

2M11.2460.5

Université de Montréal

**Les  $\pi^0$  produits dans les détecteurs Čerenkov du projet d'expérience  
d'oscillations de neutrinos E889 à BNL**

par  
**Bryce Moffat**  
Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

Janvier, 1996

© Bryce Moffat, 1996



QC

3

U54

1996

v.009

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Les  $\pi^0$  produits dans les détecteurs Čerenkov du projet d'expérience  
d'oscillations de neutrinos E889 à BNL

présenté par:

Bryce Moffat

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Viktor Zacek,	président-rapporteur
Pierre Depommier,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	codirecteur
David London,	membre du jury

Mémoire accepté le: ..... 9 avril 1996 .....

## Sommaire

Les observations des neutrinos atmosphériques dans les détecteurs Kamio-kande (Japon) et Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB, États-Unis) font preuve d'une anomalie dans le rapport  $\nu_\mu/\nu_e$ . Le phénomène d'oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  est une explication possible de cette anomalie. Le projet d'expérience E889 à l'AGS de Brookhaven avait pour objet la recherche des oscillations de neutrinos à longue distance en utilisant un faisceau de neutrinos muoniques ayant une énergie moyenne  $E_\nu \sim 1$  GeV.

La masse des neutrinos et le mélange entre les saveurs sont les deux caractéristiques qui définissent les oscillations entre saveurs de neutrinos. L'observation des oscillations aurait d'importantes conséquences en physique des particules, en astrophysique et en cosmologie.

Dans la proposition de l'expérience E889, quatre énormes détecteurs Čerenkov à eau sont utilisés pour observer le faisceau de neutrinos, jusqu'à une distance de 68 km. Pour comprendre le signal Čerenkov produit par des particules chargées dans ces détecteurs, une étude par simulation Monte-Carlo de l'émission Čerenkov par des muons, électrons et des rayons gamma est présentée. Cette étude identifie quelques différences significatives entre la distribution de l'émission Čerenkov de ces particules. On peut envisager la possibilité de discriminer entre les gerbes électromagnétiques induites par un électron ou par un rayon gamma: la prédominance de la production de paires ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) par les rayons gamma de haute énergie ( $E_\gamma \gtrsim 25$  MeV) conduit à une intensité de lumière Čerenkov plus élevée pendant les premières longueurs de radiation.

Deux géométries pour les détecteurs sont étudiées: la première ayant 3562 phototubes de 8 pouces de diamètre par détecteur, et la deuxième ayant 946 phototubes de 20 pouces de diamètre (configuration similaire au détecteur Kamiokande). Quant à la reconstruction des particules (vertex de l'interaction, impulsions des particules secondaires et identification des particules), les deux géométries ont une performance similaire.

Les interactions à courant neutre (CN) peuvent servir à la normalisation du flux total de neutrinos. La production de pions neutres par une interaction neutrino-nucléon à courant neutre fournit un signal clair dans un détecteur Čerenkov à eau, grâce aux deux anneaux provenant des gerbes électromagnétiques dans la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Une analyse d'événements CN( $\pi^0$ ) est présentée qui tient compte de plusieurs sources de contamination venant d'autres types d'interactions produisant également deux anneaux. Cette analyse démontre que ce mode est clairement identifiable, et peut être utilisé pour la normalisation du taux d'événements quasi-élastiques  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ , ou comme signal de disparition dans le cas des oscillations vers un état stérile  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ . Dans le cas des oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{e,\tau}$ , la sensibilité est assez bonne pour couvrir entièrement la portion du plan  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  qui correspond à l'anomalie atmosphérique. La sensibilité est moins bonne pour les oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ , et une prise de données plus longue que prévue serait nécessaire pour augmenter le nombre d'événements CN( $\pi^0$ ) observés.

## Summary

Observations of atmospheric neutrinos in the Kamiokande (Japan) and Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB, United States) detectors show strong evidence of a  $\nu_\mu/\nu_e$  flavour ratio anomaly. Neutrino oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_x$  are a possible explanation for this anomaly. Experiment 889 at the Brookhaven AGS was proposed as a long-baseline neutrino oscillation search using muon neutrinos of mean energy  $E_\nu \sim 1$  GeV.

Neutrino mass and mixing are the two characteristics which define the neutrino flavour oscillations which may be observed. An observation of neutrino oscillations would have important consequences for the fields of particle physics, astrophysics and cosmology.

In experiment 889, four large water Čerenkov detectors will be used to observe the neutrino beam over a distance of up to 68 km. In order to understand the Čerenkov signal produced by charged particles in the detector, a Monte Carlo study of Čerenkov light emission by muons, electrons and photons is presented. This study identifies some significant differences between these particles' Čerenkov emission patterns. Of particular interest is the possibility of discriminating between electron- and gamma-ray-induced electromagnetic showers, using the higher initial Čerenkov emission by gamma rays due to the predominance of pair conversion ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) at higher energies ( $E_\gamma \gtrsim 25$  MeV).

Two detector geometries have been studied: the first with 3562 phototubes of 8 inch diameter per detector and the second with 946 phototubes of 20 inch diameter (similar to the Kamiokande detector). No significant differences between the particle reconstruction capabilities (event vertex, particle vector momenta and particle type discrimination) of these two designs has been found.

Neutral current (NC) neutrino interactions can serve to normalize the total (flavour-inclusive) neutrino flux. Production of  $\pi^0$ , through neutral current neutrino-nucleon interactions, provides a clear signature in water Čerenkov detectors via the two visible showering rings from  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . An analysis of NC( $\pi^0$ )

events is presented, including several sources of two-ring backgrounds. This analysis shows that this mode is recognizable, and can be used as a normalization for the quasi-elastic  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  (flavour-exclusive) channel or as a disappearance signal in its own right, in the case of oscillations into a sterile neutrino  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ . In the case of  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{e,\tau}$ , the sensitivity is good enough to cover the oscillation parameter space in  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  specific to the atmospheric neutrino flavour ratio anomaly. The sensitivity is not as good for  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$  oscillations, requiring a significant increase in the number of NC( $\pi^0$ ) events to properly exclude the entire atmospheric anomaly.

## Table des matières

Sommaire . . . . .	iii
Summary . . . . .	v
Table des matières . . . . .	vii
Liste des Tableaux . . . . .	x
Liste des Figures . . . . .	xii
Introduction . . . . .	1
1: La physique des neutrinos . . . . .	2
1.1 Caractéristiques des neutrinos . . . . .	5
1.1.1 Masse . . . . .	5
1.1.2 Saveur . . . . .	7
1.1.3 Attributs sénestres . . . . .	8
1.2 Détection de neutrinos . . . . .	9
1.2.1 Collisions quasi-élastiques à courant chargé . . . . .	10
1.2.2 Collisions inélastiques – production de pions . . . . .	10
1.2.3 Sections efficaces d'interaction . . . . .	10
1.3 Oscillations de neutrinos . . . . .	13
1.3.1 Théorie à deux saveurs . . . . .	14
1.3.2 Théorie à trois saveurs . . . . .	16
1.3.3 Effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) . . . . .	17



1.4	Expériences sur les oscillations de neutrinos . . . . .	18
1.4.1	Neutrinos atmosphériques . . . . .	18
1.4.2	Neutrinos solaires . . . . .	21
1.4.3	Neutrinos d'accélérateurs et de réacteurs . . . . .	22
1.4.3.1	Oscillations à courte distance . . . . .	22
1.4.3.2	Oscillations à longue distance . . . . .	23
1.5	Expérience BNL-E889 . . . . .	23
1.5.1	Conception d'une expérience . . . . .	24
1.5.2	Le faisceau de neutrinos . . . . .	24
1.5.3	La détection des neutrinos . . . . .	25
1.5.4	Géométrie des détecteurs . . . . .	25
1.5.5	Les signaux d'une oscillation . . . . .	26
2:	Détection Čerenkov . . . . .	32
2.1	Principe Čerenkov . . . . .	32
2.2	Détecteurs Čerenkov à eau . . . . .	34
2.3	Lumière Čerenkov dans l'eau . . . . .	35
2.3.1	Traces de particules lourdes . . . . .	36
2.3.1.1	Traces de muons . . . . .	39
2.3.1.2	Traces de pions chargés . . . . .	39
2.3.1.3	Traces de fragments de noyaux . . . . .	40
2.3.2	Cascades électromagnétiques . . . . .	40
2.3.2.1	Cascades induites par un électron . . . . .	41

2.3.2.2	Cascades induites par un rayon gamma . . . . .	43
2.4	Simulation Monte-Carlo pour BNL-E889 . . . . .	44
2.4.1	Interactions des neutrinos avec l'eau . . . . .	45
2.4.2	Transport de particules secondaires . . . . .	45
2.4.3	Photons Čerenkov . . . . .	46
2.4.4	Capteurs du signal . . . . .	47
2.5	Algorithmes de reconstruction . . . . .	47
2.5.1	Reconstruction de l'impulsion . . . . .	48
2.5.2	Reconstruction d'un point . . . . .	49
2.5.3	Reconstruction d'une trace . . . . .	51
3:	Détection de pions neutres . . . . .	86
3.1	Méthodes d'identification de pions neutres . . . . .	86
3.1.1	Identification des muons et des pions chargés . . . . .	89
3.1.2	Reconstruction de la masse invariante . . . . .	90
3.1.3	Efficacités et puretés . . . . .	93
3.2	Pions neutres comme signal . . . . .	94
3.2.1	Spectres de neutrinos avec oscillations . . . . .	98
3.3	Pions neutres comme bruit de fond . . . . .	98
	Conclusion . . . . .	116
	Bibliographie . . . . .	117
	Remerciements . . . . .	xviii

## Liste des Tableaux

1-A	Limites expérimentales pour la masse du neutrino de chaque famille (Particle Data Group 1994). . . . .	5
1-B	Modes principaux d'interaction de neutrinos avec l'eau pour l'expérience E889. Lorsque l'interaction implique des neutrinos muoniques, $\ell^- (= \mu^-)$ peut se désintégrer selon $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ . . . . .	11
1-C	Modes principaux d'interaction d'anti-neutrinos avec l'eau pour l'expérience E889. Lorsque l'interaction implique des anti-neutrinos muoniques, $\ell^+ (= \mu^+)$ peut se désintégrer selon $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ . . . . .	12
1-D	Données sur les neutrinos atmosphériques des expériences souterraines. . . . .	20
1-E	Neutrinos solaires manquants: observations et prédictions. . . . .	21
3-A	Fréquence relative pour chacun des modes jugés importants pour l'analyse d'identification et de reconstruction des pions neutres. . . . .	88
3-B	Identification du muon pour les classes d'événements utilisées dans une analyse d'identification et de reconstruction de pions neutres pour E889. . . . .	89
3-C	Critères de sélection des anneaux pour l'analyse des pions neutres. . . . .	91
3-D	Coupure sur l'énergie visible $N_{pe}$ dans chacun des anneaux Čerenkov pour permettre une reconstruction efficace. . . . .	92
3-E	Signal ( $S$ ) et bruit de fond ( $B$ ) intégrés sur les spectres de masse invariante reconstruite, entre les limites $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$ . . . . .	94

3-F	Nombres d'événements $QE(\mu) \rightarrow N_\mu$ et $CN(\pi^0) \rightarrow N_{\pi^0}$ à chaque distance $L_i$ entre la source effective des neutrinos et le détecteur $i=D1, D3, D24$ et $D68$ . . . . .	95
3-G	Répartition des signaux analysés provenant d'interactions $CN(\pi^0)$ dans le volume fiducial du détecteur. . . . .	98

## Liste des Figures

1-1	Production de leptons par des interactions quasi-élastiques sur des nucléons libres et liés. . . . .	28
1-2	Oscillations à deux saveurs: résultats expérimentaux (Fukuda et al. 1994). . . . .	29
1-3	Résultats combinés d'expériences d'observation de neutrinos pour la probabilité de survie $P(\ell \rightarrow \ell)$ suivant une analyse de mélange maximal de trois saveurs de neutrinos (Harrison et al. 1995). . .	30
1-4	Schéma du détecteur E889. . . . .	31
2-1	Géométrie de la production de lumière Čerenkov. . . . .	53
2-2	Schéma de l'intersection des rayons de lumière Čerenkov sur un détecteur. . . . .	54
2-3	Nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur de parcours en fonction de l'impulsion, pour des électrons, des muons, des pions et des protons dans l'eau (Équation 2.6). . . . .	55
2-4	Événements muonique (a) et électronique (b) typiques provenant d'interactions de neutrinos atmosphériques dans le détecteur Kamiokande. . . . .	56
2-5	Perte d'énergie par ionisation de particules chargées ( $e^\pm$ , $\mu^\pm$ et $\pi^\pm$ ) dans l'eau. . . . .	57
2-6	Diffusions multiples: cas spécifique d'un muon avec une impulsion $\vec{p}_\mu = (600, 0, 0)$ MeV/c et avec son vertex au centre (0, 0, 0) du détecteur. . . . .	58
2-7	Diffusions multiples: 20 traces de muons de $p_\mu = 600$ MeV/c . . .	59

2-8	Émission de lumière Čerenkov par des muons de $p_\mu = 600$ et $300$ MeV/c dans l'eau. . . . .	60
2-9	Émission de lumière Čerenkov par des muons de $p_\mu = 600$ et $300$ MeV/c dans l'eau et sans diffusion multiple ni production de rayons delta par les muons. . . . .	61
2-10	Signal test pour un $\pi^+$ ayant $p_{\pi^+} = 600$ MeV/c et qui part du centre de l'enceinte et qui se désintègre en vol. . . . .	62
2-11	Sections efficaces totale et partielles pour les processus de bremsstrahlung et de production de rayons delta par les électrons dans l'eau. . . . .	63
2-12	Sections efficaces totale et partielles pour les processus d'annihilation, de bremsstrahlung et de production de rayons delta par les positrons dans l'eau. . . . .	64
2-13	Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des électrons de $p_e = 400$ et $100$ MeV/c dans l'eau. . . . .	65
2-14	Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des rayons gamma de $p_\gamma = 400$ et $100$ MeV/c dans l'eau. . . . .	66
2-15	Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des rayons gamma de $p_\gamma = 400$ et $100$ MeV/c dans l'eau, après soustraction de la distance de vol du rayon gamma avant la première émission Čerenkov. . . . .	67
2-16	Sections efficaces totale et partielles pour les processus d'effet photoélectrique, de diffusion par effet Compton et de production de paires par les rayons gamma dans l'eau. . . . .	68
2-17	Rapport des intensités Čerenkov pour les électrons et les rayons gamma, à partir de leur point de première émission Čerenkov. . . . .	69
2-18	Couverture effective en photocathode, géométrie A. . . . .	70

2-19	Couverture effective en photocathode, géométrie B. . . . .	71
2-20	Propriétés optiques de l'eau (absorption et diffusion Rayleigh) et des phototubes (efficacité quantique). . . . .	72
2-21	Fraction de photons affectés par la diffusion Rayleigh pour des événements simulés par le programme Monte-Carlo. . . . .	73
2-22	Surfaces en projection pour les phototubes dans la simulation Monte-Carlo. . . . .	74
2-23	Géométrie A: reconstruction de l'impulsion. . . . .	75
2-24	Géométrie B: reconstruction de l'impulsion. . . . .	76
2-25	Schéma illustrant l'algorithme $\chi_{T4}^2$ . . . . .	77
2-26	Performance pour l'algorithme $\chi_{T4}^2$ pour les électrons. . . . .	78
2-27	Performance pour l'algorithme $\chi_{T4}^2$ pour les rayons gamma. . . . .	79
2-28	Performance pour l'algorithme $\chi_{T4}^2$ pour les rayons gamma par rapport au point de première émission Čerenkov. . . . .	80
2-29	Performance pour l'algorithme $\chi_{T4}^2$ pour les muons. . . . .	81
2-30	Schéma illustrant l'algorithme $\chi_{T6}^2$ . . . . .	82
2-31	Performance pour l'algorithme $\chi_{T6}^2$ pour les électrons. . . . .	83
2-32	Performance pour l'algorithme $\chi_{T6}^2$ pour les rayons gamma. . . . .	84
2-33	Performance pour l'algorithme $\chi_{T6}^2$ pour les muons. . . . .	85
3-1	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie A. Utilisation d'un facteur global d'identification des muons pour estimer les importances relatives des bruits de fond. . . . .	100
3-2	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie B. Utilisation d'un facteur global d'identification des muons pour estimer les importances relatives des bruits de fond. . . . .	101

3-3	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie A. Sélection des événements par scrutation visuelle. . . . .	102
3-4	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie B. Sélection des événements par scrutation visuelle. . . . .	103
3-5	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie A. Sélection des événements par scrutation simulée. . . . .	104
3-6	Reconstruction de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour la géométrie B. Sélection des événements par scrutation simulée. . . . .	105
3-7	Efficacité de la reconstruction des $\pi^0$ en fonction de l'impulsion $p_{\pi^0}$ pour la géométrie A. . . . .	106
3-8	Efficacité de la reconstruction des $\pi^0$ en fonction de l'impulsion $p_{\pi^0}$ pour la géométrie B. . . . .	107
3-9	Sensibilité (L.C. de 90%) de l'expérience E889 aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$ par l'analyse du rapport $CC(\mu)/CN(\pi^0)$ . . . . .	108
3-10	Sensibilité (L.C. de 95%) de l'expérience E889 aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$ par l'analyse du rapport $CC(\mu)/CN(\pi^0)$ . . . . .	109
3-11	Sensibilité (L.C. de 90%) de l'expérience E889 aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ par l'analyse de la disparition d'événements $CN(\pi^0)$ . . . . .	110
3-12	Sensibilité (L.C. de 95%) de l'expérience E889 aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ par l'analyse de la disparition d'événements $CN(\pi^0)$ . . . . .	111
3-13	Spectres en fonction de la distance des neutrinos, des muons et des pions neutres pour des oscillations avec $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (0.01, 1.0)$ . . . . .	112
3-14	Spectres en fonction de la distance des neutrinos, des muons et des pions neutres pour des oscillations avec $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (0.1, 1.0)$ . . . . .	113
3-15	Géométrie A: distribution des événements $CN(\pi^0)$ ayant un anneau visible, deux anneaux visibles et une bonne reconstruction de la masse invariante, ou au moins deux anneaux visibles et une reconstruction manquée de la masse invariante. . . . .	114



3-16 Géométrie B: distribution des événements $CN(\pi^0)$ ayant un anneau visible, deux anneaux visibles et une bonne reconstruction de la masse invariante, ou au moins deux anneaux visibles et une reconstruction manquée de la masse invariante. . . . .	115
--	-----

*For Tony and Ann*

## Introduction

Une brève introduction à l'histoire et à la physique des neutrinos est donnée au Chapitre 1. On passe ensuite en revue la théorie des oscillations de neutrinos et l'état expérimental actuel de la recherche de ces oscillations pour situer le projet d'expérience d'oscillations de neutrinos à longue distance E889 à BNL dans son contexte.

Le contenu des Chapitres 2 et 3 constitue l'apport particulier de l'auteur à l'élaboration du projet d'expérience E889. Le Chapitre 2 sert à exposer les propriétés de la lumière Čerenkov, qui est utilisée pour détecter les particules produits par des interactions de neutrinos dans les détecteurs de E889. Grâce à des simulations Monte-Carlo, la production de lumière Čerenkov dans l'eau par diverses particules est élaborée en détail. Les signaux détectés et la reconstruction de la cinématique des particules à l'origine de ces signaux constituent la base d'une comparaison entre deux géométries possibles pour les détecteurs du projet d'expérience E889.

Dans le dernier chapitre (Chapitre 3), on s'intéresse à l'analyse du signal et des bruits de fond associés aux interactions à courant neutre. En particulier, on étudie la possibilité de normaliser les flux des neutrinos incidents sur chacun des détecteurs à partir des signaux de  $\pi^0$  produits par des collisions à courant neutre. Tenant compte des erreurs statistiques et systématiques, par ce mode d'analyse on fait une évaluation de la sensibilité de E889 aux oscillations de neutrinos.

Il est à noter que les figures apparaissent à la fin de chaque chapitre.

# 1

## La physique des neutrinos

L'histoire des neutrinos commence bien avant leur conception. En 1914, J. Chadwick observe un spectre continu de rayons bêta produits lors de désintégrations de noyaux de Radium E, devenu  $^{210}\text{Bi}$  dans la nomenclature moderne. Puisqu'on croyait observer une désintégration à deux corps:



avec une demi-vie  $\tau_{1/2} = 5.01$  d on s'attendait à voir des électrons ( $\beta^-$ ) mono-énergétiques.<sup>1</sup> La controverse entourant l'interprétation de ce spectre a donné naissance à deux camps:

**le camp de Niels Bohr:** l'énergie cinétique n'est pas conservée dans un processus individuel, mais seulement de façon statistique dans les interactions nucléaires;

**le camp de Enrico Fermi et de Wolfgang Pauli:** les interactions fondamentales conservent à la fois la charge électrique, l'énergie totale, l'impulsion et le moment angulaire. L'explication d'un spectre  $\beta$  continu se trouve dans l'existence d'une particule neutre ultra-pénétrante et non-détectée qui est émise en même temps que le rayon bêta.

C'est la deuxième option qui est aujourd'hui retenue, bien qu'on soit encore ignorant de certaines propriétés des neutrinos.

Les neutrinos n'ont pas tout à fait les propriétés envisagées par Pauli. Il avait prévu une masse bien inférieure à celle du proton ( $m_\nu \ll m_p$ ), et peut être

---

<sup>1</sup>Le  $^{210}_{84}\text{Po}$  ainsi produit est assez stable et sa désintégration  $^{210}_{84}\text{Po} \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb} \alpha$ , d'une demi-vie  $\tau_{1/2} = 138.38$  d, ne pose pas de problème de bruit de fond.

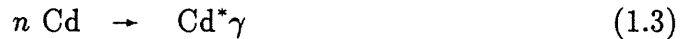
comparable à celle de l'électron ( $m_\nu \lesssim m_e$ ), ainsi qu'une longueur de pénétration de la matière environ dix fois supérieure à celle des photons. La limite actuelle sur la masse du neutrino électronique ( $\nu_e$ ) se trouve à  $m_{\nu_e} < 0.000014 m_e$  (Particle Data Group 1994) et la longueur de pénétration des neutrinos s'élève à plusieurs années-lumière.

Enthousiasmé par les idées de Pauli, Enrico Fermi élabore en 1933 une théorie à interaction ponctuelle entre quatre spineurs pour la désintégration bêta. Le nom "neutrino," qui veut dire petit neutre en italien, vient aussi de Fermi.

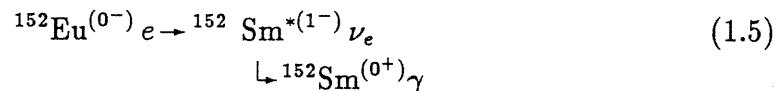
En 1959, on présente les premières observations probantes d'interactions de neutrinos (Reines & Cowan 1959): les anti-neutrinos d'une centrale nucléaire à Savannah River induisent la désintégration bêta-inverse sur des noyaux du détecteur. L'observation de ces événements repose sur une corrélation temporelle entre la capture d'un neutron sur un noyau de cadmium et l'annihilation d'un positron. La chaîne des interactions commence par:



et la capture du neutron et l'annihilation du positron s'ensuivent:



Pour confirmer le type d'interaction (V-A) qui caractérise les interactions faibles, et en particulier les interactions de neutrinos, l'expérience de Goldhaber et al. quelques années plus tard sera concluante (Goldhaber et al. 1958; expérience qui a lieu au Brookhaven National Laboratory). Les auteurs ont démontré que les neutrinos ont une hélicité gauche en mesurant la polarisation circulaire de rayons gamma provenant d'un état excité de  $^{152}\text{Sm}$  provoqué par la capture d'un électron orbital de  $^{152}\text{Eu}$  ( $\tau_{1/2} = 9.3 \text{ h}$ ). La chaîne des interactions est la suivante:



où l'électron vient des couches intérieures de l'atome original  $^{152}\text{Eu}$ . La polarisation circulaire du rayon gamma est reliée à l'hélicité du neutrino. L'asymétrie de l'intensité en fonction de la polarisation des rayons gamma après leur passage dans un bloc de fer aimanté permet de conclure, à l'aide du principe de la conservation du moment angulaire total, que les neutrinos ont une hélicité gauche.

Le neutrino est, même avant son apparition dans la culture scientifique, une particule ultra-légère et difficile à détecter. Au départ, on croyait que sa détection ne serait jamais réalisée. Heureusement, ceci n'est pas le cas. La théorie de l'existence du neutrino se voit justifiée aujourd'hui grâce à l'observation du phénomène inverse: la désintégration bêta inverse et la production de muons à partir d'un faisceau de neutrinos muoniques. L'observation de ce phénomène reste extrêmement difficile car les neutrinos interagissent vraiment très faiblement avec la matière. En 1933, Pauli n'aurait jamais prévu la tentative d'observation d'oscillations de neutrinos.

L'existence du neutrino a été postulée pour régler un problème de physique purement classique: la conservation de l'impulsion, du moment angulaire, et de l'énergie lors des désintégrations  $\beta$ . On ne pouvait pas vraiment se permettre d'accepter une violation aussi grave de principes physiques considérés comme fondamentaux. Au début des années trente, Pauli et compagnie n'avaient pas toutes les données ni les moyens qui sont à notre disposition aujourd'hui. Les gens privilégiaient une théorie minimaliste, surtout en ce qui concerne le nombre de particules dans l'univers. À l'époque, la vie était encore très simple: pas de ménagerie de particules comme aujourd'hui, et surtout pas de théories qui multiplient les particules de manière un peu ad hoc (e.g. théories supersymétriques).

Cependant, le neutrino pose de nombreux problèmes esthétiques et conceptuels aux théories phénoménologiques des particules, dont le "Modèle Standard" des particules et de leurs interactions est la consécration moderne. Ce modèle est une théorie de jauge locale, possédant certaines symétries pour chacun des trois types d'interaction:  $SU(3)_C$  couleur pour la force forte,  $SU(2)_L$  isospin faible gauche de la force faible et  $U(1)_Y$  hypercharge pour les forces faible et électromagnétique. Il y a une certaine unification entre les interactions faible et électromagnétique. L'interaction forte ne se prête pas facilement aux approximations perturbatives, qui fonctionnent si bien pour les interactions faible et électromagnétique. Pour le moment, la gravitation est entièrement exclue du modèle!

Saveur	Limite sur $m_\nu$	Type d'expérience
$\nu_e$	$m_{\nu_e} < 7.3 \text{ eV}$	Désintégration ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} \bar{\nu}_e e^-$
$\nu_\mu$	$m_{\nu_\mu} < 270 \text{ keV}$	Désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $\Delta p_\mu / p_\mu = 28 \text{ p.p.m.}$
$\nu_\tau$	$m_{\nu_\tau} < 31 \text{ MeV}$	Désintégration $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$ Limite supérieure de la distribution de masse invariante

Tableau 1-A. Limites expérimentales pour la masse du neutrino de chaque famille (Particle Data Group 1994).

## 1.1 Caractéristiques des neutrinos

Les neutrinos sont à la fois des particules simples et difficiles: simples dans leurs possibilités d'interaction, car ils ne peuvent ressentir que la force faible et la gravité, difficiles puisque leur théorie est une espèce de remède rapide au Modèle Standard, qui corrige les symptômes sans les expliquer.

Les neutrinos sont caractérisés par certaines propriétés dans le Modèle Standard, dont les principales sont: une masse nulle, une sensibilité aux interactions faible et gravitationnelle, et une insensibilité aux interactions forte et électromagnétique.<sup>2</sup> Ces propriétés sont vérifiées par toutes les expériences réalisées jusqu'à maintenant.

### 1.1.1 Masse

Les neutrinos ont une masse nulle dans le modèle standard, bien que celui-ci puisse tolérer une masse non-nulle. D'abord, le spectre de désintégration bêta porte à envisager une masse très petite, et zéro est tout simplement la plus petite masse possible. Cependant, cette valeur est loin d'être approuvée définitivement par l'expérience. La limite expérimentale pour la masse du neutrino de chaque famille de leptons est donnée dans le Tableau 1-A.

<sup>2</sup>Toutefois, dans le Modèle Standard, le neutrino peut avoir un petit moment dipolaire magnétique, mais il n'a pas été observé à ce jour.

Il existe deux théories principales pour les neutrinos massifs: celle de Dirac et celle de Majorana. Dans le Lagrangien de l'interaction faible pour les neutrinos, un terme de masse introduit un couplage entre les états chiraux gauche (L) et droit (R) des champs de neutrinos et il inverse l'hélicité du neutrino. Les termes de masse de Dirac (Équation 1.6) et de Majorana (Équation 1.7) correspondent à une vision différente du monde.

Le Lagrangien de la théorie de Dirac correspond à un couplage entre quatre champs distincts,  $\psi_R, \bar{\psi}_R, \psi_L$  et  $\bar{\psi}_L$ , dont seulement le neutrino gauche ( $\psi_L$ ) et l'anti-neutrino droit ( $\bar{\psi}_R$ ) sont connus expérimentalement:

$$\mathcal{L}_m^D = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.6)$$

Les neutrinos de Dirac gauches et droits peuvent exister tout autant que leurs anti-particules.

La théorie de Majorana conduit à un couplage entre neutrinos gauches  $\psi_L$  et leurs conjugués de charge droits  $\bar{\psi}_L^C$ :

$$\mathcal{L}_m^M = M(\bar{\psi}_L^C\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^C) \quad (1.7)$$

$$\text{où: } \psi^C = C\bar{\psi} = C\gamma^0\psi^* \quad (1.8)$$

$$\text{et: } \psi_L^C \equiv (\psi_L)^C = \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right)^C = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C \quad (1.9)$$

L'opérateur de conjugaison de charge  $C$  a les propriétés suivants:

$$C^\dagger C = 1 \quad (1.10)$$

$$C\gamma_\alpha^T C^{-1} = -\gamma_\alpha \quad (1.11)$$

$$C^T = -C \quad (1.12)$$

Le neutrino de Majorana est confondu avec son anti-particule. Il y a la possibilité d'une violation de la conservation du nombre leptonique par deux unités ( $\Delta L = 2$ ) dans cette théorie.

Selon la théorie utilisée pour décrire les interactions, divers phénomènes particuliers deviennent possibles: par exemple, la non-conservation de la charge-parité (violation de  $CP$ , où  $P$  est l'opérateur d'inversion spatiale ou de parité), la double désintégration bêta ( $\beta\beta 0\nu$ ) et la désintégration de neutrinos. Si, en plus d'avoir une masse, les neutrinos des trois saveurs connues peuvent se mélanger entre eux par une superposition d'états propres de masse, il y aura un phénomène



d'oscillation de saveur lors de la propagation. Comme on le verra un peu plus tard, les oscillations sont très sensibles aux différences de masses au carré ( $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ ). La mesure des oscillations est donc un moyen très intéressant pour voir si les neutrinos ont des masses non-dégénérées entre les saveurs.

### 1.1.2 Saveur

Les neutrinos existent expérimentalement selon trois variétés ou saveurs (l'observation directe de  $\nu_\tau$  par  $\nu_\tau n \rightarrow \tau^- p$  reste à accomplir). Chaque neutrino est associé à un lepton chargé, avec lequel il forme un doublet gauche (neutrinos) ou droit (anti-neutrinos) de  $SU(2)_L$ . Puisqu'on n'a pas encore trouvé une indication pour l'existence de neutrinos droits (anti-neutrinos gauches), l'état droit du lepton chargé se trouve dans un état singulet droit (gauche) de  $SU(2)_L$ . Les neutrinos (anti-neutrinos) non-massifs sont contraints à avoir uniquement une hélicité gauche (droite) par la nature ( $V - A$ ) de l'interaction faible.

La mesure de la largeur de la résonance du  $Z^0$  au LEP a montré qu'il ne peut y avoir plus de trois saveurs de neutrinos, du moins pour des neutrinos ayant une masse inférieure à la moitié de la masse du boson  $Z^0$  (à cause de la cinématique de la désintégration du  $Z^0$ ) et qui se couplent pleinement au  $Z^0$ . La largeur partielle pour le processus  $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  est prévue par le modèle standard:

$$\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \frac{1}{12\pi} \frac{G_\mu}{\sqrt{2}} M_Z^3 N_\nu \simeq (167.1 \pm 0.3) N_\nu \text{ MeV} \quad (1.13)$$

La largeur partielle des désintégrations invisibles du boson  $Z^0$ , soit d'après Particle Data Group 1994:

$$\Gamma_{Z^0 \rightarrow \text{inv}}^{\text{LEP}} = 498.2 \pm 4.2 \text{ MeV} \quad (1.14)$$

est déduite à partir de la relation entre les largeurs partielles mesurées ( $\Gamma_{\text{total}}$  est la largeur Breit-Wigner du  $Z^0$ ,  $\Gamma_{\text{had}}$  et  $\Gamma_{\text{lept}}$  sont les largeurs partielles pour les désintégrations visibles en hadrons ou en leptons):

$$\Gamma_{\text{inv}} \equiv \Gamma_{\text{total}} - \Gamma_{\text{had}} - \Gamma_{\text{lept}} \quad (1.15)$$

En supposant que la largeur invisible est entièrement attribuable aux neutrinos:

$$\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}} \quad (1.16)$$

on obtient le résultat:

$$N_\nu = 2.988 \pm 0.023 \quad (1.17)$$

Cette limite vient de l'ensemble des collaborations du LEP: OPAL, ALEPH, DELPHI et L3.

Les limites cosmologiques paraissent être un peu plus floues, mais elles sont en accord avec un univers à trois saveurs de neutrinos légers. Ces limites sont tirées de la nucléosynthèse primordiale: lors du découplage des neutrinos à 1 s après le Big Bang, il y a eu une asymétrie dans les abondances des hadrons. Ces abondances peuvent être retracées à partir des observations actuelles des quantités relatives des éléments légers ( $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^2\text{H}$  et  $^7\text{Li}$ ) dans l'univers (astéroïdes et raies dans les spectres stellaires) pour donner une limite sur le nombre de neutrinos permis par la nucléosynthèse primordiale (BBN, de "Big Bang Nucleosynthesis") (Walker et al. 1991):

$$N_\nu^{\text{BBN}} \lesssim 3.3 \quad (1.18)$$

L'avantage de ce raisonnement est que tous les neutrinos ayant une masse petite  $m_\nu \lesssim 1 \text{ MeV}/c^2$  sont comptés, peu importe leur couplage au boson  $Z^0$ . Cependant, en utilisant des théories légèrement différentes, on arrive à d'autres valeurs limites plus ou moins contraignantes. Par exemple, dans Hata et al. 1995, on propose une limite de  $N_\nu < 2.6$  avec une limite de confiance de 95% en réanalysant toutes les données astronomiques disponibles.

### 1.1.3 Attributs sénestres

La chiralité des neutrinos est une conséquence de leur masse nulle: l'hélicité ne peut prendre que les deux valeurs limites (L) ou (R) pour une particule non-massive. Ce serait fantastique d'observer une interaction où le neutrino aurait fait preuve d'une d'hélicité non-limite; la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ( $\beta\beta 0\nu$ ) est une telle interaction dans le cas des neutrinos de Majorana massifs.

La distinction entre hélicité et chiralité est très importante pour les neutrinos massifs. L'hélicité est définie par la projection normalisée du spin d'une particule sur son vecteur d'impulsion:

$$\langle H \rangle = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (1.19)$$

où  $\langle H \rangle$  est la valeur moyenne de l'hélicité,  $\vec{\sigma}$  est le vecteur spin et  $\vec{p}$  est l'impulsion de la particule. Les états chiraux gauche  $\psi_L$  et droit  $\psi_R$  correspondent à des états orthonormaux d'hélicité bien définie:

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi \quad (1.20)$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad (1.21)$$

où  $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$  dans la notation standard pour les matrices de Dirac.

## 1.2 Détection de neutrinos

Ici, on se limite à traiter des interactions de neutrinos dans la gamme d'énergie  $100 \text{ MeV} \lesssim E_\nu \lesssim 2 \text{ GeV}$ . Ces limites correspondent approximativement aux limites du spectre de neutrinos produit pour E889, et aussi au spectre de neutrinos atmosphériques qui sont effectivement observables dans les expériences Kamiokande et IMB.

Un faisceau à bande étroite ("Narrow Band Beam") a plusieurs avantages sur un faisceau large-bande ("Wide Band Beam") en dépit d'une réduction du flux total de neutrinos. En particulier, pour un faisceau à bande étroite et à basse énergie, les modes d'interaction à considérer ne sont pas embrouillés par une multitude de modes accessibles aux neutrinos de plus grande énergie dans un faisceau large-bande. Toutes les interactions qui sont à considérer dans l'expérience E889 figurent aux Tableaux 1-B et 1-C. Il est à noter que la technique Čerenkov ne permet pas l'observation de particules neutres ou ayant une impulsion inférieure à un seuil pratique, supérieur au seuil physique. Une discussion de l'observation Čerenkov des états finaux de chacun des modes d'interaction est élaborée au Chapitre 2. Les principaux modes accessibles à l'expérience E889 sont:

**les diffusions quasi-élastiques:** production du lepton chargé associé à la saveur du neutrino, par interaction à courant chargé (CC), avec production de lumière Čerenkov. Le transfert d'impulsion au nucléon est en général insuffisant pour permettre à ce dernier de produire un signal Čerenkov qui peut être détecté.

**diffusions inélastiques:** production d'une résonance nucléaire, accompagnée (CC) ou non (courant neutre (CN)) du lepton chargé associé. La résonance

nucléaire est suffisamment stable pour participer dans la cinématique de l'interaction, mais elle se désintègre peu de temps après pour donner naissance à un nucléon (n,p) et à au moins un pion.

### 1.2.1 Collisions quasi-élastiques à courant chargé

Les interactions neutrinos-matière qui changent le neutrino en lepton chargé associé, par l'intermédiaire du boson de jauge  $W^+$  pour les  $\nu_\ell$  et  $W^-$  pour les  $\bar{\nu}_\ell$ , sont appelées des interactions par courant chargé (CC). Une interaction élastique implique qu'il n'y a pas eu d'échange d'énergie d'excitation interne entre les corps en interaction. L'interaction par courant chargé d'un neutrino sur un neutron ( $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ ) est qualifiée de quasi-élastique puisqu'une partie de l'énergie de la collision est convertie en masse pour les particules dans l'état final.

### 1.2.2 Collisions inélastiques – production de pions

Les interactions quasi-élastiques ne sont pas les seules possibles entre les neutrinos et les nucléons de l'eau. S'il y a transfert d'une énergie suffisante pour franchir le seuil de production du système  $\pi N$  (environ 1.4 GeV/c), il y aura excitation du nucléon initial. Il en résulte un état de résonance delta (e.g.  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$  ou  $\Delta^-$ ) qui va se désintégrer peu de temps après en un pion et un nucléon.

L'impulsion du proton sera en général au-dessous du seuil Čerenkov de l'eau (voir le Chapitre 2), et les neutrons sont impuissants quant à la production de lumière Čerenkov (ils n'ont pas de charge électrique.) Pour produire plus d'un seul pion dans l'état final, il faut un transfert d'impulsion plus important que celui que peuvent fournir la majorité des neutrinos dans le faisceau prévu pour E889. Donc, on ne discute ici que de la production d'un seul pion dans l'état final, soit par courant neutre (échange de boson  $Z^0$ ), soit par courant chargé (échange de boson  $W^\pm$ ).

### 1.2.3 Sections efficaces d'interaction

Dans une molécule d'eau, les neutrinos peuvent interagir avec le proton de l'hydrogène ou un nucléon de l'oxygène ( $\sigma \sim 10^{-38}$  cm<sup>2</sup>/nucléon à  $E_\nu = 1$  GeV),

Interactions de neutrinos - $\nu_l = \nu_{e,\mu,\tau}$		
Type d'interaction	Sur un neutron	Sur un proton
$\nu_l$ Courant Chargé	$\nu_l n \rightarrow \ell^- p$	
	$\nu_l n \rightarrow \ell^- \Delta^+$ $\hookrightarrow n\pi^+$ $\hookrightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $\hookrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\nu_l p \rightarrow \ell^- \Delta^{++}$ $\hookrightarrow p\pi^+$ $\hookrightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $\hookrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$
	$\nu_l n \rightarrow \ell^- \Delta^+$ $\hookrightarrow p\pi^0$ $\hookrightarrow \gamma\gamma$ $\hookrightarrow e^+ e^- \gamma$	
$\nu_l$ Courant Neutre	$\nu n \rightarrow \nu n$	$\nu p \rightarrow \nu p$
	$\nu n \rightarrow \nu \Delta^0$ $\hookrightarrow n\pi^0$ $\hookrightarrow \gamma\gamma$ $\hookrightarrow e^+ e^- \gamma$	$\nu p \rightarrow \nu \Delta^+$ $\hookrightarrow p\pi^0$ $\hookrightarrow \gamma\gamma$ $\hookrightarrow e^+ e^- \gamma$
	$\nu n \rightarrow \nu \Delta^0$ $\hookrightarrow p\pi^-$ $\hookrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $\hookrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\nu p \rightarrow \nu \Delta^+$ $\hookrightarrow n\pi^+$ $\hookrightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $\hookrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$

Tableau 1-B. Modes principaux d'interaction de neutrinos avec l'eau pour l'expérience E889. Lorsque l'interaction implique des neutrinos muoniques,  $\ell^- (= \mu^-)$  peut se désintégrer selon  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ .

Interactions d'anti-neutrinos - $\bar{\nu} = \bar{\nu}_{e,\mu,\tau}$		
Type d'interaction	Sur un neutron	Sur un proton
$\bar{\nu}_l$ Courant Chargé		$\bar{\nu}_l p \rightarrow \ell^+ n$
	$\bar{\nu}_l n \rightarrow \ell^+ \Delta^-$ $\quad \downarrow n\pi^-$ $\quad \quad \downarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $\quad \quad \quad \downarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\bar{\nu}_l p \rightarrow \ell^+ \Delta^0$ $\quad \downarrow p\pi^-$ $\quad \quad \downarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $\quad \quad \quad \downarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
		$\bar{\nu}_l p \rightarrow \ell^+ \Delta^0$ $\quad \downarrow n\pi^0$ $\quad \quad \downarrow \gamma\gamma$ $\quad \quad \quad \downarrow e^+ e^- \gamma$
$\bar{\nu}_l$ Courant Neutre	Identique à CN( $\nu$ ), en substituant $\bar{\nu} \leftrightarrow \nu$	

Tableau 1-C. Modes principaux d'interaction d'anti-neutrinos avec l'eau pour l'expérience E889. Lorsque l'interaction implique des anti-neutrinos muoniques,  $\ell^+$  ( $= \mu^+$ ) peut se désintégrer selon  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ .

ou avec un des électrons ( $\sigma \sim 10^{-41}$  cm<sup>2</sup> à  $E_\nu = 1$  GeV). En première approximation, les relations entre les sections efficaces inclusives sur les composants de l'eau sont (pour  $E_\nu \sim 1$  GeV et en tenant compte de la réduction par un facteur multiplicatif  $\sim 0.9$  de la section efficace pour les nucléons liés):

$$\sigma_H \simeq 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (1.22)$$

$$\sigma_O \simeq 14 \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (1.23)$$

$$\left( \frac{2\sigma_H}{\sigma_O} \right) \simeq 0.14 \quad (1.24)$$

La section efficace de l'interaction des neutrinos avec les nucléons étant  $\gtrsim 10^3$  fois plus importante que celle avec les électrons aux énergies des neutrinos atmosphériques, on se limite à parler des interactions sur les nucléons seulement.

La difficulté des calculs de la section efficace totale pour une molécule d'eau provient des incertitudes relatives à la physique nucléaire dans le noyau d'oxygène. On utilise un modèle de gaz de Fermi relativiste pour obtenir une approximation de la distribution des impulsions des nucléons dans le noyau. Les nucléons sont représentés par des spineurs de Dirac et peuvent occuper des états jusqu'à l'impulsion de Fermi ( $p_F \approx 225$  MeV/c pour  $^{16}\text{O}$ ). On tient compte de l'énergie de

liaison nucléaire en soustrayant une valeur moyenne  $\bar{E} \approx 27$  MeV de l'énergie de tous les états occupés. L'énergie  $\bar{E}$  représente aussi le transfert d'énergie minimal pour une diffusion inélastique (e.g. production de pions). La Figure 1-1 montre le résultat d'un tel calcul pour  $^{16}\text{O}$  (Gaisser & O'Connell 1986).

### 1.3 Oscillations de neutrinos

Les oscillations de neutrinos sont une conséquence d'un mélange de saveurs dans le secteur leptonique si les neutrinos sont massifs. Le phénomène est proposé d'abord par Pontecorvo 1958 pour des oscillations  $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$  (on ne connaissait qu'une saveur de neutrino à l'époque) en analogie avec les oscillations de kaons neutres  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ . Après l'observation du neutrino muonique en 1962 (Danby et al. 1962), Pontecorvo propose des oscillations de saveur  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  (Pontecorvo 1968) résultant d'un mélange des saveurs similaire au mélange de Cabibbo dans le secteur des quarks. Plusieurs comptes-rendus sont disponibles sur le sujet des oscillations de neutrinos, par exemple: Oberauer & von Feilitzsch 1992, Bilenky & Petcov 1987, Bilenky & Pontecorvo 1978.

Il existe essentiellement deux scénarios d'oscillations de neutrinos: des oscillations dans le vide, et des oscillations augmentées par effet de résonance avec la matière, c'est à dire l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) (Mikheev & Smirnov 1986 et Wolfenstein 1978; voir Bethe 1986, où les signes ont été corrigés). Les traitements théoriques sont relativement variés. Plusieurs ont le mérite d'être plausibles, mais les données expérimentales ne suffisent pas encore pour faire un choix entre les hypothèses.

Les neutrinos observables sont des états propres de la théorie de jauge électrofaible. Cependant, ces états de jauge pourraient être des mélanges d'états propres de masse. La mécanique quantique s'applique alors à la propagation de ces états de masse. L'évolution de la fonction d'onde dans l'espace propre des états de masse (non-observables) est la source des oscillations de saveur des états de jauge (observables).

Les expériences qui ont lieu aux accélérateurs utilisent une source de neutrinos d'une saveur donnée. Lorsqu'on analyse une expérience qui cherche à observer des oscillations de neutrinos, on simplifie généralement la situation réelle en uti-

lisant une théorie avec seulement deux saveurs: la saveur initiale et une autre saveur. En mesurant la composition du flux de neutrinos à plusieurs distances de la source, on cherche soit l'apparition de neutrinos d'une autre saveur, soit la disparition des neutrinos de la saveur initiale.

La présence de neutrinos stériles face à l'interaction faible (ie. non-observables) pose un sérieux problème aux expérimentateurs. On peut tenter de déduire leur présence à partir d'observations indirectes: dans le cas d'oscillations d'une saveur active vers une saveur stérile, on observera une baisse du taux total des interactions de neutrinos avec la distance.

Les quarks se mélangent suivant la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, une matrice  $3 \times 3$  qui relie toutes les saveurs de quarks. On pourrait s'attendre à trouver un mélange similaire dans le secteur des leptons, mais les limites actuelles sur la violation du nombre leptonique ou de la saveur leptonique sont très contraignantes. Les théoriciens proposent souvent des modèles réalistes à trois saveurs de neutrinos. Les paramètres de ces modèles sont difficiles à déterminer sans équivoque avec les données expérimentales disponibles.

### 1.3.1 Théorie à deux saveurs

Une analyse à deux saveurs permet de simplifier le traitement des oscillations de neutrinos, et permet une représentation graphique à deux dimensions. Il y a deux paramètres: un angle de mélange  $\theta$  et une phase  $\rho$  qui peut violer la conservation de charge-parité (CP). Cette phase n'entre pas dans les probabilités d'oscillations avec seulement deux saveurs, mais elle a une influence sur les probabilités d'observer la double désintégration bêta sans neutrinos ( $\beta\beta 0\nu$ ) si les neutrinos sont des particules de Majorana.

Un cas simple de mélange entre deux familles ressemble au traitement de Cabibbo dans le cas des quarks:

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix} \quad (1.25)$$

où  $\nu_1$  et  $\nu_2$  sont les états propres de masse. Les neutrinos sont produits par l'interaction faible dans un état pur de saveur ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ou  $\nu_\tau$ ). On traitera ici d'un neutrino dans un état ayant une impulsion bien définie  $p_\nu = \sqrt{E_1^2 - m_1^2} =$



$\sqrt{E_2^2 - m_2^2}$ , mais on peut également considérer un état ayant une énergie bien définie  $E_\nu = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} = \sqrt{p_2^2 + m_2^2}$ . Kayser 1981 compare ces deux scénarios avec un traitement par paquets d'onde, et il trouve le même résultat. Cependant, le traitement par paquets d'onde enlève une certaine ambiguïté sur l'interprétation du phénomène oscillatoire.

La fonction d'onde de l'état de saveur est composé d'un mélange de deux états orthogonaux de masse, dont l'évolution dans le temps dépend de l'énergie:

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

d'où, par intégration, on obtient:

$$\begin{bmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_1(0)e^{-iE_1 t} \\ \nu_2(0)e^{-iE_2 t} \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

où  $E_i$  est l'énergie d'un état de masse  $\nu_i$ , et  $\nu_i(0)$  est fonction des conditions initiales (i.e. du saveur de départ). L'évolution dans le temps de la saveur du neutrino suit l'évolution de la fonction d'onde de masse à travers la matrice de mélange (Équation 1.25). La différence entre les énergies des états de masse est la source des oscillations de saveur. Cette différence peut être reliée par un développement en série de Taylor, valide pour  $p_\nu \gg m_\nu$ , à une différence entre les masses au carré des états propres de masse:

$$\frac{E_2 - E_1}{2} = \frac{1}{2} p_\nu c \left[ \left(1 + \frac{m_2^2}{p_\nu^2} c^2\right)^{1/2} - \left(1 + \frac{m_1^2}{p_\nu^2} c^2\right)^{1/2} \right] \quad (1.28)$$

$$\approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{4p_\nu} c^3 \quad (1.29)$$

$$= \frac{\Delta m^2}{4p_\nu} c^3 \quad (1.30)$$

La probabilité d'oscillation entre les saveurs s'exprime en fonction de plusieurs variables:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right) \quad (1.31)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{p_\nu} \right) \quad (1.32)$$

où  $\theta$  est l'angle de mélange,  $L = ct$  (km) est la distance entre la source et la détection, l'impulsion du neutrino est  $p_\nu$  (GeV/c) (quoiqu'on utilise souvent  $E_\nu \approx$

$p_\nu c$  dans la littérature) et la différence des carrés des masses est  $\Delta m^2 = (m_2^2 - m_1^2)$ . Ce traitement est utilisé dans plusieurs analyses des données expérimentales sur les neutrinos atmosphériques et solaires, et sur ceux produits par des accélérateurs et des réacteurs nucléaires.

### 1.3.2 Théorie à trois saveurs

Une analyse à deux familles ne tient pas compte de la possibilité de mélange simultané entre plusieurs familles. Le formalisme général tient compte des trois saveurs en même temps en utilisant une matrice de mélange  $3 \times 3$  unitaire  $U_{\alpha i}$  (les indices grecs et romains correspondent aux états de saveurs et de masses, respectivement):

$$\nu_\alpha = \begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = U_{\alpha i} \nu_i = U_{\alpha i} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix} \quad (1.33)$$

La probabilité de transition entre les états de saveurs  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  après une longueur de parcours  $L$  est:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\beta i}^* U_{\alpha i} \exp\left(-i \frac{m_i^2 L}{2E_\nu}\right) \right|^2 \quad (1.34)$$

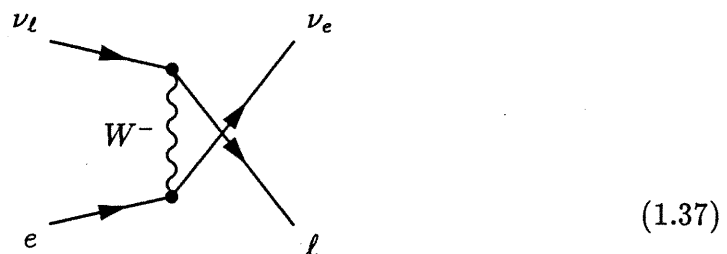
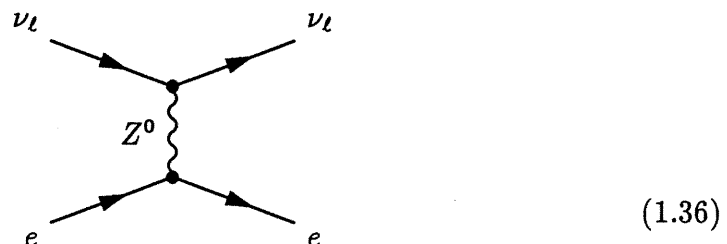
Une paramétrisation de la matrice  $U$  en termes d'angles de mélange ( $\psi$ ,  $\phi$  et  $\omega$ ) et d'une phase  $\delta$  qui viole CP est donnée par Kuo & Pantaleone 1989. La probabilité d'oscillation entre les saveurs est exprimée en fonction de ces paramètres, et dépend des différences de masses au carré entre les états de masse,  $\Delta m_{ij}^2 = (m_i^2 - m_j^2) \text{ eV}^2$ , ainsi que de la longueur de propagation  $L$  et de l'énergie  $E_\nu$ . En présumant une hiérarchie des masses (modèle "see-saw") où seulement une des  $\Delta m_{ij}^2$  est importante, la probabilité d'oscillation s'exprime de manière beaucoup plus simple. Fogli et al. 1994 et Harrison et al. 1995 font une analyse des données, et Mohapatra & Nussinov 1995 présentent quelques idées sur la masse de Majorana des neutrinos dans le cas d'un mélange maximal entre les trois familles de neutrinos. Dans l'analyse de Harrison et al. 1995, la matrice de mélange maximal devient:

$$U = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{i4\pi/3} & e^{i2\pi/3} \\ 1 & e^{i2\pi/3} & e^{i4\pi/3} \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

Ils trouvent un bon accord entre leurs prédictions et les observations de neutrinos de réacteur, d'accélérateur, de l'atmosphère et du soleil (sauf le résultat sur les neutrinos solaires de Homestake, où on observe la capture de neutrinos solaires sur le  $^{37}\text{Cl}$  (voir la Section 1.4.2)). Le résultat de leur analyse est illustré à la Figure 1-3 pour le cas  $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2 \simeq 10^{-2}$  et  $\Delta m_{12}^2 \simeq 10^{-10}$ . La probabilité de survie  $P(\ell \rightarrow \ell)$  tend vers  $5/9$  à basse valeur de  $\Delta m^2$  ou à une grande valeur de  $L/E$ .

### 1.3.3 Effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW)

Dans la matière, la densité électronique peut affecter la propagation des neutrinos. Tous les neutrinos ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) interagissent avec les électrons de la matière par l'interaction à courant neutre (Diagramme 1.36), et par celle à courant chargé (Diagramme 1.37) pourvu que l'énergie du neutrino dépasse la masse du lepton qui lui est associé.



L'interaction des neutrinos avec les électrons d'un milieu ajoutent un terme à l'Hamiltonien qui joue un rôle de masse effective. Cela augmente les effets d'oscillations à travers le terme  $\Delta m^2$  dans l'équation 1.32. C'est l'effet MSW.

L'effet MSW devient important s'il existe la possibilité d'avoir une résonance critique dans le milieu ambiant:

$$\frac{\Delta m^2}{E_\nu} \lesssim \sqrt{2} G_F N_A \rho = 7.58 \times 10^{-5} \rho \text{ (g/cm}^3\text{)} \frac{\text{eV}^2}{\text{GeV}} \quad (1.38)$$

où  $\rho \simeq 12.5 \text{ g/cm}^3$  est la densité moyenne de la terre,  $G_F$  est la constante de Fermi et  $N_A$  est le nombre d'Avogadro.

L'effet MSW sur les oscillations de neutrinos atmosphériques dans la terre est généralement négligé dans la littérature. Pour les événements contenus<sup>3</sup> de Kamiokande (voir Section 1.4.1), soit pour  $E_\nu \lesssim 2 \text{ GeV}$ , l'effet MSW ne peut pas expliquer l'anomalie dans le rapport des flux, qui requiert  $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-3} \text{ eV}^2$ . À plus grande énergie, par exemple dans le cas des interactions de neutrinos ascendants dans la terre autour du détecteur, l'effet MSW peut gagner de l'importance (Akhmedov et al. 1993). L'expérience E889 est conçue pour des détecteurs de surface, et alors l'effet MSW aura une influence assez secondaire sur l'expérience.

## 1.4 Expériences sur les oscillations de neutrinos

On cherche des oscillations de neutrinos un peu partout. Depuis qu'on peut se permettre d'avoir confiance en les prévisions de flux et des taux d'interactions de neutrinos (grâce à d'autres mesures des paramètres du modèle standard), on est tenté d'expliquer toute anomalie par la physique nouvelle. Les oscillations de neutrinos sont un effet crédible, dans la mesure où on s'attend à avoir un mélange entre les saveurs du secteur leptonique et une masse non-nulle pour les neutrinos; l'ensemble de la théorie du Modèle Standard devient plus harmonieuse. La nature peut aussi avoir choisi d'être capricieuse...

### 1.4.1 Neutrinos atmosphériques

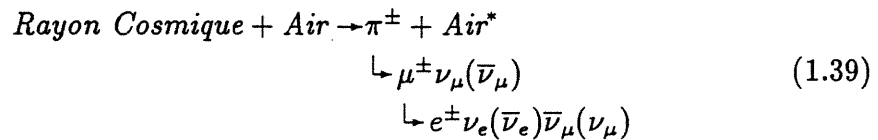
La composition  $\nu_e/\nu_\mu$  du flux de neutrinos atmosphériques est observée dans les détecteurs souterrains de Kamiokande et IMB depuis environ 1984. Les interactions de neutrinos atmosphériques constituent un bruit de fond à éliminer pour la recherche de la désintégration du proton. Puisqu'on n'observe aucun signal pour cette désintégration, on recycle le détecteur comme télescope de neutrinos. On peut immédiatement observer les neutrinos atmosphériques ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$ ), dont l'énergie moyenne du spectre se trouve autour de  $E_\nu \sim 1 \text{ GeV}$ . Suite à une baisse du niveau de seuil et à des améliorations du système électronique pour

---

<sup>3</sup>Un événement est contenu lorsque toutes les particules dans l'état final déposent leur énergie dans le volume actif du détecteur.

Kamiokande, on peut observer les neutrinos solaires, dans une plage d'énergie entre 7.3 MeV (seuil du détecteur) et 15 MeV (limite du spectre de neutrinos venant de  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* e^+ \nu_e$ ), et les neutrinos de supernova (Hirata et al. 1988), dont l'énergie moyenne est de 14 MeV. Les améliorations de l'électronique, en particulier l'ajout de modules permettant d'enregistrer le temps du déclenchement de chaque phototube, permettent une meilleure reconstruction de la trace dans Kamiokande II et III.

À l'aide d'arguments très simples, on arrive à la conclusion que le flux de neutrinos atmosphériques devrait avoir deux fois plus de neutrinos muoniques que de neutrinos électroniques. Cette conclusion vient de la considération de la chaîne de désintégration:



Cependant, les observations dans les détecteurs Kamiokande et IMB indiquent dès le début un rapport plus près de  $N_\mu/N_e \sim 1$  (voir le Tableau 1-D). Même en affinant les calculs théoriques, à l'aide de modèles analytiques et de simulations Monte-Carlo plus détaillés, on ne réussit pas à expliquer complètement cette anomalie.

Les oscillations de neutrinos sont une explication possible et plausible de la disparition de neutrinos muoniques du flux. La Figure 1-2 (tirée de Fukuda et al. 1994) montre le résultat d'une analyse des données en termes d'oscillations de neutrinos à deux saveurs. La région du plan  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  qui correspond à l'anomalie dans le flux de neutrinos atmosphériques est  $\sim (10^{-2}, 1)$ . Lors de l'expérience, on observe des électrons et des muons créés par des neutrinos atmosphériques  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  dans le détecteur Kamiokande et dont l'énergie est aussi entièrement contenue (échantillon "sub-GeV"). Les muons créés dans la roche autour du détecteur qui s'arrêtent par la suite à l'intérieur du détecteur peuvent aussi être utilisés (échantillon "multi-GeV"). En comparant ces observations à un calcul Monte-Carlo du flux de neutrinos atmosphériques, on constate que le rapport muons/électrons est inférieur aux prédictions, et aussi que c'est le nombre de muons pour les deux cas "sub-" et "multi-GeV" qui est plus faible que prévu. On tente d'expliquer ces deux observations par des oscillations de neutrinos muoniques vers une autre saveur ( $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  ou  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ). Une partie importante de la zone permise par la combinaison des données atmosphériques "sub-GeV" et "multi-

Expérience	Données		Monte Carlo		Rapport Données/MC			
	$\sim e$	$\sim \mu$	$\sim e$	$\sim \mu$	$\frac{(\mu/e)_{Don.}}{(\mu/e)_{MC}}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{syst}$	$\sigma_{net}$
NUSEX	18	32	20.5	36.8	0.99	$^{+0.35}_{-0.25}$	$\pm?$	0.25
Fréjus	57	108	70.6	125.8	1.06	$^{+0.19}_{-0.16}$	$\pm 0.15$	0.22
Soudan 2	35.3	33.5	28.7	42.1	0.64	$\pm 0.17$	$\pm 0.09$	0.19
IMB-3	325	182	257.3	268.0	0.54	$\pm 0.05$	$\pm 0.12$	0.13
Kamiokande:								
sub-GeV	248	234	227.6	356.8	0.60	$^{+0.06}_{-0.05}$	$\pm 0.05$	0.08
multi-GeV	98	135	66.5	162.2	0.57	$^{+0.08}_{-0.07}$	$\pm 0.07$	0.11
Moyenne					0.63			0.05

Tableau 1-D. Données sur les neutrinos atmosphériques des expériences souterraines. On peut consulter Langacker 1994 pour les références, sauf NUSEX (Aglietta et al. 1989) et Fréjus (Berger et al. 1989 et Berger et al. 1990). La moyenne pondérée est calculée en suivant Particle Data Group 1994, p. 1275, et  $\sigma_{net}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2$ .

GeV” de Kamiokande semble être exclu par d’autres résultats expérimentaux (courbes fines; voir Fukuda et al. 1994 pour plus de détails). Pour cibler le régime de valeurs pour les paramètres d’oscillations de neutrinos ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) impliqué par ces observations, nous désirons fabriquer nous-mêmes des neutrinos et suivre l’évolution de leur composition en saveur pendant leur propagation.

Le détecteur SuperKamiokande est un élargissement du détecteur Kamiokande, opérant sur les mêmes principes. Le détecteur de SuperKamiokande se trouve à une distance de seulement 200 m du détecteur Kamiokande. Le réservoir de SuperKamiokande renferme 50 kt d’eau dans un cylindre faisant 42 m de haut et 39 m de diamètre, et le nombre énorme de phototubes (11 000 tubes de  $\phi = 50$  cm) fournit une couverture de la surface intérieure de  $\sim 40\%$ . Le taux d’événements dû aux neutrinos est augmenté d’un facteur  $\sim 20$  par rapport à l’expérience Kamiokande. L’erreur statistique plus petite et la possibilité d’observer des interactions contenues jusqu’à une énergie plus élevée ( $E_\nu \lesssim 5$  GeV) laissent croire que cette expérience devrait fournir une mesure définitive des neutrinos atmosphériques.

### 1.4.2 Neutrinos solaires

Le déficit de neutrinos solaires présente un grand dilemme. On observe entre 1/3 et 2/3 du flux de neutrinos attendus, la valeur précise dépendant de l'expérience et du modèle solaire standard consulté ("Standard Solar Model" (SSM) suivant la convention des auteurs Bahcall & Pinsonneault 1992 (BP) et Turck-Chièze & Lopes 1993 (TCL)). Un résumé des résultats obtenus par les diverses expériences et la comparaison avec la théorie apparaissent au Tableau 1-E. Pour le moment, on n'arrive pas à expliquer la différence par un ajustement simple des paramètres des modèles solaires. Les détecteurs sont calibrés avec une source de neutrinos indépendante du soleil. Il est donc généralement convenu que la solution se trouve dans la physique des neutrinos sur leur trajet entre le soleil et la terre.

Expérience	Résultat	Prédictions du SSM		Rapport Obs./Préd.	
		BP	TCL	Obs./BP	Obs./TCL
Kamiokande	$2.89^{+0.22}_{-0.21} \pm 0.35$	$5.69 \pm 0.82$	$4.4 \pm 1.1$	$0.50 \pm 0.07$	$0.65 \pm 0.09$
Homestake	$2.55 \pm 0.17 \pm 0.18$	$8 \pm 1$	$6.4 \pm 1.4$	$0.32 \pm 0.03$	$0.40 \pm 0.04$
Gallium:	$77 \pm 9$	$131.5^{+7}_{-6}$	$122.5 \pm 7$	$0.59 \pm 0.07$	$0.63 \pm 0.07$
SAGE	$74^{+13}_{-12} \pm 5$				
GALLEX	$79 \pm 10 \pm 6$				

Tableau 1-E. Neutrinos solaires manquants: observations et prédictions. On peut consulter Langacker 1994 pour les références. Données sur les neutrinos solaires des expériences Kamiokande II et III (détecteur Čerenkov, seuil  $E_\nu \gtrsim 7.3$  MeV) (unités  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), Homestake (radiochimique avec  $^{37}\text{Cl}$ , seuil  $E_\nu \gtrsim 0.8$  MeV) (unités SNU ("Solar Neutrino Unit"),  $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ s}^{-1}$  interactions par atome cible), SAGE et GALLEX (radiochimique au  $^{70}\text{Ga}$ , seuil  $E_\nu \gtrsim 0.233$  MeV) (unités aussi en SNU).

Le détecteur SNO sera probablement capable de différencier les interactions à courant neutre par désintégration du deutérium dans l'eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ ) contenue dans son volume fiducial<sup>4</sup> Ceci permettra de mesurer le flux total de neutrinos solaires, ce qui est impossible à faire dans l'expérience Kamiokande où on observe

<sup>4</sup>Le volume fiducial est un volume fictif à l'intérieur du détecteur dans lequel l'efficacité de détection et de reconstruction des événements est élevée. En général, le volume fiducial correspond à la région centrale du détecteur.

uniquement les diffusions élastiques  $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ . Le spectre des neutrinos solaires pourra aussi être bien mesuré avec SNO, à l'aide de l'interaction à courant chargé sur les neutrons dans l'eau lourde  $\nu_e n \rightarrow e^- p$ . L'impulsion de recul du deuton lourd fait en sorte que le neutrino incident et l'électron produit ont des impulsions très semblables.

### 1.4.3 Neutrinos d'accélérateurs et de réacteurs

La possibilité de produire des neutrinos artificiellement existe depuis le début de l'ère nucléaire. Les réacteurs nucléaires sont des sources intenses d'anti-neutrinos électroniques. Le spectre de ces  $\bar{\nu}_e$  trouve son maximum autour de 1 MeV et s'étend jusqu'à environ 8 MeV. Les neutrinos de réacteurs sont émis dans toutes les directions, ce qui impose une limite pratique sur la distance entre la source et le détecteur à cause de la décroissance du flux avec la distance ( $\phi \propto 1/r^2$ ). On cherche des oscillations de type  $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$  par la disparition de neutrinos du flux. L'expérience au réacteur Gösgen fournit les meilleures limites de toutes les expériences, pour  $\Delta m^2 \gtrsim 2 \times 10^{-2}$  et  $\sin^2 2\theta \gtrsim 0.1$  dans les deux modes  $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$ .

Les accélérateurs de protons peuvent produire un faisceau de neutrinos muoniques à l'aide de la chaîne de désintégration de pions chargés. Les pions sont produits par les collisions des protons énergétiques sur une cible. On arrive à sélectionner le signe des pions ( $\pi^+$  ou  $\pi^-$ ) avec un système de deux cœurs magnétiques, ce qui permettra de choisir entre un faisceau de neutrinos dominé par les  $\nu_\mu$  pour  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , ou les  $\bar{\nu}_\mu$  pour  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . Les oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{e,\tau}$  par l'apparition des  $\nu_e/\nu_\tau$  ou par la disparition des  $\nu_\mu$  ont été recherchées par plusieurs expériences ayant des détecteurs près ( $\sim$  centaines de mètres) de la source des neutrinos. L'énergie des neutrinos étant relativement élevée (quelques GeV), on arrive à définir des limites sur les oscillations à grande valeur de  $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-1}$  et jusqu'à  $\sin^2 2\theta \gtrsim 5 \times 10^{-3}$ .

#### 1.4.3.1 Oscillations à courte distance

Les expériences NOMAD ("Neutrino Oscillations MAGnetic Detector") et CHORUS ("Compact Hybrid Oscillation Research apparatus") accumulent ac-



tuellement (1994-1997) les données au CERN. Il s'agit de chercher la production de leptons  $\tau$  par des neutrinos dans un faisceau de  $\nu_\mu$  ( $N_{\nu_\tau}/N_{\nu_\mu} \approx 10^{-7}$ ; les quelques  $\nu_\tau$  dans le faisceau viennent de désintégrations de mésons charmés D). La distance entre la production de neutrinos et les détecteurs est environ 900 m, et l'énergie moyenne des neutrinos est autour de 27 GeV. On cherche des oscillations de type  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  pour  $\Delta m^2 \gtrsim 1$  et jusqu'à  $\sin^2 2\theta \gtrsim 10^{-4}$ , ce qui sera intéressant du point de vue cosmologique. CHORUS utilise une cible d'émulsions photographiques de 800 kg qui permet de chercher un changement abrupt dans la direction des particules chargées, preuve directe de la désintégration d'un lepton  $\tau$ . L'identification des  $\tau$  par l'expérience NOMAD repose sur l'observation d'une impulsion transverse manquante, d'une corrélation angulaire entre les produits de désintégration du  $\tau$ , et de la nature des gerbes hadroniques.

#### 1.4.3.2 Oscillations à longue distance

Il existe plusieurs nouvelles propositions d'expériences pour tester l'interprétation oscillatoire des données sur le mélange de saveur dans le flux de neutrinos atmosphériques.

Dans tous les cas, on produit un faisceau de neutrinos  $\nu_\mu$  à l'aide d'un accélérateur. En utilisant des détecteurs espacés à des distances de l'ordre de plusieurs kilomètres, on cherche à mesurer une évolution du rapport ( $\mu/e$ ) dans les expériences proposées BNL-E889 et KEK-SuperKamiokande, ou ( $\mu/\tau$ ) dans l'expérience MINOS. Une évolution du rapport entre les types d'événements dans les détecteurs pourrait constituer une preuve de l'existence d'oscillations de neutrinos. Les propositions révisées de ces expériences sont disponibles depuis mars 1995: E889 Collaboration 1995c, Fukuda et al. 1995 et MINOS Collaboration 1995.

### 1.5 Expérience BNL-E889

Les résultats des observations de neutrinos atmosphériques dans les détecteurs Kamiokande et IMB laissent supposer qu'il existe une anomalie dans le rapport des saveurs  $\nu_e/\nu_\mu$  dans le flux total observé. Si cette anomalie s'explique par des oscillations entre saveurs des neutrinos, il existe une région dans l'espace

de paramètres ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) qui est privilégiée. L'expérience E889 au Brookhaven National Laboratory (BNL) était conçue pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

Il ne s'agit pas de repousser au maximum les limites dans l'espace de paramètres ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) mais de regarder dans une région bien spécifique. En conséquence, l'expérience E889 est optimisée du point de vue coût/physique accessible, en sacrifiant la polyvalence qui aurait été possible avec un véritable programme de physique des neutrinos. Elle devrait permettre de confirmer la disparition des  $\nu_\mu$ , et l'expliquer par l'apparition de  $\nu_e$ , de  $\nu_\tau$  ou de  $\nu_s$ .

### 1.5.1 Conception d'une expérience

L'expérience E889 de Brookhaven National Laboratory est une initiative américano-canadienne. Elle propose une recherche systématique des oscillations de neutrinos avec des paramètres d'oscillations susceptibles d'expliquer les observations de neutrinos atmosphériques. À l'aide d'un faisceau intense de protons pulsé toutes les 1.6 secondes ( $6 \times 10^{13}$  protons/impulsion), on peut produire un faisceau de neutrinos ayant  $\bar{E}_\nu \sim 1$  GeV et une composition  $\nu_e/\nu_\mu \sim 10^{-2}$ .

L'expérience E889 est composée de deux éléments essentiels: un faisceau de neutrinos d'une saveur donnée et un système de détection de neutrinos le long de sa trajectoire.

### 1.5.2 Le faisceau de neutrinos

On produit le faisceau de neutrinos à partir des produits de collisions de protons d'impulsion  $p_p = 28$  GeV/c sur une cible fixe en saphir. Un cor magnétique focalise ces produits de collisions (surtout des pions et des kaons). Leur désintégration en vol dans un long tunnel à vide ( $\sim 300$  m) produit un faisceau de neutrinos. Le spectre en énergie des neutrinos produits se rapproche de celui des neutrinos atmosphériques, mais le faisceau est composé presque entièrement de neutrinos muoniques ( $N_{\nu_e}/N_{\nu_\mu} \approx 1.5\%$ ).

Le synchrotron à gradient alterné ("Alternating Gradient Synchrotron," AGS) de BNL servira bientôt à l'accélération initiale d'ions lourds pour le pro-

gramme RHIC ("Relativistic Heavy Ion Collider") de Brookhaven. Il restera disponible pour l'accélération de protons pendant 20 heures par jour. L'AGS étant une source pulsée, il y a moyen de déclencher la prise de données dans les détecteurs en coïncidence avec l'arrivée des neutrinos. Ceci permet d'éliminer pratiquement tous les événements provenant de rayons cosmiques.

### 1.5.3 La détection des neutrinos

On observe la composition en saveur du faisceau en fonction de la distance de propagation des neutrinos. Quatre détecteurs sont utilisés pour l'expérience E889: deux proches pour mesurer le faisceau de neutrinos, et deux distants pour observer l'évolution des saveurs dans le flux.

Les détecteurs de E889 sont inspirés de l'expérience Kamiokande: ce sont d'énormes réservoirs cylindriques d'eau ultra-pure dont la surface intérieure a été tapissée de phototubes. L'étude détaillée de la forme des anneaux Čerenkov émis par les produits d'interactions de neutrinos avec l'eau permet de reconstituer la composition du faisceau. Le détecteur conçu pour E889 est schématisé à la Figure 1-4.

Le laboratoire de Brookhaven se situe à peu près au centre de Long Island (État de New York). On a choisi de diriger le faisceau de neutrinos du laboratoire vers le bout de l'île. Les deux détecteurs rapprochés peuvent être situés sur le site du laboratoire, à 1 et à 3 km de la cible en saphir. Les deux emplacements lointains sont un compromis entre la géographie et la physique: le détecteur à 24 km se trouve camouflé dans un ensemble de réservoirs de pétrole brut, et à 68 km un laboratoire agricole du gouvernement fédéral fournit un second site sur une petite île, Plum Island, à la limite nord-est de Long Island.

### 1.5.4 Géométrie des détecteurs

Lors de l'élaboration de la proposition de l'expérience, plusieurs géométries ont été suggérées par les membres de la collaboration. On peut dire que c'est la simplicité de construction qui a joué le rôle décisif dans le choix final du cylindre droit vertical. Une géométrie sphérique s'avère beaucoup plus chère, et une géométrie cylindrique couchée requiert un support physique trop coûteux

par rapport au gain en acceptation des événements, évalué à 10%.

La grandeur et la disposition des phototubes à l'intérieur du détecteur affectent le signal qui peut être observé. Deux cas sont examinés:

**géométrie A:** 3562 phototubes 10 cm de rayon. Les tubes sont disposés sur un grillage de  $54 \times 54$  cm, et fournissent une couverture en photocathodes de 10.55% de la surface cylindrique à 750 cm du centre.

**géométrie B:** 986 phototubes 23 cm de rayon. Les tubes sont disposés sur un grillage de  $100 \times 100$  cm, et fournissent une couverture en photocathodes de 15.45% de la surface cylindrique à 750 cm du centre.

La taille des phototubes est fixée à l'avance par la disponibilité sur le marché et la possibilité de les fabriquer en quantité suffisante. En conséquence, les phototubes 10 cm de rayon de la géométrie A sont les mêmes que ceux utilisés dans le détecteur SNO, et les tubes 23 cm de rayon de la géométrie B correspondent à ceux du détecteur Kamiokande. Dans les deux cas, l'électronique est essentiellement la même.

La résolution en énergie pour les signaux Čerenkov dépend essentiellement du taux de couverture en photocathodes de la surface intérieure du détecteur. Par contre, la qualité de la reconstruction des points d'interaction (vertex) et de la configuration de l'état final (impulsions et nature des particules) dépend de la granularité du signal.

### 1.5.5 Les signaux d'une oscillation

La recherche des oscillations de neutrinos se fait à l'aide de trois états finaux: le muon ( $\mu$ ), l'électron ( $e$ ) produit par les interactions quasi-élastiques à courant chargé, et le pion neutre résultant du mode d'interaction par courant neutre. L'utilisation combinée de ces trois modes permet de distinguer plusieurs scénarios d'oscillations, et ce pour une surface importante de l'espace paramétrique ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ).

Les oscillations de neutrinos peuvent provoquer le changement d'un type de neutrino en un ou plusieurs autres. À partir d'un faisceau composé presque uniquement de  $\nu_\mu$ , on recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$  par:

**disparition de  $\nu_\mu$ :** On cherche la disparition de  $\nu_\mu$  entre les détecteurs proches et lointains qui se manifesterait par une décroissance plus rapide que  $1/r^2$  du flux observé. Le nombre total ainsi que le spectre de muons produits par des interactions quasi-élastiques sur les neutrons de l'oxygène  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  seront utilisés pour estimer le nombre de  $\nu_\mu$  pour chaque détecteur.

**apparition de  $\nu_e$ :** Accompagnant la disparition des  $\nu_\mu$ , l'observation d'un surplus d'événements causés par des électrons, au delà de la contamination de 1.5% en  $\nu_e$  du faisceau initial, est un signal du mode d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Le nombre et le spectre des électrons produits par des interactions quasi-élastiques sur les neutrons de l'oxygène  $\nu_e n \rightarrow e^- p$  serviront à évaluer le flux de  $\nu_e$  qui atteint chaque détecteur. On pourra distinguer le mode  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  du mode  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  par l'apparition d'événements électroniques.

**normalisation par les interactions à courant neutre:** Étant insensibles à la saveur des neutrinos, les interactions à courant neutre peuvent servir à la normalisation des taux d'événements pour les modes directs de disparition et d'apparition par les rapports  $QE(\mu)/CN(\pi^0)$  et  $QE(e)/CN(\pi^0)$ . On élimine ainsi plusieurs sources d'erreurs systématiques causées par l'extrapolation des flux de neutrinos entre les détecteurs proches et les détecteurs lointains. On utilise le mode  $CN(\pi^0)$  puisque la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  donne un signal clair dans un détecteur Čerenkov à eau, soit deux anneaux électromagnétiques. Ce mode peut aussi servir, à lui tout seul, à examiner la possibilité des oscillations vers un état stérile  $\nu_s$ . L'état stérile ne provoque plus aucun mode d'interaction, et disparaît donc entièrement du flux observé.

Tous ces modes sont décrits en détails dans les documents associés à la proposition (E889 Collaboration 1995c) et à la défense du projet d'expérience E889 (E889 Collaboration 1995a et E889 Collaboration 1995b).

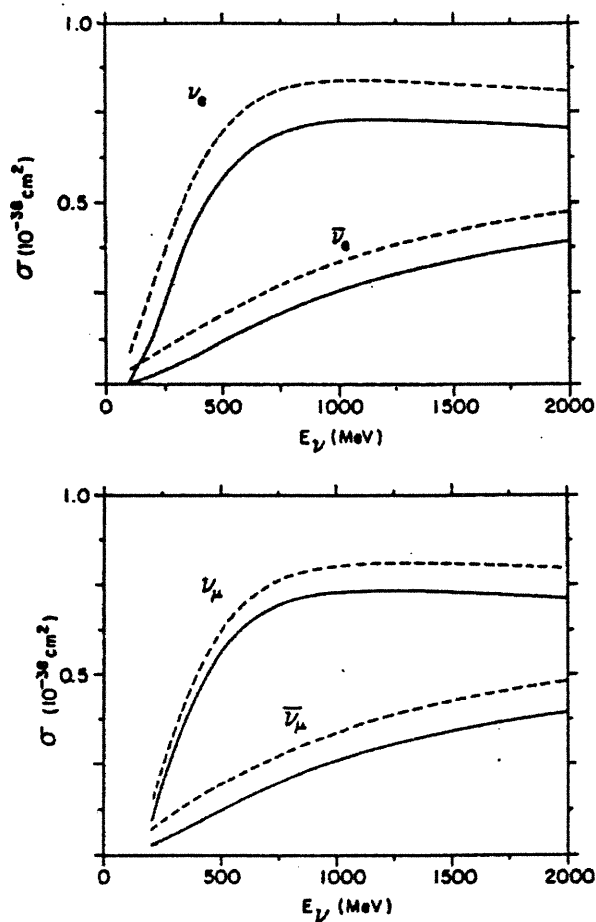


Figure 1-1. Production de leptons par des interactions quasi-élastiques sur des nucléons libres (eg.  $p$  de l'hydrogène dans l'eau) et liés (eg.  $p$  ou  $n$  dans l'oxygène  $^{16}\text{O}$ ). D'après Gaisser & O'Connell 1986. Les sections efficaces pour les interactions à courant chargé neutrino - neutron (e.g.  $\nu_\ell n \rightarrow \ell^- p$ ) et anti-neutrino - proton (e.g.  $\bar{\nu}_\ell p \rightarrow \ell^+ n$ ) sont illustrées pour des nucléons liés (lignes pleines) et libres (lignes à tirets).

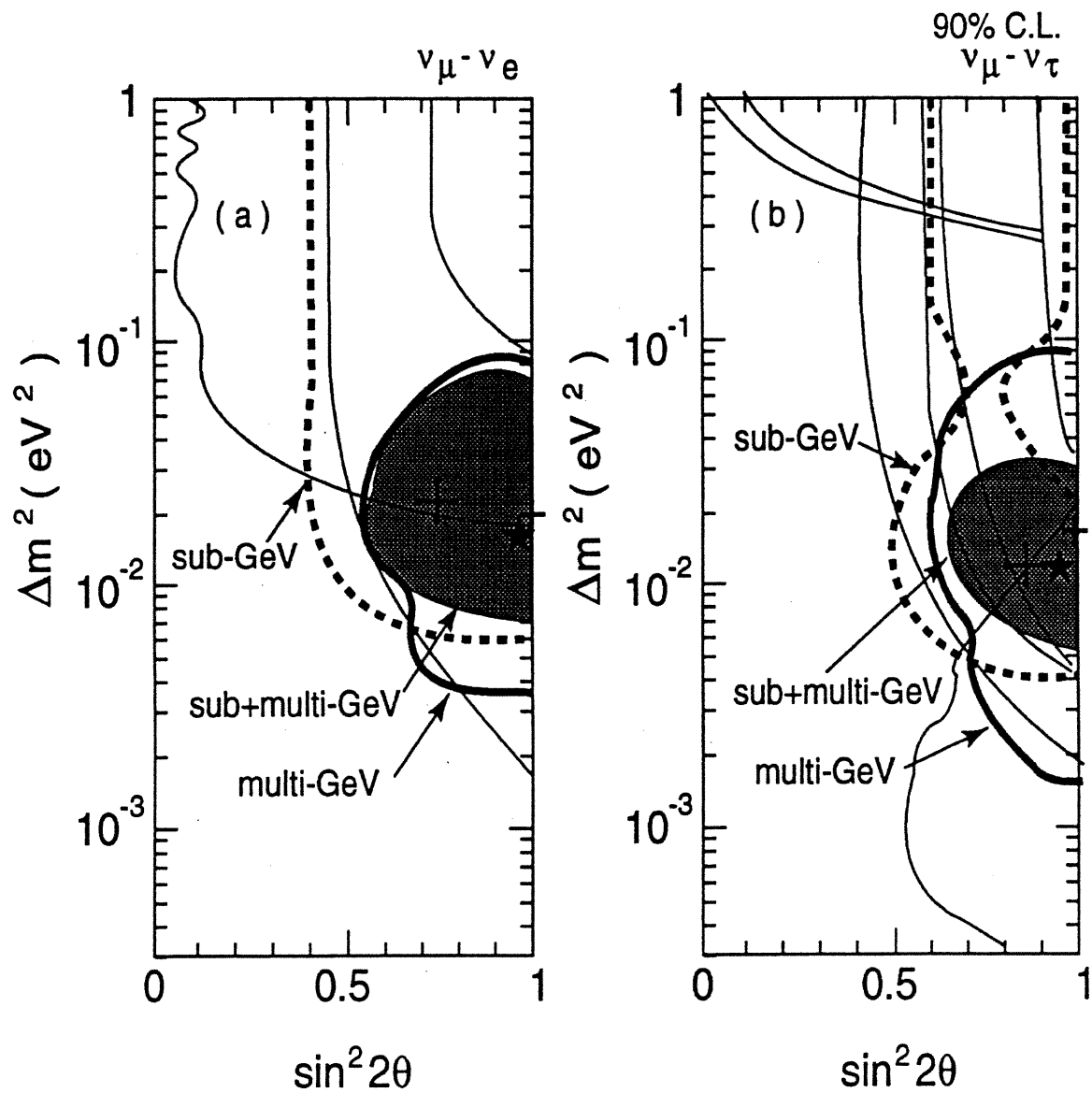


Figure 1-2. Oscillations à deux saveurs: résultats expérimentaux. Figure de Fukuda et al. 1994. La zone grisée correspond à la région permise (90% C.L.) par la totalité des données.

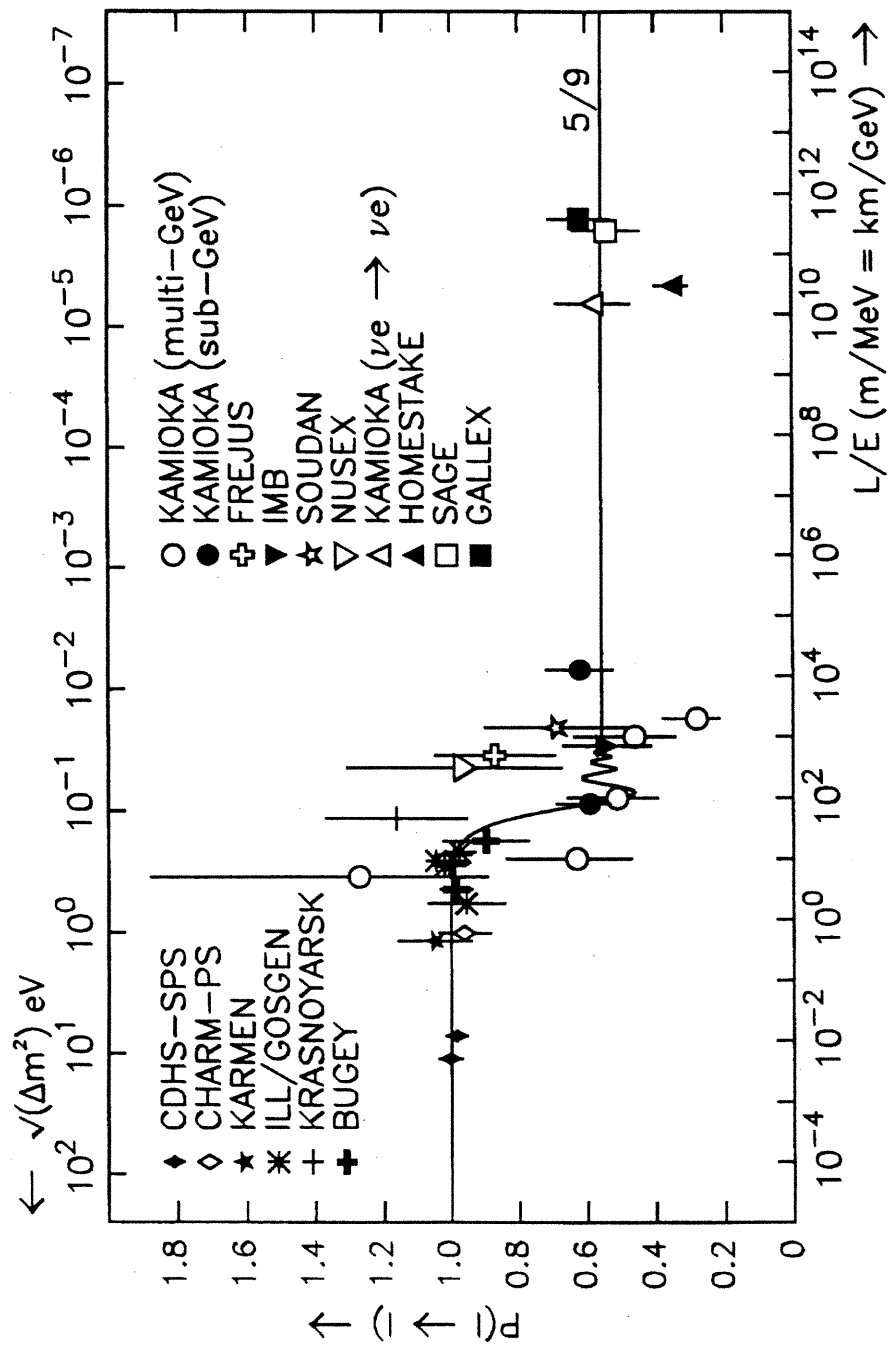


Figure 1-3. Résultats combinés d'expériences d'observation de neutrinos pour la probabilité de survie  $P(\ell \rightarrow \ell)$  suivant une analyse de mélange maximal de trois saveurs de neutrinos (Harrison et al. 1995).



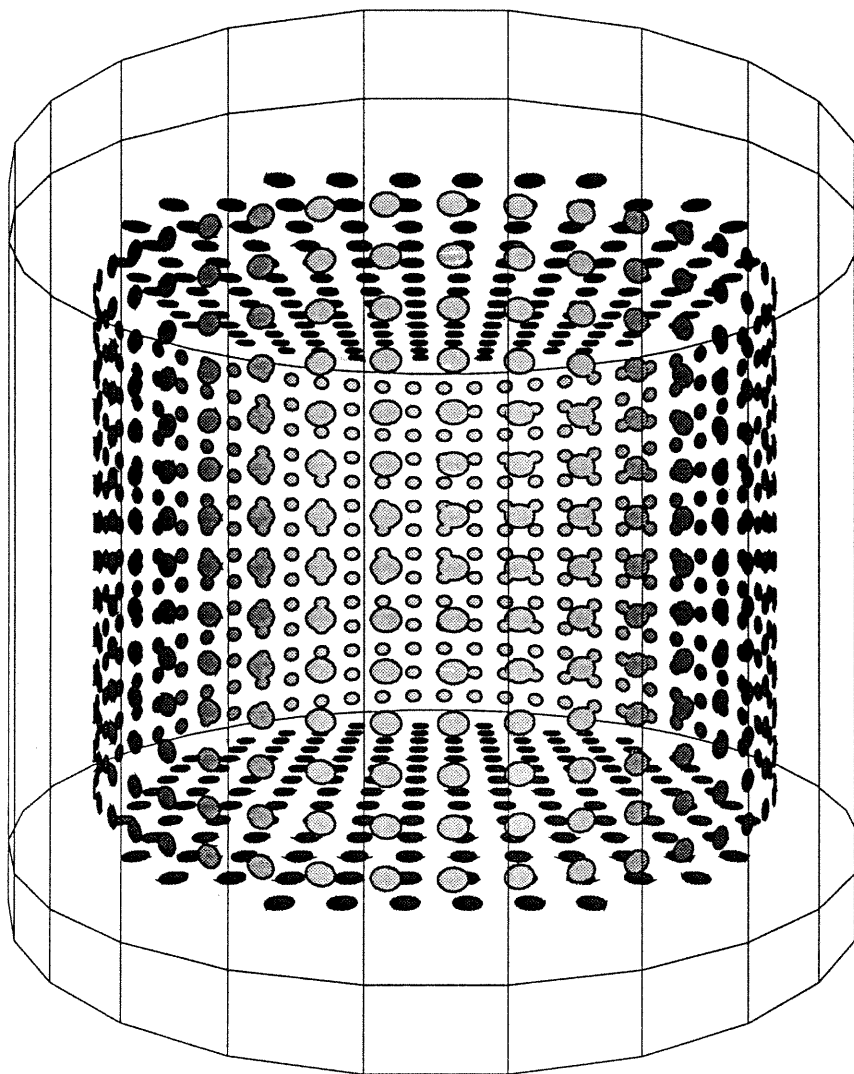


Figure 1-4. Schéma du détecteur E889, géométrie B: 984 phototubes de rayon 23 cm.  
La citerne de E889 fait 18 m de diamètre sur 20 m de haut.

## 2

### Détection Čerenkov

#### 2.1 Principe Čerenkov

Dans un milieu diélectrique, une particule chargée relativiste émet de la lumière Čerenkov à une fréquence  $f$  si elle voyage à une vitesse supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu (voir Jackson 1975 et Particle Data Group 1994, par exemple):

$$\beta c > \frac{c}{\sqrt{\epsilon(f)}} = \frac{c}{n(f)} \quad (2.1)$$

où  $\beta = v/c$  est la vitesse relativiste normalisée de la particule,  $\epsilon(f)$  est la constante diélectrique et  $n(f)$  est l'indice de réfraction du milieu à la fréquence  $f = c/\lambda$ . La lumière Čerenkov se trouve sur un cône orienté dans le sens de la trajectoire de la particule. Ce cône sera vu sous forme d'un anneau par les photomultiplicateurs qui recouvrent la surface intérieure du détecteur. Le demi-angle de l'ouverture du cône est fonction de la vitesse de la particule  $\beta = v/c$  et de l'indice du milieu diélectrique  $n$ :

$$\cos \theta_{\check{C}} = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \quad (2.2)$$

La Figure 2-1 illustre la production d'un front d'onde à l'angle caractéristique  $\theta_{\check{C}}$  de la trajectoire droite d'une particule chargée. La trajectoire des particules énergétiques est suffisamment droite à l'échelle de la longueur d'onde typique de la radiation Čerenkov pour ne pas causer d'effets d'interférence dans le front d'onde. Cette onde lumineuse se propage pour faire un anneau Čerenkov en intersection sur une surface de détection. Cette intersection est schématisée à la Figure 2-2.

Le nombre de photons Čerenkov émis est une fonction de la longueur de parcours de la particule chargée:

$$\frac{d^2 N_{\check{C}}}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2} \right) \quad (2.3)$$

où  $d^2N_{\check{C}}$  est le nombre de photons émis par unité de longueur de parcours  $dx$  et par intervalle spectral  $d\lambda$ ,  $z$  représente la charge de la particule, et  $\alpha = 1/137$  est la constante de structure fine. L'indice de réfraction de l'eau varie très peu sur la plage sensible des photomultiplicateurs:  $n(300 \text{ nm} \lesssim \lambda \lesssim 600 \text{ nm}) \approx 1.33$ . Cette équation peut être intégrée en fonction de  $d\lambda$  pour trouver le nombre maximal de photons Čerenkov émis par unité de longueur de parcours  $dN_{\check{C}}/dx$ . On pose  $n = 1.33$ ,  $z = 1$  et  $\beta = 1$ ; cette dernière condition est approximativement réalisée pour les électrons.

$$\begin{aligned} \left[ \frac{dN_{\check{C}}}{dx} \right]_{\beta=1} &\approx \int_{300 \text{ nm}}^{600 \text{ nm}} 2\pi\alpha \left( 1 - \frac{1}{(1.33)^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ &= 332 \text{ photons/cm} \end{aligned} \quad (2.4)$$

On peut apporter une correction à ce résultat pour tenir compte de l'impulsion de particules plus lourdes ayant  $\beta < 1$ :

$$\left[ \frac{dN_{\check{C}}}{dx} \right]_{\beta < 1} \approx \left[ \frac{dN_{\check{C}}}{dx} \right]_{\beta=1} \frac{1 - 1/n^2\beta^2}{1 - 1/n^2} \quad (2.5)$$

$$= \left[ \frac{dN_{\check{C}}}{dx} \right]_{\beta=1} \frac{1 - (m^2c^2 + p^2)/n^2p^2}{1 - 1/n^2} \quad (2.6)$$

où  $m$  est la masse de la particule et  $p$  son impulsion. Cette dernière fonction (Équation 2.6) est tracée à la Figure 2-3 pour les électrons, les muons, les pions et les protons.

La longueur de la trace d'une particule lourde (e.g.  $\mu^\pm$  et  $\pi^\pm$ ) ou d'une gerbe électromagnétique (due à un  $e^\pm$  ou à un  $\gamma$ ) dans l'eau est fonction de l'impulsion initiale de la particule. À l'aide de simulations Monte-Carlo ou de mesures directes (test au KEK de faisceaux de  $\mu/e/\pi$  dans un détecteur Čerenkov) et connaissant le nombre de photons détectés dans un anneau Čerenkov et la nature de la particule qui l'a engendré, on peut retrouver l'impulsion de cette particule. Seules les interactions qui produisent une particule dont la trace est entièrement contenue dans le détecteur ( $E \lesssim 2 \text{ GeV}$ ) sont classifiables.

On ne considère pas les interactions par courant faible chargé des  $\nu_\tau$  (produits éventuellement par oscillations) dans les détecteurs Čerenkov. La grande masse ( $m_\tau = 1.777 \text{ GeV}$ ) et la courte durée de vie ( $\tau = 0.296 \text{ ps}$ ) des leptons  $\tau^\pm$  empêchent leur détection par les mêmes moyens que les  $e/\mu$ . Les produits de désintégration des  $\tau$  se mêlent à l'échantillon d'événements muoniques et à celui pour lequel plusieurs anneaux Čerenkov sont observés. La détection indirecte de

$\nu_\tau$  dans le flux de neutrinos ayant  $E_\nu \sim 1$  GeV se limite à une fraction du taux observé d'interactions à courant neutre, en particulier le mode  $\nu N \rightarrow \nu N \pi^0$ .

## 2.2 Détecteurs Čerenkov à eau

Les neutrinos de relativement haute énergie  $E_\nu \gtrsim 100$  MeV peuvent produire des leptons chargés relativistes par des diffusions quasi-élastiques des  $\nu_\mu/\nu_e$  sur les nucléons de l'eau:



On observe la lumière Čerenkov émise par des particules relativistes à l'aide d'une grille de phototubes sur les parois d'une énorme citerne pleine d'eau. Ce signal Čerenkov est utilisé pour identifier et pour mesurer l'énergie et la cinématique des événements causés par des interactions dans le détecteur. La Figure 2-4 montre le signal observé dans le détecteur Kamiokande pour un muon et pour un électron. La classification ( $e/\mu$ ) est basée sur la différence entre les formes des signaux: un anneau net pour les muons, qui ne subissent pas beaucoup de diffusions lors de leur traversée de l'eau, et un anneau plutôt flou pour les électrons, qui ont tendance à subir beaucoup de diffusions et qui se multiplient en générant une gerbe électromagnétique dans l'eau.

Le détecteur Kamiokande était à l'origine un détecteur pour tenter d'observer la désintégration du proton (Kamioka Nucleon Decay Experiment). Il est maintenant recyclé dans le domaine d'observation de neutrinos solaires, atmosphériques et cosmiques (Kamioka Neutrino Detection Experiments, par exemple...) Le détecteur de 4.5 kt est situé sous une quantité de roche équivalente à 2700 m d'eau, dans une caverne de la mine de Kamioka au Japon. Le citerne qui contient l'eau mesure 22.5 m en hauteur par 19 m en diamètre. Une grille de 948 phototubes ( $\phi = 50$  cm) recouvrant  $\sim 20\%$  de la surface est orientée vers l'intérieur pour faire face au volume fiducial. Environ 50 phototubes sont orientés vers l'extérieur pour constituer un anti-discriminateur d'angle solide  $4\pi$ , utile pour la réduction du bruit dû aux muons qui parviennent jusqu'au détecteur (soit des muons cosmiques directs ou des muons produits par des interactions  $\nu_\mu N \rightarrow \mu X'$  dans les roches autour du détecteur). Les détecteurs de E889 sont fortement inspirés du détecteur Kamiokande II-III.

La collaboration Kamiokande a observé un taux d'interaction de neutrinos atmosphériques de  $\sim 100$  événements/kt/an, et a accumulé jusqu'à présent presque 8 kt.ans. Ces événements sont distribués entre les classes ( $\mu/e$ ) selon l'interaction observée dans le détecteur.

L'expérience IMB est similaire à celle de Kamiokande, mais le détecteur utilise des tubes plus petits ( $\phi = 20$  cm) dans un réservoir cubique. La granularité du signal du détecteur IMB est beaucoup moins bonne que celle de Kamiokande, mais les deux expériences ont presque la même efficacité de séparation des événements ( $\mu/e$ ).

### 2.3 Lumière Čerenkov dans l'eau

On cherche à étudier le type d'interaction de neutrinos à partir de la reconstruction du signal Čerenkov observé dans les détecteurs. Pour les particules produites lors des interactions de neutrinos, les trois éléments suivants sont recherchés par la reconstruction:

**le point d'origine ( $x, y, z$ ).** Permet de différencier les interactions multiples (rares) et pour effectuer un tri des événements selon le volume fiducial. Dans le cas de E889, ce volume correspond à un cylindre de  $13\text{m} \times 13\text{m} \phi$ .

**les impulsions: direction  $\hat{P}_i$  et grandeur  $|\hat{P}_i|$ .** Permettent de mesurer (indirectement) le spectre de neutrinos ainsi que de confirmer le mode d'interaction, par exemple par reconstruction de la masse invariante des pions neutres dans le cas  $\nu N \rightarrow X\pi^0 \rightarrow X\gamma\gamma$  (voir le Chapitre 3).

**le type d'interaction: CC( $\mu$ ), CC( $e$ ), CN( $\pi^0$ ) ou autre.** Important pour mesurer les oscillations de saveur des neutrinos. Au premier ordre, ces mesures reflètent directement les oscillations de saveur des neutrinos qu'on cherche à observer.

Pour effectuer une reconstruction complète des événements, il est important de bien connaître les paramètres de l'émission et de la détection de la lumière Čerenkov. Notamment, il faut considérer le seuil de vitesse, et donc de l'impulsion et de l'énergie pour la production de lumière Čerenkov:

$$\beta_c = \frac{1}{n} \approx \frac{1}{1.33} \approx 0.75 \quad (2.9)$$

$$p_c = \frac{\beta_c M c}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} \approx 1.13 M c \quad (2.10)$$

$$E_c = \frac{M c^2}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} \approx 1.51 M c^2 \quad (2.11)$$

où  $\beta_c$ ,  $p_c$  et  $E_c$  sont les seuils Čerenkov pour la vitesse relativiste normalisée, l'impulsion et l'énergie totale, respectivement, pour une particule de masse  $M$  en  $\text{MeV}/c^2$ .

Les sous-sections suivantes fournissent une description concise du signal Čerenkov produit par chaque particule secondaire qui est à considérer aux énergies du faisceau de neutrinos de E889. Le grand taux des événements dans l'expérience E889 demande des algorithmes de reconstruction automatiques, qui sont expliqués à la Section 2.5.

Une vérification expérimentale des caractéristiques des traces a été entreprise à KEK ("Ko-Energie butsurigaku Kenkyusho," laboratoire national japonais pour la physique des hautes énergies). Ce test pour évaluer les effets systématiques dans les détecteurs Čerenkov a été achevé en été 1994. Des  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$  et  $\pi^\pm$  sont envoyés directement de l'accélérateur dans un détecteur Čerenkov au moyen d'un tube à vide. La position et l'orientation de la trace sont sélectionnées pour permettre une calibration en fonction de la position. Un rapport n'a pas encore été publié, mais quelques détails sont disponibles dans la proposition d'expérience de recherche d'oscillations entre le KEK et le détecteur SuperKamiokande (Fukuda et al. 1995). On trouve un excellent accord entre les prévisions et les résultats des analyses.

### 2.3.1 Traces de particules lourdes

Une particule lourde perd son énergie par ionisation dans l'eau, suivant approximativement la prescription de la formule de Bethe-Bloch. De plus, la particule perd quelques centaines d'eV par centimètre de parcours sous forme de rayonnement Čerenkov. Le ralentissement de la particule, provoqué par les pertes d'énergie par ionisation au fur et à mesure de sa propagation, conduit à une baisse en intensité de la lumière Čerenkov émise.

La formule pour la perte moyenne en énergie qui inclut tous les effets de

densité de la matière et de longueur de collision élastique est relativement bien connue. Dans Particle Data Group 1994 on donne:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.12)$$

où  $dE$  est la perte d'énergie par unité de densité de surface  $dx$  en  $\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ,  $ze$  est la charge de la particule en mouvement,  $Z/A$  est la moyenne pondérée du rapport du nombre atomique et de la masse atomique du milieu ( $Z/A \approx 0.56$  pour l'eau),  $\beta$  est la vitesse de la particule incidente,  $\gamma$  est son paramètre de Lorentz  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$  est la masse de l'électron,  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.818 \text{ fm}$  est le rayon classique de l'électron. La quantité  $T_{\max}$  représente l'énergie cinétique maximale qui peut être transmise à un électron libre dans une collision unique:

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + m_e^2/M^2} \quad (2.13)$$

où  $M$  est la masse de la particule incidente. L'énergie d'excitation moyenne  $I$ , qui est autour de 95 eV pour l'eau, représente l'énergie moyenne transférée à l'ensemble des 10 électrons moléculaires. Cette excitation électronique ne suffit pas à produire de la lumière Čerenkov mais la production de rayons  $\delta$  par des collisions élastiques avec les électrons de l'eau peut contribuer au signal Čerenkov dans le détecteur. La perte d'énergie par ionisation en fonction de l'énergie cinétique des électrons, des positrons, des muons et des pions est illustrée à la Figure 2-5 (calculs du programme E889GEANT pour l'eau dans le programme GEANT (CERN 1993)).

Les diffusions multiples que subissent les particules lourdes le long de leurs trajectoires ont un effet systématique important sur les signaux lumineux enregistrés. Lorsque l'émission Čerenkov a lieu à plusieurs mètres des phototubes, les petites déviations dans la trajectoire de la particule sont amplifiées par la projection du cône Čerenkov sur les parois du détecteur. La diffusion multiple est un effet cumulatif qui influence peu le pourtour extérieur des signaux mais qui a une grande influence sur la forme intérieure des anneaux Čerenkov. La théorie des diffusions multiples est bien décrite dans Particle Data Group 1994 et, pour la simulation par Monte-Carlo, dans le manuel GEANT (CERN 1993). Cet effet peut être illustré à l'aide d'exemples de signaux où la diffusion multiple a été permise ou non dans la simulation Monte-Carlo.

Cet effet est important dans l'expérience E889 puisqu'on veut traiter les événements automatiquement plutôt que visuellement. Les ajustements de vertex et de direction seront faits sans bénéficier de l'identification visuelle du bord du signal, où les effets de la diffusion multiple ne se sont pas encore manifestés. Cette situation face à l'analyse est très différente de celle des expériences Čerenkov sur les neutrinos atmosphériques Kamiokande et IMB, pour lesquelles le taux des événements est suffisamment bas pour permettre la reconstruction manuelle de chaque événement.

Un exemple de signal simulé apparaît à la Figure 2-6 pour le cas d'un muon ayant une impulsion  $\vec{p}_\mu = (600, 0, 0)$  MeV/c et son vertex au centre  $(0, 0, 0)$  du détecteur. Le parcours du muon qui a donné ce signal Čerenkov est dévié systématiquement vers un bord. Ce n'est pas toujours le cas; en moyenne les muons vont tout droit. Les parcours de 20 muons avec  $p_\mu = 600$  MeV/c sont superposés et projetés dans le plan  $xy$  à la Figure 2-7 pour illustrer la gamme de cas possibles.

La diffusion multiple le long du parcours de la particule a pour effet de fausser les temps d'arrivée qui sont enregistrés. La lumière émise à la fin de la trace arrive d'abord aux phototubes. En conséquence, pour un système à déclenchement unique, tel que celui envisagé pour E889, les temps d'arrivée seront trop à l'avance sur le côté de l'anneau Čerenkov vers lequel la diffusion s'est accumulée, et trop espacés sur la grille de phototubes sur l'autre bord de l'anneau Čerenkov.

Dans le cas des algorithmes de reconstruction du vertex à partir de l'information temporelle complète (voir la Section 2.5), ces effets produisent un décalage systématique positif<sup>1</sup> parallèle à la direction de la particule. Il existe sûrement des moyens efficaces de corriger cet effet. Dans ce mémoire, je ferai abstraction de ces corrections en fixant le temps zéro de chaque événement à  $t_0 = 0$ , tel que simulé par le programme Monte-Carlo. Le temps limité et les priorités de travail pour la revue de l'expérience m'ont interdit de faire une analyse complète de cet effet. La diffusion multiple des muons est un effet important à considérer dans les algorithmes de reconstruction pour le traitement automatique d'une quantité énorme de données.

---

<sup>1</sup>Positif – dans la direction de vol de la particule; négatif – dans la direction opposée.



### 2.3.1.1 Traces de muons

Ce qui caractérise un anneau Čerenkov provenant d'un muon, c'est avant tout un bord abrupt et net. Les photons détectés sur le pourtour de l'anneau sont émis par le muon au début de sa trajectoire et reflètent directement sa position et sa direction initiales. Tout algorithme de reconstruction devra viser, autant que possible, une excellente sensibilité à cette partie du signal.

Au delà d'une impulsion  $p_\mu \gtrsim 300 \text{ MeV}/c$ , il existe une relation presque linéaire entre l'impulsion initiale du muon et la quantité de photoélectrons observés (voir la Section 2.5). Cette correspondance est utilisée pour reconstruire le spectre des muons produits dans le détecteur. La résolution en énergie s'élève à  $\sim 7\%/\sqrt{p}$  pour la géométrie A et à  $\sim 8\%/\sqrt{p}$  pour la géométrie B. La reconstruction de l'impulsion permet une meilleure estimation de l'angle Čerenkov initial, et donc de l'ouverture de l'anneau. Ceci peut jouer un grand rôle dans le classement des événements ( $\mu/e$ ) puisque l'angle d'ouverture des électrons demeure constant à  $\theta_C \sim 41.2^\circ$ . Cette question mérite d'être étudiée en détail, car la détermination de la nature  $\mu/e$  des interactions est fondamentale à l'observation du mode d'apparition par oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

La Figure 2-8 montre les points d'émission ainsi que l'intensité d'émission de lumière Čerenkov ( $dN/dx$  en photons/cm) pour des muons de  $p_\mu = 300$  et  $600 \text{ MeV}/c$  dans l'eau. La simulation des diffusions multiples et de la production de rayons delta a été retirée pour produire la Figure 2-9. La comparaison de ces deux figures met en évidence les effets de la diffusion multiple sur l'émission Čerenkov par les muons: trajectoire raccourcie et distribution plus étalée. L'effet sur le signal a déjà été montré, pour un muon d'impulsion  $600 \text{ MeV}/c$ , à la Figure 2-6.

### 2.3.1.2 Traces de pions chargés

Avant sa désintégration, la trajectoire d'un pion chargé dans l'eau ressemblera essentiellement à celle d'un muon avec une masse accrue de 32%. Les diffusions multiples coulombiennes sont augmentées par des diffusions dues à l'interaction forte dans le cas des pions.

Les pions ont une masse légèrement plus élevée que celle des muons, mais

surtout un temps de vie beaucoup plus court:

$$\begin{array}{ll} m_{\pi^\pm} = 139.570 & \text{MeV}/c^2 & \tau_{\pi^\pm} = 26.03 \text{ ns} \\ m_{\mu^\pm} = 105.65839 & \text{MeV}/c^2 & \tau_{\mu^\pm} = 2197.03 \text{ ns} \end{array}$$

La désintégration du pion en muon<sup>2</sup> est suivie par l'émission de lumière Čerenkov secondaire par le muon. En général le muon aura une impulsion non-colinéaire avec celle du pion. Ceci produira un second anneau Čerenkov distinct de celui produit par le pion, ayant un vertex différent et une direction reconstruite qui ne pointe pas vers le vertex de la production du pion. À la Figure 2-10 on montre le signal simulé par le Monte-Carlo (E889GEANT) pour un pion ayant  $p_\pi^+ = (600, 0, 0)$  MeV/c partant du centre  $(0, 0, 0)$  de l'enceinte.

### 2.3.1.3 Traces de fragments de noyaux

Lorsque les noyaux d'oxygène <sup>16</sup>O de l'eau sont détruits par des collisions à transfert d'impulsion ( $Q^2$ ) élevé avec les neutrinos, il peut en résulter des particules nucléaires ayant une impulsion assez grande pour émettre de la lumière Čerenkov. L'énergie des fragments produits lors de la spallation nucléaire est limitée par le spectre du faisceau de neutrinos. Cependant, il existe toujours quelques neutrinos de plus haute énergie dans le spectre du faisceau. Les interactions de ces neutrinos peuvent produire des éclats nucléaires qui laissent un signal Čerenkov dans le détecteur. Les événements comportant des particules nucléaires au-dessus du seuil Čerenkov sont souvent faciles à éliminer en raison de leur allure "compliquée" par rapport aux signaux principaux de E889: ils ont plusieurs anneaux distribués de manière désordonnée dans le signal.

### 2.3.2 Cascades électromagnétiques

Une gerbe électromagnétique est une série d'interactions provoquées par un électron, un rayon gamma ou un positron dans un matériel dense. À partir d'une particule originale, une cascade électromagnétique se développe jusqu'au point où toute l'énergie est dissipée. Cette cascade est maintenue par le processus de bremsstrahlung pour les électrons et les positrons, ainsi que par la production des

<sup>2</sup>Taux d'embranchement:  $\text{BR}(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)) = 99.99\%$ .

paires  $e^+e^-$  et la diffusion Compton ( $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$ ) pour les rayons gamma, jusqu'à épuisement total de l'énergie initiale. La plus grande partie de cette énergie est perdue par ionisation du milieu par les électrons<sup>3</sup> et les positrons, ainsi que lors des collisions des particules de la gerbe avec les électrons des atomes (production de rayons  $\delta$  par  $ee \rightarrow ee$ ). Une fraction minuscule est émise en lumière Čerenkov; à l'énergie d'ionisation minimale pour l'électron, les photons Čerenkov totalisent environ 0.05% de l'énergie perdue par ionisation:

$$\frac{(dE/dx)_{\check{C}}}{(dE/dx)_{\min}} \approx \frac{1.0 \text{ keV/cm}}{1.991 \text{ MeV/cm}} = 5 \times 10^{-4} \quad (2.14)$$

La valeur de  $(dE/dx)_{\check{C}}$  est obtenue en intégrant l'Équation 2.3 entre les limites  $300 < \lambda < 600 \text{ nm}$  et en prenant  $n = 1.33$  et  $\beta = 1$ . Ceci correspond à 332 photons/cm avec une énergie moyenne de 3.10 eV. Pour  $(dE/dx)_{\min}$ , la valeur (trop précise ici) provient de Particle Data Group 1994.

Pour l'expérience E889, on considère essentiellement les gerbes électroniques dues aux interactions CC( $\nu_e$ ) et les gerbes dues aux photons provenant de la désintégration d'un pion neutre du mode CN( $\pi^0$ ). Ces deux types de gerbes sont différentes quant à leur distribution d'émission de lumière Čerenkov.

### 2.3.2.1 Cascades induites par un électron

La charge électrique et la faible masse de l'électron empêchent celui-ci de traverser l'eau tranquillement. Les électrons présents dans le milieu deviennent des rayons delta par des collisions élastiques avec l'électron dans la gerbe, qui perd ainsi une partie de son énergie. Le bremsstrahlung est le rayonnement de freinage émis par les électrons lorsqu'ils subissent l'influence du champ électrique des noyaux et des électrons du milieu. Le taux de perte d'énergie par bremsstrahlung est essentiellement proportionnel à l'énergie de l'électron, tandis que pour le processus d'ionisation, ce taux est proportionnel au logarithme de l'énergie. Les positrons peuvent disparaître par annihilation avec un électron du milieu pour faire au moins un photon de désintégration.<sup>4</sup> Dans l'eau, les sections efficaces

<sup>3</sup>Du point de vue de la lumière Čerenkov les électrons et les positrons jouent un rôle identique. Donc, dans ce qui suit, j'utiliserai le mot "électron" pour désigner l'une ou l'autre de ces deux particules.

<sup>4</sup>La production d'un seul photon se fait lorsque le noyau de l'électron orbital absorbe une partie de l'impulsion transférée dans l'interaction. Cette possibilité est assez rare par rapport

de ces interactions sont calculées et illustrées pour les électrons (Figure 2-11) et pour les positrons (Figure 2-12).

La lumière Čerenkov est émise par les électrons dans la cascade électromagnétique engendrée par l'électron primaire. Le nombre d'électrons dans cette cascade est fonction de la distance. Particle Data Group 1994 discute d'ajustements de calculs à des données. Les calculs sont produits par le simulateur EGS4 (dont le code fait maintenant partie intégrante de GEANT) pour des électrons de 1 GeV à 100 GeV. Le point de dépôt maximal d'énergie a lieu à la position:

$$x_{\max} = \begin{cases} X_0 [\ln(E/E_{\text{crit}}) - 0.5] & \text{(cascade électron)} \\ X_0 [\ln(E/E_{\text{crit}}) + 0.5] & \text{(cascade photon)} \end{cases} \quad (2.15)$$

où  $E$  est l'énergie de l'électron (ou du rayon gamma) à l'origine de la gerbe électromagnétique,  $E_{\text{crit}} \approx 72$  MeV est l'énergie critique à laquelle les pertes d'énergie par ionisation égalent les pertes par bremsstrahlung et  $X_0 = 36.1$  cm est la longueur de radiation caractéristique de l'eau. On peut s'attendre à trouver un écart entre cette formule et le comportement des gerbes lorsqu'on descend en énergie; elle sert plutôt de guide pour l'allure de la dépendance de  $x_{\max}$  envers l'énergie.

La théorie de la diffusion multiple de Molière contient un paramètre de diffusion latérale  $R_M$  mesuré par rapport à la direction initiale de la particule. Ce paramètre caractérise assez bien le développement latéral moyen d'une gerbe électromagnétique. Il y a une échelle d'énergie  $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2$  MeV qui détermine, avec  $E_{\text{crit}}$  et  $X_0$ , l'échelle  $R_M$  de l'étendue latérale de la gerbe dans l'eau:

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_{\text{crit}}} = 9.75 \text{ cm} \quad (2.16)$$

Le dépôt d'énergie par la gerbe se fait à 90% dans un cylindre de rayon  $R_M$  et à 99% dans un cylindre de rayon  $3.5R_M$ .

La légèreté de l'électron lui permet de rester ultra-relativiste (i.e.  $\beta \simeq 1$ ) pendant presque toute sa trajectoire. Chaque électron dans une gerbe émet donc un nombre constant de photons Čerenkov par unité de parcours, et la courbe de génération de lumière Čerenkov suit très bien la densité d'électrons dans la gerbe. Ceci est en contraste avec le cas des muons et des pions, qui perdent rapidement

---

aux processus "normaux" d'annihilation en deux photons  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , ou encore en trois photons  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ .

de leur luminosité Čerenkov au-dessous de  $p \sim 1 \text{ GeV}/c$ . Les gerbes électroniques sont illustrées pour des électrons de  $p_e = 100$  et  $400 \text{ MeV}/c$  à la Figure 2-13.

### 2.3.2.2 Cascades induites par un rayon gamma

Aucune lumière Čerenkov n'est émise directement par les photons puisqu'ils ne portent pas de charge électrique. L'émission de photons Čerenkov commence seulement lors de la conversion du rayon gamma en paires  $e^+e^-$  ou d'une diffusion Compton. Le sommet du cône Čerenkov correspond donc à ce point, et non au point d'origine (vertex) du rayon gamma. La distribution des points d'émission de lumière Čerenkov par des rayons gamma de  $p_\gamma = 100$  et  $400 \text{ MeV}/c$  est définie à partir du vertex de création du rayon gamma (Figure 2-14), ou à partir du point de la première émission Čerenkov par la gerbe induite par le rayon gamma (Figure 2-15).

Pour l'eau, la longueur d'absorption  $\lambda_{abs}$  (cm) des rayons gamma se trouve entre  $50 \lesssim \lambda_{abs} \lesssim 60 \text{ cm}$  (voir la Figure 2-16 pour la section efficace  $\sigma_{total}(\text{cm}^{-1}) = 1/\lambda_{abs}$ ). La probabilité d'atteindre une distance de vol  $D_{vol}$  avant la première conversion suit une distribution exponentielle:

$$P = 1 - \exp(-D_{vol}/\lambda_{abs}) \quad (2.17)$$

La distance de vol moyenne  $\overline{D_{vol}}$  pour un rayon gamma devient alors:

$$\overline{D_{vol}} = \lambda_{abs} \quad (2.18)$$

avec une variance  $\sigma^2 = \lambda^2$  autour de cette moyenne.

Les sections efficaces pour les rayons gamma dans l'eau sont calculées et apparaissent à la Figure 2-16. Puisque la production de paires par les photons domine sur la diffusion Compton pour  $E_\gamma \gtrsim 25 \text{ MeV}$ , une gerbe induite par un photon produit, dès sa première interaction, environ deux fois plus de lumière Čerenkov qu'une gerbe électronique. Cependant, une gerbe photonique s'atténue sur une plus courte distance à partir de sa première interaction. La Figure 2-17 montre le rapport entre les intensités de lumière Čerenkov émise par un rayon gamma et par un électron à partir du point de leur première émission Čerenkov. En principe cette différence pourrait servir à distinguer les traces de  $e/\gamma$ . Pour la présente étude, la reconstruction de l'origine du photon est aidée par le fait que

nous recherchons 2 photons provenant d'un  $\pi^0$ . La résolution angulaire est plus importante que celle du vertex puisque la masse invariante des deux  $\gamma$  dépend de l'angle d'ouverture.

## 2.4 Simulation Monte-Carlo pour BNL-E889

Une simulation du détecteur Čerenkov est effectuée grâce à des routines provenant du CERN (en l'occurrence GEANT et CERNLIB). Cette simulation permet de tenir compte explicitement et sur une base stochastique de tous les processus physiques du transport des particules dans le détecteur.

Le programme conçu pour E889 est une synthèse de programmes existants, provenant des expériences Kamiokande (Japon) et SNO (Canada). Ces expériences utilisent le même genre de détecteur que le nôtre, mais les conditions d'opération (i.e. à la surface versus dans une mine) et la source des neutrinos en question (i.e. un *faisceau* de neutrinos ( $E_\nu \sim 1$  GeV) versus un *flux* de neutrinos solaires ( $E_\nu \sim 10$  MeV) et atmosphériques ( $E_\nu \sim 1$  GeV)) sont assez différents. Le programme a été adapté aux conditions de E889 par Peter Gumpfinger (TRIUMF).

Les parties essentielles du programme de simulation des détecteurs de E889 (E889GEANT) ne sont pas trop nombreuses. Il faut simuler:

- la production des neutrinos (programme NUGEANT, aussi de Peter Gumpfinger, TRIUMF);
- les interactions des neutrinos avec l'eau;
- le transport des particules résultantes, essentiellement des muons, des électrons, des pions et des rayons gamma;
- la génération et la propagation des photons Čerenkov produits par des particules chargées avec  $\beta > n^{-1}$ ;
- la détection des photons Čerenkov par des capteurs sur les parois du détecteur;

Quelques détails importants sur chacun des points sont exposés ci-dessus, en se

limitant aux enjeux physiques. Une élaboration du codage en FORTRAN du programme de simulation n'est pas ce qu'il y a de plus stimulant; je vous laisse le plaisir de le découvrir par vous-même. Le code, ainsi que les fichiers de cartes (.car) et de berceau (.cra) qui ont été modifiés pour les fins de ce mémoire sont disponibles sur le WWW au site: <http://www.lps.umontreal.ca/GPP/E889/e889geant/>

#### 2.4.1 Interactions des neutrinos avec l'eau

Dans la simulation, on permet plusieurs types d'interactions de neutrinos avec les nucléons de l'eau. Les interactions avec les électrons ne sont pas simulées puisque la section efficace de ces interactions est nettement inférieure à celle pour les nucléons (facteur  $\sim 10^{-4}$ ).

Les interactions permises sont énumérées aux Tableaux 1-B et 1-C. L'importance relative de chaque interaction pour le spectre de neutrinos de E889 est résumée dans le Tableau 3-A. Les sections efficaces sont interpolées dans un tableau qui apparaît dans Fogli & Nardulli 1979 pour le courant chargé. Les sections efficaces pour les courants neutres sont calculées à l'aide des rapports théoriques NC/CC fournis dans Fogli & Nardulli 1980.

#### 2.4.2 Transport de particules secondaires

Les particules secondaires sont un lepton ( $e$  ou  $\mu$ ) et des débris nucléaires. Le simulateur GEANT du CERN simule très bien le transport de ces particules dans un milieu quelconque.

Le transport doit se terminer lorsqu'il n'y a plus aucune chance d'avoir une émission de lumière dans le détecteur. Il faut suivre les électrons jusqu'à leur seuil Čerenkov mais les particules instables ( $\mu$  et  $\pi$ ) doivent être suivies jusqu'à leur désintégration.

Depuis la version 3.16 de GEANT (le programme E889GEANT utilise la version GEANT 3.21, 94b), les particules sont éliminées dès que leur longueur de parcours devient plus petite que leur longueur d'interaction. Dans le contexte de GEANT, la longueur de parcours est calculée comme étant la longueur avant de subir une diffusion coulombienne dans le milieu, et la longueur d'interaction est

la distance moyenne minimale pour le processus le plus probable à l'énergie de la particule. Il faut absolument éviter cette contrainte imposée par GEANT. Par exemple, les électrons continuent à émettre de la lumière Čerenkov et à subir un grand nombre de collisions coulombiennes jusqu'au tout dernier moment avant de tomber au dessous du seuil Čerenkov. La variable CUTELE ne suffit pas pour enlever la contrainte; on a dû modifier le code de GEANT. Les routines affectées pour les électrons et les muons sont, respectivement, GTELEC et GTMUON. Cette correction a un effet appréciable pour les particules à basse énergie.

### 2.4.3 Photons Čerenkov

Les photons Čerenkov sont générés directement par des routines GEANT en suivant la théorie exposée à la Section 2.1. Le nombre de photons émis est fixé par l'élément de parcours de la particule chargée et par sa vitesse  $\beta$ . Les origines de ces photons sont distribuées au hasard le long de l'élément de parcours, et leur direction et polarisation sont fixées par l'angle Čerenkov particulier à cet élément.

Les taux de couverture pour les muons et pour les gerbes électromagnétiques sont donnés sous forme d'histogrammes à la Figure 2-18 pour la géométrie A (3562 tubes 10 cm de rayon) et à la Figure 2-19 pour la géométrie B (986 tubes 23 cm de rayon).

Les propriétés optiques de l'eau utilisées dans la simulation, ainsi que l'efficacité quantique des phototubes apparaissent à la Figure 2-20. L'effet de la diffusion Rayleigh sur les photons Čerenkov est illustré à la Figure 2-21. La diffusion Rayleigh des photons Čerenkov se fait suivant une distribution en  $\sin^2 \theta$  où  $\theta$  est l'angle entre le vecteur de polarisation initial du photon et la nouvelle direction diffusée. La physique de la génération des photons Čerenkov fait en sorte qu'ils soient tous émis avec leur vecteur de polarisation normal à la surface du cône Čerenkov. La diffusion Rayleigh a donc tendance à préserver la direction (avant/arrière) du signal, plutôt que de causer une diffusion isotrope. Pour les liquides homogènes, la théorie de Einstein-Smoluchowski (papier original de ~1920; voir Jackson 1975 pour la théorie et Smith & Baker 1981, Morel 1974 et Morel & Prieur 1977 pour son application) traite de la diffusion Rayleigh sur des fluctuations de densité du milieu. Ces fluctuations sont provoquées par des variations thermodynamiques stochastiques, et il en résulte un changement local de



l'indice de réfraction  $n$ . La diffusion Rayleigh se fait donc sur des petites régions d'indice différent. La formule d'Einstein-Smoluchowski donne le coefficient de diffusion Rayleigh ( $\alpha_{\text{Rayleigh}}$  en  $\text{m}^{-1}$ ):

$$\alpha_{\text{Rayleigh}} = \left(\frac{1}{6\pi}\right) \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 \left|\frac{(\epsilon - 1)(\epsilon + 2)}{3}\right|^2 k_B T \beta_T \quad (2.19)$$

où  $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$  est la pulsation de la lumière,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\epsilon = n^2$  est la constante diélectrique du milieu,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T = 283.15 \text{ K}$  ( $10 \text{ }^\circ\text{C}$ ) est la température moyenne de l'eau, et  $\beta_T = 4.78 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N} = 7.658 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{MeV}$  est la compressibilité isothermique de l'eau à  $10 \text{ }^\circ\text{C}$ .

#### 2.4.4 Capteurs du signal

Plusieurs milliers de phototubes servent à observer la distribution des photons Čerenkov qui parviennent jusqu'aux parois du détecteur. Les phototubes sont d'abord simulés par des disques sensibles, de rayon égal à celui des phototubes réels. Ces disques ont une surface effective donnée par:

$$A = \pi r^2 \cos \theta \quad (2.20)$$

En réalité, les phototubes sont presque hémisphériques. Il y a un effet important sur les signaux de particules qui longent les murs. Par exemple, pour les photons optiques rasants, les disques ne voient rien tandis que les hémisphères ont une surface de collection de  $\pi r^2/2$ ! Une équation pour la surface effective des tubes hémisphériques, analogue à l'équation 2.20, en fonction de l'angle d'incidence du photon est:

$$A = \pi r^2 \left(\frac{\cos \theta + 1}{2}\right) \quad (2.21)$$

Une comparaison graphique de ces deux options apparaît à la Figure 2-22. Cette modification est importante pour faire une estimation correcte des efficacités de repérage des événements, surtout à la limite du volume fiducial.

### 2.5 Algorithmes de reconstruction

Le taux élevé des événements dans les détecteurs proches D1 et D3 exige une méthode automatique pour reconstruire les signaux observés. On cherche à

reconstruire la physique de l'interaction à partir des anneaux Čerenkov produits par les particules dans l'état final.

Trois paramètres peuvent servir à caractériser la précision de la reconstruction des anneaux Čerenkov: la déviation parallèle ( $\delta_{\parallel}$  en cm) et perpendiculaire ( $\delta_{\perp}$  en cm) à la direction de vol initiale, ainsi que l'écart angulaire ( $\delta_{\theta}$  en degrés) entre la direction reconstruite et la direction initiale. Pour la reconstruction de la masse invariante de pions neutres (Chapitre 3), on s'intéresse surtout à la précision angulaire de la reconstruction. On présente ici les conclusions de cet exercice de reconstruction:

**Conclusion 1:** Les deux géométries A et B ont une performance similaire.

**Conclusion 2:** Définir  $t_0 = 0$  et utiliser un algorithme de reconstruction de la trace n'affecte pas beaucoup le résultat sur  $\delta_{\theta}$ , le paramètre le plus important pour la reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$ .

Pour bien reconstruire le vertex et la direction initiale des particules, un algorithme automatique qui peut repérer le bord des anneaux sera utile. Comme on le verra en détail au Chapitre 3, ces algorithmes sont suffisamment performants pour satisfaire nos besoins.

### 2.5.1 Reconstruction de l'impulsion

Pour un événement à un seul anneau, la reconstruction de l'impulsion se fait très facilement. Le nombre total de photoélectrons collectés est proportionnel à l'énergie initiale de la particule. Pour les gerbes électromagnétiques et pour les muons, cette reconstruction est illustrée aux Figures 2-23 et 2-24 pour les géométries A et B, respectivement. La variance statistique par rapport à la fonction linéaire est causée par une combinaison du taux de couverture des détecteurs, de la taille des phototubes et de la granularité de leur distribution (voir aussi les Figures 2-18 et 2-19).

### 2.5.2 Reconstruction d'un point

Cet algorithme sert à trouver un point d'émission moyen de la lumière Čerenkov ainsi qu'une direction de vol pour la particule. Il utilise un  $\chi^2$  temporel pour minimiser la largeur de la distribution des temps d'arrivée des photons Čerenkov sur les phototubes, avec une correction pour le temps de vol de ces photons dans l'eau.

La fonction du  $\chi^2$  est construite à partir des coordonnées des phototubes et des temps TDC ("time-to-digital converter") enregistrés (voir schéma à la Figure 2-25):

$$\chi_{T4}^2 = \sum_{i=1}^{N_{PMT\text{hits}}} \left[ t_i - t_0 - \frac{|\vec{w}_i|}{c/n} \right]^2 \quad (2.22)$$

où  $N_{PMT\text{hits}}$  est le nombre de phototubes touchés dans le signal,  $t_i$  est le temps TDC enregistré,  $t_0$  est le temps moyen reconstruit,  $\vec{w}_i$  est la position relative du phototube par rapport au point reconstruit ( $\vec{u}$ ), et  $c/n = c/1.33 \approx 22.56$  cm/ns est la vitesse de la lumière dans l'eau.

La direction de vol de la particule  $\hat{v}$  est bien reconstruite par la moyenne des vecteurs de position de phototubes relatives au vertex reconstruit  $\vec{w}_i$ :

$$\hat{v} = \frac{\sum \frac{\vec{w}_i}{|\vec{w}_i|}}{\left| \sum \frac{\vec{w}_i}{|\vec{w}_i|} \right|} \quad (2.23)$$

Une reconstruction angulaire de la direction de vol de la particule par la minimisation d'une fonction du  $\chi^2$  a été utilisée:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{PMT\text{hits}}} [\cos \theta_{\vec{c}} - \cos \psi_i]^2 \quad (2.24)$$

où:  $\cos \psi_i = \frac{\vec{w}_i}{|\vec{w}_i|} \cdot \hat{v}$

Cependant, cette méthode est laissée de côté puisqu'elle donne essentiellement le même résultat qu'une simple moyenne de directions, mais demande un temps de calcul beaucoup plus long.

La fonction du  $\chi_{T4}^2$  et la formule de l'Équation 2.23 sont utilisées pour reconstruire les anneaux d'électrons, de rayons gamma et de muons ayant une impulsion entre 100 MeV/c et 1 GeV/c. La qualité de la reconstruction se caractérise par trois quantités: la déviation parallèle ( $\delta_{\parallel}$ ) et perpendiculaire ( $\delta_{\perp}$ ) du

vertex par rapport au vertex et à la direction de la simulation Monte-Carlo, ainsi que la déviation angulaire ( $\delta_\theta$ ) de la direction de vol reconstruite par rapport à la direction Monte-Carlo:

$$\delta_{\parallel} = (\vec{u} - \vec{u}^{MC}) \cdot \hat{v}^{MC} \quad (2.25)$$

$$\delta_{\perp} = \sqrt{(\vec{u} - \vec{u}^{MC})^2 - \delta_{\parallel}^2} \quad (2.26)$$

$$\delta_{\theta} = \arccos(\hat{v} \cdot \hat{v}^{MC}) \quad (2.27)$$

où  $\vec{u}$  est la position du vertex et  $\hat{v}$  est la direction de vol, et  $MC$  signifie une quantité fournie par la simulation Monte-Carlo (voir aussi la Figure 2-25). Les résultats sont présentés aux Figures 2-26 (électrons), 2-27 (rayons gamma), 2-28 (rayons gamma à partir de la première émission Čerenkov) et 2-29 (muons).

La croissance de  $\delta_{\parallel}$  avec l'impulsion est une conséquence de la longueur de la trace de l'émission Čerenkov de la particule. Les gerbes électromagnétiques ( $e$  et  $\gamma$ ) se développent assez rapidement, par multiplication de particules chargées, et il en résulte une zone d'émission intense de lumière Čerenkov. La variation lente de  $\delta_{\parallel}$  avec l'impulsion a une allure approximativement logarithmique,  $\delta_{\parallel}^{e,\gamma} \propto \ln p_{e,\gamma}$  (voir l'Équation 2.15). Dans le cas des muons, il n'y a pas de multiplication de particules émétrices, et un point moyen de la trace totale du muon est reconstruite. On observe un comportement approximativement linéaire pour la variation de la déviation parallèle  $\delta_{\parallel}^{\mu} \propto E_{\mu} = \sqrt{p_{\mu}^2 + m_{\mu}^2}$ .

La déviation perpendiculaire RMS est légèrement plus grande pour la géométrie B. Ceci est probablement causé par la taille plus grande des phototubes. Pour la détermination de la direction de vol de la particule, il sera important de trouver un point quelque part le long de la trace. L'algorithme  $\chi_{T_4}^2$  fournit une résolution de  $\delta_{\perp} \approx 10 \pm 5$  cm, ce qui s'approche de l'étendue du développement latéral des gerbes dans l'eau (Rayon de Molière,  $R_M = X_0 E_s / E_{\text{crit}} = 9.75$  cm (Équation 2.16)), et de la déviation moyenne par diffusion multiple pour les muons.

L'erreur angulaire  $\delta_{\theta}$  diminue avec l'impulsion, de  $10 \pm 5$  degrés à 100 MeV/c à  $5 \pm 3$  degrés à 1 GeV/c. Une augmentation de la densité de phototubes touchés et une distribution plus homogène des phototubes touchés autour de la direction de vol en sont les causes principales.

### 2.5.3 Reconstruction d'une trace

On peut exploiter la géométrie du cône Čerenkov et le fait que la lumière Čerenkov est émise le long d'une "trace" dans l'eau, pour élaborer une reconstruction plus réaliste. La disposition et le temps de déclenchement des phototubes sont utilisés pour calculer un  $\chi^2$  en tenant compte de l'angle Čerenkov ainsi que de l'émission des photons le long d'une ligne droite. La Figure 2-30 montre les paramètres de ce modèle, avec lesquels on construit un  $\chi^2$ :

$$\chi_{T6}^2 = \sum_{i=1}^{N_{PMT\text{hits}}} [t_i - t_0 - (t_{\text{particule}} + t_{\text{lumière}})]^2 \quad (2.28)$$

où  $t_{\text{particule}}$  est le temps de vol de la particule entre sa création et l'émission du photon Čerenkov:

$$t_{\text{particule}} = \frac{\hat{v} \cdot (\vec{w}_i - \vec{q}_i)}{\beta c} \quad (2.29)$$

$$= \frac{1}{\beta c} |\vec{w}_i| (\cos \theta_{vw} - \sin \theta_{vw} \cot \theta_{\check{C}}) \quad (2.30)$$

et  $t_{\text{lumière}}$  est le temps de vol du photon Čerenkov:

$$t_{\text{lumière}} = \frac{|\vec{q}_i|}{c/n} \quad (2.31)$$

$$= \frac{1}{c/n} |\vec{w}_i| \frac{\sin \theta_{vw}}{\sin \theta_{\check{C}}} \quad (2.32)$$

où  $\theta_{vw} = \arccos(\hat{v} \cdot \vec{w}_i / |\vec{w}_i|)$  est l'angle entre la direction de vol reconstruite  $\hat{v}$  et la position relative du phototube  $\vec{w}_i$ . Pour simplifier la situation, on fixe la vitesse de la particule  $\beta = 1$  et l'indice de réfraction de l'eau  $n = 1.33$ . Par conséquent, l'angle Čerenkov est  $\theta_{\check{C}} = 41.2$  degrés tout le long de la trace.

Cette fonction du  $\chi^2$  a six paramètres: trois coordonnées pour le vertex  $\vec{u}$ , deux angles d'Euler  $(\theta, \phi)$  pour la direction de vol  $\hat{v} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ , et l'origine temporelle  $t_0$ .

Ce modèle fait abstraction du parcours réel de la trace, en employant une trace parfaitement droite. La position du vertex  $\vec{u}$  trouvé sera faussée systématiquement dans la direction parallèle à la direction de vol. Une correction systématique peut être appliquée en fonction de l'énergie pour trouver une meilleure estimation du vertex. Pour le moment, on fixe l'origine temporelle des événements  $t_0 = 0$ , comme le fait la simulation Monte-Carlo. Il sera probablement

difficile de retrouver l'origine temporelle  $t_0$  pour un rayon gamma. Cependant, la présence de deux gerbes électromagnétiques dans  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  devrait permettre de retracer le vertex commun à l'aide de la direction de chaque gerbe individuelle.

Les diffusions multiples que subissent les particules entre le vertex et leur dernière émission Čerenkov ont une très grande influence sur la performance de ce modèle. L'utilisation d'un programme interactif permet de constater que l'algorithme reconstruit très bien l'anneau Čerenkov sans toutefois bien reconstruire la direction ou le vertex initial. Pour effectuer les reconstructions de masse invariante gamma-gamma, on utilise le vertex trouvé avec ce modèle (avec une déviation totale  $\delta = \sqrt{\delta_{\parallel}^2 + \delta_{\perp}^2} \sim 30$  cm) et la direction pour les cônes Čerenkov trouvés à l'aide de la moyenne directionnelle des phototubes touchés (Équation 2.23).

La finesse du signal de la géométrie A n'apporte aucun bénéfice remarquable par rapport à la géométrie B quant à la reconstruction du vertex. Cette conclusion reste valide pour les deux algorithmes de reconstruction élaborés ici, ainsi que pour toutes les particules à toutes les énergies. C'est un peu dommage: la précision de la reconstruction n'est donc pas un critère qui aidera à choisir une des géométries.

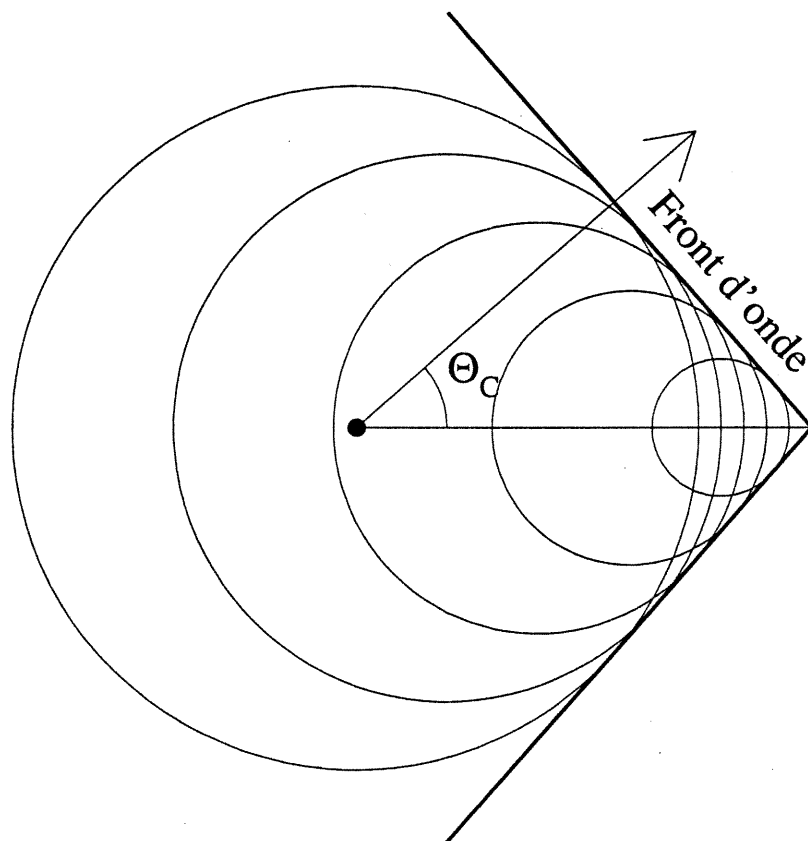


Figure 2-1. Géométrie de la production de lumière Čerenkov. Le front d'onde est composé à partir du principe de Huygens pour la superposition d'ondes sphériques représentant le champ électromagnétique de la particule relativiste.

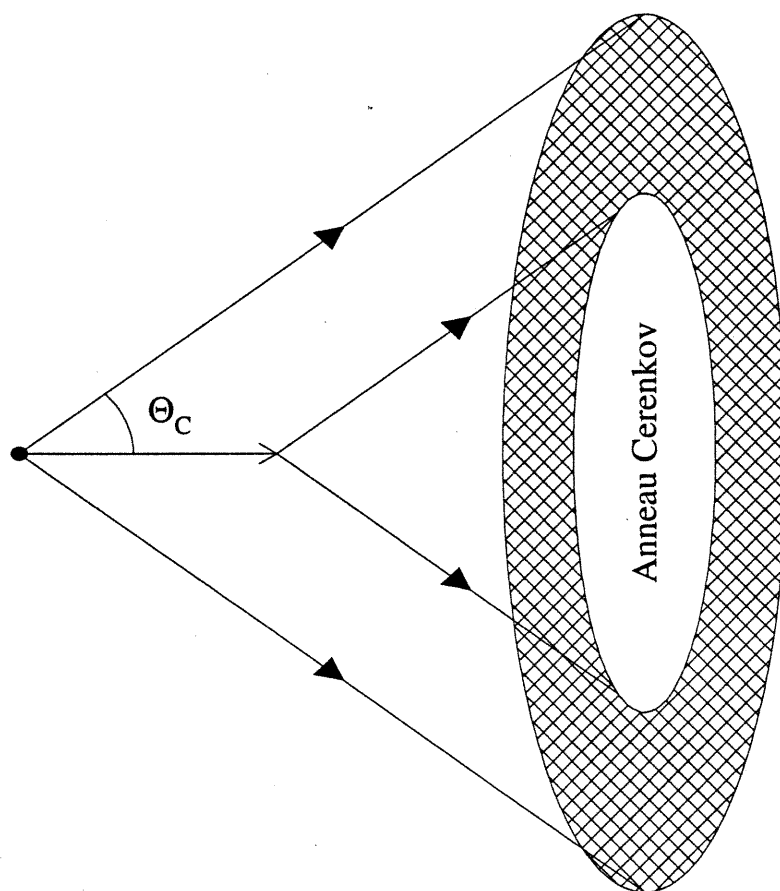


Figure 2-2. Schéma de l'intersection des rayons de lumière Čerenkov sur un détecteur.



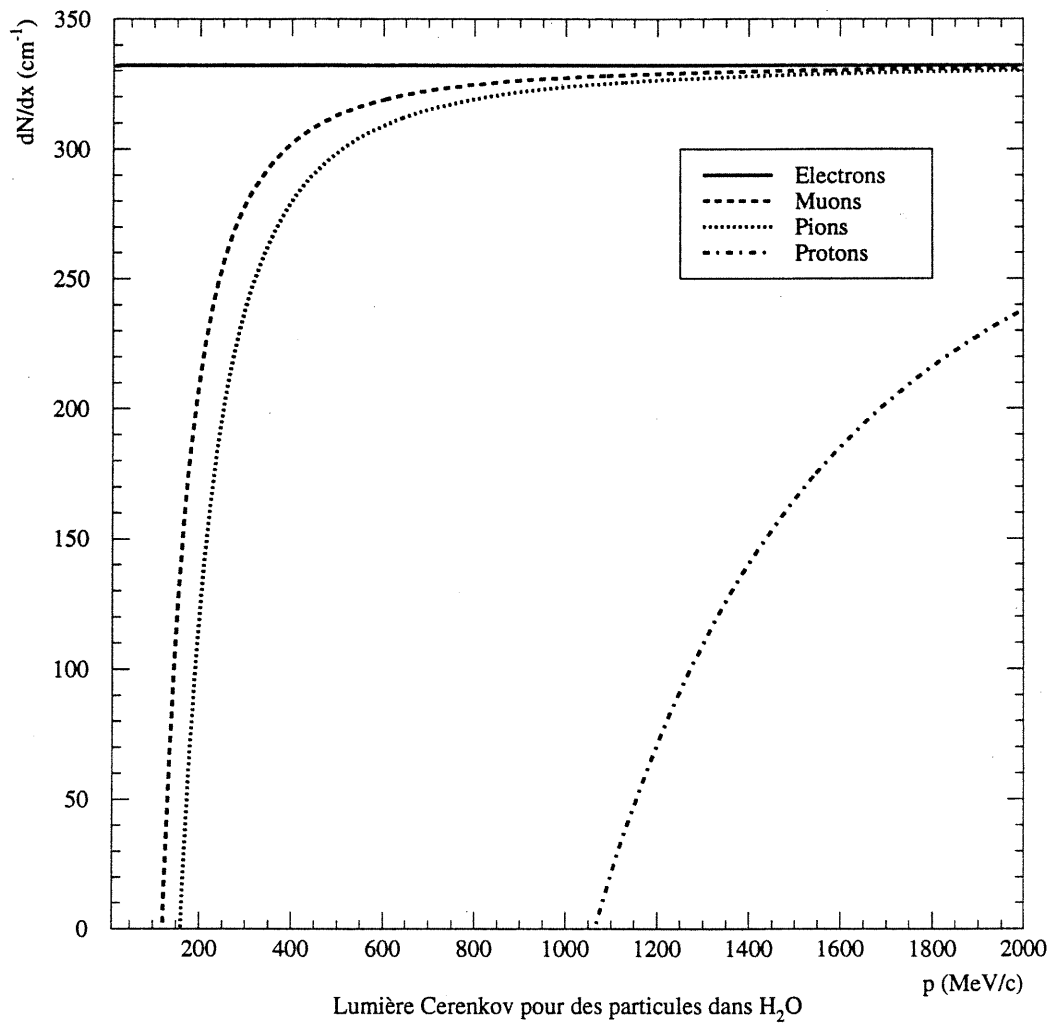
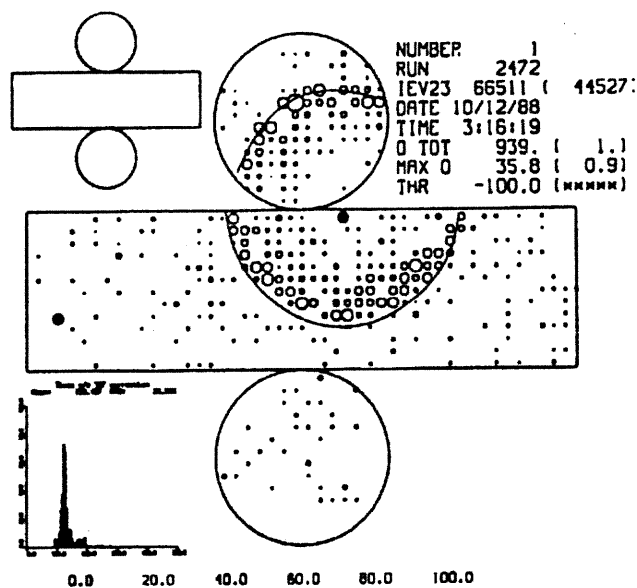
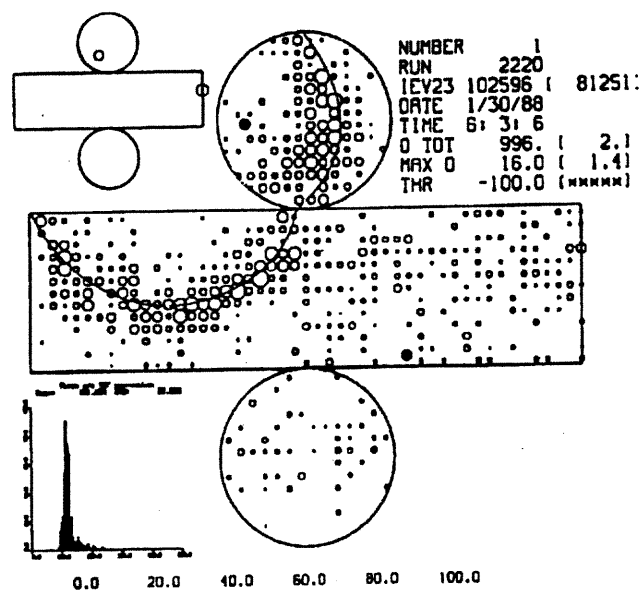


Figure 2-3. Nombre de photons Cerenkov émis par unité de longueur de parcours en fonction de l'impulsion, pour des électrons, des muons, des pions et des protons dans l'eau (Équation 2.6).



(a) Événement observé, muon ayant  $p_\mu = 548$  MeV/c



(b) Événement observé, électron ayant  $p_e = 332$  MeV/c

Figure 2-4. Événements muonique (a) et électronique (b) typiques provenant d'interactions de neutrinos atmosphériques dans le détecteur Kamiokande. La qualité du bord de l'anneau permet de distinguer le muon (bord abrupt) de l'électron (bord flou). Les figures ont été fournies par A.K. Mann (University of Pennsylvania).

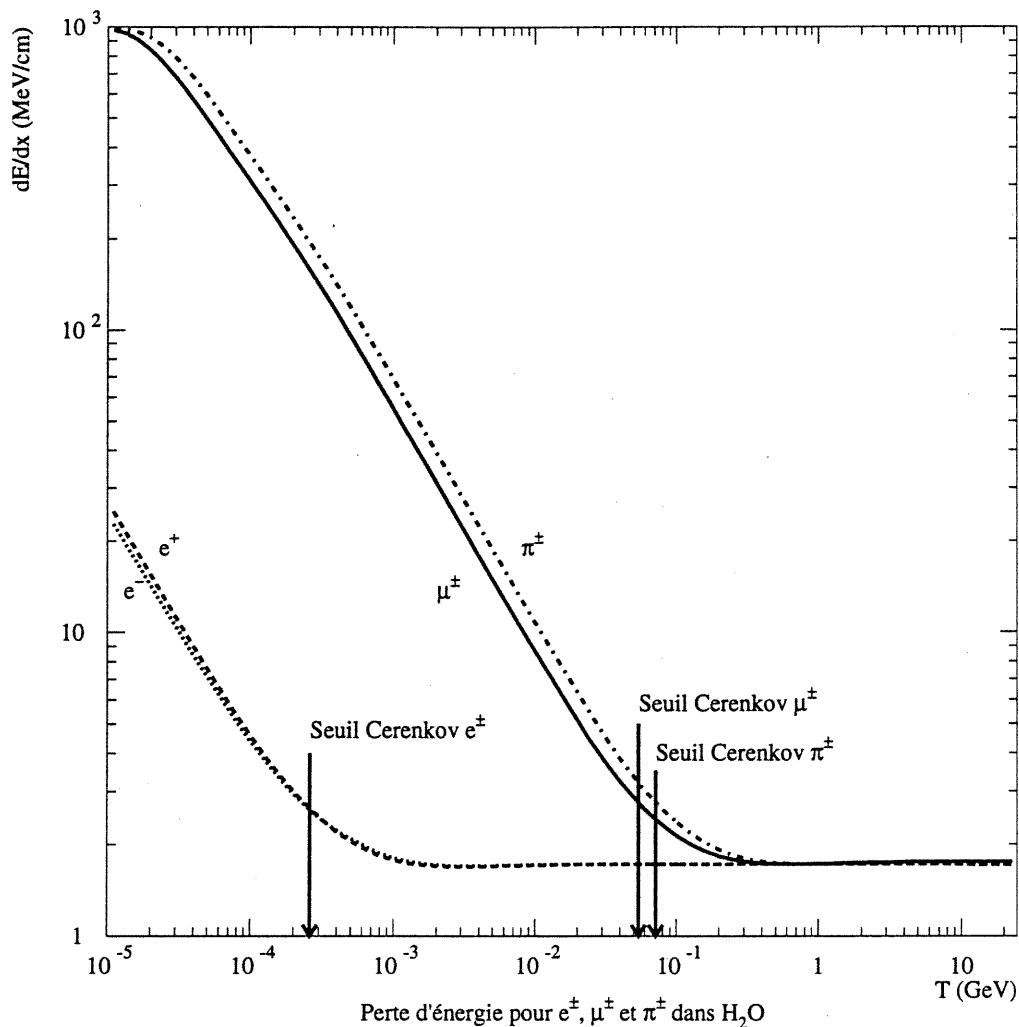


Figure 2-5. Perte d'énergie par ionisation de particules chargées ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$  et  $\pi^\pm$ ) dans l'eau (calculs du programme E889GEANT pour l'eau dans GEANT (CERN 1993)). La différence entre les  $e^-$  et les  $e^+$  à basse énergie est une conséquence de la définition (arbitraire) de la perte d'énergie par ionisation (Particle Data Group 1994). Les collisions électroniques et positroniques sont considérées comme étant des pertes par ionisation lorsque la perte d'énergie par collision est au dessous de  $m_e/2 = 0.255$  MeV, et comme diffusion de Møller ( $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ ) ou de Bhabba ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ), respectivement, au dessus de cette valeur.

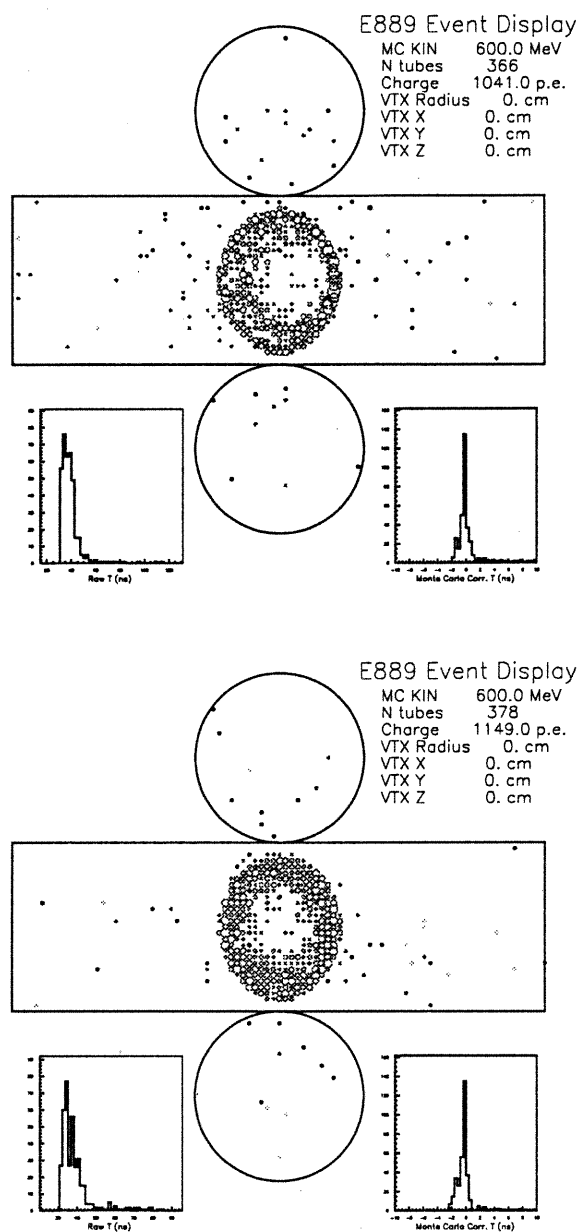


Figure 2-6. Diffusions multiples: cas spécifique d'un muon ayant une impulsion  $\vec{p}_\mu = (600, 0, 0)$  MeV/c et son vertex au centre  $(0, 0, 0)$  du détecteur. Le parcours du muon qui a donné ce signal Čerenkov est dévié systématiquement par les diffusions multiples vers le bord supérieur droit (haut). Sans simulation de diffusions multiples, on obtient un signal symétrique (bas).

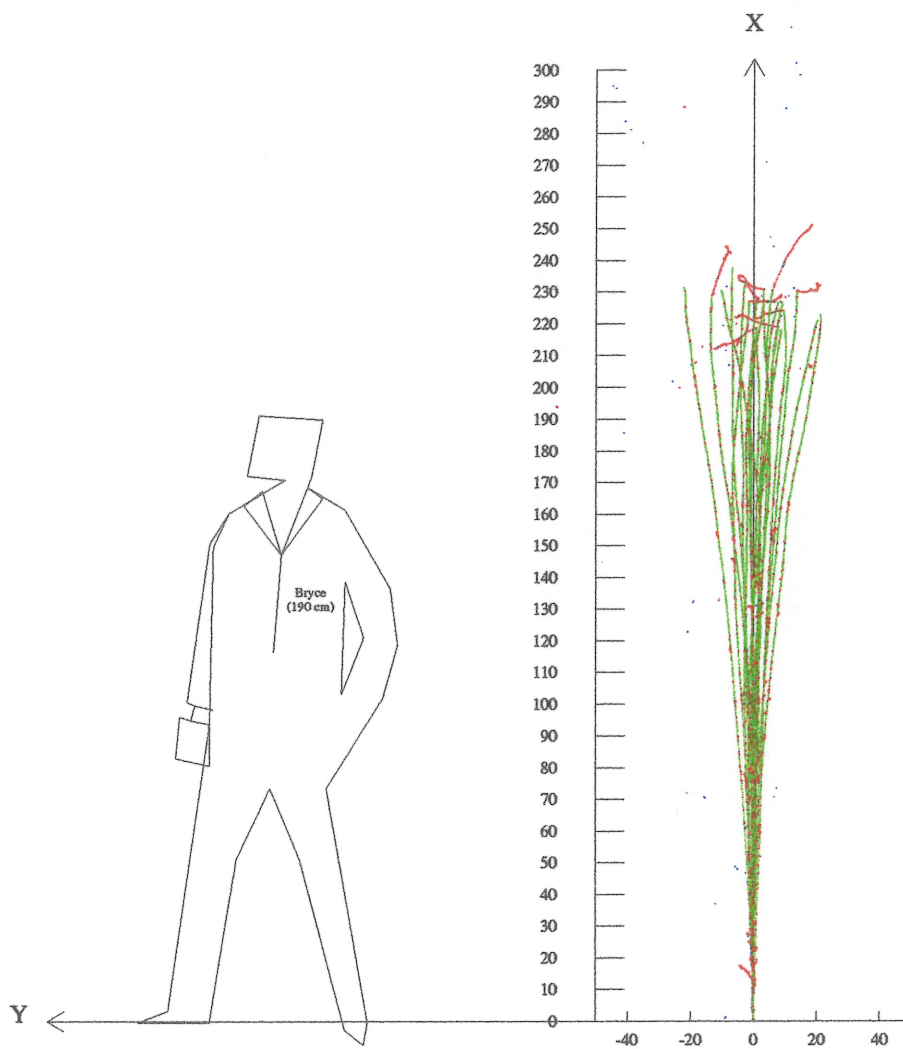


Figure 2-7. Diffusions multiples: 20 traces de muons de  $p_\mu = 600 \text{ MeV}/c$ . Les muons ont une trajectoire d'environ 230 cm (en vert). Les petites traces et les points (en rouge) sont des électrons delta (en plein milieu de la trajectoire du muon) ou de Michel ( $\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu$  à la fin des parcours). Noter que l'échelle est la même en abscisse et en ordonnée.

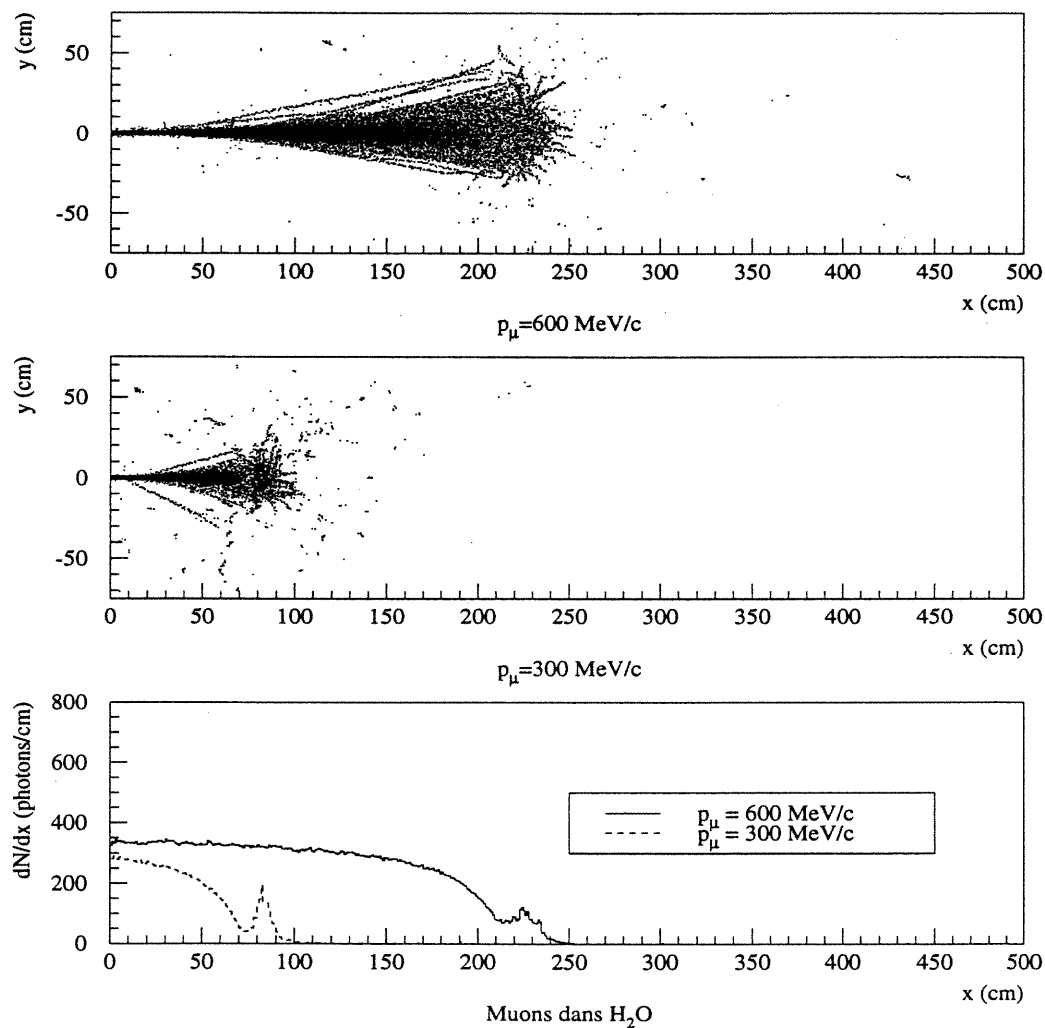


Figure 2-8. Émission de lumière Čerenkov par des muons de  $p_\mu = 600$  et  $300 \text{ MeV}/c$  dans l'eau. Les éclats à la fin de la trajectoire correspondent aux émissions Čerenkov de l'électron de Michel ( $\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu$ ). Cette figure représente une superposition de 500 événements à muon.

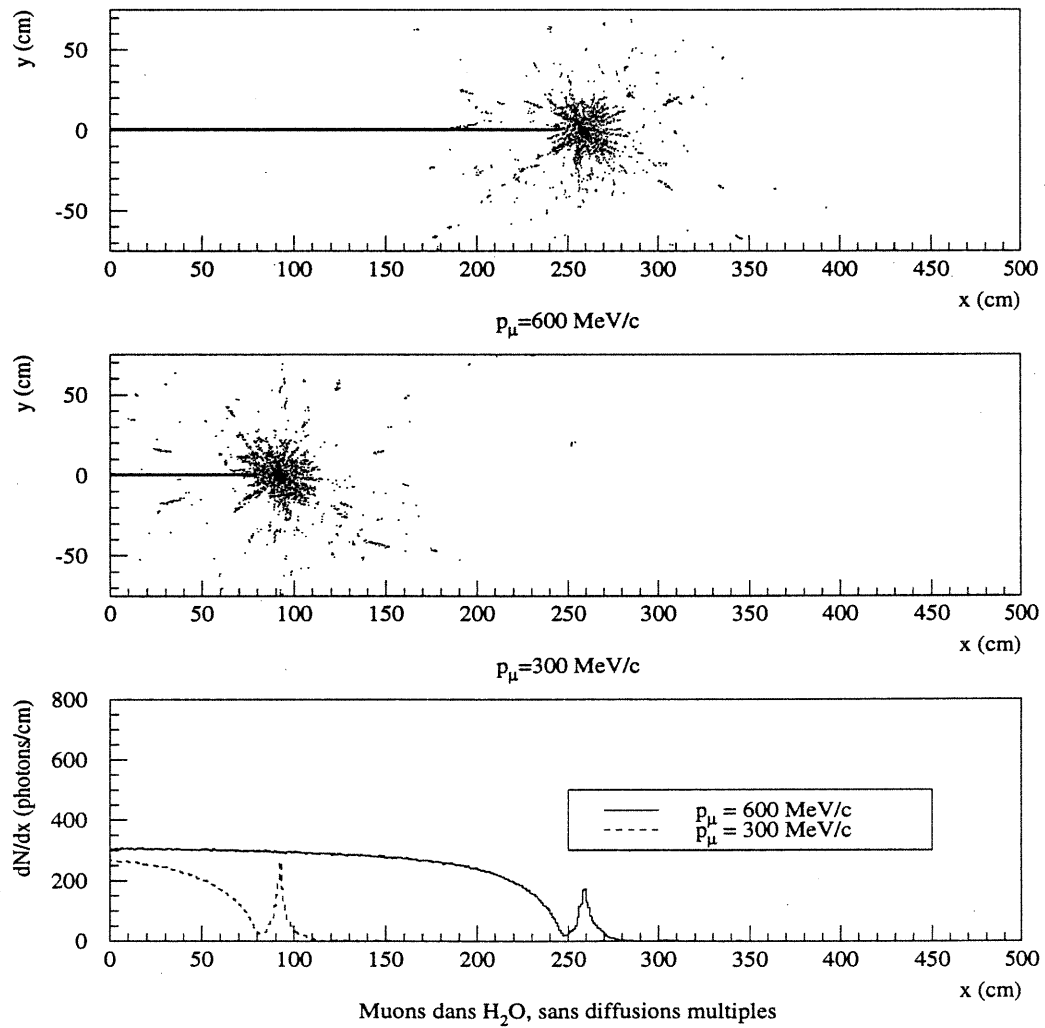


Figure 2-9. Émission de lumière Čerenkov par des muons de  $p_{\mu} = 600$  et  $300 \text{ MeV}/c$  dans l'eau et sans diffusion multiple ni production de rayons delta par les muons. Les éclats à la fin de la trajectoire correspondent aux émissions Čerenkov de l'électron de Michel ( $\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu$ ). Cette figure représente une superposition de 500 événements à muon.

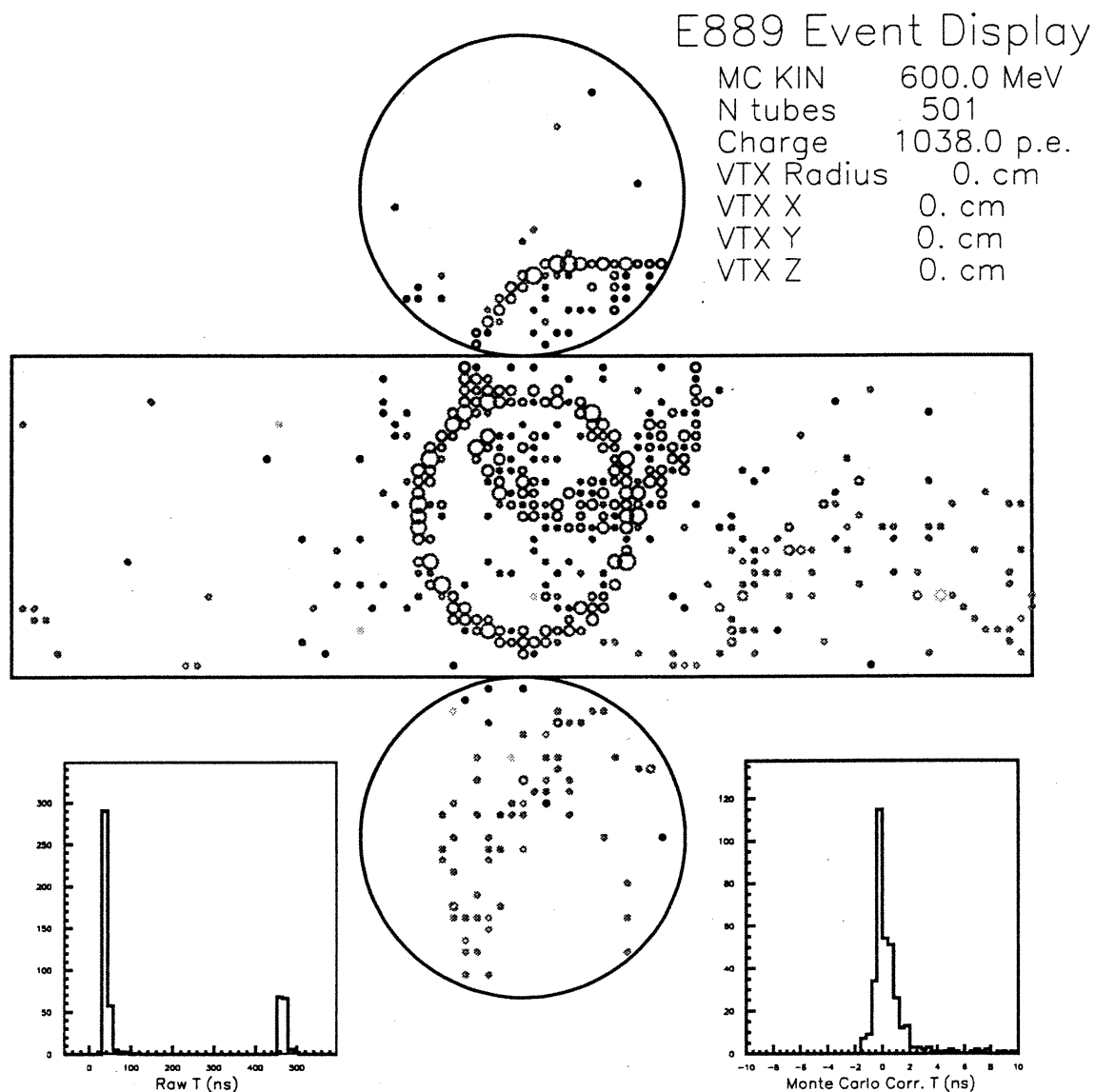


Figure 2-10. Signal test pour un  $\pi^+$  avec  $p_{\pi^+} = 600 \text{ MeV}/c$  et qui part du centre de l'enceinte et qui se désintègre en vol. L'anneau produit par le pion (au centre) ne se remplit pas, et les bords extérieur et intérieur sont nets. En haut et légèrement à droite, on voit apparaître l'anneau du muon, avec un bord extérieur net, et un intérieur plutôt chaotique causé par les dernières diffusions avant de tomber au dessous du seuil Čerenkov. Le positron de Michel (de la désintégration du muon) produit l'anneau très flou en bas à droite. L'histogramme "Raw T (ns)" montre les temps d'arrivée des photons sur les phototubes: le premier pic vient du  $\pi^+$  et du  $\mu^+$ , et le deuxième pic vient du positron. L'autre histogramme, "Monte Carlo Corr. T (ns)," montre les temps de vol des photons à partir du vertex au centre du réservoir.



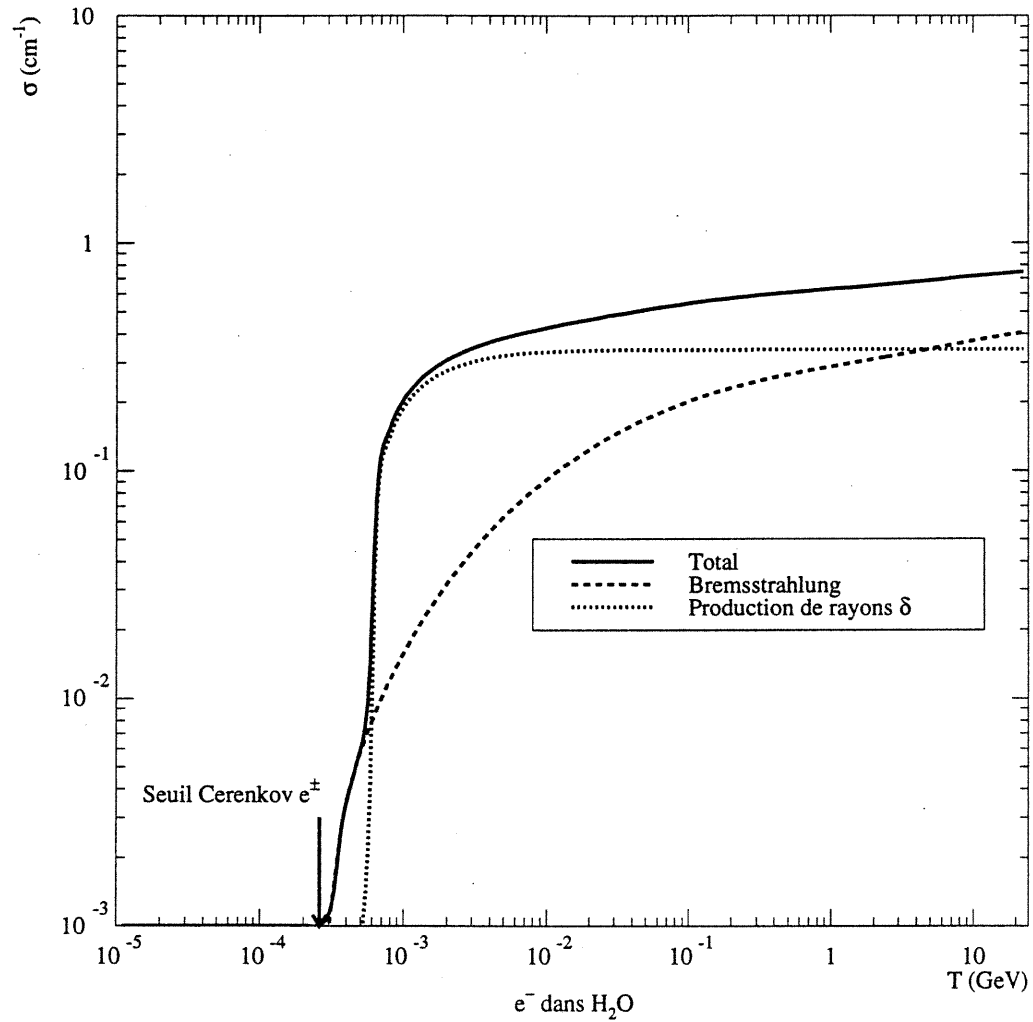


Figure 2-11. Sections efficaces totale et partielles pour les processus de bremsstrahlung et de production de rayons delta par les électrons dans l'eau.

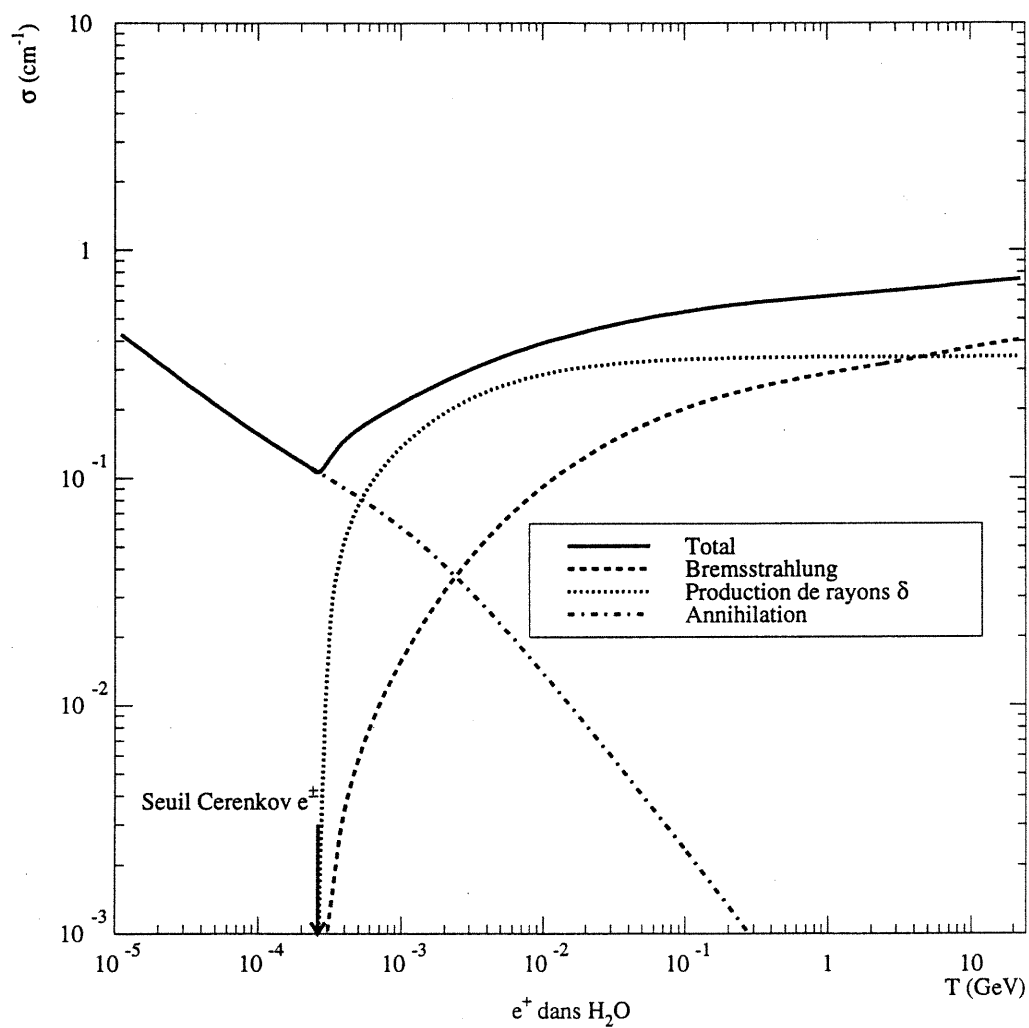


Figure 2-12. Sections efficaces totale et partielles pour les processus d'annihilation, de bremsstrahlung et de production de rayons delta par les positrons dans l'eau.

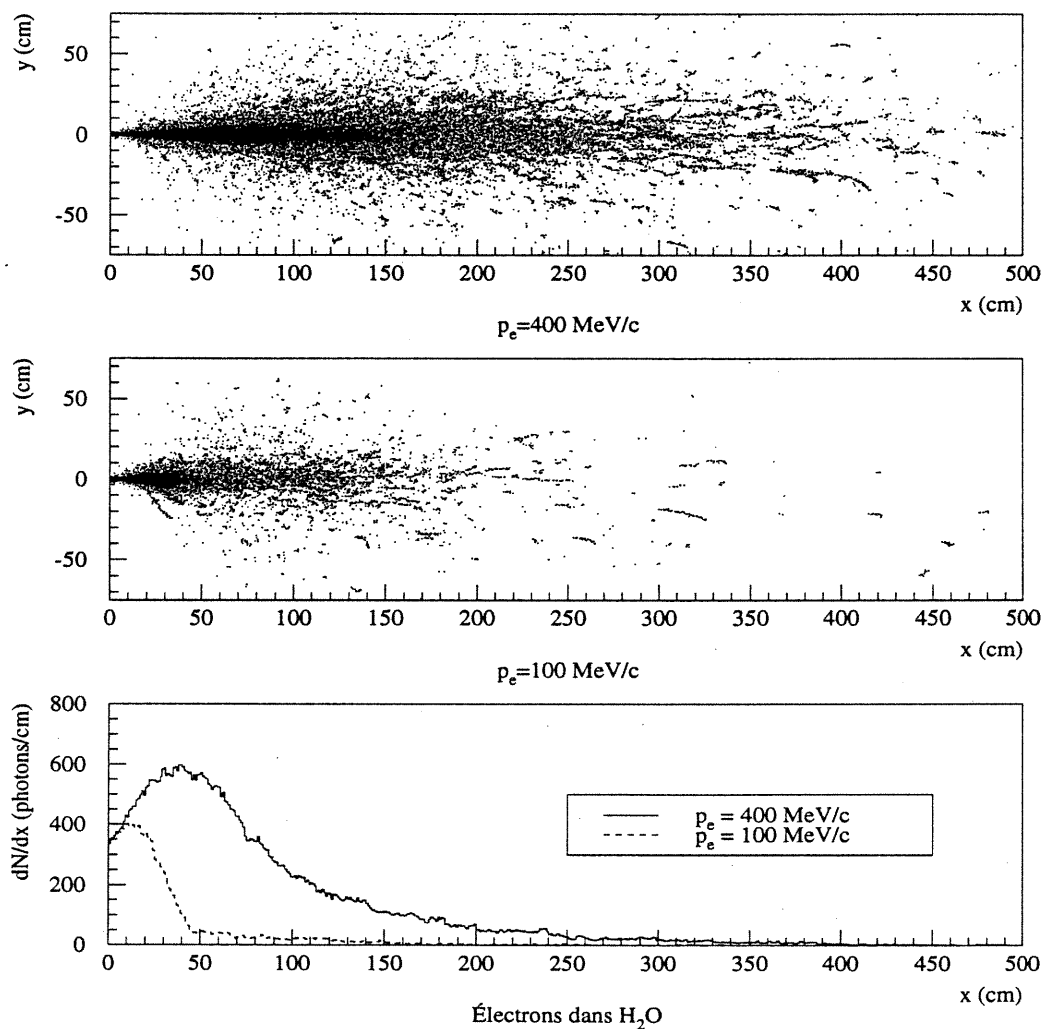


Figure 2-13. Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des électrons de  $p_e = 400$  et  $100$  MeV/c dans l'eau; chaque point représente une source d'émission de lumière Čerenkov. Cette figure représente une superposition de 500 événements à électron.

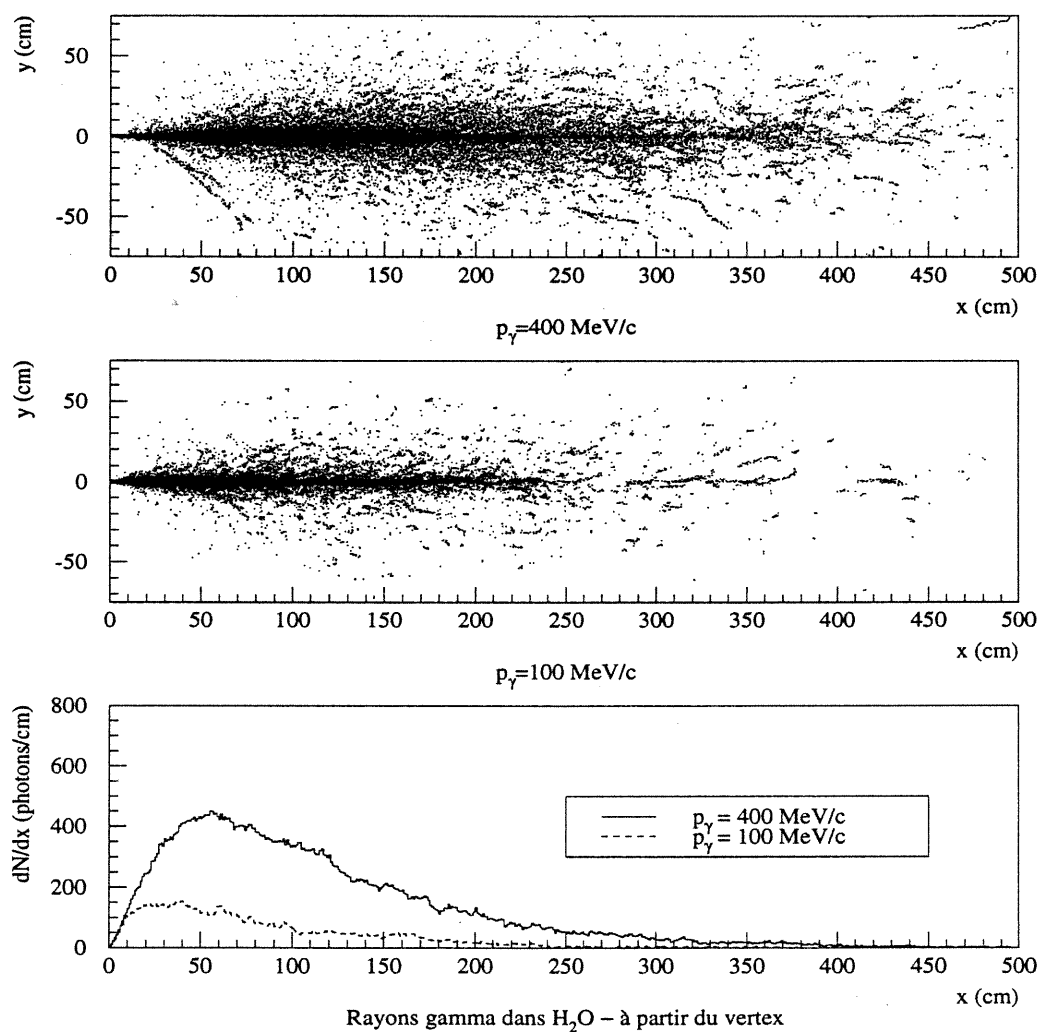


Figure 2-14. Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des rayons gamma de  $p_\gamma = 400$  et  $100$  MeV/c dans l'eau. Cette figure représente une superposition de 500 événements à rayon gamma.

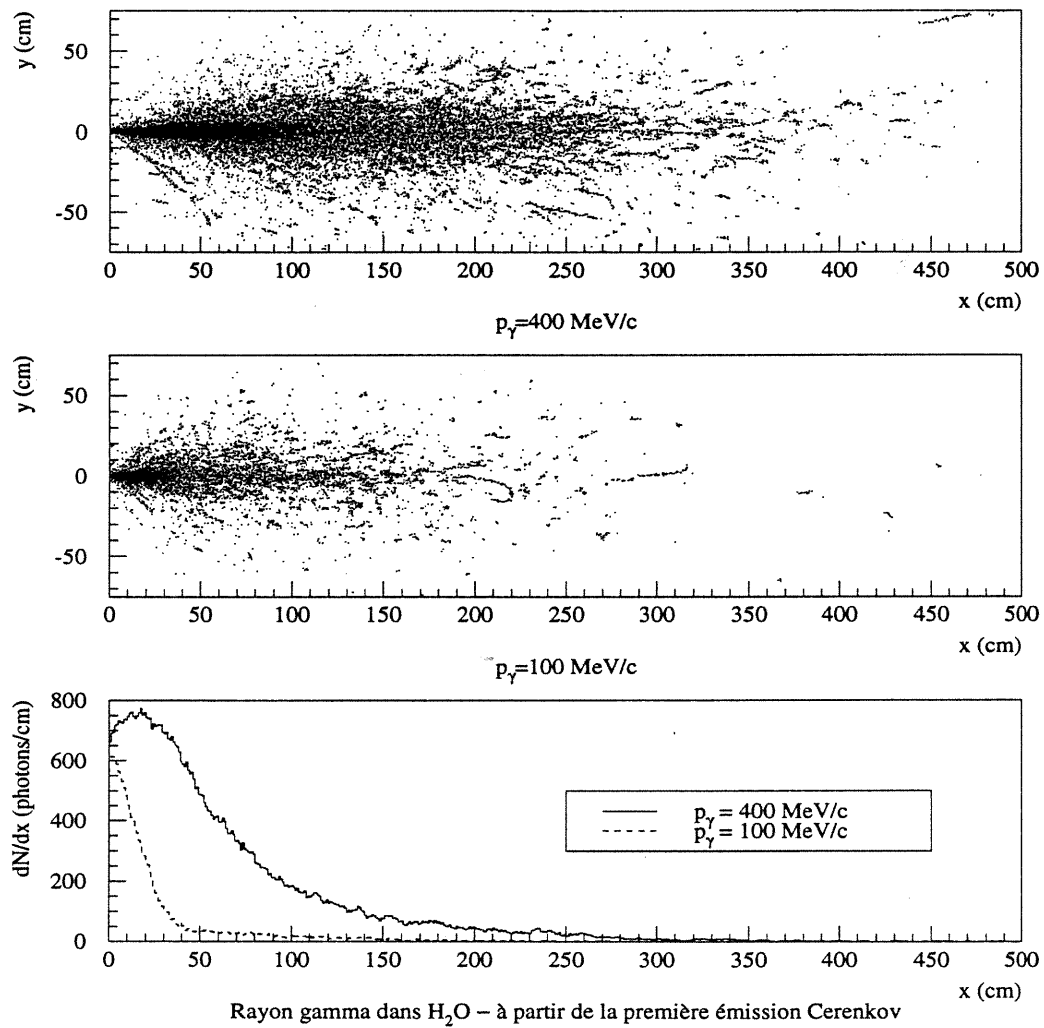


Figure 2-15. Émission de lumière Čerenkov par les particules dans la gerbe électromagnétique engendrée par des rayons gamma de  $p_\gamma = 400$  et  $100 \text{ MeV}/c$  dans l'eau, après soustraction de la distance de vol du rayon gamma avant la première émission Čerenkov. Cette figure représente une superposition de 500 événements à rayon gamma.

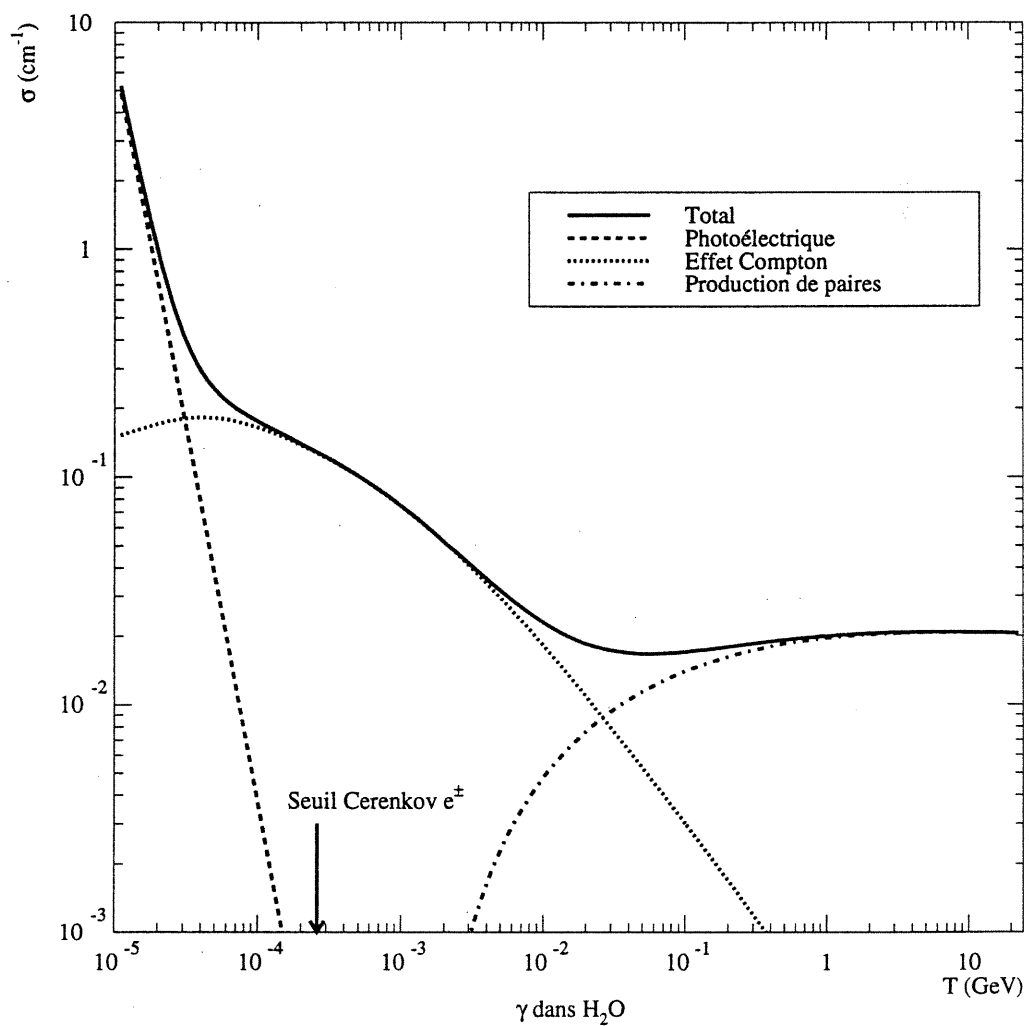


Figure 2-16. Sections efficaces totale et partielles pour les processus d'effet photoélectrique, de diffusion par effet Compton et de production de paires par les rayons gamma dans l'eau.

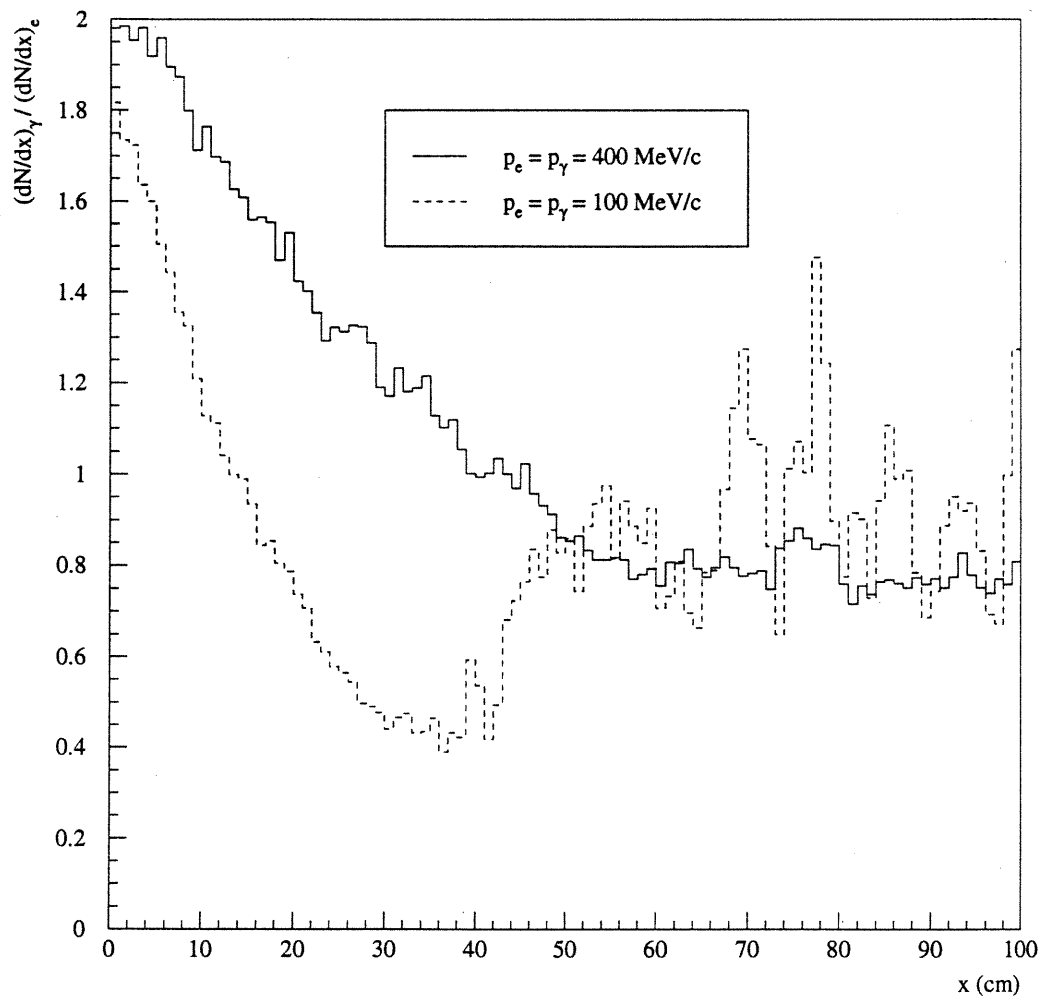


Figure 2-17. Rapport des intensités Čerenkov pour les électrons et les rayons gamma, à partir de leur point de première émission Čerenkov. Cette figure représente une superposition de 500 événements de chaque type.

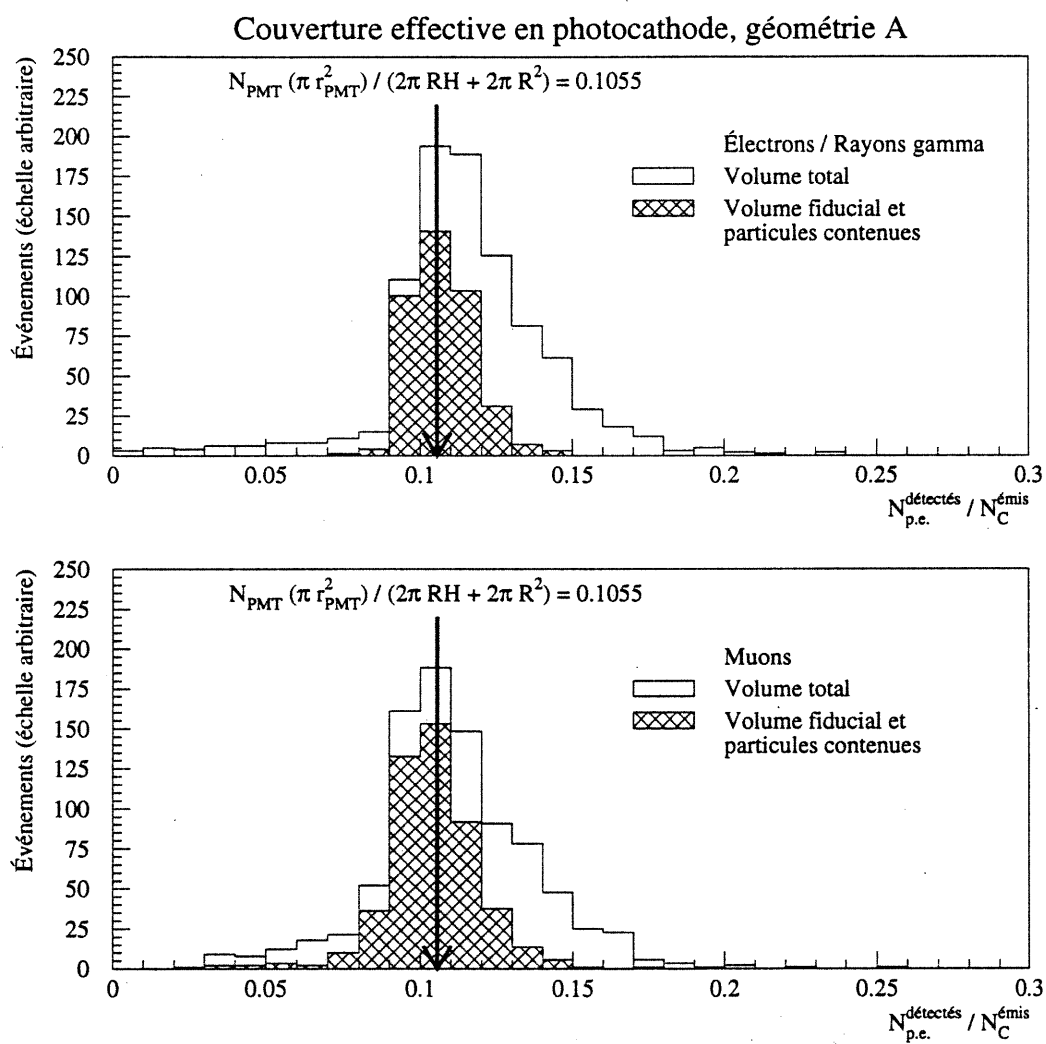


Figure 2-18. Couverture effective en photocathode, géométrie A. Dans la formule, on a  $N_{\text{PMT}} = 3562$ ,  $r_{\text{PMT}} = 10$  cm, et  $2R = H = 1500$  cm pour estimer le taux de couverture analytiquement.



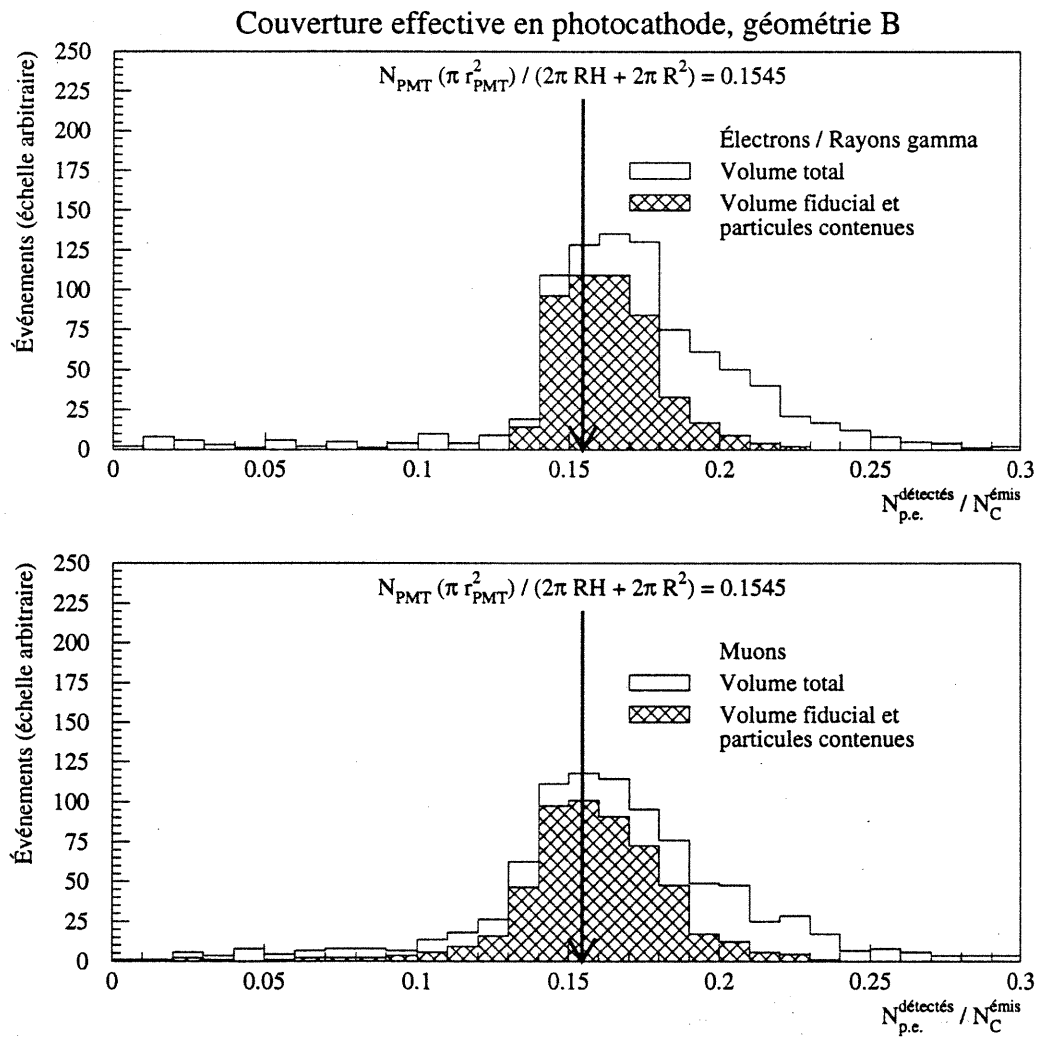


Figure 2-19. Couverture effective en photocathode, géométrie B. Dans la formule, on a  $N_{\text{PMT}} = 986$ ,  $r_{\text{PMT}} = 23$  cm, et  $2R = H = 1500$  cm pour estimer le taux de couverture analytiquement.

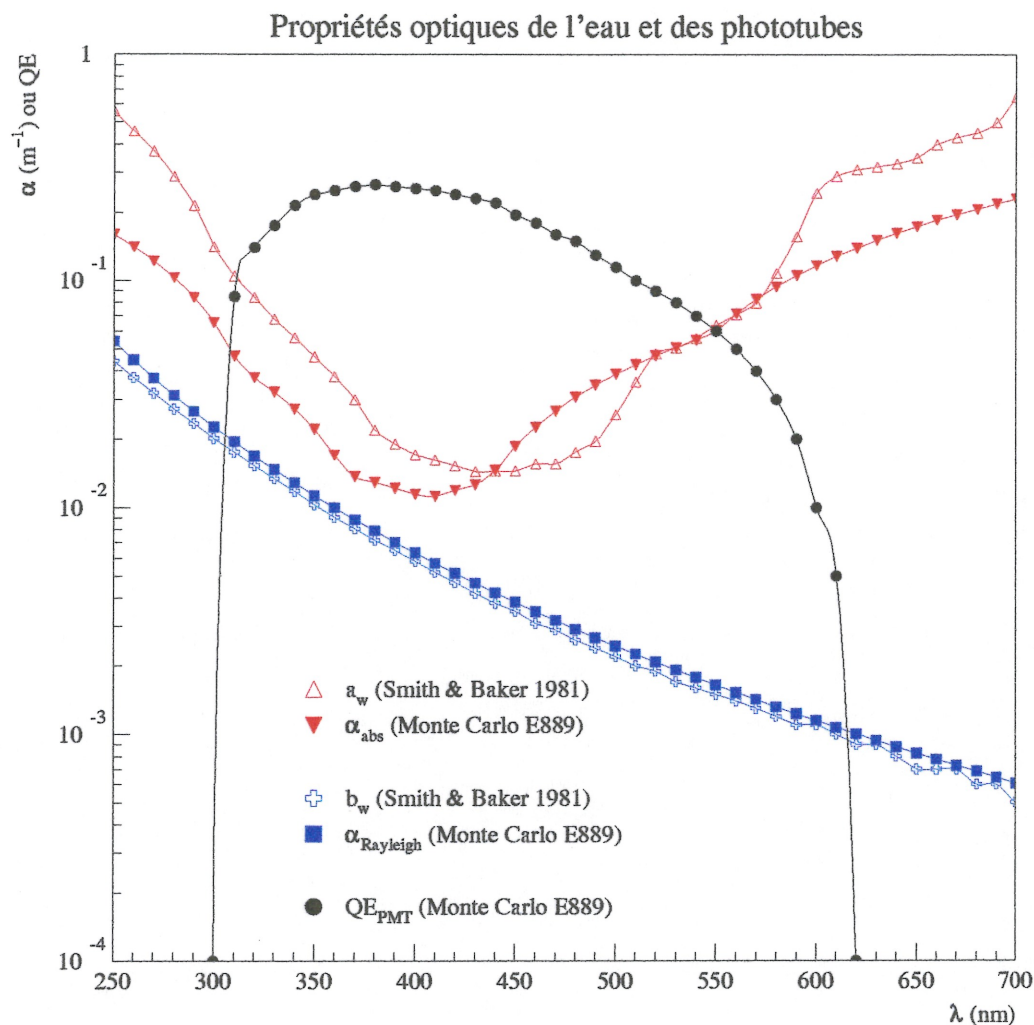


Figure 2-20. Propriétés optiques de l'eau (absorption et diffusion Rayleigh) et des phototubes (efficacité quantique). Smith & Baker 1981 donnent un tableau de valeurs pour l'eau pure en utilisant la notation  $a_w$  pour le coefficient d'absorption et  $b_w$  pour le coefficient de diffusion Rayleigh. Le code Monte Carlo E889 utilise une version du code SNO pour interpoler les valeurs du coefficient d'absorption  $\alpha_{\text{abs}}$ , et la théorie de Einstein-Smoluchowski (voir Jackson 1975) pour la diffusion Rayleigh. L'efficacité quantique correspond aux tubes Hamamatsu 20" dans une version du code Monte Carlo de Kamiokande.

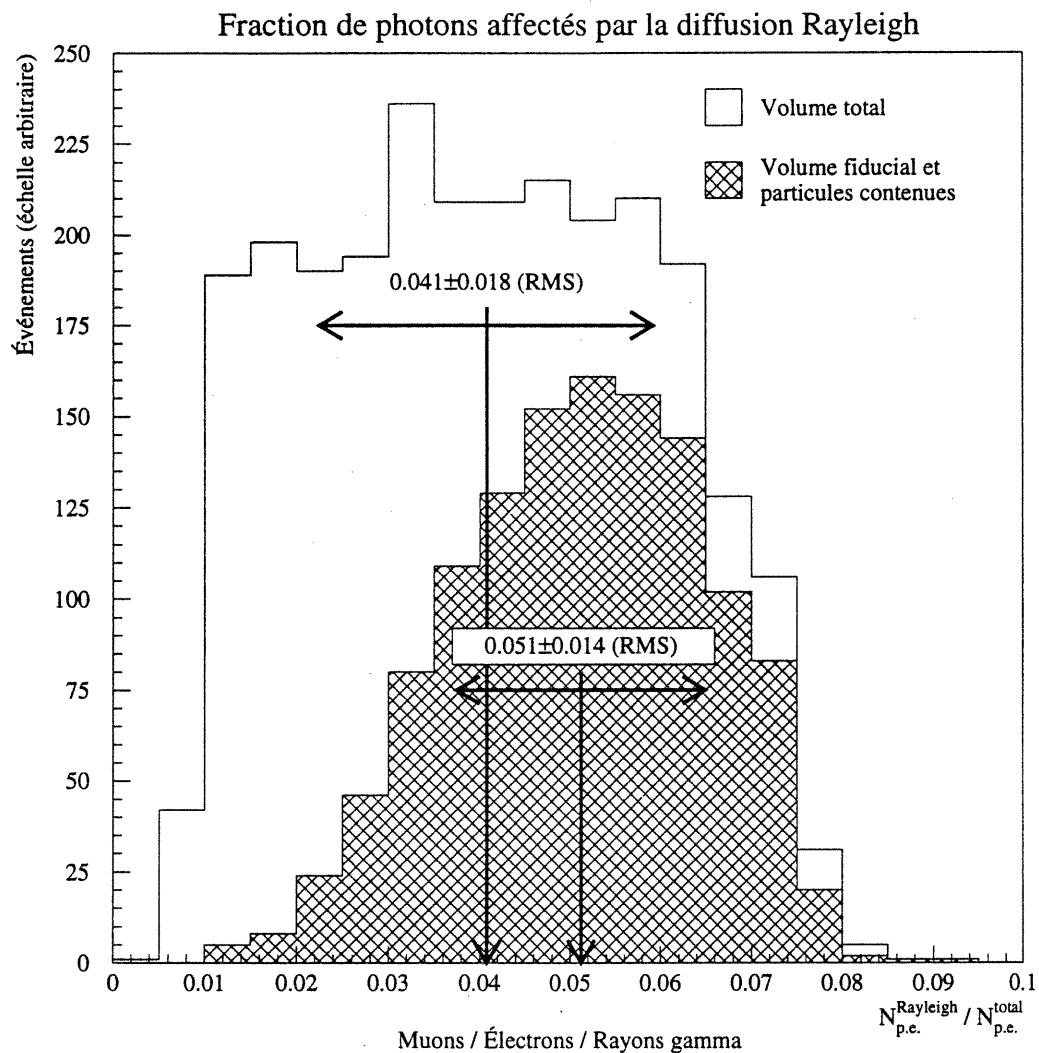


Figure 2-21. Fraction de photons affectés par la diffusion Rayleigh pour des événements simulés par le programme Monte-Carlo. Ici, le volume total est le volume vu par les phototubes: un cylindre de 15 m×15 m. Le volume fiducial est un cylindre de 13 m×13 m et les particules sont considérées comme contenues s'il n'y a aucun phototube avec une intensité trop grande.

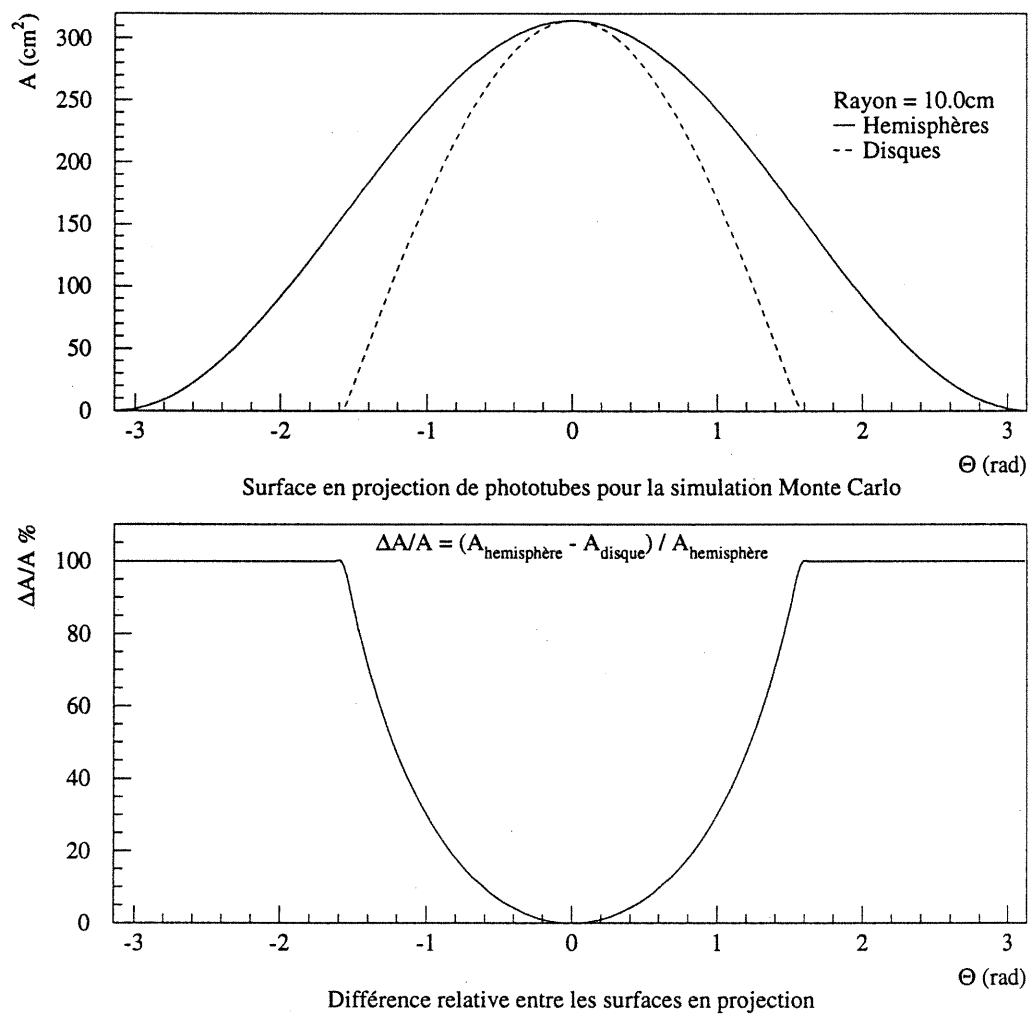


Figure 2-22. Surfaces en projection pour les phototubes dans la simulation Monte-Carlo. Les tubes hémisphériques donnent un signal jugé beaucoup plus réaliste. L'angle zénithal  $\theta$  est mesuré à partir de la normale à la surface active des phototubes. La variation de l'efficacité quantique de détection en fonction de l'angle, la propagation des photons dans le verre épais des tubes et la forme plus elliptique de tubes réels sont des effets secondaires par rapport à la différence entre les tubes plans et hémisphériques.

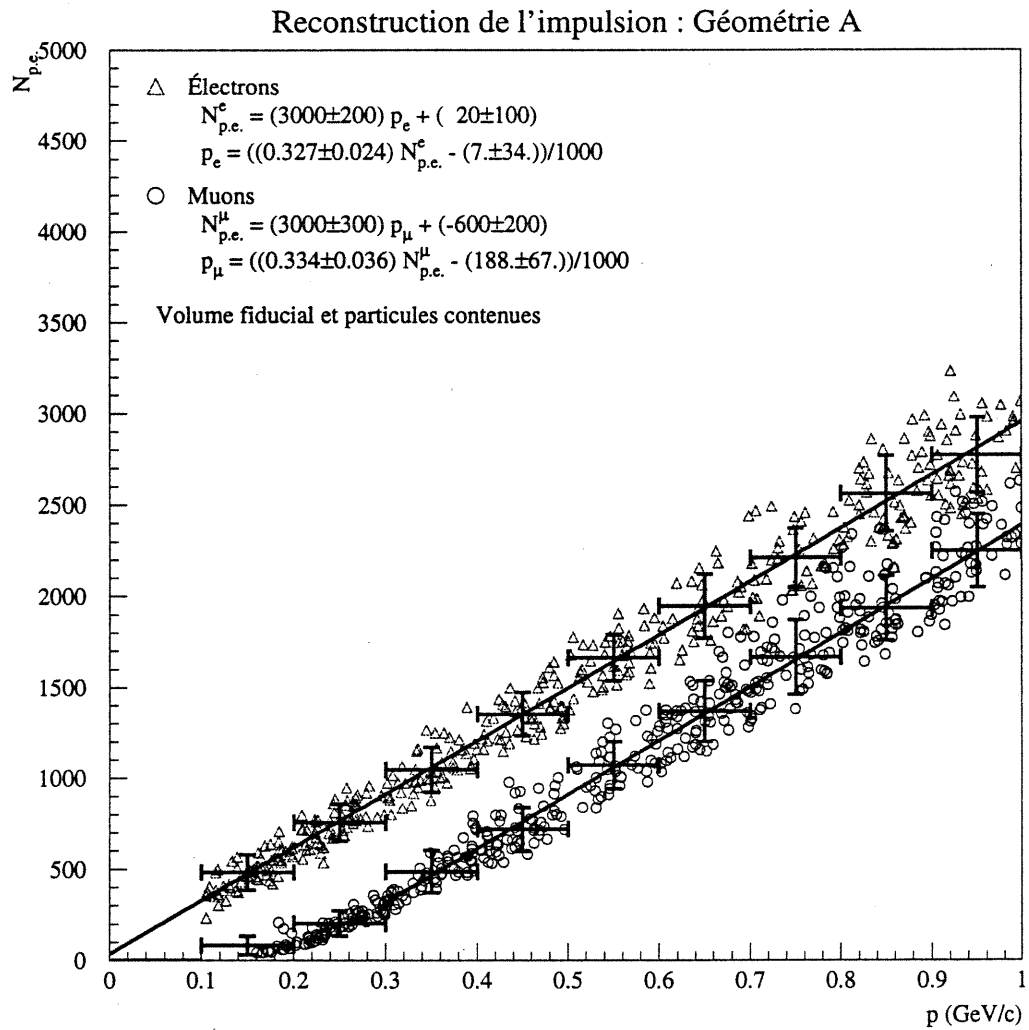


Figure 2-23. Géométrie A: reconstruction de l'impulsion pour les électrons et pour les muons. Les "barres d'erreurs" correspondent à la largeur RMS de la distribution de  $N_{p.e.}$  pour des intervalles d'impulsion de 100 MeV/c.

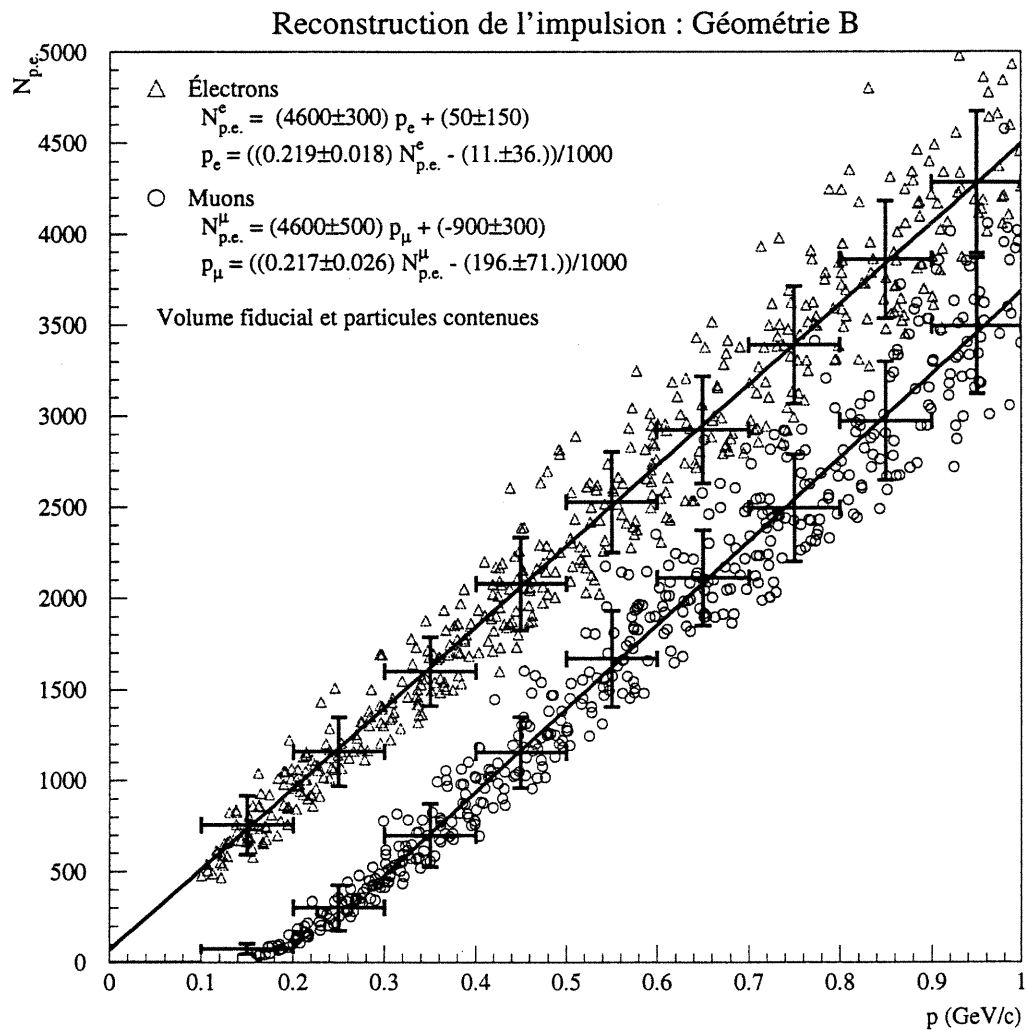


Figure 2-24. Géométrie B: reconstruction de l'impulsion pour les électrons et pour les muons. Les "barres d'erreurs" correspondent à la largeur RMS de la distribution de  $N_{p.e.}$  pour des intervalles d'impulsion de 100 MeV/c.

### Reconstruction du vertex: algorithme $\chi^2_{T4}$

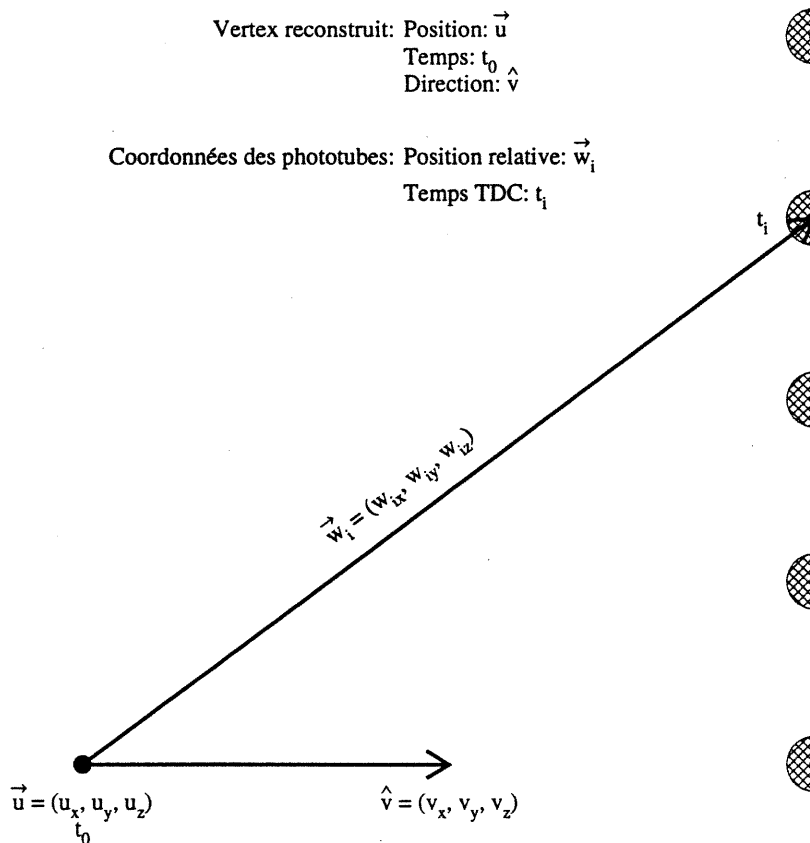


Figure 2-25. Schéma illustrant l'algorithme  $\chi^2_{T4}$ . Les trois coordonnées cartésiennes du vertex  $\vec{u}$  et l'origine temporelle  $t_0$  sont les quatre paramètres de la fonction du  $\chi^2$  utilisée pour la reconstruction (voir le texte). La direction  $\hat{v}$  est la direction moyenne des phototubes touchés en prenant comme origine le vertex reconstruit.

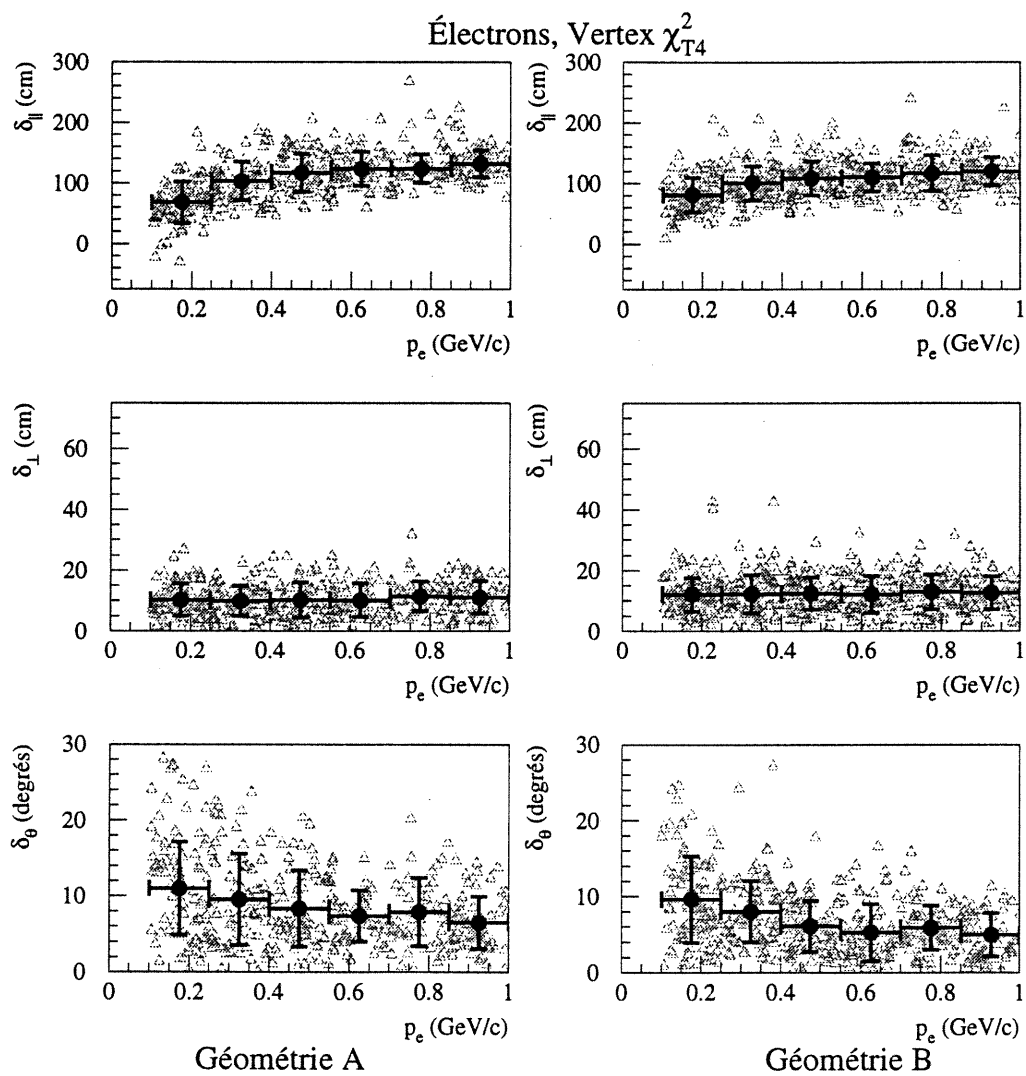


Figure 2-26. Déviation parallèle  $\delta_{\parallel}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction d'électrons par l'algorithme  $\chi_{T4}^2$ .



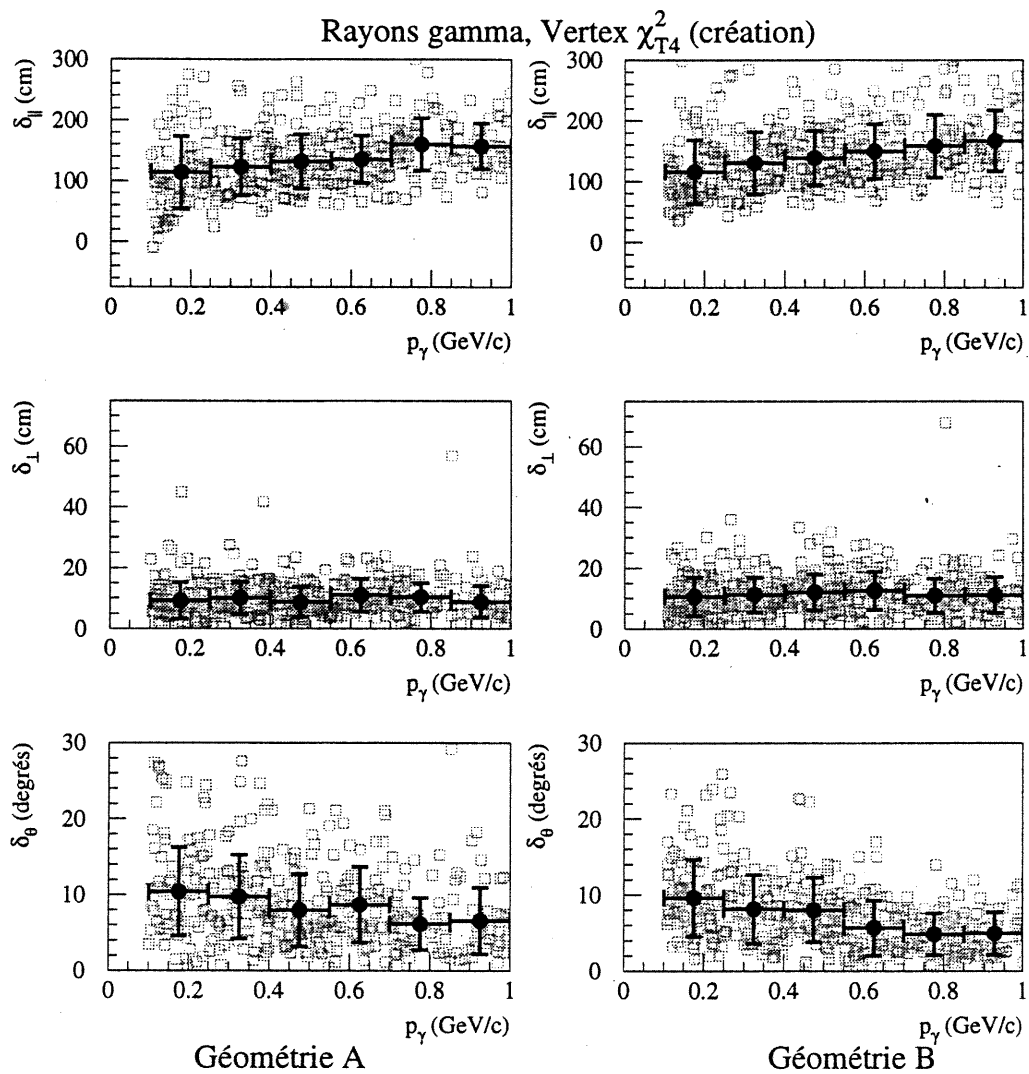


Figure 2-27. Déviation parallèle  $\delta_{\parallel}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction de rayons gamma par l'algorithme  $\chi^2_{T4}$ .

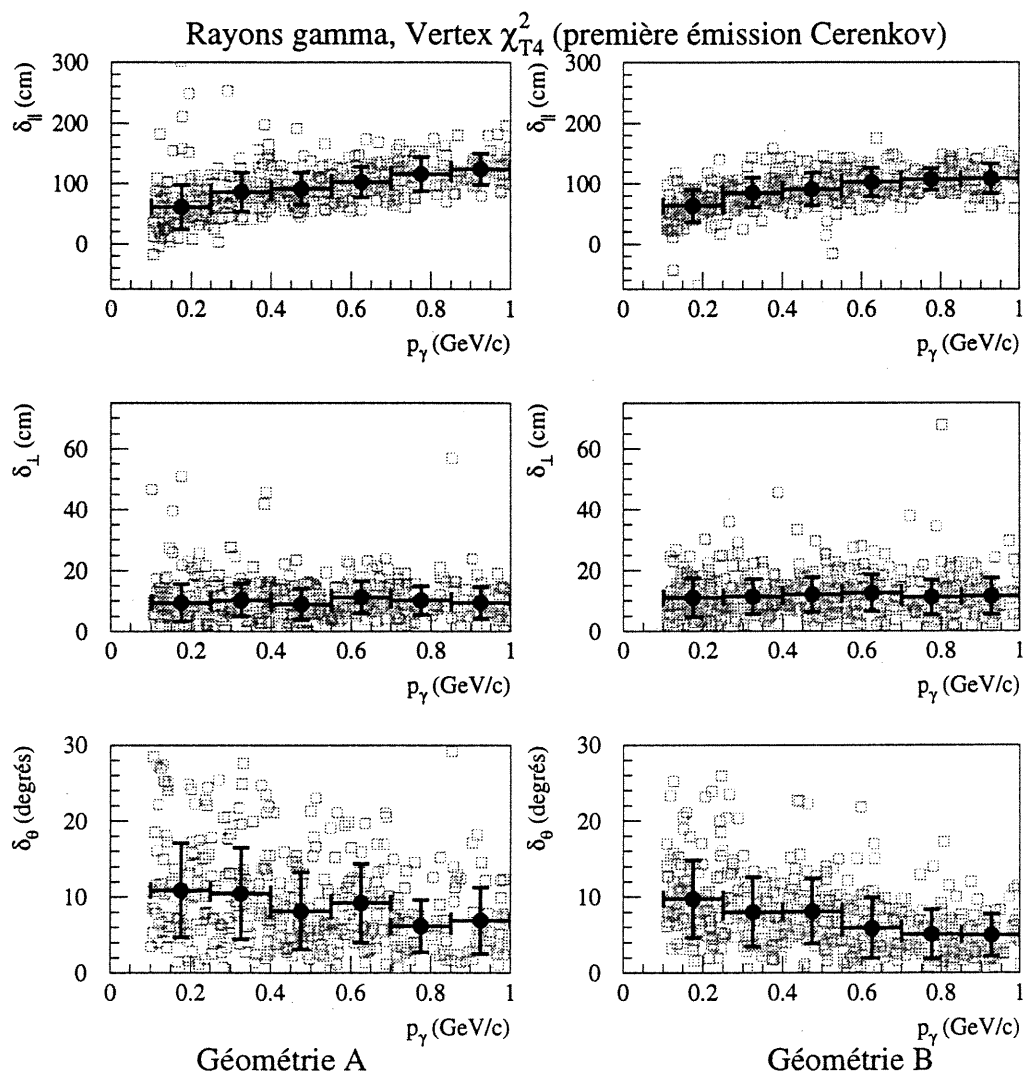


Figure 2-28. Déviation parallèle  $\delta_{||}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_\theta$  par rapport au point de première émission Cerenkov pour la reconstruction de rayons gamma par l'algorithme  $\chi_{T4}^2$ .

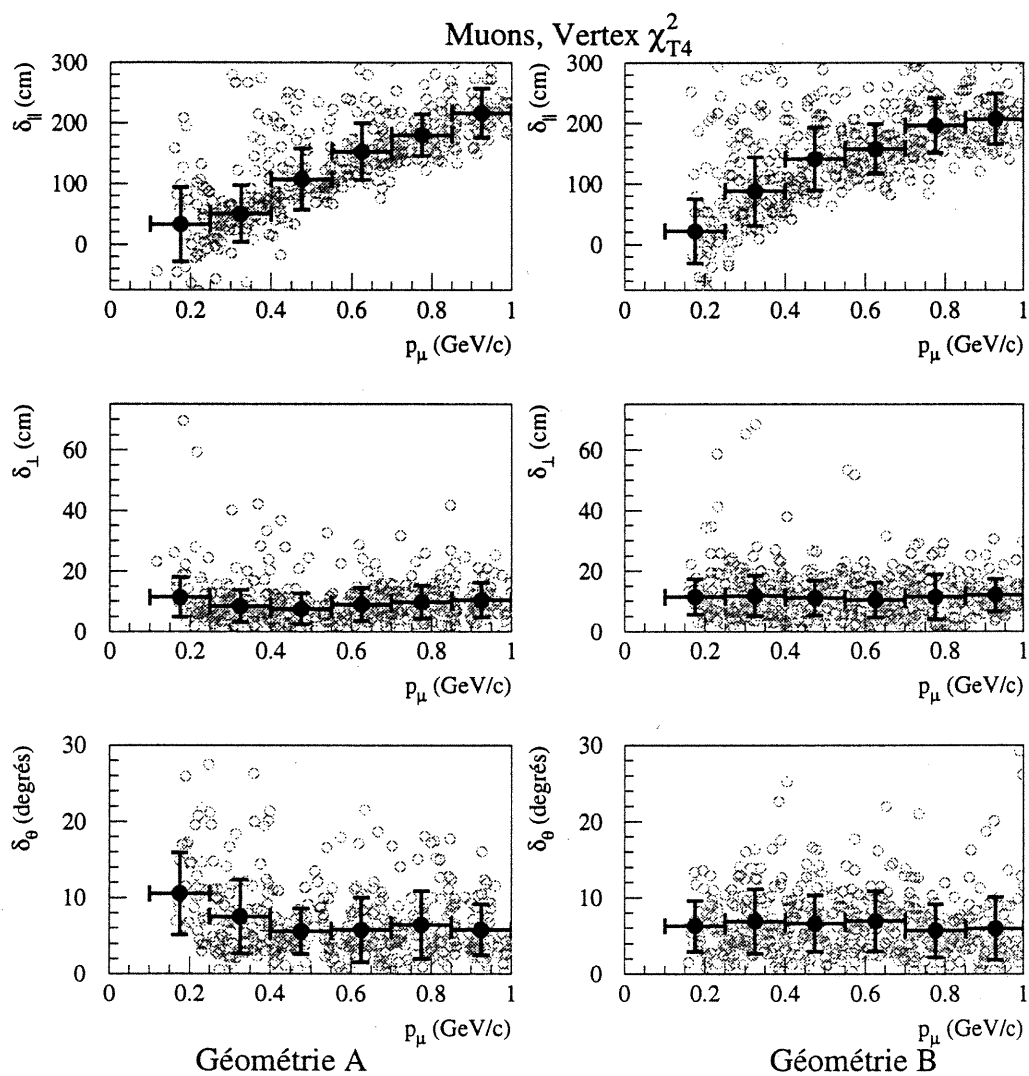


Figure 2-29. Déviation parallèle  $\delta_{\parallel}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction de muons par l'algorithme  $\chi^2_{T4}$ .

### Reconstruction du vertex: algorithme $\chi^2_{T6}$

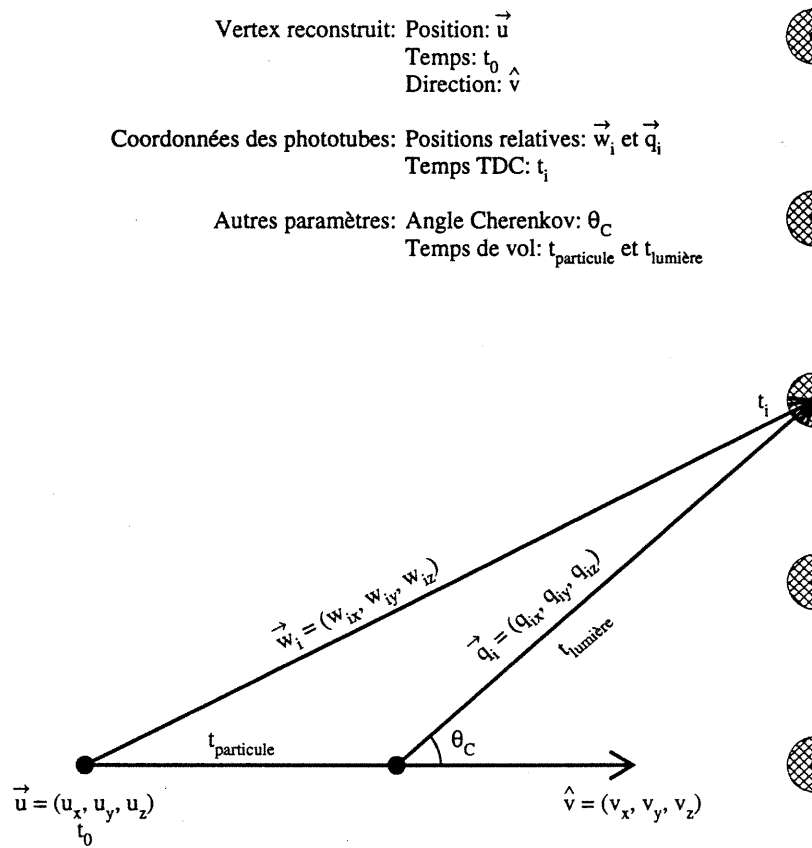


Figure 2-30. Schéma illustrant l'algorithme  $\chi^2_{T6}$ . Les trois coordonnées cartésiennes du vertex  $\vec{u}$ , l'origine temporelle  $t_0$  et les angles d'Euler ( $\theta, \phi$ ) pour la direction  $\hat{v}$  sont les six paramètres de la fonction du  $\chi^2$  utilisée pour la reconstruction (voir le texte).

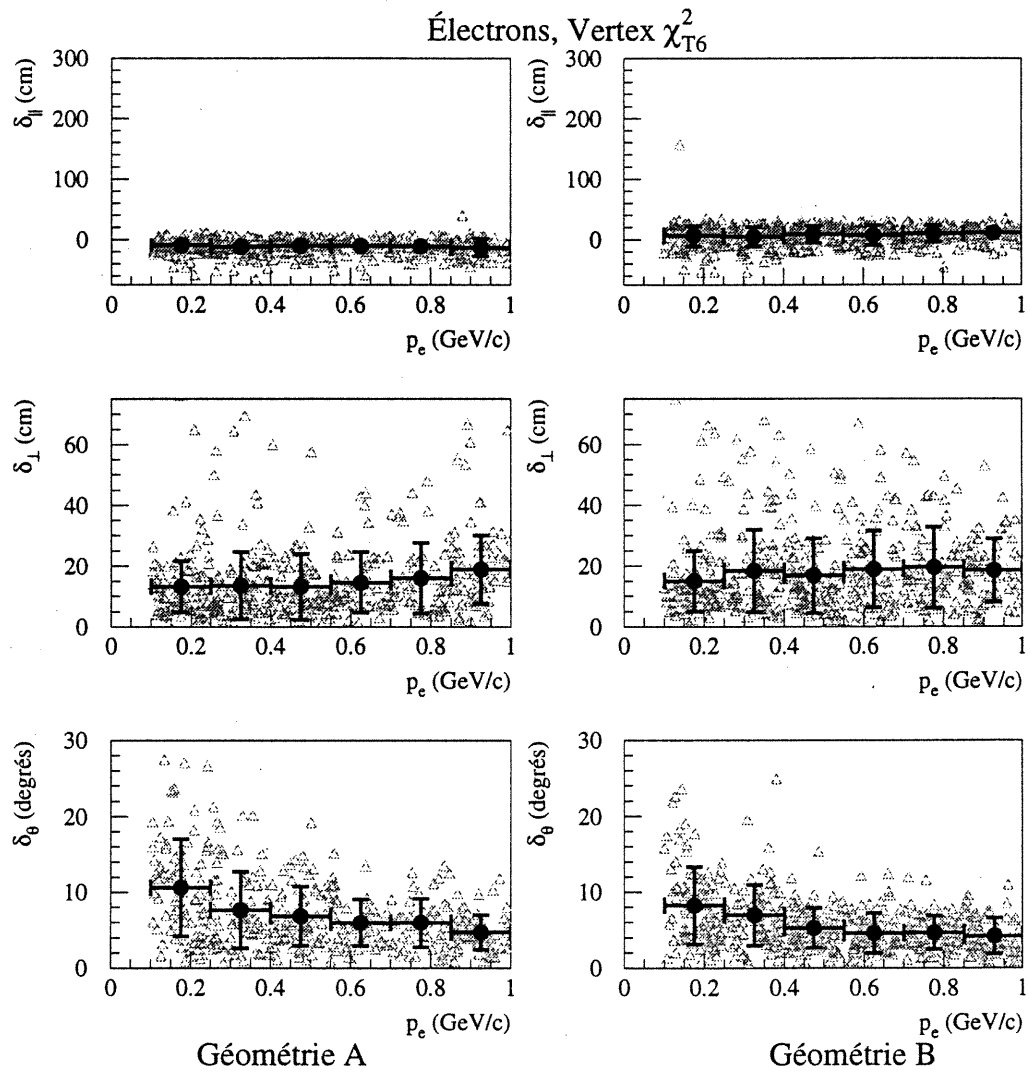


Figure 2-31. Déviation parallèle  $\delta_{\parallel}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction d'électrons par l'algorithme  $\chi^2_{T6}$ .

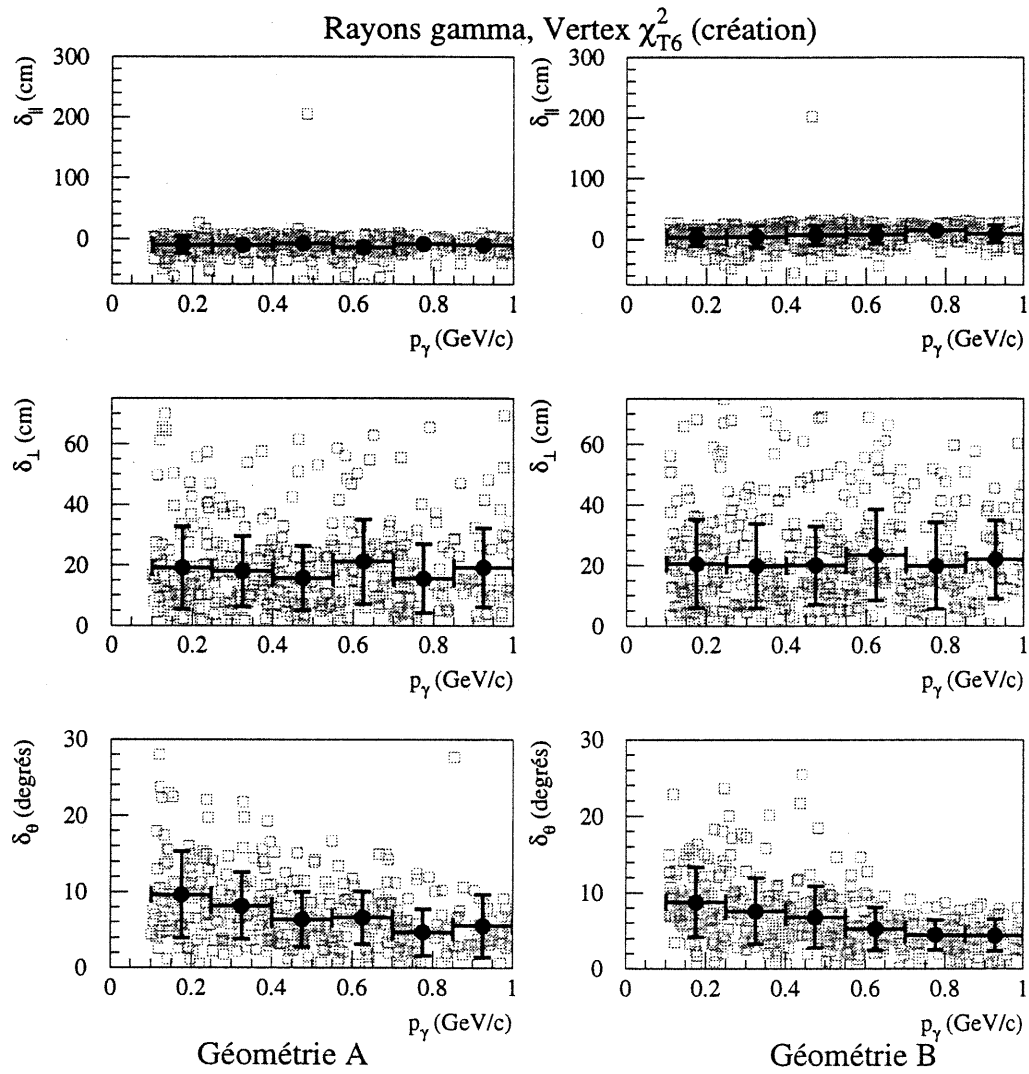


Figure 2-32. Déviation parallèle  $\delta_{\parallel}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction de rayons gamma par l'algorithme  $\chi^2_{T6}$ .

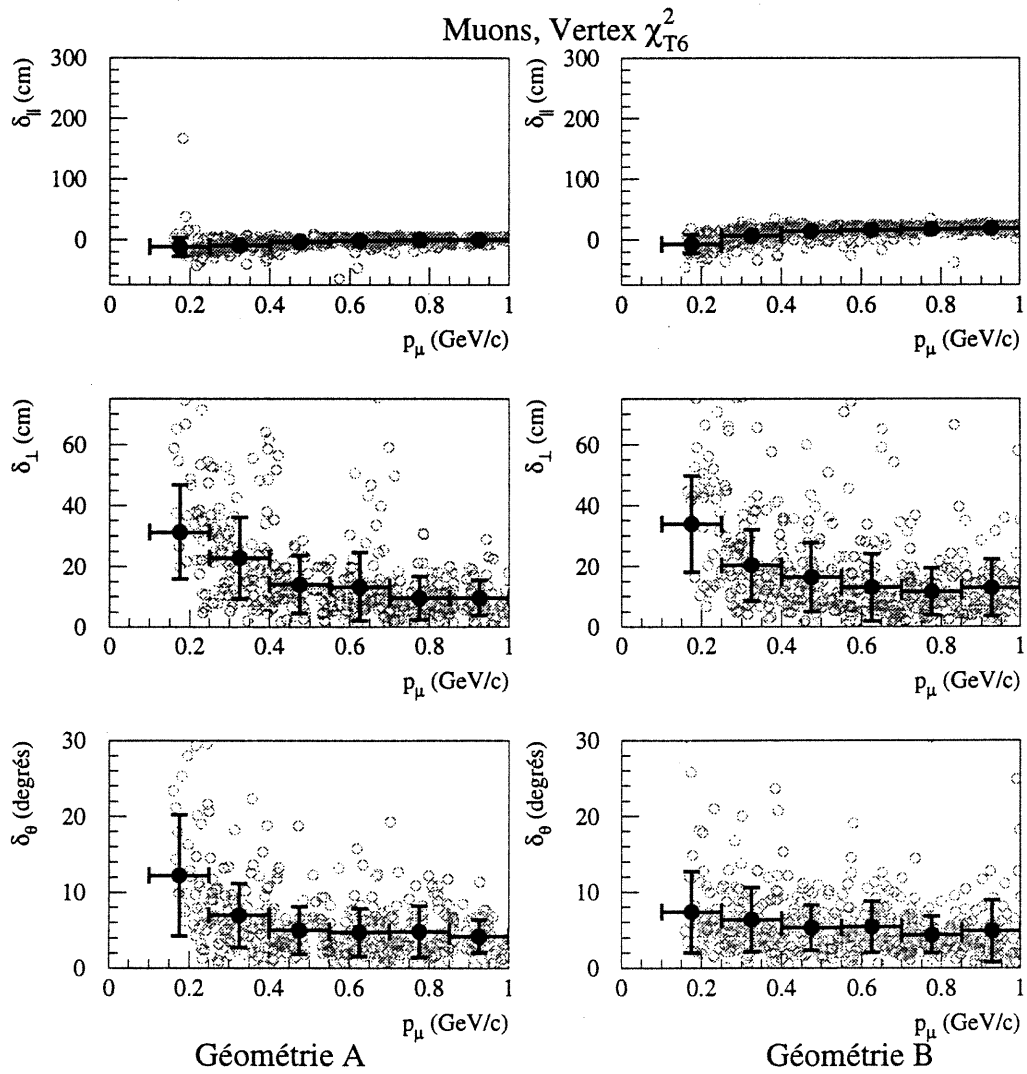


Figure 2-33. Déviation parallèle  $\delta_{||}$ , perpendiculaire  $\delta_{\perp}$  et angulaire  $\delta_{\theta}$  pour la reconstruction de muons par l'algorithme  $\chi^2_{T6}$ .

# 3

## Détection de pions neutres

L'étude détaillée des propriétés des neutrinos repose très souvent sur des expériences mesurant des interactions faibles à courant neutre (CN). Le boson  $Z^0$  transmet la force de l'interaction faible neutre également entre chaque saveur de neutrino ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) et les nucléons de l'eau dans les détecteurs de E889. La production de pions neutres par moyen de l'interaction CN( $\pi^0$ ) est une telle réaction:

$$\nu_\ell N \rightarrow \nu_\ell N \pi^0 \quad (3.1)$$
$$\downarrow \begin{cases} \gamma\gamma & \text{BR}(98.5\%) \\ e^+e^-\gamma & \text{BR}(1.5\%) \end{cases}$$

Cette réaction est insensible aux oscillations de saveur des neutrinos. Une mesure du taux d'interaction pour ce mode permet alors de normaliser les taux observés des modes sensibles aux oscillations de saveur.

Dans le cas d'oscillations de neutrinos vers un état stérile, le taux observé d'interactions CN( $\pi^0$ ) diminue par rapport aux prédictions en fonction de la distance. La détection de ce type d'oscillations est sévèrement limitée par les statistiques de l'échantillon d'événements CN( $\pi^0$ ). La possibilité d'observer les preuves d'oscillations vers un état stérile  $\nu$ , est très excitante, bien qu'un tel état ne soit généralement pas attendu.

### 3.1 Méthodes d'identification de pions neutres

La désintégration prédominante des pions neutres en deux rayons gamma rend ce mode d'interaction relativement facile à observer et à différencier des autres modes d'interactions des neutrinos.

Les deux rayons gamma produisent chacun un anneau Čerenkov, comme on



l'a vu au Chapitre 2. On commence donc l'analyse par une recherche de tous les événements ayant deux anneaux. On élimine les événements qui contiennent un muon, et finalement on reconstruit la masse invariante des deux photons.

On exige que les anneaux soient temporellement coïncidents dans une fenêtre d'environ 100 ns. Un premier tri des données se base sur la topologie du signal enregistré:

**un seul anneau:** caractéristique essentielle des interactions quasiélastiques à courant chargé.

**deux anneaux:** constitue la base de données pour la recherche des pions neutres; inclut plusieurs autres modes d'interaction.

**plus de deux anneaux:** on regroupe tous les événements possédant plusieurs anneaux dans cette classe; ce sont des cas "compliqués" que l'on garde en réserve pour un diagnostic ou une analyse éventuelle.

On s'intéresse aux événements possédant deux anneaux Čerenkov identifiés à des gerbes électromagnétiques comme candidats à la classe d'événements CN( $\pi^0$ ). On s'attend à avoir une contamination dans cet échantillon provenant d'autres interactions qui produisent deux anneaux Čerenkov. Par exemple, le mode CC( $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$ ), pour lequel le muon n'est pas au-dessus du seuil Čerenkov, fait partie de cette contamination.

Le Tableau 3-A donne la fréquence relative des modes d'interaction susceptibles de produire deux anneaux Čerenkov à partir du même vertex.<sup>1</sup> Les taux d'interaction sont normalisés au taux du mode CN( $\nu n \rightarrow \nu n \pi^0$ ). Les taux des interactions quasi-élastiques QE( $\nu l n \rightarrow l^- p$ ) sont donnés pour fin de comparaison. Ces taux relatifs sont calculés à partir du rapport de la section efficace de chaque mode et de la section efficace du mode CN( $\nu n \rightarrow \nu n \pi^0$ ) sur la plage d'énergie du neutrino  $100 \text{ MeV} < E_\nu < 5 \text{ GeV}$ . Les sections efficaces de Rein & Sehgal 1981 sont utilisées. Il semble y avoir peu de variation pour les rapports entre sections

---

<sup>1</sup>Les modes à courant neutre qui produisent un seul pion chargé, i.e. CN( $\nu n \rightarrow \nu p \pi^-$ ) et CN( $\nu p \rightarrow \nu n \pi^+$ ), pourraient engendrer deux anneaux: le premier causé par le  $\pi^\pm$ , et le second provenant du  $\mu^\pm$  suite à la désintégration en vol du pion ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ ). Toutefois, l'anneau du pion et celui du muon n'ont pas un vertex commun. Pour cette raison, ce mode n'est pas inclus dans l'analyse du signal CN( $\pi^0$ ).

Type d'interaction	Mode d'interaction	Taux brut relatif
Courant Neutre	$\nu n \rightarrow \nu n \pi^0$	<b>1.00</b>
	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$	<b>1.25</b>
	$\nu N \rightarrow \nu N \pi^\pm \pi^0$	0.18
	$\nu N \rightarrow \nu N \pi^+ \pi^-$	0.18
	$\nu {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu {}^{16}\text{O} \pi^0$ (cohérent)	0.13
Courant Chargé	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$	<b>2.43</b>
	$\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$	<b>7.65</b>
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- n \pi^+$	<b>1.89</b>
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \pi^+ \pi^-$	0.36
Quasi-élastique	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$	10.
	$\nu_e n \rightarrow e^- p$	0.15

Tableau 3-A. Fréquence relative pour chacun des modes jugés importants pour l'analyse d'identification et de reconstruction des pions neutres. Tous les taux sont normalisés au taux pour le mode CN( $\nu n \rightarrow \nu n \pi^0$ ). Les taux des interactions quasi-élastiques QE( $\nu l n \rightarrow l^- p$ ) sont donnés pour fin de comparaison. Les modes principaux, en caractères gras, ont servi à l'analyse du signal et du bruit de fond pour le mode CN( $\pi^0$ ). Les rapports entre les sections efficaces individuelles qui sont utilisées pour constituer ce tableau viennent de Rein & Sehgal 1981. La production cohérente de  $\pi^0$  sur  ${}^{16}\text{O}$  ne provient pas d'une résonance, et l'interaction est dite cohérente parce que le noyau reste intact dans l'état final (Rein & Sehgal 1983).

efficaces pour les divers calculs théoriques, si l'on compare avec Fogli & Nardulli 1979 et Fogli & Nardulli 1980, par exemple. La production cohérente de  $\pi^0$  sur  ${}^{16}\text{O}$  ne passe pas par une résonance, et doit être considérée à part (Rein & Sehgal 1983).

Après étude des interactions possibles, on estime que les interactions à courant chargé, où le muon est accompagné d'un pion, constituent la majeure partie de la contamination de l'échantillon à deux anneaux. Une seconde étape de classification des événements dans cet échantillon consiste à identifier et éliminer ceux qui ont un anneau provenant d'un muon ou d'un pion chargé. Dans le cas des interactions quasi-élastiques QE( $\mu^- p$ ), l'anneau du muon est identifiable dans plus de 99% des cas. Cependant, lorsque le muon est accompagné d'autres particules

dans l'état final, le taux d'identification du muon est réduit. Pour un état final qui n'inclut pas de muon, la probabilité de se tromper en associant un anneau électromagnétique à un muon est minime. Après avoir observé plusieurs milliers d'événements, on estime que cette procédure récupère essentiellement tous les événements  $CN(\pi^0)$  à deux anneaux. Le Tableau 3-B présente un résumé global d'un exercice de classification visuelle sur un échantillon de 2000 événements de chaque type.

Type d'événement		Pourcentage ayant un muon apparent
Un anneau	$QE(\mu^-)$	99%
Plusieurs anneaux	$CC(\mu^- N\pi^+)$	85%
	$CC(\mu^- p\pi^0)$	78%
	$CN(\pi^0)$	1%

Tableau 3-B. Identification du muon pour les classes d'événements utilisées dans une analyse d'identification et de reconstruction de pions neutres pour E889. Après entraînement des scrutateurs, l'identification visuelle des signaux est utilisée pour obtenir ces valeurs. Une coupure fiduciale de  $13m \times 13m\phi$  est appliquée sur la position du vertex de chaque événement. Ces chiffres s'appliquent aux deux géométries A et B.

### 3.1.1 Identification des muons et des pions chargés

La présence d'un muon dans le signal Čerenkov d'un événement est une très forte indication d'une interaction à courant chargé de  $\nu_\mu$ . L'identification visuelle du signal causé par le muon (anneau avec un bord net) élimine cette contamination de la classe d'événements à deux anneaux électromagnétiques (anneaux avec un bord flou). Après entraînement, le processus d'identification visuelle des muons dans le signal s'avère très efficace.

Chacun des 2000 événements générés pour chaque mode d'interaction à courant chargé est examiné par un scrutateur<sup>2</sup> qui le classe selon le nombre d'anneaux observés, et la présence d'un anneau avec un bord net. Ensuite, le traitement de cette information permet d'élaborer trois scénarios d'analyse:

<sup>2</sup>Merci à Cyril Chacon, un stagiaire de Grenoble qui m'a aidé à scruter ces événements.

**Facteur global d'identification du muon:** Les facteurs du Tableau 3-B sont appliqués globalement pour réduire le taux effectif de chaque mode. Le taux est multiplié par 0.22 pour le mode  $CC(\mu^- p\pi^0)$  et par 0.15 pour chaque mode  $CC(\mu^- N\pi^+)$ .

**Scrutation visuelle:** Application de la sélection "événement par événement": seuls les événements ayant deux anneaux et pas de muon(s) apparent(s) sont conservés; tous les autres sont rejetés. L'erreur statistique accessible par cette méthode est limitée par la patience et la persévérance des scrutateurs ("scanning boys"). Notons que le fardeau de scrutation pour 16 mois de données au détecteur à 68 km et celui effectué pour cette étude sont similaires. On réussit à examiner les événements à un rythme de 500 événements/jour/personne.

**Scrutation simulée:** Le signal d'un muon est présumé parfaitement reconnu si le muon a une impulsion assez grande; sinon, le muon n'est pas reconnu. La coupure est placée à  $p_\mu = 200$  MeV/c, limite approximative de l'identification à 99% pour des anneaux muoniques provenant de  $QE(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p)$ . Cette dernière affirmation vient de Fukuda et al. 1995 et de quelques études réalisées pour E889 à BNL par M. Diwan, S. Kahn et J. Hill (E889 Collaboration 1995b).

### 3.1.2 Reconstruction de la masse invariante

Un moyen qui aidera à désambigüiser la classification ( $\pi^0$ /bruit de fond) des événements à deux anneaux est la reconstruction de la masse invariante. Pour la désintégration d'un pion neutre en deux photons, la masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  est donnée par:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})} \quad (3.2)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  sont les énergies des photons, et  $\theta_{12}$  est l'angle entre les photons dans le référentiel du laboratoire.

Nous avons utilisé les algorithmes décrits au Chapitre 2 pour reconstruire le vertex, la direction et l'énergie de chacun des deux anneaux Čerenkov. Les anneaux sont étiquetés par le programme E889GEANT en fonction de la particule qui les a engendrés. Chaque photon de la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  est noté séparément. Si deux anneaux se chevauchent, tous les photons sont attribués

au premier. Ceci fausse légèrement la reconstruction de l'impulsion. Une reconstruction plus élaborée devrait essayer de bien attribuer les photons à leur anneau respectif.<sup>3</sup>

La séparation, au niveau de la simulation, de chacun des anneaux permet leur reconstruction indépendante. Les deux anneaux reconstruits sont ceux provenant des particules qui sont attendues pour chaque mode d'interaction. Par exemple, seuls le  $\mu^-$  et le  $\pi^+$  sont reconstruits pour le mode  $CC(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N \pi^+)$ , même si le signal enregistré ne correspond pas uniquement à ces deux particules, mais peut contenir le signal de recul du  $N$ . Grâce à l'expérience gagnée pendant les exercices d'identification visuelle, j'estime que la contribution d'autres particules dans l'état final affecte le signal pour environ 1% des événements. Les critères de sélection des anneaux à traiter pour chaque mode d'interaction sont résumés au Tableau 3-C. La reconstruction de l'impulsion et de la direction sont les paramètres critiques pour la détermination de la masse invariante.

État final du mode	Critère de sélection des anneaux
$N\pi^0$	$\gamma_1$ et $\gamma_2$
$\mu^- p\pi^0$	Pour les événements à deux anneaux (identification visuelle du nombre d'anneaux): reconstruction des anneaux ayant le plus grand produit (PM touchés) $\times (N_{pe})$
$\mu^- N\pi^+$	Reconstruire les anneaux provenant du $\mu^-$ et du $\pi^+$ ; laisser de côté tout autre composant du signal (e.g. recul du $N$ )

Tableau 3-C. Critères de sélection des anneaux pour l'analyse des pions neutres. Pour le mode  $CC(\mu^- p\pi^0)$  le critère employé favorise les deux anneaux électromagnétiques causés par  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Les gerbes électromagnétiques affectent plus de tubes (PM touchés) que les muons, à cause de la nature plus étendue de la source de lumière Čerenkov, pour une même énergie visible ( $N_{pe}$ ).

On applique une coupure sur la position du vertex des événements dans le

<sup>3</sup>Avec Georges Azuelos, j'ai essayé une telle reconstruction des anneaux Čerenkov. Le temps nécessaire pour effectuer un ajustement avec cet algorithme dépasse largement le temps requis par les autres méthodes. Pour un premier essai de la reconstruction de la masse invariante, l'effet du chevauchement des anneaux est jugé secondaire et cette méthode est laissée de côté.

détecteur, ce qui enlève tous les événements qui n'ont pas leur vertex à l'intérieur d'un volume fiducial cylindrique défini par:

$$\sqrt{x^2 + y^2} < 650 \text{ cm} \quad (3.3)$$

$$|z| < 650 \text{ cm} \quad (3.4)$$

où  $(x, y, z)$  sont les coordonnées du vertex à partir du centre du détecteur. Cette coupure augmente la fiabilité des résultats en sacrifiant l'efficacité.

Pour garantir une reconstruction adéquate des anneaux, on exige une quantité minimale de photo-électrons dans chaque anneau. Le Tableau 3-D donne la valeur de cette coupure en photo-électrons et la valeur correspondante approximative pour l'énergie de la particule.

Configuration du détecteur	Point de coupure		
	$N_{pe}$	$P_{e,\gamma}$	$P_{\mu,\pi}$
A: Couverture 10.6%	> 50 p.e.	$\gtrsim 35 \text{ MeV}/c$	$\gtrsim 200 \text{ MeV}/c$
B: Couverture 15.5%	> 75 p.e.	$\gtrsim 35 \text{ MeV}/c$	$\gtrsim 200 \text{ MeV}/c$

Tableau 3-D. Coupure sur l'énergie visible  $N_{pe}$  dans chacun des anneaux Čerenkov pour permettre une reconstruction efficace.

Les résultats de cette analyse sont présentés ici sous forme de spectres de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  reconstruite (Figures 3-1 à 3-6). Les fluctuations qui sont présentes ne reflètent pas les statistiques véritables, mais sont causées par la normalisation du nombre arbitraire d'événements Monte Carlo générés pour faire cette étude.

Pour obtenir ces spectres, 2000 événements sont produits par simulation Monte-Carlo, pour chaque mode d'interaction, et distribués dans le volume total des réservoirs (18 m×18 m en diamètre). La normalisation au nombre attendu d'événements dans le détecteur D68 pour  $8.8 \times 10^{20}$  POT ("protons on target") ou 16 mois de faisceau se fait par le facteur de taux brut relatif (Tableau 3-A) et à l'aide d'un facteur d'échelle calculé à partir du "Physics Design Report" (PDR) de E889 (E889 Collaboration 1995c). Le Tableau 9, Chapitre V (p. 207) du PDR donne le nombre attendu de pions neutres dans le volume intérieur des tubes: 453 événements pour D68 dans un volume de 15 m×15 m en diamètre. On

obtient facilement le facteur d'échelle pour redimensionner ("rescale") l'échantillon de 2000 événements simulés:

$$\begin{aligned} \text{facteur d'échelle} &= \frac{N_{\pi^0}^{\text{D68}}}{N_{\pi^0}^{\text{simulés}}} \times \frac{\pi R^2 H}{\pi R'^2 H'} & (3.5) \\ &= \frac{453}{2000} \times \frac{\pi(9 \text{ m})^2(18 \text{ m})}{\pi(7.5 \text{ m})^2(15 \text{ m})} \\ &\approx 0.4 \end{aligned}$$

Deux gaussiennes sont utilisées pour caractériser le pic de masse  $m_{\gamma\gamma} \approx m_{\pi^0}$ : une première, étroite, pour le pic principal et une deuxième, plus large, pour tenir compte de la queue à masse invariante plus élevée. La première gaussienne est plus caractéristique de la résolution sur la masse invariante qui peut être atteinte, en considérant des limites de  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$  pour l'analyse:

$$\text{Géométrie A: } m_{\gamma\gamma} = 136 \pm 17 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{Géométrie B: } m_{\gamma\gamma} = 136 \pm 24 \text{ MeV}/c^2$$

Cette différence en résolution sur la valeur de la masse invariante s'explique par la qualité différente de la reconstruction des anneaux individuels pour chaque géométrie. La résolution obtenue est suffisante dans les deux cas pour compter le nombre total d'événements  $\text{CN}(\pi^0)$ . Pour caractériser le bruit au-dessous du signal  $\text{CN}(\pi^0)$ , des fonctions paramétriques sont illustrées sur les figures, essentiellement pour guider l'œil.

### 3.1.3 Efficacités et puretés

L'efficacité de la sélection des événements  $\text{CN}(\pi^0)$  par la reconstruction de la masse invariante est mise en évidence aux Figures 3-7 (géométrie A) et 3-8 (géométrie B). Pour les deux géométries on reconstruit 80% des pions neutres dans le volume fiducial et dans la plage de masse invariante  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^0} < 200 \text{ MeV}/c^2$ .

Dans le spectre de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$ , tous les types d'événements qui ne sont pas des vrais  $\text{CN}(\pi^0)$  forment un bruit de fond. L'échantillon brut d'événements à deux anneaux, sans muon visible, contient environ la même quantité de signal que de bruit. En utilisant l'information dans les Tableaux 3-A et 3-B

on trouve:

$$\begin{aligned} (S/B)_{\text{brut}} &\approx (1.00 + 1.25)/(0.22 \times 2.43 + 0.15 \times 7.65 + 0.15 \times 1.89) \\ &\approx 1.1 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Le Tableau 3-E montre les résultats intégrés obtenus par reconstruction de la masse invariante, en fonction de la méthode utilisée pour identifier les muons lors de la sélection des événements. Entre les limites  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$  on trouve un rapport signal sur bruit qui varie entre 4.0 et 10.6. La reconstruction  $m_{\gamma\gamma}$  est donc une étape importante dans l'extraction du signal  $\text{CN}(\pi^0)$ .

Géométrie	Identification des muons	$S$	$B$	$(S/B)_{\pi^0}$	$\Delta S/S$
A	facteur global	234	46	5.1	7.7%
	scrutation visuelle	234	22	10.6	7.1%
	scrutation simulée	234	32	7.3	7.4%
B	facteur global	228	57	4.0	8.1%
	scrutation visuelle	228	37	6.2	7.6%
	scrutation simulée	228	42	5.4	7.7%

Tableau 3-E. Signal ( $S$ ) et bruit de fond ( $B$ ) intégré sur les spectres de masse invariante reconstruite, entre les limites  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$ . Pour obtenir l'erreur relative, la formule  $\Delta S/S = \sqrt{S + 2B}/S$  est utilisée (le niveau du bruit n'est pas parfaitement connu par une évaluation indépendante).

### 3.2 Pions neutres comme signal

L'échantillon d'événements  $\text{CN}(\pi^0)$  est utilisé comme normalisation pour corroborer l'analyse de la disparition de  $\nu_\mu$  par oscillations. Plusieurs sources d'erreurs systématiques sur le comptage des événements  $\text{QE}(\mu)$  doivent disparaître lors de l'analyse du rapport  $\text{QE}(\mu)/\text{CN}(\pi^0)$ . Par exemple, cette analyse est beaucoup moins sensible aux calculs des sections efficaces des neutrinos, à la normalisation absolue du flux de neutrinos, à l'évolution du spectre et du flux en fonction de la distance et à la modélisation des processus par la simulation Monte-Carlo.



On peut aussi chercher les oscillations vers une saveur stérile de neutrino ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ ) à l'aide du nombre absolu de  $\text{CN}(\pi^0)$  dans chaque détecteur. Cette mesure comporte des erreurs systématiques plus grandes que celle des muons produits par des interactions quasi-élastiques. Les sections efficaces de production de résonances nucléaires sont connues théoriquement avec une erreur d'environ 20% entre les prédictions (voir, par exemple Rein & Sehgal 1981, Fogli & Nardulli 1979 et Fogli & Nardulli 1980). Puisque la plupart des pions sont produits par l'intermédiaire d'une résonance  $\Delta$ , la distribution en énergie des pions dans l'état final n'est pas sensible à l'énergie des neutrinos incidents. La distribution en énergie de ces neutrinos est, rappelons-le, fonction des paramètres d'oscillations.

Le Tableau 3-F donne le nombre prévu d'événements de chaque type pour les quatre détecteurs. Les premiers détecteurs (D1 et D3) ont une très bonne statistique, mais ce sont les détecteurs lointains (D24 et D68) qui seront sensibles aux oscillations dans la région des neutrinos atmosphériques.

Détecteur	D1	D3	D24	D68
$L_i$ (km)	0.975	2.975	23.975	67.975
$N_\mu^0$	5521633	593066	9132	1136
$N_{\pi^0}^0$	1137379	122163	1881	234

Tableau 3-F. Nombres d'événements  $\text{QE}(\mu) \rightarrow N_\mu$  et  $\text{CN}(\pi^0) \rightarrow N_{\pi^0}$  à chaque distance  $L_i$  entre la source effective des neutrinos et le détecteur  $i=\text{D1, D3, D24 et D68}$ .

Le rapport signal sur bruit pour les événements  $\text{QE}(\mu)$  est donné dans le PDR de E889:  $(S/B)_\mu \approx 5.8$ . Pour l'échantillon d'événements  $\text{CN}(\pi^0)$ , l'analyse par reconstruction de la masse invariante a donné un rapport  $4 < (S/B)_{\pi^0} < 10.6$ , et le choix de la valeur  $(S/B)_{\pi^0} = 5$  est donc conservateur sans être pessimiste.

Pour des valeurs données de  $\Delta m^2$  et  $\sin^2 2\theta$ , les nombres d'événements sont:

$$\text{nb. } \mu \quad : \quad N_\mu^{\text{osc}}(i) = N_\mu^0(i) \left( 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 L_i}{E_\nu} \right) \right) \quad (3.7)$$

$$\text{nb. } \pi^0 (\nu_\mu \rightarrow \nu_\ell) \quad : \quad N_{\pi^0}^0(i) = N_{\pi^0}^0(\text{D1}) \frac{L_{\text{D1}}^2}{L_i^2} \quad (3.8)$$

$$\text{nb. } \pi^0 (\nu_\mu \rightarrow \nu_s) \quad : \quad N_{\pi^0}^{\text{osc}}(i) = N_{\pi^0}^0(i) \left( 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 L_i}{E_\nu} \right) \right) \quad (3.9)$$

où  $L_i$  est la distance entre la source effective des neutrinos et le détecteur  $i=D1, D3, D24$  et  $D68$  (voir le Tableau 3-F). Les erreurs associées à ces valeurs:

$$\Delta N_{\mu}^{osc} = \sqrt{N_{\mu}^{osc} + 2 \frac{N_{\mu}^{osc}}{(S/B)_{\mu}} + \left( f_{sys} \frac{N_{\mu}^{osc}}{(S/B)_{\mu}} \right)^2} \quad (3.10)$$

$$\Delta N_{\pi^0}^0 = \sqrt{N_{\pi^0}^0 + 2 \frac{N_{\pi^0}^0}{(S/B)_{\pi^0}} + \left( f_{sys} \frac{N_{\pi^0}^0}{(S/B)_{\pi^0}} \right)^2} \quad (3.11)$$

$$\Delta N_{\pi^0}^{osc} = \sqrt{N_{\pi^0}^{osc} + 2 \frac{N_{\pi^0}^{osc}}{(S/B)_{\pi^0}} + \left( f_{sys} \frac{N_{\pi^0}^{osc}}{(S/B)_{\pi^0}} \right)^2} \quad (3.12)$$

où  $f_{sys}$  est l'erreur systématique sur le signal après soustraction du bruit de fond. Le rapport  $QE(\mu)/CN(\pi^0)$  pour chaque détecteur est:

$$R_i = \frac{N_{\mu}^{osc}}{N_{\pi^0}^0} \quad (3.13)$$

et l'erreur sur ce rapport est:

$$\Delta R_i = R_i \sqrt{\left( \frac{\Delta N_{\mu}^{osc}}{N_{\mu}^{osc}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N_{\pi^0}^0}{N_{\pi^0}^0} \right)^2} \quad (3.14)$$

Le rapport moyen et son erreur sont:

$$\bar{R} = \frac{\sum \frac{R_i}{\Delta R_i^2}}{\sum \frac{1}{\Delta R_i^2}} \quad (3.15)$$

$$\Delta \bar{R} = \frac{1}{\sum \frac{1}{\Delta R_i^2}} \quad (3.16)$$

La construction d'une fonction du  $\chi^2$  pour évaluer la déviation par rapport à l'hypothèse de l'absence d'oscillations donne:

$$\chi^2 = \sum \frac{(\bar{R} - R_i)^2}{(\Delta \bar{R}^2 + \Delta R_i^2)} \quad (3.17)$$

On définit la sensibilité en utilisant le  $\chi^2$  normalisé:

$$\text{Sensibilité} = \frac{\chi^2}{n-1} = \frac{\chi^2}{3} \quad (3.18)$$

où  $n = 4$  détecteurs est le nombre de mesures indépendantes figurant dans le calcul du  $\chi^2$ .

Pour une analyse de disparition des événements  $CN(\pi^0)$ , on utilise la différence entre les mesures avec oscillations pour  $D3, D24$  et  $D68$  et la mesure "sans

oscillations” du détecteur D1. L’hypothèse suivant laquelle les neutrinos n’ont pas encore oscillé à D1 est approximativement valide pour  $\Delta m^2 < 0.1 \text{ eV}^2$ . Au-delà de cette valeur, les oscillations deviennent plus importantes: les neutrinos oscillent à l’intérieur de leur spectre, et l’analyse de l’expérience n’est plus un simple exercice de comparaison de taux d’événements.

On définit la différence observée en prenant le détecteur D1 comme référence:

$$Q_i = N_{\pi^0}^0 - N_{\pi^0}^{osc} \quad (3.19)$$

$$\Delta Q_i = \sqrt{(\Delta N_{\pi^0}^0)^2 + (\Delta N_{\pi^0}^{osc})^2} \quad (3.20)$$

Le  $\chi^2$  est construit pour refléter l’écart par rapport à l’hypothèse qu’il n’y a pas d’oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ :

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{Q_i}{\Delta Q_i} \right)^2 \quad (3.21)$$

La sensibilité est encore définie comme la valeur du  $\chi^2$  normalisé:

$$\text{Sensibilité} = \frac{\chi^2}{n-1} = \frac{\chi^2}{3} \quad (3.22)$$

où  $n = 4$  détecteurs est le nombre de mesures indépendantes figurant dans le calcul du  $\chi^2$ .

Pour chacun des points dans une grille logarithmique de  $50 \times 50$  canaux dans le plan  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ , on calcule la sensibilité pour tracer des lignes de contour. Avec cette définition de la sensibilité, les limites de confiance correspondants sont:

$$\begin{aligned} \text{Sensibilité} > 1.64 & \quad 90\% \text{ L.C.} \\ \text{Sensibilité} > 1.96 & \quad 95\% \text{ L.C.} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Les Figures 3-9 et 3-10 montrent les graphiques d’exclusion dans le plan des paramètres d’oscillations  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  pour l’analyse du rapport  $QE(\mu)/CN(\pi^0)$ . Dans les Figures 3-11 et 3-12, on trouve les prévisions de la sensibilité pour la disparition des événements  $CN(\pi^0)$ . Ces figures montrent d’abord la sensibilité statistique pour le signal seulement ( $f_{sys} = 0$  et  $S/B = \infty$ ), et ensuite la sensibilité pour le signal après soustraction des événements du bruit de fond avec  $f_{sys} = 0\%$ ,  $2\%$  et  $5\%$  d’erreur systématique sur cette soustraction. Dans le cas du rapport  $QE(\mu)/CN(\pi^0)$  on voit que, avec  $5\%$  d’erreur systématique, on est toujours en mesure de pouvoir chercher les paramètres d’oscillations à l’intérieur de la région permise par les neutrinos atmosphériques. L’analyse de la disparition des événements  $CN(\pi^0)$  est presque assez sensible pour explorer toute la région permise par les neutrinos atmosphériques, et on peut songer à accroître la sensibilité à l’aide d’une prise de données plus (trop) longue.

### 3.2.1 Spectres de neutrinos avec oscillations

Contrairement au cas des événements QE( $\mu$ ), il n'y a aucune information sur le spectre de neutrinos dans l'échantillon CN( $\pi^0$ ) puisque ceux-ci proviennent d'une résonance  $\Delta$ . Au-delà de  $\Delta m^2 \gtrsim 0.1 \text{ eV}^2$ , l'information spectrale des muons devient importante à la détermination des paramètres d'oscillations. On utilise une coupure angulaire sur la direction des muons (muons diffusés vers l'avant:  $\cos \theta_{\nu\mu} > 0.95$ ) pour obtenir un échantillon d'événements où la diffusion est essentiellement élastique ( $E_{\nu\mu} \approx E_\mu$ ). Les Figures 3-13 et 3-14 illustrent l'effet des oscillations sur les spectres de neutrinos  $\nu_\mu$ , ainsi que sur les spectres en énergie des QE( $\mu$ ) et des CN( $\pi^0$ ) observés. Il faut noter qu'en pratique, la résolution en énergie des muons et l'impulsion de Fermi des nucléons de l'eau peut atténuer l'effet observé sur les spectres de QE( $\mu$ ).

### 3.3 Pions neutres comme bruit de fond

Les distributions des événements CN( $\pi^0$ ) dans le volume fiducial sont illustrées à la Figure 3-15 pour la géométrie A et à la Figure 3-16 pour la géométrie B. Les pions neutres qui produisent seulement un anneau avec un vertex dans le volume fiducial vont constituer un bruit de fond pour l'analyse de l'apparition d'électrons par des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Le Tableau 3-G montre la même information sous forme numérique.

Signal	Géométrie A		Géométrie B	
total, volume fiducial	733	100.0%	716	100.0%
un anneau	18	2.4%	17	2.4%
deux anneaux	586	80.0%	571	79.7%
au moins deux anneaux	129	17.6%	128	17.9%

Tableau 3-G. Répartition des signaux analysés provenant d'interactions CN( $\pi^0$ ) dans le volume fiducial du détecteur.

Le rapport des sections efficaces entre le processus CN( $\pi^0$ ) et QE( $e$ ) ou

QE( $\mu$ ) est:

$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu N \pi^0)}{\sigma(\nu_\ell n \rightarrow \ell^- p)} \approx 20\% \quad (3.24)$$

Les événements CN( $\pi^0$ ) ayant un seul anneau apparent constituent un bruit de fond pour l'analyse des événements électroniques QE( $e$ ):

$$N_{\pi^0 \rightarrow e} / N_{\text{QE}(\mu, e)} \approx (20\%) \times (2.4\%) = 0.5\% \quad (3.25)$$

Ceci représente un bruit de fond considérable pour le signal QE( $e$ ) sans oscillations, causé par la contamination de  $N_{\nu_e} / N_{\nu_\mu} \approx 1.5\%$  de neutrinos électroniques dans le faisceau.

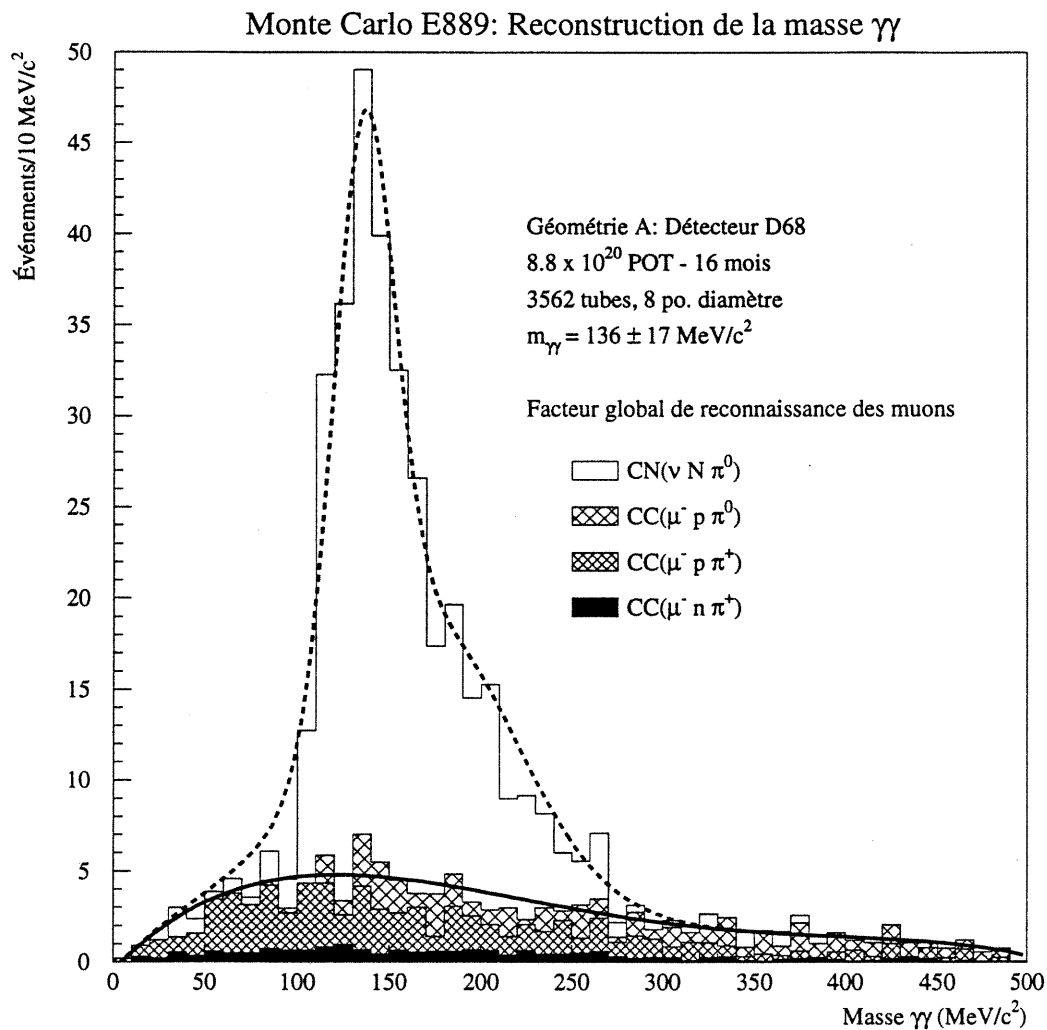


Figure 3-1. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie A. Utilisation d'un facteur global d'identification des muons pour estimer les importances relatives des bruits de fond.

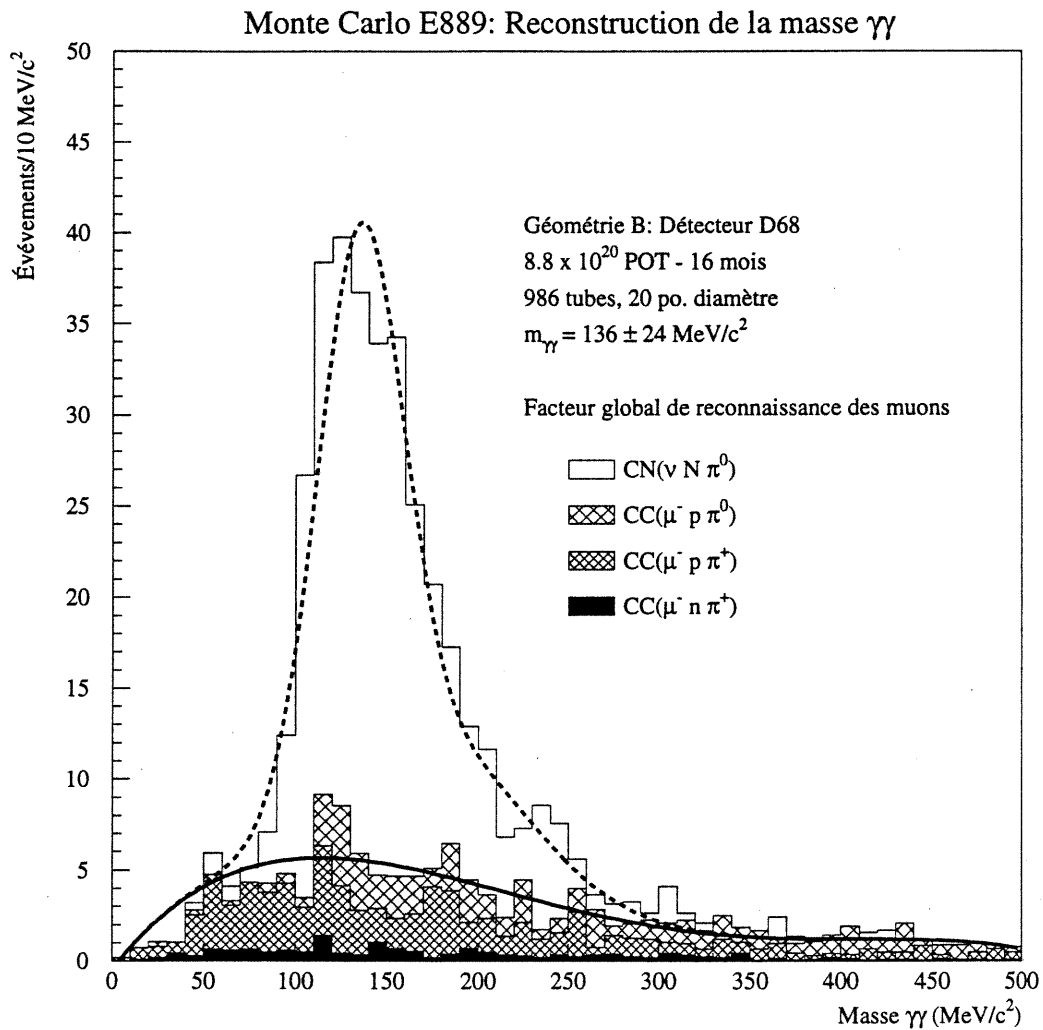


Figure 3-2. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie B. Utilisation d'un facteur global d'identification des muons pour estimer les importances relatives des bruits de fond.

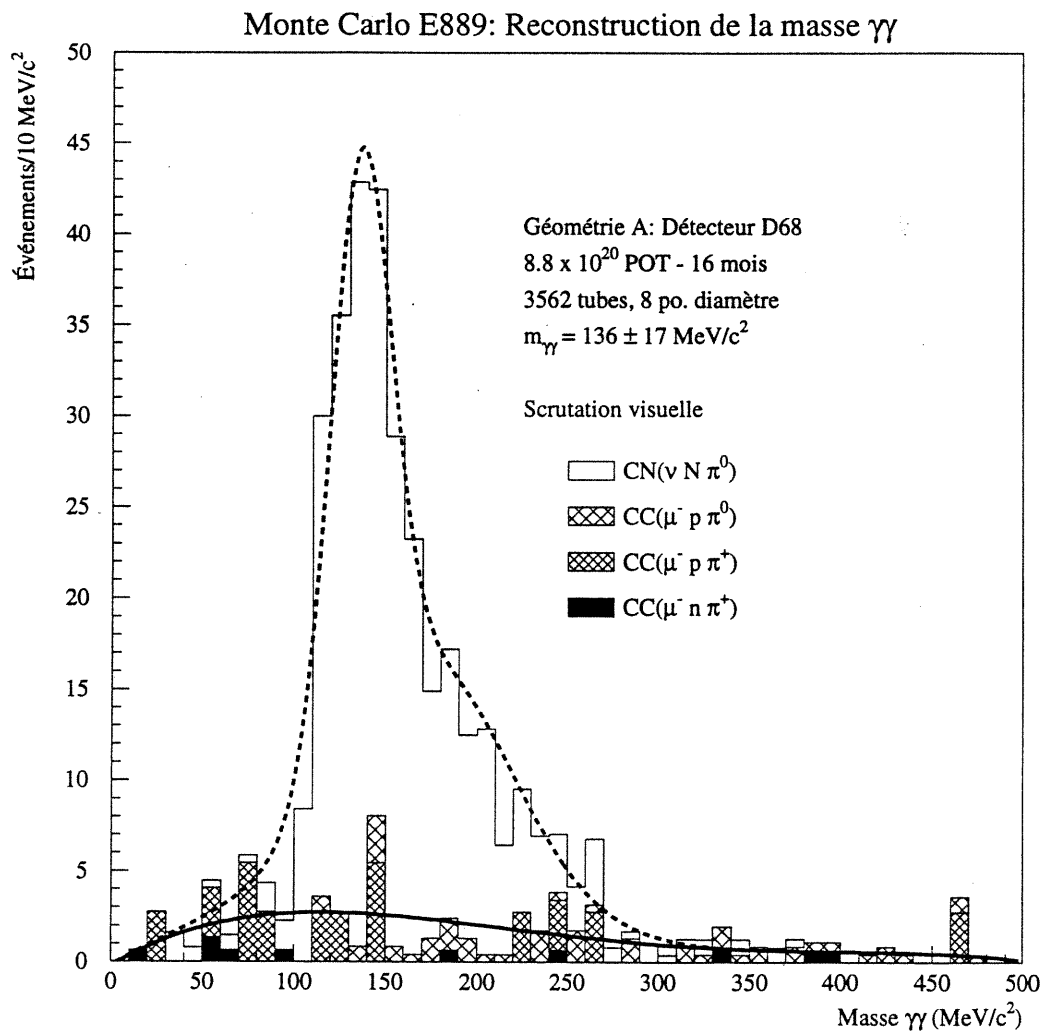


Figure 3-3. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie A. Sélection des événements par scrutation visuelle.



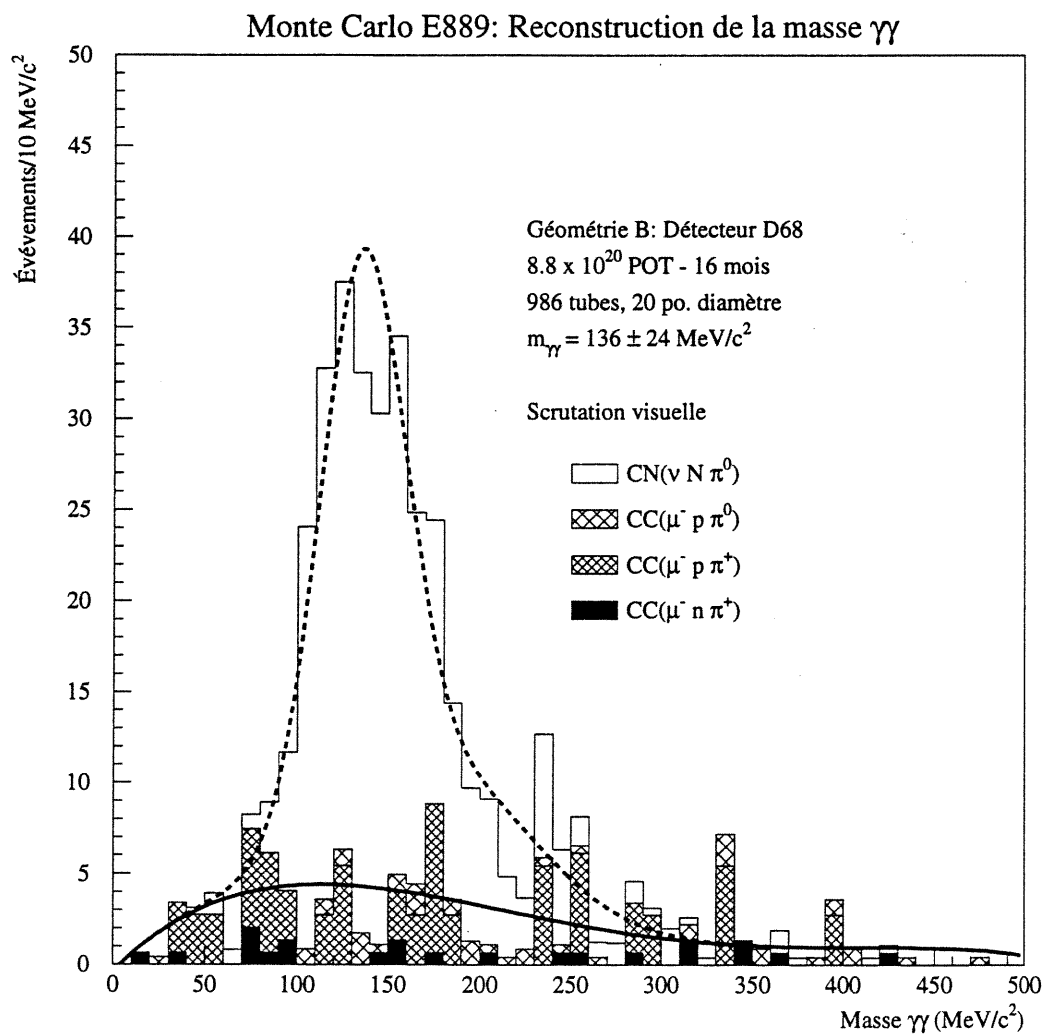


Figure 3-4. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie B. Sélection des événements par scrutation visuelle.

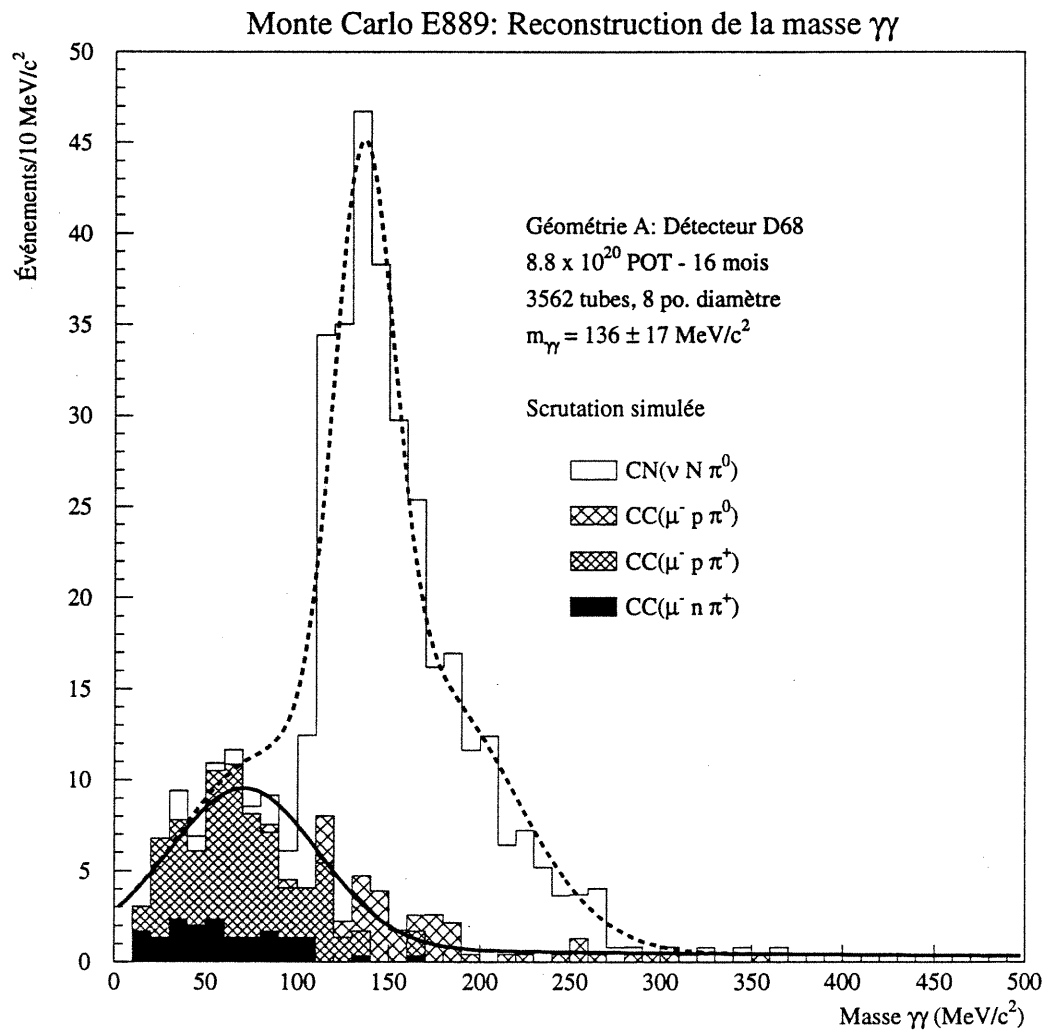


Figure 3-5. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie A. Sélection des événements par scrutation simulée.

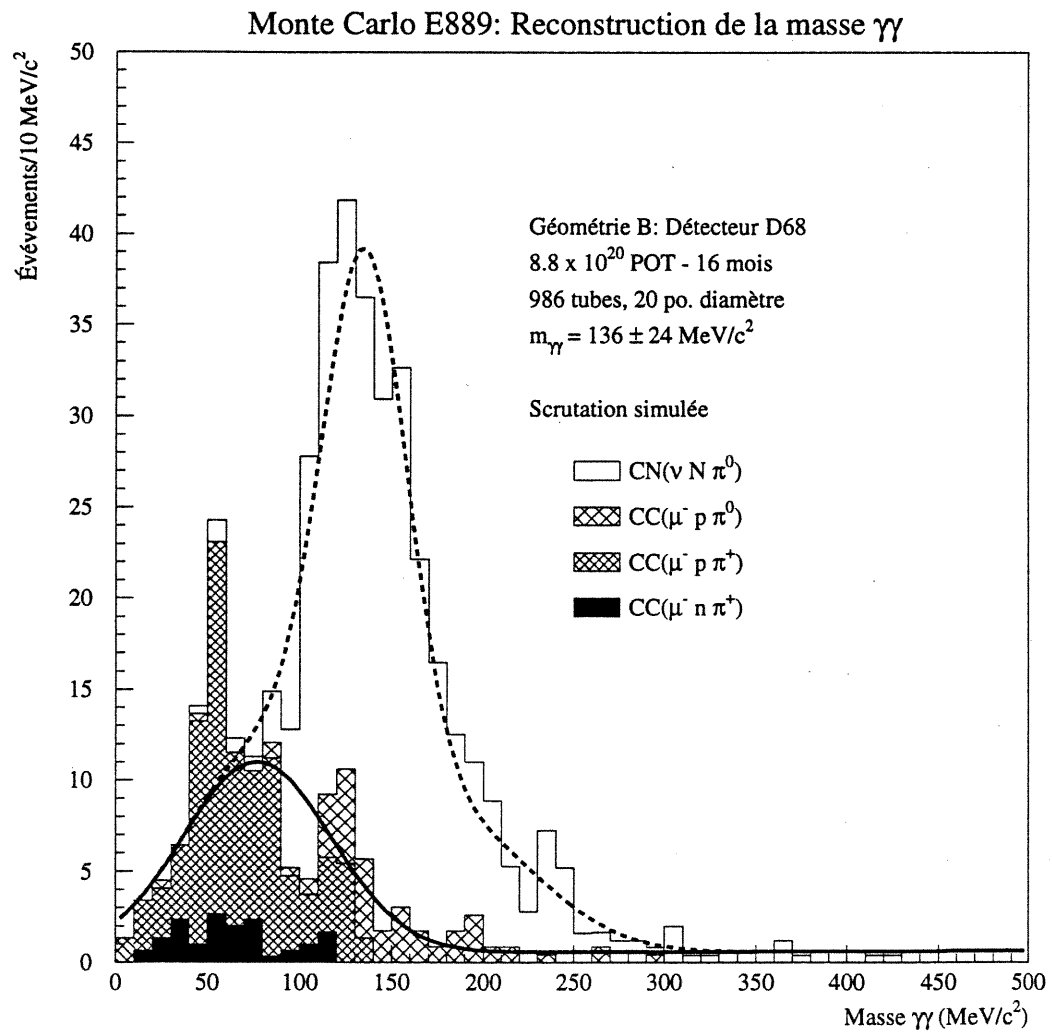


Figure 3-6. Reconstruction de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour la géométrie B. Sélection des événements par scrutation simulée.

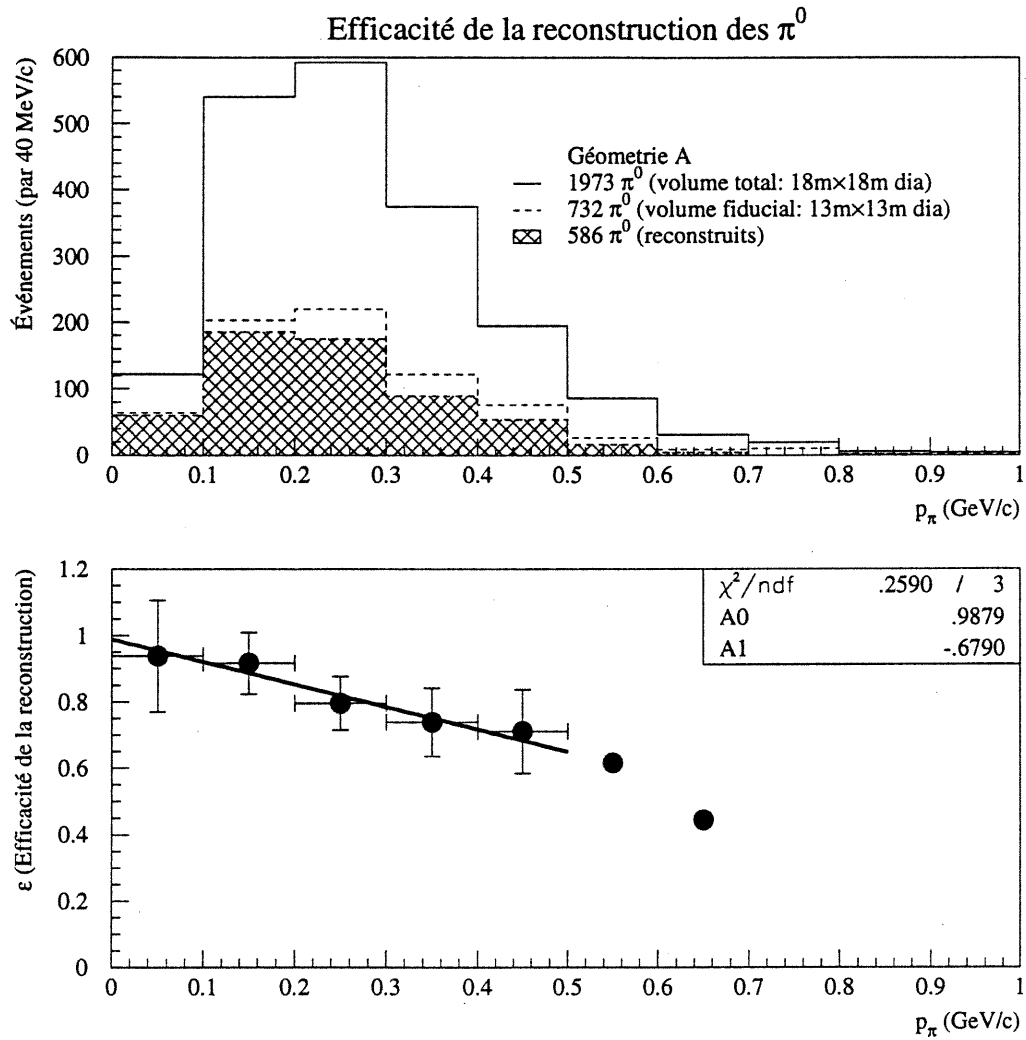


Figure 3-7. Efficacité de la reconstruction des  $\pi^0$  en fonction de l'impulsion  $p_{\pi^0}$  pour la géométrie A. La décroissance de l'efficacité avec l'impulsion est une conséquence de l'effet du chevauchement des anneaux Čerenkov sur la précision de la reconstruction. Un  $\pi^0$  est considéré bien reconstruit si la masse invariante reconstruite est entre les limites  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$ .

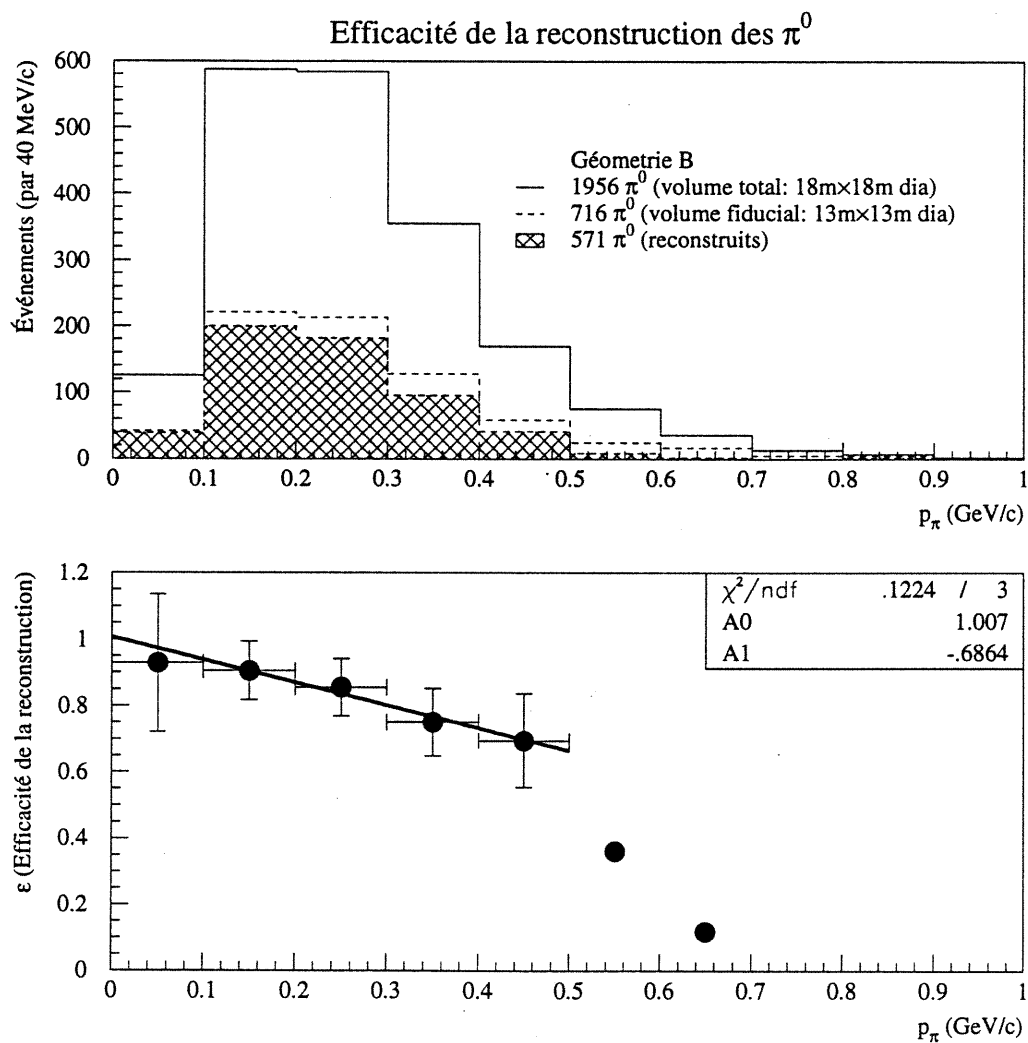


Figure 3-8. Efficacité de la reconstruction des  $\pi^0$  en fonction de l'impulsion  $p_{\pi^0}$  pour la géométrie B. La décroissance de l'efficacité avec l'impulsion est une conséquence de l'effet du chevauchement des anneaux Čerenkov sur la précision de la reconstruction. Un  $\pi^0$  est considéré bien reconstruit si la masse invariante reconstruite est entre les limites  $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}/c^2$ .

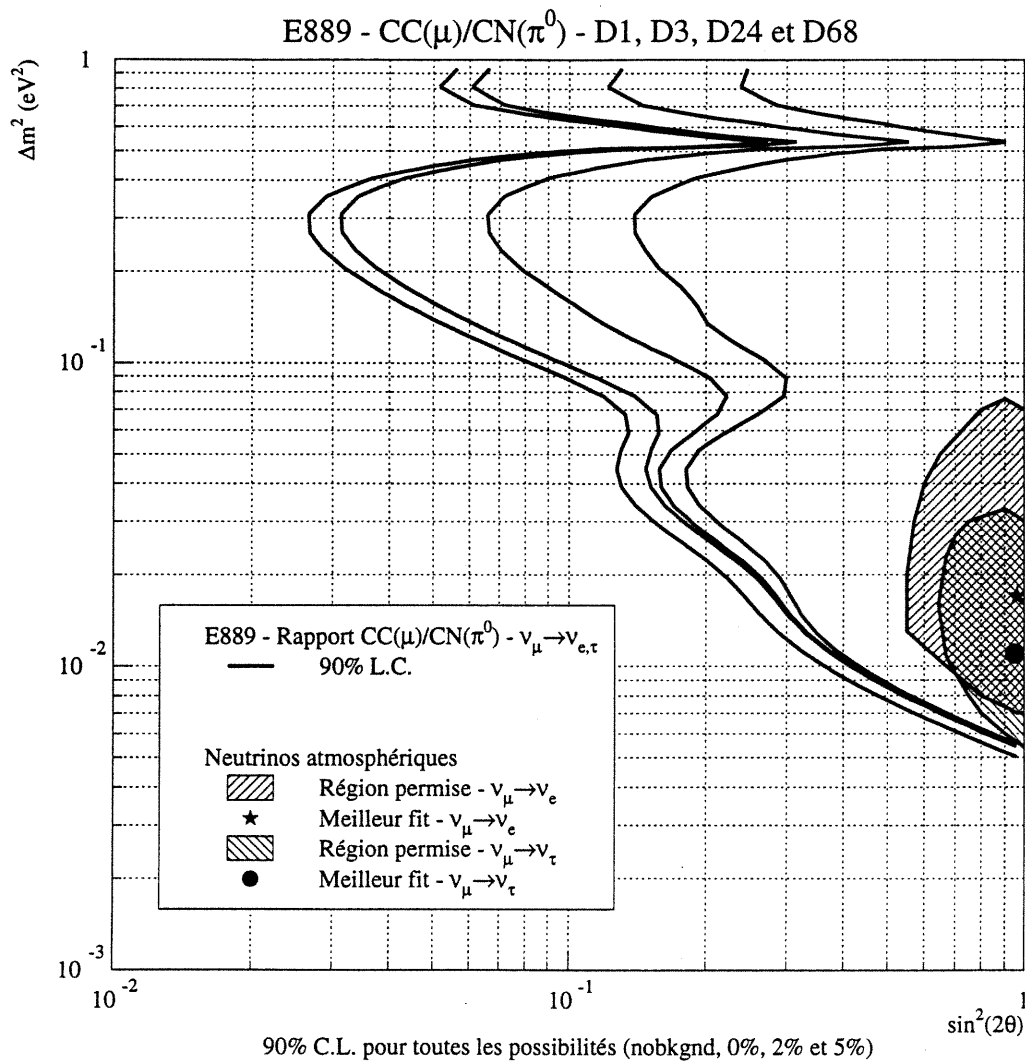


Figure 3-9. Sensibilité (L.C. de 90%) de l'expérience E889 aux oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$  par l'analyse du rapport  $CC(\mu)/CN(\pi^0)$ . De gauche à droite, les courbes représentent les cas suivants: sensibilité statistique pour le signal seulement ( $f_{syst} = 0$  et  $S/B = \infty$ ), sensibilité pour le signal avec soustraction du bruit de fond et avec une erreur systématique sur le signal de  $f_{syst} = 0\%$ ,  $2\%$  et  $5\%$ .

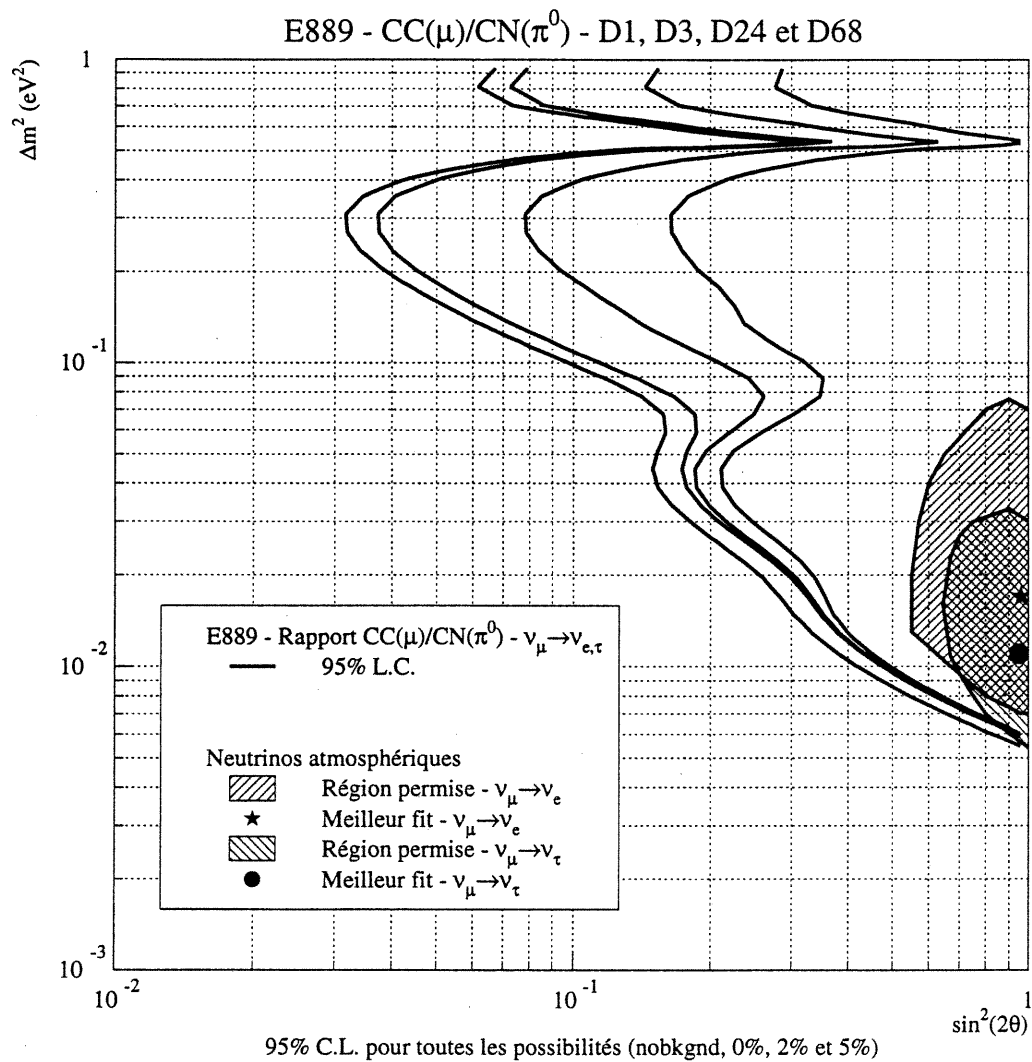


Figure 3-10. Sensibilité (L.C. de 95%) de l'expérience E889 aux oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$  par l'analyse du rapport  $CC(\mu)/CN(\pi^0)$ . De gauche à droite, les courbes représentent les cas suivants: sensibilité statistique pour le signal seulement ( $f_{syst} = 0$  et  $S/B = \infty$ ), sensibilité pour le signal avec soustraction du bruit de fond et avec une erreur systématique sur le signal de  $f_{syst} = 0\%$ ,  $2\%$  et  $5\%$ .

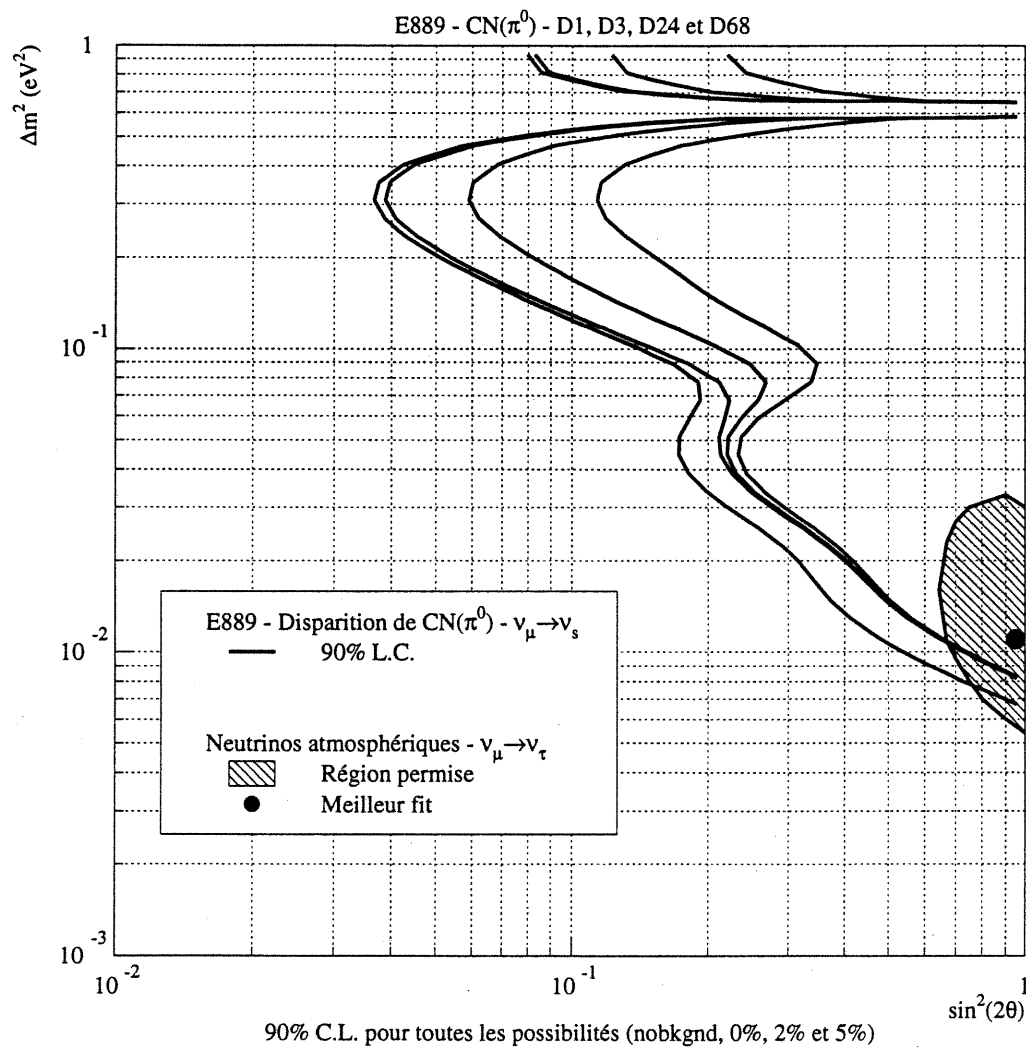


Figure 3-11. Sensibilité (L.C. de 90%) de l'expérience E889 aux oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  par l'analyse de la disparition d'événements  $CN(\pi^0)$ . De gauche à droite, les courbes représentent les cas suivants: sensibilité statistique pour le signal seulement ( $f_{syst} = 0$  et  $S/B = \infty$ ), sensibilité pour le signal avec soustraction du bruit de fond et avec une erreur systématique sur le signal de  $f_{syst} = 0\%$ ,  $2\%$  et  $5\%$ .



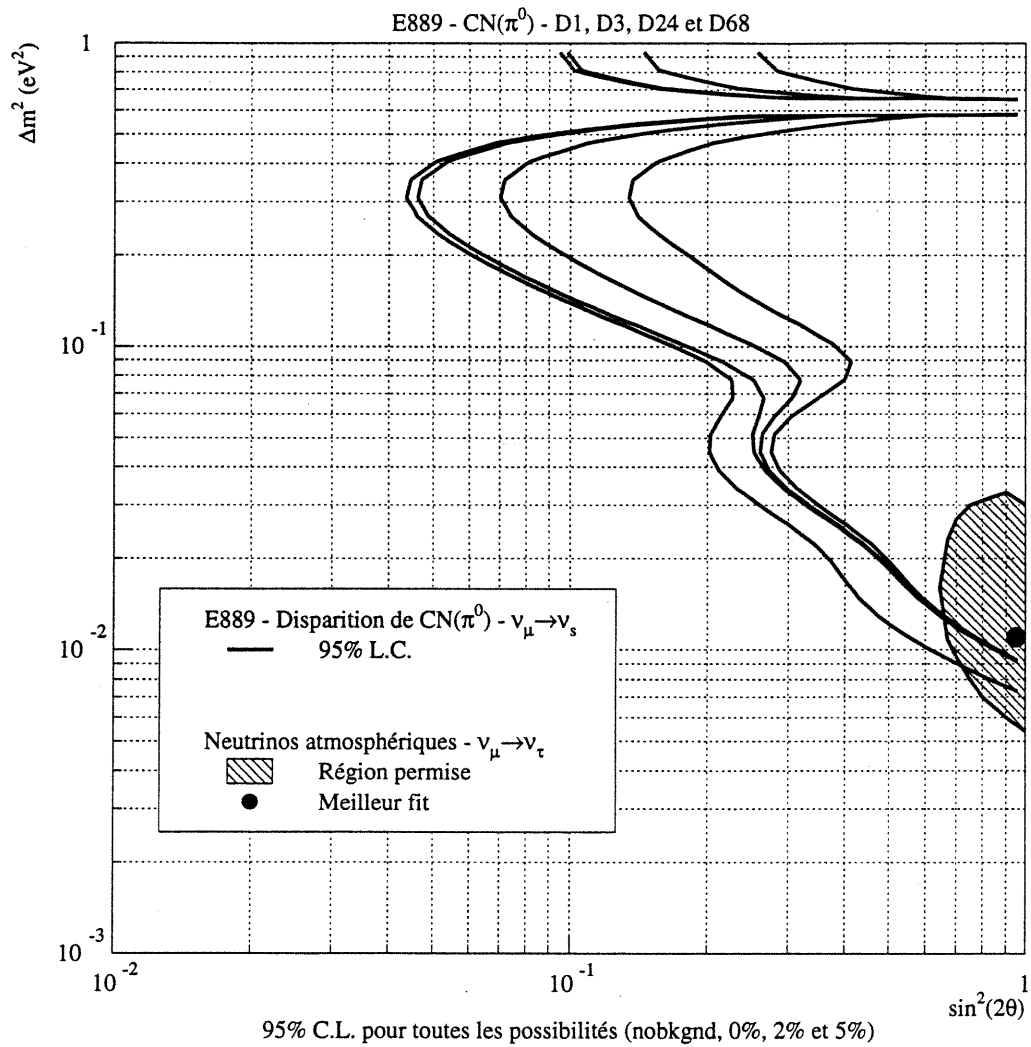


Figure 3-12. Sensibilité (L.C. de 95%) de l'expérience E889 aux oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  par l'analyse de la disparition d'événements  $\text{CN}(\pi^0)$ . De gauche à droite, les courbes représentent les cas suivants: sensibilité statistique pour le signal seulement ( $f_{\text{sys}} = 0$  et  $S/B = \infty$ ), sensibilité pour le signal avec soustraction du bruit de fond et avec une erreur systématique sur le signal de  $f_{\text{sys}} = 0\%$ ,  $2\%$  et  $5\%$ .

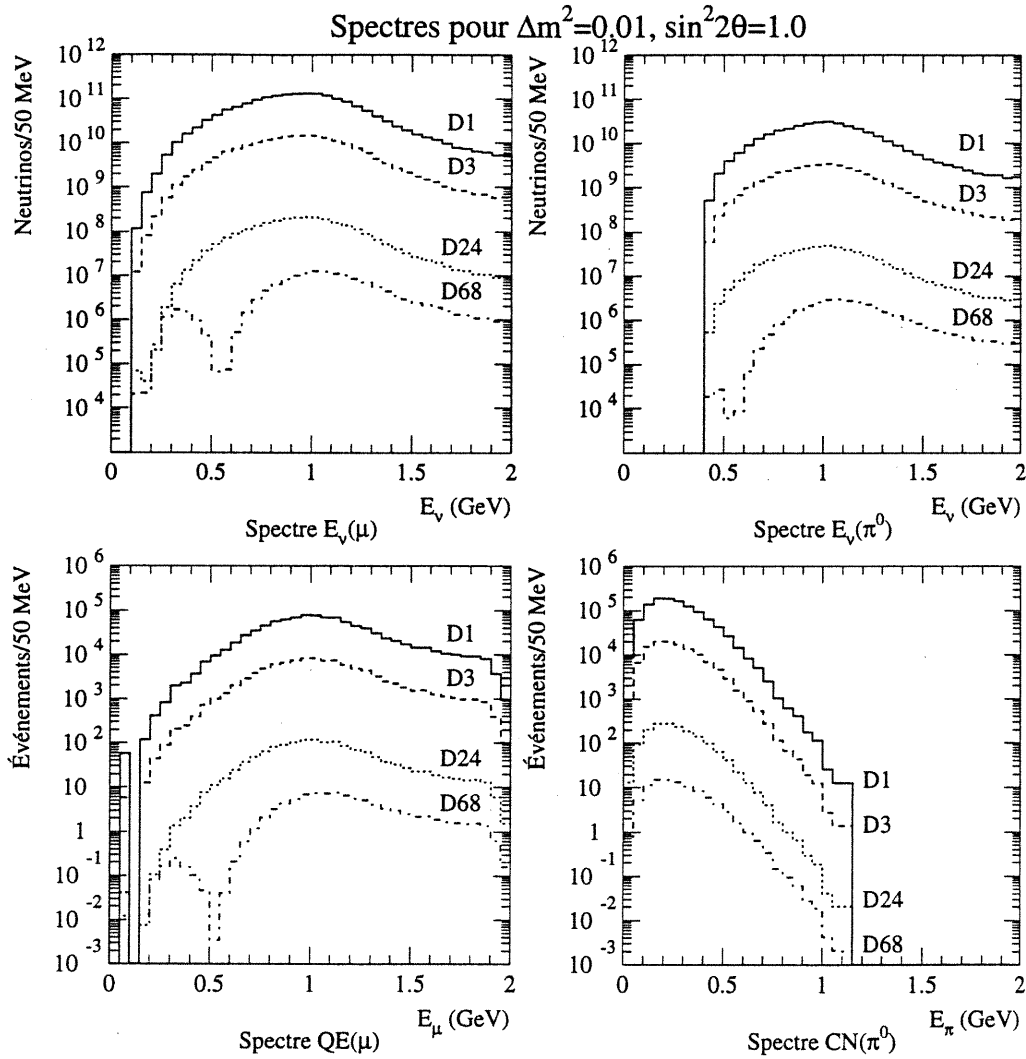


Figure 3-13. Spectres en fonction de la distance des neutrinos (en haut à gauche pour les diffusions QE( $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N$ ) et à droite pour les interactions CN( $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N \pi^0$ )), des muons (en bas à droite) et des pions neutres (en bas à gauche) pour les paramètres d'oscillation  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (0.01, 1.0)$ . On utilise une coupure angulaire sur la direction des muons (muons diffusés vers l'avant:  $\cos \theta_{\nu\mu} > 0.95$ ) pour obtenir un échantillon d'événements pour lequel la diffusion est élastique ( $E_{\nu\mu} \approx E_\mu$ ).

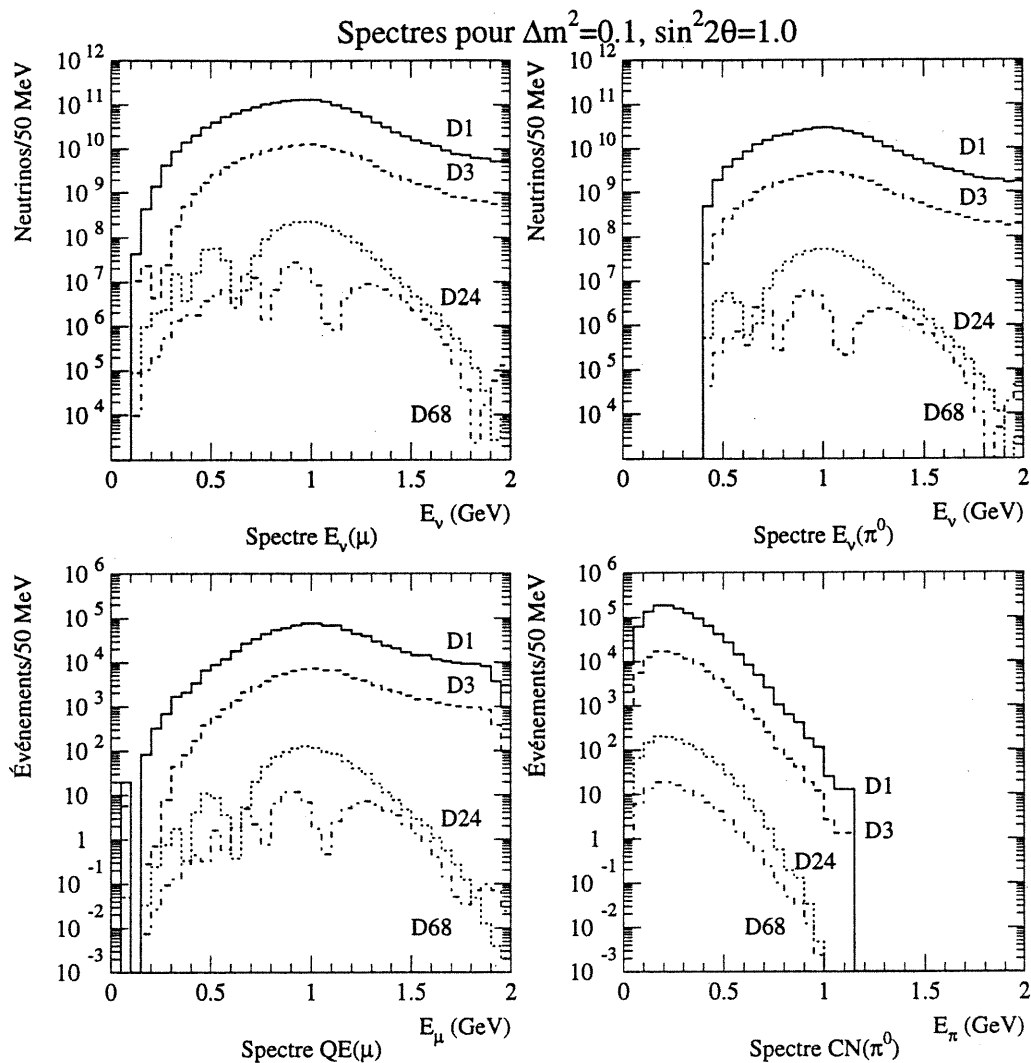


Figure 3-14. Spectres en fonction de la distance des neutrinos (en haut à gauche pour les diffusions QE( $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N$ ) et à droite pour les interactions CN( $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N \pi^0$ )), des muons (en bas à droite) et des pions neutres (en bas à gauche) pour les paramètres d'oscillation  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (0.1, 1.0)$ . On utilise une coupure angulaire sur la direction des muons (muons diffusés vers l'avant:  $\cos \theta_{\nu\mu} > 0.95$ ) pour obtenir un échantillon d'événements pour lequel la diffusion est élastique ( $E_{\nu\mu} \approx E_\mu$ ).

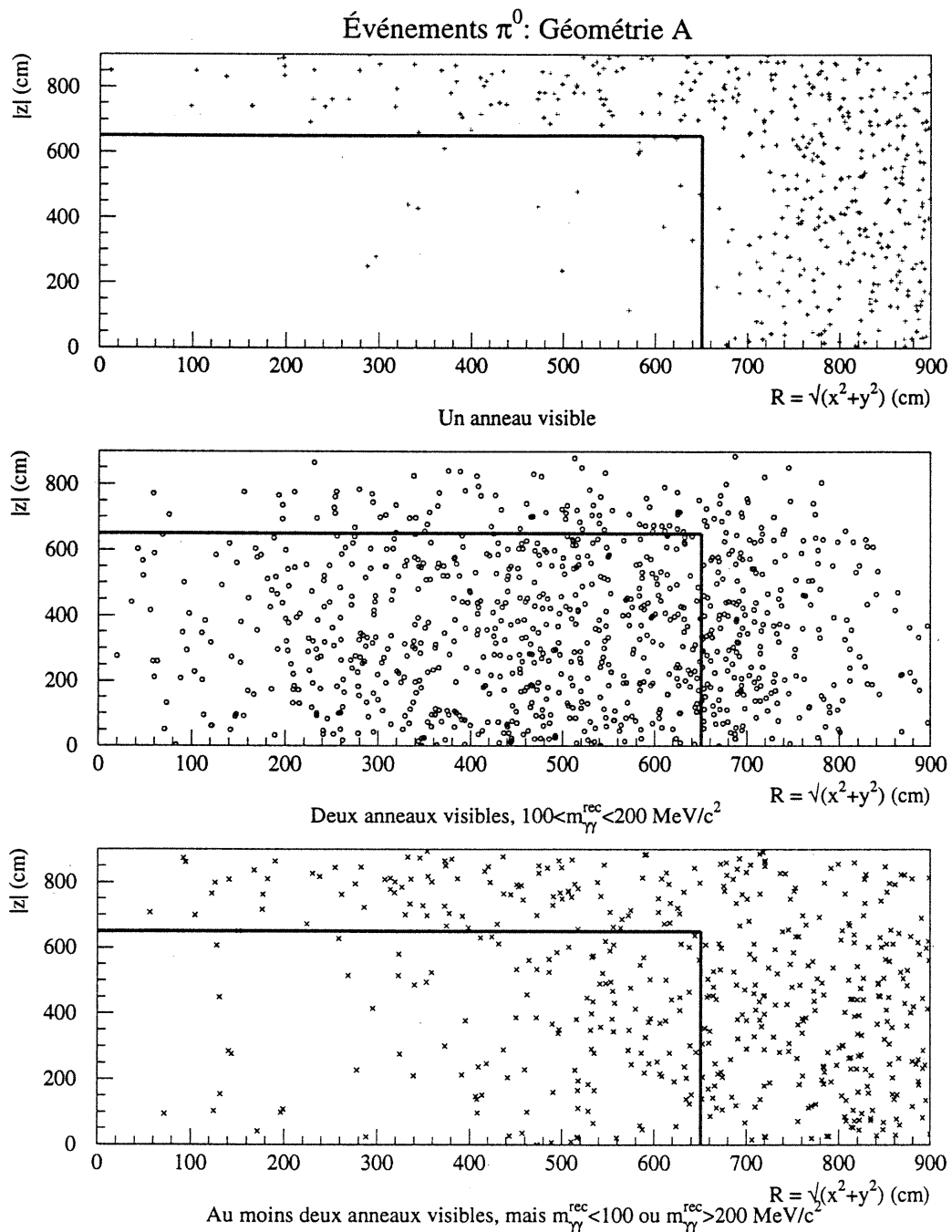


Figure 3-15. Géométrie A: distribution des événements  $\text{CN}(\pi^0)$  ayant un anneau visible, deux anneaux visibles et une bonne reconstruction de la masse invariante, ou au moins deux anneaux visibles et une reconstruction manquée de la masse invariante. Le volume fiducial est démarqué par le trait noir à 650 cm de l'origine.

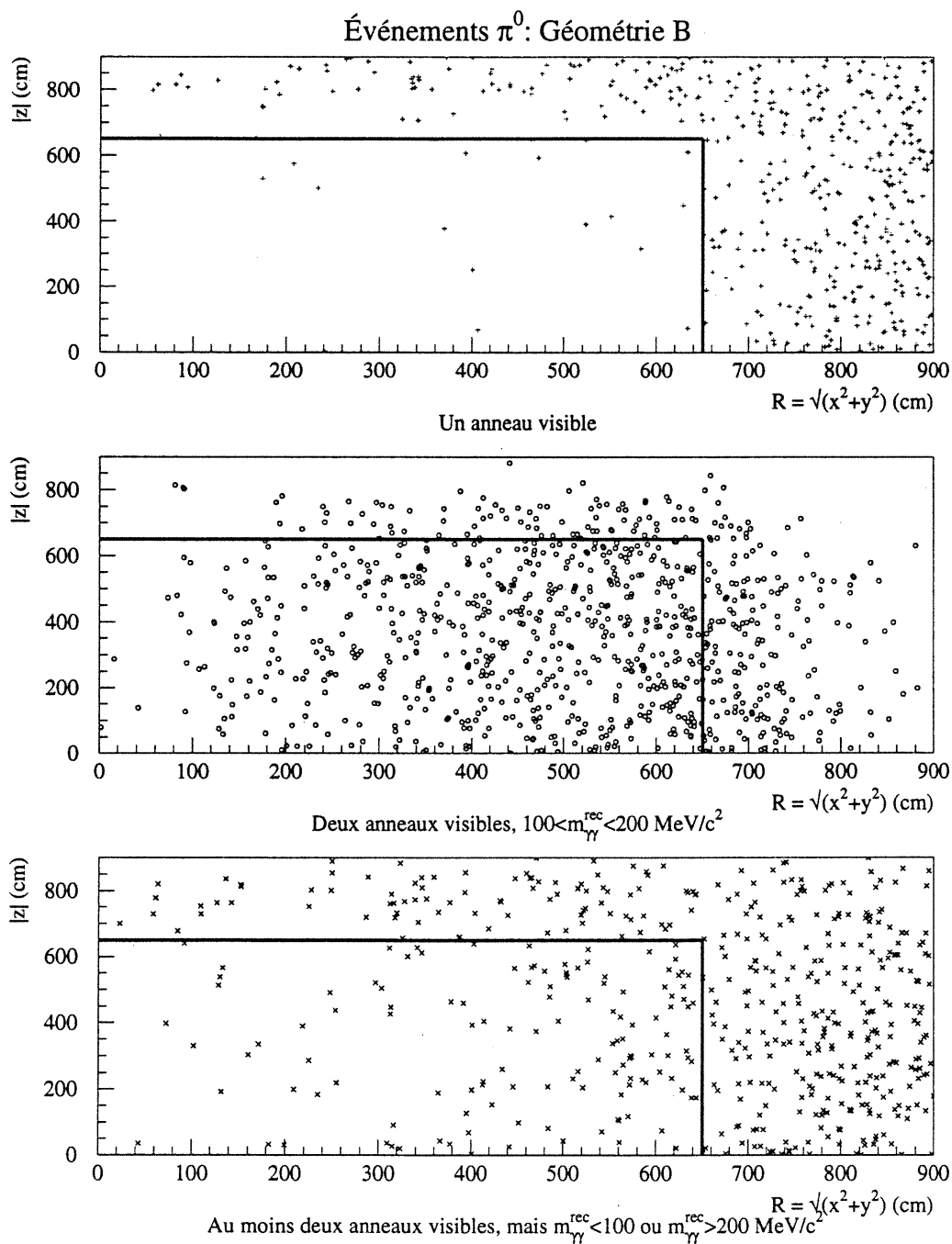


Figure 3-16. Géométrie B: distribution des événements  $\text{CN}(\pi^0)$  ayant un anneau visible, deux anneaux visibles et une bonne reconstruction de la masse invariante, ou au moins deux anneaux visibles et une reconstruction manquée de la masse invariante. Le volume fiducial est démarqué par le trait noir à 650 cm de l'origine.

## Conclusion

L'utilisation de l'effet Čerenkov est très répandu en physique des particules. Une étude des caractéristiques de l'émission de lumière Čerenkov par divers types de particules dans l'eau est présentée dans ce mémoire. Cette étude suggère différentes façons d'exploiter les signaux observés pour la reconnaissance de ces particules. En vue d'extraire un maximum d'information du signal, on peut, par exemple, envisager la séparation  $e/\gamma$  grâce à la distribution de l'intensité de la lumière Čerenkov, du moins pour des rayons gamma qui font une conversion en une paire  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ . La discrimination automatisée  $\mu/e$  par la forme du signal, ainsi que le repérage et la séparation algorithmique des anneaux sont d'autres avenues à développer pour exploiter pleinement ce type de détecteur.

Un comptage simple des événements  $CN(\pi^0)$ , identifiés par la reconstruction de la masse invariante des événements à deux anneaux, peut être utilisé comme signal de normalisation. L'expérience E889 est suffisamment sensible à ce mode d'interaction pour pouvoir l'utiliser pour confirmer ou infirmer l'hypothèse des oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{e,\tau}$  comme explication de l'anomalie atmosphérique. Les détecteurs Čerenkov à grand volume d'eau serviront encore pendant longtemps à l'observation de neutrinos. L'étude présentée ici a donc un rapport direct avec les détecteurs Super-Kamiokande au Japon, SNO ("Sudbury Neutrino Observatory", utilisant l'eau lourde ( $D_2O$ )) au Canada, et même les télescopes de neutrinos de haute énergie dans l'océan (e.g. DUMAND à Hawaï) et dans la glace (e.g. AMANDA en Antarctique).

Les revues expérimentales en mai 1995 des propositions d'expériences E889 et MINOS ("Main Injector Neutrino Oscillation Search") par le comité HEPAP ("High Energy Physics Advisory Panel") aux États-Unis ont conduit à une décision en septembre. Malheureusement pour E889, c'est le projet MINOS qui se voit recommandé tandis que E889 sera définitivement abandonné. On pourra consulter HEPAP 1995 pour les explications détaillées de cette décision.

## Bibliographie

- Aglietta, M. et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment. *Europhysics Letters*, 8(7):611-614, avril 1989.
- Akhmedov, E., P. Lipari, et M. Lusignoli. Matter effects in atmospheric neutrino oscillations. *Physics Letters B*, 300(1,2):128-136, février 1993.
- Bahcall, J. N. et M. H. Pinsonneault. Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem. *Reviews of Modern Physics*, 64(4):885-926, octobre 1992.
- Berger, Ch. et al. Study of atmospheric neutrino interactions with the Fréjus detector. *Physics Letters B*, 227(3,4):489-494, août 1989.
- Berger, Ch. et al. A study of atmospheric neutrino oscillations in the Fréjus experiment. *Physics Letters B*, 245(2):305-310, août 1990.
- Bethe, H. A. Possible explanation of the solar-neutrino puzzle. *Physical Review Letters*, 56(12):1305-1308, mars 1986.
- Bilenky, S. M. et S. T. Petcov. Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Reviews of Modern Physics*, 59(3):671-754, juillet 1987.
- Bilenky, S. M. et B. Pontecorvo. Lepton mixing and neutrino oscillations. *Physics Reports*, 41(4):225-261, 1978.
- CERN. *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*. CERN, Geneva, Switzerland, 1993.
- Danby, G. et al. Observations of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Physical Review Letters*, 9(1):36-44, juillet 1962.
- E889 Collaboration. Answers to the questions from the HEPAP subpanel on neutrino oscillations. Questions posed before the experimental review. BNL, Upton, New York, mai 1995a.
- E889 Collaboration. Answers to the second set of questions from the HEPAP subpanel on neutrino oscillations. Questions posed after the experimental review. BNL, Upton, New York, juillet 1995b.
- E889 Collaboration. Long baseline neutrino oscillation experiment at the AGS. Spokesmen: M.V. Diwan (BNL), R.L. Helmer (TRIUMF), A.K. Mann (U. Penn.). Physics Design Report, BNL No. 52459, avril 1995c.
- Fogli, G. L. et G. Nardulli. A new approach to the charged current induced weak one-pion production. *Nuclear Physics B*, 160:116-150, 1979.
- Fogli, G. L. et G. Nardulli. Neutral current induced one-pion production: A new model and its comparison with experiment. *Nuclear Physics B*, 165:162-184, 1980.

- Fogli, G. L., E. Lisi, et D. Montanimo. Comprehensive analysis of solar, atmospheric, accelerator and reactor neutrino experiments in a hierarchical three-generation scheme. *Physical Review D*, 49(7):3626–3642, avril 1994.
- Fukuda, Y. et al. Atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in the multi-GeV energy range. *Physics Letters B*, 335:237–245, septembre 1994.
- Fukuda, Y. et al. Proposal for a long baseline neutrino oscillation experiment, using KEK-PS and Super-Kamiokande. Note: Includes some details about KEK beam test of summer 1994, and event recognition in Kamiokande, février 1995.
- Gaisser, T. K. et J. S. O'Connell. Interactions of atmospheric neutrinos in nuclei at low energy. *Physical Review D*, 34(3):822–825, août 1986.
- Goldhaber, M., L. Grodzins, et A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Physical Review*, 109:1015–1017, décembre 1958.
- Harrison, P. F., D. H. Perkins, et W. G. Scott. Threefold maximal lepton mixing and the solar and atmospheric neutrino deficits. *Physics Letters B*, 349:137–144, mai 1995.
- Hata, N. et al. Big bang nucleosynthesis in crisis ? *Physical Review Letters*, 75:3977–3980, décembre 1995.
- HEPAP. High energy physics advisory panel, subpanel on accelerator-based neutrino oscillation experiments. Technical report, U.S. Department of Energy, septembre 1995. DOE-ER-0662.
- Hirata, K. S. et al. Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987a. *Physical Review D*, 38:448–458, 1988.
- Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, second edition, 1975.
- Kayser, Boris. On the quantum mechanics of neutrino oscillation. *Physical Review D*, 24(1):110–116, juillet 1981.
- Kuo, T. K. et J. Pantaleone. Neutrino oscillations in matter. *Reviews of Modern Physics*, 61(4):937–979, octobre 1989.
- Langacker, P. Neutrino physics. Dans *Beyond the Standard Model IV, Lake Tahoe, CA*, décembre 1994. Obtainable as UPR-0652T or hep-ph/9503327.
- Mikheev, S.P. et A.Yu. Smirnov. Neutrino oscillations in a variable-density medium and  $\nu$ -bursts due to the gravitational collapse of stars. *Soviet Physics JETP [translation of Zh. Eksp. Theor. Fiz.]*, 64(1):4–7, juillet 1986.
- MINOS Collaboration. P-875: A long-baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab. Spokesman: S. G. Wojcicki, Stanford. MINOS: Main Injector



- Neutrino Oscillation Search, février 1995.
- Mohapatra, R. N. et S. Nussinov. Almost degenerate neutrinos with maximal mixing. *Physics Letters B*, 346:75–80, mars 1995.
- Morel, A. et L. Prieur. Analysis of variations in ocean color. *Limnology and Oceanography*, 22(4):709–722, juillet 1977.
- Morel, A. Optical properties of pure water and pure sea water. Dans Jerlov, N. G. et E. S. Nielsen, éditeurs, *Optical Aspects of Oceanography*, pages 1–24. Academic Press, London, New York, 1974.
- Oberauer, L. et F. von Feilitzsch. Neutrino oscillations. *Reports on Progress in Physics*, 55:1093–1163, 1992.
- Particle Data Group. Review of particle properties. *Physical Review D*, 50(3–1):1173–1826, août 1994.
- Pontecorvo, B. Mesonium and antimesonium. *Soviet Physics JETP [translation of Zh. Eksp. Theor. Fiz.]*, 6:429–431, février 1958.
- Pontecorvo, B. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. *Soviet Physics JETP [translation of Zh. Eksp. Theor. Fiz.]*, 26(5):984–988, mai 1968.
- Rein, D. et L. M. Sehgal. Neutrino excitation of baryon resonances and single pion production. *Annals of Physics*, 133:79–153, 1981.
- Rein, D. et L. M. Sehgal. Coherent  $\pi^0$  production in neutrino reactions. *Nuclear Physics B*, 223:29–44, 1983.
- Reines, F. et C. L. Cowan. Free antineutrino absorption cross section. I. measurement of the free antineutrino absorption cross section by protons. *Physical Review*, 113(1):273, janvier 1959.
- Smith, R. C. et K. S. Baker. Optical properties of the clearest natural waters (200–800 nm). *Applied Optics*, 20(2):177–184, janvier 1981.
- Turck-Chièze, S. et I. Lopes. Toward a unified classical model of the sun: On the sensitivity of neutrinos and helioseismology to the microscopic physics. *The Astrophysical Journal*, 408:347–367, mai 1993.
- Walker, T. P. et al. Primordial nucleosynthesis redux. *The Astrophysical Journal*, 376:51–69, juillet 1991.
- Wolfenstein, L. Neutrino oscillations in matter. *Physical Review D*, 17(9):2369–2374, mai 1978.

## M'erciements

À Pierre Depommier, qui m'a introduit à la physique des particules, d'abord sur RMC ("Radiative Muon Capture") et ensuite sur les neutrinos; sa contribution est inestimable. Son intuition et ses connaissances sont des ressources formidables. Sa générosité en toute matière envers mes études est très appréciée.

Georges Azuelos m'a apporté d'innombrables conseils et suggestions. Sa disponibilité généreuse m'a fourni un appui très considérable, tant par sa compréhension partagée de la physique subatomique que par son aide envers ce projet. Son désir de toujours mieux faire est une inspiration.

Je tiens à remercier Bernard Lorazo pour sa bonne humeur et son efficacité face aux exigences informatiques que j'ai dû lui infliger. Également, je voudrais remercier Alain Lévesque et Richard Bornais pour la gérance des systèmes informatiques.

Lors d'un séjour de deux mois à TRIUMF, Vancouver pendant l'été 1994, j'ai énormément bénéficié de la disponibilité de Peter Gumplinger. Il est un vrai gourou de la simulation Monte Carlo. Avec Rich Helmer, Jean-Michel Poutissou, Gary Wait et Dennis Wright, ils forment le noyau de la collaboration ouest-canadienne de E889.

Milind Diwan et Michael Murtagh m'ont fait vivre une expérience très enrichissante chez eux, au laboratoire national de Brookhaven, New York. Leur collaboration est très grandement appréciée. Steve Kahn et Jim Hill ont contribué de façon significative aux analyses de mon mémoire.

La revue de l'expérience par le comité HEPAP en juin 1995 n'aurait pas eu le même flair sans Al Mann. Ses conseils et sa capacité de faire ressortir l'essentiel d'un argument sont des leçons à ne jamais oublier. Je le remercie particulièrement de m'avoir laissé parler en son nom devant les plus grands "neutrinos" américains.

Cyril Chacon est un compagnon de travail très apprécié, pour son enthousiasme et pour son esprit amical. J'espère qu'il a aimé son stage autant que j'ai aimé de l'avoir eu ici.

Je remercie Nathalie Capdevielle et Stéphane Leclerc, avec mes directeurs

de recherche, pour la relecture tellement attentive de ce mémoire.

L'ouverture à la discussion des étudiants et des professeurs du laboratoire contribue intellectuellement et matériellement à l'ambiance, lors de la dégustation *post colloquium* de pizzas, par exemple.

Soulignons les efforts généreux du FCAR (Fonds pour les Chercheurs et l'Aide à la Recherche) en matière de financement: bourse d'études pour la maîtrise et subvention de collaboration Québec-Colombie Britannique.

Je tiens également à remercier le laboratoire national canadien TRIUMF ("Tri-University Meson Facility") pour son accueil pendant les mois de juillet et août 1994, et le laboratoire national américain BNL ("Brookhaven National Laboratory") pour un séjour en mai et juin 1995.