itérativement des déplacements (ΔX , ΔY , $\Delta(\tan(\theta_x))$, $\Delta(\tan(\theta_y))$). A chaque itération des valeurs de paramètres (a_{ij}, b_i) sont calculées jusqu'à ce qu'un nombre maximum de coïncidences soit trouvé. Pour chaque couple de feuilles alignées, il y a donc 6 paramètres calculés. Le χ^2 utilisé est le même que précédemment sauf que les indices 1 et 2 se réfèrent aux basetracks de 2 feuilles consécutives.

4.3.3 Reconstruction des traces dans une brique

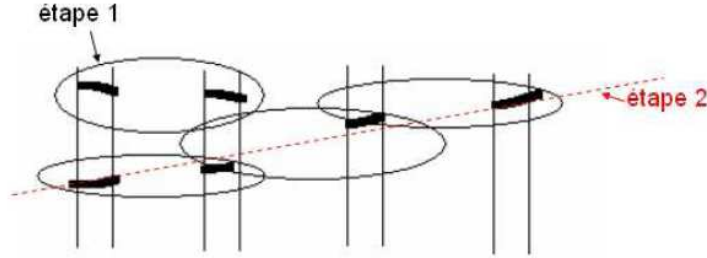


FIG. 4.8 – Reconstruction d'une trace dans une brique à partir de l'association de basetracks. L'étape 1 consiste en la formation de couples de basetracks durant l'alignement. Ensuite, durant l'étape 2, les couples de basetracks sont associés pour former une trace à partir d'un filtre de Kalman.

La dernière étape concerne la reconstruction de traces dans une brique. Par définition, une trace est une association de basetracks successives déterminée à partir des paramètres d'alignement. Tout d'abord l'algorithme forme des couples de basetracks pour 2 feuilles consécutives en procédant de la même manière que la reconstruction des basetracks à partir des microtraces sauf que les valeurs des paramètres changent. Ensuite, il procède à une reconstruction grossière de traces pour diminuer le nombre de combinaisons. Puis, l'algorithme applique un filtre de Kalman [88] pour obtenir les traces avec le meilleur ajustement. L'algorithme admet 2 trous successifs au maximum. La figure 4.8 montre le principe de reconstruction d'une trace à partir de FEDRA.

4.4 Performances du scan

Pour estimer les performances d'un système de scan les critères à prendre en compte sont :

- l'efficacité de reconstruction des basetracks et microtraces
- la résolution angulaire et en position de l'alignement
- la pureté

Pour tester ces critères et valider les performances du scan, un test en faisceau utilisant des pions de 10 GeV a été réalisé avec 8 feuilles accolées les unes aux autres sans utiliser de feuilles de plomb. Les feuilles ont été exposées suivant 2 angles en $\tan(\theta_x)$ (0 mrad et 200 mrad) et 7 angles en $\tan(\theta_y)$ (0, -100, 200, -300, 400, -500, 600 mrad) soit 14 configurations d'angles au total.

4.4.1 Efficacité de reconstruction des microtraces et basetracks et pureté

Pour calculer l'efficacité, des traces comportant 7 basetracks sont reconstruites à partir de FEDRA. Ensuite, ces traces (N_7) sont prolongées dans la 8^e feuille et nous regardons le nombre de traces à 7 segments qui coïncident avec une basetrack de la 8^e feuille (N_8), pour ainsi former une trace à 8 basetracks. L'efficacité est définie comme le rapport $\frac{N_8}{N_7}$. Nous procédons de la même manière avec les microtraces. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1. Une pureté ⁴ de 99 % est atteinte lors de cette reconstruction. En revanche, dans le cas de l'objectif à sec, le bruit de fond introduit au niveau des microtraces donc au niveau du scan est 3 fois plus important. Mais les effets au niveau des basetracks et des traces concernant l'efficacité de reconstruction, les résolutions angulaires sont amoindris en choisissant des coupures adaptées sur le nombre de grains et le χ^2 des basetracks. Les résultats obtenus sont comparables avec ceux de l'objectif à huile. Ces résultats sont en accord avec les exigences attendues pour OPERA.

$\tan(\theta_y)$ (en mrad)	0	100	200	300	400	500
microtraces	97.8±1.1%	96.6±1.1%	95.0±1.6%	94.1±1.6%	92.8±1.9%	84.5±2.0%
basetracks	87.9±2.4%	84.7±2.1%	85.2±2.4%	85.5± 2.4%	80.0±2.9%	87.8±1.8%

TAB. 4.1 – Tableau résumant les efficacités de reconstruction des microtraces et basetracks pour $\tan(\theta_x)=0$ mrad (objectif à huile).

4.4.2 Résolutions angulaire et en position

La figure 4.9 résume les résolutions angulaires et en position pour différentes valeurs angulaires de l'exposition du faisceau de pions. La resolution varie entre environ 1 μm et 3 μm pour les objectifs à huile et l'objectif à sec. La résolution angulaire varie de 2 à 12 mrad pour les deux types d'objectifs. Une dégradation de la résolution se produit pour les plus grands angles. Ces résultats sont en accord avec les exigences d'OPERA.

⁴Les pureté sont évaluées en effectuant un désalignement de la 8^e feuille de 1 mm dans les direction x et y.

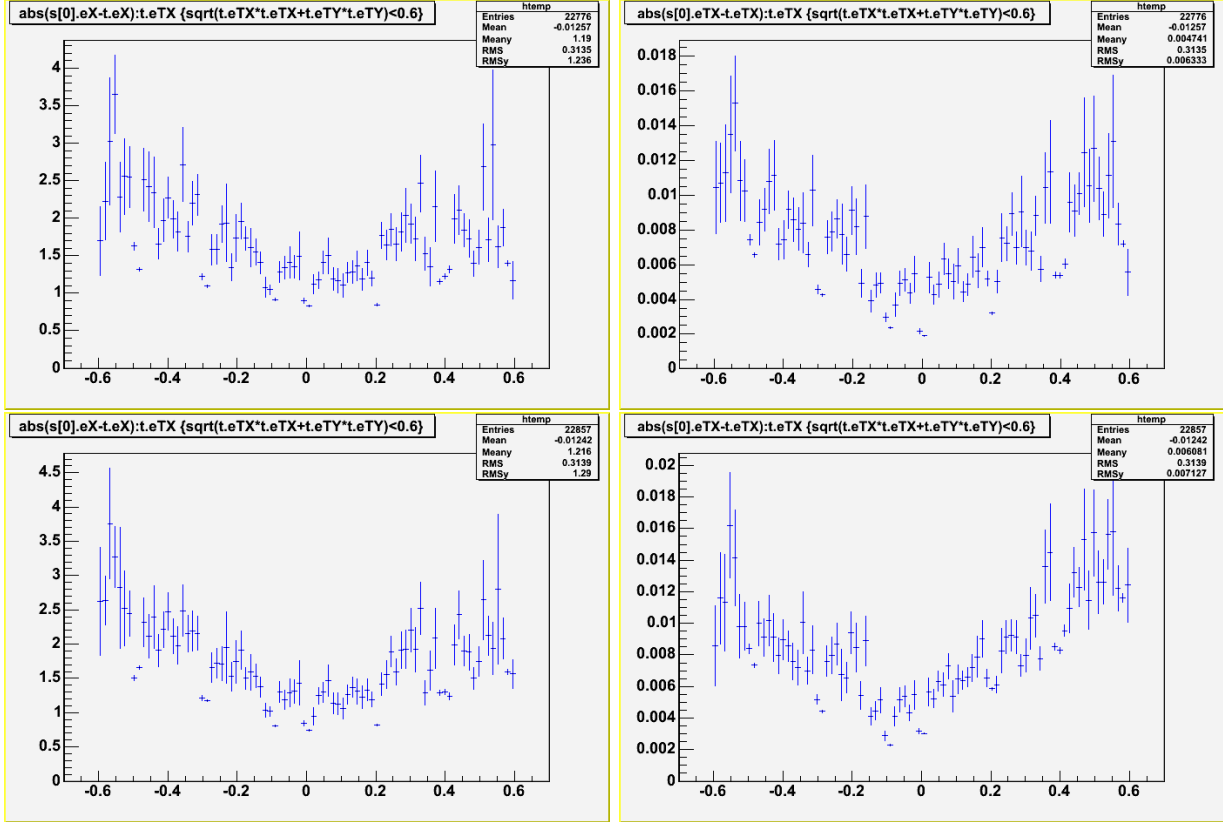


FIG. 4.9 – Résolution angulaire de l'alignement (figure de droite), les unités en ordonnées sont en radians. Résolution en position pour la reconstruction des traces (figure de gauche), les unités en ordonnées sont en μm . Les figures du haut concernent l'objectif à huile et celles du bas sont associées à l'objectif à sec. Pour les 4 figures, les unités en abscisses sont exprimées en radians.

Chapitre 5

Calibration de la ligne de faisceau d'électrons et exposition des briques

Durant cette thèse des simulations ont été réalisées pour la caractérisation des électrons dans le détecteur OPERA. Pour valider les algorithmes, un test utilisant un faisceau pur d'électrons s'est déroulé en deux étapes auprès de l'accélérateur DESY. La première étape (décembre 2003) a consisté en la caractérisation du faisceau lors de sa calibration puis dans une deuxième étape (juillet 2004), des briques ont été exposées à ce faisceau. Le premier travail dans le cadre de cette thèse fut d'analyser les données relatives à la calibration du faisceau pour en comprendre les caractéristiques principales. Les chapitres suivants montreront une analyse des données de l'exposition.

La première partie expose les motivations physiques ayant conduit à la réalisation du test en faisceau. La deuxième partie décrit l'accélérateur DESY et la ligne de faisceau utilisée. La troisième partie présente le dispositif expérimental ayant servi pour la calibration. La quatrième section est dédiée à la caractérisation du faisceau. La dernière partie explique la stratégie d'exposition des briques.

5.1 Les motivations physiques

Les électrons sont produits pour le signal dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow e$ pour les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et dans les interactions ν_e CC pour les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La reconstruction de ces deux canaux nécessite dans un premier temps une bonne identification des électrons car dans les interactions ν_μ NC et CC des pions sont produits et peuvent être confondus avec les électrons. Dans un deuxième temps, la reconstruction de ces deux canaux est aussi basée sur une analyse cinématique de la gerbe électromagnétique. Pour l'analyse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, l'électron doit posséder une énergie supérieure à 1 GeV. De plus, l'énergie de l'électron est une des trois variables utilisées pour une analyse basée sur une méthode de χ^2 servant à déterminer la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ de l'expérience. Ensuite pour le canal de désintégration $\tau \rightarrow e$, la gamme d'énergie autorisée s'étend de 1 GeV à 15 GeV pour obtenir la meilleure efficacité de reconstruction et éliminer le bruit de fond dû aux π^0 produits dans les interactions $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, puis $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et aussi pour diminuer le bruit de fond issu de la contamination du faisceau en ν_e .

Pour ces diverses raisons, dans un premier temps des simulations Monte-Carlo ont permis une analyse et estimation de l'identification et de la reconstruction en énergie des électrons. Ces

résultats doivent ensuite à leur tour être confrontés à des résultats expérimentaux nécessaires pour la validation des différents algorithmes. Ce test en faisceau constitue aussi un moyen de tester et de calibrer les systèmes de scan pour la reconstruction du canal électronique.

Les principaux objectifs de ce test en faisceau réalisé auprès de l'accélérateur DESY en Allemagne pour l'exposition de briques composées de feuilles de plomb et d'émulsion sont les suivants :

1. obtenir l'intensité la plus faible possible. La diminution de l'intensité du faisceau est possible à partir de l'accélérateur principal et des divers éléments constituant la ligne.
2. choisir la densité d'électrons. Le test est basé sur une exposition des briques à haute densité¹ ($100 \text{ e}^-/\text{cm}^2$) pour l'identification des électrons (notamment une séparation π/e) et sur une faible densité ($1 \text{ e}^-/\text{cm}^2$) pour une étude complète de la gerbe et une reconstruction en énergie.
3. obtenir un faisceau pur. La contamination provient de la diffusion coulombienne des particules le long de la ligne de faisceau. En revanche aucun autre type de particules (pions, muons,...) n'est présent au sein du faisceau.

L'énergie des électrons pour ce test en faisceau se situe dans une gamme d'énergie comprise entre 1 et 6 GeV.

5.2 DESY et la ligne de faisceau

5.2.1 Description générale et principe de fonctionnement

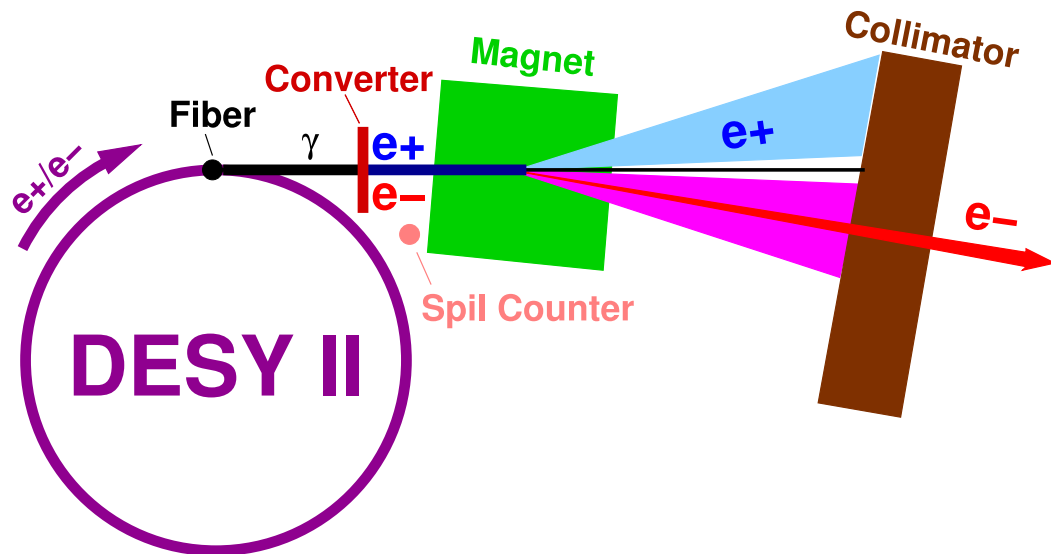


FIG. 5.1 – Principe de fonctionnement de la ligne de faisceau utilisée pour le test.

¹Une exposition à haute densité permet d'obtenir plus d'électrons et par conséquent plus de statistique.

La figure 5.1 montre le principe de fonctionnement de la ligne de faisceau. Le faisceau d'électrons et de positrons va interagir avec une fibre de carbone pour générer par bremsstrahlung un faisceau de photons. Les γ produisent ensuite un faisceau secondaire d' e^+/e^- grâce à un ensemble formé par un convertisseur et une cible d'aluminium d'épaisseur 0.5 mm. L'épaisseur et la nature du convertisseur influencent le taux final d'électron pour le test. Ensuite des aimants situés en amont et en aval d'une chambre à vide permettent une sélection en charge et en énergie des particules. L'énergie se situe dans une gamme comprise entre 1 GeV et 6 GeV. Le diamètre du faisceau est délimité par le diamètre du tube de la chambre à vide. Enfin la géométrie du faisceau est fixée par la ligne et des collimateurs horizontaux et verticaux placés derrière la chambre à vide.

5.2.2 Opération de la ligne de faisceau

Le taux d'électrons voulu peut être atteint en ajustant divers paramètres : le courant de la machine principale (DESY II), la position de la fibre de carbone, la nature de la cible, le courant dans les aimants, l'ouverture des collimateurs.

Le courant dans les aimants, le choix de la nature du convertisseur et la position des plaques du collimateur sont sous le contrôle des utilisateurs contrairement aux facteurs concernant le courant de la machine principale et la position de la fibre de carbone. La réduction du taux d'électrons pour la brique à exposer se fait essentiellement par une diminution de l'intensité du faisceau dans DESY II. Durant le test en faisceau nous avons pu atteindre des intensités variant de 0.04 mA à 2 mA. Pour obtenir le plus faible taux possible d'électrons, le courant de la machine principale sera choisi à sa valeur minimale. Ensuite, nous n'utiliserons pas de convertisseur. Uniquement la fenêtre en aluminium permettra dans notre cas une conversion des γ en paires e^+/e^- . Enfin, le temps d'exposition doit être le plus court possible. La durée minimale atteinte est de 3 secondes.

5.3 Le dispositif expérimental

5.3.1 Description générale

Le dispositif expérimental (voir figure 5.2) est constitué de 3 scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs (PM), d'une chambre à fils remplie d'un mélange gazeux et d'un bloc de verre au plomb couplé également à un PM. La brique exposée se situera entre S_3 et la chambre à fils.

Un premier scintillateur S_1 se situe 1.40 m derrière la ligne de faisceau. Ensuite deux scintillateurs accolés S_2 et S_3 sont placés 4.98 m derrière le premier. S_2 est branché en coïncidence avec S_1 pour produire le signal de déclenchement (le "trigger") qui sert à l'évaluation du taux d'électrons. S_3 sert pour l'estimation de l'efficacité de déclenchement du système. La distance choisie de 4.98 m produit un grand bras de levier pour éliminer un maximum de coïncidences dues aux rayons cosmiques. Les PM ont une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Les trois scintillateurs sont centrés suivant la direction de l'axe du faisceau et sont alignés perpendiculairement au faisceau mais ils sont aussi montés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre pour définir une zone active ou fenêtre de $10 \times 12 \text{ cm}^2$.

En aval de ce système de déclenchement, 104 cm après S_2 et S_3 , la chambre à fils accolée à un calorimètre de verre au plomb est centrée perpendiculairement à l'axe du faisceau. L'ensemble est placé sur une table mobile. La chambre à fils est remplie d'un mélange gazeux (50 % Ar

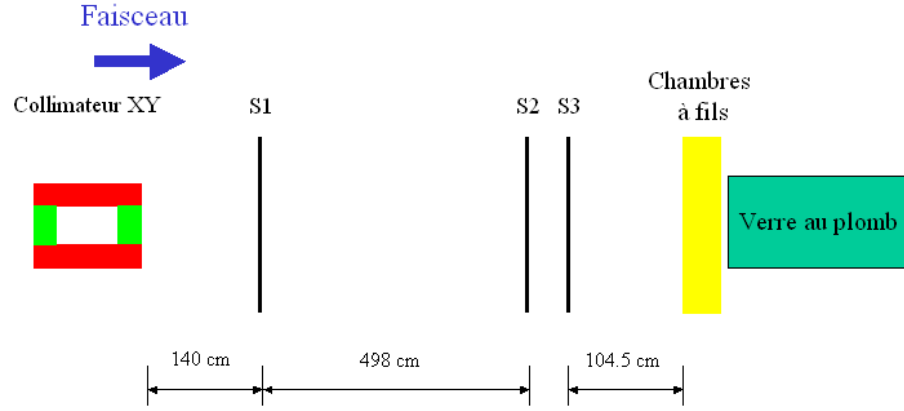


FIG. 5.2 – Schéma du dispositif expérimental. La brique exposée se situe entre S_3 et le verre au plomb.

et 50 % CO_2) qui est ionisé par le passage des électrons. Le signal électrique produit par les électrons secondaires issus de l'ionisation est créé grâce à deux réseaux de fils verticaux (X) et de fils horizontaux (Y) (plan perpendiculaire à la direction du faisceau) et sert de “stop” pour l'évaluation du taux d'électrons. La chambre à fils permet ainsi de définir le profil spatial du faisceau d'électrons avec une résolution de $200 \mu\text{m}$. La chambre possède une zone active de $11 \times 11 \text{ cm}^2$.

Enfin, le bloc de verre de longueur équivalente à 20 longueurs de radiation possède une zone active de $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Il est nécessaire pour la définition du profil énergétique du faisceau en collectant les électrons arrivant dans le calorimètre et déposant leur énergie sous forme de gerbe électromagnétique. Le signal dont l'amplitude est proportionnel au dépôt d'énergie est collecté par un PM accolé au bloc qui la transforme ensuite en un signal analogique.

5.3.2 Efficacité de déclenchement

Le système de coïncidence est formé par S1 et S2 et fournit le signal de départ pour le comptage du taux d'événements. L'efficacité de déclenchement de ce dispositif est estimée par l'ajout d'un troisième scintillateur S_3 . Si chaque scintillateur possède une efficacité respective ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 , l'efficacité de déclenchement est définie comme le produit :

$$\epsilon = \epsilon_1 \times \epsilon_2$$

La mesure de l'efficacité individuelle ϵ_i est faite à partir du taux d'événements détecté par l'ensemble des trois scintillateurs ($N \sim \phi \times \epsilon_1 \times \epsilon_2 \times \epsilon_3$) et le taux d'événements détecté par chaque paire de scintillateurs ($N_1 \sim \phi \times \epsilon_2 \times \epsilon_3$, $N_2 \sim \phi \times \epsilon_1 \times \epsilon_3$, $N_3 \sim \phi \times \epsilon_1 \times \epsilon_2$). Ainsi :

$$\epsilon_i = \frac{N}{N_i}$$

Les résultats sont résumés dans le tableau 5.1 et les mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de l'énergie.

Energie (GeV)	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	$\epsilon = \epsilon_1 \times \epsilon_2$
1	$92.2 \pm 0.3 \%$	$96.3 \pm 0.2 \%$	$84.8 \pm 0.4 \%$	$88.8 \pm 0.4 \%$
3	$96.6 \pm 0.1 \%$	$98.4 \pm 0.07 \%$	$84.9 \pm 0.2 \%$	$95.1 \pm 0.2 \%$
6	$94.1 \pm 0.1 \%$	$98.9 \pm 0.04 \%$	$86.3 \pm 0.1 \%$	$93.1 \pm 0.13 \%$

TAB. 5.1 – Tableau résumant les efficacités de déclenchement individuelles ϵ_i et du système de coïncidence ϵ .

5.4 Les caractéristiques du faisceau d'électrons

La calibration du faisceau permet de contrôler quatre facteurs essentiels pour réaliser l'expérimentation des briques dans les configurations souhaitées :

- l'alignement du dispositif expérimental avec le faisceau
- le profil spatial du faisceau
- le profil énergétique et la contamination du faisceau
- le taux d'événements

5.4.1 L'alignement du dispositif expérimental avec le faisceau

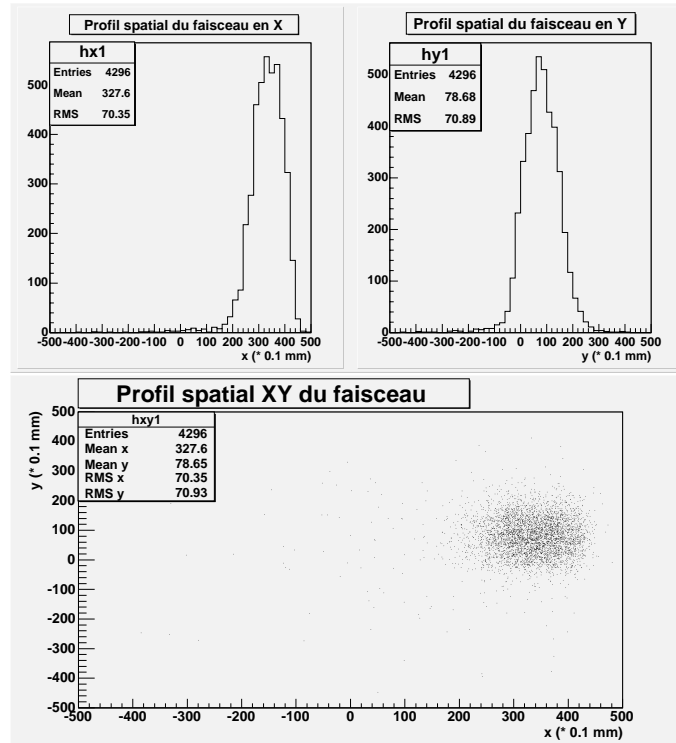


FIG. 5.3 – Exemple de “mauvais” alignement. Les profils transversaux en X et Y sont respectivement décalés de 32.8 mm et 7.9 mm.

Un bon alignement est défini comme une superposition du centre de la section définie par

le calorimètre, du centre de la zone active de la chambre à fils, du centre de la fenêtre définie par les scintillateurs et avec l’axe du faisceau. La coïncidence de l’axe du faisceau et du centre de chaque scintillateur est réalisée à l’aide d’un fil à plomb. En revanche l’alignement de l’ensemble précédent avec la chambre à fils est déterminé de manière plus précise à partir de la distribution des profils transversaux X et Y. Un “bon” alignement se traduit par des profils en X et Y centrés autour de 0. La figure 5.3 montre un exemple de “mauvais” alignement. Les distributions montrent un décalage en X de 32.8 mm et de 7.9 mm environ en Y. La figure 5.10 montre des “bons” alignements : les valeurs moyennes sont proches de 0. Ces positions serviront ensuite de références pour l’exposition des briques. Ce paramètre est un facteur important pour l’exposition des briques. Les spots d’électrons ne doivent pas se chevaucher pour éviter tout recouvrement de gerbe.

5.4.2 Le profil spatial du faisceau et choix de la configuration du collimateur

	intensité (mA)	gauche (mm)	droite (mm)	haut (mm)	bas (mm)	taux (Hz)	largeur horiz. (mm)	largeur vert. (mm)
1	2	10	10	5	5	154	18.1	13.8
2	2	5	5	5	5	75	13.9	13.7
3	2	2.5	2.5	2.5	2.5	17	12.5	11.9

TAB. 5.2 – Largeur du faisceau en fonction de la configuration d’ouverture du collimateur. L’énergie du faisceau est de 6 GeV.

Le principal objectif concernant le profil spatial est d’obtenir le faisceau le plus étendu possible (spot de $2 \times 2 \text{ cm}^2$), le plus uniforme et le moins contaminé. Ces conditions peuvent être atteintes en testant les configurations du collimateur.

Les figures 5.4, 5.5 et 5.6 montrent les profils spatiaux et énergétiques pour les configurations définies dans le tableau 5.2. La largeur du faisceau est définie comme 2 fois le RMS des distributions spatiales en X et en Y mesurées à l’aide de la chambre à fils. Les largeurs sont indiquées dans le tableau 5.2.

La contamination est due à la diffusion coulombienne des électrons le long de la ligne de faisceau notamment dans le tube de la chambre à vide. La contamination est quantifiée à partir du profil énergétique du faisceau : la fraction d’événements se situant au-delà de la limite à 3σ par rapport à la valeur moyenne est considérée comme de la contamination. La valeur moyenne et le σ sont définis à partir d’un ajustement gaussien. Pour une ouverture importante du collimateur (configuration 1), les interactions le long des éléments de la ligne de faisceau sont importants comme le montre les queues de distributions du profil énergétique. La contamination est évaluée à 3.4 %. Réciproquement dans le cas où les collimateurs sont très fermés (configuration 3), il n’y a aucun effet significatif sur le profil du faisceau. Les contaminations sont évaluées à 2.4 % et 3.2 % respectivement pour les configurations 2 et 3. Dans la suite nous choisirons la configuration 2.

Les figures 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10 montrent les profils spatiaux pour des valeurs d’énergie variant de 1 à 6 GeV. La figure 5.11 représente la largeur en x et en y du faisceau en fonction de son énergie.

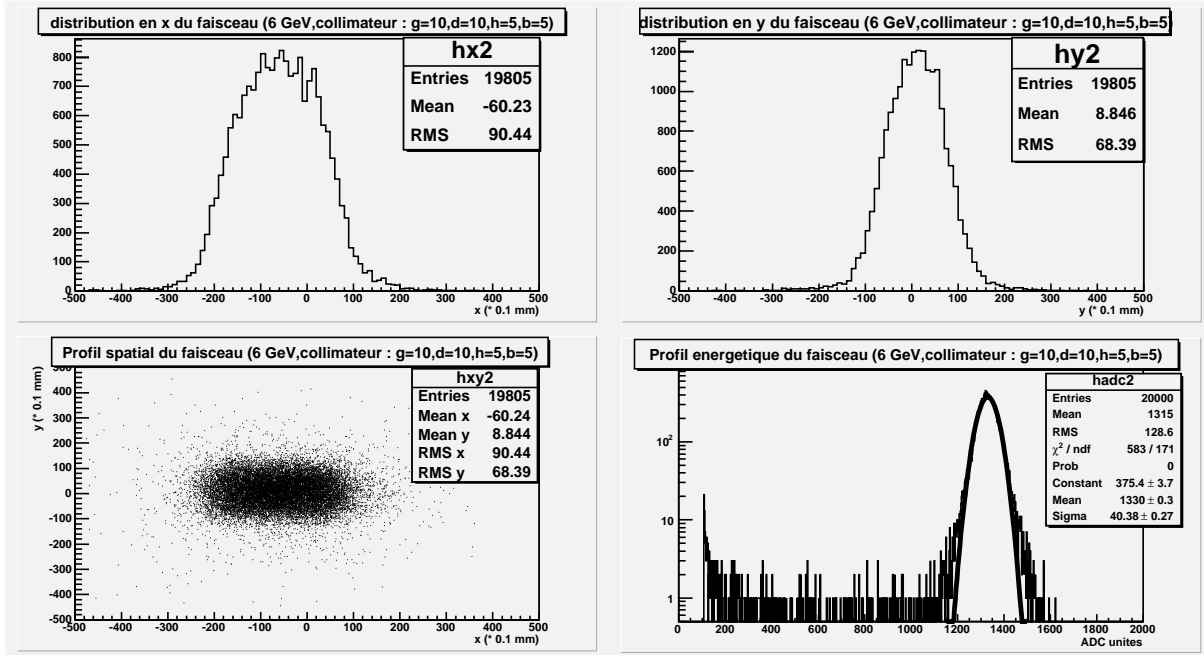


FIG. 5.4 – Profils spatiaux et énergétiques des faisceaux pour la configuration 1 : ouverture maximale. Les abréviations g,d,h,b désignent respectivement les plaques gauche, droite, haut et bas composant le collimateur.

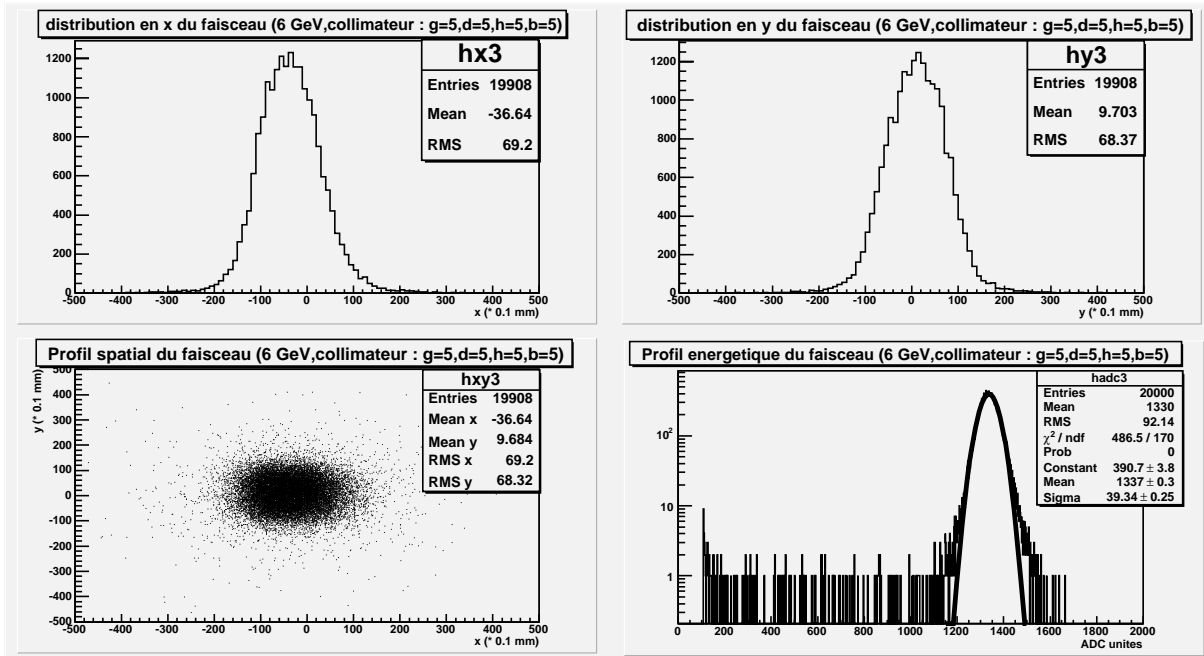


FIG. 5.5 – configuration 2 : ouverture intermédiaire.

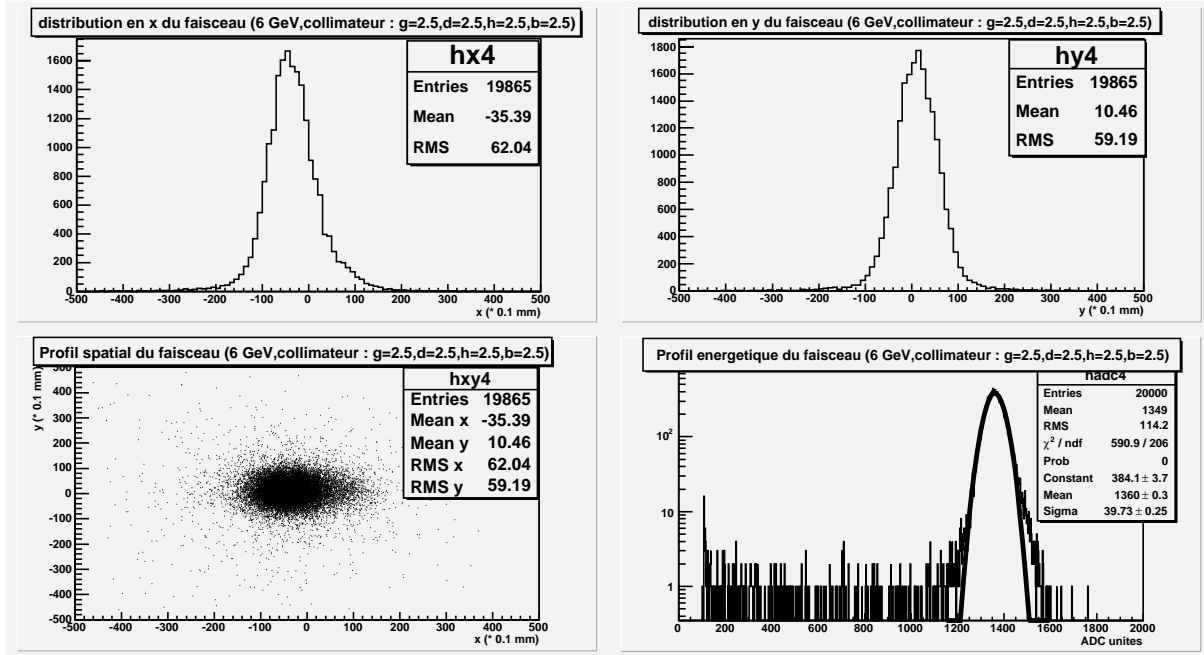


FIG. 5.6 – configuration 3 : configuration close.

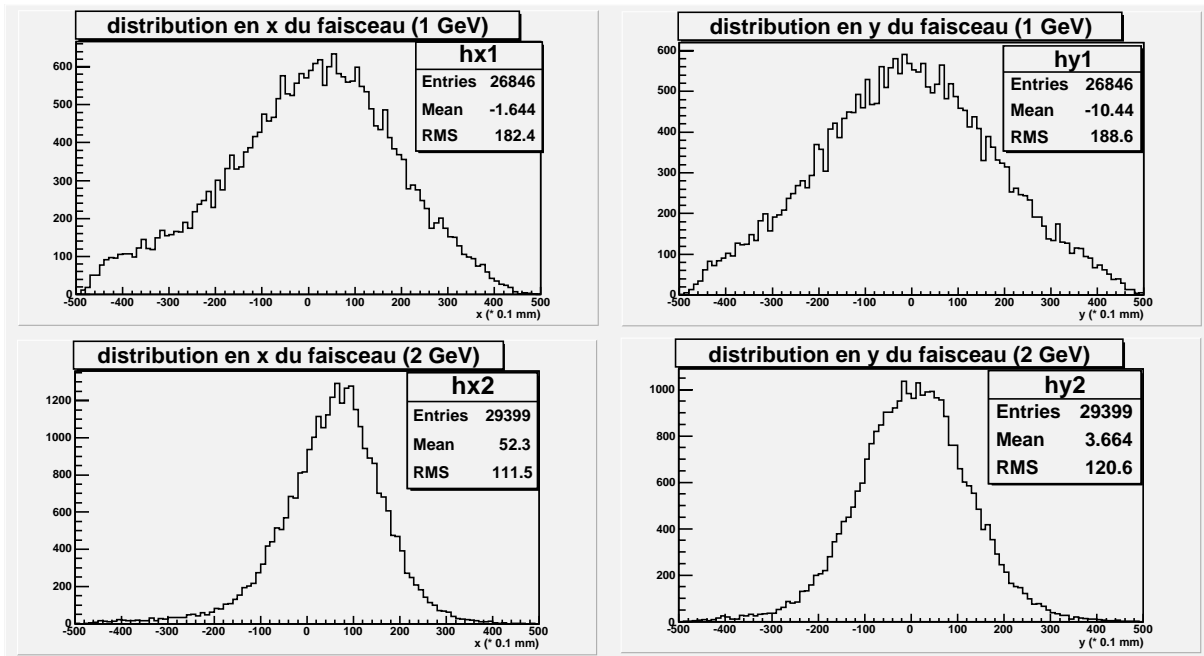


FIG. 5.7 – Distributions transversales en X et en Y pour 1 GeV (haut) et 2 GeV (bas).

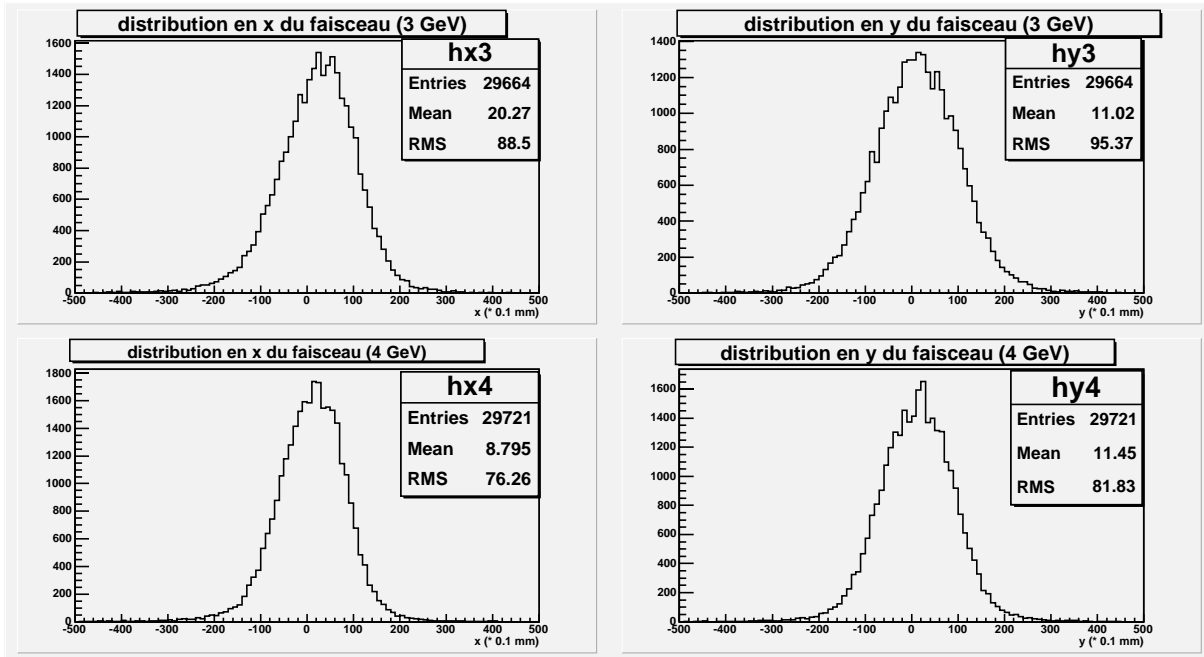


FIG. 5.8 – Distributions transversales en X et en Y pour 3 GeV (haut) et 4 GeV (bas).

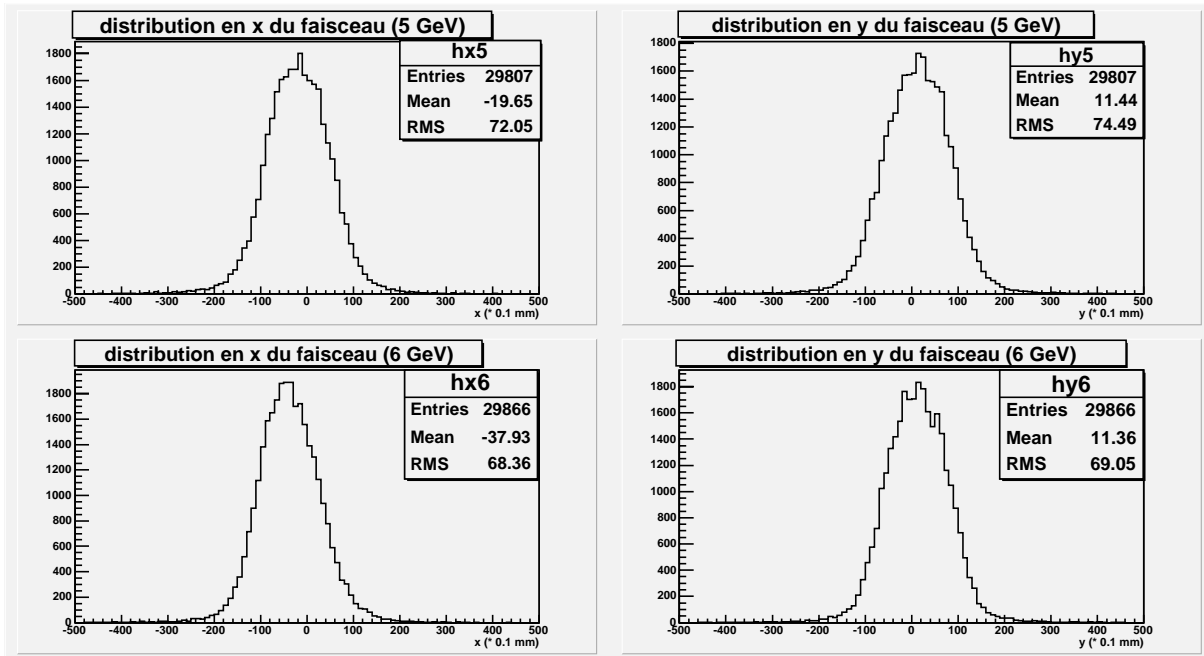


FIG. 5.9 – Distributions transversales en X et en Y pour 5 GeV (haut) et 6 GeV (bas).

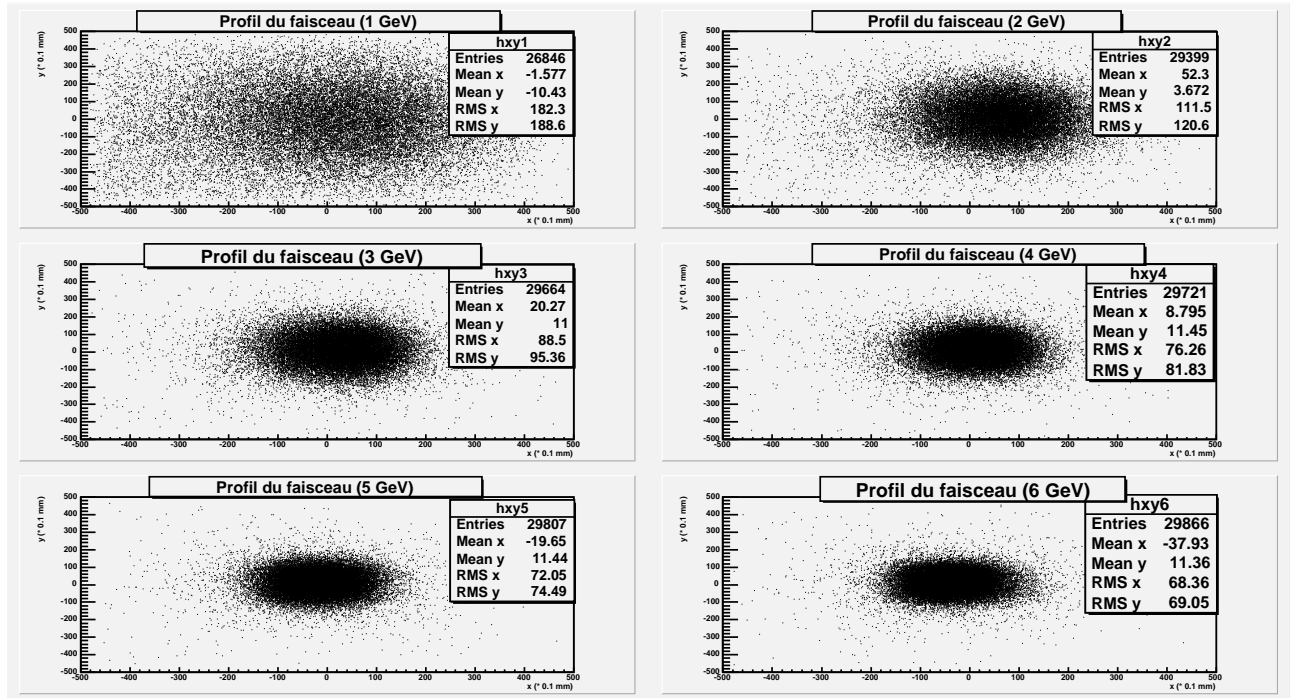


FIG. 5.10 – Distributions transversales pour différentes valeurs de l'énergie.

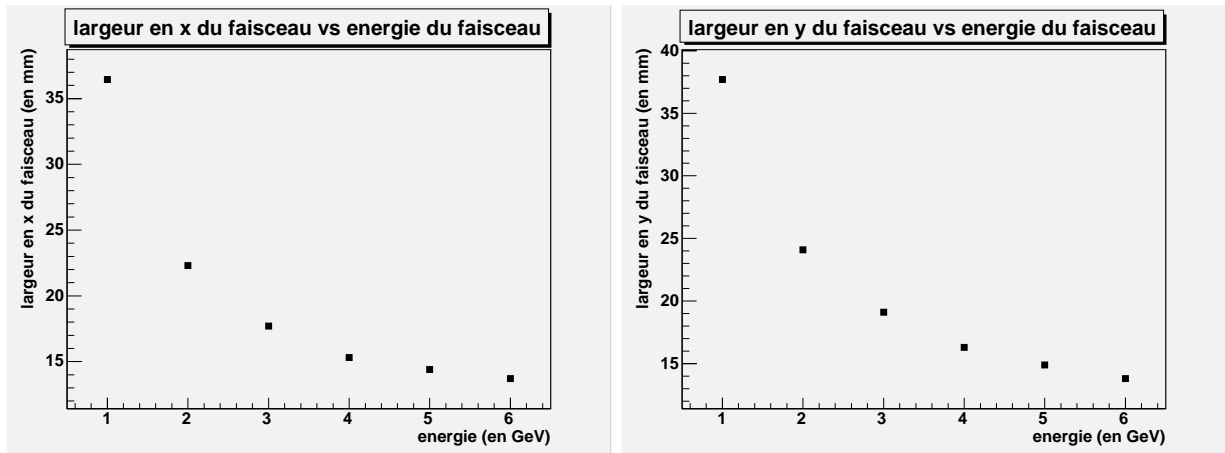


FIG. 5.11 – Largeur en X (haut) et Y (bas) du faisceau en fonction de l'énergie.

Energie (GeV)	valeur moyenne (ADC Counts)	σ (ADC Counts)
1	356.8	16.41
2	610.1	22.42
3	862.3	29.47
4	1119	36.94
5	1377	42.18
6	1639	50.39

TAB. 5.3 – Tableau résumant les résultats de la calibration du verre au plomb.

5.4.3 Profil énergétique et contamination du faisceau

Energie (GeV)	contamination (%)
1	5.7
2	3.4
3	3.0
4	3.1
5	2.8
6	2.3

TAB. 5.4 – Tableau récapitulant la contamination du faisceau pour chaque valeur de l'énergie.

Pour connaître le profil énergétique du faisceau, le verre au plomb doit être calibré, c'est-à-dire qu'il faut établir la relation entre l'énergie du faisceau et l'amplitude du signal issu du calorimètre. Nous rappelons que le signal est produit par un PM accolé directement au verre au plomb. La figure 5.12 montre les profils énergétiques mesurés du faisceau pour des valeurs d'énergie variant de 1 à 6 GeV. Le tableau 5.3 récapitule les valeurs moyennes et le σ issus de l'ajustement par une distribution gaussienne du profil. La figure 5.13 présente la courbe d'étalonnage du verre au plomb. La courbe de la figure 5.14 indique la résolution en fonction de l'énergie du faisceau.

Ensuite la contamination pour chaque énergie est déterminée à partir des profils en énergie de la figure 5.12 en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Les valeurs de la contamination sont résumées dans le tableau 5.4.

Les résultats précédents montrent que la contamination du faisceau est faible avec une bonne résolution énergétique comprise entre 3% et 4.6%. Ce dernier point permettra donc une étude précise de la reconstruction en énergie contenue dans une gerbe électromagnétique produite dans une brique d'OPERA.

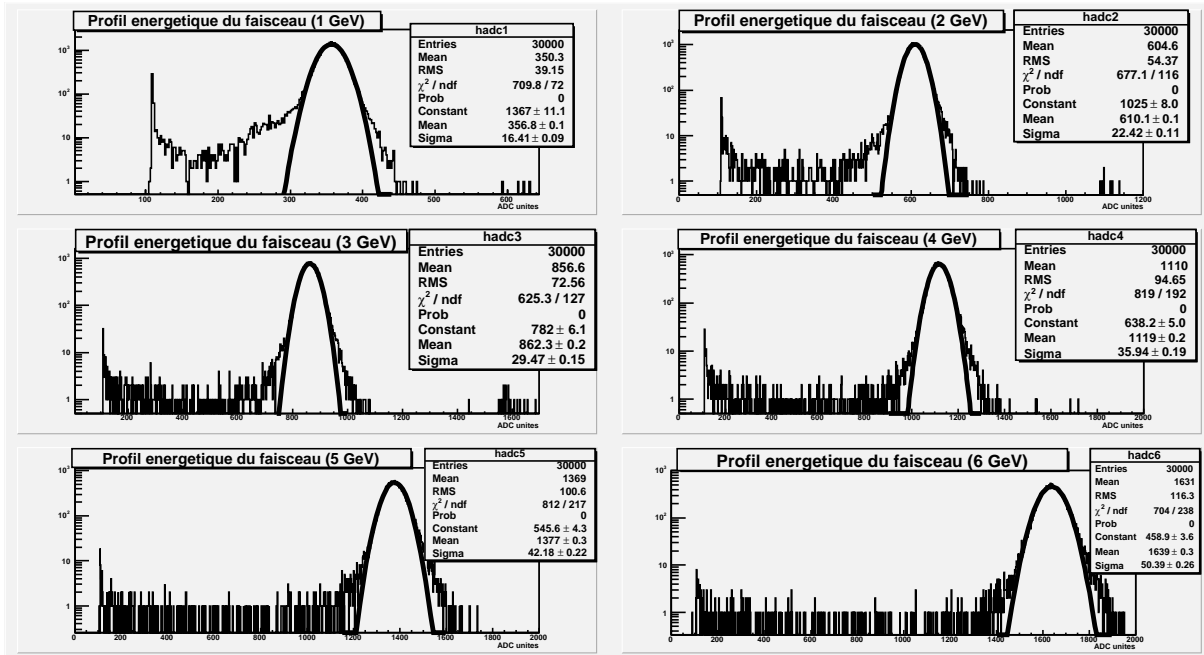


FIG. 5.12 – Profils énergétiques pour différentes valeurs de l'énergie.

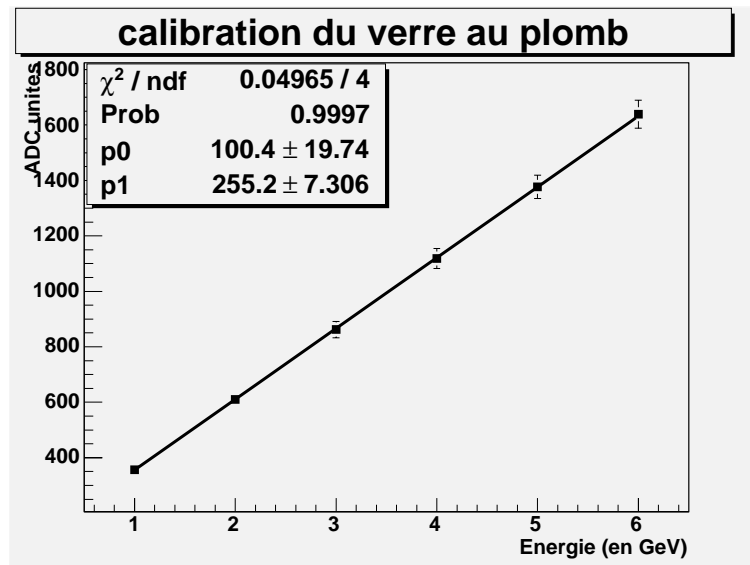


FIG. 5.13 – Courbe d'étalonnage du verre au plomb.

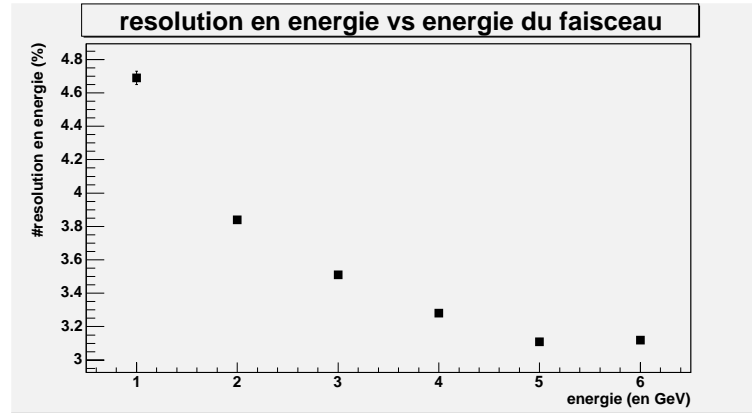


FIG. 5.14 – Résolution en énergie.

Intensité (mA)	Energie (GeV)	taux (Hz)	flux (Hz \times cm ⁻²)
0.2	1	4.3 \pm 0.2	0.39 \pm 0.02
0.2	2	18.7 \pm 0.5	4.4 \pm 0.1
0.2	3	33.1 \pm 0.7	12.4 \pm 0.3
0.2	4	28.5 \pm 0.6	14.4 \pm 0.3
0.2	5	17.3 \pm 0.5	10.2 \pm 0.3
0.2	6	7.4 \pm 0.3	5.0 \pm 0.2
0.04	3	3.7 \pm 0.7	1.4 \pm 0.3
0.04	6	0.9 \pm 0.3	0.6 \pm 0.2

TAB. 5.5 – Taux d'événements et flux pour différentes valeurs de l'intensité et de l'énergie.

5.4.4 Le taux d'événements

Le taux d'événements est un facteur essentiel pour l'exposition des briques et pour la densité de traces dans la brique. La variation du taux est possible grâce à la variation de l'intensité de la machine principale et à l'utilisation des différents éléments de la ligne de faisceau. Les études précédentes ont été réalisées avec un courant de 2 mA dans le but de posséder une statistique raisonnable. Le but étant l'obtention d'un taux le plus faible possible, des études ont été effectuées avec des valeurs de courant de 0.2 mA et 0.04 mA et différentes valeurs de l'énergie. La réduction du courant de la machine n'a aucun effet notable sur le profil du faisceau et sa contamination. La stabilité du faisceau d'électrons dépend directement de la stabilité de la machine principale. Les résultats des mesures sont récapitulés dans le tableau 5.5 et tiennent compte des efficacités de déclenchement. La surface calculée correspond à une ellipse dont la longueur des demi-axes est égale aux RMS des distributions en X et Y.

5.4.5 Conclusion

La calibration du faisceau a montré qu'il était possible d'atteindre les objectifs fixés dans le premier paragraphe de ce chapitre. Le faisceau est faiblement contaminé, possède une bonne

résolution en énergie et nous pouvons atteindre des flux inférieurs à 1 $\text{particle}/\text{cm}^2/\text{s}$. La configuration choisie pour l'exposition de la brique correspond à des spots d'électrons de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

5.5 L'exposition des briques

5.5.1 Stratégie d'exposition

Energie du faisceau (GeV)	“haute” densité ($\sim 400 \text{ e}^-/\text{spot}$)	faible densité ($\sim 4 \text{ e}^-/\text{spot}$)
1	brique 1 (15)	-
3	brique 2 (15)	brique 6 (40)
6	brique 3 (15) et brique 4 (20)	brique 7 (50)

TAB. 5.6 – Stratégie d'exposition des briques pour les énergies et les densités voulues. Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre d'émulsions dans une brique.

Le dispositif expérimental ayant servi pour la calibration du faisceau en décembre 2003 est utilisé à nouveau en juillet 2004 pour l'exposition des briques. Nous rappelons qu'une brique standard d'OPERA est constituée d'une alternance de 57 émulsions avec 56 feuilles de plomb et une dernière émulsion spéciale : le “Changeable Sheet”. Pour ce test en faisceau, sept briques au total ont été utilisées :

- 3 briques composées de 15 émulsions
- 2 briques composées de 20 émulsions
- 1 brique constituée de 40 émulsions
- 1 brique constituée de 50 émulsions

Six briques ont été exposées au faisceau d'électrons pour 3 valeurs d'énergie (1, 3 et 6 GeV) et 2 densités de particules ($1 \text{ e}^-/\text{cm}^2$ soit environ $4 \text{ e}^-/\text{spot}$ et $100 \text{ e}^-/\text{cm}^2$ soit $400 \text{ e}^-/\text{spot}$). Une brique servant de référence pour le bruit de fond n'est pas exposée au faisceau. Le tableau 5.7 résume la densité et l'énergie choisies pour chaque brique. La haute densité est utile pour l'étude de l'identification des électrons tandis la basse densité permet une analyse de la gerbe pour la reconstruction en énergie. Dans le dernier cas, il n'y a aucun recouvrement de gerbe. La figure 5.15 montre une simulation d'exposition pour 1 GeV et 6 GeV.

Le courant de la machine principale est de l'ordre de $40 \mu\text{A}$.

5.5.2 Vérification des caractéristiques du faisceau durant l'exposition

Au cours de l'exposition, quelques caractéristiques du faisceau ont été contrôlées : les profils spatiaux et énergétiques, la stabilité du taux d'événements au cours du temps.

Les profils spatiaux et énergétiques sont indiqués dans les figures 5.16 à 5.21. Les figures 5.16, 5.17 et 5.18 concernent des intensités de faisceau de 2.5 mA pour avoir dans un premier temps une statistique raisonnable. Ensuite les figures 5.19, 5.20 et 5.21 sont obtenues pour une intensité de faisceau de $40 \mu\text{A}$ nécessaire lors de l'exposition des briques. Pour deux intensités, les données au cours de l'exposition reproduisent celles obtenues au cours de la calibration du

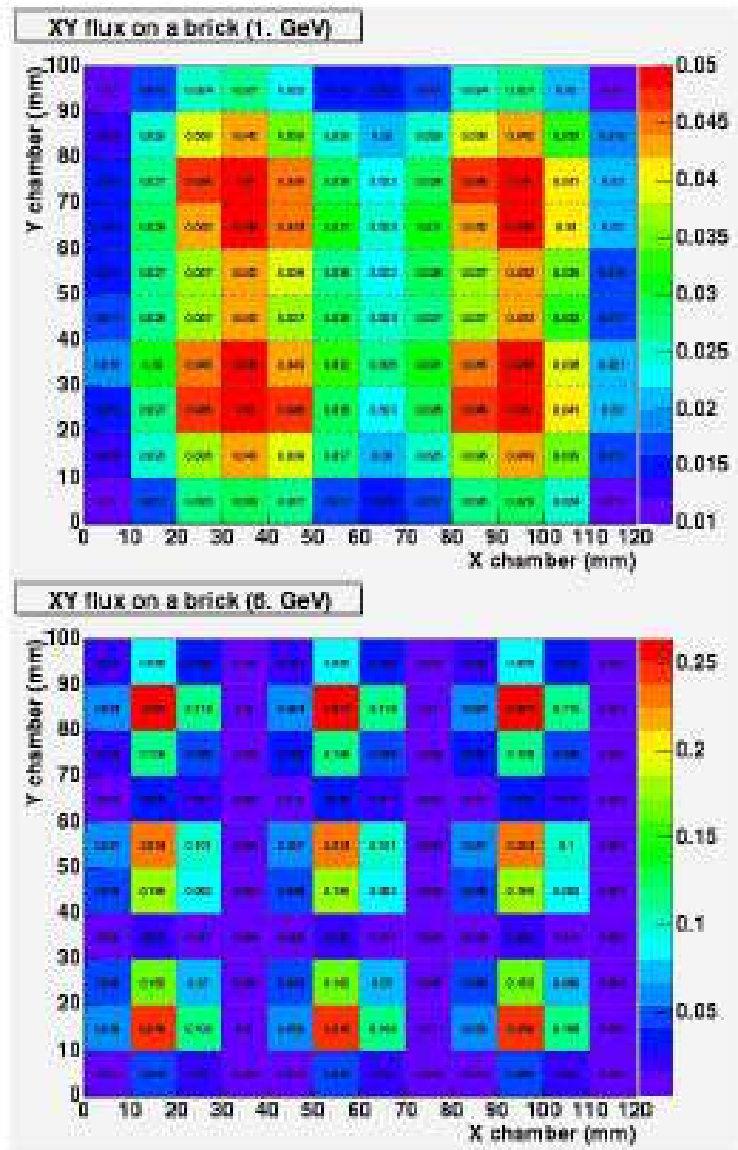


FIG. 5.15 – Simulations de spots d'électrons sur une brique exposée à un faisceau d'électrons de 1 GeV (haut) et 6 GeV (bas).

faisceau. En ce qui concerne l'aspect énergétique, le faisceau est stable au cours du temps. Le tableau 5.7 récapitule ces données.

Le tableau 5.8 indique les taux d'événements avant et après exposition des briques. Pareillement, les taux sont stables au cours du temps.

Les résultats des figures précédentes et présentés dans les tableaux démontrent que le faisceau était stable au cours de l'exposition des briques pour les différentes configurations choisies.

Energie du faisceau (GeV)	valeur moyenne (ADC counts)	σ (ADC counts)	résolution (en %)
1 (I=2.5 mA)	360 (356.81)	16.63 (16.75)	4.6 (4.7)
3 (I=2.5 mA)	874 (862.37)	29.18 (30.29)	3.3 (3.5)
6 (I=2.5 mA)	1665 (1639.2)	49.04 (51.1)	2.9 (3.1)
1 (I=40 μ A)	360.3 (356.81)	15.69 (16.75)	4.4 (4.7)
3 (I=40 μ A)	885.8 (862.37)	25.93 (30.29)	2.9 (3.5)
6 (I=40 μ A)	1632 (1639.2)	42.31 (51.1)	2.6 (3.1)

TAB. 5.7 – Calibration et résolution en énergie pour différentes valeurs de l'intensité du faisceau durant l'exposition des briques. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux valeurs trouvées lors de la calibration en décembre 2003.

Energie du faisceau (en GeV)	taux (en Hz)
3 GeV (40 μ A, F.D., avant exposition)	2.24
3 GeV (40 μ A, F.D., après exposition)	2.04
3 GeV (40 μ A, H.D., avant exposition)	14.4
3 GeV (40 μ A, H.D., après exposition)	14.54
6 GeV (40 μ A, F.D., avant exposition)	0.87
6 GeV (40 μ A, F.D., après exposition)	1.07
6 GeV (40 μ A, H.D., avant exposition)	37.15
6 GeV (40 μ A, H.D., après exposition)	22.62

TAB. 5.8 – Tableau exposant quelques exemples de mesures de taux avant et après exposition des briques.

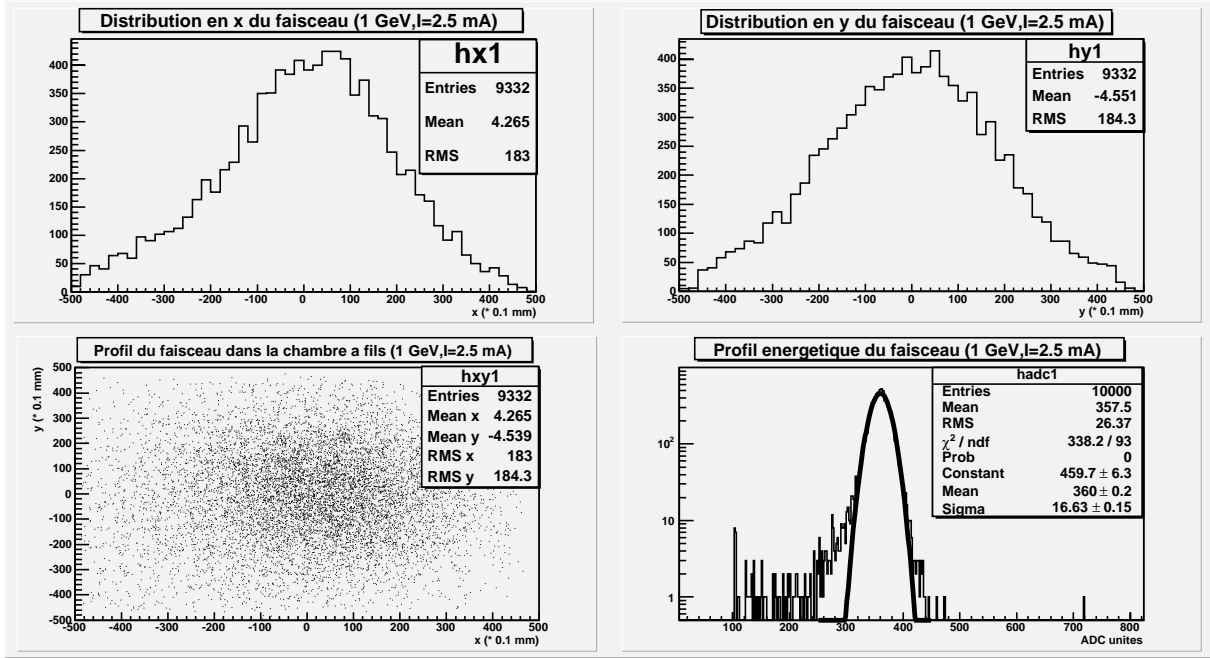


FIG. 5.16 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 1 GeV et une intensité de faisceau $I=2.5$ mA.

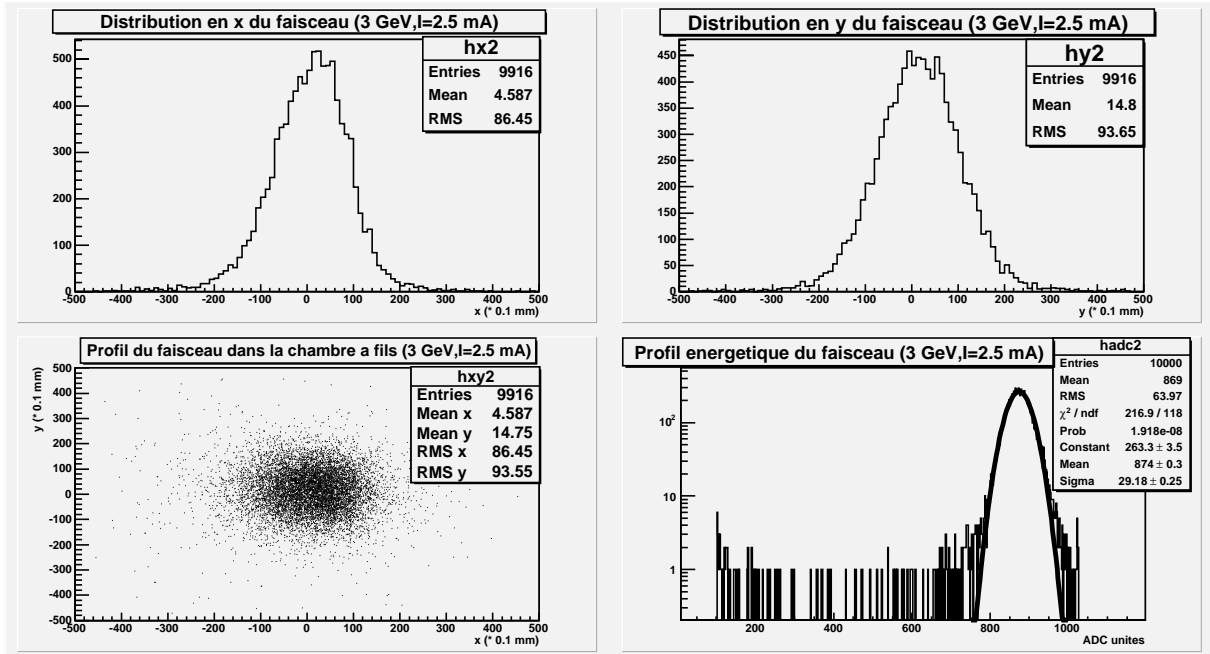


FIG. 5.17 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 3 GeV et une intensité de faisceau $I=2.5$ mA.

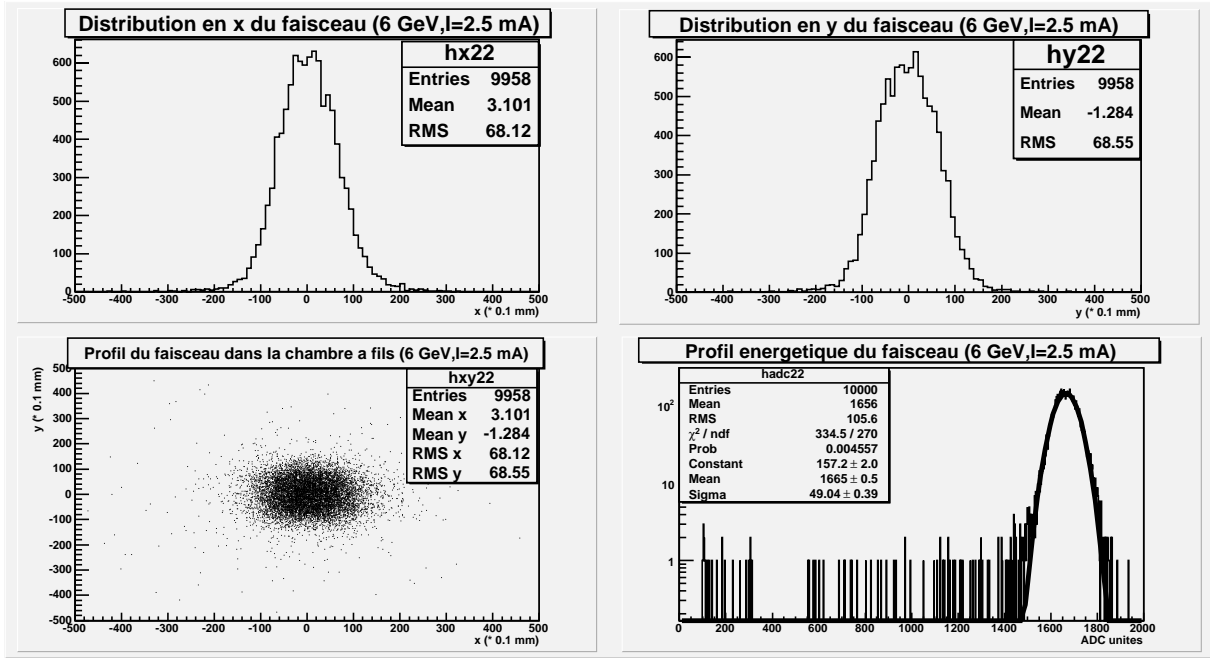


FIG. 5.18 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 6 GeV et une intensité de faisceau $I=2.5$ mA.

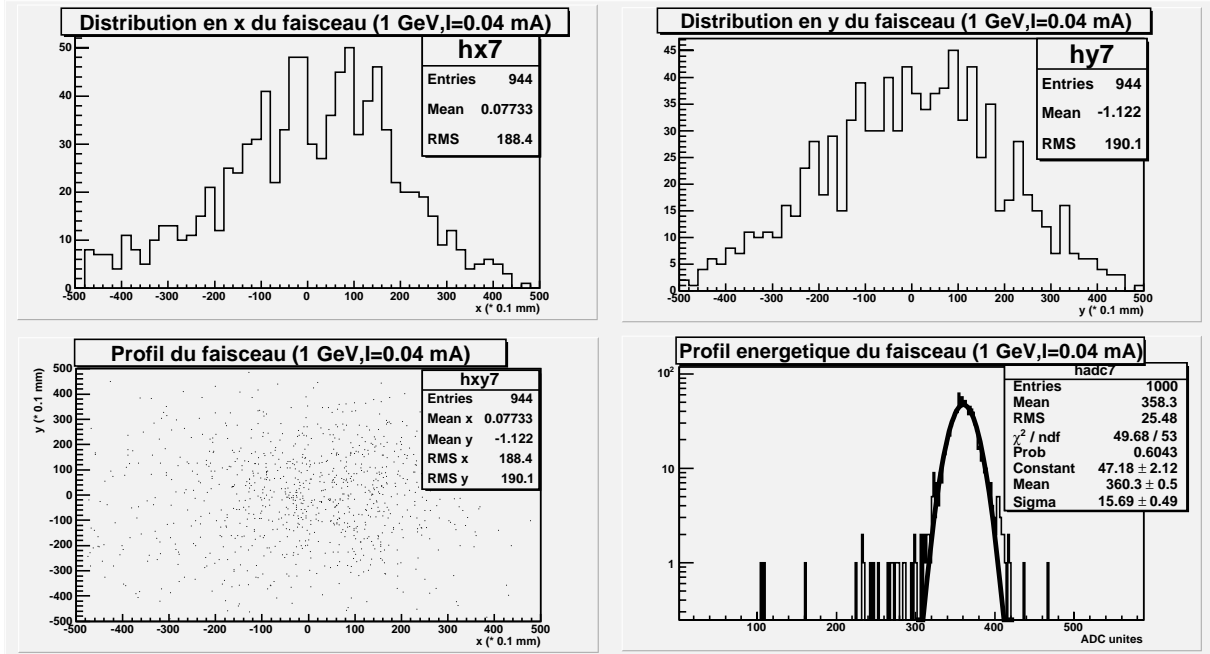


FIG. 5.19 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 1 GeV et une intensité de faisceau $I=40 \mu\text{A}$.

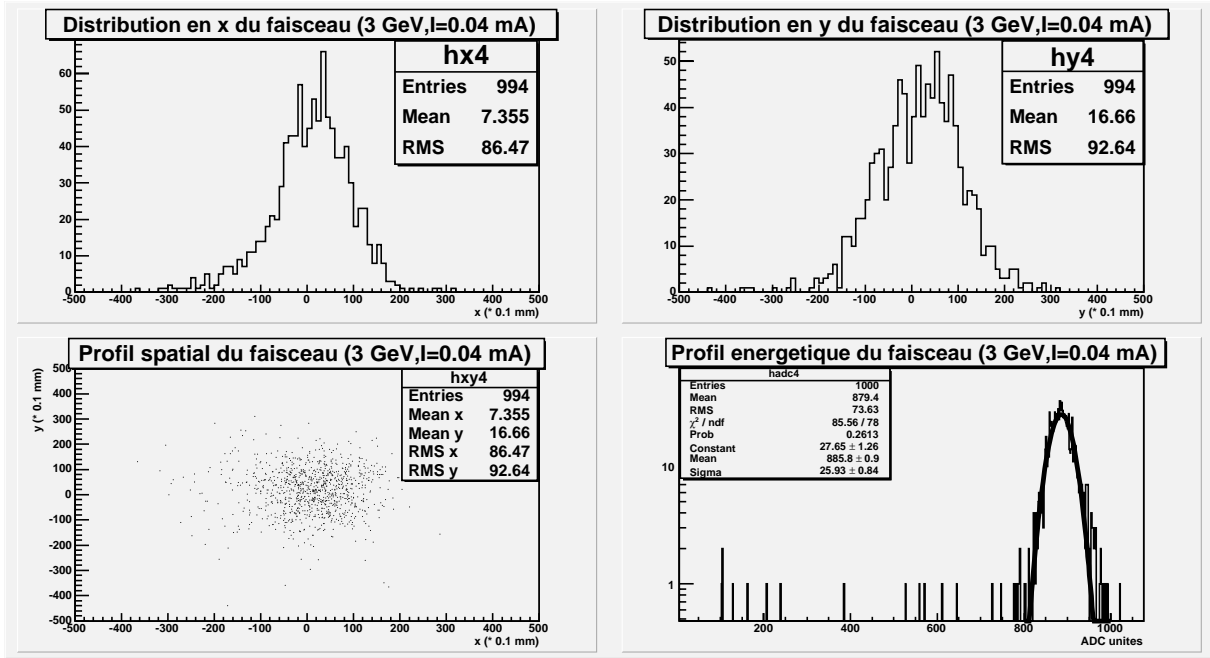


FIG. 5.20 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 3 GeV et une intensité de faisceau $I=40 \mu\text{A}$.

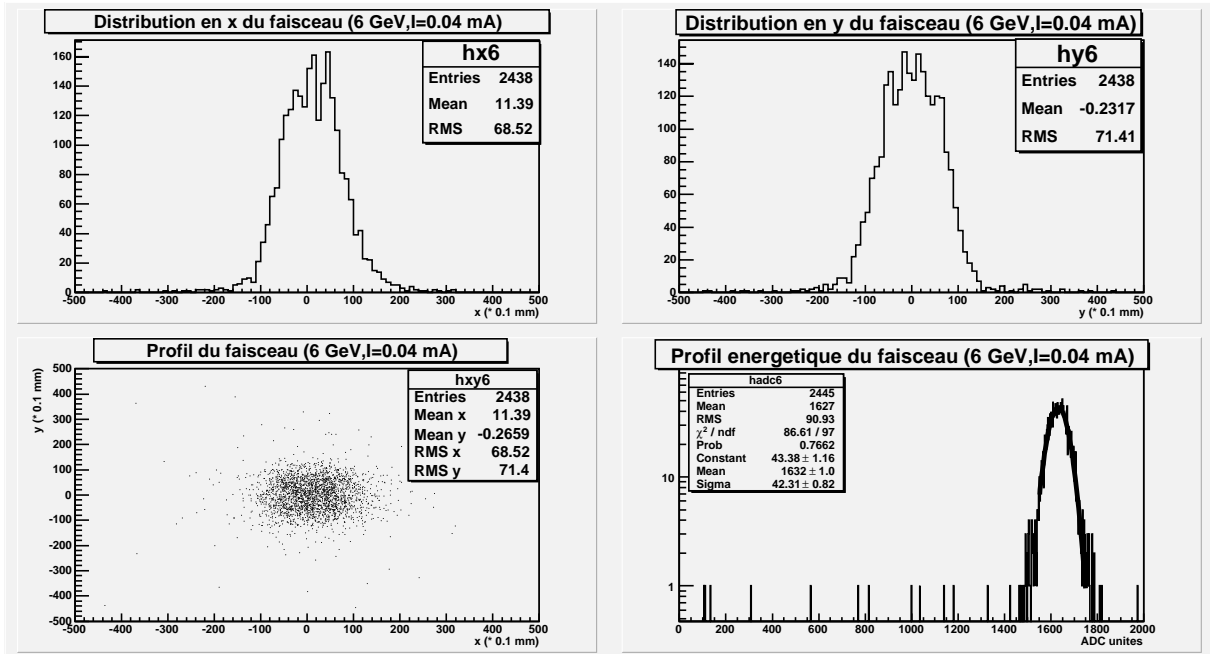


FIG. 5.21 – Profils spatiaux et énergétiques du faisceau pour 6 GeV et une intensité de faisceau $I=40 \mu\text{A}$.

Chapitre 6

Algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques

Le chapitre précédent explique les motivations du test en faisceau et la stratégie adoptée pour l'exposition des briques. La première étape de l'analyse des données consiste en la conception d'un algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques [94] développé dans le framework ROOT. Dans ce chapitre, nous verrons que l'algorithme est divisé en deux étapes :

- la reconstruction de la trace primaire engendrée par l'électron dans les cinq premières émulsions de la brique
- la reconstruction des branches en partant du deuxième film jusqu'au dernier.

Le mécanisme de développement des cascades électromagnétiques dans une brique d'OPERA est expliqué dans la première partie. La seconde partie est dédiée à la reconstruction des données expérimentales et aux simulations des gerbes électromagnétiques avec le bruit de fond. La troisième partie décrit de manière détaillée le principe de l'algorithme de reconstruction. La quatrième partie montre les performances en réalisant une comparaison entre les simulations Monte-Carlo et les données expérimentales.

6.1 Développement des gerbes électromagnétiques dans une brique d'OPERA

6.1.1 Pertes d'énergie pour des particules lourdes chargées

Des particules lourdes chargées (pions, muons,...) perdent leur énergie dans un absorbeur sous forme d'ionisations et d'excitations atomiques. La perte moyenne d'énergie, "stopping power" en anglais est calculée par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_E c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right)$$

avec T_{max} , l'énergie cinétique maximum transmise à un électron libre dans une collision à une particule, Z et A le numéro atomique et le nombre de masse de l'absorbeur, ze la charge de la particule incidente et les autres variables sont définies dans le tableau 27.1 de la référence [89]. Cette formule reste valide dans une grande gamme d'énergie et un grand nombre d'absorbeurs de différentes natures. Dans la région $\beta\gamma$ variant de 3.0 à 3.5 avec Z variant de 7 à 100, un minimum apparaît et correspond au minimum d'ionization (mip).

En revanche, la formule précédente ne s'applique pas pour les électrons car il s'agit d'une particule légère.

6.1.2 Modélisation des cascades électromagnétiques

De nombreux ouvrages et articles traitent de la modélisation des cascades électromagnétiques (voir [90] et [91]). Dans ce paragraphe, nous rappellerons quelques définitions essentielles et la manière de les paramétrer.

Quelques définitions préliminaires

- longueur de radiation X_o : lorsqu'un électron traverse un absorbeur, il perd son énergie par bremsstrahlung et création de paires. La longueur de radiation X_o correspond à la longueur d'absorbeur traversée dans laquelle l'électron a réduit son énergie d'un facteur 1/e. Elle est paramétrisée de la manière suivante :

$$X_o = \frac{716.4g/cm^2 A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}$$

- énergie critique E_c : c'est le seuil d'énergie défini par l'égalité entre la perte d'énergie par ionisation et la perte d'énergie par bremsstrahlung : $(\frac{dE}{dx})_{brem} = (\frac{dE}{dx})_{ionisation}$.

$$E_c(liquide, solide) = \frac{610MeV}{Z + 1.24}$$

$$E_c(gaz) = \frac{710MeV}{Z + 0.96}$$

Lorsque l'énergie des particules secondaires atteint cette valeur, nous considérons que la gerbe arrête de se développer.

Dans OPERA, l'élément utilisé pour le dépôt d'énergie est le plomb. L'énergie critique associée vaut 7 MeV environ et la longueur de radiation est égale à 5.6 mm.

La diffusion coulombienne multiple à de petit angles

Quand une particule chargée traverse un absorbeur, elle est déviée de sa trajectoire à cause de la diffusion coulombienne sur les noyaux. La distribution angulaire est bien décrite par la théorie de Molière et pour de petits angles. La distribution est alors bien ajustée par une gaussienne. La largeur de celle-ci est définie par le paramètre θ_o :

$$\theta_o = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{x/X_o(1 + 0.038\ln(x/X_o))}$$

où p, βc et z représentent l'impulsion, la vitesse et la charge de la particule incidente et x/X_o est l'épaisseur de l'absorbeur exprimée en longueurs de radiation (voir paragraphe précédent). Dans le cadre d'OPERA, la diffusion coulombienne multiple est utilisée pour la séparation π/e [71].

Paramétrisation des cascades électromagnétiques

Lorsqu'un électron ou photon de haute énergie passe à travers un absorbeur, il génère une cascade électromagnétique par création de paires e^+/e^- et bremsstrahlung produisant des électrons et des photons de plus basse énergie. L'algorithme de reconstruction tiendra compte de ces propriétés.

Le développement longitudinal est raisonnablement bien décrit par une fonction gamma du type :

$$\frac{dE}{dt} = E_o b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}$$

avec la variable d'échelle : $t=x/X_o$. Cette fonction sera ultérieurement utilisée dans le contexte d'un réseau de neurones. Le développement transversal est modélisé par de nombreux profils décrits dans les références [92] et [93]. Les distributions utilisées sont des sommes d'exponentielles ou des sommes de gaussiennes adaptées suivant la réponse du détecteur. La variable d'échelle utilisée est le rayon de Molière R_M :

$$R_M = X_o \frac{E_s}{E_c}$$

où $E_s=21$ MeV.

6.2 Reconstruction des données expérimentales et simulations Monte-Carlo

6.2.1 Reconstruction des données expérimentales

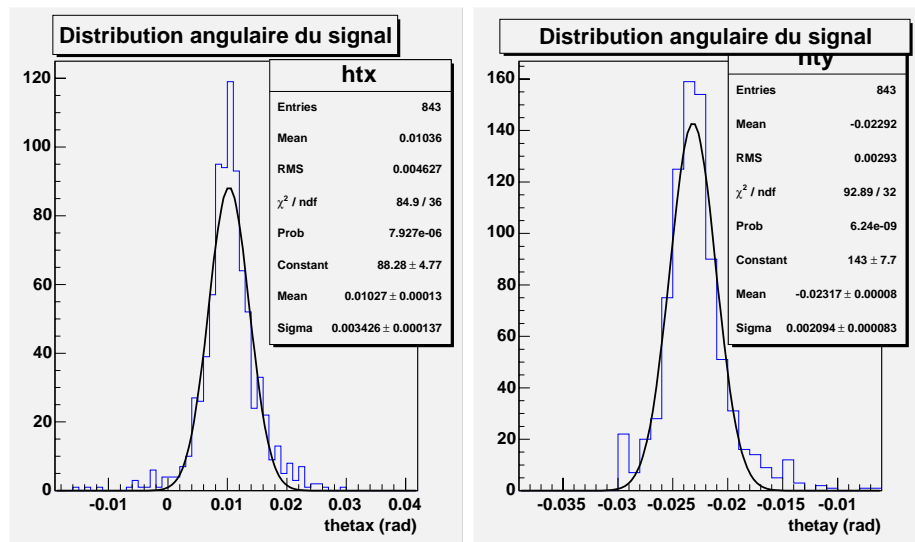


FIG. 6.1 – Distributions angulaires du signal des électrons. Ces distributions sont obtenues à partir de la première basetrack.

Les données proviennent d'une brique exposée à un faisceau d'électrons de 6 GeV et de haute densité ($100 e^-/cm^2$). La brique, composée de 20 émulsions, a été scannée au laboratoire de Neuchâtel par un microscope utilisant un objectif à sec. Lors du scan, les microtraces avec les caractéristiques suivantes sont gardées :

- le nombre de grains $n_{grain} \geq 6$.
- les coupures angulaires : $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 1$ rad.

Ces coupures permettent de garder un maximum de signal en contrôlant quand même le bruit de fond dû aux rayons cosmiques, fog, radioactivité du plomb.

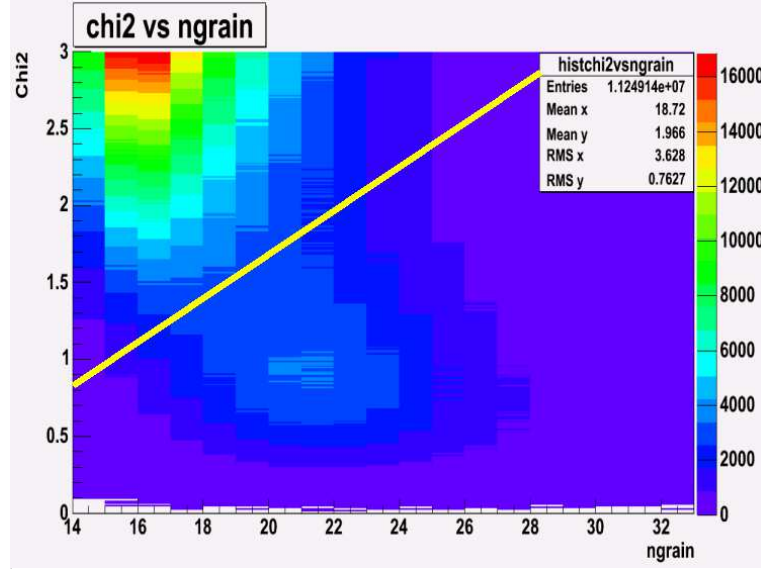


FIG. 6.2 – χ^2 défini au sens de FEDRA (voir chapitre 4) en fonction du nombre de grains composant une basetrack. La zone en haut de la ligne montre des basetracks formées d'un petit nombre de grains et un grand χ^2 tandis que la zone en dessous de la ligne correspond à des basetracks avec beaucoup de grains et un petit χ^2 . La première catégorie correspond au bruit de fond alors que la deuxième contient du signal (avec une composante de bruit de fond, notamment des cosmiques).

La reconstruction des basetracks (association de deux microtraces) est réalisée hors ligne à partir du framework FEDRA. Les basetracks répondant aux coupures suivantes sont gardées pour la reconstruction de la gerbe :

- $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 400$ mrad. Cette coupure angulaire sera appliquée pour l'expérience OPERA.
- $\chi^2 < 0.333 \times n_{grain} - 4.343$. La figure 6.2 justifie le choix de cette coupure. Elle fait apparaître deux zones distinctes : une zone comprenant des basetracks avec un “grand” χ^2 et un faible nombre de grains correspondant au bruit de fond et une zone comportant des basetracks avec un “petit” χ^2 et un grand nombre de grains correspondant au signal (avec une composante de bruit de fond).

Le signal produit par les électrons est montré dans la figure 6.1. Il est légèrement décalé par rapport à la direction perpendiculaire au plan transverse défini par la feuille d'émulsion. La valeur moyenne de la distribution en θ_{xz} vaut 10 mrad et pour θ_{yz} , elle vaut -23 mrad.

Le bruit de ce test en faisceau est très important comparé à celui attendu dans OPERA. Il est estimé à partir d'une zone non-exposée au faisceau d'électrons et la densité de basetracks trouvée est de l'ordre de $65/mm^2/film$, deux ordres de grandeur supérieur à ce qui est attendu dans OPERA. Le chapitre suivant montrera une analyse plus approfondie du bruit de fond. Son origine est due essentiellement à une longue exposition aux cosmiques et à une longue période de stockage avant et après l'exposition au faisceau (2 mois au total). Ces deux facteurs ont permis aux cosmiques, fogs et radioactivité du plomb de produire de nombreuses microtraces et donc basetracks parasitant le signal des électrons. Enfin, l'efficacité du système de scan de Neuchâtel pour un objectif à sec est estimé à 90 %.

6.2.2 Simulations Monte-Carlo

Signal

Production des microtraces et basetracks Les simulations des gerbes sont réalisées à partir du framework officiel d'OPERA [95]. La structure modulaire de la brique est reproduite grâce au package OpGeom sur la base des classes du type TGeoManager de ROOT [?] : 57 feuilles d'émulsions photographiques ($300\ \mu m$) alternent avec 56 feuilles de plomb ($1\ mm$). Chaque film est composé de deux couches de gélatine d'épaisseur $50\ \mu m$ et situées de part et d'autre une base plastique de $200\ \mu m$. Le package OpSim utilisant le simulateur GEANT 3 VMC (Virtual Monte Carlo) produit des couples de hits en début et fin de la couche de gélatine. Les hits se situant sur la base plastique sont dégradées ("smeared") en position (x et y) et en angle (θ_{xz} et θ_{yz}) de telle sorte à obtenir une résolution angulaire de 2 mrad. La paramétrisation de ce "smearing" en position se présente sous la forme suivante :

$$\begin{cases} x_{smear} = x + dx \\ y_{smear} = y + dy \end{cases}$$

avec dx et dy déterminés à partir d'une distribution gaussienne centrée autour de 0 et de largeur $0.3\ \mu m$. La paramétrisation du "smearing" angulaire est réalisée de la façon suivante :

$$\begin{cases} \theta_{xzsmeared} = \theta_{xz} + d\theta \\ \theta_{yzsmeared} = \theta_{yz} + d\theta \end{cases}$$

avec $d\theta$ déterminé ainsi :

$$\begin{cases} Si\ |\tan(\theta_{xz})| \geq 0.1\ rad\ et\ |\tan(\theta_{xz})| < 0.2\ rad\ alors\ d\theta'' = 0.05\ rad \\ Si\ |\tan(\theta_{xz})| \geq 0.2\ rad\ et\ |\tan(\theta_{xz})| < 0.3\ rad\ alors\ d\theta'' = 0.15\ rad \\ Si\ |\tan(\theta_{xz})| \geq 0.3\ rad\ et\ |\tan(\theta_{xz})| < 0.4\ rad\ alors\ d\theta'' = 0.25\ rad \\ Si\ |\tan(\theta_{xz})| \geq 0.4\ rad\ et\ |\tan(\theta_{xz})| < 0.5\ rad\ alors\ d\theta'' = 0.35\ rad \\ Si\ |\tan(\theta_{xz})| \geq 0.5\ rad\ et\ |\tan(\theta_{xz})| < 0.6\ rad\ alors\ d\theta'' = 0.45\ rad \end{cases}$$

et $d\theta' = 0.013 (1 + 6 \times d\theta'')$ et enfin $d\theta$ est issu d'une distribution gaussienne centrée autour de 0 et de largeur $d\theta'$. La même procédure est effectuée pour θ_{yz} .

La combinaison d'un couple de hits sert pour la reconstruction d'une microtrace. A partir des microtraces, les basetracks sont créées et gardées si :

- $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 400\ mrad$.
- la différence de pente entre les microtraces et basetracks est inférieure à $100\ mrad$.

Pour la reconstruction de la gerbe, une efficacité de 90 % est prise en compte dans les simulations.

Simulation des gerbes La simulation utilise 2000 électrons de 6 GeV. Chaque électron est déposé au centre et au milieu de la première émulsion. La gerbe est contenue dans 20 films et dans un cylindre ayant un rayon¹ de 400 μm . Une coupure en énergie de 10 MeV au niveau des processus électromagnétiques dans GEANT3 est imposée.

Bruit de fond

Le bruit introduit dans les simulations est issu de données expérimentales. Une zone de 2 cm^2 non-exposée issue de la brique elle-même a été scannée et découpée en petites zones dont la surface vaut 1 mm^2 . Ces petites zones sont ensuite introduites dans la simulation avec le signal. Cette procédure permet d'utiliser un "vrai" bruit de fond, c'est-à-dire un bruit propre à la brique du test. La simulation de ce dernier doit tenir compte de nombreux effets qu'il est difficile de paramétrer et de reproduire avec exactitude.

6.3 Principe de reconstruction de l'algorithme

6.3.1 Principe

Lorsqu'un électron de haute énergie se propage dans un milieu absorbeur comme du plomb, il produit une cascade électromagnétique par création de paires et bremsstrahlung. Les particules secondaires créées possèdent une énergie moins importante que la particule primaire. L'algorithme de reconstruction va tenir compte de cette propriété. Pour cela, il est divisé en deux étapes principales :

1. la première consiste en la reconstruction de la trace produite par l'électron primaire qui a généré la cascade électromagnétique. Cette trace est dite "trace primaire". Pour cette raison, l'algorithme connecte les basetracks de la première émulsion jusque dans la cinquième.
2. la deuxième étape consiste en la connexion des basetracks produites par les particules secondaires contenues dans un cylindre de rayon de 400 μm dont la direction de l'axe est définie par la première basetrack de la trace primaire. La reconstruction des traces secondaires commence dans le deuxième film jusque dans le dernier.

6.3.2 Connexions de deux basetracks consécutives

Une trace est constituée d'une succession de basetracks. Au cours de la propagation dans la brique, l'algorithme tente de connecter une basetrack dans le film (i) avec une ou des basetracks dans le film (i+1). Pour cela, en partant de la basetrack du film (i), l'algorithme prédit une position dans le film (i+1) puis cherche des basetracks candidates autour de cette position. Ces basetracks candidates doivent se situer dans une distance σ_x et σ_y avec $\sigma_x = x_{pred} - x_{candidate}(i+1)$ et $\sigma_y = y_{pred} - y_{candidate}(i+1)$. Ensuite, les basetracks candidates sont gardées si elles satisfont les coupures mises sur les grandeurs suivantes, illustrées dans la figure 6.3 :

- le déplacement angulaire $\Delta\theta = \sqrt{\Delta\theta_x^2(i) + \Delta\theta_y^2(i)}$. Il s'agit de la différence angulaire entre les deux basetracks consécutives.

¹La valeur de ce rayon est justifiée par les conditions du test en faisceau. Etant donnée la densité d'exposition, la plupart des gerbes se recouvrent mais pour réaliser une mesure de l'énergie nous devons sélectionner des gerbes isolées. Une valeur de rayon supérieure à 400 μm peut inclure des gerbes se chevauchant.

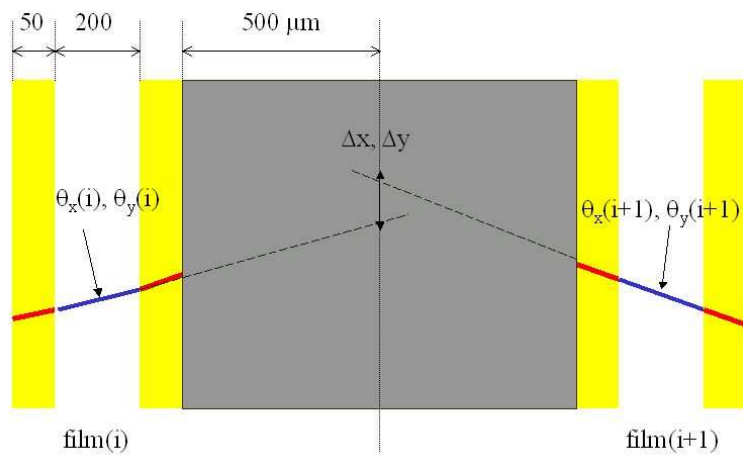


FIG. 6.3 – Vue schématique montrant les variables utilisées pour la connexion de deux basetracks consécutives.

critère	$\chi_{btk/btk}^2$	Δr (μm)	$\Delta\theta$ (rad)	σ_x (μm)	σ_y (μm)
1.	≤ 5	≤ 30	≤ 0.050	≤ 30	≤ 30
2.	≤ 10	≤ 48	≤ 0.086	≤ 40	≤ 40
3.	≤ 15	≤ 90	≤ 0.150	≤ 40	≤ 40

TAB. 6.1 – Tableau récapitulant les valeurs des coupures sur les conditions de connexion.

- le déplacement en position $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2(i) + \Delta y^2(i)}$.
- une variable de qualité $\chi_{btk/btk}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\theta_x^2(i)}{\sigma_i^2} + \frac{\Delta\theta_y^2(i)}{\sigma_i^2} \right)$, avec $\sigma_i = 0.014$ rad. Cette valeur est issue des simulations Monte-Carlo.

Le tableau 6.1 présente les valeurs des coupures imposées sur $\Delta\theta$, Δr et $\chi_{btk/btk}^2$. Ces valeurs sont choisies de manière à intégrer un maximum de signal dans une gamme d'énergie la plus importante (1 GeV et plus) et en incluant le moins de bruit de fond possible. Le tableau 6.1 montre qu'il existe 3 critères. Les critères 1 et 2 concernent la trace primaire tandis que le critère 3 est appliqué pour la reconstruction des branches :

- critère 1 : ce critère est appliqué pour la connexion d'une basetrack (i) avec une basetrack (i+1).
- critère 2 : ce critère tient compte de la possibilité d'un trou dans la trace primaire. Si la prédiction ou les conditions de connexions ne sont pas satisfaites dans 2 films consécutifs (i) et (i+1), l'algorithme construit une basetrack virtuelle dans le film (i+1) avec les mêmes angles, valeur de $\chi_{btk/btk}^2$ et nombre de grains. En revanche, les coordonnées de la position (x,y,z) de la basetrack virtuelle sont calculées à partir de la prédiction, c'est-à-dire la projection directe de la basetrack (i) sur le film (i+1). Ensuite à partir de cette basetrack virtuelle (dans le film (i+1)), l'algorithme tente d'assembler une basetrack réelle dans le film (i+2). Pour résumer, ce critère connecte une basetrack du film (i) avec une basetrack du film (i+2). La basetrack virtuelle n'est pas gardée pour l'analyse puisqu'elle n'est pas réelle : elle est juste utilisée comme un outil pour la reconstruction.
- critère 3 : ce critère est utilisé pour la connexion d'une basetrack (i) avec une basetrack dans le film (i+1) lors de la reconstruction des branches de la gerbe.

En résumé, les valeurs du critère 1 sont plus strictes car elles concernent l'électron primaire et donc l'électron de plus haute énergie. Il est diffusé à de plus petits angles que des particules secondaires de plus basse énergie. C'est d'ailleurs pour cette raison que le critère 3 possède des valeurs plus "souples". Le critère 2 est nécessaire pour tenir compte des trous car l'efficacité de scan diffère de 100 %.

6.3.3 Reconstruction de la trace primaire

L'idée principale consiste en la reconstruction de la trace produite par l'électron ayant engendré la cascade électromagnétique dans les 5 premières feuilles d'émulsion. Cette partie de l'algorithme est divisée en 3 parties :

- le filtrage des basetracks
- la reconstruction des traces primaires candidates
- la sélection de la trace primaire finale

Le but de cette division est de diminuer le nombre de combinaisons et par conséquent le temps de calcul, sélectionner la meilleure trace et rendre le code plus lisible pour les utilisateurs.

Filtrage des basetracks

Tout d’abord, l’algorithme considère chaque basetrack dans le premier film comme point de départ pour une trace primaire. Il ouvre un cylindre dont la direction de l’axe est la même que celle de la première basetrack. La valeur du rayon est choisie par l’utilisateur, dans notre cas il vaut $400\ \mu\text{m}$. Ensuite, il essaye de connecter la basetrack du film (1) avec des basetracks du film (2) en appliquant le critère 1. L’algorithme continue de se propager jusque dans le film 5 en assemblant un maximum de basetracks dans un film (i) avec les basetracks (i+1). Dans cette étape, le “tracking” ne commence pas encore : l’algorithme se contente de fabriquer des couples de basetracks. Dans cette étape, une basetrack d’un film (i) peut être associée à plusieurs basetracks dans un film (i+1) satisfaisant le critère 1. Pour simplifier, l’objectif principal est :

- la reconnaissance de traces (“pattern recognition”)
- exclure le plus grand nombre possible de “fausses” basetracks et diminuer le nombre de combinaisons pour la suite.

A la fin de cette étape les basetracks sont stockées dans une liste de ROOT.

Les traces primaires candidates

Cette étape permet de reconstruire toutes les traces possibles composées de 4 ou 5 basetracks consécutives à partir de la liste de basetracks précédente. La reconstruction de trace ou “tracking” commence réellement à partir de ce moment. La reconstruction des traces primaires candidates se déroule de la manière suivante :

1. L’algorithme commence avec la première basetrack et essaye de la connecter à une basetrack du 2^e film stockée dans la liste précédente.
 - Si une connexion avec une basetrack réelle est effectuée alors, une trace avec 2 basetracks réelles est construite.
 - Si aucune basetrack n’est acceptée, alors l’algorithme produit une basetrack virtuelle dans le film 2.
2. Ensuite, l’algorithme se propage dans le troisième film et tente de connecter une basetrack de ce film avec une basetrack du film (2) appartenant à la trace formée de 2 basetracks. Le critère 1 est appliqué si la dernière est réelle sinon le critère 2 est utilisé.
3. L’algorithme continue de se propager dans la brique jusque dans le film (5) en connectant les basetracks du film (i+1) avec la dernière basetrack (i) de la trace. Si aucun candidat n’est compatible dans le film (i+1) alors il produit une basetrack virtuelle dans ce même film et tente une nouvelle connexion dans le film (i+2) en appliquant le critère 2.
4. Au final, seules les traces composées de 4 ou 5 basetracks sont sauvegardées dans une liste de ROOT. Les traces avec 4 basetracks comportent un trou.

Sélection de la trace primaire

Au cours de l’étape précédente, un grand nombre de combinaisons est testé et par conséquent une multitude de traces primaires candidates sont produites. Pour sélectionner la trace primaire, une nouvelle variable est introduite : χ_{tk}^2 . Elle est définie de la manière suivante :

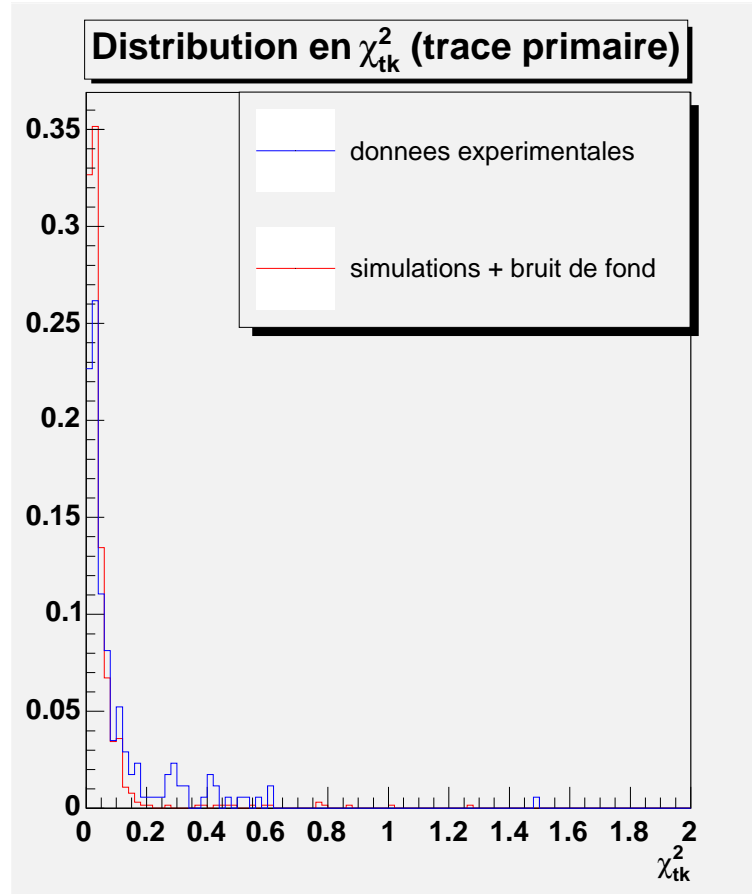


FIG. 6.4 – Distribution de la variable χ^2_{tk} des traces primaires. Cette distribution est obtenue après exécution de la dernière étape de la reconstruction de la trace primaire.

$$\chi_{tk}^2 = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\Delta\theta_x^2(i)}{\sigma_i^2} + \frac{\Delta\theta_y^2(i)}{\sigma_i^2} \right)$$

avec N le nombre de basetracks composant la trace primaire candidate. Au final, la trace ayant le plus petit χ_{tk}^2 est considérée comme la trace primaire. La figure 6.4 montre la distribution en χ_{tk}^2 . La distribution rouge correspond à une distribution en χ_{tk}^2 pour des simulations Monte-Carlo avec addition de bruit de fond tandis que la courbe en bleu indique la distribution des données expérimentales sans soustraction du bruit de fond. La convention adoptée pour les couleurs sera la même dans tout le reste de ce chapitre.

6.3.4 Reconstruction des branches de la gerbe

La deuxième étape principale de l'algorithme consiste en la reconstruction des branches de la cascade électromagnétique produites par les positrons et les électrons secondaires. Cette reconstruction se déroule de la manière suivante :

1. L'algorithme ouvre un cylindre dont la direction de l'axe est la même que la direction de la première basetrack de la trace primaire.
2. Ensuite à l'intérieur du cylindre, en partant du deuxième film jusqu'au dernier, les basetracks du film (i) sont connectées avec les basetracks du film (i+1) en appliquant le critère numéro 3. Ceci signifie alors qu'une basetrack (i) peut être liée à plusieurs basetracks (i+1).

En procédant ainsi l'algorithme est capable de reconstruire un maximum de signal même provenant des gerbes produites par des électrons de basse énergie. Les valeurs des coupures sur les variables de connexions sont adaptées pour intégrer un minimum de bruit de fond avec le signal. Finalement, les basetracks de la trace primaire et des branches sont stockées dans un arbre ("Tree") de ROOT.

6.4 Performances de l'algorithme

6.4.1 Traitement et analyses des données

Les données de ce test en faisceau ont été traitées de telle sorte à minimiser l'impact du bruit important (voir explications précédentes). Nous rappelons que l'objectif principal de cet algorithme est d'inclure un maximum de signal en réduisant l'association d'un nombre important de "fausses" basetracks provenant du bruit de fond. Ensuite, la gerbe reconstruite servira à un réseau de neurones pour la reconstruction en énergie et l'identification des électrons. Dans ce test en faisceau, deux sources importantes sont à l'origine d'une dégradation dans la reconstruction du signal :

- un bruit de fond important : 65 basetracks/mm²/film, soit 2 ordres de grandeur supérieur à celui attendu dans OPERA.
- le recouvrement des gerbes causé par la haute densité de l'exposition de la brique au faisceau. Cependant pour cette analyse, nous choisissons des gerbes isolées et contenues dans un cylindre de 400 μ m de rayon. L'algorithme n'est pas capable de séparer deux ou plusieurs gerbes se recouvrant.

En tenant compte de ces deux facteurs, le nombre d'événements reconstruits vaut 172 soit une erreur statistique de l'ordre de 8 %.

6.4.2 Efficacité de l’algorithme

E (GeV)	1	2	3	4	5
efficacité	$\frac{1461}{2000} = 73.1\%$	$\frac{1606}{2000} = 80.3\%$	$\frac{1734}{2000} = 86.7\%$	$\frac{1745}{2000} = 87.3\%$	$\frac{1706}{2000} = 85.3\%$
E (GeV)	6	7	8	9	10
efficacité	$\frac{1781}{2000} = 89.1\%$	$\frac{1753}{2000} = 87.7\%$	$\frac{1780}{2000} = 89.0\%$	$\frac{1791}{2000} = 89.6\%$	$\frac{1797}{2000} = 89.9\%$

TAB. 6.2 – Efficacité de l’algorithme de reconstruction.

E (GeV)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
fraction du signal	0.335	0.346	0.355	0.361	0.368	0.371	0.388	0.377	0.380	0.384

TAB. 6.3 – Rapport du nombre de basetracks associées par l’algorithme sur le nombre total de basetracks produites par le signal. L’évaluation est réalisée par des simulations Monte Carlo avec 2000 électrons se développant dans une brique entière.

Pour valider l’algorithme, nous devons dans un premier temps vérifier son efficacité. L’efficacité est définie comme le nombre final d’événements sur le nombre total d’événements simulés. Le tableau 6.2 indique cette efficacité pour une gamme d’énergie variant de 1 à 10 GeV. Elle varie de 73.1% à 90% environ. Elle est plus basse à faible énergie (1 et 2 GeV) et devient presque constante à partir de 3 GeV. Les coupures choisies sur les variables de connexions expliquent en partie cette “chute” : des électrons à 1 GeV sont diffusés à de plus grands angles et ne peuvent alors passer les coupures. Ensuite, le nombre de basetracks composant la trace primaire peut être diminué pour augmenter cette efficacité en prenant par exemple 3 basetracks. Mais étant donné les conditions de bruit de fond et d’exposition du test en faisceau, nous resterons avec 5 basetracks.

Ensuite, nous estimons le rapport du nombre de basetracks sélectionnées par l’algorithme sur le nombre total de basetracks sans reconstruction dans une brique totale. Les résultats sont résumés dans le tableau 6.3. Il montre que 33 à 39 % seulement du signal total est gardé. En considérant les coupures sur les variables de conditions de connexions, seules des basetracks appartenant à des particules secondaires ayant une énergie supérieure à 70-80 MeV sont associées entre elles. Pour accroître ce rapport, nous devons assouplir les coupures mais au risque d’intégrer un bruit de fond important rendant toute analyse du signal impossible pour la suite.

6.4.3 Critères de connexions

Les performances de l’algorithme sont évaluées en effectuant une comparaison entre les simulations Monte-Carlo avec addition de bruit de fond et les données expérimentales sans soustraction de bruit de fond.

La figure 6.5 montre la distribution de la variable de déplacement en position Δr pour les traces primaires, les branches et les gerbes dans leur totalité. Une gerbe est définie comme la somme d’une trace primaire et de ses branches. La comparaison des simulations et des données montre un léger décalage.

Les distributions en $\Delta\theta$ respectives des traces primaires, des branches et des gerbes sont présentées dans la figure 6.6. Les simulations et les données expérimentales montrent un bon accord. Mais ce résultat est à prendre avec prudence car les effets dus au bruit de fond ne sont pas négligeables et peuvent affecter les résultats.

La figure 6.7 montrant les distributions en $\chi^2_{btk/btk}$ semble aussi indiquer un bon accord entre les simulations et les données expérimentales mais la remarque faite précédemment reste aussi valable.

6.4.4 Vues de gerbes électromagnétiques

La figure 6.8 montre l'ensemble des gerbes reconstruites par l'algorithme en deux dimensions. Trois exemples de cascades électromagnétiques en trois dimensions sont présentées dans la figure 6.9. Nous rappelons que les gerbes sont issus d'électrons de 6 GeV se développant dans 20 films séparés par une plaque de plomb d'épaisseur égale à 1 mm. Un point représente une basetrack et l'unité de longueur pour les trois axes est exprimée en μm . Ces exemples montrent clairement la longue trace produite par l'électron primaire. Ensuite, la gerbe commence son développement quelques films après.

6.5 Conclusion et perspectives

L'algorithme réalisé au cours de ce travail de thèse est divisé en deux étapes : tout d'abord la reconstruction de la trace primaire à partir de la connexion des basetracks dans les cinq premiers films puis la reconstruction des branches en débutant la connexion des basetracks du second film jusqu'au dernier et contenues dans un cylindre de rayon $400 \mu\text{m}$. Cet algorithme a été testé avec des simulations Monte-Carlo et des données expérimentales. La comparaison montre un accord relativement correct sauf pour le déplacement en position Δr . Les valeurs sur les critères de connexions de deux basetracks consécutives ont permis de garder un maximum de signal tout en intégrant un minimum de bruit de fond. Les gerbes reconstruites à partir de l'algorithme permettent d'extraire les informations nécessaires pour l'estimation de l'énergie de l'électron ainsi que son identification.

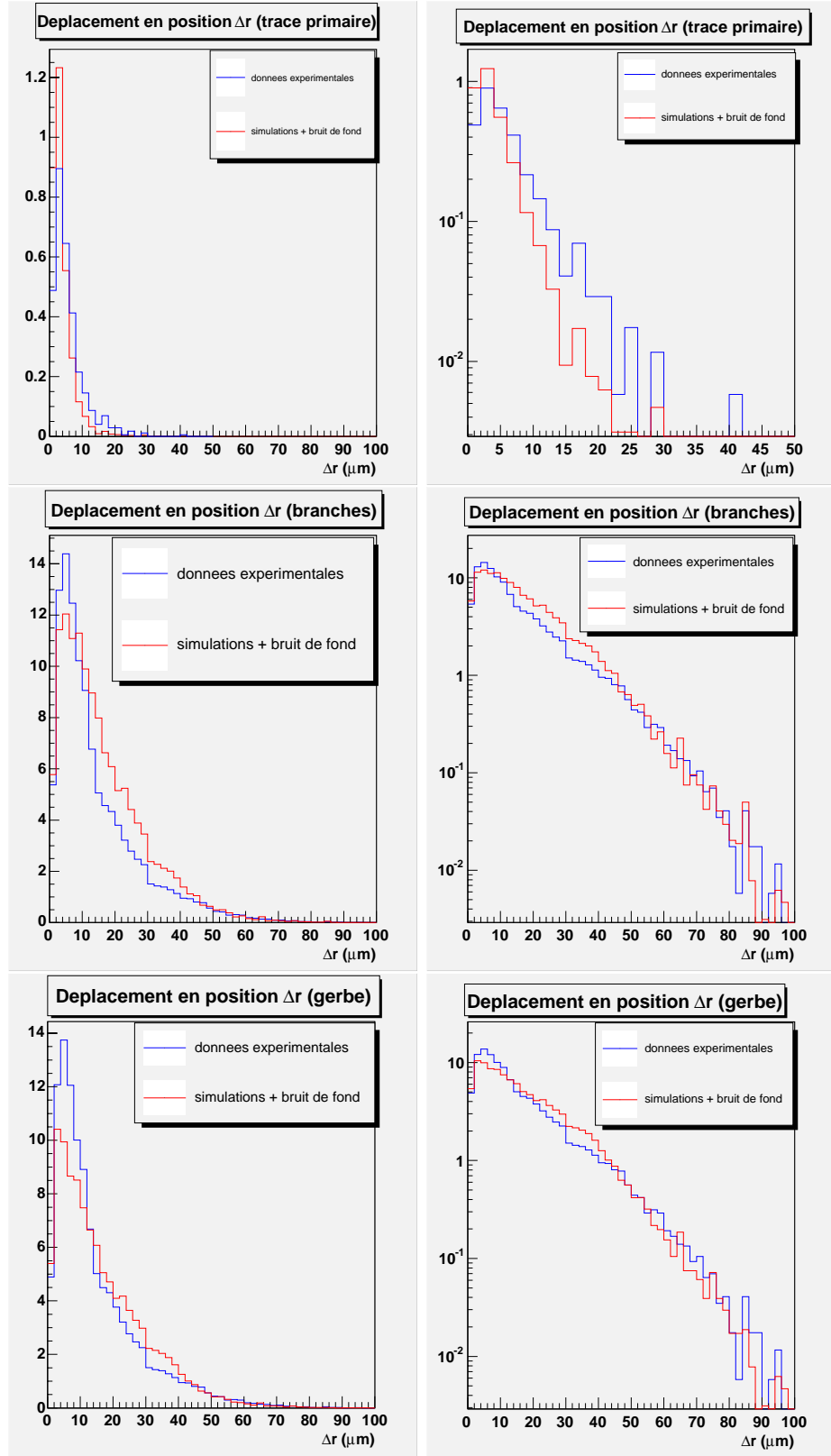


FIG. 6.5 – Distribution de la variable de déplacement en position Δr . La colonne de gauche est en échelle linéaire tandis que celle de droite est en échelle logarithmique. Les figures du haut montrent les distributions des traces primaires. Les figures du milieu présentent des résultats concernant les branches. Les figures du bas concernent les gerbes dans leur intégralité (une gerbe = une trace primaire + branches).

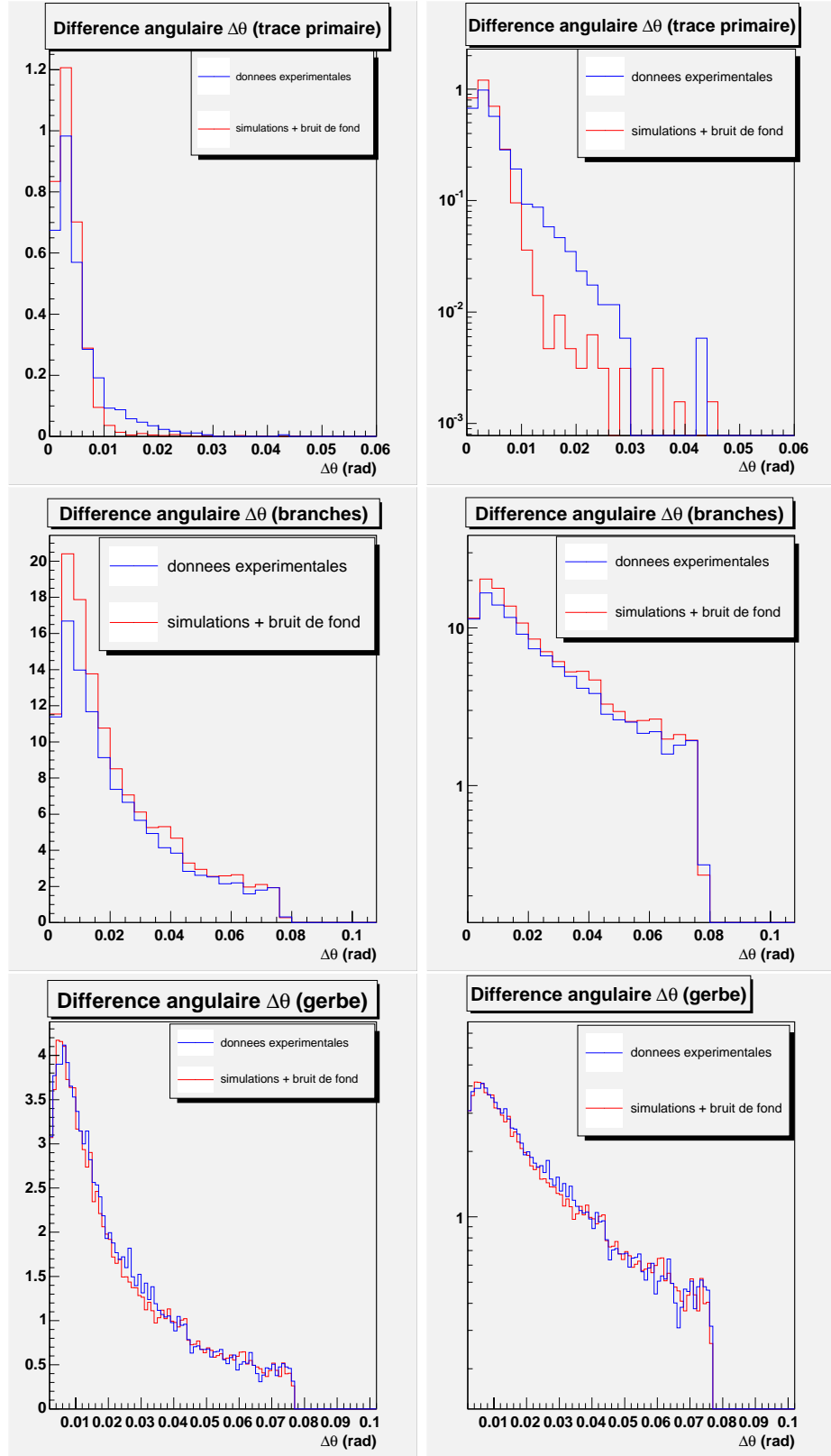


FIG. 6.6 – Distribution de la variable de déplacement angulaire $\Delta\theta$. La colonne de gauche est en échelle linéaire tandis que celle de droite est en échelle logarithmique. Les figures du haut montrent les distributions des traces primaires. Les figures du milieu présentent des résultats concernant les branches. Les figures du bas concernent les gerbes dans leur intégralité (une gerbe = une trace primaire + branches).

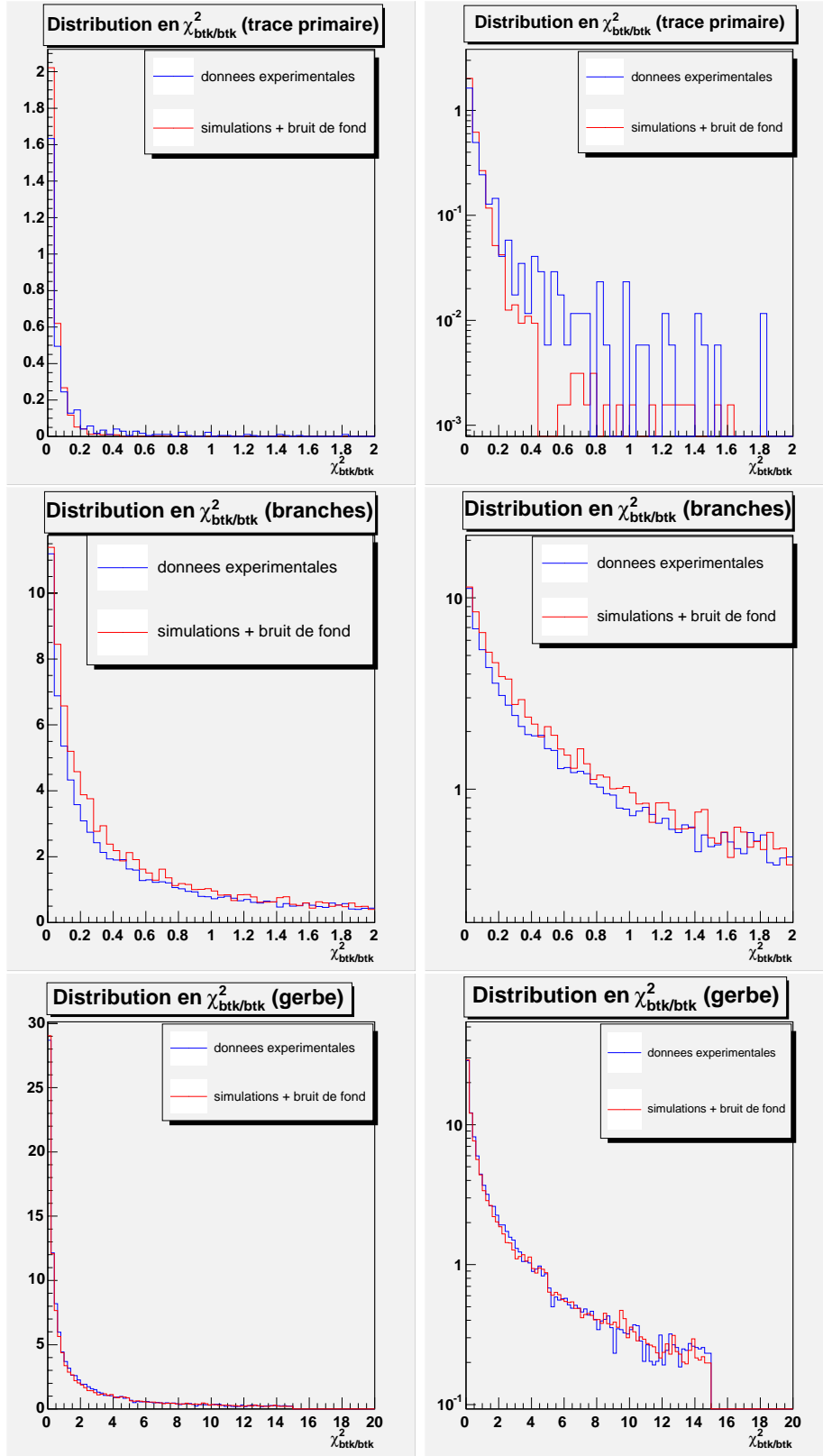


FIG. 6.7 – Distribution de la variable de qualité χ^2_{btk} . La colonne de gauche est en échelle linéaire tandis que celle de droite est en échelle logarithmique. Les figures du haut montrent les distributions des traces primaires. Les figures du milieu présentent des résultats concernant les branches. Les figures du bas concernent les gerbes dans leur intégralité (une gerbe = une trace primaire + branches).

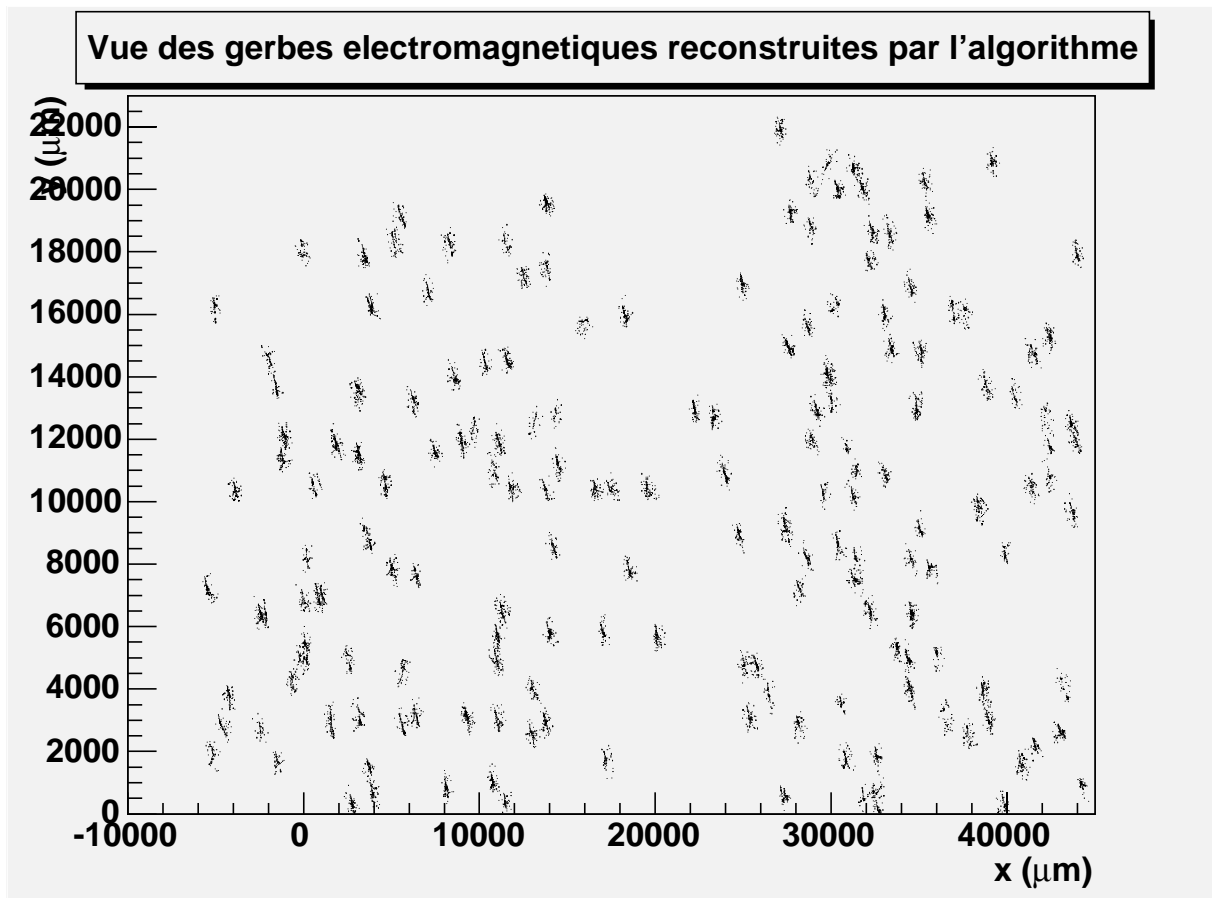


FIG. 6.8 – Vue des cascades électromagnétiques reconstruite par l'algorithme et projetées dans le plan XY.

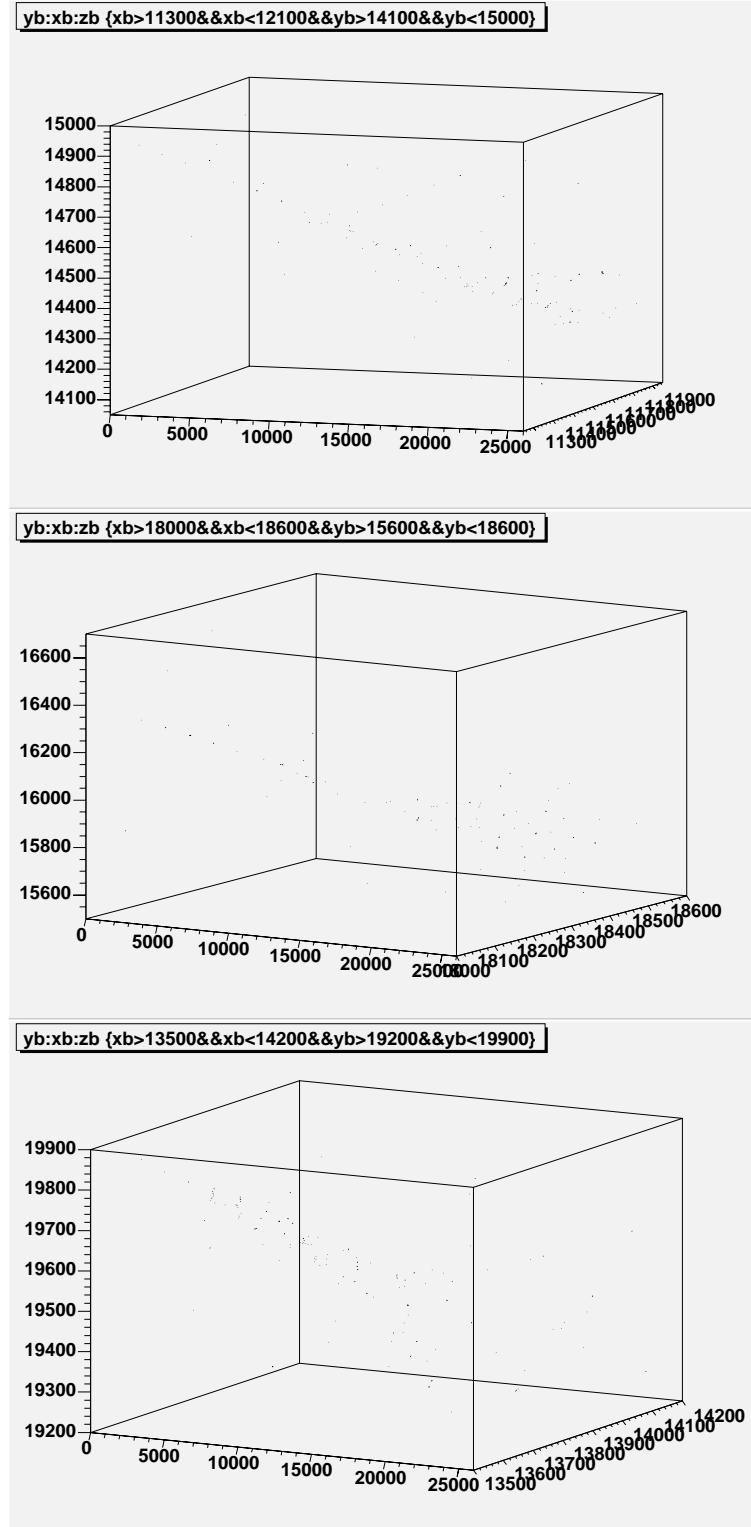


FIG. 6.9 – Trois exemples de vue en 3 dimensions de cascades électromagnétiques reconstruites à partir du test en faisceau utilisant des électrons de 6 GeV. La brique utilisée est composée de 20 films et les gerbes sont contenues dans un cylindre de 400 μm de rayon. Le faisceau d'électrons provient de la gauche.

Chapitre 7

Estimation de l'énergie des électrons et identification

Un algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques est décrit dans le chapitre précédent. L'objectif principal à présent est d'extraire les informations utiles pour l'évaluation de l'énergie de l'électron primaire. Pour cette raison, une autre partie de ce travail de thèse consiste au développement d'un réseau de neurones pour estimer l'énergie [96]. La première partie de chapitre rappelle les motivations physiques. La deuxième partie explique le principe de fonctionnement d'un réseau de neurones. La partie 3 est consacrée à la description des données expérimentales et des simulations Monte-Carlo. La partie 4 décrit le traitement du bruit de fond. Les trois parties suivantes montrent tour à tour les variables calculées à partir du nombre de basetracks, des profils longitudinaux et transversaux. Ensuite, la huitième partie présente les résultats pour l'estimation de l'énergie. Enfin la dernière partie montre une étude préliminaire sur une extension de l'application du réseau de neurones pour une séparation π/e .

7.1 Les motivations physiques

Les électrons interviennent dans les deux canaux d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (avec $\tau \rightarrow e$) et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Précédemment, nous avons vu que l'énergie des électrons était une grandeur importante :

- une étude basée sur une méthode en χ^2 permet de caractériser les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Une des trois variables utilisées est l'énergie des électrons [78]. Une mauvaise estimation de l'énergie (mauvaise résolution) peut dégrader la sensibilité de l'expérience sur la mesure de l'angle de mélange θ_{13} .
- pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, une coupure en énergie comprise entre 1 et 15 GeV est imposée à l'électron pour son identification et éliminer un maximum de bruit de fond [71].

Un des objectifs de ce travail de thèse consiste au développement d'un réseau de neurones pour la reconstruction en énergie.

7.2 Réseaux de neurones

7.2.1 Description du réseau de neurones

Motivations pour le choix d'un réseau de neurones

Il existe de nombreuses méthodes pour reconstruire l'énergie des électrons engendrant une gerbe électromagnétique. A Lyon, nous avons choisi d'adopter une solution utilisant un réseau de neurones développé dans le framework ROOT. Un réseau de neurones est capable de déterminer des limites dans un hyperespace formé par un ensemble de variables et tient compte des corrélations qui existent entre celles-ci. De plus, dans la plupart des cas une gerbe ne sera pas contenue entièrement dans une brique : le réseau de neurones est alors capable malgré ce manque partiel d'informations d'estimer l'énergie dans la limite d'un nombre minimum de films.

Description générale

Le réseau de neurones choisi est constitué de 3 couches : une couche d'entrée, cachée et de sortie. Chacune de ces couches est constituée d'un ensemble d'entités appelées neurones. A chaque neurone de la couche d'entrée est associée une variable x_i^e corrélée à la valeur de l'énergie. Ensuite chaque neurone j de la couche intermédiaire est connecté aux N_e neurones constituant la couche d'entrée et reçoit les valeurs des N_e variables x_i^e sous la forme d'une autre variable I_j^c . I_j^c est définie de la manière suivante :

$$I_j^c = \sum_{i=1}^{N_e} w_{ij}^{ec} x_i^e + \theta_j^c$$

Les coefficients w_{ij}^{ec} et θ_j^c représentent respectivement les facteurs de pondérations entre les neurones de la couche d'entrée et cachée et le seuil d'activation du neurone de la couche cachée j . Pour déterminer une réponse de sortie S_j^c du neurone j , une sigmoïde est utilisée comme fonction d'activation :

$$S_j^c = \frac{1}{1 + e^{-I_j^c}}$$

La même étape est répétée pour les autres couches cachées s'il en existe (a priori ce n'est pas le cas pour la reconstruction en énergie). Ensuite, la combinaison linéaire des valeurs de sortie S_j^c sert d'entrée pour le neurone de sortie k :

$$E_k^s = \sum_{j=1}^{N_c} w_{jk}^{cs} S_j^c + \theta_k^s$$

En revanche, dans le réseau utilisé par ROOT, la réponse o_k^s du neurone k de la couche de sortie est une combinaison linéaire de E_k^s .

Chaque neurone d'une couche intermédiaire est connecté à tous les neurones de la couche précédente : l'ensemble forme donc un réseau. Le réseau utilisé est dit non-bouclé : il n'y a pas de rétroaction d'une couche sur une couche précédente. Ce type de réseau est dit "feed-forward" puisque l'information ne se propage que dans le sens allant de la couche d'entrée vers la couche de sortie.

Variables d'entrée

Les variables choisies caractérisent la forme et la densité de la gerbe et donc la valeur de l'énergie de l'électron l'ayant engendré. Elles sont au nombre de 6 :

- le nombre de basetracks nbtk (1 variable).
- 2 variables issues du profil longitudinal.
- 2 variables issues du profil transversal.
- 1 variable correspondant au nombre de films dans lesquels la gerbe se développe.

Variables cachées

A priori, aucun théorème dans la théorie des réseaux de neurones ne permet de définir le nombre optimal de couches et de neurones à l'avance. Ces nombres sont déterminés de manière empirique de façon à maximiser l'estimation et la résolution en énergie. Nous avons choisi après différents tests 1 seule couche cachée et 15 neurones dans cette même couche.

Variables de sortie

La couche de sortie n'est composée que d'un seul neurone donnant la valeur de l'énergie.

7.2.2 Entraînement du réseau de neurones

Pour utiliser un réseau de neurones, il faut d'abord l'entraîner, c'est-à-dire lui donner un lot d'événements simulés dont la valeur de l'énergie est déjà connue. L'apprentissage consiste en l'ajustement des facteurs de pondérations w_{ij}^{ec} et w_{jk}^{ck} et des seuils d'activation θ_j^c et θ_k^s pour obtenir la réponse désirée d_k^s (valeur de l'énergie).

Pour cela, un algorithme de rétropropagation tente de minimiser l'erreur E_r :

$$E_r = \frac{1}{2} \sum_p (d_p^s - o_p^s)^2$$

où la sommation porte sur le nombre d'événements contenus dans un lot (ou fichier). Le passage de chaque fichier pour ajuster les coefficients est appelé un cycle ou une "époque".

Dans le lot d'événements, la moitié va servir pour le test et l'autre moitié pour la validation. Dans notre cas, nous avons simulé 90 000 événements dans une gamme d'énergie de 1 à 10 GeV par pas de 1 GeV (soit 1000 électrons par valeur de l'énergie) et pour 9 valeurs de films (15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 57). Les fichiers d'entraînement contiennent toutes les informations relatives à un événement c'est-à-dire la valeur des 6 variables associées et l'énergie. Le réseau est entraîné sur 200 époques.

7.3 Données expérimentales et simulations Monte-Carlo

7.3.1 Les données expérimentales

Comme pour l'algorithme de reconstruction, les données sont issues de la brique composée de 20 émulsions et exposée à un faisceau haute densité d'électrons de 6 GeV. Les critères de sélection pour la reconstruction des microtraces et des basetracks restent les mêmes :

- seules les microtraces dont $n_{grain} > 6$ et $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 1$ rad sont gardées.

- les basetracks dont $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 400$ mrad et dont $\chi^2 < 0.333 \times n_{\text{grain}} - 4.343$ sont sélectionnées par l’algorithme de reconstruction.

Ce test en faisceau n’était pas à l’origine dédié à une étude en énergie du fait de la haute densité ($100 \text{ e}^-/\text{cm}^2$). De plus, il existe deux sources importantes d’erreurs :

- un bruit de fond important.
- le recouvrement des gerbes. Il est cependant possible de choisir des cascades isolées pour une étude en énergie. Nous observons sur les données réelles que ces cascades isolées sont contenues dans un cylindre de rayon $400 \mu\text{m}$.

Cette configuration permet de tester les limites du réseau de neurones. Le nombre d’événements retenus vaut 172.

7.3.2 Les simulations Monte-Carlo

Comme pour l’algorithme de reconstruction, le même “framework” est utilisé pour les simulations Monte-Carlo. Des hits sont produits en entrée et fin de l’émulsion. Chaque hit sur la base plastique est artificiellement déplacé de façon aléatoire (“smeared”) de sorte à reproduire une résolution angulaire de 2 mrad. A partir de chaque couple de hits, des microtraces sont produites et servent à leur tour à la reconstruction des basetracks. Les coupures imposées aux basetracks sont : $|\tan(\theta_{xz})|$ et $|\tan(\theta_{yz})| < 400$ mrad et la différence angulaire entre les microtraces et basetracks doit être inférieure à 100 mrad.

7.3.3 La comparaison entre les données expérimentales et les simulations

La simulation des gerbes est effectuée avec des électrons déposés devant et au milieu de la première émulsion et sans de bruit de fond. Pour chaque valeur de l’énergie variant de 1 GeV à 10 GeV, 2000 électrons sont utilisés. Dans un premier temps, nous analysons les résultats obtenus pour une gerbe se développant dans une brique entière soit 57 émulsions, puis dans un deuxième temps nous limitons l’étude pour une cascade comprise dans un volume délimité par un cylindre ayant un rayon de $400 \mu\text{m}$ et dont la longueur équivaut à 20 émulsions. Cette méthode permet ainsi de comprendre les effets sur l’évaluation de l’énergie lorsque le volume d’étude se réduit.

Les distributions concernant les données expérimentales sont obtenues après soustraction du bruit de fond et comparées aux simulations Monte-Carlo sans bruit de fond.

7.4 Traitement du bruit de fond

7.4.1 Estimation du bruit de fond

Comme nous l’avons déjà précisé auparavant, le bruit de fond intégré au cours de ce test en faisceau est très important et il est nécessaire de l’estimer pour évaluer les erreurs systématiques associées à ce bruit de fond. La densité de basetracks est calculée à partir d’une zone de 2 cm^2 non-exposée au faisceau d’électrons. Elle est estimée en moyenne à $65 \text{ basetracks/mm}^2/\text{film}$. Le tableau 7.1 et la figure 7.1 résument les densités obtenues dans chaque film. Les figures 7.8 et 7.18 indiquent en vert le bruit fond moyen pour les profils transversaux et longitudinaux.

numéro de film	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
densité de btk (mm^{-2})	88.7	67.4	80.4	54.8	58.0	62.2	83.2	68.7	47.9	76.7
numéro de film	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
densité de btk (mm^{-2})	73.5	62.0	71.8	59.8	49.6	60.1	64.8	71.2	67.3	57.4

TAB. 7.1 – Densité moyenne de basetracks par film. Le calcul a été effectué à partir d’une zone non-exposée au faisceau.

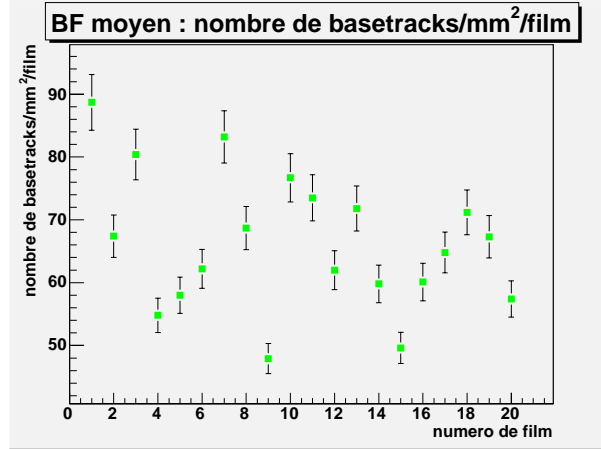


FIG. 7.1 – Bruit de fond du test en faisceau : densité de basetracks/film.

7.4.2 Soustraction du bruit de fond

L’idée principale est de se rendre indépendant du bruit de fond pour l’estimation de l’énergie. Le réseau de neurones est entraîné avec des simulations sans bruit de fond qui est difficile à reproduire comme il dépend de nombreux facteurs tels les effets instrumentaux, les paramètres choisis lors du scan des émulsions,... En ce qui concerne les données expérimentales, le bruit de fond est soustrait lors du calcul de variables. De cette manière, le réseau de neurones sera utilisable aussi bien pour les simulations que pour les données expérimentales.

Lorsque l’algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques est appliqué sur les données, il inclut des fausses basetracks (bruit de fond) avec le signal (cascade électromagnétique). Par conséquent, lors du tracé des profils longitudinaux et transversaux, le nombre de basetracks x_i pour chaque bin i s’écrit alors : $x_i = s_i + b_i$ avec s_i le nombre de basetracks appartenant au signal et b_i le nombre de basetracks associées au bruit de fond pour chaque bin. Le travail consiste alors à déterminer b_i et à le soustraire dans le but final d’avoir $s_i = x_i - b_i$. Ce travail se divise en deux étapes :

1. Pour évaluer le bruit de fond moyen dans chaque bin i , des simulations Monte-Carlo sont réalisées en intégrant du bruit de fond issu de la zone non-exposée. Le bruit fond moyen b_i pour chaque bin est représenté en vert dans les figures 7.8 et 7.18.
2. Ensuite, pour chaque événement et pour chaque bin, il faut tenir compte des fluctuations statistiques. Pour cette raison, nous introduisons la paramétrisation suivante : le bruit de fond soustrait est calculé à partir d’une distribution gaussienne centrée autour de b_i . La

valeur ainsi obtenue sera soustraite pour chaque événement et chaque bin i lors du calcul des variables à partir des profils transversaux et longitudinaux.

7.5 Le nombre de basetracks nbtk

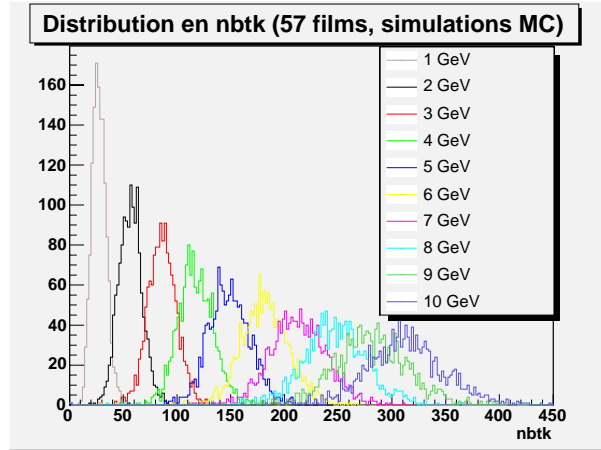


FIG. 7.2 – Distribution du nombre de basetracks pour différentes valeurs de l'énergie. Les simulations sont réalisées sans bruit de fond et avec 57 films d'émulsion.

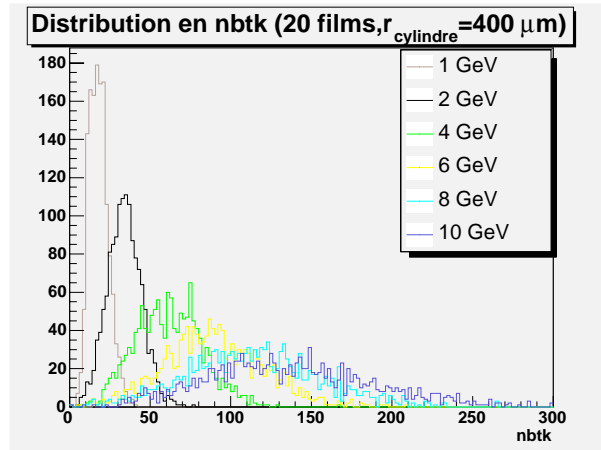


FIG. 7.3 – Distribution du nombre de basetracks pour différentes valeurs de l'énergie. Les simulations sont réalisées sans bruit de fond. Les gerbes sont contenues dans un cylindre ayant un rayon de $400 \mu\text{m}$ et une longueur de 20 émulsions.

Quand un électron ou photon de haute énergie traverse un absorbeur dense tel du plomb, il produit une cascade électromagnétique par bremsstrahlung et création de paires. La longueur totale de la trace est proportionnelle à l'énergie de l'électron. Par conséquent, il doit exister une relation entre le nombre de basetracks et l'énergie de l'électron primaire. La figure 7.2 montre

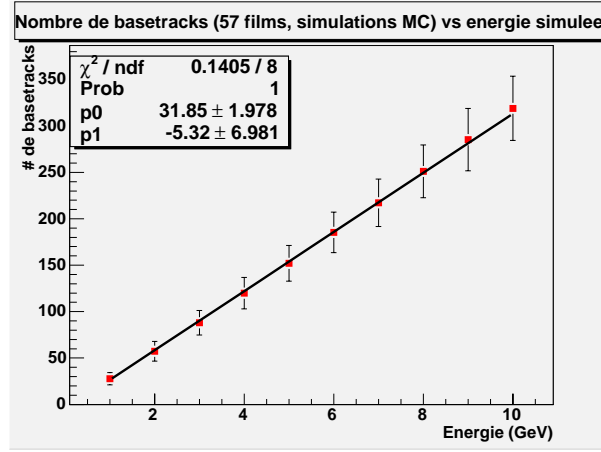


FIG. 7.4 – Nombre moyen de basetracks en fonction de l'énergie de l'électron. Les simulations sont réalisées sans bruit de fond et pour des gerbes contenues dans 57 feuilles d'émulsions.

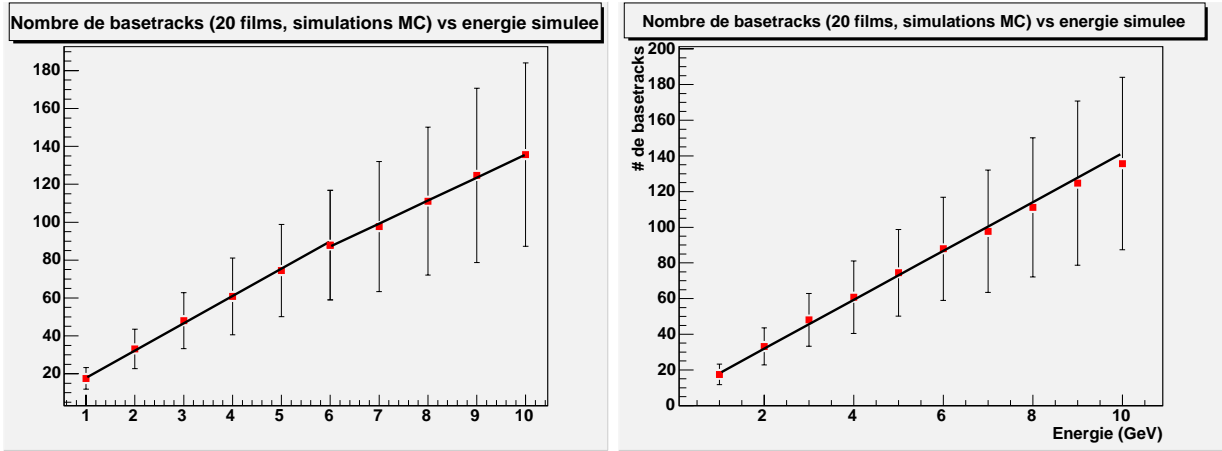


FIG. 7.5 – Nombre moyen de basetracks en fonction de l'énergie de l'électron. Les simulations sont réalisées sans bruit de fond. Les gerbes sont contenues dans un cylindre ayant un rayon de $400 \mu\text{m}$ et une longueur de 20 émulsions.

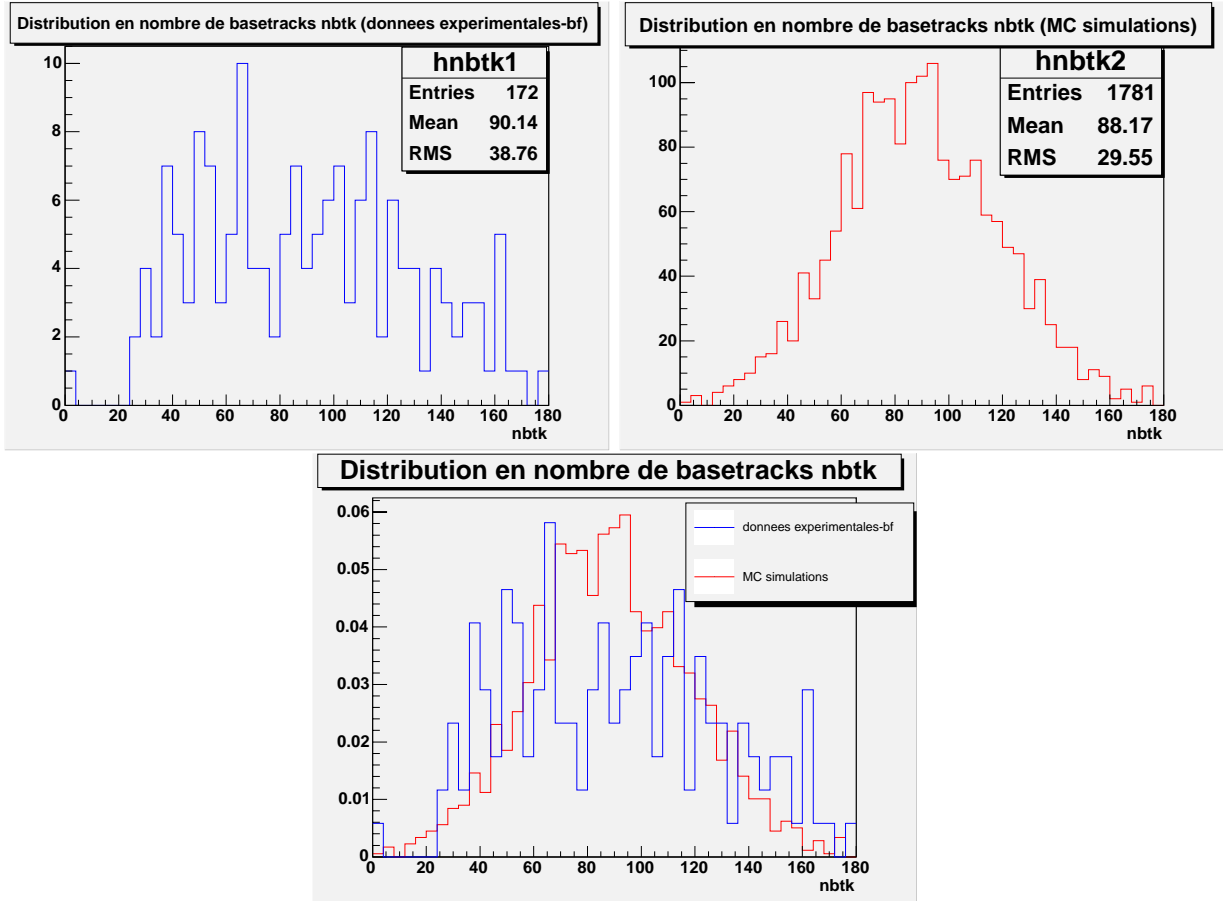


FIG. 7.6 – Distribution du nombre de basetracks. La distribution en bleue concerne les données expérimentales tandis que celle en rouge concerne les simulations sans bruit de fond. Les gerbes sont contenues dans 20 émulsions.

les distributions du nombre de basetracks contenues dans une gerbe pour des énergies variant de 1 à 10 GeV et pour une brique constituée de 57 émulsions. Les distributions sont distinctement séparées. De plus la figure 7.4 représente le nombre moyen de bastracks en fonction de l'énergie. La relation linéaire entre les deux variables est :

$$E_{rec} = \frac{nbt k + 5.32}{31.85}$$

Ces deux résultats indiquent clairement que la variable nbtk est un candidat naturel comme variable du réseau de neurones.

Les distributions du nombre de basetracks pour des gerbes contenues dans une brique composée de 20 plaques et dans un cylindre ayant un rayon de 400 μm se chevauchent et la séparabilité diminue (voir figure 7.3). De plus, la figure 7.5 indique clairement que la proportionnalité entre l'énergie et le nombre de basetracks n'est plus tout à fait correcte. En effet pour les hautes énergies ($E > 6$ GeV) le nombre de basetracks est sous-évalué. Ce phénomène est dû à des effets de confinement : la brique n'est pas assez longue pour contenir toute la gerbe et pour garder la proportionnalité entre les deux grandeurs. Ceci aura donc pour conséquence de diminuer la résolution sur l'estimation de l'énergie.

Une comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo apparaît dans la figure 7.6. L'accord entre les deux distributions semble correct et confirme les résultats précédents.

7.6 Le profil longitudinal

7.6.1 Le profil moyen reconstruit

Le profil longitudinal constitue un moyen pour remonter à l'énergie de l'électron primaire. La figure 7.7 indique le résultat de simulations d'électrons de basse, moyenne et haute énergies dans une brique entière. Dans les premiers films le nombre de basetracks augmente rapidement pour atteindre un maximum qui change avec l'énergie de l'électron primaire, puis une brusque chute au fur et à mesure que l'on pénètre dans la brique. Cette diminution du nombre de basetracks s'explique par le fait que les particules secondaires générées en profondeur de brique possèdent une énergie moyenne plus faible que celles produites en début de brique. Par conséquent elles sont déviées à de plus grands angles et l'efficacité d'associer deux basetracks consécutives diminue. Nous avons vu précédemment que l'algorithme de reconstruction n'était pas capable de connecter des basetracks appartenant à des particules dont l'énergie est inférieure à 70-80 MeV.

Le profil moyen longitudinal est bien modélisé avec une fonction gamma classique du type :

$$\rho(n_i) = \alpha b \frac{(bn_i)^{a-1} e^{-bn_i}}{\Gamma(a)}$$

avec n_i le numéro du film d'émulsion. Les cinq premiers films sont exclus car la fonction gamma est généralement plus plate près de l'origine tandis que le nombre de basetracks croît plus rapidement. Comme les profils bougent avec l'énergie, le moyen d'en extraire la valeur est d'étudier l'évolution du paramètre α et de la position du maximum n_{max} .

Une comparaison des profils moyens pour les simulations Monte-Carlo et données expérimentales est présentée dans la figure 7.8. Les deux profils suivent la même évolution. En revanche, pour les données expérimentales, nous dénotons des fluctuations importantes dues

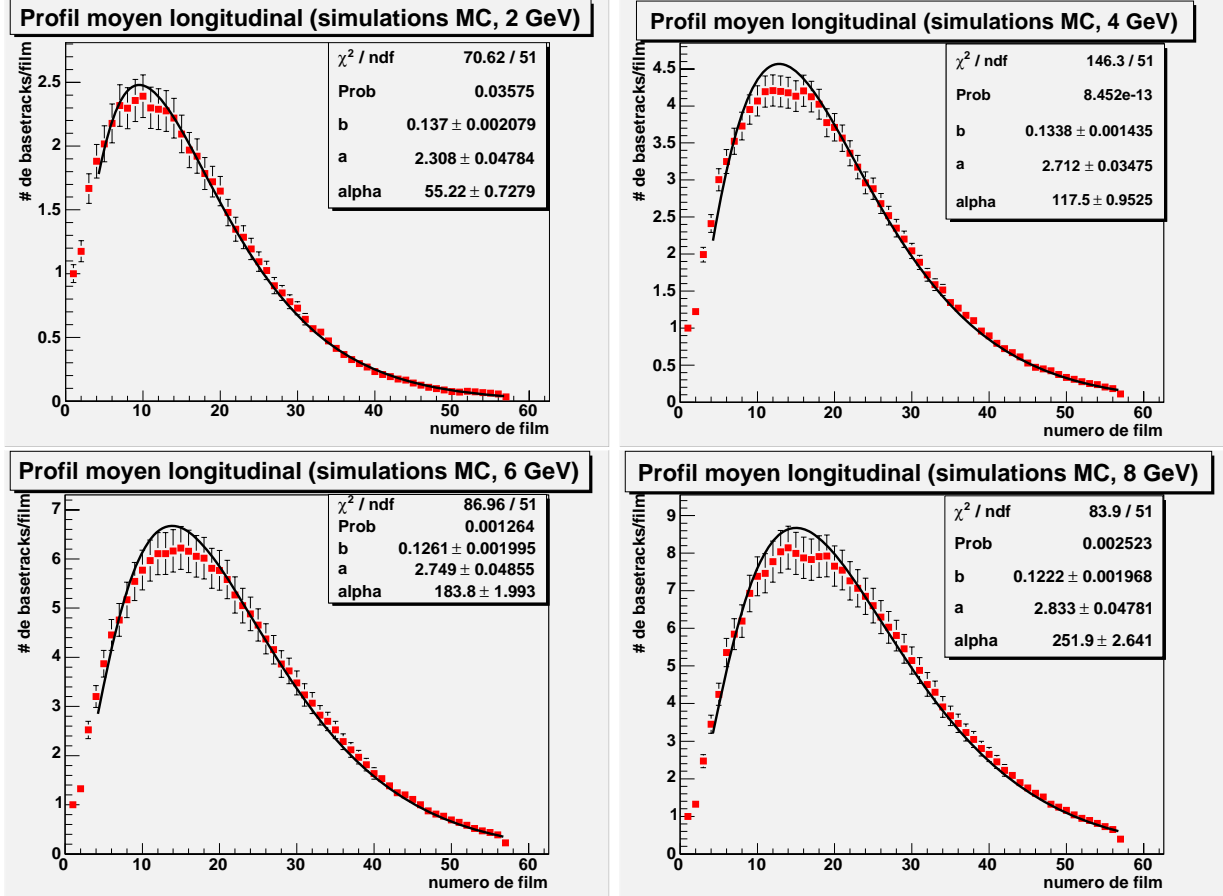


FIG. 7.7 – Profils moyens longitudinaux pour des basses (2 GeV), moyennes (4 et 6 GeV) et hautes énergies (8 GeV). Les simulations MC sans bruit de fond concernant des gerbes électromagnétiques contenues dans 57 émulsions.

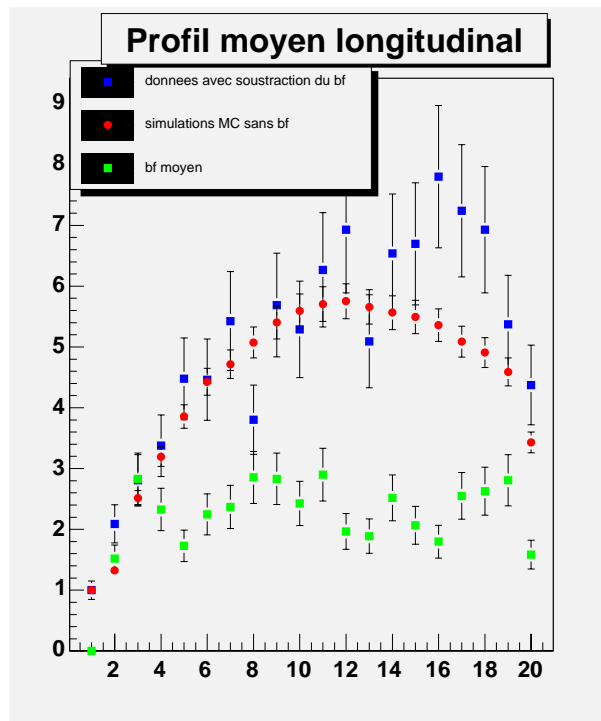


FIG. 7.8 – Profil longitudinal moyen des cascades électromagnétiques contenues dans un cylindre ayant un rayon de $400\ \mu\text{m}$ et une longueur de 20 émulsions.

à une faible statistique d'une part (172 événements reconstruits) et des erreurs systématiques importantes à cause du bruit de fond.

7.6.2 Le coefficient de normalisation α

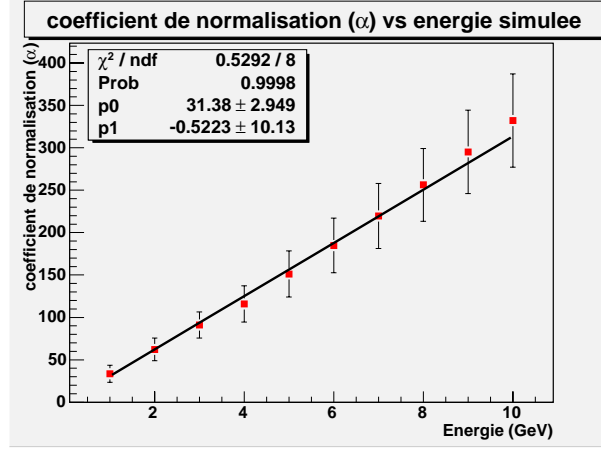


FIG. 7.9 – Valeur moyenne du coefficient α en fonction de l'énergie simulée de l'électron. Valeurs extraites de simulations de gerbes contenues dans une brique entière, sans bruit de fond.

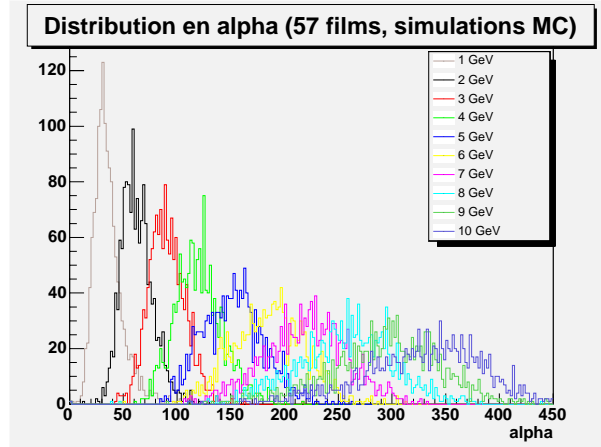


FIG. 7.10 – Distributions du facteur de normalisation longitudinal α pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 57 films).

Le coefficient α apparaît dans la formule modélisant le profil longitudinal. Il agit comme un facteur de normalisation pour la distribution. Ce coefficient est proportionnel à l'énergie de l'électron primaire. La relation linéaire entre les deux grandeurs apparaît dans la figure 7.9 :

$$\alpha = 31.38 \times E - 0.52$$

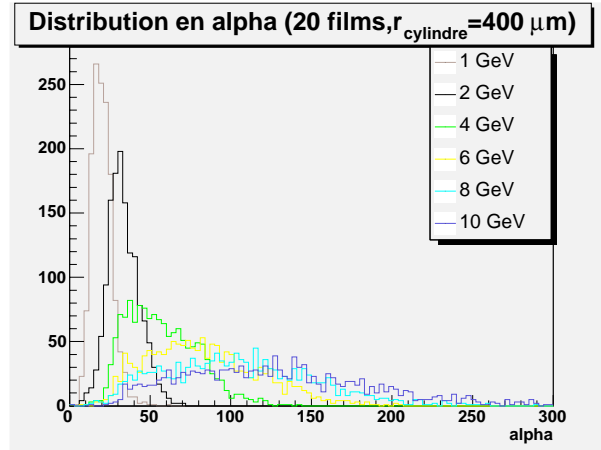


FIG. 7.11 – Distributions du facteur de normalisation longitudinal α pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 20 films et $r_{cylindre}=400 \mu\text{m}$).

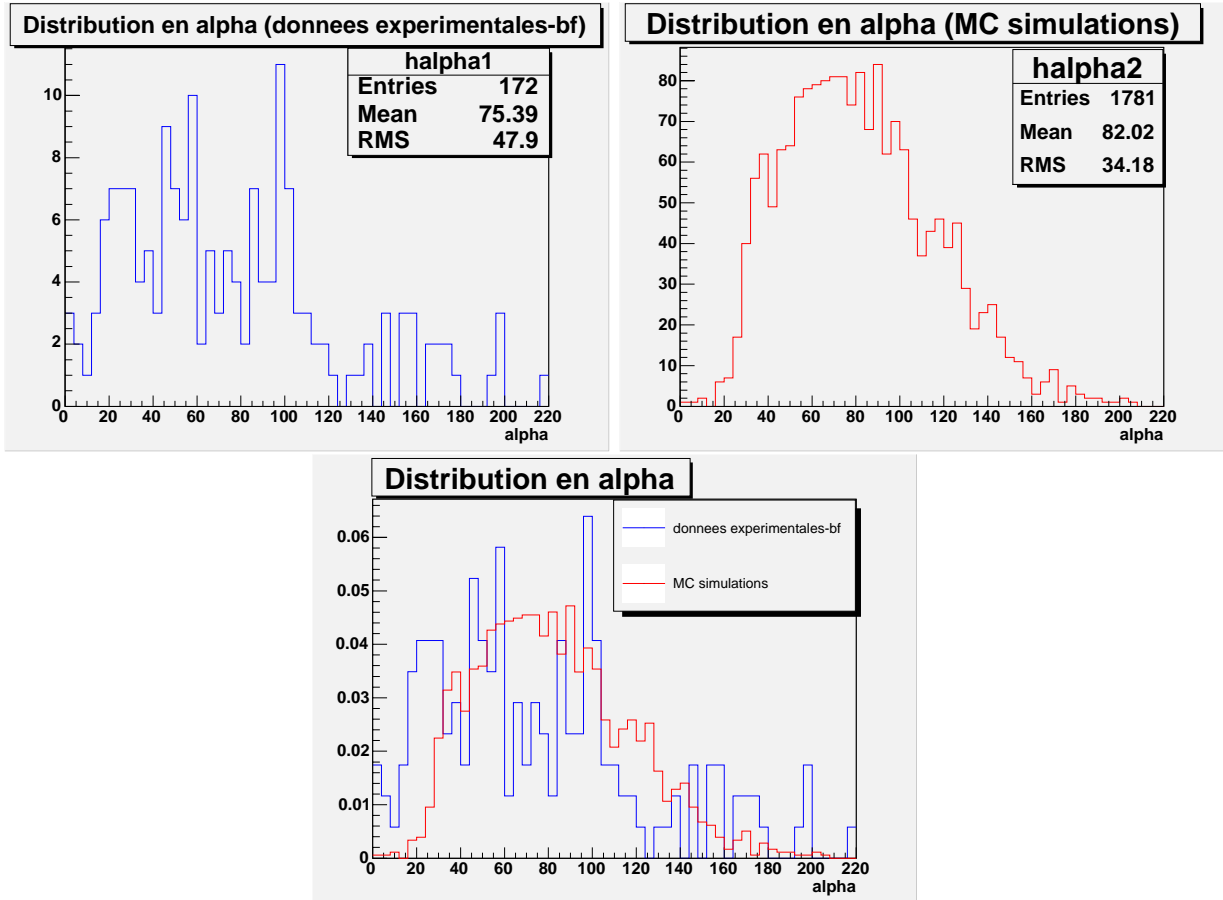


FIG. 7.12 – Distributions du coefficient α (20 films, $r_{cylindre} = 400 \mu\text{m}$, 6 GeV). L'histogramme rouge représente la distribution des simulations MC sans bruit de fond et l'histogramme bleu concerne les données expérimentales avec soustraction du bruit de fond.

Cette fonction est obtenue à partir de simulations MC de cascades se développant dans une brique entière. Pour extraire le facteur de normalisation α de chaque distribution individuelle, nous le calculons à partir de la valeur moyenne et du RMS de chaque profil longitudinal individuel. Cette procédure est appliquée pour tous les autres coefficients. Cette méthode permet de s'adapter aux fluctuations statistiques pour chaque événement. Les distributions de α sont présentées dans la figure 7.10. Ces distributions concernent toujours des événements contenus dans une brique entière. Nous notons que les distributions sont distinctement séparées pour les différentes valeurs de l'énergie. La figure 7.11 pour des gerbes contenues dans 20 films indique que cette séparabilité se dégrade et montre même un quasi-chevauchement des distributions pour les plus hautes énergies (8-10 GeV) lié au problème de confinement de la gerbe. Ceci aura donc pour effet de diminuer la résolution en énergie.

Une comparaison simulations et données expérimentales est exposée dans la figure 7.12. Les données montrent un étalement plus important que les simulations causé probablement par la soustraction d'un important bruit de fond. La valeur moyenne et le RMS de la distribution dépendent fortement des variations film par film du nombre de basetracks et par conséquent elles sont très sensibles à la procédure de soustraction de bruit de fond.

Les résultats précédents ont démontré que le facteur de normalisation α constitue une variable intéressante pour le réseau de neurones. Il faut noter aussi que α est assez fortement corrélé à nbtk.

7.6.3 La position du maximum nmax

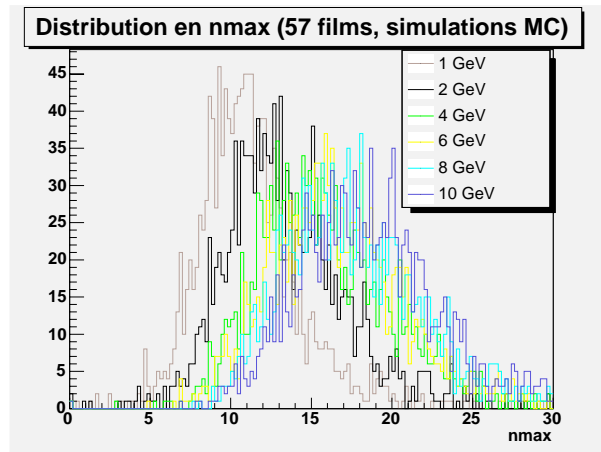


FIG. 7.13 – Distributions de la position du maximum nmax pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 57 films).

La figure 7.7 des quatre profils longitudinaux montre clairement une évolution de la position du maximum des distributions. Lorsque l'énergie de l'électron augmente, la position du maximum augmente aussi. Cette observation nous a donc poussé à étudier la variable nmax comme entrée potentielle pour le réseau de neurones. La formule décrivant nmax est la suivante :

$$nmax = \frac{a - 1}{b}$$

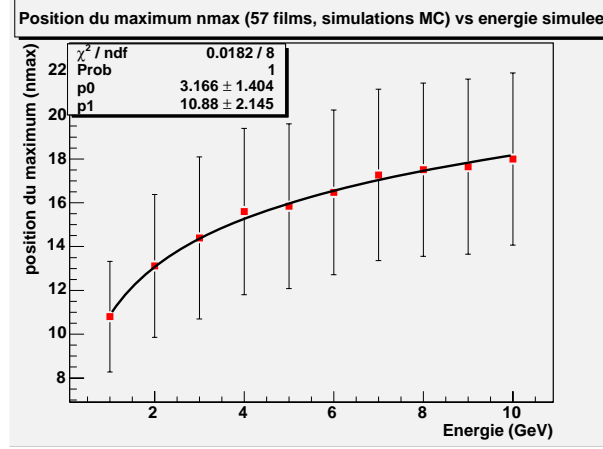


FIG. 7.14 – Position du maximum nmax en fonction de la valeur de l'énergie. Les gerbes sont simulées avec 57 films et sans bruit de fond.

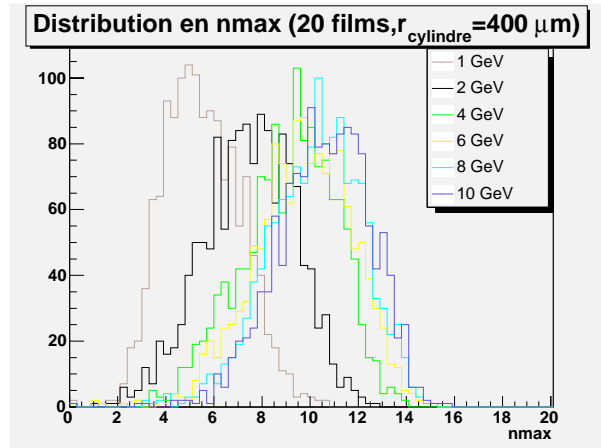


FIG. 7.15 – Distributions du maximum nmax pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 20 films et $r_{\text{cylindre}}=400 \mu\text{m}$).

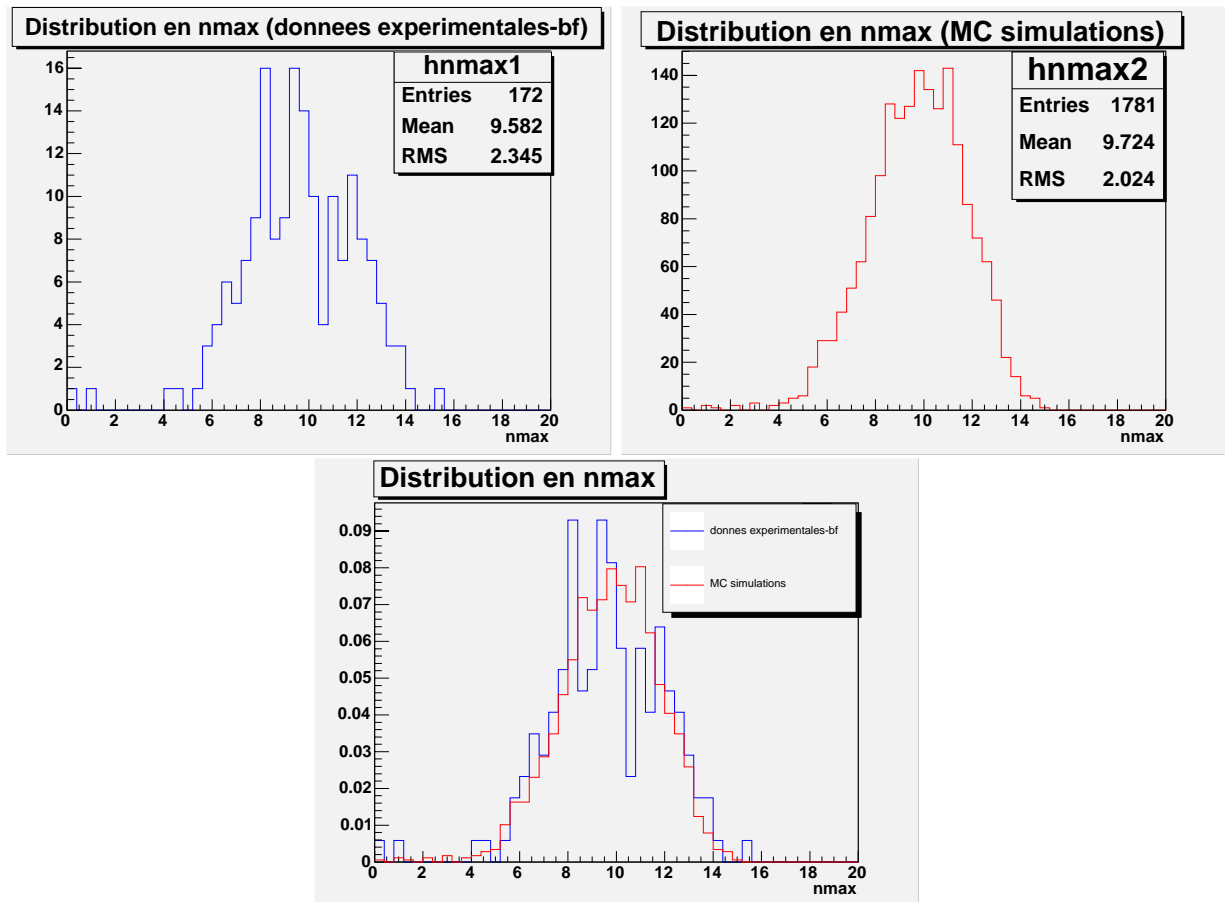


FIG. 7.16 – Distributions du coefficient n_{\max} (20 films, $r_{\text{cylindre}} = 400 \mu\text{m}$, 6 GeV). L'histogramme rouge représente la distribution des simulations MC sans bruit de fond et l'histogramme bleu concerne les données expérimentales avec soustraction du bruit de fond.

où a et b représentent les coefficients introduits dans la fonction gamma précédente.

La figure 7.13 décrit les distributions en n_{max} pour différentes valeurs de l'énergie pour une brique entière. Nous observons que les distributions ont tendance à se chevaucher pour les hautes énergies. Ce fait est clairement illustré dans la figure 7.14 qui démontre que la position du maximum varie logarithmiquement avec l'énergie. La relation exacte toujours dans le cas d'une brique entière est :

$$n_{max} = 3.17 \times \ln(E) + 10.9$$

La séparabilité est d'autant diminuée que le nombre de films baisse et que le rayon du cylindre est petit ($400 \mu\text{m}$). Ce phénomène apparaît dans la figure 7.15. Ceci s'explique toujours par le problème du confinement.

Une comparaison simulation Monte-Carlo et données expérimentales est illustrée dans la figure 7.16. L'accord entre les deux semble correct.

Ces résultats nous ont alors poussés à garder n_{max} comme variable d'entrée pour le réseau de neurones.

7.7 Le profil transversal

7.7.1 Le profil moyen reconstruit

Le profil transversal décrit le dépôt d'énergie latéral dans une gerbe électromagnétique. La figure 7.17 présente des profils pour des petites valeurs (2 GeV), moyennes (4 et 6 GeV) valeurs et hautes valeurs (8 GeV) de l'énergie pour une cascade se développant dans une brique entière. Les profils transversaux sont déterminés en comptant le nombre de basetracks contenues entre deux cylindres de rayon r et $r + dr$ avec $dr = 200 \mu\text{m}$ dans le cas où la gerbe est contenue dans une brique entière. Ainsi, pour $r = 200 \mu\text{m}$, il s'agit du nombre de basetracks contenues dans un cylindre de $200 \mu\text{m}$. Ou autrement, si $r = 400 \mu\text{m}$, il s'agit du nombre de basetracks contenues entre deux cylindres de rayon respectifs $r = 200 \mu\text{m}$ et $r = 400 \mu\text{m}$.

Dans le cadre d'OPERA, le profil transversal est bien modélisé par la distribution suivante :

$$f(r) = C_1 e^{-a_1 r}$$

En effet, le nombre de basetracks au centre de la gerbe est plus important que sur les bords, ce qui signifie que le dépôt d'énergie y est le plus important. Le profil transversal est alors un moyen d'accéder à la densité d'énergie dans une cascade électromagnétique.

La figure 7.18 montre une comparaison entre les simulations Monte-Carlo et les données expérimentales concernant le profil moyen transversal. Ils sont déterminés pour des gerbes contenues dans un cylindre de rayon valant $400 \mu\text{m}$ et de longueur 20 films. Nous remarquons que le premier bin des données expérimentales est sous-estimé par rapport à celui appartenant aux simulations. En réalité, il s'agit d'un effet instrumental : deux microtraces associées à deux particules peuvent être reconstruites par l'algorithme en ligne SmartTracker comme une seule basetrack. En effet, deux microtraces peuvent avoir un grain d'argent en commun du fait de leur chevauchement. Or SmartTracker ne garde que la microtrace ayant le plus grand nombre de grains, l'autre étant éliminée. Par conséquent le nombre de basetracks reconstruites diminue. Ce problème est en cours de résolution pour l'intégrer au niveau des simulations Monte-Carlo. Malgré cette différence, nous tenterons d'estimer l'énergie des électrons pour des données expérimentales.

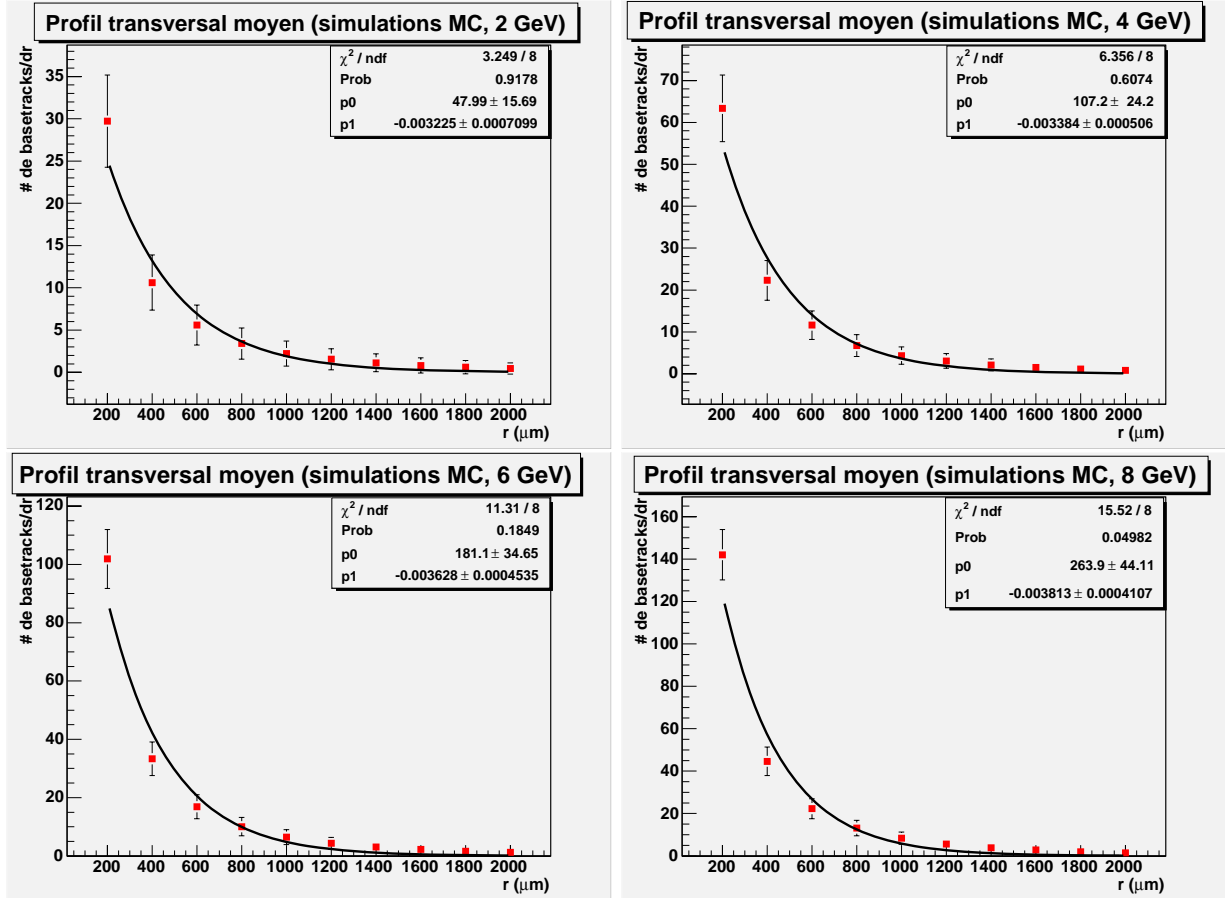


FIG. 7.17 – Profils moyens transversaux pour des basses (2 GeV), moyennes (4 et 6 GeV) et hautes énergies (8 GeV). Les simulations MC sans bruit de fond concernent des gerbes électromagnétiques contenues dans 57 émulsions.

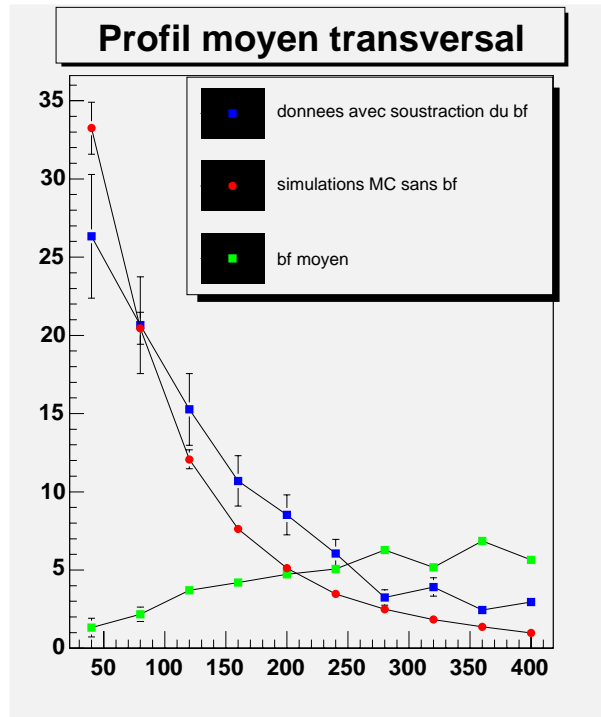


FIG. 7.18 – Profil transversal moyen des cascades électromagnétiques contenues dans un cylindre ayant un rayon de $400 \mu\text{m}$ et une longueur de 20 émulsions. La courbe en bleue concerne les données expérimentales avec soustraction de bruit de fond. La courbe rouge concerne les simulations Monte Carlo sans bruit de fond. Dans les deux cas, il s'agit d'électrons de 6 GeV.

Finalement, le profil transversal est un moyen d'extraire la valeur de l'énergie de l'électron primaire en considérant les variables C_1 et a_1 .

7.7.2 Le coefficient de normalisation C_1

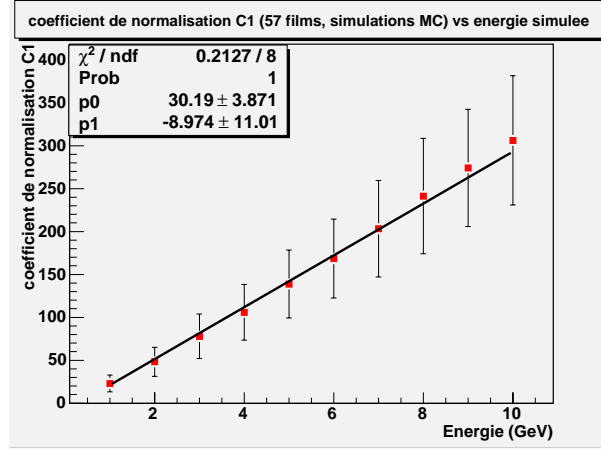


FIG. 7.19 – Valeur moyenne du coefficient C_1 en fonction de l'énergie simulée de l'électron. Valeurs extraites de simulations de gerbes contenues dans une brique entière, sans bruit de fond.

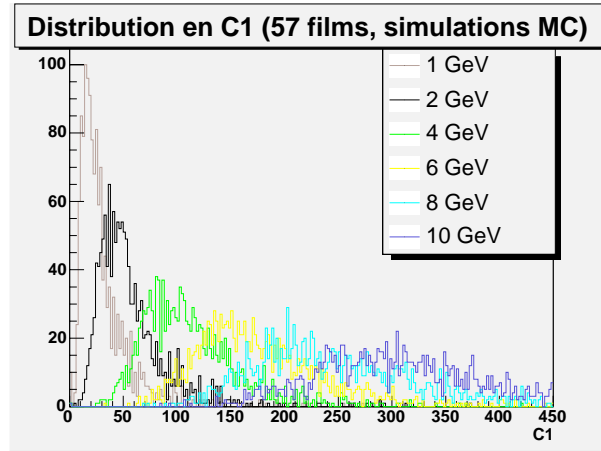


FIG. 7.20 – Distributions du facteur de normalisation longitudinal C_1 pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 57 films).

Le coefficient C_1 apparaissant dans la distribution $f(r)$ agit comme un facteur de normalisation. Sa valeur dépend de la densité de basetracks et donc de l'énergie de l'électron primaire. La figure 7.19 montre qu'il existe une relation linéaire entre C_1 et l'énergie :

$$C_1 = 30.2 \times E - 8.97$$

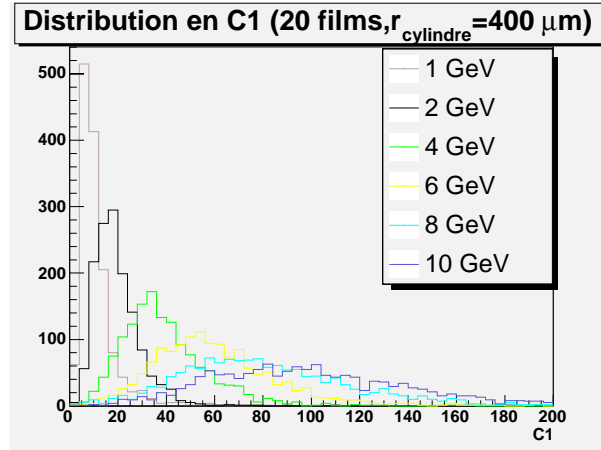


FIG. 7.21 – Distributions du facteur de normalisation transversal C_1 pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 20 films et $r_{cylindre}=400 \mu m$).

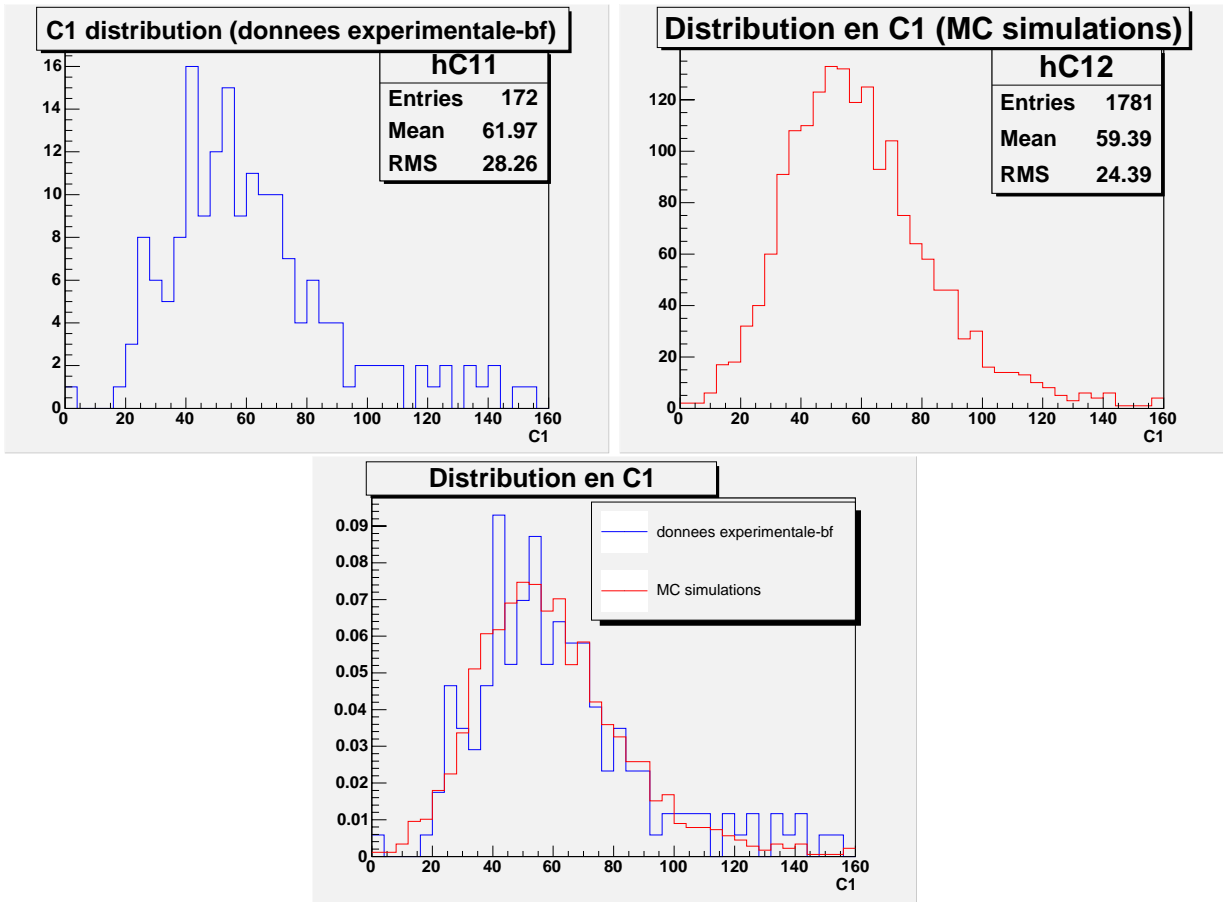


FIG. 7.22 – Distributions du coefficient C_1 (20 films, $r_{cylindre} = 400 \mu m$, 6 GeV). L'histogramme rouge représente la distribution des simulations MC sans bruit de fond et l'histogramme bleu concerne les données expérimentales avec soustraction du bruit de fond.

C_1 est donc un moyen de déterminer l'énergie de l'électron primaire. Ensuite, la figure 7.20 présente les distributions de C_1 pour différentes valeurs de l'énergie et pour des cascades électromagnétiques contenues dans une brique entière. Les distributions sont bien séparées. Cependant cette séparabilité diminue lorsque le volume d'étude devient plus restreint (cylindre de 400 μm de rayon et 20 émulsions). Les courbes ont même tendance à se chevaucher pour les hautes énergies (voir figure 7.21). De plus, les queues de distributions des électrons de 8 à 10 GeV se confondent en partie avec les distributions pour les plus basses énergies. La résolution et l'estimation de l'énergie seront alors dégradées.

La figure 7.22 montre une comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo. Malgré la différence observée dans les profils moyens des données expérimentales et les simulations, l'accord semble correct.

Les considérations précédentes permettent de prendre C_1 comme une variable d'entrée pour le réseau de neurones. Comme pour le coefficient de normalisation longitudinal, C_1 est fortement corrélé au nombre de basetracks.

7.7.3 La pente de la distribution a_1

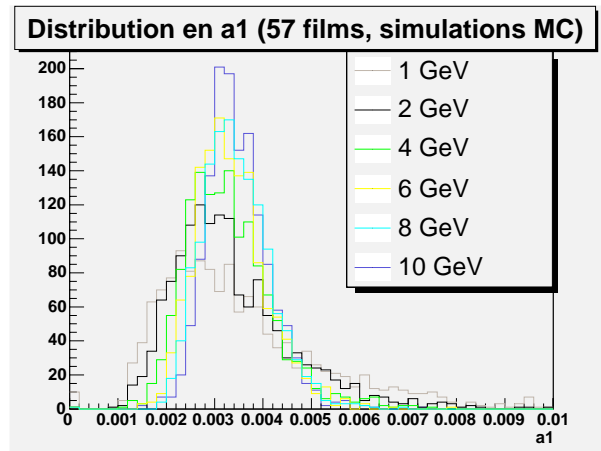


FIG. 7.23 – Distributions de la pente a_1 du profil transversal pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 57 films).

Une autre variable peut apporter une information concernant la valeur de l'énergie de l'électron primaire : la pente a_1 du profil transversal de la cascade électromagnétique. Les distributions de la variable a_1 apparaissent dans les figures 7.23 et 7.24. Dans le premier cas, les gerbes sont reconstruites à partir d'une brique entière. Les distributions ne sont presque pas séparées mais leur largeur diminue avec l'énergie. Dans le deuxième cas, les gerbes sont contenues dans un cylindre ayant un rayon de 400 μm et une longueur de 20 feuilles d'émulsion. Nous observons une très légère séparation pour différentes valeurs de l'énergie.

Ensuite, la figure 7.25 montre une comparaison entre les données provenant du test en faisceau et les simulations Monte-Carlo. Les deux distributions sont décalées l'une par rapport à l'autre. Ce fait est corrélé avec la différence observée dans le profil latéral moyen. Nous avons remarqué que la pente du profil des données était plus faible que celle des simulations.

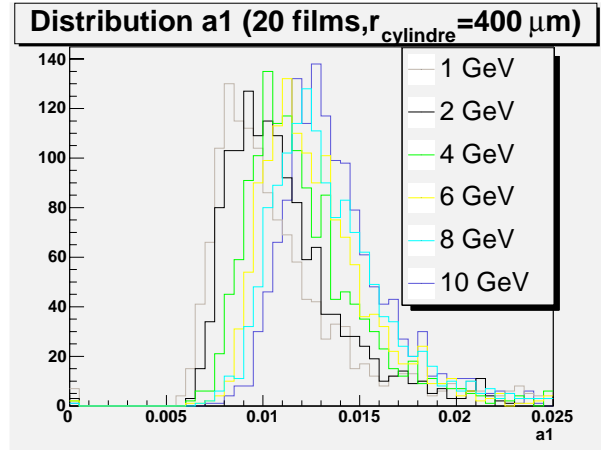


FIG. 7.24 – Distributions de la pente a_1 du profil transversal pour différentes valeurs de l'énergie (simulations MC sans bruit de fond, 20 films et $r_{cylindre}=400 \mu m$).

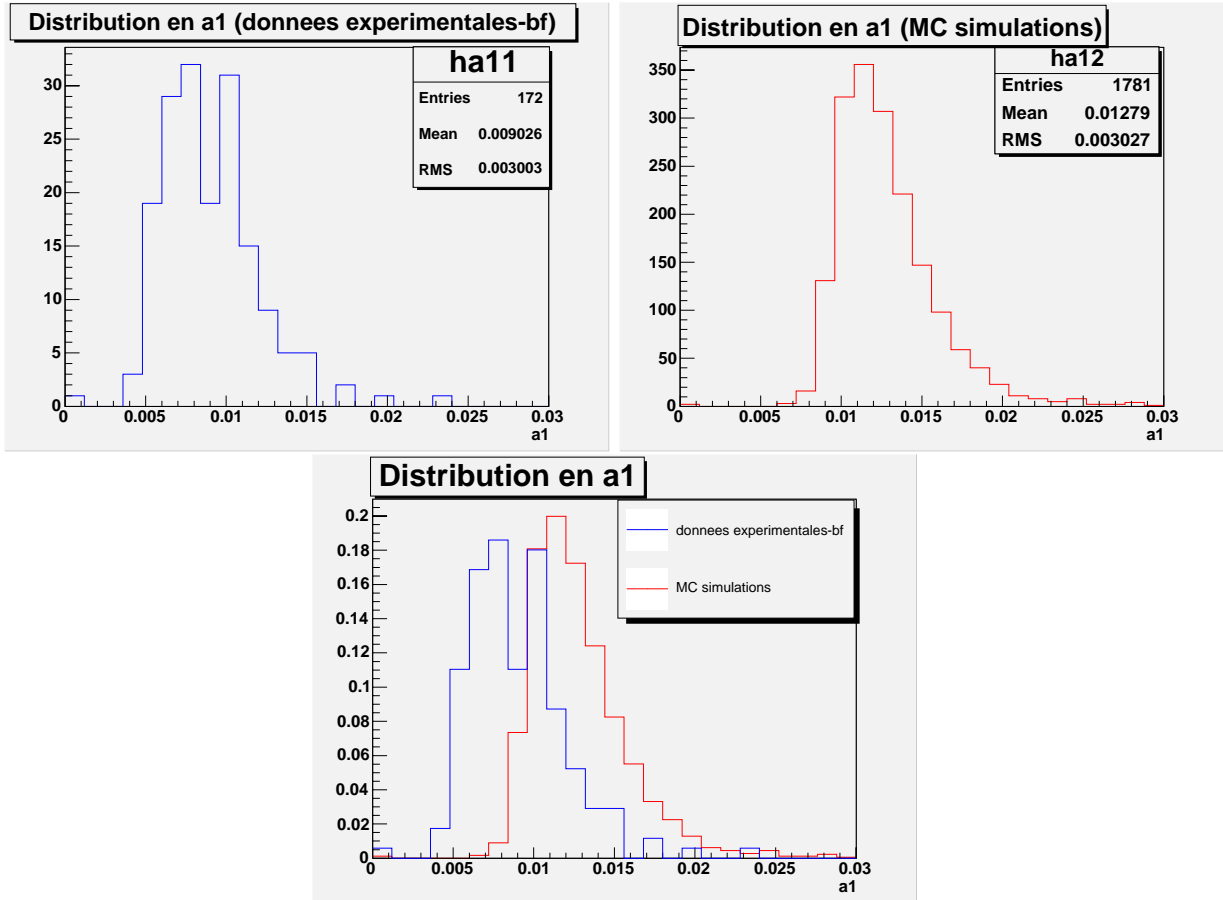


FIG. 7.25 – Distributions du coefficient a_1 (20 films, $r_{cylindre} = 400 \mu m$, 6 GeV). L'histogramme rouge représente la distribution des simulations MC sans bruit de fond et l'histogramme bleu concerne les données expérimentales avec soustraction du bruit de fond.

Même s'il n'existe pas un rapport direct entre a_1 et l'énergie comme pour les autres coefficients, nous considérons a_1 comme une variable d'entrée pour le réseau de neurones. Des calculs d'énergie ont été effectués avec et sans cette variable et aucune dégradation et amélioration concernant l'estimation et la résolution en énergie n'ont été constatées. Cette variable est aussi utile pour l'étude de la séparation π/e .

7.8 Estimation de l'énergie avec le réseau de neurones

Cette partie va exposer les résultats finals obtenus avec le réseau de neurones. Dans un premier temps, nous allons montrer les limites du réseau de neurones concernant l'estimation de l'énergie et les solutions apportées pour corriger le problème. Dans un deuxième temps, nous présenterons les résultats concernant la résolution sur la mesure en énergie.

7.8.1 Mesure de l'énergie en fonction du nombre de films

Ce paragraphe est consacré à la mesure de l'énergie en fonction du nombre de films d'émulsions dans lequel la gerbe se développe. Nous rappelons que le cas d'une gerbe contenue dans une brique entière constitue un cas idéal. En effet, la probabilité d'interaction d'un ν_τ est uniforme dans une brique. Par conséquent le lepton τ peut se désintégrer en électron et produire une gerbe électromagnétique se développant dans un nombre quelconque de films. Cette remarque reste valable pour un ν_e interagissant par courant chargé avec un noyau de plomb et produisant un électron.

Nous avons réalisé une étude pour des cascades contenues dans 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 et 57 films dans une gamme d'énergie de 2 GeV à 7 GeV.

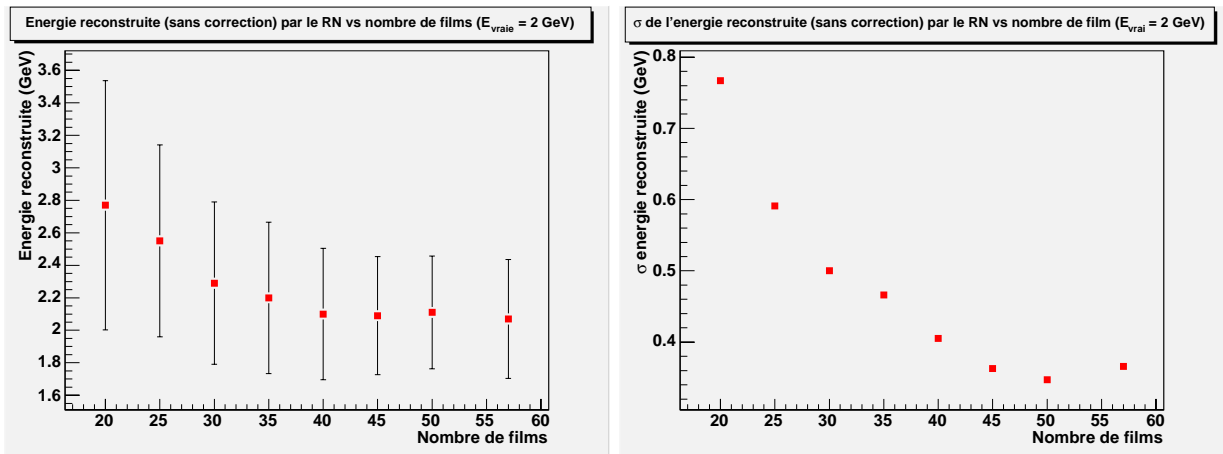


FIG. 7.26 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=2$ GeV).

Les figures 7.26 à 7.42 montrent que pour 20 films (environ $3.3 X_0$), le réseau de neurones estime mal l'énergie et avec une mauvaise résolution. Ce fait est d'autant plus accentué pour des électrons de basse énergie (2 et 3 GeV notamment). A partir de 30 films ($5 X_0$) et plus, l'énergie de l'électron est correctement estimée : aucun biais de l'énergie reconstruite par rapport

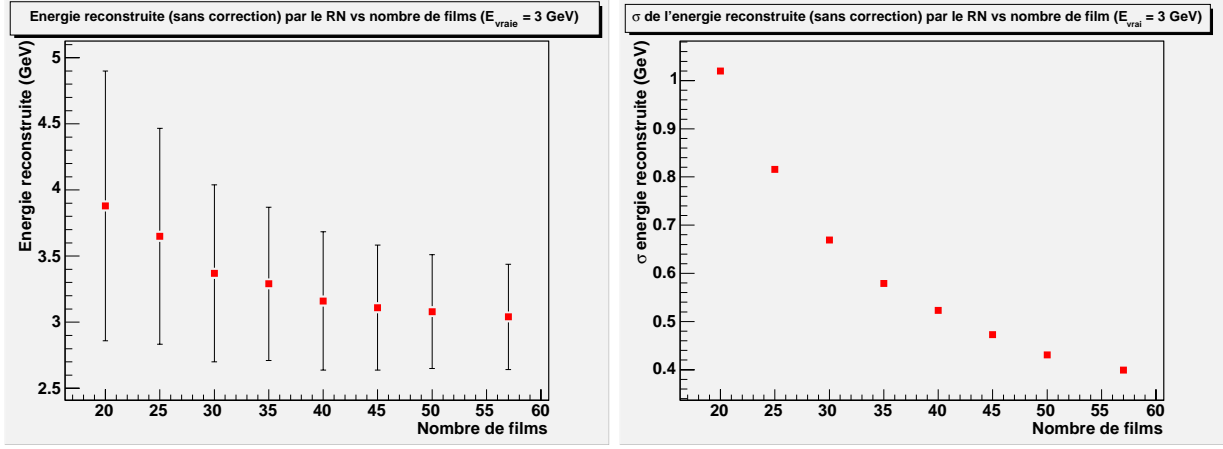


FIG. 7.27 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=3$ GeV).

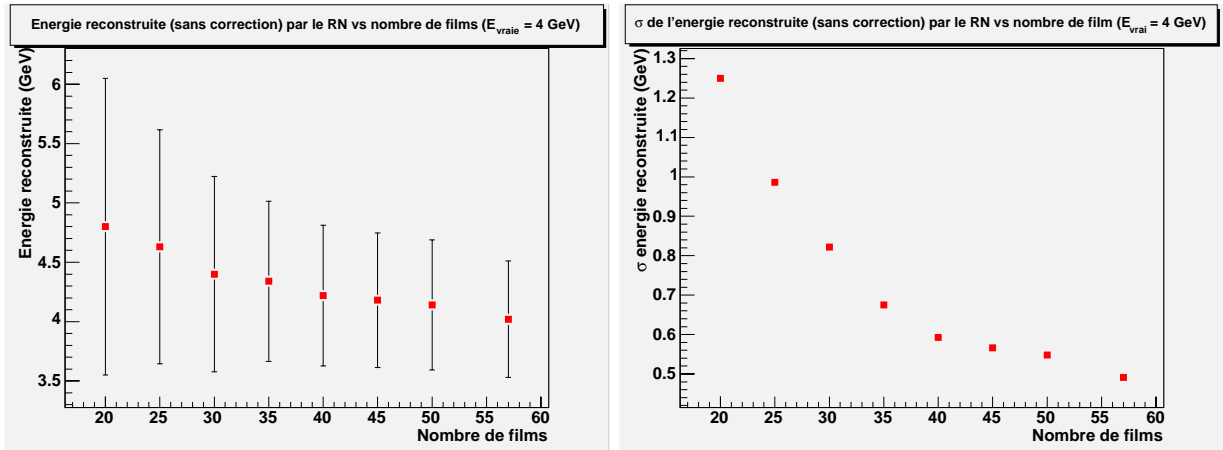


FIG. 7.28 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=4$ GeV).

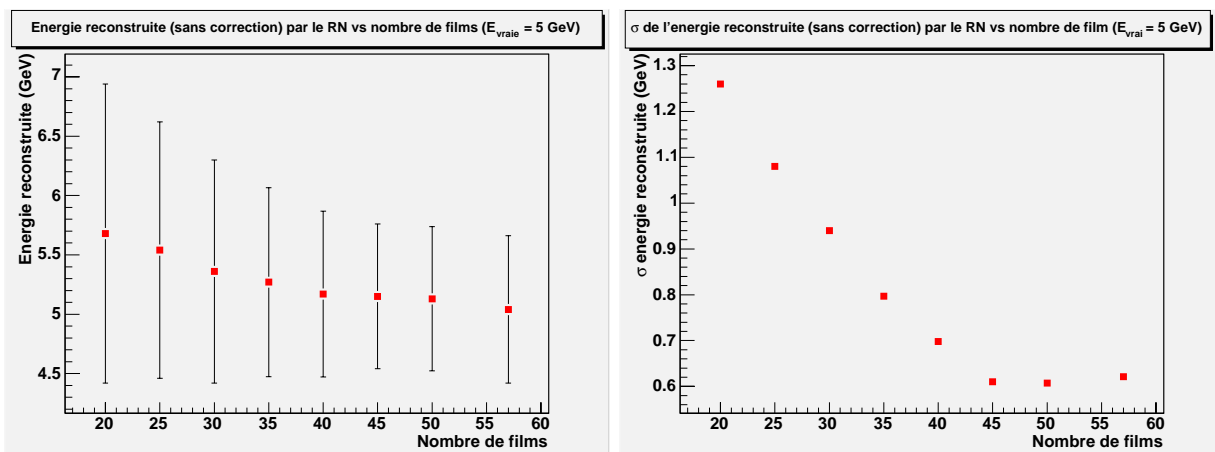


FIG. 7.29 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=5$ GeV).

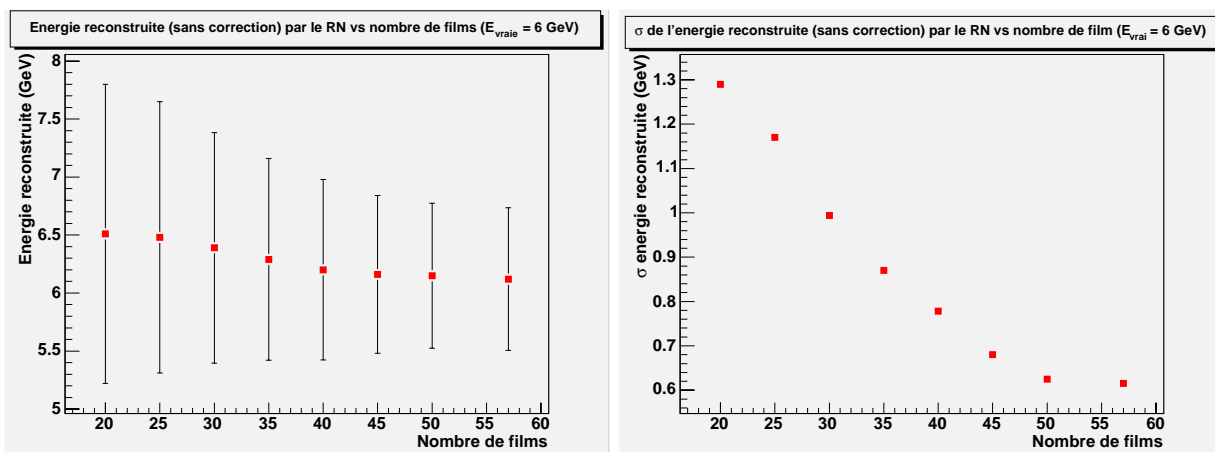


FIG. 7.30 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=6$ GeV).

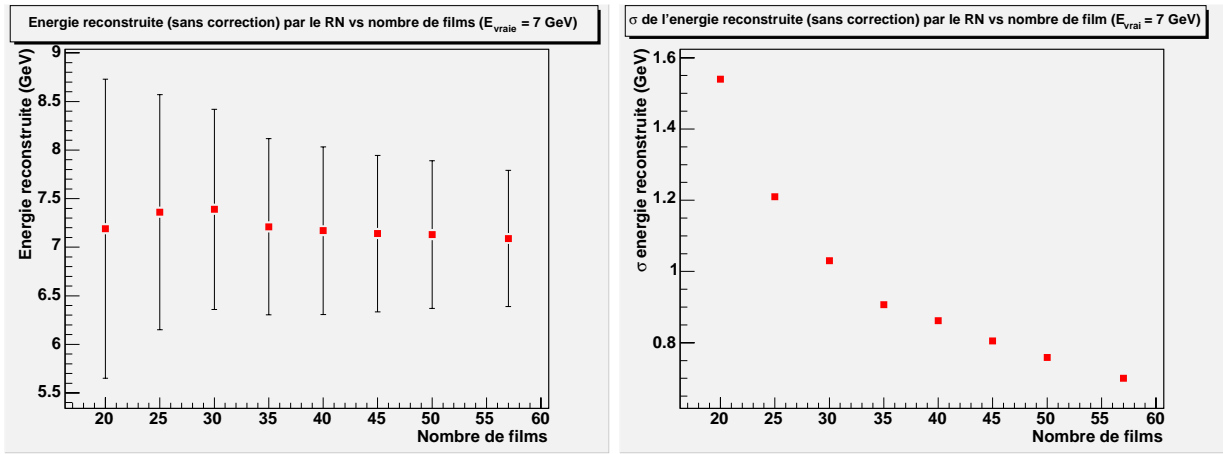


FIG. 7.31 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée avant correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=7$ GeV).

à l'énergie simulée est notable. L'écart maximum concerne 30 films et est de l'ordre de 10%. Nous remarquons que l'énergie est surestimée quand le nombre de films diminue. En effet, dans le traitement des variables d'entrée, les distributions de celles-ci se chevauchent : les distributions concernant les hautes valeurs de l'énergie recouvrent une partie des distributions pour des électrons de basse énergie. En revanche, la résolution et l'estimation de l'énergie s'améliorent avec le nombre de films.

Dans le paragraphe précédent, les simulations Monte-Carlo montrent que lorsque le nombre de films diminue, la séparabilité des distributions de variables se dégrade également et nous observons un recouvrement pour les électrons de hautes énergies, phénomène explicable par des effets de confinement. De plus, des queues de distributions de ces variables à haute énergie se confondent avec les distributions de plus basse énergie. Par conséquent, il est normal que le réseau de neurones estime mal l'énergie lorsque le volume de confinement des gerbes devient de plus en plus restreint.

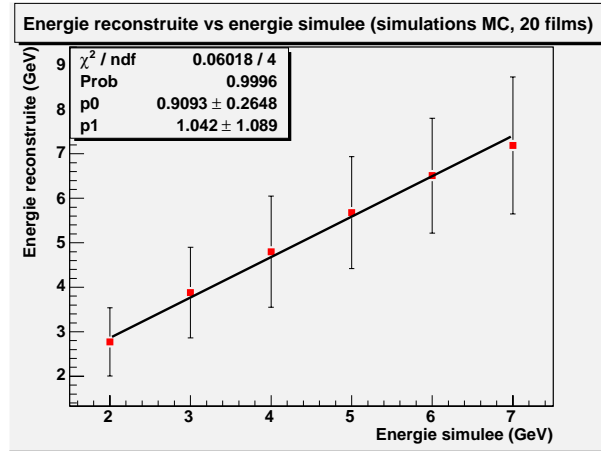


FIG. 7.32 – Fonction de correction en énergie pour des cascades électromagnétiques contenues dans 20 films.

La solution adoptée est alors l'application d'une fonction de correction permettant de corriger le biais observé plus haut. Les figures 7.32 à 7.36 présentent l'énergie reconstruite par le réseau de neurones en fonction de l'énergie simulée (ou énergie vraie) pour respectivement 20, 25, 30, 35 et 40 films. Les fonctions appliquées sont alors :

$$E_{corr,20\text{films}} = \frac{E_{RN} - 1.042}{0.909}$$

$$E_{corr,25\text{films}} = \frac{E_{RN} - 0.661}{0.971}$$

$$E_{corr,30\text{films}} = \frac{E_{RN} - 0.272}{1.021}$$

$$E_{corr,35\text{films}} = \frac{E_{RN} - 0.223}{1.010}$$

$$E_{corr,40\text{films}} = \frac{E_{RN} - 0.085}{1.019}$$

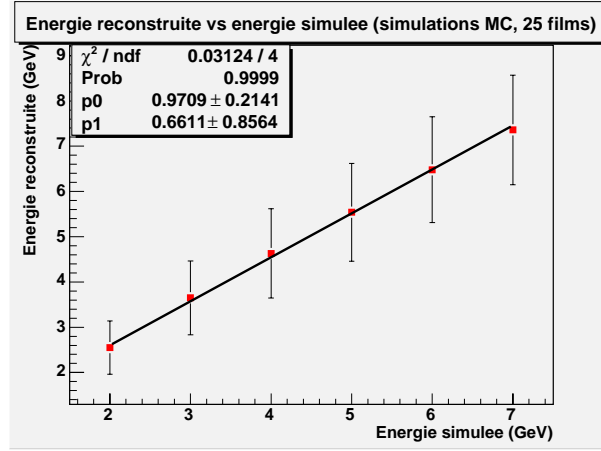


FIG. 7.33 – Fonction de correction en énergie pour des cascades électromagnétiques contenues dans 25 films.

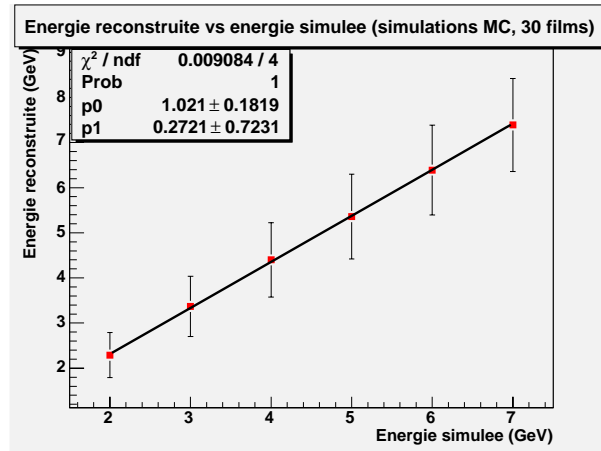


FIG. 7.34 – Fonction de correction en énergie pour des cascades électromagnétiques contenues dans 30 films.

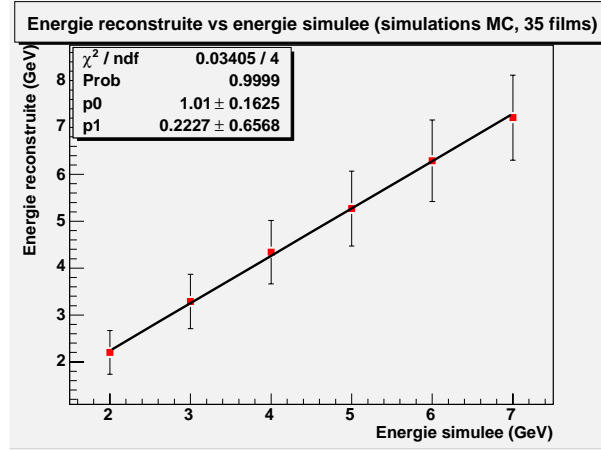


FIG. 7.35 – Fonction de correction en énergie pour des cascades électromagnétiques contenues dans 35 films.

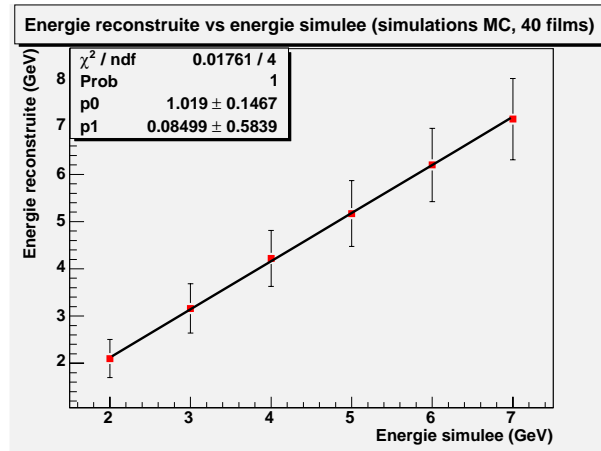


FIG. 7.36 – Fonction de correction en énergie pour des cascades électromagnétiques contenues dans 40 films.

La fonction de correction est de la forme :

$$E_{corr,nfilms} = \frac{E_{RN} - p_{corr}}{m_{corr}}$$

Le paramètre m_{corr} est proche de 1 sauf pour 20 films. De plus le paramètre p_{corr} diminue avec le nombre de films, ce qui montre que le réseau de neurones n'a pas besoin de fonction de correction pour un grand nombre de films. Les résultats après correction sont présentés dans les figures 7.37 à 7.42.

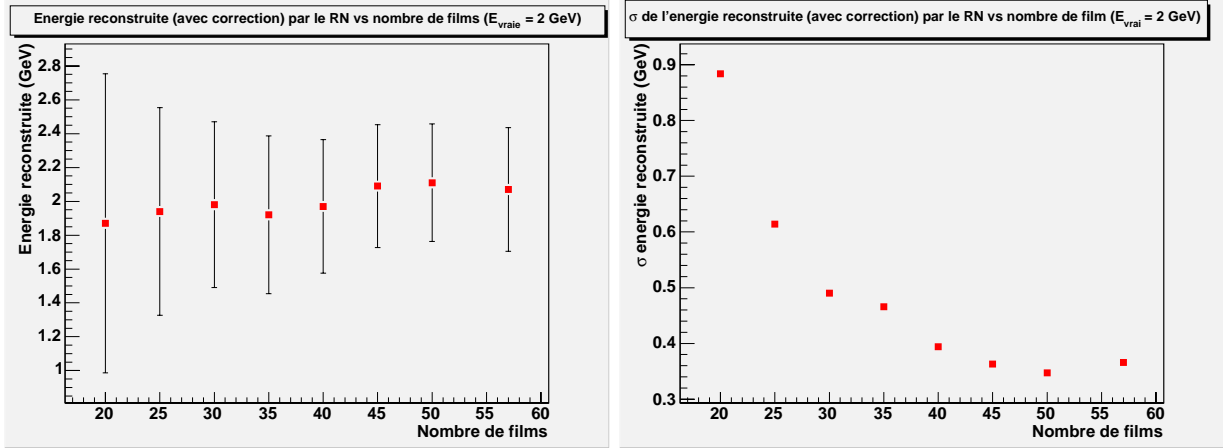


FIG. 7.37 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=2$ GeV).

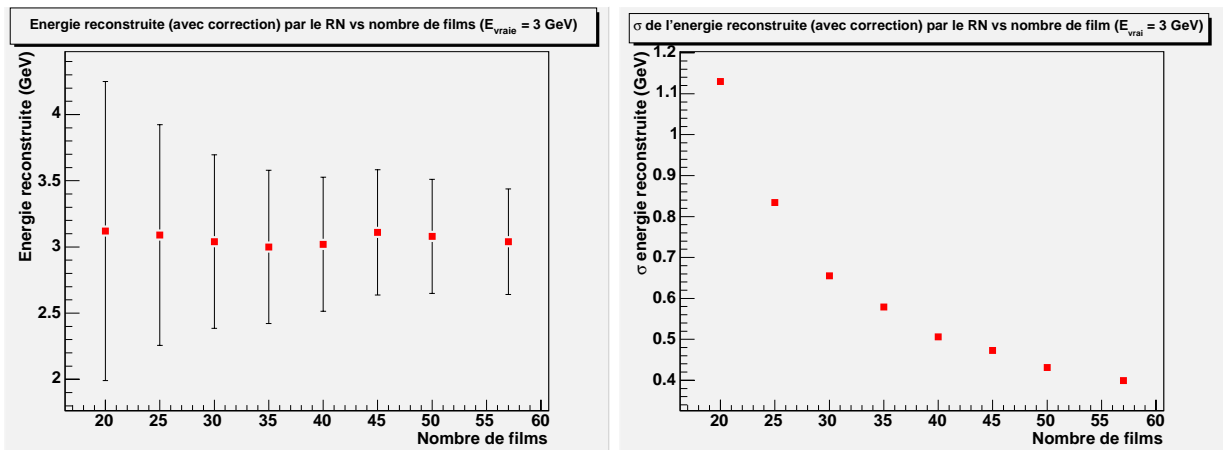


FIG. 7.38 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=3$ GeV).

Nous avons appliqué le réseau de neurones aux données expérimentales. La figure 7.43 montre une comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte Carlo avant

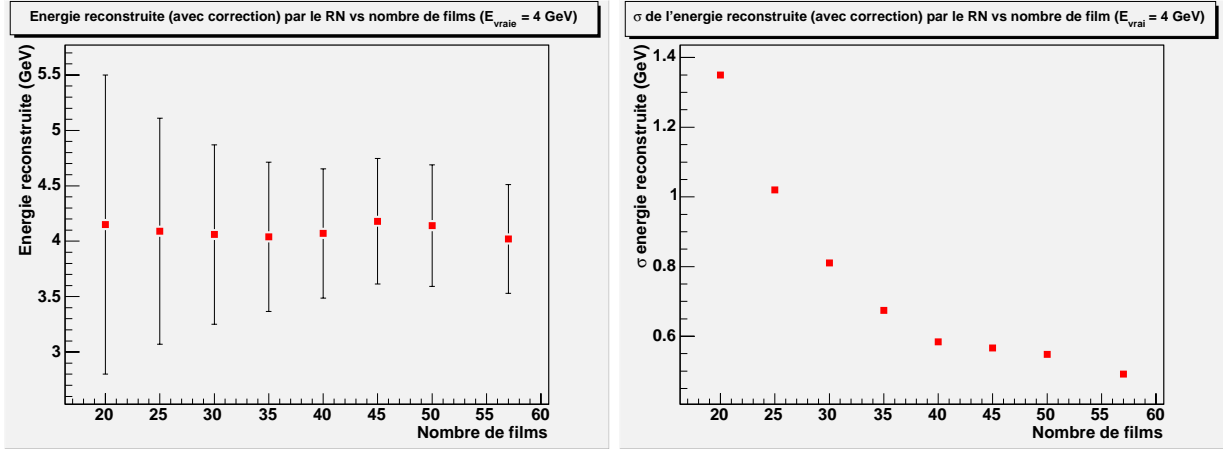


FIG. 7.39 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=4$ GeV).

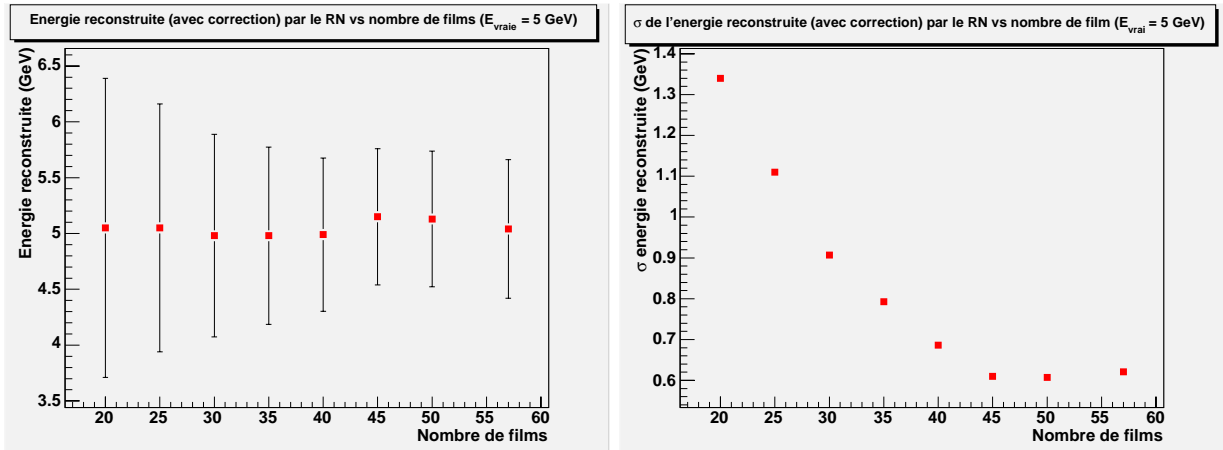


FIG. 7.40 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=5$ GeV).

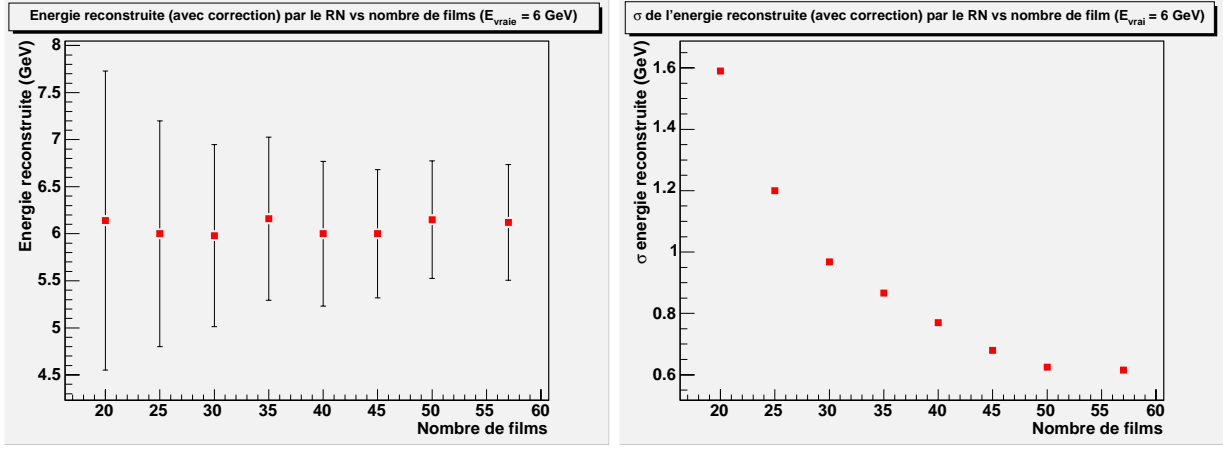


FIG. 7.41 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=6$ GeV).

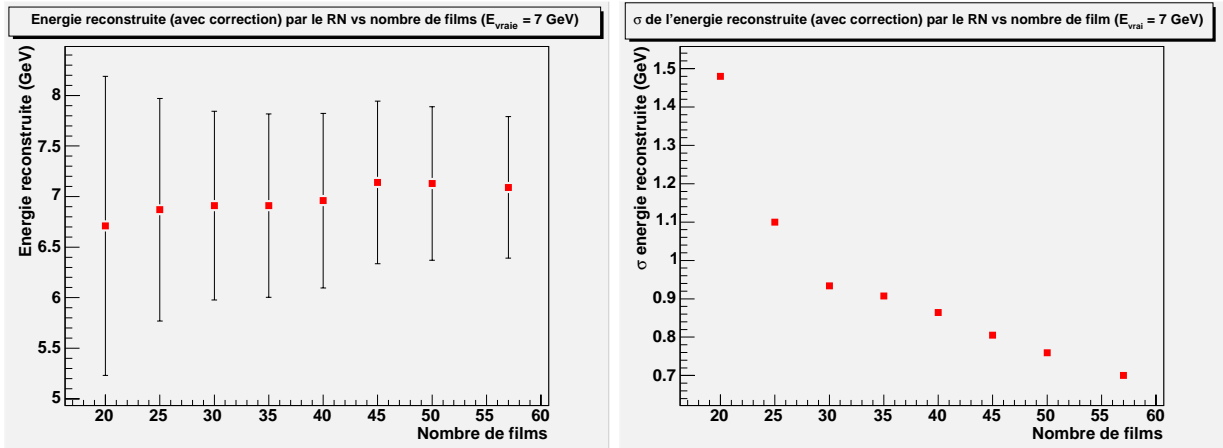


FIG. 7.42 – Energie reconstruite et largeur de la gaussienne associée après correction en fonction du nombre de films ($E_{vrai}=7$ GeV).

correction. La figure 7.44 présente les mêmes résultats mais en appliquant la fonction de correction. La figure 7.45 effectue une comparaison entre les distributions des données expérimentales avant et après application de la correction. Nous remarquons que dans les deux cas les distributions sont très étalées. Le tableau 7.2 résume l'ensemble des résultats. Les résolutions calculées ne sont qu'à titre indicatif. Dans la réalité il faudrait ajuster les données par des distributions gaussiennes mais étant donnée la faible statistique nous effectuons la méthode décrite dans le tableau : la résolution est calculée à partir du rapport entre la largeur de la distribution RMS et la valeur de la moyenne. En revanche, nous signalons à nouveau que pour les figures précédentes, les distributions ont été ajustées par des gaussiennes.

	1.	2.	3.	4.
Valeur moyenne (en GeV)	6.119	5.21	6.28	5.76
RMS de la distribution	1.982	2.278	1.4	1.51
Résolution en énergie	32.4%	43.7%	22.3%	26.2%

TAB. 7.2 – Estimation et résolution en énergie pour les données expérimentales avec soustraction du bruit de fond et des simulations Monte-Carlo sans bruit de fond. L'étude est réalisée dans 20 émulsions et à l'intérieur d'un cylindre ayant un rayon de 400 μm . (1. : données expérimentales avec soustraction de bruit de fond et avant correction. 2. : données expérimentales avec soustraction de bruit de fond et après correction. 3. : simulations MC sans bruit de fond avant correction. 4. : simulations MC sans bruit de fond après correction).

7.8.2 Résolution en énergie

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats concernant la résolution en énergie. Les figures 7.46 à 7.49 présentent les résolutions respectivement pour 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 et 57 films.

Les résolutions obtenues peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 R_{20\text{films}} &= \frac{62.3\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \\
 R_{25\text{films}} &= \frac{46.7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \\
 R_{30\text{films}} &= \frac{37.9\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \\
 R_{35\text{films}} &= \frac{34.4\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \\
 R_{40\text{films}} &= \frac{30.0\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \\
 R_{45\text{films}} &= \frac{26.7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}
 \end{aligned}$$

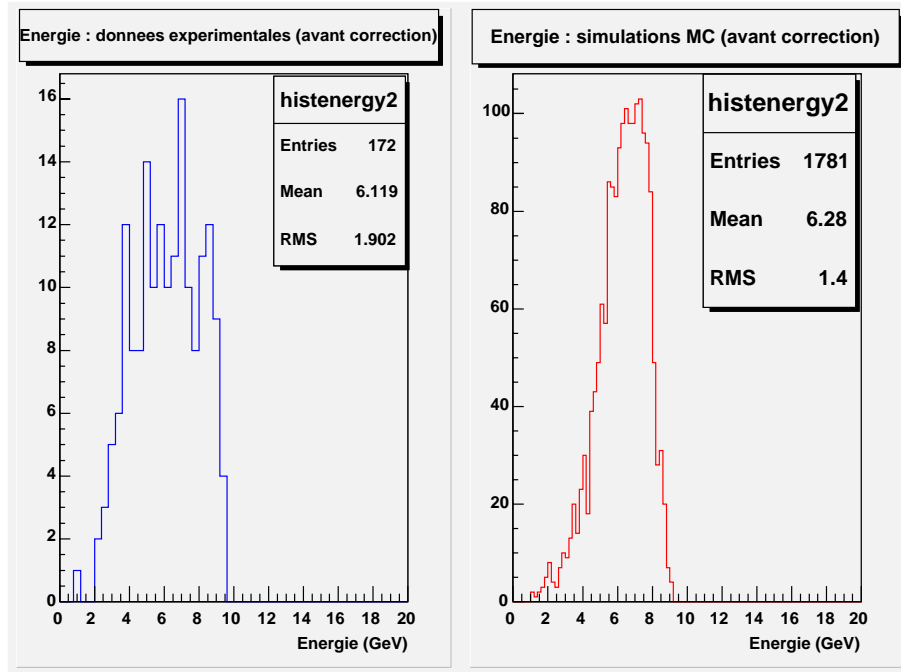


FIG. 7.43 – Energie estimée par le réseau de neurones pour des données expérimentales après soustraction du bruit de fond (bleu) et pour des simulations Monte-Carlo sans bruit de fond (rouge). Ces résultats sont obtenus avant la correction.

$$R_{50films} = \frac{25.4\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

$$R_{57films} = \frac{24.9\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

et finalement pour tout film confondu, la résolution générale s'écrit (voir figure 7.50) :

$$R = \frac{34.6\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

A basse énergie (2 GeV), la résolution est de l'ordre de 25% et haute énergie (7 GeV) elle est de l'ordre de 12%.

7.9 Étude préliminaire d'une extension de l'utilisation du réseau de neurones : séparation π/e

7.9.1 Les motivations physiques

L'identification des électrons est importante pour la reconnaissance des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec $\tau \rightarrow e$ et des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La séparation π/e est essentielle pour :

1. détecter les électrons dans le canal $\tau \rightarrow e$

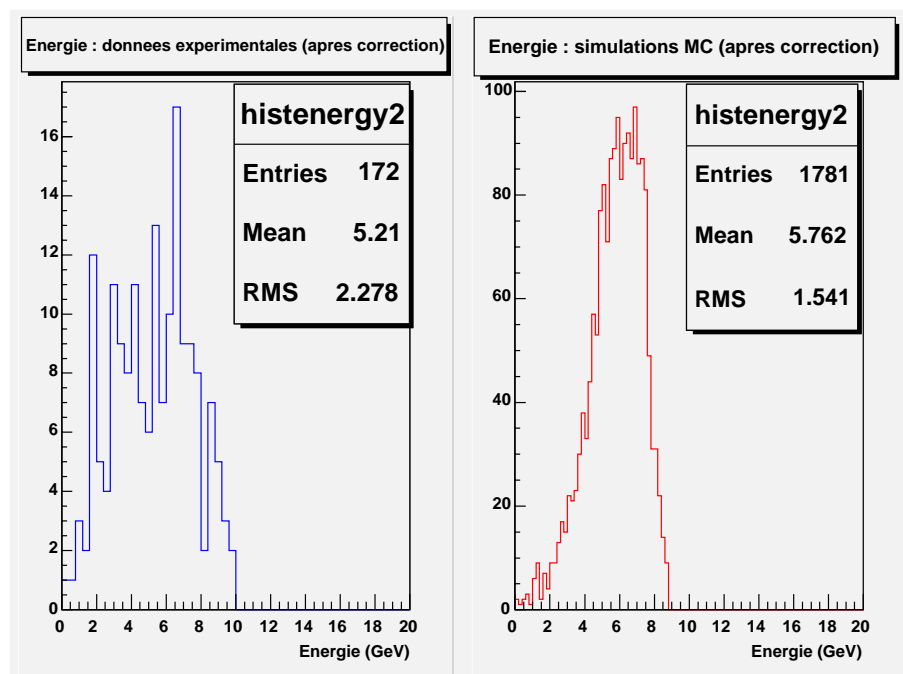


FIG. 7.44 – Energie estimée par le réseau de neurones pour des données expérimentales après soustraction du bruit de fond (bleu) et pour des simulations Monte-Carlo sans bruit de fond (rouge). Ces résultats sont obtenus après la correction.

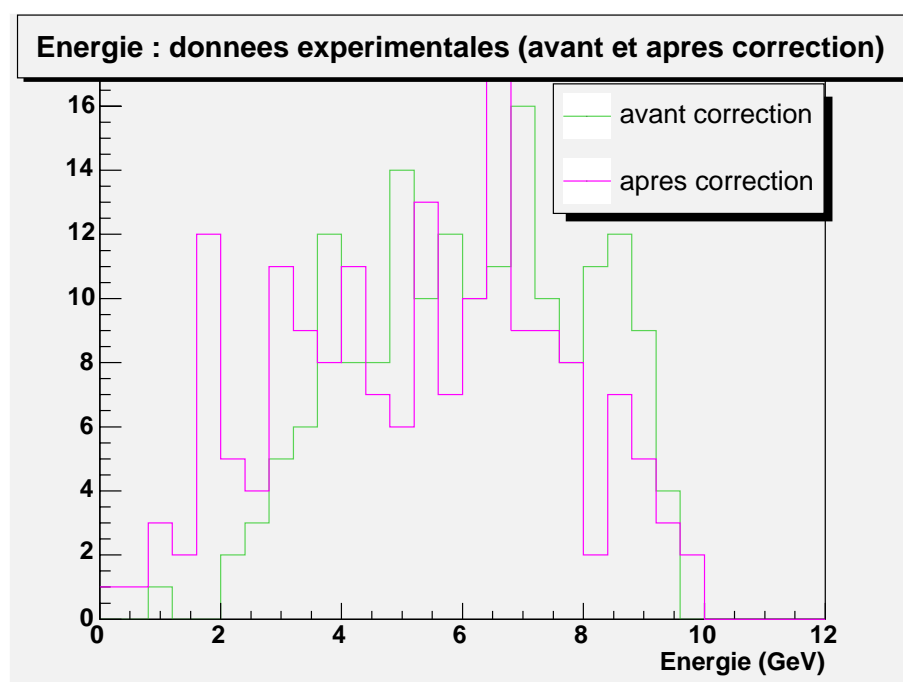


FIG. 7.45 – Comparaison entre les distributions en énergie avant et après correction.

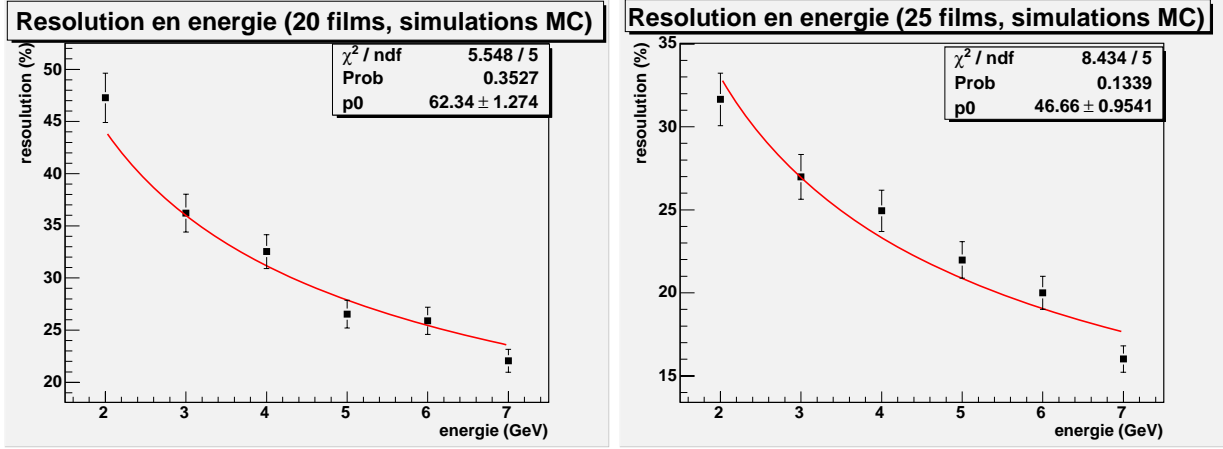


FIG. 7.46 – Courbe de résolution en énergie pour 20 et 25 films pour des simulations MC sans bruit de fond.

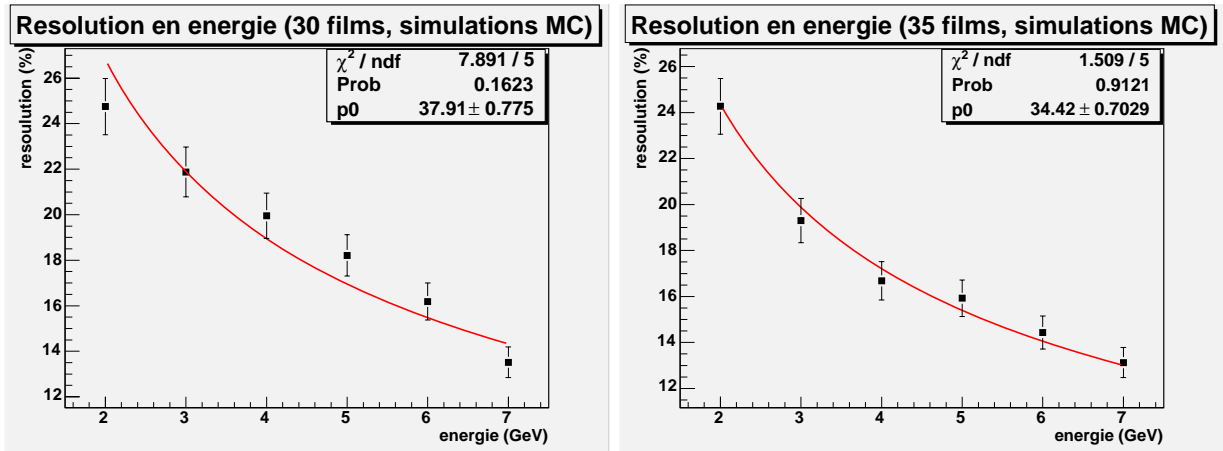


FIG. 7.47 – Courbe de résolution en énergie pour 30 et 35 films pour des simulations MC sans bruit de fond.

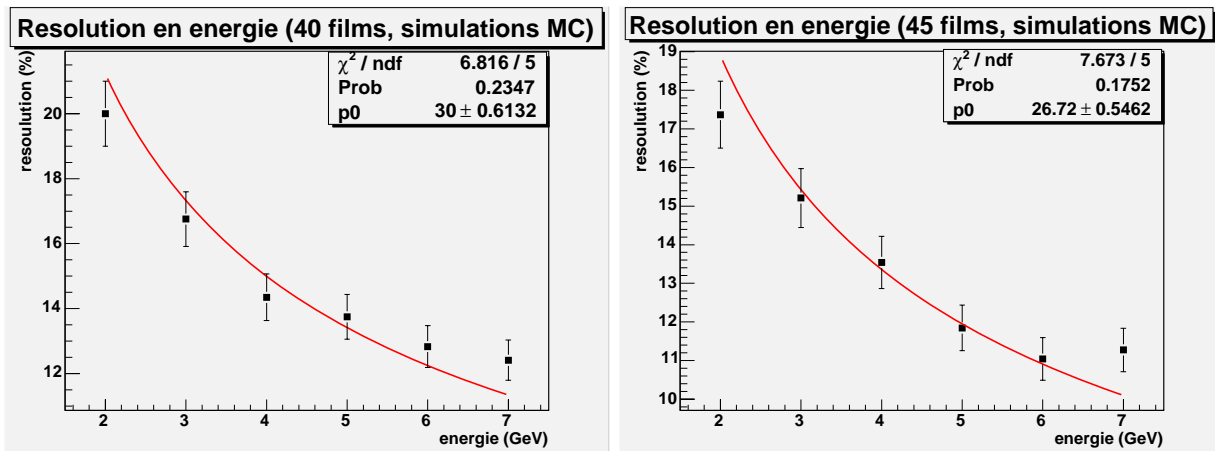


FIG. 7.48 – Courbe de résolution en énergie pour 40 et 45 films pour des simulations MC sans bruit de fond.

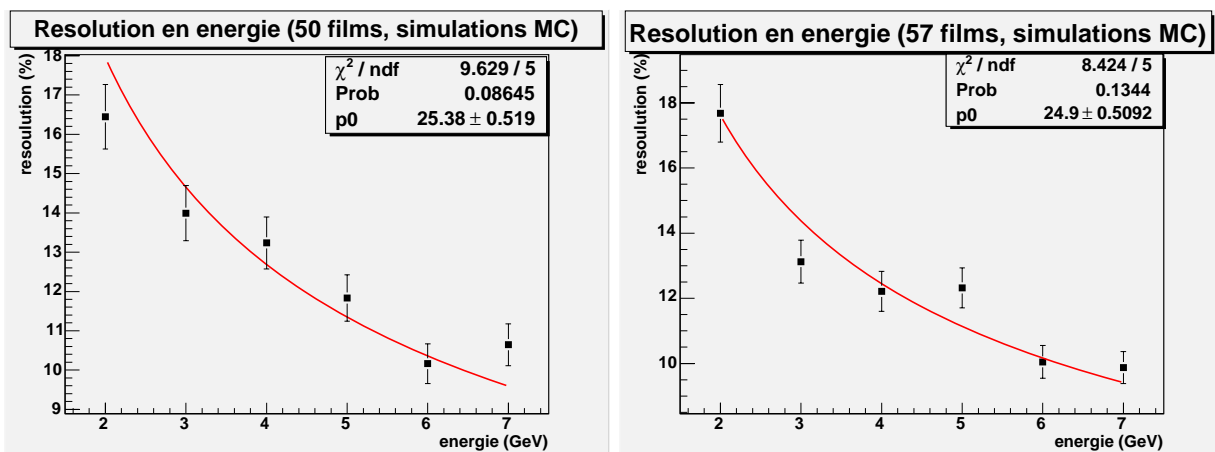


FIG. 7.49 – Courbe de résolution en énergie pour 50 et 57 films pour des simulations MC sans bruit de fond.

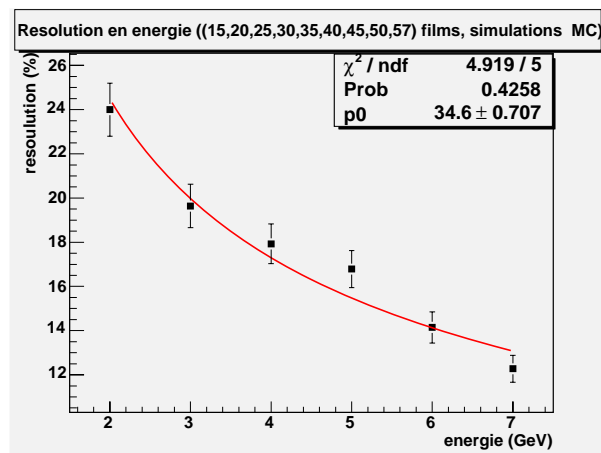


FIG. 7.50 – Courbe de résolution en énergie pour tout film confondu (15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 et 57 films) pour des simulations MC sans bruit de fond.

2. éviter l'exclusion d'interactions ν_τ si un hadron, attaché au vertex primaire est identifié en tant qu'électron.
3. détecter l'électron dans les interactions ν_e CC
4. correctement identifier un pion attaché au vertex primaire imitant une topologie en coude. Ceci est un bruit de fond important pour le canal électronique lorsque un pion est produit dans les interactions CN et les interactions CC avec un muon non-identifié.

Plusieurs méthodes ont été développées pour effectuer la séparation π/e . La première utilise la diffusion coulombienne multiple (MCS) de l'électron primaire avant production de la cascade [71] et [97]. La deuxième méthode utilisant aussi le MCS est basée sur un réseau de neurones [98].

Un travail récent effectué en collaboration avec l'Institut de Physique de Neuchâtel est en cours de développement et de validation. Cette méthode est aussi basée sur un réseau de neurones et utilise chaque bin du profil transversal et longitudinal et les conditions de connexions.

Nous proposons de présenter le premier travail effectué en collaboration avec Neuchâtel : le réseau de neurones décrit dans le paragraphe précédent est adapté à la séparation π/e .

7.9.2 L'architecture et l'entraînement du réseau de neurones

Le réseau de neurones utilise le même framework que celui pour l'estimation de l'énergie. Seule l'architecture change :

- la couche d'entrée est constituée des 5 variables précédentes nbtk, α , nmax, C_1 et a_1 .
- 2 couches intermédiaires. La première comporte 30 noeuds et la deuxième, 15 noeuds. Le nombre de couches intermédiaires ainsi que le nombre de neurones sont déterminés de manière empirique de telle sorte à maximiser les performances du réseau en terme d'identification.
- 1 variable de sortie indiquant le type de particule (0 pour les pions et 1 pour les électrons).

Le réseau de neurones a été entraîné avec des pions et des électrons dans une gamme d'énergie de 1 à 8 GeV par pas de 1 GeV. Pour chaque énergie et chaque type de particules 1000 événements sont simulés avec du bruit de fond. Ce bruit de fond est extrait d'une zone non-exposée d'une brique ayant servi pour le test en faisceau.

Une bonne méthode de separation pion/electron repose sur une grande probabilité d'identification de la particule et la plus petite probabilité de mauvaise identification, c'est-à-dire une confusion possible avec l'autre type de particule. Pour cette raison, nous introduisons une coupure ϕ sur la variable de sortie du réseau de neurones.

Nous définissons l'efficacité de bonne identification des électrons $\epsilon_{e \rightarrow e}$ par le rapport :

$$\epsilon_{e \rightarrow e} = \frac{n_{e \rightarrow e}}{N}$$

avec $n_{e \rightarrow e}$ représentant le nombre d'événements électrons au-dessus de la coupure ϕ et identifiant correctement les électrons. N est le nombre total d'électrons simulés, soit $N = n_{e \rightarrow e} + n_{e \rightarrow \pi}$ et $n_{e \rightarrow \pi}$ le nombre d'électrons identifiés en pions. La probabilité de mauvaise identification des électrons en pions s'écrit alors :

$$\eta_{e \rightarrow \pi} = \frac{n_{e \rightarrow \pi}}{N}$$

Des variables similaires sont définies pour les pions :

- $\epsilon_{\pi \rightarrow \pi}$ la probabilité de bonne identification des pions.
- $\eta_{\pi \rightarrow e}$ la probabilité de mauvaise identification des pions en électrons.

Pour trouver la valeur ϕ qui optimise la séparation π/e , nous introduisons le facteur de qualité Q suivant :

$$Q = \epsilon_{e \rightarrow e} \times \epsilon_{\pi \rightarrow \pi}$$

Le but est de minimiser $\eta_{i \rightarrow j}$ ($< 2\%$) et de maximiser la grandeur $\epsilon_{i \rightarrow i}$ ($> 90\%$).

7.9.3 Les résultats des simulations avec bruit de fond

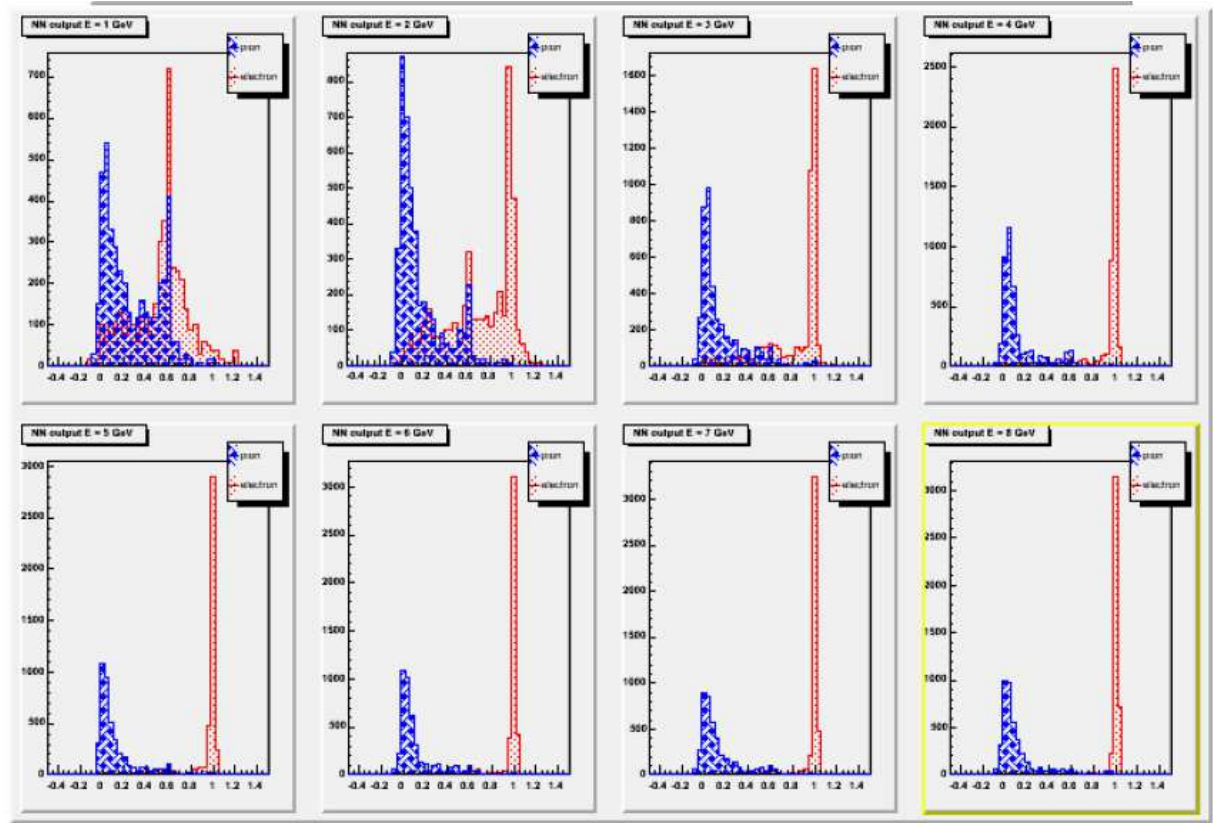


FIG. 7.51 – Séparation π/e pour des simulations MC avec bruit de fond. Les particules sont simulées dans une gamme d'énergie variant de 1 GeV à 8 GeV. Les histogrammes en bleu correspondent aux pions tandis que les histogrammes rouges correspondent aux électrons.

Le réseau de neurones a d'abord été entraîné avec des simulations Monte-Carlo utilisant GEANT4 et avec introduction du bruit de fond extrait d'une brique utilisée au cours du test en faisceau. L'entraînement du réseau et sa validation utilisent des simulations et des données expérimentales avec des pions et des électrons.

La figure 7.51 montre les distributions de sortie du réseau de neurones pour des électrons et des pions simulés dans une gamme d'énergie de 1 à 8 GeV. Les résultats en terme de chiffres sont résumés dans le tableau 7.3.

E (GeV)	$\epsilon_{e \rightarrow e}$		$\eta_{e \rightarrow \pi}$	
	opt.	0.8	opt.	0.8
1	261	46	315	410
	65%	11%	24%	2%
2	325	211	376	425
	75%	49%	13%	1%
3	387	322	404	426
	88%	74%	6%	1%
4	401	380	419	425
	92%	87%	24%	1%
5	413	385	411	425
	96%	89%	6%	2%
6	420	404	426	437
	96%	92%	3%	1%
7	414	407	425	430
	96%	95%	2%	1%
8	422	417	426	428
	96%	95%	3%	3%

TAB. 7.3 – Efficacité et probabilité d'identification des électrons. N représente le nombre d'événements ayant survécu à la coupure. Le symbole opt. indique une valeur de coupure optimisée.

Les résultats montrent une bonne identification des électrons à partir de 3 GeV avec une faible contamination en pions. En revanche pour des électrons de 1 et 2 GeV même si la contamination est petite, l'efficacité reste trop faible. Un travail d'amélioration reste à faire pour les faibles énergies.

7.9.4 Les résultats des données expérimentales

Le réseau de neurones a ensuite été testé sur des données réelles issues de différents tests en faisceau concernant les pions et les électrons.

les données se répartissent de la manière suivante :

- électrons de 3 GeV : 5 gerbes ont été reconstruites dans 20 émulsions. Pour ces données, il faut signaler que le bruit de fond était très important comme pour les électrons de 6 GeV. Nous les avons utilisées pour tester le réseau de neurones dans des conditions plus mauvaises que celle d'OPERA et voir sa capacité à extraire du signal parmi un bruit de fond important (cosmiques).
- électrons de 6 GeV : 343 gerbes ont été reconstruites dans 20 émulsions également.
- pions de 8 GeV : 84 gerbes reconstruites avec le scanning de Berne et 67 avec le scanning de Neuchâtel.

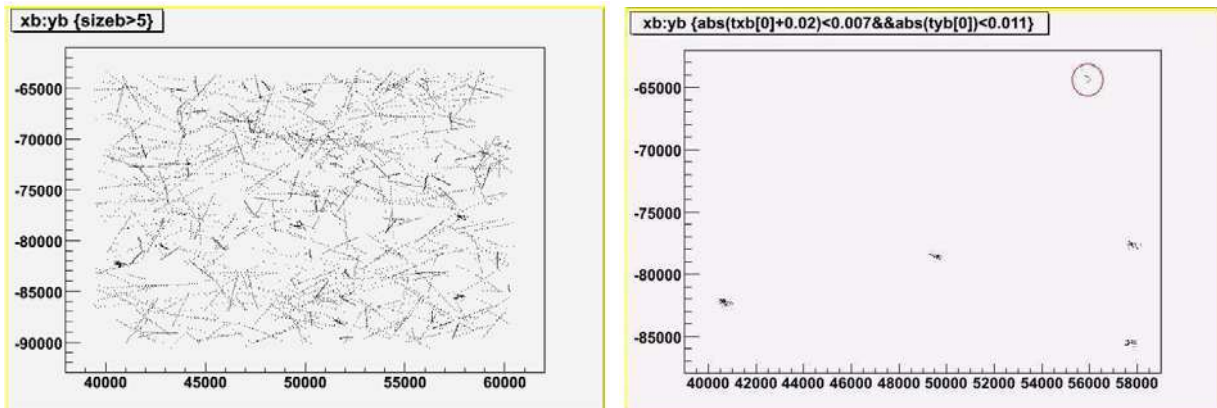


FIG. 7.52 – La figure de gauche représente des électrons de 3 GeV contenus dans 20 films. Nous pouvons remarquer le bruit de fond important. La figure de droite représente les 5 gerbes reconstruites après les coupures angulaires et en nombre de basetracks effectuées pour éliminer du bruit de fond.

La figure 7.52 montre la carte des gerbes reconstruites et montre le bruit de fond important. Une coupure sur le nombre de basetracks et une sélection angulaire de la direction de la première basetrack permettent d'isoler les gerbes appartenant au signal. La réponse du réseau de neurones pour les 3 GeV est présentée dans la figure 7.53. Nous distinguons clairement 2 pics : le pic centré autour de la valeur 0 (bruit de fond, cosmiques,...) et l'autre pic centré autour de 1 où le signal des électrons est identifié en tant qu'électron. Les figures 7.54, 7.55 et 7.56 présentent respectivement les valeurs de sorties calculées par le réseau de neurones pour les électrons de 6 GeV, les pions de 8 GeV scannés à Neuchâtel et Berne.

Les résultats sont résumés dans le tableau 7.4.

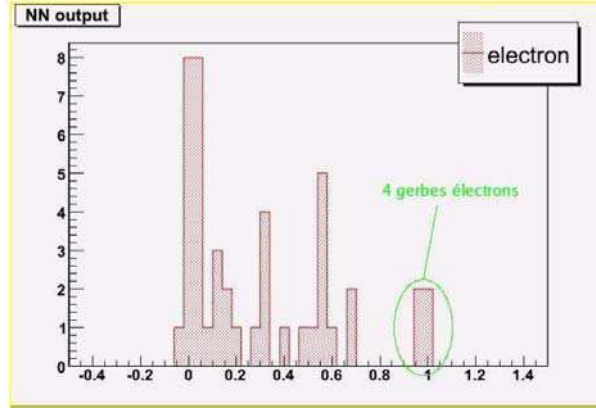


FIG. 7.53 – Identification des électrons de 3 GeV, issus du test en faisceau, par le réseau de neurones.

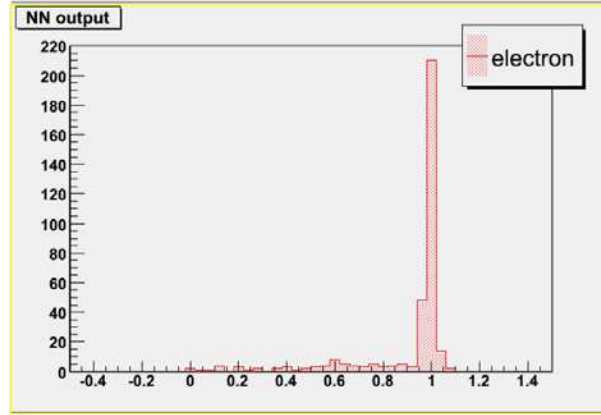


FIG. 7.54 – Identification des électrons de 6 GeV, issus du test en faisceau, par le réseau de neurones.

E (GeV)	ELECTRONS		
	ϕ	N	$\epsilon_{e \rightarrow e}$
3	0.8	4	$80 \pm 18 \%$
6	0.8	289	$89.4 \pm 1.7 \%$

E (GeV)	PIONS		
	ϕ	N	$\epsilon_{\pi \rightarrow \pi}$
8 (Neuchâtel)	0.8	67	100 %
8 (Berne)	0.8	84	100 %

TAB. 7.4 – Probabilité d'identification des électrons et des pions issus de données expérimentales. N représente le nombre d'événements ayant survécus à la coupure.

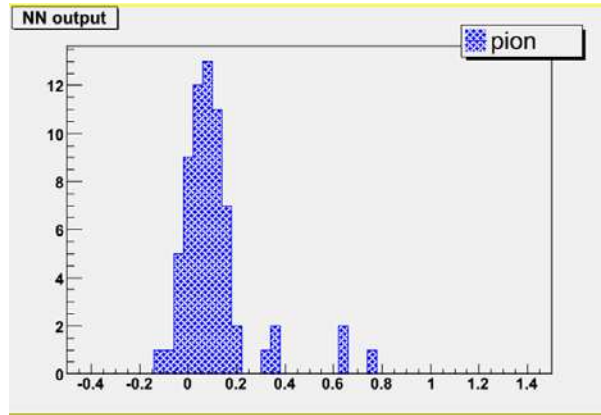


FIG. 7.55 – Identification des pions de 8 GeV, issus du test en faisceau et scannés à Neuchâtel, par le réseau de neurones.

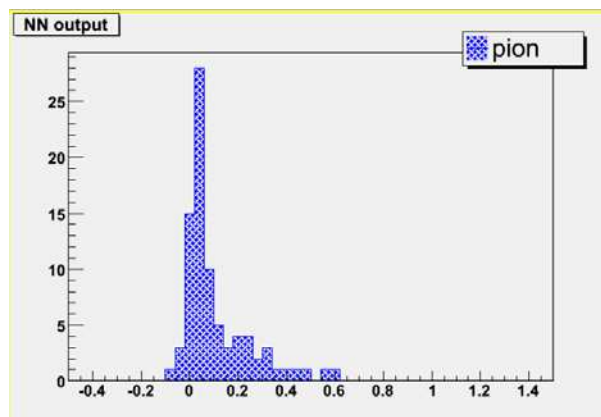


FIG. 7.56 – Identification des pions de 8 GeV, issus du test en faisceau et scannés à Berne, par le réseau de neurones.

7.10 Conclusions et perspectives

Durant cette thèse, un outil de mesure de l'énergie des électrons a été développé. Il est basé sur un réseau de neurones utilisant 6 variables d'entrée calculées à partir du nombre de basetracks, des profils longitudinaux et transversaux des cascades électromagnétiques et la sixième étant le nombre de films dans lesquels les cascades électromagnétiques se développent. Une comparaison préliminaire entre des simulations Monte-Carlo et des données expérimentales a été réalisée. Les conditions du test en faisceau n'étant pas optimales (bruit de fond important et haute densité), ce travail n'est pas un test conclusif puisqu'il doit être complété et amélioré avec un nouveau test en faisceau dans des conditions plus proches de celles d'OPERA et avec d'autres valeurs de l'énergie. L'énergie est relativement bien reconstruite de manière générale mais des biais dans l'estimation apparaissent lorsque le nombre de plaques et l'énergie sont trop faibles. Ce défaut est rectifié en ajoutant une fonction de correction dépendant du nombre de films.

Une extension possible de ce réseau a été démontrée pour la séparation π/e . Les premiers résultats semblent indiquer un accord correct entre les données expérimentales et les simulations.

Chapitre 8

Complémentarité entre OPERA et T2K : θ_{13} et δ_{CP}

Dans le chapitre 2, présentant le contexte expérimental dans lequel OPERA se situe, nous avons vu qu'un nombre important de projets sur les oscillations sont en cours pour notamment déterminer la valeur du paramètre de mélange θ_{13} et de la phase de violation de CP δ_{CP} dans le secteur leptonique. Dans ce chapitre nous présenterons quelques résultats obtenus en utilisant GLoBES pour OPERA, T2K et une combinaison des deux expériences. La première partie expose les motivations ayant poussé à réaliser cette étude. Ensuite, la deuxième partie explique le principe de fonctionnement du logiciel de simulation GLoBES. La troisième partie décrit les méthodes d'analyses et les différents paramètres utilisés pour la simulation des deux expériences. Enfin, la quatrième partie montre les résultats sur la sensibilité et les mesures de précision sur θ_{13} et δ_{CP} .

8.1 Les motivations physiques

Les expériences utilisant comme sources de neutrinos pour l'étude des oscillations, les étoiles, l'atmosphère, les accélérateurs ou les réacteurs nucléaires n'ont pas encore réussi à effectuer une mesure sur le dernier paramètre de mélange θ_{13} et la phase de violation δ_{CP} . Les expériences en cours (MINOS et OPERA) ou dans un futur proche (T2K, D-CHOOZ, NoVA) devraient au minimum améliorer la limite actuelle ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$ pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) ou découvrir sa valeur. Cependant même en cas de découverte par une expérience, la précision sur sa valeur serait de l'ordre de 50 à 100 % à cause de l'incertitude sur δ_{CP} . L'idée consiste alors à combiner les résultats de plusieurs expériences pour réduire la zone de paramètres dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}, \delta_{CP})$. Pour cette raison, nous avons effectué une étude sur la complémentarité entre OPERA et T2K.

Les deux expériences devraient fournir un élément de réponse sur θ_{13} en étudiant l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition de ν_e à partir d'un faisceau de ν_μ très faiblement contaminé par les autres saveurs. La formule de probabilité utilisée par les deux expériences est :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \begin{array}{lllllll} \sin^2 2\theta_{13} & \sin^2 \theta_{23} & \sin^2 \Delta & & & & \\ \mp \alpha & \sin^2 \theta_{13} & \sin \delta_{CP} & \cos \theta_{13} & \sin^2 \theta_{12} & \sin 2\theta_{23} & \sin^3 \Delta \\ + \alpha & \sin^2 \theta_{13} & \cos \delta_{CP} & \cos \theta_{13} & \sin^2 \theta_{12} & \sin 2\theta_{23} & \cos \Delta & \sin^2 \Delta \\ + \alpha^2 & \cos^2 \theta_{23} & \sin^2 2\theta_{12} & \sin^2 \Delta & & & & \end{array}$$

où $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$ et $\Delta \equiv \Delta m_{31}^2 L / (4E_\nu)$. Le signe du second terme est négatif pour les neutrinos et positif pour les antineutrinos.

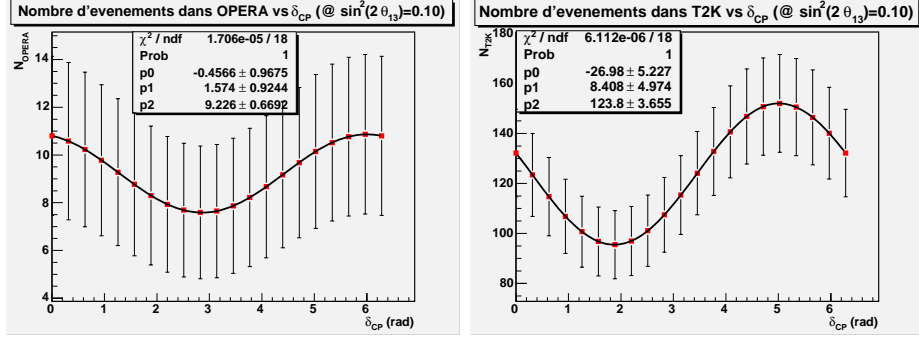


FIG. 8.1 – Nombre d’événements en fonction de la valeur de δ_{CP} . La figure de droite concerne OPERA tandis que celle de gauche est issue de l’expérience T2K. Les courbes sont obtenues en considérant une hiérarchie de masse normale ($\text{sgn}(\Delta m_{31}^2) > 0$).

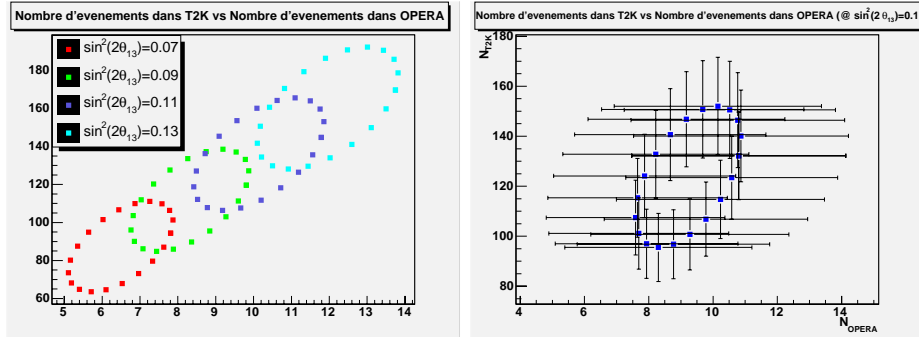


FIG. 8.2 – Nombre attendu d’événements dans T2K en fonction du nombre attendu d’événements dans OPERA. La figure de gauche est réalisée pour différentes valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$. La figure de droite concerne une valeur de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.1$. Les barres incluent les erreurs systématiques et statistiques. Dans le cadre d’OPERA, la statistique est de loin le facteur limitant. Les courbes sont obtenues en considérant une hiérarchie de masse normale. Une ellipse correspond à une valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ fixée et l’ensemble des points qui la constituent correspondent à différentes valeurs de $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$.

L’expérience T2K a été optimisée pour l’apparition des ν_e : elle est dite expérience “on peak”. En effet, l’énergie moyenne E du faisceau et la distance L ont été calculées pour que l’expérience se situe au maximum d’oscillation. En revanche, le but principal d’OPERA est de mettre en évidence l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ mais grâce à sa capacité d’identification des électrons il est possible d’étudier l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Par ailleurs OPERA est dite expérience “off peak”.

Autrement dit, si nous exploitons la formule de probabilité précédente, le terme en $\sin(\delta_{CP})$ domine pour T2K contrairement à OPERA où le terme en $\cos(\delta_{CP})$ est le plus important après le terme du premier ordre issu du développement limité. Ces propos sont confirmés par la figure 8.1 qui ajuste les distributions d’événements par la fonction :

$$N_i = a_i \sin \delta_{CP} + b_i \cos \delta_{CP} + c_i$$

où i désigne l'expérience ($i=T2K, OPERA$). En effet, nous obtenons les relations suivantes :

$$N_{OPERA} = -0.457 \times \sin \delta_{CP} + 1.57 \times \cos \delta_{CP} + 9.23$$

$$N_{T2K} = -26.98 \times \sin \delta_{CP} + 8.41 \times \cos \delta_{CP} + 123.8$$

De plus, la figure 8.2 montre que le nombre observé d'événements dans OPERA est directement corrélé avec celui de T2K. Les courbes forment des ellipses (pour des explications voir la légende de la figure 8.2) : les deux expériences sont dites en opposition de phase.

Les deux figures précédentes montrent aussi la difficulté pour déterminer une valeur précise de $\sin^2(2\theta_{13})$:

- Pour une valeur fixée de $\sin^2(2\theta_{13})$, le nombre d'événements varie à cause de notre ignorance de la valeur de δ_{CP} . Cette fluctuation vient s'ajouter aux erreurs statistiques et systématiques.
- La courbe de gauche de la figure 8.2 montre que pour un point fixe (N_{OPERA}, N_{T2K}) , plusieurs couples de valeurs $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP})$ sont possibles : les ellipses se croisent. Ce schéma indique alors l'intérêt de combiner deux expériences pour lever ou réduire cette ambiguïté.

Un autre point intéressant est soulevé par l'ellipse présentée dans la figure de droite 8.2. Elle démontre que dans le cas d'OPERA nous sommes dominés par les fluctuations statistiques : ses contributions apportées à T2K seront alors modestes. Dans la suite de ce chapitre, nous allons tenter de quantifier ces contributions.

8.2 GLoBES : General Long Baseline Experiment Simulator

8.2.1 Présentation générale

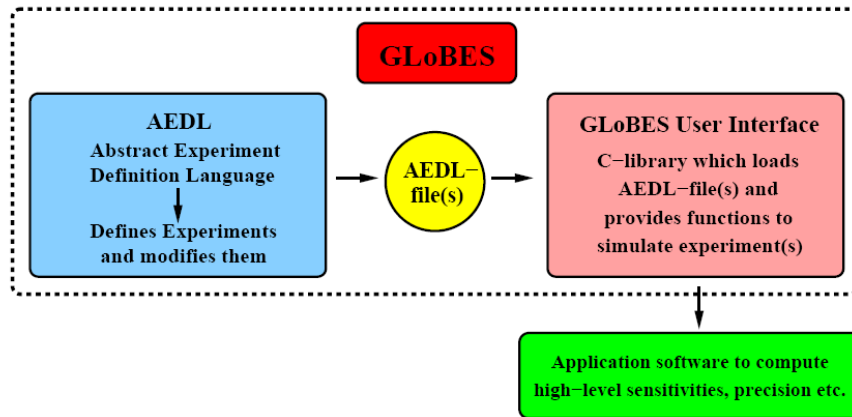


FIG. 8.3 – Concept général de GLoBES.

GLOBES, qui signifie en anglais “General Long Baseline Experiment Simulator” [99] permet la simulation d’expériences sur les oscillations neutrino utilisant comme source des accélérateurs et des réacteurs nucléaires. Le principal objectif de ce logiciel est de déterminer les sensibilités et les mesures de précision des derniers paramètres d’oscillations encore inconnus θ_{13} , δ_{CP} et le signe de Δm_{31}^2 . Il permet aussi une étude détaillée des autres paramètres (atmosphériques et solaires). Son concept est présenté dans la figure 8.3.

Une part de ce logiciel consiste en la définition des caractéristiques des expériences et des faisceaux sous forme de classes et de fonctions abstraites. Il propose aussi tout un ensemble d’options pour définir les erreurs statistiques et systématiques liées au faisceau et au détecteur (erreurs sur la normalisation, sur la calibration en énergie,...). Tout ceci se présente sous forme de fichiers AEDL directement lisible par un utilisateur.

L’autre partie de GLOBES permet à l’utilisateur d’avoir accès à diverses informations sur les paramètres d’oscillation, les valeurs des probabilités, des taux d’événements totaux ou bin par bin...De plus, il est possible de calculer des valeurs de $\Delta\chi^2$ d’une expérience ou d’une combinaison de plusieurs expériences en incluant différents niveaux d’informations tels la statistique, la systématique, les corrélations et la dégénérescence. Dans le cadre de ce travail, nous n’incluons que la statistique et la systématique. L’ensemble de ces procédures est réalisable grâce aux “C-libraries” qui permettent d’écrire des programmes (ou “scripts”) en langage C permettant d’exécuter les diverses fonctions décrites précédemment.

8.2.2 Calcul du nombre d’événements dans GLOBES

Dans ce paragraphe, nous allons juste résumer le calcul ; pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer au manuel d’utilisation disponible à [100]. La formule générale pour calculer un nombre n_i^c d’événements dans un bin d’énergie i et un canal d’oscillation c est définie de la manière suivante :

$$n_i^c = N/L^2 \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE' \int_0^\infty dE \Phi^c(E) P^c(E) \sigma^c(E) R^c(E, E') \epsilon^c(E')$$

- E_i est l’énergie du neutrino dans le bin i et ΔE_i est la largeur du bin
- E' représente l’énergie reconstruite du neutrino par le détecteur ayant une réponse $R^c(E, E')$. Le neutrino arrive avec une énergie E sur le détecteur qui la reconstruit avec une certaine résolution représentée par une distribution gaussienne.
- N et L sont respectivement un facteur de normalisation et la distance entre la source et le détecteur.
- $\Phi^c(E)$ correspond au flux de neutrinos et est considéré comme le terme source.
- $P^c(E)$ est la probabilité d’oscillation. Il s’agit du terme de propagation.
- l’efficacité du détecteur et la section efficace d’interaction sont définies respectivement par les termes $\epsilon^c(E')$ et $\sigma^c(E)$.

Ce nombre d’événements est ensuite utilisé pour calculer les $\Delta\chi^2$ permettant de produire les courbes de sensibilité et de précision.

8.2.3 Définition d’une expérience dans GLOBES

Pour définir des expériences, GLOBES utilise le langage AEDL : Abstract Experiment Definition Language. Chaque expérience est décrite dans un fichier AEDL.

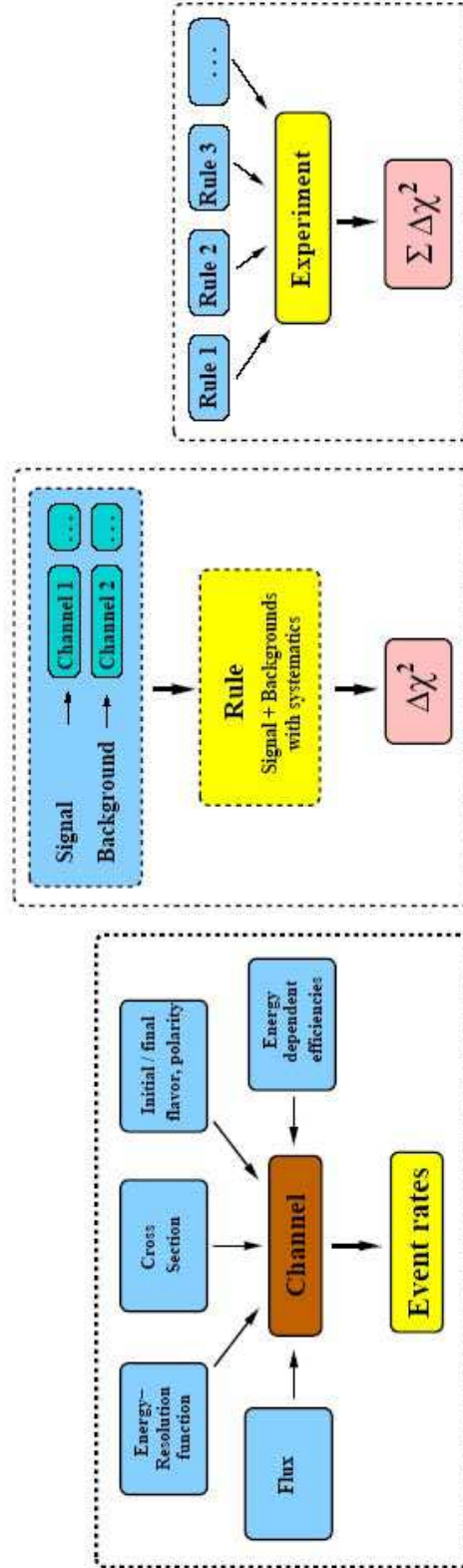


FIG. 8.4 – Les principaux constituants d’une expérience AEDL de GLoBES.

Les principaux constituants pour définir une expérience AEDL sont les “channels” (canaux d’oscillations), les “rules” et les “experiments”. Ces concepts de bases sont présentés dans la figure 8.4. Un “channel” correspond à un canal d’oscillation incluant les flux, sections efficaces, les fonctions de résolution en énergie, leurs saveurs initiales et finales, leur polarité (neutrino ou antineutrino) et les efficacités. Le nombre d’événements par channel est calculé à partir de la formule précédente.

Dans chaque “rule”, GLoBES inclut le canal d’oscillation (signal) et les bruits de fond associés. Par conséquent, si nous nous intéressons à plusieurs canaux d’oscillations, il faut introduire plusieurs “rules”. Il est possible d’inclure dans cette étape les erreurs systématiques pour les signaux et bruit de fond. Pour chaque “rule”, un $(\chi^2)_r$ est calculé à partir d’une méthode de type “pull” [101]. Pour résumer, cette méthode permet d’introduire des facteurs d’erreurs systématiques (telle l’erreur sur la normalisation ou sur la calibration en énergie) et de les traiter comme des “paramètres de nuisances” à partir desquels le χ^2 sera minimisé. La référence [101] montre que cette méthode est équivalente à une approche utilisant une matrice de covariance. L’avantage réside surtout au niveau de la rapidité de calcul.

Finalement le χ^2 d’une expérience est définie comme la somme des différents χ^2_r . Cette approche permet la définition des canaux d’apparition ou de disparition, des prises de données neutrinos/antineutrinos avec des erreurs systématiques adaptées à chaque rule (signaux et bruit de fond).

Ensuite l’analyse des données est possible grâce à des programmes utilisant l’interface “C”. Elle permet notamment à l’utilisateur d’avoir accès à des informations telles le taux d’événements pour chaque “channel”, la valeur des différents $(\chi^2)_r$ et χ^2 incluant une partie statistique, systématique et introduisant ou non les corrélations et les dégénérescences.

8.3 Méthodes d’analyses et simulations des expériences

Le but de cette partie est d’expliquer l’obtention des courbes de sensibilité et de précision et leur signification. Les chapitres 2 et 3 décrivent déjà de manière précise les expériences OPERA et T2K par conséquent nous nous contenterons de rappeler les informations et chiffres clefs ayant servi pour le calcul des courbes.

8.3.1 Courbes de sensibilité et de précision

$\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$	$\sin^2 2\theta_{23} = 1$
$\Delta m_{21}^2 = 8.2 \times 10^{-5} eV^2$	$\sin^2 2\theta_{12} = 0.83$

TAB. 8.1 – Valeur des paramètres solaires et atmosphériques.

Courbe de sensibilité

Une courbe de sensibilité d’une expérience représente sa capacité à exclure une zone dans un plan de paramètres d’oscillation donné si aucun signal n’est observé. Pour toutes les études réalisées dans la suite de ce manuscrit, les valeurs des paramètres d’oscillation ont les valeurs par défaut exposées dans le tableau 8.1. Elles peuvent être modifiées mais ce changement sera

signalé de manière explicite. Nous négligeons les corrélations et les dégénérescences et ne tenons compte que des erreurs statistiques et systématiques.

Pour obtenir la courbe de sensibilité dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{31}^2)$, θ_{12} , Δm_{12}^2 et δ_{CP} sont mis à 0 tandis que θ_{23} est fixé à $\pi/4$. Ensuite pour chaque valeur de Δm_{31}^2 , les données sont simulées avec $\sin^2 2\theta_{13}=0$. Puis ces données sont ajustées avec θ_{13} comme paramètre libre. Cette procédure permet de fixer une limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ mais pas d'extraire une valeur. La même procédure est appliquée pour obtenir la courbe de sensibilité dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}, \delta_{CP})$. les paramètres d'oscillation atmosphériques et solaires sont fixés à leur valeur par défaut. Puis pour chaque valeur de δ_{cp} , θ_{13} est fixé à zéro et les données sont ajustées en laissant θ_{13} comme paramètre libre.

Pour les deux courbes de sensibilité, un ajustement par χ^2 (dont le calcul est expliqué dans le paragraphe précédent) de la différence entre le nombre d'événements attendus avec des paramètres donnés et le nombre d'événements comme s'il n'y avait pas d'oscillations est effectué puis la zone est déterminée pour un $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2 < 2.71$ (1 degré de liberté et 90% de niveau de confiance).

Courbe de précision

Une courbe de précision est obtenue si la ou les expériences observent effectivement un signal. Elle permet de définir avec quelle précision la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ peut être déterminée sans connaître la valeur exacte de δ_{CP} . Pour cette raison, par exemple, nous simulons des données avec des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ et δ_{CP} fixées et les paramètres indiqués dans le tableau 8.1 puis nous gardons les jeux de paramètres $(\sin^2 2\theta_{13}, \delta_{CP})$ dont $\Delta\chi^2 < 4.21$ (2 degrés de liberté et 90% de niveau de confiance). De cette manière, une zone de paramètres autorisée apparaît dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}, \delta_{CP})$. La surface de la zone autorisée sera d'autant plus importante que le niveau de confiance voulu sera élevé (99%, 3σ ,...).

8.3.2 Simulation d'OPERA

$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2.1 %
$(\nu_e + \bar{\nu}_e) / \nu_\mu$	0.87 %

TAB. 8.2 – Composition en saveurs du faisceau CNGS.

Pour les simulations, nous avons utilisé le spectre CNGS présenté dans la figure 8.5. Le faisceau est composé essentiellement de ν_μ (98% environ). Le tableau 8.2 rappelle la contamination par les autres saveurs. Le temps d'exposition est de 5 ans et pour un flux de 4.5×10^{19} pot/an. Nous sélectionnons les neutrinos dans une gamme d'énergie de 1 à 30 GeV et le spectre est divisé en 80 bins. La masse effective du détecteur est 1.65 kilotonne (au lieu de 1.8 kilotonne) pour tenir compte des briques non-remplacées au cours de l'exposition. La résolution en énergie pour la reconstruction des électrons est estimée à 20 %. Les sections efficaces pour les interactions CC ont été spécialement calculées pour les détecteurs situés au Gran Sasso.

Pour l'étude du potentiel de découverte du paramètre θ_{13} et de la phase de violation CP dans le secteur leptonique, nous utilisons le canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (voir formule dans la partie précédente). Les bruits de fond associés à ce canal sont présentés dans le tableau 8.3

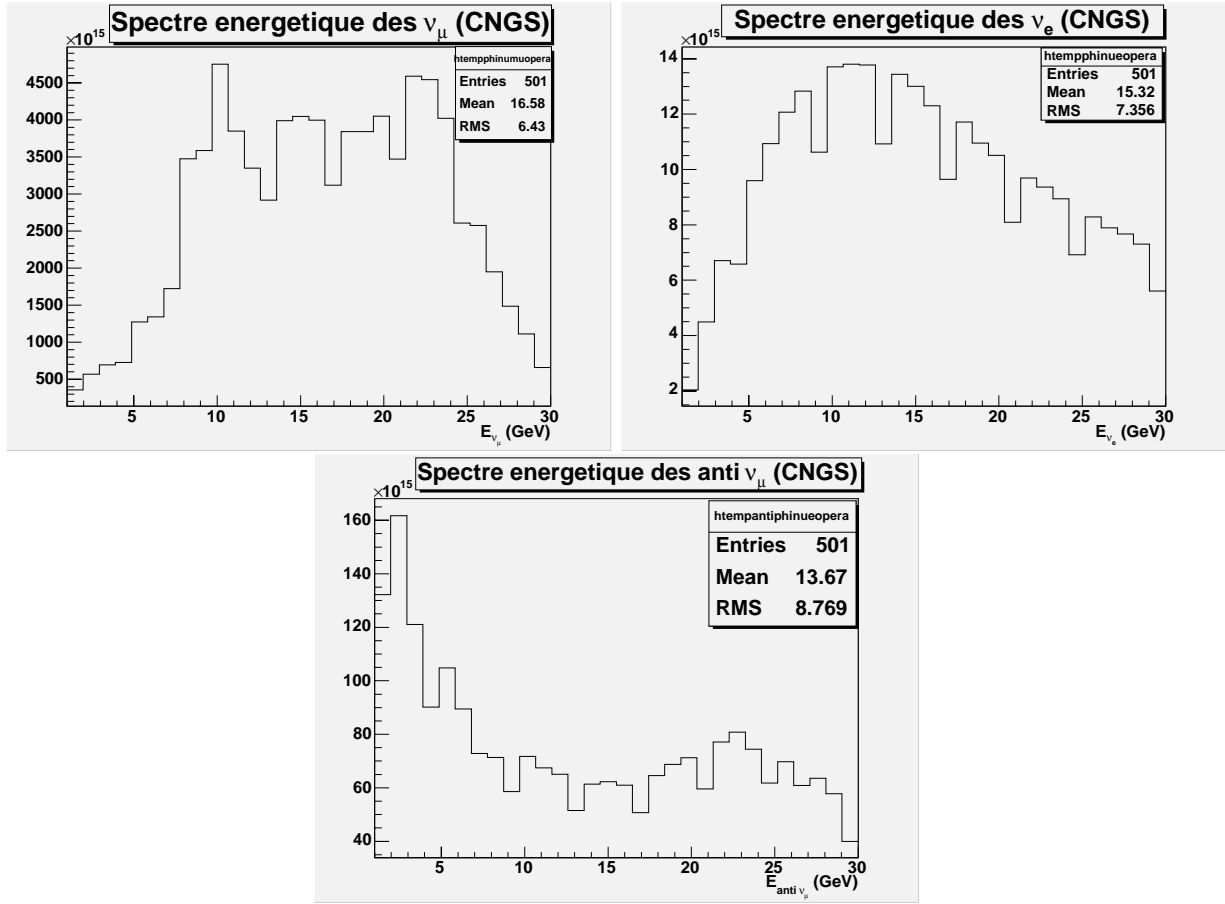


FIG. 8.5 – Spectre énergétique du faisceau CNGS utilisé pour les simulations.

θ_{13}	$\sin^2 2\theta_{13}$	signal $\nu_e \text{CC}$	$\tau \rightarrow e$	$\nu_\mu \text{CC} \rightarrow \nu_\mu \text{NC}$	$\nu_\mu \text{NC}$	faisceau $\nu_e \text{CC}$
9°	0.095	9.3	4.5	1.0	5.2	18

TAB. 8.3 – Nombres d'événements et bruits de fond attendus pour OPERA en supposant 5 ans de prises de données, $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\theta_{23} = 45^\circ$ d'après la référence [78].

et proviennent essentiellement des interactions ν_e CC du faisceau, de la mauvaise identification des événements ν_τ CC (avec $\tau \rightarrow e$) et aussi de la mauvaise identification des événements ν_μ CC et ν_μ NC. Nous incluons aussi les informations issues des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et du canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ CC pour une mesure plus précise des paramètres d'oscillations atmosphériques. L'impact de ces deux derniers canaux est faible puisque nous ne tenons compte que des erreurs systématiques dans notre étude.

Par ailleurs nous réaliserons des études pour des erreurs systématiques variant ainsi : 2%, 5% et 10%.

8.3.3 Simulation de T2K

Le spectre utilisé est présenté dans la figure 8.6 et est identique au spectre utilisé dans la référence [62]. Le faisceau est essentiellement composé de ν_μ avec une contamination en ν_e de l'ordre de 1%. La puissance du faisceau est estimée à 0.77 MW ou une luminosité de l'ordre de 10^{21} pot/an. Les événements situés dans une gamme d'énergie reconstruite entre 0.4 et 1.2 GeV sont sélectionnés et le spectre en énergie est divisé en 20 bins. Le détecteur lointain est Super-Kamiokande avec une masse fiducielle de 22.5 kilotonnes et est exposé au faisceau durant 5 ans. L'énergie des électrons est reconstruite avec une bonne résolution et nous mettons par défaut 0.085 GeV correspondant à la limite imposée par le mouvement de Fermi. Les sections efficaces d'interaction CC, NC et QE sont identiques à celles utilisées dans la référence [62].

La sensibilité en θ_{13} est réalisée par la recherche du signal produit par les interactions ν_e CCQE, les ν_e étant issus de l'oscillation des ν_μ du faisceau. Le bruit essentiel provient des ν_e et $\bar{\nu}_e$ contenus dans le faisceau, des π^0 produits dans les interactions ν_μ NC et des muons issus des interactions ν_μ CC et identifiés en tant qu'électrons. Les résultats apparaissent dans le tableau 8.4 et nous voyons que les chiffres issus de GLoBES et de la référence [62] sont similaires. Comme pour OPERA, nous tenons compte aussi du canal de disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ CC mais son impact est faible puisque dans le calcul du χ^2 nous ne tenons compte que des erreurs systématiques.

Des études faisant varier les erreurs systématiques de 2%, 5% et 10% seront réalisées pour comprendre leur impact sur les mesures de sensibilité et de précision.

	signal	ν_μ CC	ν_μ NC	faisceau ν_e	Total BF
référence	123.2	1.8	9.3	11.1	22.2
GLoBES	139	0.2	13.4	9.21	22.81

TAB. 8.4 – Comparaison entre le signal et les bruits de fond calculés dans la référence [62] et ceux calculés par GLoBES. Les paramètres choisis sont $\Delta m_{31}^2 = 3 \times 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.10$.

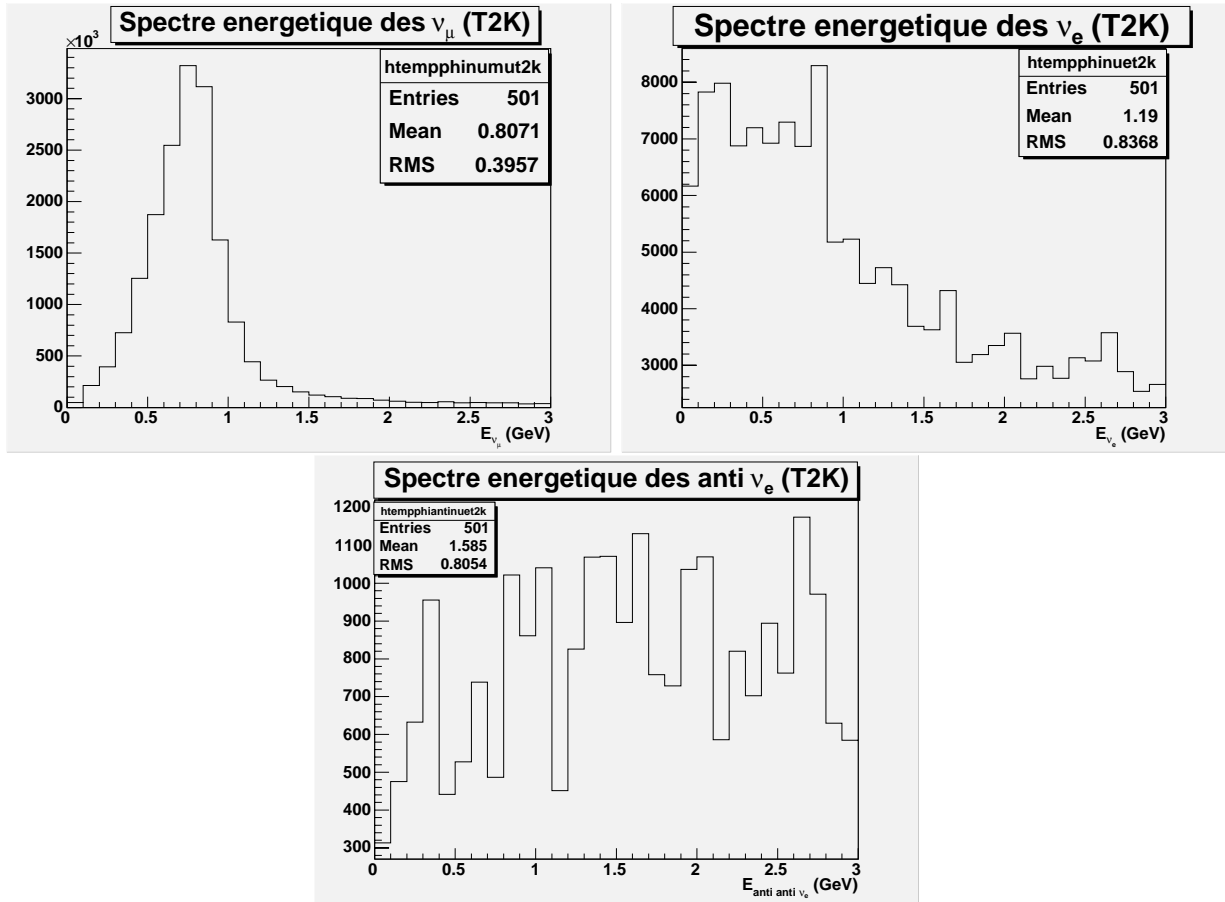


FIG. 8.6 – Spectre énergétique du faisceau de l’expérience T2K utilisé pour les simulations avec GLoBES.

8.4 Sensibilité et précision sur θ_{13} et δ_{CP}

8.4.1 Sensibilité des expériences

Sensibilité dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \Delta m_{31}^2)$

La figure 8.7 montre la sensibilité des expériences dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \Delta m_{31}^2)$ avec différentes valeurs systématiques : 2%, 5% et 10%. Si aucun signal n'est observé, alors la partie située à droite de la courbe devient une zone d'exclusion. En ce qui concerne les deux expériences OPERA et T2K, la sensibilité diminue lorsque les erreurs systématiques augmentent. Le phénomène est plus amplifié lorsque la variation est de 5% à 10% que pour la variation de 2% à 5%. Le but des expériences d'apparition consiste donc à diminuer les incertitudes systématiques. Par exemple dans OPERA, le bruit de fond est maintenu le plus bas possible et dans T2K, la solution adoptée est de placer un second détecteur proche. Nous observons que la contribution apportée par OPERA à T2K reste très modeste. Ceci s'explique par le fait que les résultats d'OPERA restent dominés par la statistique. Par exemple pour $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, T2K seul permet de mettre une limite sur $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.0075$ et la combinaison avec OPERA ne permet qu'une légère diminution à 0.0074.

La figure 8.8 indique l'évolution de la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction de la luminosité intégrée. Pour OPERA en considérant 5 ans de prise de données, $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\delta_{CP} = 0$ et 5% d'incertitudes systématiques, la limite peut être améliorée d'un facteur 2 environ par rapport à la limite actuelle ($\sin^2(2\theta_{13}) < 0.14$ pour $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$) soit $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.072$. En ce qui concerne T2K, en considérant les mêmes conditions qu'OPERA, la limite peut être améliorée d'un facteur 20 environ soit $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.0075$.

Sensibilité dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP})$

Les courbes d'exclusion pour OPERA, T2K et OPERA+T2K sont présentées dans la figure 8.9 pour une hiérarchie de masse normale et dans la figure 8.10 pour une hiérarchie inverse. Dans les deux cas, nous remarquons que la contribution d'OPERA à T2K reste modeste. Ces courbes montrent d'une part que l'expérience OPERA est sensible à la hiérarchie de masse contrairement à T2K, et d'autre part qu'il existe une énorme incertitude sur la limite de $\sin^2(2\theta_{13})$ à cause de notre ignorance sur la valeur de δ_{CP} . Ainsi si une des deux expériences ne voit aucun signal, ceci peut venir de deux faits :

- $\sin^2(2\theta_{13})$ possède une valeur trop petite c'est-à-dire qu'elle est inférieure à la sensibilité des expériences.
- La valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ est peut être supérieure à la sensibilité de l'une des deux expériences mais elle ne peut pas être déterminée à cause de l'ignorance de la valeur de δ_{CP} . Par exemple, si nous prenons T2K et le couple de valeur $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP}) = (0.01, 2 \text{ rad})$ alors aucun signal ne sera détecté en revanche si $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP}) = (0.008, 5 \text{ rad})$, un signal de ν_e dû à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sera enregistré par le détecteur. Nous pouvons raisonner de la même manière avec OPERA mais l'incertitude sur le signe de Δm_{31}^2 complique davantage le problème.

Dans tous les cas, si aucune signature d'interaction $\nu_e CC$ n'est observée, la partie de droite de la courbe devient une zone d'exclusion. Ces courbes montrent donc l'importance de réaliser des combinaisons d'expériences pour lever l'ambiguïté.

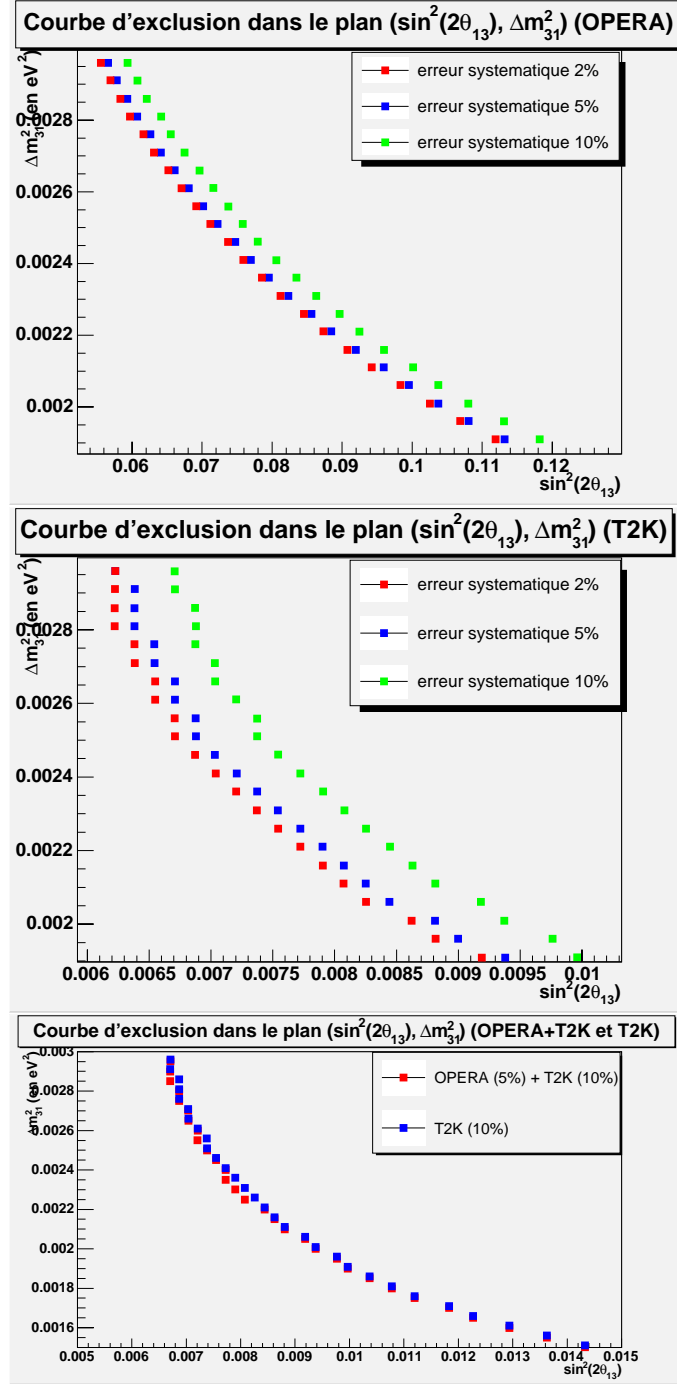


FIG. 8.7 – Courbes d'exclusion dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \Delta m^2_{31})$ pour différentes erreurs systématiques (2%, 5% et 10%). La figure du haut concerne OPERA, celle du milieu est attribuée à T2K. La figure du bas concerne une comparaison entre la sensibilité atteinte par T2K avec 10% d'erreur systématique et une combinaison OPERA/T2K (5% d'erreur systématique pour OPERA et 10% pour T2K).

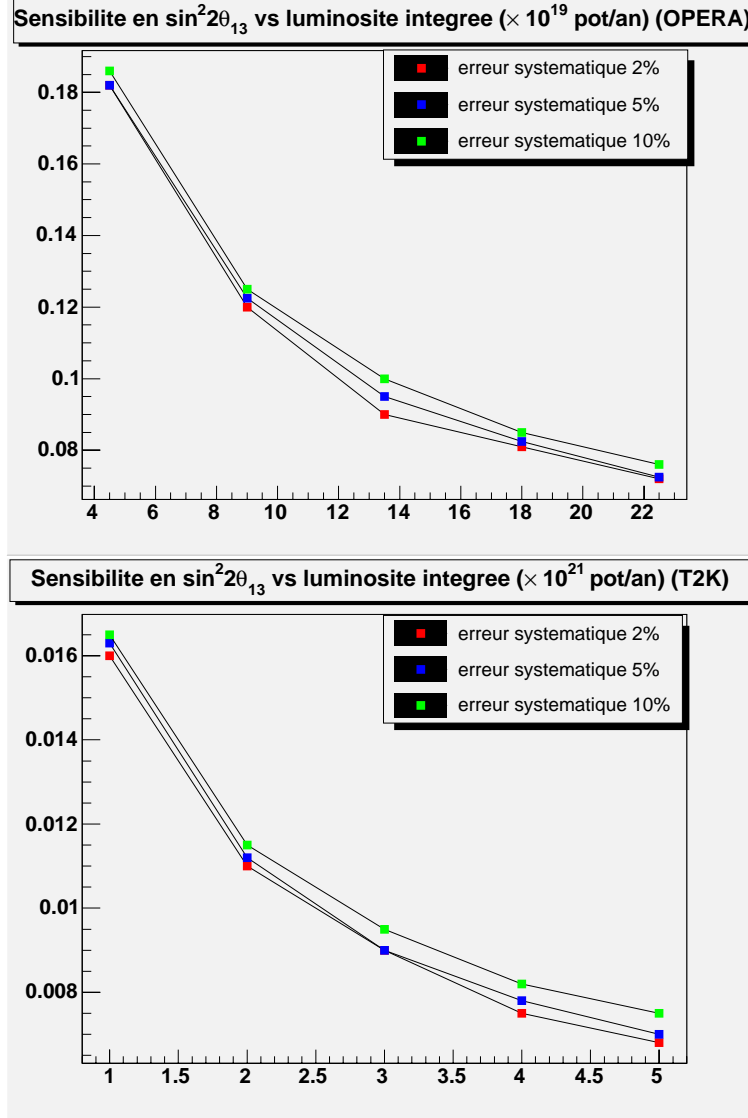


FIG. 8.8 – Sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction de la luminosité intégrée. Pour les deux expériences nous considérons 5 ans de prise de données, $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP}=0$. La sensibilité pour OPERA est présentée dans la figure du haut tandis que celle de T2K est indiquée dans la figure du bas. Trois courbes sont présentes chacune correspondant aux erreurs systématiques respectives 2%, 5% et 10%. Les luminosités sont exprimées en 10^{19} pot/an pour OPERA et 10^{21} pot/an pour T2K.

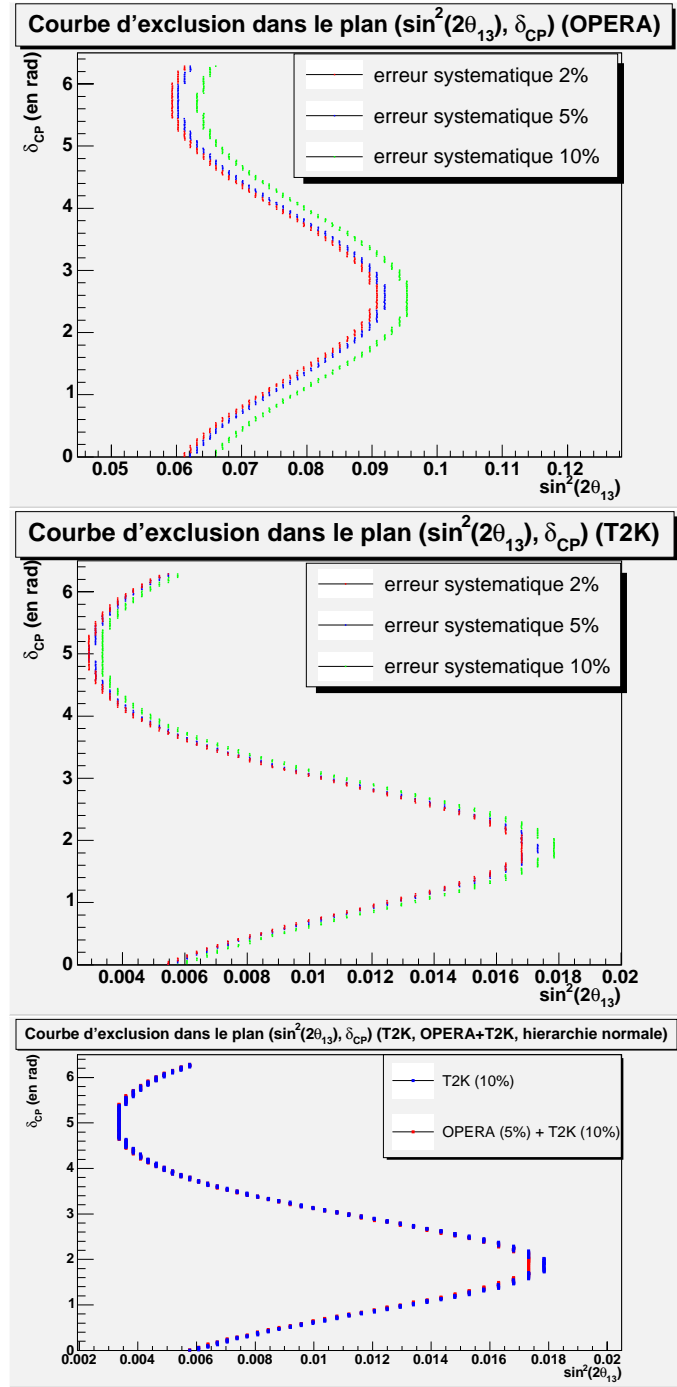


FIG. 8.9 – Courbes d'exclusion dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP})$ pour différentes erreurs systématiques (2%, 5% et 10%). La figure du haut concerne OPERA, celle du milieu est attribuée à T2K. La figure du bas concerne une comparaison entre la sensibilité atteinte par T2K avec 10% d'erreur systématique et une combinaison OPERA/T2K (5% d'erreur systématique pour OPERA et 10% pour T2K).

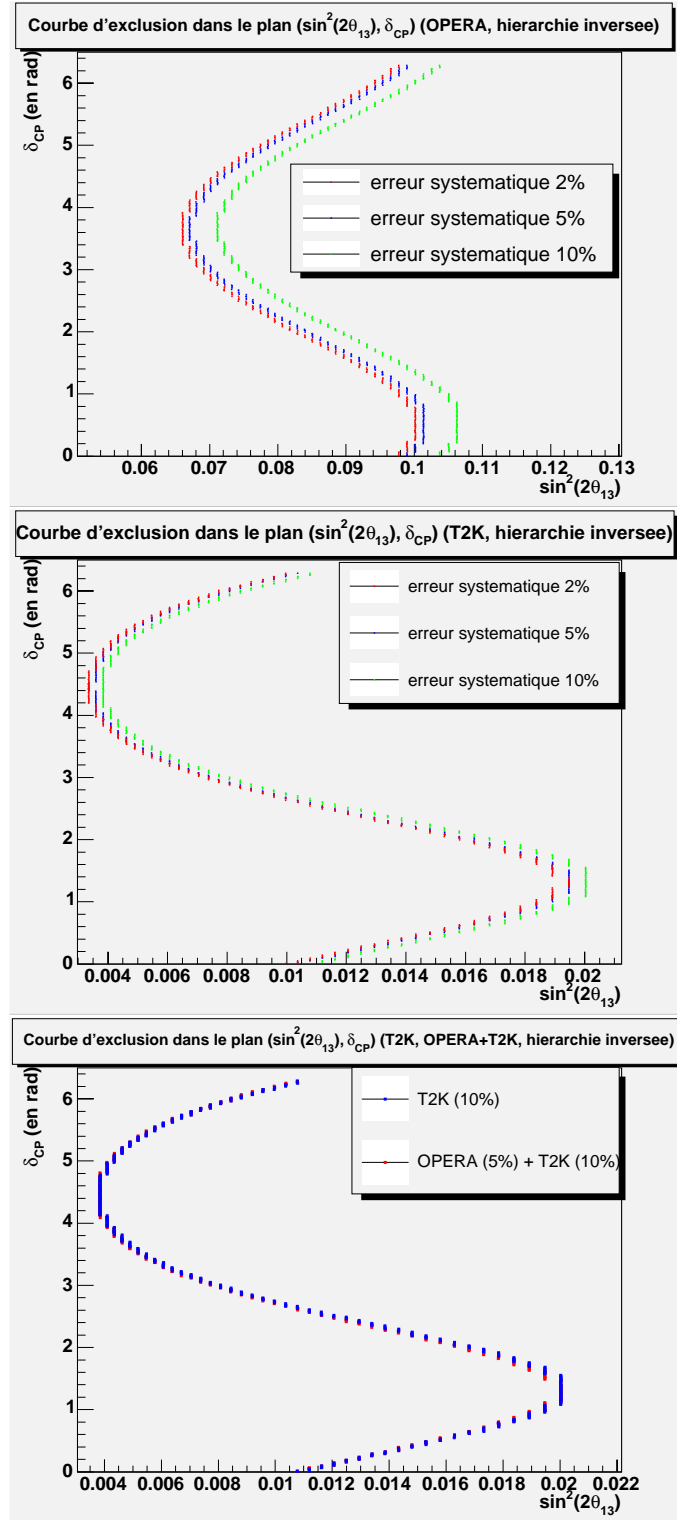


FIG. 8.10 – Même figure que 8.9 dans le cas d'une hiérarchie de masse inverse.

8.4.2 Et si $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.10...$

Après avoir estimé les sensibilités des expériences, il est intéressant de comprendre avec quelle précision elles peuvent mesurer une valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ s'il se situe proche de la limite actuelle. Les figures 8.11 et 8.12 présentent les résultats pour T2K seul (en bleu) avec une hiérarchie de masse normale et pour une complémentarité entre T2K et OPERA (en rouge) avec une hiérarchie de masse inversée. Nous observons qu'une analyse combinée des deux expériences augmente légèrement la précision sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$. Par exemple, si nous considérons la figure 8.11 en haut à gauche, c'est-à-dire ($\sin^2(2\theta_{13})=0.1, \delta_{CP}=0$), la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ est comprise entre 0.07 et 0.16 pour T2K seul en revanche pour T2K+OPERA $\sin^2(2\theta_{13})$ est compris entre 0.072 et 0.16. Cependant la valeur de δ_{CP} ne peut pas être déterminée : le "CP coverage" est de 360° ou 2π rad.

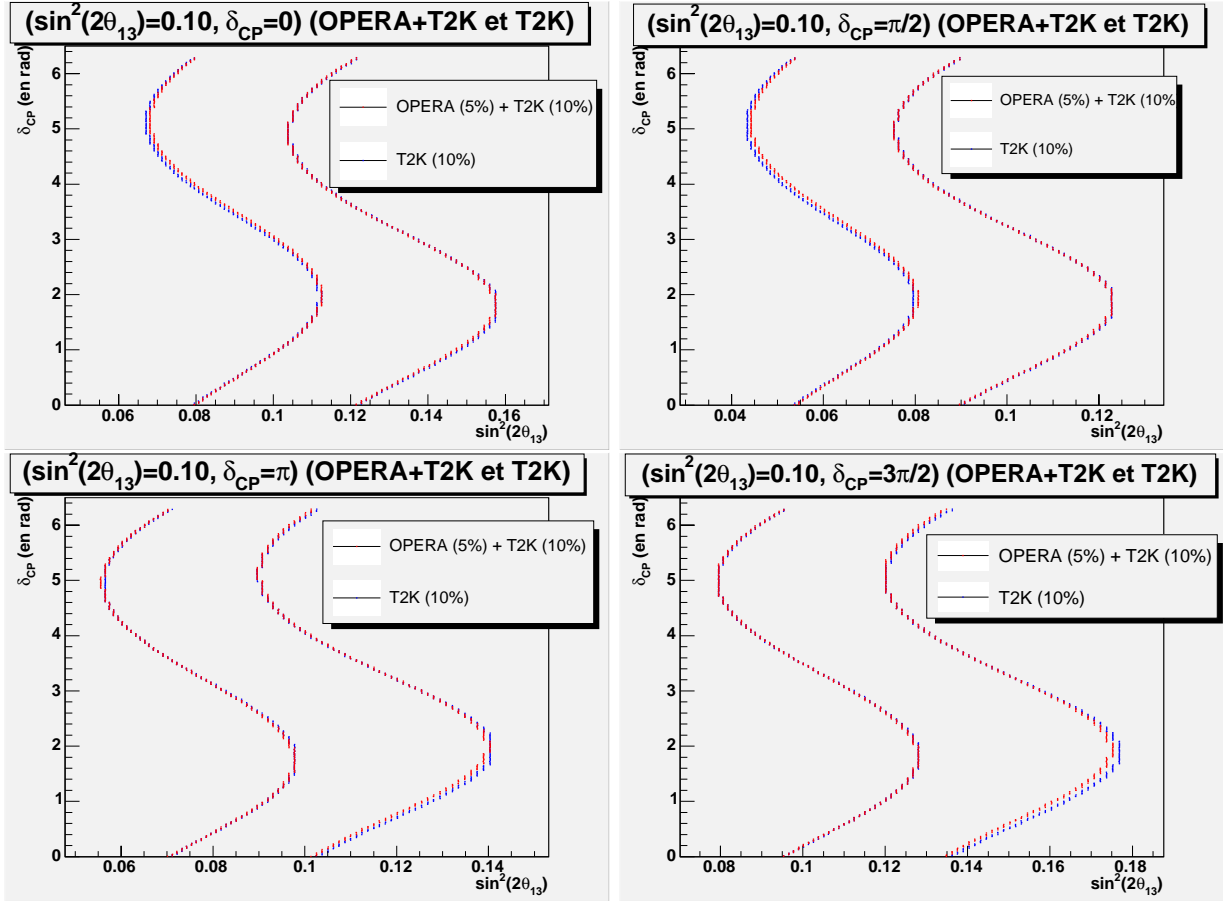


FIG. 8.11 – Mesure de précisions lorsque $\sin^2(2\theta_{13})=0.1$ et δ_{CP} varie de 0 à $3\pi/2$ en passant par $\pi/2$ et π . Nous avons une comparaison entre T2K (bleu) et OPERA+T2K (rouge). Nous considérons une hiérarchie de masse normale.

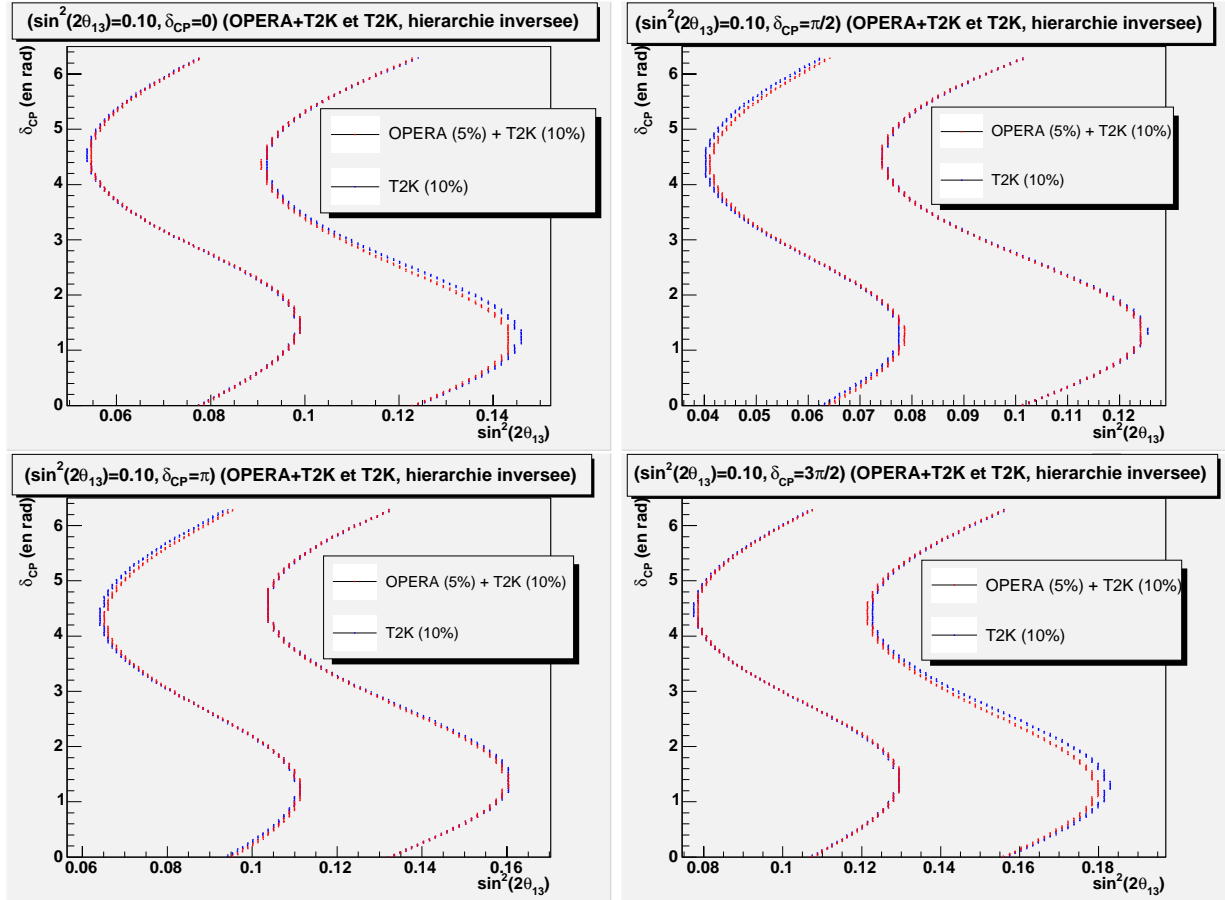


FIG. 8.12 – Même type de figures que 8.11 sauf que nous considérons une hiérarchie de masse inverse.

8.5 Conclusions et perspectives

Nous avons réalisé des simulations utilisant le logiciel GLoBES. OPERA et T2K sont capables respectivement d'améliorer la limite actuelle sur $\sin^2(2\theta_{13})$ d'un facteur 2 et 20 si aucun signal n'est observé. En revanche, dans le cas éventuel d'une signature de ν_e CC pour une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, il est possible de déterminer une valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ mais avec une précision de l'ordre de 50%. La contribution apportée par OPERA à T2K reste modeste. Ces résultats montrent la difficulté de mesurer le dernier paramètre de la matrice de mélange à cause de notre ignorance de la valeur de δ_{CP} . Il est donc nécessaire de réaliser une synergie entre diverses expériences. La figure 8.13 montre deux exemples possibles :

- une prise de données de 5 ans en mode neutrino suivie d'une autre prise de données de 5 ans en mode antineutrino pour T2K.
- une combinaison possible entre T2K (5 ans de prise de données en mode neutrino) et 5 ans de prise de données avec une expérience utilisant des réacteurs nucléaires atteignant une luminosité intégrée de 10 000 t.GW.y. Le défi est alors d'obtenir une erreur systématique inférieure à 1 %.

Bien sûr ceci ne constitue pas l'unique solution : il existe de nombreuses autres études utilisant des combinaisons d'expériences sur superfaisceaux (NoVA notamment aux Etats-Unis) ou β faisceaux utilisant de plus gros détecteurs, les usines à neutrinos. La chasse à θ_{13} et δ_{CP} est donc ouverte...

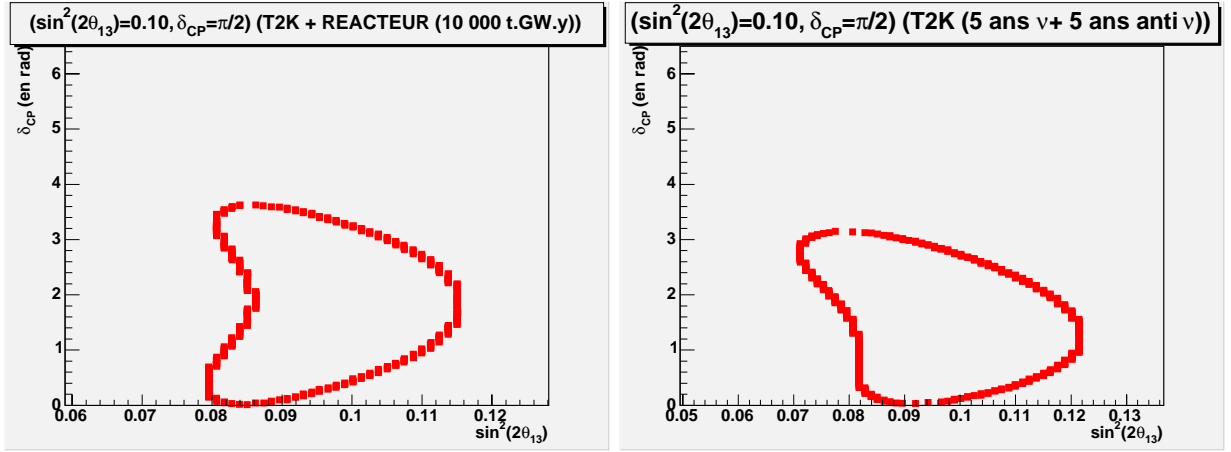


FIG. 8.13 – Figures qui proposent une solution parmi de nombreuses autres pour diminuer la zone de précision dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \delta_{CP})$. La figure de gauche montre une combinaison entre T2K (5 ans de prise de données en mode neutrino) et une expérience utilisant des réacteurs nucléaires ($L=10\,000$ y.GW.t, erreur systématique=1%). La figure de droite concerne T2K mais en considérant 5 ans de prises de données en mode neutrino et 5 ans en mode antineutrino.

Conclusion

L'expérience OPERA, en cours d'installation au Gran Sasso, doit commencer les prises de données dès Septembre 2006. Elle sera capable de mettre en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition des ν_τ et ν_e (si θ_{13} n'est pas trop petit). Pour les deux canaux, des électrons sont produits : le travail de ce thèse a consisté en leur caractérisation.

Un algorithme de reconstruction de gerbes électromagnétiques a été développé. Son principe repose sur la reconstruction de la trace primaire dans les cinq premiers films puis la reconstruction des branches en partant du second film jusque dans le dernier. Les cascades reconstruites ont servi à l'estimation de l'énergie des électrons grâce à un réseau de neurones. Ce réseau utilise les six variables d'entrée suivantes : le nombre de basetracks, la normalisation du profil longitudinal, la position du maximum de ce profil, la normalisation de la distribution transversale et sa pente, et le nombre de films dans lesquels la gerbe est contenue. Les simulations montrent que la résolution atteinte, en tenant compte de plusieurs configurations de films (15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 et 57 films) vaut en moyenne $R = \frac{34.6\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$: à basse énergie (2 GeV), elle est de l'ordre de 25% et à haute énergie (7-8 GeV) elle est de l'ordre de 12%. Dans le cas idéal (57 films), elle s'écrit : $R_{57\text{films}} = \frac{24.9\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$. Une comparaison préliminaire entre des données expérimentales avec un bruit de fond bien plus important que celui attendu dans OPERA et des simulations Monte-Carlo montre que pour une énergie vraie de 6 GeV, le réseau de neurones estime l'énergie à 5.2 ± 2.2 GeV pour les données expérimentales et 6.1 ± 1.6 GeV pour les simulations, les gerbes étant contenues dans 20 films d'émulsion.

Un autre réseau de neurones utilisant les mêmes variables d'entrée, excepté le nombre de films, est utilisé pour l'identification des électrons notamment une séparation π/e . Pour une énergie variant de 1 à 10 GeV, la probabilité d'identification des électrons atteint 95%. Ces résultats sont en cours d'amélioration grâce à un autre réseau de neurones reposant sur le même principe. Les variables d'entrée utilisées sont le nombre de basetracks contenues dans chaque film et chaque bin du profil transversal, puis les valeurs moyennes et les RMS des distributions angulaires et en position des variables de conditions de connexions. Les résultats attendus sont de l'ordre de 95 à 99 % pour l'identification.

L'ensemble du travail effectué sur les électrons dans le cadre de cette thèse n'est pas conclusif. Il doit être complété et amélioré avec un nouveau test en faisceau proche des conditions d'OPERA et avec d'autres valeurs de l'énergie.

Enfin, l'étude sur la complémentarité entre T2K et OPERA à l'aide du logiciel GLoBES montre que pour $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, les sensibilités atteintes sont les suivantes : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.072$ pour OPERA, $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.0075$ pour T2K et $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.0074$ pour T2K+OPERA. La détermination de δ_{CP} n'est pas possible même en combinant les deux expériences. De plus, l'ignorance de la valeur de δ_{CP} implique une énorme incertitude sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ ($\sim 50\%$ si $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.1$). La quête de θ_{13} et δ_{CP} est ouverte pour les futures expériences...

Bibliographie

- [1] F. Reines, C.L. Cowan, Sciences 124, 103(1956) ; F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. 113, 273(1959).
- [2] S.L. Glashow., Nucl. Phys., 22(1961) 579
- [3] A. Salam and J.C. Ward, Phs. Lett., 13(1964) 168
- [4] S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19(1967) 1264
- [5] The LEP Collaborations, XX International Symposium on Lepton and Photons Interactions at High Energy. Rome, Italie, (Juillet 2001)
- [6] C. Jarlosk, Ecole d'été de physique des particules (GIF). Le neutrino et ses mystères. Laboratoire de Physique de Montpellier, Septembre 1992.
- [7] E. Majorana, Nuovo Cim. 14, 171(1937)
- [8] E. Wolfenstein, Phys. Lett. B 107, 77 (1981)
- [9] R.D Peccei, Neutrino Physics, hep-ph/9906509,25 June 1999
- [10] A. Osipowicz, Lettre d'intention, Katrin, hep-ex/0109033
- [11] G. Senjanovic, SEESAW25 talk, International Conference on the see-saw mechanism and the neutrino mass, Paris, juin 2004, hep-ph/0501244
- [12] S.Sakata, Z. Maki, N. Nakagawa, Prog. Theo. Phys., 28(1962) 870
- [13] S. Petcov, SISSA/6/99/EP, 6 juin 1999, hep-ph/9910428
- [14] A. Blondel, NIMA 451(2000) 102-122
- [15] V. Barger, D.Marfatia et K. Whisnant, Int. J. of Mod. Phys. E, Volume 12, Issue 05, pp. 569-647 (2003), hep-ph/0308123
- [16] C. Giunti, NIMA 451(2000) 51-57, hep-ph/9910336
- [17] J. Bouchez, Cours de l'Ecole de l'été de Cargese de physique et de Cosmologie, août 2003.
- [18] S.P.Mikheyev, A.Y.Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys 42(1986)913 S.P.Mikheyev, A.Y.Smirnov, Nuovo Cimento,9C(1986)17 L.Wolfenstein, Phys. Rev. D 17(1978)2369
- [19] E. Wolfenstein, Phys. Lett. D 17, 2369 (1978)
- [20] V. Barger, K. Whisnant, S.Pakvasa et R. J. Phillips Phys. Rev. D 22, 2718 (1980)
- [21] P. Langacker, J.P. Leveille, J. Sheiman Phys. Rev. D 27,1228 (1983)
- [22] J.N. Bahcall, S.Basu, and H.Pinsoonneault, Phys. Lett., B433, 1(1998), astro-ph/9805135
- [23] M.Spiro et al., cours à l'école du GIF, ISN Grenoble, 13-17 Septembre 1999.
- [24] C.P. Garay, Proceeding of the 21th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2004).

- [25] R.Davis Jr. et al., Phys. Lett. 20, 1205 (1968)
- [26] B.T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496,505 (1998)
- [27] E.Bellotti, The Gallium Neutrino Observatory, présentation à TAUP03, Seattle, Sept. 5-9, 2003.
- [28] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 77, 1683(1996)
- [29] S.Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5631 (2001)
- [30] J.N. Adburashitov et al., Phys. Rev. C 60, 055801 (1999)
- [31] V.Garin, Results from the Russian American gallium experiment (SAGE), présentations à TAUP03, Seattle, Sept. 5-9, 2003.
- [32] J.N. Bahcall, Phys. Rev. D 58 (096016)
- [33] The SNO Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A449, (2000) 172
- [34] K.K.S. Miknaitis for the SNO Collaboration, To be published in the Proceedings of the XXXXth Rencontres de Moriond : Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Italy, March 5-12, 2005, hep-ex/0505071
- [35] S.Fukuda et al., Phys. Lett. B 539, 179 (2002)
- [36] J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, Phys. Rev. Lett. 92, 121301 (2004)
- [37] KamLAND Collaboration, Phys.Rev.Lett. 94 (2005) 081801, hep-ex/0406035
- [38] T.K. Gaisser and M. Honda, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52, 153 (2002)
- [39] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [40] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. D71(2005) 112005, hep-ex/0501064
- [41] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93(2004) 110184, hep-ex/0404034
- [42] Appolonio et al., The CHOOZ Collaboration, Phys. Lett. B420(1998) 397-404, hep-ex/9711002
- [43] M. Appolonio et al., The CHOOZ Collaboration. Phys. Lett., B466 : 415-430, 1999. hep-ex/9907037.
- [44] F. Bohem, To appear in “Current Aspects of Neutrino Physics” ed. David Caldwell (Springer-Verlag), nucl-ex/0005002
- [45] C. Bemporad et al., hep-ph/9905011
- [46] M.H.Ahn et al. (K2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003), hep-ex/0212007
- [47] C.Mariani for K2K Collaboration, 2005 Electroweak session, XXXXth Rencontres de Moriond, hep-ex/0505019
- [48] K2K Collaboration, Phys.Rev.Lett. 94 (2005) 081802, hep-ex/0411038
- [49] K2K Collaboration, Phys.Rev.Lett. 93 (2004) 051801, hep-ex/0402017
- [50] W.Hampel et al., Phys. Lett. B 477,127 (1999)
- [51] P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), Minos technical design report numi-l-337 (1998)
- [52] MINOS Collaboration, Phys.Rev. D73 (2006) 072002, hep-ex/0512036
- [53] P.Aprili et al. (ICARUS) CERN-SPSC-2002-027
- [54] G.B. Mills, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.),91 (2001), 198-202
- [55] Aguilar A et al., The LSND Collaboration, 2001 Phys. Rev. D 64 112007

- [56] KARMEN, Phys.Rev. D 65 (2002) 112001
- [57] Andrew O. Bazarko for the BOONE Collaboration, to appear in Proceedings of the 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP02) Amsterdam, 24-31 July 2002, hep-ex/0210020
- [58] Sorel M 2005 FERMILAB-THESIS-2005-07
- [59] Z. Djurcic for the MiniBOONE Collaboration, To appear in Proceedings of PANIC 2005 Conference, October 2005, Santa Fe, New Mexico, hep-ex/0601014
- [60] M. Sorel, to appear in the proceedings of the 9th International Conference on Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2005), Zaragoza, Spain, 10-14 Sep 2005, hep-ex/0602018
- [61] P.Zuchelli, Phys. Lett. B532 (2002) 166
- [62] Y. Itow et al., hep-ex/0106019
- [63] Y. Oyama, Talk at International Conference on New Trends in High-Energy Physics (Crimea2005), Yalta, Ukraine, September 10-17, 2005, hep-ex/0512041
- [64] M. Furusaka, R. Hino, Y. Ikeda et al., "The joint Project for High-Intensity Proton Accelerators", KEK report 99-4; JAERI-Tech 99-056; JHF-99-3 (1999).
- [65] F. Suekane, Proceedings for 5th Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin (NOON04), Tokyo, Japan, Feb., 2004, hep-ex/0407016
- [66] The D-Chooz Collaboration, hep-ex/0405032
- [67] T. Lasserre, H.W. Sobel, Comptes Rendus Physique 6 (2005) 749-757, nucl-ex/0601013
- [68] A. Blondel, based on an Invited plenary presentation at NUFACT05, Frascati, June 2005, hep-ph/0601158
- [69] W. Winter, Invited talk given at NO-VE 2006, February 7-10, 2006, Venice, Italy, hep-ph/0603012
- [70] A. Apollonio et al., to appear on the CERN Yellow Report on the Neutrino Factory Warning, hep-ph/0210192
- [71] OPERA, Experimental Proposal, CERN/SPSC 2000-28 SPSC/p318 LNGS p25/2000
- [72] The DONUT Collaboration, K. Kodama et al. Phys. Lett., B504(2001) 218-224.
- [73] The CHORUS Collaboration, E. Eskut et al. Phys. Lett., B497 : 8-22, 2001
- [74] K2K Collaboration : E.Aliu et al., Phys. Rev. Lett., 94 : 08180, 2005, hep-ex/0411038.
- [75] The Super-Kamiokande Collaboration : Y.Ashie et al., Submitted to Physical Review D., hep-ex/0501064.
- [76] A.Ferrari and al., Nuclear Physics B, (Proc. Suppl.) 145 (2005) 93-97
- [77] Migliozi and Terranova, Complementarity of terrestrial accelerator experiments in searching for θ_{13}, \dots
- [78] F.Terranova, M.Komatsu, P. Migliozi, J.Phys., G29 : 443, 2003. hep-ph/0210043.
- [79] G. J. Feldman and R.Cousins Phys. Rev., D 57(1998) 3873, physics/9911021
- [80] C. Heritier. Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA. PhD thesis, Université Claude Bernard LYON 1, 2004.
- [81] P. Royole-Degieux, Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des π/μ de basse énergie., PhD thesis, Université Claude Bernard LYON 1, 2005.

- [82] M. Lavy. Développement des outils d'analyses et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés. PhD thesis, Université Claude Bernard LYON 1, 2004
- [83] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, C. Powell, Process involving charged mesons, Nature 159 (1947) 694.
- [84] W.H. Barkas, Nuclear Research Emulsions, volume 1 et 2. Academic Press, 1959.
- [85] Site web MICOS : <http://www.micos.ws>.
- [86] S. Amendola et al. SySal : System of Salerno. Proceedings of the first International Workshop on Nuclear Emulsion Techniques (12-14 June 1998, Nagoya, Japan), hep-ex/9901031
- [87] FEDRA : Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis : <http://nts-lab01.na.infn.it/fedra/>.
- [88] Peter S. Maybeck. Stochastic models, estimation, and control, volume 141 of Mathematics in Science and Engineering. 1979
- [89] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, Juillet 2004.
- [90] F. Sauli, Instrumentation in High Energy Physics, Advances Seires on Directions in High Energy Physics, Vol.9 , World Scientific, 1993
- [91] T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics, Frontiers in physics, 1987.
- [92] W. R. Nelson, T. M. Jenkins, R.C. McCall, and J. K. Cobb, Phys. Rev. 149, 201 (1966)
- [93] G. Bathow et al., Nucl. Phys. B20, 592, (1970)
- [94] Y. Caffari, F. Juget, Algorithm of reconstruction for electromagnetic shower analysis in emulsion cloud chambers, 14 April 2006, internal note 75.
- [95] <http://operaweb.web.cern.ch/OperaWeb/internal/exchanger/home/software/documentation/OpRelease/> (page interne à la collaboration)
- [96] Y. Caffari, A Neural Network for electromagnetic shower energy measurement, 14 April 2006, internal note 76.
- [97] Kodama et al., Study of electron identification in a few GeV region bu emulsion cloud chamber, Review of scientific instruments, vol 74, N° 1, January 2003
- [98] L.S. Esposito, Study of electron identification in hte Emulsion Cloud Chambers of the OPERA experiment, PhD. thesis, Università degli Studi di Bologna, 2005
- [99] P. Huber, M. Linder, W. Winter, hep-ph/0407333.
- [100] GLoBES manual (2004), <http://www.ph.tu.de/~globes>.
- [101] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo, Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations, Phys. Rev. D66 (2002), 053010, hep-ph/0206162.

NOM : CAFFARI (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Yvan		DATE de SOUTENANCE 15 septembre 2006
TITRE : Caractérisation des électrons dans l'expérience OPERA		
Numéro d'ordre : 143-2006		
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Hautes Energies	
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
<p>RESUME :</p> <p>En 1998, l'expérience Super-Kamiokande au Japon, utilisant un détecteur Cherenkov à eau, a mesuré un déficit dans le flux des neutrinos atmosphériques ν_μ sans observer d'excès dans le flux des ν_e. Ce phénomène est expliqué en invoquant les oscillations neutrino, mécanisme qui suppose que le neutrino possède une masse non-nulle. En 1999, l'expérience CHOOZ a totalement exclu les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le domaine atmosphérique. L'expérience OPERA propose alors de mettre en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition du ν_τ et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par apparition des ν_e à partir d'un faisceau presque pur de neutrinos muoniques. Ce faisceau est produit au CERN (faisceau CNGS), en Suisse, puis dirigé sur le détecteur OPERA situé 732 km plus loin sous la montagne du Gran Sasso, en Italie. Le détecteur est composé de plus de 200 000 briques (soit une masse totale de 1800 tonnes) constituées d'une alternance de feuilles d'émulsions nucléaires et de feuilles de plomb. Cette structure modulaire permet de reconstruire avec une haute résolution spatiale ($\delta \theta \sim 1$ mrad et $\delta r \sim 1 \mu\text{m}$) la topologie en coude créée par le lepton τ (issu de l'interaction par courant chargé d'un ν_τ avec un noyau de plomb) et ses produits de désintégration.</p> <p>Le travail de thèse consiste en la caractérisation des électrons pour l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\tau \rightarrow e$, et les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, le ν_e interagissant par courant chargé avec un noyau de plomb et produisant un électron. Un algorithme de reconstruction de cascades électromagnétiques se développant dans des émulsions nucléaires a été réalisé. Cet algorithme permet de reproduire les profils transversaux et longitudinaux utiles pour l'évaluation de l'énergie des électrons et leur identification (séparation π/e) à partir d'un réseau de neurones. La résolution en énergie trouvée vaut $\frac{34.6\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ et la probabilité d'identification atteint 95 %.</p> <p>Les premiers résultats semblent indiquer un accord correct entre des données expérimentales issues d'un test en faisceau et des simulations Monte-Carlo. Enfin une étude sur la complémentarité entre les expériences OPERA et T2K a été effectuée pour évaluer leur potentiel de découverte sur le paramètre d'oscillation θ_{13} et la phase de violation CP δ_{CP}</p>		
MOTS-CLES : oscillation neutrino, identification des électrons, réseau de neurones, mesure de l'énergie, gerbe électromagnétique, θ_{13} , OPERA, T2K		
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon		
Directeurs de recherches : Lionel Chaussard		
Président du jury : A. Deandrea Composition du jury : J. Dumarchez, L. Chaussard, C. Hagner, J.L. Vuilleumier		186 pages