

FR 860 1246

CEA-N-2459

- Note CEA-N-2459 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires

**RECHERCHE D'OSCILLATIONS DE NEUTRINOS MUONIQUES
DANS LE DOMAINE DE DIFFÉRENCE DE MASSES $0,2 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$
AUPRÈS DE L'ACCELERATEUR PS DU CERN**

par

Claude GUYOT

- Décembre 1985 -

Note CEA-N-2459

DESCRIPTION-MATIERE (mots clés extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

en anglais

OSCILLATION DE NEUTRINO	NEUTRINO OSCILLATION
NEUTRINOS MUONIQUES	MUON NEUTRINOS
DOMAINE 01 - 10 GEV	GEV RANGE 01 - 10
FLUX DE RAYONNEMENT	RADIATION FLUX
SYNCHROTRON DU CERN PS	CERN PS SYNCHROTRON
DISTANCE	DISTANCE
DETECTION DES MUONS	MUON DETECTION
DETECTEURS A SCINTILLATEUR SOLIDE	SOLID SCINTILLATION DETECTORS
FER	IRON
INTERACTIONS PAR COURANTS CHARGES	CHARGED-CURRENT INTERACTIONS
MASSE	MASS

NOTE CEA-N-2459 - GHEZI Claude

RECHERCHE D'OSCILLATIONS DE NEUTRINOS DE MUSIQUE EN MASSA DANS LA BANDE DE MASSES $0.30 < m^2 < 100$ eV 2 AU Niveau DE L'ACCELERATEUR PS DE CERN.

Sommaire - Après une introduction au problème théorique des oscillations entre neutrinos de saveurs différentes, cette thèse présente les résultats de l'expérience d'oscillation de neutrinos de basse énergie (2 GeV d'énergie moyenne) faite par la collaboration CERN au moyen de l'accélérateur PS du CERN.

Cette expérience recherche la disparition de neutrinos muoniques en mesurant simultanément le flux de neutrinos ν_μ à des distances de 130 m et de 880 m de la cible. Le rapport des flux mesurés est compatible avec l'absence d'oscillations.

L'expérience exclut des oscillations du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_\chi$, χ représentant n'importe quelle autre saveur de neutrino, dans le domaine de masse $0.30 < m^2 < 100$ eV 2 au couplage maximal. La meilleure limite sur l'angle de mélange $\sin^2 \theta$ est 0.07 pour $m^2 \leq 1.5$ eV 2 .

1985

Thèse

Commissariat à l'Energie Atomique - France

NOTE CEA-N-2459 - GHEZI Claude

SEARCH FOR OSCILLATIONS OF MUON NEUTRINOS IN THE MASS RANGE $0.30 < m^2 < 100$ eV 2 AT THE CERN PS.

Summary - After an introduction to the theoretical problem of the neutrino oscillations, this thesis reports the result of the CERN low energy neutrino oscillation experiment at the CERN PS. The experiment looks for the disappearance of ν_μ measuring simultaneously the neutrino flux at 130 and 880 m distance from the target. No significant deviation from the expected flux ratio was found. The experiment excludes therefore oscillation of the type $\nu_\mu \rightarrow \nu_\chi$ anything in the range $0.30 < m^2 < 100$ eV 2 for maximal mixing. The best limit on the mixing angle $\sin^2 \theta$ is 0.07 for $m^2 \leq 1.5$ eV 2 .

1985

Thesis

Commissariat à l'Energie Atomique - France

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS XI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude GUYOT

RECHERCHE D'OSCILLATIONS DE NEUTRINOS MUONIQUES
DANS LE DOMAINE DE DIFFERENCE DE MASSES $0,2 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$
AUPRES DE L'ACCELERATEUR PS DU CERN

Soutenue le 27 mars 1985, devant le jury composé de :

MM. M. DAVIER	Président
A. DE RUJULA	
J. STEINBERGER	
R. TURLAY	Examinateurs
F. VANNUCCI	

- Note CEA-N-2459 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires

RECHERCHE D'OSCILLATIONS DE NEUTRINOS MUONIQUES
DANS LE DOMAINE DE DIFFÉRENCE DE MASSES $0,2 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$
AUPRÈS DE L'ACCELERATEUR PS DU CERN

par

Claude GUYOT

REMERCIEMENTS

Comme toutes les expériences de physique des particules, celle-ci a été le fruit d'un travail de collaboration.

Ma présence dans cette expérience a eu pour origine mon intégration dans le groupe de Saclay de la collaboration CDHS : je remercie donc MM. Turlay et Steinberger de m'avoir fait profiter de cette expérience, ainsi que tous les membres de la collaboration pour leur aide à sa réalisation.

La majeure partie de mon travail s'est effectuée au CERN en compagnie du sous-groupe "Oscillation" de la collaboration. Je remercie donc en particulier MM. H. Blümmer, G.J. Feldman, H.J. Meyer, J. Rothberg, H. Wachsmuth et J. Wotschack pour leur contribution à la mise en oeuvre du détecteur et à l'analyse des données.

Mes remerciements vont aussi à M. Elbez qui a réalisé une grande partie des figures de cette thèse.

S O M M A I R E

- INTRODUCTION	page 1
I - CADRE THÉORIQUE - FORMALISME	3
1 - Introduction	3
2 - Masse de Dirac et masse de Majorana	4
3 - La masse des neutrinos dans le modèle standard et dans les théories de grande unification	7
4 - Contraintes cosmologiques et astrophysiques	12
5 - Phénoménologie des oscillations de neutrinos	15
II - SITUATION EXPÉRIMENTALE - MOTIVATION DE LA PRÉSENTE EXPÉRIENCE	27
1 - Les différents types d'expérience	27
2 - Neutrinos solaires et neutrinos atmosphériques	29
3 - Expériences auprès des réacteurs	30
4 - Expériences auprès des accélérateurs	34
4.1 - Chambres à bulles	
4.2 - Usines à pions	
4.3 - DéTECTEURS éLECTRONIQUES	
4.4 - Expériences à deux détecteurs au Fermilab	
5 - Résumé des résultats expérimentaux - Motivation de la présente expérience	44

III - LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 - Principe de l'expérience	47
2 - Le faisceau	52
2.1 - Caractéristiques générales	
2.2 - Surveillance du faisceau	
2.3 - Programme de simulation	
3 - Les détecteurs	64
3.1 - Le détecteur arrière	
3.2 - Le détecteur avant	
3.3 - Le système d'acquisition en ligne	
3.4 - La logique de déclenchement	
3.5 - Mesure du temps mort	
3.6 - Sources de bruit de fond	

IV - LE PROGRAMME DE SIMULATION

81

1 - Physique des interactions de neutrinos à basse énergie	81
2 - Application à la simulation des événements	86

V - ACQUISITION ET RECONSTRUCTION DES DONNÉES

91

1 - La prise de données	91
1.1 - Nombre d'événements enregistrés et stabilité des détecteurs	
1.2 - Le temps mort des détecteurs	
2 - Reconstruction des événements	95
3 - Classification des événements	98
4 - Efficacité de reconstruction	100
4.1 - Examen des événements après reconstruction	
4.2 - Etude systématique de l'influence de la coupure à 0,1 NEP	
4.3 - Efficacité des plans de trigger	
5 - Reconstruction des événements pseudo-expérimentaux	104

VI - L'ANALYSE DES ÉVÉNEMENTS	105
1 - Les volumes fiducIELS	105
1.1 - Analyse de type I	
1.2 - Analyse de type II	
2 - Redéfinition de la longueur de la trace	107
3 - Soustraction du bruit de fond	108
3.1 - Muons cosmiques	
3.2 - Muons extérieurs	
3.3 - Courants neutres et gerbes hadroniques longues	
4 - Comparaison des distributions expérimentales et pseudo-expérimentales	114
4.1 - Résultats	
4.2 - Etude des données prises sans cible	
VII - LIMITES SUR LES PARAMÈTRES D'OSCILLATION	119
1 - Méthode générale d'obtention des limites sur les paramètres Δm^2 et $\sin^2 2\theta$	119
1.1 - Remarques générales	
1.2 - Choix d'un estimateur	
1.3 - Utilisation d'autres estimateurs	
2 - Estimation des erreurs statistiques	124
2.1 - Erreur globales	
2.2 - Effet dépendant de l'énergie	
2.2.1 - Etudes Monte-Carlo	
2.2.2 - Erreurs expérimentales	
2.3 - Application des erreurs systématiques	
3 - Analyse globale	129
4 - Analyse en longueur projetée	130
- CONCLUSION	137
- REFERENCES	139

INTRODUCTION

Depuis l'hypothèse de Pauli (1931) sur l'existence du neutrino, le problème de sa masse est resté au cœur des préoccupations des physiciens et des astrophysiciens. Ces dernières années, l'intérêt s'est encore accru avec le développement des théories de Grande Unification qui semblent favoriser l'existence d'une masse non nulle des neutrinos, ainsi qu'avec la mise en évidence de matière invisible autour des galaxies.

La recherche d'une masse finie a principalement suivi la voie d'une mesure directe, par l'étude du spectre d'impulsion des électrons issus de la désintégration β (pour les antineutrinos électroniques) et par l'étude du spectre des muons de la désintégration $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ pour les neutrinos de type muonique. Dans le premier cas une masse non nulle ($20 < m_{\nu_e} < 40$ eV) aurait été récemment mise en évidence / 1 / tandis que notre connaissance de la masse du neutrino ν_μ ($m_{\nu_\mu} < 500$ keV / 2 /) ou du neutrino ν_τ ($m_{\nu_\tau} < 160$ MeV, mesurée dans les réactions $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau \rightarrow 4\pi$) reste très limitée. Même si ces dernières limites peuvent être améliorées d'un ordre de grandeur, il semble que la seule possibilité d'accès aux domaines de masse de l'ordre de 1'eV soit l'étude des oscillations entre neutrinos de types différents. En outre, cette étude permettrait, en mettant en évidence un mélange entre les différentes générations de lepton, de préciser les limites de l'analogie entre quarks et leptons.

Expérimentalement, bien qu'aucune expérience n'ait apporté de preuve convaincante de l'existence d'oscillations, l'étude du flux d'antineutrinos produits dans le cœur des réacteurs nucléaires a permis de donner des limites très basses sur les paramètres de l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$. En revanche l'étude des oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_x$ n'a été jusqu'en 1982 que le "sous-produit" de données de chambres à bulles destinées à d'autres analyses. Pour la première fois, un faisceau de neutrinos de basse énergie a été construit au CERN dans le but d'étudier les oscillations de neutrinos muoniques. C'est ce qui a rendu possible la présente étude effectuée dans le cadre de la collaboration CERN-DORTMUND-HEIDELBERG-SACLAY. Conçu pour l'étude des interactions de neutrinos de haute énergie, le détecteur CDHS a été utilisé d'une manière non conventionnelle, tout en profitant de sa structure modulaire pour la mise en place de deux détecteurs, permettant ainsi d'effectuer une mesure simultanée des flux de neutrinos muoniques à deux distances différentes, ce qui n'avait été réalisé par aucune expérience précédente.

Après une introduction théorique sur le problème général de la masse des neutrinos et le mélange des générations de leptons, la situation expérimentale se limitera aux études des phénomènes d'oscillation sans aborder les mesures directes. Cela permettra de souligner l'intérêt de la mesure comparée des flux à deux distances différentes.

I - CADRE THEORIQUE - FORMALISME

1 - INTRODUCTION

Pour rendre compte du spectre en impulsion des électrons dans la désintégration β des noyaux ($Z \rightarrow (Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$), Pauli (1931) a émis l'hypothèse de l'existence d'une particule sans charge, de spin $\frac{1}{2}$ et de masse très faible devant la masse de l'électron, le neutrino. Lorsque Fermi formula la première théorie de l'interaction faible par analogie avec l'électrodynamique, sous la forme d'une interaction locale entre quatre fermions (1934), le neutrino, comme l'électron, était décrit par un spinor de Dirac à quatre composantes ($\nu_R, \bar{\nu}_R, \nu_L, \bar{\nu}_L$).

Lorsque l'expérience a montré que la parité était violée d'une manière maximale dans la désintégration β et dans la désintégration du muon, il est apparu que, si le neutrino a une masse nulle, il peut être décrit par un spinor à deux composantes, appelé spinor de Weyl, ψ_+ , décrivant soit une particule d'hélicité $\lambda = \frac{1}{2}, (\psi_+)$, soit une particule d'hélicité $-\frac{1}{2}, (\psi_-)$.

En effet, dans ce cas ($m = 0$), l'équation de Dirac * se réduit à :

$$\sigma \cdot \hat{p} \psi_{\pm} = \pm \psi_{\pm}$$

$\hat{\sigma} \cdot \hat{p}$ étant l'opérateur d'hélicité.

* On adopte la représentation des matrices de Dirac dans laquelle γ_5 est diagonale :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \text{ on posera } \bar{\psi} = \psi^* \gamma_0$$

Si on pose :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_- \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \psi_R = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ 0 \end{pmatrix}$$

alors le courant faible peut s'écrire $\bar{\psi}_\mu \psi_L$. Par suite, ψ_L et ψ_R peuvent représenter les fonctions d'ondes de deux particules distinctes d'hélicité gauche et droite. En outre, le nombre leptonique est conservé exactement (pas de transition $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$).

2 - MASSE DE DIRAC ET MASSE DE MAJORANA / 3, 4 /

Récemment, une expérience sur la désintégration $\beta^- / 1 /$ semble indiquer que la masse du neutrino est non nulle. Dans ce cas les spineurs $\psi_{L,R}$ ne seraient plus solutions de l'équation de Dirac standard $(\gamma \cdot p - m) \psi = 0$, satisfaite par les spineurs de Dirac à quatre composantes décrivant les leptons chargés massifs.

Le terme de masse dans le lagrangien (Scalaire de Lorentz) correspondant à cette équation est de la forme :

$$\frac{m}{2} \bar{\psi} \psi = \frac{m}{2} (\psi_+^\dagger \psi_- + \psi_-^\dagger \psi_+) = m \bar{\psi}_R \psi_L \quad (1.1)$$

m est alors la masse de Dirac. Il implique l'existence des deux champs ψ_+ et ψ_- . Cependant, ce terme de masse n'est pas le scalaire de Lorentz le plus général que l'on puisse construire. En effet, on peut montrer / 4 / que ψ_\pm^* se transforme comme ψ_\pm dans une transformation de Lorentz. Par suite, la quantité

$$-i \frac{m}{2} \psi_-^\dagger \sigma_2 \psi_- + \text{c.c.} = i \frac{m}{2} \bar{\psi}_M \psi_M \quad (1.2)$$

avec $\psi_M = \begin{pmatrix} -\sigma_2 \psi_-^* \\ \psi_- \end{pmatrix}$

est un scalaire de Lorentz qui peut être un terme de masse pour le spinor (dit de Majorana) ψ_M , qui ne possède que deux composantes indépendantes (comme ψ_-).

Ce terme de masse n'est pas invariant sous l'opération de parité (qui échange ψ_+ et ψ_-). En revanche, le spinor de Majorana est invariant sous la conjugaison de charge :

$$\psi_M \rightarrow \psi_M^C = \gamma_2 \psi_M^* = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ \sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sigma_2^* \psi_- \\ \psi_-^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sigma_2 \psi_-^* \\ \psi_- \end{pmatrix}$$

Cette propriété apparaît immédiatement lorsqu'on écrit ψ_M sous la forme :

$$\psi_M = \gamma_2 \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_- \end{pmatrix}^* + \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_L \end{pmatrix}^C + \psi_L = \begin{pmatrix} C \\ \psi \end{pmatrix}_R + \psi_L$$

Une particule de Majorana est donc identique à son antiparticule. En conséquence, on pourra avoir une particule de Majorana seulement si cette particule ne participe qu'à des interactions violant la parité (interaction faible), et est susceptible d'être identique à son antiparticule (charge électrique nulle).

Il est donc possible que le neutrino soit une particule de Majorana, l'antineutrino n'étant que la composante d'hélicité droite ($\nu_M = \nu_R^C + \nu_L$).

En fait, si l'on suppose qu'il existe plusieurs particules de Majorana (par exemple de saveurs différentes), de chiralité gauche, associées aux spineurs de Weyl ψ_-^k , le terme de masse le plus général s'écrit :

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} m_{kl} \psi_-^{kT} \sigma_2 \psi_-^l + C.C. = \frac{1}{2} m_{kl} \bar{\psi}_M^k \psi_M^l \quad (1.3)$$

Par exemple, avec deux neutrinos, on peut poser :

$$\psi_- = \psi_-^1 \quad \text{et} \quad \chi_- = \psi_-^2$$

La partie non diagonale de \mathcal{L}_M s'écrit alors :

$$\mathcal{L}'_M = \frac{1}{2} m_{12} \psi_-^T \sigma_2 \chi_- + \frac{1}{2} m_{21} \chi_-^T \sigma_2 \psi_- + \text{C.C.}$$

Considérons le spinor à quatre composantes indépendantes :

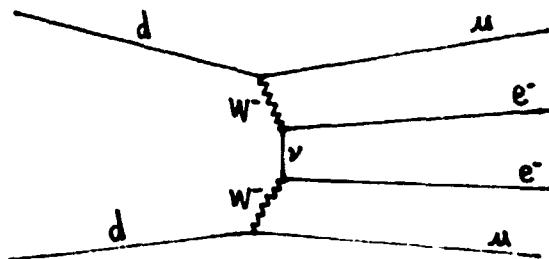
$$\psi_D = \begin{pmatrix} \sigma_2 \chi_-^* \\ \psi_- \end{pmatrix}$$

et le cas particulier $m_{21} = m_{12} = m$. Il vient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_M &= \frac{1}{2} m (\psi_+^\dagger \psi_- + \psi_-^\dagger \psi_+) + \text{C.C.} \\ &= \frac{1}{2} m \bar{\psi}_D \psi_D \end{aligned}$$

On retrouve le terme de masse de Dirac comme cas particulier du terme de masse le plus général, et la particule de Dirac construite à partir de deux spineurs de Weyl distincts.

Même en l'absence de mélange ($m_{kl} = 0$), le terme de masse de Majorana conduit à une violation du nombre leptique $\Delta L = 2$ (par exemple : $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$) tandis que ce nombre leptonique est conservé par le terme de Dirac ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$). En pratique, la distinction entre masse de Dirac et masse de Majorana n'interviendra que dans les expériences mettant en jeu une violation du nombre leptonique comme la recherche de désintégration $\beta\beta$ $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^-$ via le diagramme suivant ou la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$:



Cette distinction est sans importance dans l'étude des oscillations entre différentes saveurs de neutrinos. En fait, on verra que l'introduction d'une masse de Dirac pour les neutrinos n'est vraiment justifiée qu'au regard de la symétrie quark-leptons (Les quarks massifs et chargés sont des champs de Dirac).

3 - LA MASSE DES NEUTRINOS DANS LE MODÈLE STANDARD ET DANS LES THÉORIES DE GRANDE UNIFICATION

On considérera le modèle électro-faible standard / 5 / basé sur le groupe de jauge $G = SU(2) \times U(1)$. Les leptons gauches sont classés dans des doublets d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} v_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} v_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \dots$$

Les champs droits sont considérés comme isosinglets. Ces fermions acquièrent des masses par l'intermédiaire de leur interaction avec des champs de Higgs scalaires. Dans la version minimale, il suffit d'introduire un isodoublet complexe de Higgs :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix}$$

L'existence et la nature (Dirac ou Majorana) d'une masse pour les neutrinos va dépendre de l'existence du neutrino droit. Distinguons donc deux cas :

i) $\underline{\nu_R}$ existe

La situation est alors analogue à celle des leptons chargés et des quarks. Les neutrinos peuvent acquérir une masse de Dirac à travers le couplage (invariant sous G) avec un doublet de Higgs ϕ :

$$- h_{mm'} (\bar{l}_{mL} \phi) \bar{\nu}_{m'R} + h.c.$$

où l_{mL} est l'un des doublets gauches.

La matrice de masse correspondante s'écrit alors :

$$M_{mm'} = h_{mm'} \langle \phi_0 \rangle_{\text{vide}}$$

Comme pour les quarks, cette matrice peut être non diagonale (analogie de la matrice de Kobayashi-Maskawa).

L'existence de $\underline{\nu_R}$ entraîne deux problèmes :

- Pour maintenir la masse des neutrinos dans les limites continues, il faut :

$$\frac{h_{\text{neutrinos}}}{h_{\text{leptons chargés}}} \lesssim 10^{-6} \text{ ce qui semble peu naturel.}$$

- Le neutrino droit serait une particule sans interactions de jauge (charges électrique et faible nulles), donc quasiment découpée du monde physique (malgré une très faible interaction via le boson de Higgs).

ii) $\underline{\nu_R}$ n'existe pas / 6 /

Il n'est alors plus possible d'engendrer une masse de Dirac (de la forme $m \bar{\nu}_L \nu_R$). Cependant, en introduisant un isotriplet de Higgs :

$$H \rightarrow \begin{pmatrix} H^{++} \\ H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$$

il est possible de construire un couplage invariant conduisant à une masse de Majorana pour le neutrino :

$$h_{mm} \cdot (\bar{l}_{mL}^c \rightarrow l_{m'L}) \cdot \vec{H} + h.c.$$

De nouveau, il n'y a pas d'explication naturelle de l'échelle de masse très différente entre les neutrinos et les autres fermions. D'autre part, la mesure du paramètre

$$\rho = \frac{m_w^2}{m_z^2 \cos^2 \theta_w}$$

dans les interactions de neutrinos ($\rho \approx 1$) semblent indiquer que le multiplet de Higgs est un doublet.

En conclusion, le modèle standard n'a aucun pouvoir prédictif sur les masses et n'explique pas pourquoi elles sont si petites. On peut espérer trouver une réponse au moins partielle dans le cadre des théories de Grande Unification / 7 / (TGU). Dans ce cas le modèle standard (basé sur le groupe $G_s = SU(3)$ couleur $\times SU(2) \times U(1)$) est considéré comme une théorie effective de basse énergie, le groupe G_s n'étant que le sous groupe du groupe d'unification, associé à la symétrie non brisée à "basse" énergie (soit $E \ll M_{GU} \approx 10^{15}$ GeV).

A partir du modèle standard minimal (sans ν_R , Higgs dans un doublet) où l'on rejette les champs non nécessaires, il n'est alors plus nécessaire de se restreindre à des couplages fermions-Higgs renormalisables (dans le cadre du modèle standard) pour engendrer la masse des neutrinos, en espérant que ces interactions ne sont que l'approximation à basse énergie de couplages faisant intervenir des bosons très massifs de Grande Unification. Weinberg a montré / 9 / que le seul couplage non renormalisable possible qui donne une masse (de Majorana) au neutrino est de la forme :

$$\mathcal{L}_H \supseteq h (\bar{l}_L^c \rightarrow l_L) (\bar{\phi} \rightarrow \phi)$$

où ϕ représente les bosons massifs de TGU et l_L les doublets de fermions gauches.

Ce terme conduit à une masse :

$$m_\nu \sim h \langle \phi_0 \rangle_{\text{vide}}^2$$

λ_H , 1 et ϕ étant de dimensions 4, $\frac{3}{2}$ et 1, h est de dimension - 1. On s'attend donc à avoir $h \sim \frac{1}{M_{GU}}$ à un facteur α^2 près ($\alpha \approx \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine). $\langle \phi_0 \rangle$ étant de l'ordre de 100 GeV, un tel couplage conduit à des masses de neutrinos de l'ordre de $m_\nu \sim 1 - 10^{-5}$ eV pour $M_{GU} \sim 10^{15}$ GeV.

Si les théories de Grande Unification sont capables d'engendrer un tel couplage effectif, on a trouvé un moyen naturel de donner de très petites masses aux neutrinos, qui seraient alors les seules particules (connues) dont la masse est engendrée par des interactions avec des bosons lourds de GU.

Examinons les cas particuliers de deux théories de TGU pour voir si un tel couplage peut être créé :

i) Le groupe de jauge est le groupe SU(5) / 8 /

C'est le groupe simple de rang minimal qui contienne $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Les fermions de chaque génération sont classés dans les représentations

$$\bar{5} = (d^i, e^-, -\nu)_L$$

$$10 = (u_i, d_i, \bar{u}_i, e^+)_L \quad i \text{ est l'indice de couleur}$$

Cette décomposition est la seule possible qui ne fasse pas intervenir de particules non nécessaires (en dehors de ν_R). On remarque donc qu'il n'est pas possible d'y inclure le neutrino droit.

Le spectre de masse des particules est déterminé par le choix des représentations pour les bosons de Higgs. Dans la théorie minimale, il n'est pas possible d'engendrer un couplage renormalisable du type $\psi^2 \phi^2$. Une autre manière de le voir est de remarquer / 7 / qu'après brisure de $SU(5)$ dans $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, il reste une symétrie globale $U(1)$ associée à la conservation du nombre quantique B-L (B : nombre baryonique ; L : nombre leptonique). Le couplage \mathcal{L}_H vérifiant $\Delta L \neq 0$, $\Delta B = 0$ ne peut donc pas être engendré dans la théorie minimale, et par suite le neutrino reste sans masse. Une masse pourrait éventuellement être engendrée lorsqu'on inclut la gravitation, ce qui revient à remplacer M_{GU} par la masse de Planck $M_p \sim 10^{19}$ GeV qui conduit à une masse

$$m_\nu \sim \frac{\langle \phi_0 \rangle^2}{M_p} \sim 10^{-5} \text{ eV}$$

difficilement accessible aux expériences de laboratoire.

iii) Le groupe de jauge est $O(10)$ / 10 /

La théorie minimale range chaque génération de fermions dans un seul multiplet de dimension 16 qui inclut maintenant le neutrino droit. La masse de Dirac que l'on engendre est alors reliée à celle du quark up ($m_\nu = m_{up}$) avant la brisure de $U(1)_{B-L}$ (qui est un des générateurs de $O(10)$). Ensuite, la brisure de B-L à une échelle de masse M_{BL} conduit à une masse de Majorana pour le neutrino de l'ordre

$$m_\nu \sim \frac{M_{up}}{M_{BL}}^2$$

La valeur de M_{BL} dépend des mécanismes de brisure. Dans un mécanisme / 11 /, $M_{BL} = M_{GU}$, ce qui donne pour le neutrino le plus lourd (dans l'hypothèse de trois générations) :

$$m_{\nu_T} \sim \frac{m_t^2}{M_{GU}} \sim 10^{-3} \text{ eV}$$

Dans un autre mécanisme, dû à Witten / 12 /, les masses de neutrinos sont engendrées par les corrections radiatives à l'ordre de 2 boucles, ce qui donne, avec $M_{BL} \sim \alpha^2 M_{GU}$, $m_\nu \sim 10$ eV pour le plus massif. Ce modèle, très attractif, conduit donc à une masse mesurable dans les expériences actuelles.

En résumé, les modèles de Grande Unification semblent expliquer la petite masse des neutrinos. Certains modèles faisant des prédictions assez précises (SU(5) minimal : $m_\nu = 0$, O(10) (Witten) : $m_\nu \sim 10$ eV), les expériences sensibles à la masse des neutrinos restent parmi les meilleures contraintes sur les classes de modèle de TGU, en dehors des expériences mesurant la durée de vie du proton.

4 - CONTRAINTES COSMOLOGIQUES ET ASTROPHYSIQUES / 13 /

La masse et le nombre de générations de neutrinos sont les paramètres clés qui déterminent en grande partie l'évolution de l'univers et leur connaissance pourrait expliquer quelques uns des grands problèmes de l'astrophysique. Dans la situation actuelle, les astrophysiciens attendent des expériences terrestres qu'elles mesurent ces paramètres afin de contraindre les modèles existants. Cependant, il est intéressant de raisonner à l'envers afin de voir quelles contraintes sur les masses ces modèles peuvent apporter en fonction des données observationnelles disponibles.

La cosmologie actuelle est basée sur l'hypothèse du "BIG BANG" étayée par les observations de Hubble (expansion de l'univers avec

$$H^0 = \frac{V_{\text{recession}}}{d} = 50-100 \text{ km/s/megaparsec}$$

où $V_{\text{recession}}$ est la vitesse moyenne d'éloignement entre deux galaxies lointaines séparées par une distance d)

la mise en évidence du fond électromagnétique à $2,9^{\circ}\text{K}$ (constitué par les photons découplés de la matière) et les mesures de l'abondance en deutérium et en hélium 4.

Le taux d'expansion de l'Univers est lié à la densité moyenne ρ . La densité critique ρ_c correspond à l'équilibre entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle gravitationnelle. $\rho > \rho_c$ conduit à un univers en expansion éternelle (Univers "ouvert") et $\rho < \rho_c$ conduit à une recontraction de l'univers après la phase actuelle d'expansion (Univers "fermé").

Les observations actuelles conduisent à une valeur observée de ρ/ρ_c de l'ordre de $\sim 2\%$ (qui monte à $\sim 10\%$ si on inclut en plus de la matière "baryonique" des galaxies, le halo (voir plus loin) supposé les entourer). En revanche, elle n'inclut pas une éventuelle contribution provenant des neutrinos "fossiles" qui se sont découplés après $t_{univers} \simeq 1\text{ s}$ (correspondant à $E \sim 1\text{ MeV}$) lorsque leur libre parcours moyen est devenu supérieur à la taille de l'Univers. Les neutrinos et les photons s'étant découplés presque en "même" temps, on prédit :

$$N_{\nu_i} \simeq N_\gamma \quad (i : \text{indice de génération})$$

à comparer avec l'observation actuelle :

$$N_\gamma \simeq 10^9 N_{\text{Baryons}}$$

Par suite, pour $m_\nu > 1\text{ eV}$, les neutrinos forment la composante dominante de la masse de l'Univers.

La mesure du paramètre de décélération de l'expansion de l'univers, q_0 (obtenu en mesurant $!!$ à des distances différentes) permet alors, en supposant que toute la masse de l'Univers provient des neutrinos, de donner une limite supérieure sur $\sum_i m_{\nu_i}$:

$$\sum_i m_{\nu_i} < 40\text{ eV}$$

La somme est effectuée sur les neutrinos stables ($m_\nu < 1\text{ MeV}$).

Un des problèmes majeurs de la cosmologie est d'expliquer pourquoi $\rho/\rho_c \sim 1$ à l'heure actuelle. D'après la théorie de l'évolution de l'Univers, pour expliquer une telle valeur, ce rapport aurait dû être égal à 1 à 10^{-60} près, peu après le temps de Planck ($t_p = \sqrt{G/c^2} = 5,4 \cdot 10^{-44}$ s). Un tel ajustement ne peut être le fruit du hasard et récemment, on a proposé des modèles (dits "inflationnistes") / 14 / dont l'un des attraits est de prédire $\rho/\rho_c = 1$.

En supposant que la masse manquante provient des neutrinos, on prédit ainsi

$$\sum_i m_{\nu_i} \simeq 10 \text{ eV}$$

qui coïncide avec une prédiction du modèle O(10).

Une autre "contrainte" cosmologique provient de l'observation de l'abondance comparée en hydrogène, deutérium, hélium 3 et hélium 4 dans l'Univers, qui dépend du taux de réaction $n + \nu_\ell \leftrightarrow p + \ell^-$ pendant la première seconde de l'Univers, avant le découplage des neutrinos. Ce taux dépend principalement du nombre N_f de familles de neutrinos. Les observations actuelles donnent $N_f < 4$ pour des neutrinos de Majorana ou pour des neutrinos de Dirac sans couplage droit / 15 / $(\frac{\sigma_R}{\sigma_L} < 10^{-6})$.

Dans le cas où $\frac{\sigma_R}{\sigma_L} > 10^{-6}$, $N_f < 2$ pour des neutrinos de Dirac, en contradiction avec l'expérience (terrestre) si ν_τ existe.

Si les modèles cosmologiques apportent des limites supérieures, l'observation, en astrophysique, d'un halo massif autour des galaxies, invisible, peut fournir une limite inférieure sur la masse / 16 /. Dans le cas de notre galaxie, les mesures de la vitesse orbitale des atomes d'hydrogène en révolution autour de la galaxie ont mis en évidence un halo de rayon $R \sim 10 R_{\text{CALAXIE}}$ et de masse $M \sim 10 M_G$. Une des hypothèses les plus fréquemment avancées pour expliquer ce halo est celle du condensat gravitationnel de neutrinos.

En considérant que cette boule de neutrinos forme un gaz de Fermi-Dirac dégénéré, on trouve $m_{\nu} \sim 10$ eV. Donc pour être en accord avec la statistique de Fermi-Dirac, la masse du neutrino (ou $\sqrt[4]{\sum_i m_{\nu_i}^4}$ avec plusieurs familles) doit vérifier :

$$m_{\nu} > 10 \text{ eV}$$

De nouveau, cette limite montre l'intérêt des expériences tentant de mesurer la masse des neutrinos dans le domaine 1-10 eV.

5 - PHÉNOMÉNOLOGIE DES OSCILLATIONS DE NEUTRINOS

5.1 - Etats propres de l'interaction faible et états propres de masse

L'existence d'oscillations entre neutrinos a été motivée par la mise en évidence expérimentale de plusieurs types de neutrinos / 17 /, et par l'analogie avec les oscillations dans le système de kaons neutres. Du point de vue phénoménologique, les oscillations apparaîtront lorsque la matrice de masse comporte des termes non diagonaux. Leur existence a été discutée pour la première fois par Pontecorvo / 18 / qui en développa la première théorie /19/.

Si l'on considère qu'il existe N saveurs de neutrinos (correspondant aux états propres de l'interaction faible), le terme de masse le plus général est de la forme suivante :

$$\mathcal{L}_M^D = m_{i,k}^D \bar{\psi}_R^k \psi_L^k + \text{h.c.} \quad \text{pour } N \text{ neutrinos de Dirac} \\ (\text{d'après (1.1)})$$

$$\mathcal{L}_M^M = m_{i,k}^L \bar{\psi}_-^i \sigma_2^k \psi_-^k + m_{ik}^R \bar{\psi}_+^i \sigma_2^k \psi_+^k + \text{h.c.} \\ \text{pour } 2N \text{ neutrinos de Majorana} \\ (\text{d'après (1.3)})$$

Avec $\psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_- \end{pmatrix}$ et $\psi_R = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ 0 \end{pmatrix}$, il vient :

$$\mathcal{L}_M^M = m_{ik}^L \bar{\psi}_R^i \psi_L^k + m_{ik}^R \bar{\psi}_L^i \psi_R^k + \text{h.c.} \quad (1.4)$$

Comme $\psi_{\pm}^{T_i} \sigma_2 \psi_{\pm}^k = \psi_{\pm}^{T_k} \sigma_2 \psi_{\pm}^i$ ($\sigma_2^T = -\sigma_2$ et champs anticommutants), on peut toujours choisir les matrices $m_{ik}^{L,R}$ symétriques (complexes). On définira les états propres de masse N^k comme les états diagonalisant à la fois la matrice de masse et le terme d'énergie cinétique, c'est-à-dire le lagrangien libre.

Dans le cas de Dirac, ils sont reliés aux états propres de l'interaction faible par les transformations unitaires suivantes :

$$\begin{aligned} v_L^i &= U_{ik} N_L^k \\ v_R^i &= V_{ik} N_R^k \end{aligned} \quad (1.5)$$

La nouvelle matrice de masse M_O^D (dans la base N) est diagonale :

$$\mathcal{L}_M^D = \bar{v}_R^M v_L^D = \bar{N}_R^M V^D U N_L^D = \bar{N}_R^M M_O^D N_L^D = \sum_{i=1}^N m_i^D \bar{N}_R^i N_L^i \quad (1.6)$$

Dans le cas des neutrinos de Majorana, on peut diagonaliser les matrices symétriques m_{ik}^L et m_{ik}^R par les transformations suivantes :

$$\begin{aligned} N_1^i &= U^{*ik} v_L^k + U^{ik} v_R^k & i = 1, \dots, N \\ N_2^i &= V^{*ik} v_R^k + V^{ik} v_L^k \end{aligned} \quad (1.7)$$

où U et V sont des matrices unitaires, et N_1^i et N_2^i représentent $2N$ spineurs de Majorana. Le terme de masse s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_M &= \bar{\nu}_R^C M^L \nu_L + \bar{\nu}_L^C M^R \nu_R \\
 &= \bar{N}_1_R U M^L U^+ N_1_L + \bar{N}_2_L V M^R V^+ N_2_R \\
 &= \bar{N}_1_R M_O^L N_1_L + \bar{N}_2_L M_O^R N_2_R = \sum_{i=1}^N m_i^L \bar{N}_1_R^i N_1_L^i + \sum_{i=1}^N m_i^R \bar{N}_2_L^i N_2_R^i
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

Dans la théorie standard, seuls les neutrinos gauches participent aux interactions faibles à courants chargés (pour une limite expérimentale voir / 20 /). Le courant faible chargé est de la forme :

$$J_\mu = \sum_{k=e,\mu,\tau} \bar{l}_k L \sigma_\mu \nu_L^k + \text{h.c.}$$

où l_k est le partenaire chargé du neutrino ν^k .

Soit d'après (1.5) :

$$J_\mu = \sum_k \bar{l}_k L \gamma_\mu^{ik} U^{ik} N_1_L^i + \text{h.c.} \quad \text{pour les deux types de neutrinos}$$

Dans le cas de Majorana, seuls les neutrinos N_1^i interviennent et l'on ne retiendra que le mélange $N_1_L = U^+ \nu_L$ comme dans le cas de Dirac. Il n'y a alors pas de différence entre les oscillations de neutrinos de Dirac et de Majorana (voir aussi / 21 /).

Dans le cas de trois neutrinos, la matrice de mélange U peut être paramétrisée à l'aide de trois angles θ_i et d'une phase δ violant CP de la même manière que pour le mélange des générations de quark (Matrice de Kobayashi-Maskawa)

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \\ v_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix}$$

avec $s_i = \sin \theta_i$, $c_i = \cos \theta_i$ (1.10)

5.2 - Evolution dans le temps des états propres

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, un état pur d'interaction faible est produit (par exemple dans la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$) :

$$|v_\alpha(0)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |N_j\rangle$$

Après un temps t , chaque composante $|N_j\rangle$ aura évolué avec l'hamiltonien libre :

$$|v_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} e^{iE_j t} |N_j\rangle$$

où E_j est l'énergie de l'état propre de l'hamiltonien libre $|N_j\rangle$, donnée par :

$$E_j^2 = p_j^2 + m_j^2$$

La fonction d'onde au point x est alors :

$$|v_\alpha(x, t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} e^{i(E_j t - p_j x)} |N_j\rangle$$

On supposera dans la suite :

$$m_j \ll p_j \quad \text{soit} \quad E_j \simeq p_j + \frac{m_j^2}{2E_j}$$

D'où :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} e^{ip_j(t-x)} e^{i \frac{m_j^2 x}{2E_j}} |N_j\rangle$$

Dans une expérience d'oscillation, le détecteur de neutrino sera placé en un point fixe x . L'interaction aura lieu au temps $t = \frac{x}{v_0}$ où $v_0 \simeq c$ est la vitesse moyenne des paquets d'ondes associés aux états N_j . Dans le traitement standard des oscillations, on suppose à priori que l'on a un faisceau de neutrinos d'impulsion donnée $p_j = p_0$. Le facteur $e^{ip(t-x)}$ est alors un facteur de phase global sans importance. Une autre possibilité est de se placer à $t = x$ et faire disparaître ainsi cette phase. Le traitement correct du phénomène d'oscillation / 22 / en mécanique quantique, nécessite l'utilisation des paquets d'ondes associés aux neutrinos N_j et conduit aux mêmes résultats que le traitement simplifié présenté ici. A $t = x$, il vient :

$$|\nu_\alpha(x, x)\rangle \simeq \sum_j U_{\alpha j} e^{i \frac{m_j^2 x}{2E_\nu}} |N_j\rangle$$

L'interaction dans le détecteur ne fait intervenir que les états propres faibles $|\nu_\beta\rangle$. La probabilité de trouver ν_β en x est donc :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, x) \rangle|^2 = \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{i \frac{m_j^2 x}{2E_\nu}} \right|^2 \quad \text{vu que } \langle N_i | N_j \rangle = \delta_{ij} \end{aligned}$$

Soit :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_j [|U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j' \neq j} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}^* \cos 2\pi \frac{x}{L_{jj}}]$$

où $L_{jj'} = 2\pi \cdot \frac{2E_\nu}{|\mathbf{m}_j^2 - \mathbf{m}_{j'}^2|} = 2\pi \cdot \frac{2E_\nu}{\Delta m^2}$ est la longueur d'oscillation associée aux neutrinos massifs N_j et $N_{j'}$.

Dans le cas simple de deux neutrinos (ν_e et ν_μ), U est une matrice orthogonale :

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

On a alors :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L_{\alpha\beta}}$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e)$$

Dans la suite on utilisera la formule suivante (où $L = x$) :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 (1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu})$$

(1.12)

où Δm^2 est exprimé en eV^2 , L en m et E en MeV .

L'observation d'oscillations nécessite donc la présence d'au moins un neutrino massif mélangé aux autres.

Dans le cas de trois saveurs de neutrinos la formule (1.11) reste compliquée. Dans la pratique on supposera toujours qu'une oscillation est dominante et l'on utilisera alors la formule (1.12). Cependant la figure 1 donne un exemple de la matrice des probabilités obtenue dans le cas des trois saveurs.

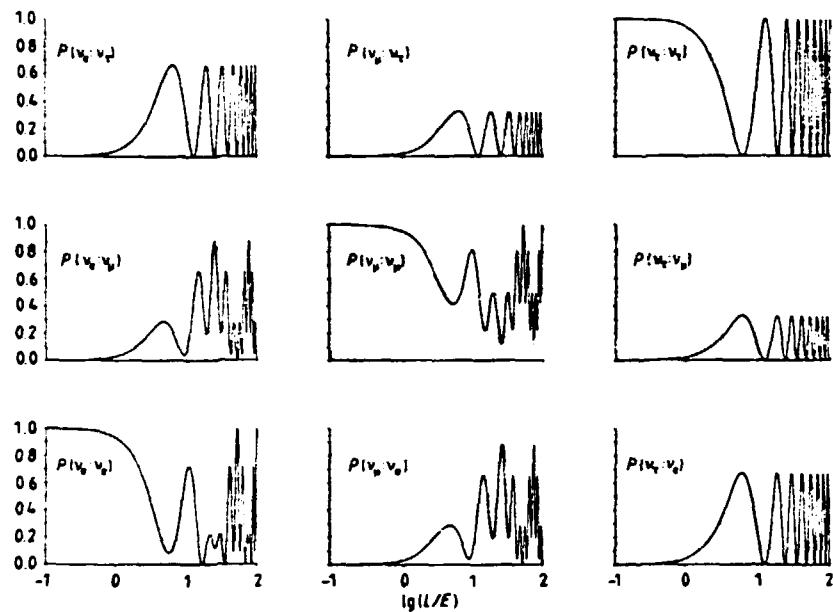


Figure 1: Matrice de probabilité d'oscillation à trois neutrinos (v_e, v_μ, v_τ) :
 $P(v_i \rightarrow v_j)$ en fonction de $\log L(m)/E(\text{MeV})$
Les paramètres utilisés sont : $\theta_1 = 55^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\theta_3 = 45^\circ$,
 $\delta = 0$, $\Delta_{21} = 0,05 \text{ eV}^2$, $\Delta_{31} = 0,25 \text{ eV}^2$.

Dans la pratique, la résolution sur $\frac{L}{E}$ est limitée, et pour les grandes valeurs de $\frac{L}{E}$ (par exemple dans le cas des neutrinos solaires) on n'observe plus que la valeur moyenne de $\sin^2 2\theta \sin^2(1,27 \frac{L}{E} \Delta m^2)$, soit $\frac{1}{2} \sin^2 2\theta$. Cet effet est illustré sur la figure 2 donnant la probabilité $P(v_\mu \rightarrow v_e)$ pour deux valeurs de Δm^2 .

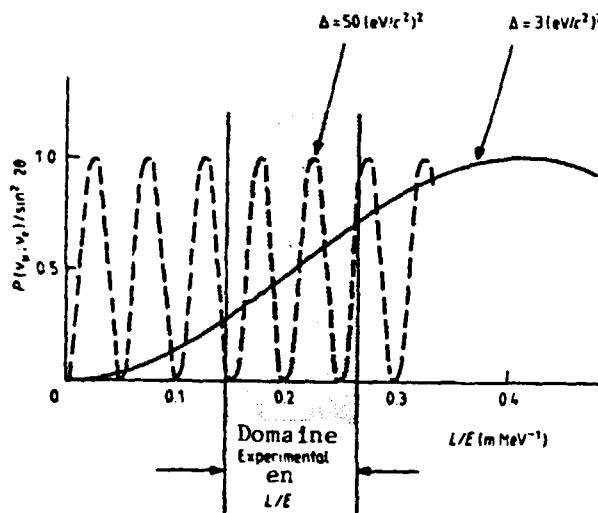


Figure2: Oscillation à deux neutrinos pour deux valeurs de Δ .

Les courbes donnent la probabilité $P(v_\alpha \rightarrow v_\beta)$ en fonction de L/E . On remarque que lorsque la largeur de résolution sur L/E est très supérieure à la période d'oscillation, on n'observe que la moyenne de la probabilité.

Pour terminer nous ferons quatre remarques importantes :

i) L'étude des oscillations de neutrinos peut être un test de la symétrie C.P.T. / 23 /. En effet, si cette symétrie est respectée (on n'a jamais observé de violation) on doit avoir :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$$

De même, l'invariance par C.P. impose les relations :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$$

Comme dans le cas du mélange entre K_0 et \bar{K}_0 , la matrice de mélange (1.10) des trois saveurs de neutrinos contient une phase δ qui peut conduire à une violation de C.P. Par exemple, on a la relation :

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = -4 s_1^2 c_1 s_2 c_2 s_3 c_3 \sin \delta \cdot \Delta$$

avec $\Delta = \sin \frac{\Delta m_{12}^2}{2} \frac{L}{E} + \sin \frac{\Delta m_{23}^2}{2} \frac{L}{E} + \sin \frac{\Delta m_{31}^2}{2} \frac{L}{E}$

Un tel test nécessiterait un détecteur capable d'identifier les particules produites et une parfaite connaissance de la composition du faisceau, qui sont deux conditions non remplies dans la présente expérience. D'autre part, l'effet attendu ne sera accessible aux expériences actuelles que pour de grandes valeurs des angles de mélange :

Avec $\theta_1 = 12^\circ$, $\theta_2 = 1,3^\circ$, $\theta_3 = 4^\circ$ (valeurs compatibles avec la matrice de Kobayashi - Maskawa pour les quarks), on obtient

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = -0,0003 \sin \delta \cdot \Delta \lesssim 10^{-3} \sin \delta.$$

La violation de CP dans le système $K_0 - \bar{K}_0$ est compatible avec δ quark $\lesssim 90^\circ$ dans le modèle K-M avec $m_{\tau_{\text{fin}}} \ll M_W$. Pour être accessibles à l'expérience, il faudrait donc que les mélanges dans le système des neutrinos soient beaucoup plus importants, vues les difficultés inhérentes aux mesures d'effets inférieurs à 10^{-3} (Normalisation $\bar{\nu}/\nu$, bruits de fond, etc...).

ii) L'équation (1.12) résulte d'une situation idéale où la source de neutrinos est ponctuelle et monochromatique, ce qui est déjà contraire aux lois de la mécanique quantique. Cet effet quantique dû à la longueur finie des paquets d'ondes peut être important dans les cas d'observations astronomiques (neutrinos solaires). Pour les expériences terrestres, un effet plus important provient de la dimension R de la source

de neutrinos. Dans ce cas, le terme oscillant de l'équation (1.11) doit être remplacé par la moyenne suivante :

$$\begin{aligned} \cos 2\pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} &\rightarrow \frac{1}{R} \int_{-\frac{R}{2}}^{\frac{R}{2}} dx \cos 2\pi \frac{L+x}{L_{\text{osc}}} \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{L_{\text{osc}}}{R} \sin 2\pi \frac{R}{L_{\text{osc}}} \cos 2\pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \end{aligned}$$

Il apparaît donc un facteur $\frac{L_{\text{osc}}}{2\pi R} \sin \frac{2\pi R}{L_{\text{osc}}}$ s'annulant pour $R = L_{\text{osc}}$.

Dans la pratique, il faudra donc choisir une source de neutrinos telle que $R \ll L_{\text{osc}}$. Un raisonnement analogue peut rendre compte de l'effet de la résolution en énergie du détecteur (les formules sont alors plus compliquées).

iii) La première équation (1.7) montre que l'on peut avoir des oscillations entre neutrinos (gauche) et antineutrinos (droit) dans le cas de neutrinos de Majorana. Cependant, l'amplitude d'oscillation pour un tel processus est très petite :

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{E} e^{-\frac{i m_j^2 t}{2E}} U_{j\alpha}^* U_{j\beta}^*$$

Le facteur $\frac{m_j}{E}$ est relié à la conservation de l'hélicité, exacte dans le cas de neutrinos de masse nulle.

iv) Il est possible que le terme de masse du Lagrangien contiennent à la fois des termes de Dirac et de Majorana. La diagonalisation du Lagrangien libre conduit à $2N$ neutrinos de Majorana. La transformation $(\nu_\alpha \rightarrow N_j)$ introduit alors un mélange entre ν_L^i et ν_L^{Cj} contrairement à (1.7). ν_L^i peut alors osciller dans ν_L^{Cj} qui est une particule "stérile", sans interaction (sinon par l'intermédiaire de boson de Higgs), pratiquement découpée du monde physique.

Dans de telles oscillations, dites de "seconde classe" / 24 /, on observe une diminution du flux de neutrinos qui affecte aussi bien les réactions à courant neutre que celles à courant chargé. Cependant, l'étude des réactions à courant chargé seules ne permettrait de mettre en évidence cet effet que lorsqu'on se place à une énergie suffisante pour produire tous les leptons chargés, ce qui ne sera pas le cas de notre expérience.

II - SITUATION EXPERIMENTALE

MOTIVATION DE LA PRÉSENTE EXPÉRIENCE

1 - LES DIFFÉRENTS TYPES D'EXPÉRIENCES

La formule (1.12) montre qu'une expérience pourra être sensible à des valeurs de $\sqrt{\Delta m^2}$ de l'ordre de $\sqrt{\frac{2E}{L}}$ que l'on peut considérer comme la "figure de mérite" d'une expérience. Le tableau 1 donne la liste des caractéristiques de certains types d'expériences, avec les différents canaux d'oscillation accessibles.

L'accès aux oscillations faisant intervenir ν_τ par la mise en évidence de la production de τ dans des réactions à courants chargés nécessite l'utilisation de neutrinos d'énergie > 3 GeV.

On distingue deux types d'étude des oscillations :

- i) La méthode d'apparition (tests non diagonaux) où l'on essaie de détecter l'apparition d'un type nouveau de neutrinos. Par exemple, citons l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à partir d'un faisceau ν_μ . Une telle expérience demande une bonne connaissance du faisceau et de sa contamination en ν_e (désintégration $K\bar{e}_3$) et un appareillage capable d'identifier les électrons. Cette étude est restée l'appanage des expériences de chambres à bulles. Soulignons que l'on peut avoir accès ainsi à des angles de mélanges très petits, même avec un nombre d'événements restreint (voir § II.4).

TABLEAU 1

Expérience	Oscillations	L (m)	$\langle E \rangle$ (MeV)	$\sqrt{\frac{2E}{L}}$ (eV)
Neutrinos solaires	$\nu_e + \nu_e$	$1,5 \cdot 10^{11}$	5	$3,6 \cdot 10^{-6}$
Neutrinos atmosphériques	$\nu_\mu + \nu_\mu, \nu_e$	$1,3 \cdot 10^7$	600	0,01
Réactions nucléaires	$\nu_e + \nu_e$	5-50	2 - 10	0,4 - 1
Accélérateurs de basse énergie	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, e$ $\nu_e + \nu_e$	50-1000	$2 \cdot 10^3$	10 - 1
Accélérateurs de haute énergie	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\tau$ $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ $\nu_e \rightarrow \nu_e$	500-1500	$50 \cdot 10^3$	100 - 30

ii) La méthode de disparition ($\nu_x + \nu_x$), où l'on compare le flux mesuré de neutrino au flux attendu. Elle nécessite soit le calcul théorique de ce flux (premières expériences de réacteur), où une mesure du flux à deux distances différentes. L'avantage est la sensibilité à tous les canaux d'oscillations $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x)$. En revanche, un grand nombre d'événements et des incertitudes systématiques très réduites sont nécessaires pour avoir une bonne sensibilité :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) = 1 - \frac{N_{\text{MESURE}}}{N_{\text{ATTENDU}}}$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\sqrt{N_M}}{N_A - N_M}$$

Il faut $\sqrt{N_M} \ll N_A - N_M$ donc une haute statistique dans une expérience de précision (où $N_A \approx N_M$).

2 - NEUTRINOS SOLAIRES ET NEUTRINOS ATMOSPHÉRIQUES

Davis et ses collaborateurs / 25 / ont mesuré le flux de neutrinos solaires sur une durée de plus de dix années par la capture des neutrinos ν_e par le chlore-37 contenu dans 300 000 litres de C_2Cl_4 :



La mesure du volume d'argon (gazeux) produit conduit au rapport suivant :

$$R = \frac{\text{Taux observé}}{\text{Taux calculé}} = \frac{2,1 \pm 0,3}{7,9 \pm 1,5}$$

Un tel désaccord entre les taux peut être expliqué par l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ avec $\Delta m > 10^{-5}$ eV et $\theta \sim \pi/4$. Cependant, l'expérience présente deux problèmes :

- Le flux calculé dépend du modèle théorique adopté. En particulier, Schatzmann et al. / 26 / ont montré que la prise en compte des turbulences à l'intérieur du soleil peut ramener le flux calculé au niveau du flux observé.
- Le seuil de la réaction est de 810 keV alors que 99 % des neutrinos sont produits dans la réaction $pp \rightarrow d e^+ \nu_e$ où $E_{\nu_e} < 420$ keV. Seul le flux de ces neutrinos peut être relié directement à la luminosité totale du soleil. C'est pourquoi le même groupe a proposé d'utiliser du gallium à la place du chlore abaissant le seuil de réaction à 230 keV.

Il faudra donc attendre la prochaine génération d'expériences de neutrinos solaires utilisant le gallium ou l'indium (seuil = 140 keV) pour résoudre au moins partiellement le problème des neutrinos solaires.

Dans les expériences de neutrinos atmosphériques, on compare les flux de neutrinos ascendant et descendant produits dans l'atmosphère terrestre, les neutrinos ascendants provenant de la surface diamétralement opposée de la terre ($L \sim 10^7$ m). Jusqu'à présent les seuls résultats publiés concernent les taux de muons cosmiques à grande profondeur provenant presque exclusivement des interactions de neutrinos dans la matière environnante. Le résultat le plus précis provient de l'expérience soviétique de Baksan / 27 / qui a comparé les taux de muons ascendants avec le flux de neutrinos calculé à partir du flux de muons descendants :

$$R = \frac{\text{Flux observé}}{\text{Flux calculé}} = 0,98 \pm 0,20 \quad \text{avec} \quad \frac{L}{E} \simeq 100$$

Soit : $\Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ ou $\sin^2 2\theta < 0,8$ (90 % CL)

Il faudra attendre les premiers résultats provenant des détecteurs construits pour mettre en évidence une instabilité éventuelle du nucléon pour avoir un nombre appréciable d'interactions directes de neutrinos ascendants ou descendants (voir / 28, 29 /).

3 - EXPÉRIENCES AUPRÈS DES RÉACTEURS

Les réacteurs nucléaires constituent des sources intenses d'antineutrinos $\bar{\nu}_e$ provenant de la désintégration β des produits de fission.

Il est a priori difficile de connaître précisément le flux de $\bar{\nu}_e$ par un calcul théorique. Un moyen d'éliminer cette incertitude est d'effectuer deux mesures à deux distances différentes. Or, il est difficile de s'approcher à moins de 10 m du cœur d'un réacteur et les mesures lointaines souffrent du faible flux.

3.1 - Une expérience auprès du réacteur de Savannah River (2 000 MW) / 31 / a tenté d'utiliser la mesure comparée du taux de réactions à courant chargé (sensible à $\bar{\nu}_e$ seulement) et à courant neutre (sensible à toutes les espèces de neutrinos) sur une cible de deutérium pour s'affranchir du problème de flux. Le résultat :

$$\left(\frac{\sigma_{CC}}{\sigma_{CN}} \right)_{OBS} / \left(\frac{\sigma_{CC}}{\sigma_{CN}} \right)_{TH} \approx 0,44 \pm 0,17$$

peut indiquer une disparition de $\bar{\nu}_e$. Cependant, le calcul théorique de $\frac{\sigma_{CC}}{\sigma_{CN}}$ a été mis en cause (non prise en compte du principe d'exclusion de Pauli qui diminuerait $\left(\frac{\sigma_{CC}}{\sigma_{CN}} \right)_{TH}$ par un facteur 2/3 au moins), ce qui rendrait l'expérience compatible avec l'absence d'oscillation.

3.2 - Une collaboration Caltech-Grenoble-Munich / 32 / a utilisé le réacteur de recherche de l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble (57 MW) pour profiter des dimensions réduites du cœur (détecteur à 8,75 m) et de la "pureté" des matériaux fissiles (93 % ^{235}U) qui permet un calcul plus aisé du flux. De plus, il a été possible de mesurer le spectre des électrons β , permettant ainsi une bonne vérification de ce calcul (spectre calculé par Davis et al. / 33 /).

Le détecteur est constitué d'un volume de 377 l de scintillateur liquide réparti (cible et détecteur de positron) dans cinq plans alternés avec quatre chambres à fils à hélium ^3He (détecteur de neutron). Dans la réaction :



on cherche à établir une coïncidence entre un positron et un neutron. A partir de 4 000 événements ($E_{e^+} > 1 \text{ MeV}$), le résultat global est compatible avec l'absence d'oscillations, en désaccord avec le résultat de Savannah River :

$$\frac{N_{\text{EXP}}}{N_{\text{TH}}} = 0,89 \pm 0,04 \text{ (Stat)} \pm 0,14 \text{ (Syst)}$$

3.3 - Expérience de Goesgen :

Le détecteur précédent a été transporté auprès du réacteur de Goesgen (2800MW, Suisse) et placé à 38 m du cœur. Bien que la contribution des différents éléments fissiles soit différentes (61 % ^{235}U , 28 % ^{239}PU , 7 % ^{238}U , 4 % ^{241}PU), la méthode de Davis (en accord avec le spectre de positrons à ILL) a été reprise pour le calcul du flux. Avec 11000 événements, le résultat ne montre pas de signe d'oscillation :

$$\frac{N_{\text{EXP}}}{N_{\text{TH}}} = 1,05 \pm 0,02 \pm 0,05 \quad (68 \% \text{ C.L.})$$

Un ajustement du spectre observé avec le spectre attendu (voir figure 3) permet de calculer les limites sur les valeurs de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ données sur la figure 6 (courbe 1).

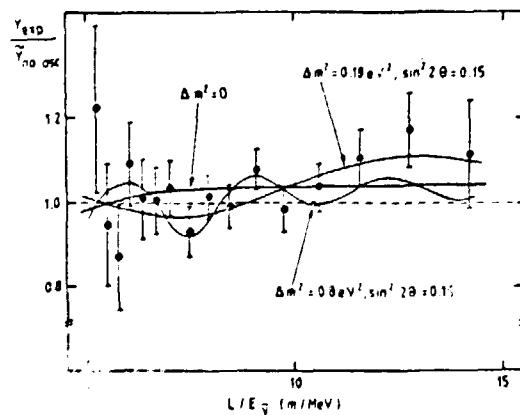


Figure 3 - Rapport des spectres expérimentaux et prédis (dans le cas d'absence d'oscillations) en fonction de L/E_γ . Les erreurs portées sont d'origine statistique. Les courbes montrent les effets attendus pour différentes valeurs des paramètres d'oscillation.

Le détecteur a été ensuite transporté à 46 m du cœur, ce qui a permis de faire une analyse indépendante du calcul de flux. Cependant, vu le faible écart de distance, le domaine en Δm^2 exclu s'étend seulement de $0,03 \text{ eV}^2$ à 3 eV^2 / 34 /. Le contour obtenu est donné sur la figure 6 (courbe 2).

3.4 - Expérience auprès du réacteur du Bugey / 35 /

Récemment, une équipe de physiciens d'Annecy et de Grenoble a utilisé un détecteur semblable à celui de Goesgen pour mesurer le flux d'antineutrinos à deux distances, 13,6 et 18,3 m, du cœur du réacteur PWR du Bugey (Ain). Le nombre d'événements (63 000) observés en fait l'expérience de réacteur la plus précise malgré les faibles distances. À cela il faut ajouter l'avantage des deux mesures comparées. Après correction pour les angles solides différents et les différences de puissance consommée pendant les deux prises de données à 13,6 et 18,3 m, on observe une différence de taux de comptage entre les deux positions (voir figure 4).

Une analyse en terme d'oscillation entre deux types de neutrinos conduit aux contours dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ donnés par la figure 5. Si l'on combine les deux analyses indépendantes faisant intervenir l'une la normalisation globale et l'autre, la variation du rapport des flux en fonction de l'énergie du positron, il reste un domaine fermé non exclu à 3 σ. Dans une comparaison avec les résultats obtenus à Goesgen avec l'analyse à deux distances différentes (figure 6, courbe 2), ces données sont compatibles avec une solution $\Delta m^2 \approx 0,2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta \approx 0,1$. Cependant ce résultat est difficilement compatible avec la comparaison du flux observé à une position et du flux calculé.

Pour confirmer ou infirmer ce résultat très important, il est donc nécessaire de refaire l'expérience, en utilisant deux détecteurs que l'on échangera entre les différentes positions. Des mesures à une troisième position ajouteraient une contrainte supplémentaire. Dans tous les cas, il serait souhaitable que des progrès soient réalisés dans le calcul des flux d'antineutrinos.

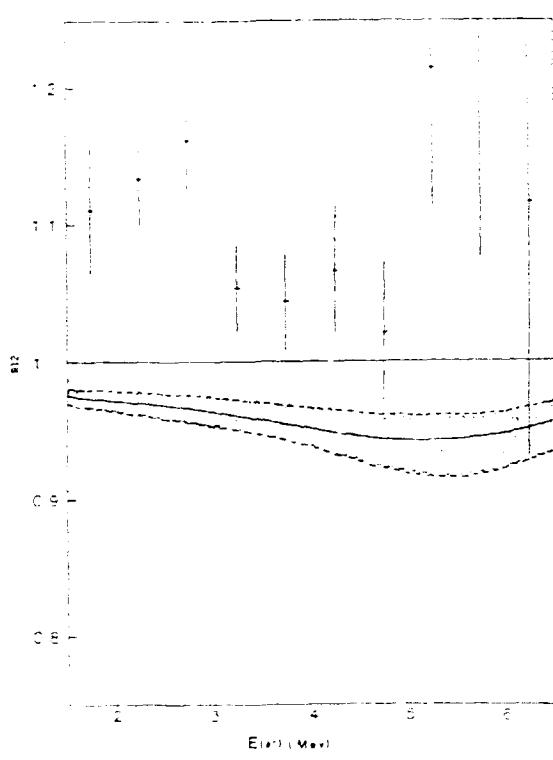


Figure 4 - Rapport des taux d'événements dans les deux positions $R_{12} = \frac{Y(13.6 \text{ m})}{Y(18.3 \text{ m})}$ après correction. La courbe montre le rapport attendu, compte tenu des puissances consommées différentes.

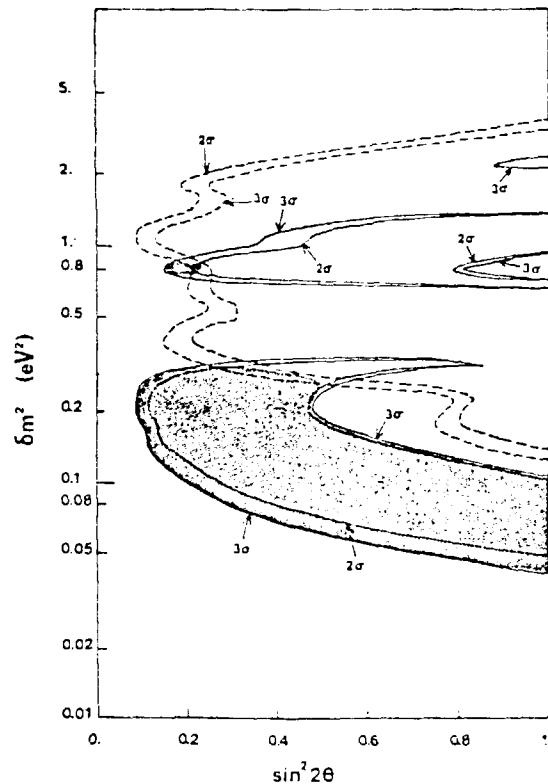
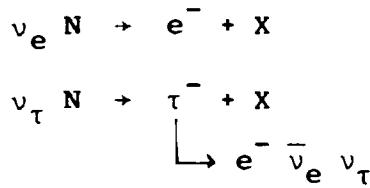


Figure 5 - Contours à 2 et 3 σ dans le plan $(\sin^2 2\theta, \delta m^2)$.
 — : analyse faisant intervenir la normalisation absolue de R_{12} .
 --- : analyse faisant intervenir la variation de R_{12} en fonction de l'énergie du positron $E(e^+)$ (ajustement de la forme seulement).

4 - EXPÉRIENCES AUPRÈS DES ACCÉLÉRATEURS

4.1 - Expériences de chambres à bulles

La première génération d'expériences a été faite par les chambres à bulles exposées à des faisceaux de ν_μ faiblement contaminés par des ν_e provenant de la désintégration Ke_3 . On utilise la méthode d'apparition par une observation directe des produits de l'oscillation via les réactions à courant chargé suivantes :



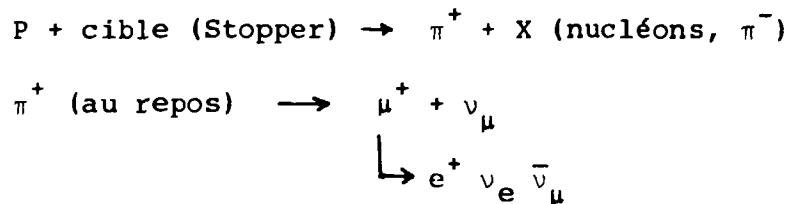
Ces expériences nécessitent le calcul du flux initial de ν_e ou ν_τ ce qui signifie que les résultats obtenus dépendent (un peu) du modèle de production utilisé.

Le tableau 2 donne une compilation des résultats des expériences de chambres à bulles ou d'émulsion (mise en évidence directe du τ^-).

Les limites dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ sont données sur la figure 6 pour les références / 40 / et / 42 /.

4.2 - Expériences auprès des "usines à pions"

L'accélérateur de basse énergie et de haute intensité (750 MeV) de Los Alamos (LAMPF) a été utilisé pour étudier les oscillations de ν_e / 43 /, à partir d'un faisceau de ν_e créé dans la chaîne de réactions suivante :



La contamination en $\bar{\nu}_e$ est de l'ordre de 1/1000 car les π^- sont absorbés dans la cible avant de se désintégrer ($\sigma_{\text{ABS}}(\pi^-) \gg \sigma_{\text{ABS}}(\pi^+)$).

L'expérience étudie la disparition de ν_e ou l'apparition de $\bar{\nu}_e$ à travers la réaction :

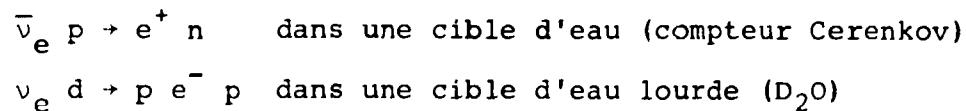


TABLEAU 2

RÉF.	EXPÉRIENCE	OSCILLATION	NOMBRE D'EVTS.	L (m)	E _v (GeV)	Δm ² (eV ²)
/ 36 /	GGM/PS	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	200	~ 100	~ 3	< 1,4
		$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	60			< 2
/ 37 /	GGM/SPS	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	4/540	~ 1000	~ 25	< 2
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$				< 4
/ 38 /	BEBBC	$\nu_e \rightarrow \nu_e$				< 10
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	110 ₁₃ ⁺¹³	900	~ 53	< 1,7
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$				< 6
/ 39 /	BEBBC	$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	73/70	550	~ 50	< 55
/ 40 /	FNAL col.-BNL 15' BC	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$				< 0,6
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	1600	~ 40		< 3
		$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$				< 17
/ 41 /	FNAL Mich.-II 15' BC	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$		1600	~ 40	< 1,7
		$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$				< 6,3
/ 42 /	FNAL E531 Emulsion	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	0/600	800	~ 30	< 3,5

Aucun signe d'oscillation n'a été trouvé. Les limites dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ sont données sur la figure 7.

A la suite de cette expérience, il existe un programme chargé d'expériences étudiant les oscillations au LAMPF pour les années 1984/1985.

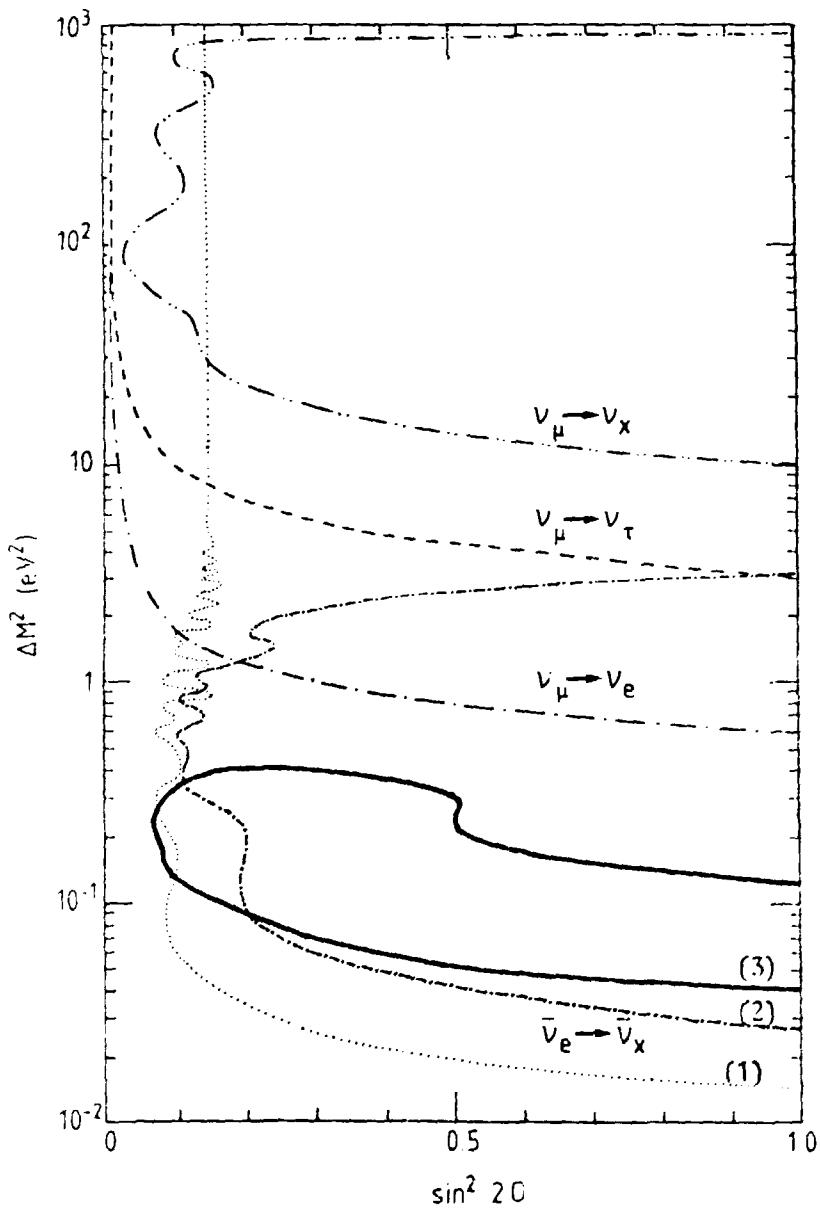


Figure 6 - Meilleures limites sur les paramètres d'oscillation pour différents canaux :

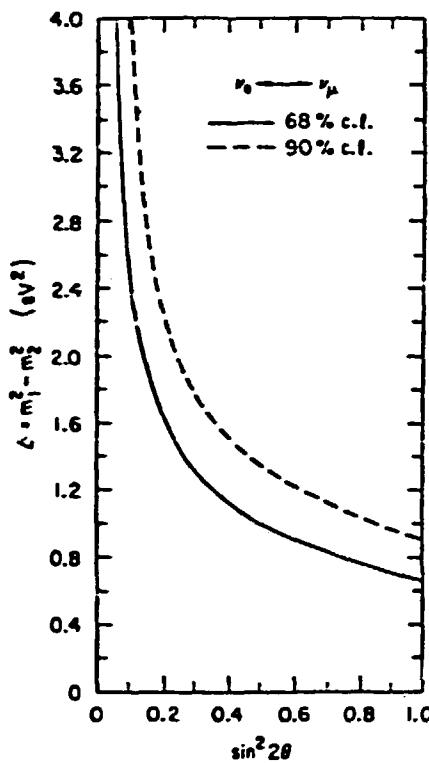
$v_\mu \rightarrow v_e$: Réf. / 40 /

$v_\mu \rightarrow v_\tau$: Réf. / 42 /

$v_\mu \rightarrow v_x$: Réf. / 47 /

$\bar{v}_e \rightarrow v_x$: Réf. / 34 /, contours 1 et 2

Réf. / 35 /, contour 3



Limites sur les paramètres d'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ dans l'expérience LAMPF.

Figure 7

4.3 - Expériences avec des neutrinos de haute énergie et des détecteurs électroniques

4.3.1 - Expériences classiques

En dehors des expériences de chambres à bulles, on peut citer trois types d'expériences qui peuvent apporter une contribution à l'étude des oscillations de neutrinos :

i) La mesure des sections efficaces totales (voir par exemple / 44 /) montre que la section efficace totale d'interaction νN croît linéairement avec l'énergie comme le prévoit la théorie standard des interactions faibles. La présence d'oscillations pourrait se traduire par une variation du rapport observé $\frac{S}{E_\nu}$ en fonction de l'énergie. Par exemple, dans

le cas de l'expérience CDHS / 44 /, on peut exclure une variation supérieure à 10 % de ce rapport entre 50 et 280 GeV (figure 8). Compte tenu de la distance moyenne source-détecteur de 600 m, ce résultat est compatible avec $\Delta m^2 < 30 \text{ eV}^2$ au couplage maximal et $\sin^2 2\theta \lesssim 0,2$ pour $\Delta m^2 \sim 100 \text{ eV}^2$. Pour les très grandes valeurs de Δm^2 ($\Delta m^2 > 10\,000 \text{ eV}^2$), $\sin^2 2\theta$ et σ_{tot} sont complètement corrélés dans la mesure. Pour toutes ces valeurs de Δm^2 , les expériences de chambres à bulles apportent de meilleures limites.

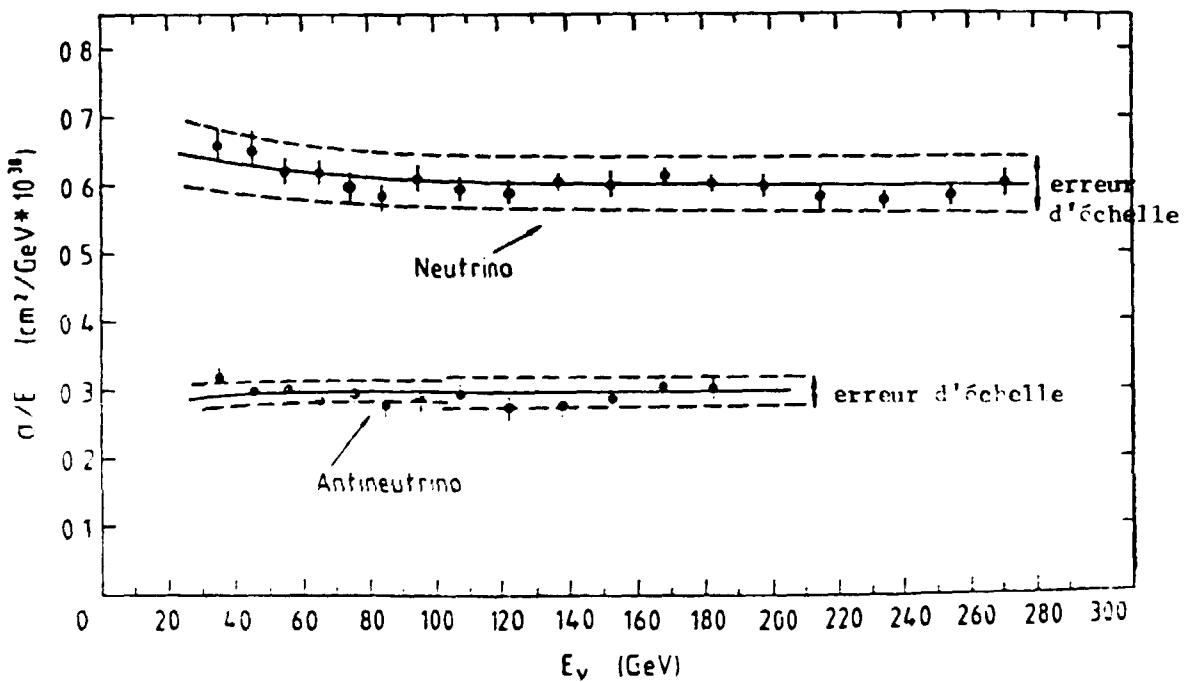


Figure 8 - Sections efficaces totales mesurées par la collaboration CDHS.

Au Laboratoire Fermi la collaboration CFRR a mesuré en 1979/1980 des valeurs de σ/E_ν de 15 à 20 % supérieures à celles mesurées au CERN (voir /45.a/ par exemple). Dans le premier cas la distance source-détecteur est de 1 100 m tandis

qu'elle n'est que de 600 m dans le second. L'attribution de cette différence à un phénomène d'oscillation nécessiterait une valeur de $\Delta m^2 \sim 200 \text{ ev}^2$ en contradiction avec la constance de ϵ/E_ν dans le domaine 50-280 GeV.

ii) Expériences de "Beam Dump"

Comme dans le cas précédent, ces expériences peuvent être des expériences d'oscillation si on se place dans le cadre de l'interprétation théorique classique. Selon celle-ci, dans une telle expérience, on mesure le flux de neutrinos ν_e et ν_μ issus de la désintégration de particules à courte durée de vie (particules charmées) produites dans la décharge d'un faisceau de protons dans une cible longue. Lorsqu'on a soustrait la contribution des neutrinos provenant des désintégrations de π ou K non encore absorbés, on s'attend à trouver un rapport $\frac{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)} = 0,9$

à 1 suivant la production relative de mésons F et de mésons D /34/. Le rapport observé peut devenir largement supérieur à 1 si l'expérience n'identifie pas les électrons et compte les événements ν_τ dans les événements ν_e (ce qui est le cas de l'expérience CDHS). Alors que les oscillations entre ν_μ et ν_e ne changeraient pas ce rapport (compensation exacte), des oscillations entre ν_e et ν_τ pourraient expliquer une valeur $R < 1$ (le rapport de branchement de la désintégration du τ en électron n'est que de 17 %) favorisée par les résultats des expériences "Beam Dump" de 1979.

Dans les dernières expériences de "Beam Dump", faites au CERN et à FNAL en 1982, les résultats /45.b/ sont compatibles avec le rapport théorique, à l'exception du résultat de CHARM :

$\frac{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}$	$= 0,92 \pm 0,15$	FNAL E 613
	$0,88 \pm 0,17$	CDHS
	$1,36 \pm 0,63$	BEBC
	$0,51 \pm 0,09$	CHARM

Le résultat de CHARM devra être confirmé après une nouvelle évaluation des bruits de fond provenant de la désintégration de π et de K dans la cible ou en amont le long de la ligne de faisceau de protons. Cette dernière contribution pourrait expliquer le rapport inférieur à 1 observé dans les deux premières générations d'expériences, où son contrôle avait été sous-estimé.

iii) L'étude de la production de muons positifs dans un détecteur exposé à un faisceau presque pur de neutrinos (faisceau à bande étroite) peut donner des limites sur les oscillations neutrino-antineutrino (gauche).

La collaboration CDHS a publié / 46 / une étude sur la recherche d'événements à un seul μ^+ dans les données de 1977. Le nombre d'événements μ^+ observé est compatible avec les sources connues de bruit de fond :

- contamination en antineutrinos
- dimuons avec un muon non détecté (trop court)
- $\nu_e + N \rightarrow e^- + \mu^+ + X$ (dileptons produits par des ν_e)
- courant neutre avec désintégration d'un π^+ ou K^+ de la gerbe hadronique
- courant neutre avec production de $C\bar{C}$.

En se restreignant aux événements d'énergie visible $E_{vis} > 100$ GeV (ce qui réduit d'un facteur 10, la contamination en antineutrinos), on obtient les nombres suivants dans les données de 1977 :

- événements courant chargé : 15 600
- événement avec un μ^+ : 1
- nombre d'événements avec un μ^+ attendu : $5,5 \pm 3$

Avec $L = 610$ m et une énergie moyenne de 148 GeV, on obtient la limite suivante sur les oscillations $\nu_{\mu_L} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu_L}$:

$$\sin^2 2\theta \cdot \Delta m^2 < 2,5 \text{ eV}^2$$

Dans une analyse similaire des données prises en 1978/1979, ces nombres deviennent ($E_{vis} > 30$ GeV) :

- événements CC : 64 000
- événements avec 1 μ^+ : 27
- bruit de fond attendu : 31 \pm 5

Le nombre d'événements non "standard" est donc inférieur à 7,5 avec 90 % de niveau de confiance. En terme d'oscillation, cela s'écrit :

$$\frac{N(\bar{\nu}_L)}{N(\nu_L)} < 1,2 \cdot 10^{-4}$$

conduisant à la limite suivante :

$$\sin^2 2\theta \cdot \Delta m^2 < 1,7 \text{ eV}^2$$

4.3.2 - Expérience E701 au FERMILAB

Le désaccord entre les mesures de section efficace totales à $L = 1100$ m (CCFR/FNAL) et $L = 610$ m (CERN + FNAL, 1977) ont conduit la collaboration CCFR à faire une expérience où les flux de neutrinos à deux distances différentes sont mesurés simultanément / 47 / . Le schéma général de l'expérience est représenté sur la figure 9. Le faisceau est un faisceau à bande étroite (énergie des π^+/K^+ sélectionnée à $250 \text{ GeV} \pm 11 \%$) avec une très faible contamination en antineutrino. Chaque détecteur est constitué d'un calorimètre cible suivi d'un spectromètre à muon toroidal. Le détecteur avant a une section de

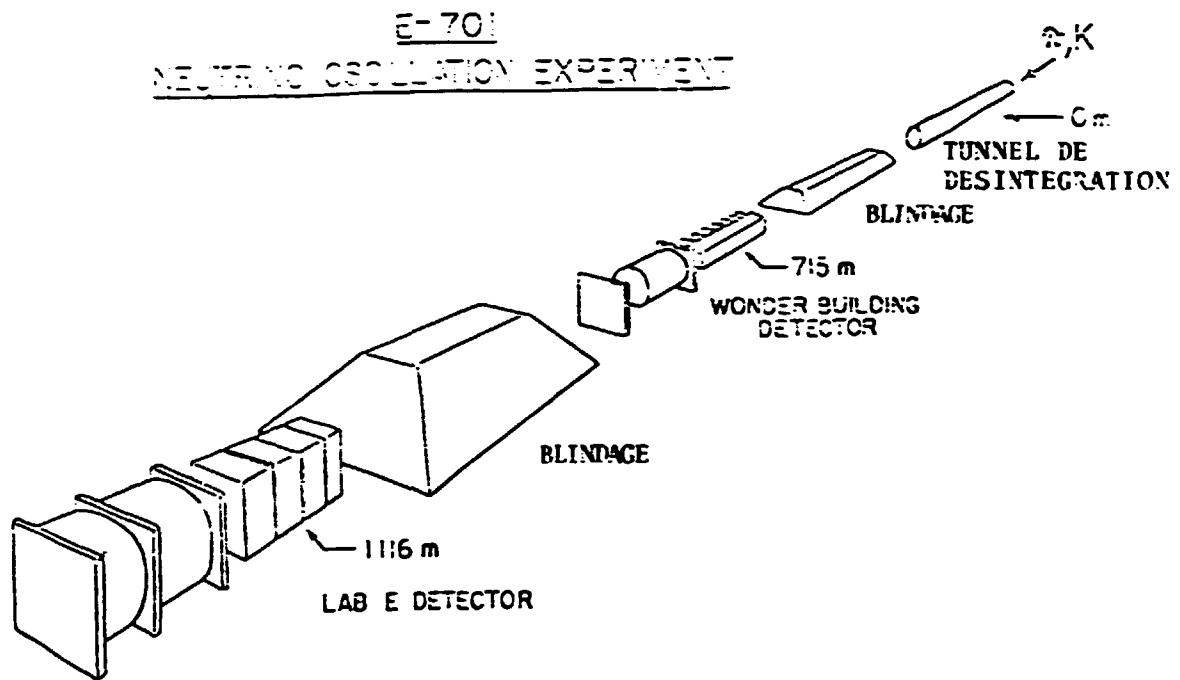


Figure 9 - Schéma de l'expérience d'oscillation neutrino E 701.

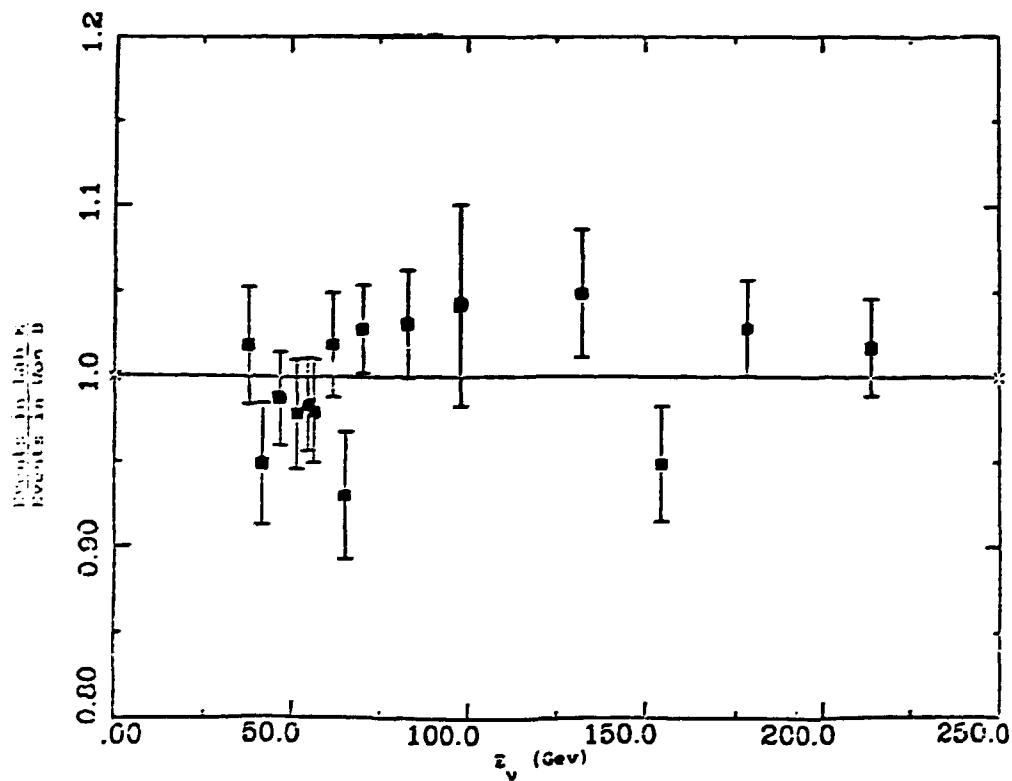


Figure 10 - Rapport des nombres d'événements après correction.

1,5 x 1,5 m² et une masse utile de 108 t tandis que le détecteur arrière a une section de 3 x 3 m² et une masse utile de 444 tonnes. La prise de données a eu lieu en 1982. Après coupures fiducielles et cinématiques, l'échantillon final est constitué d'environ 35 000 événements dans chaque détecteur. Le rapport (corrigé par une étude Monte-Carlo) des nombres d'événements en fonction de l'énergie incidente est représenté sur la figure 10. Les données sont compatibles avec l'absence d'oscillations. Les limites correspondantes dans le plan ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) sont données dans la figure 4 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_x$).

5 - RÉSUMÉ DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. MOTIVATION DE LA PRÉSENTE EXPÉRIENCE

Les limites les plus restrictives sont présentées sur la figure 6.

Aucune expérience n'a, jusqu'à présent, mis en évidence un phénomène d'oscillation d'une manière claire. Les expériences pouvant indiquer des oscillations (neutrino solaire, réacteur de Savannah River, Rugey) souffrent d'une incertitude théorique sur le calcul du flux initial ou du taux d'interaction.

Si l'étude des oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_x$ est très sensible dans les expériences de réacteur, les oscillations de ν_μ n'ont fait que l'objet d'études exclusives (méthode d'apparition) dans le domaine $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Or, il est possible que les couplages les plus importants interviennent entre ν_μ et des neutrinos plus massifs de générations supérieures ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_x \dots$).

Le moyen d'accès à ces couplages est l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ par une méthode de disparition ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$), analogue à celle utilisée à FNAL (à haute énergie). Le "cahier

des charges" d'une telle expérience est donc le suivant (en 1980) :

- Sensibilité aux petites masses : il faut maximiser le rapport $\frac{L}{E}$ en employant un faisceau de ν_μ de faible énergie.
- Efficacité de détection du muon, et grande statistique : l'énergie ne doit donc pas être trop faible ($E_\mu > 1$ GeV) pour pouvoir détecter efficacement le muon dans un détecteur à haute densité (fer).
- Affranchissement du calcul du flux : la méthode la plus correcte est alors d'utiliser deux détecteurs aussi similaires que possible exposés simultanément à un faisceau parfaitement contrôlé.

Il était donc possible d'utiliser le détecteur de la collaboration CDHS pour une telle étude, en profitant de sa structure modulaire pour installer un détecteur avant similaire / 48 /. Le faisceau pouvait être fourni par le synchrotron à protons du CERN (PS) avec la construction d'une nouvelle ligne de faisceau neutrino pointant vers le détecteur existant. Il faut noter que la collaboration CHARM a suivi le même chemin en installant un détecteur avant, profitant ainsi du nouveau faisceau de neutrino disponible au CERN, dans le but d'effectuer une analyse semblable avec un détecteur aux caractéristiques différentes / 49 /.

CHAPITRE III

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

Pour satisfaire au mieux le cahier des charges présenté au chapitre précédent, le principe de l'expérience est le suivant (voir figure 11) :

- i) Le faisceau de neutrinos provient de la désintégration de π et K produits par l'interaction de protons dans une cible. Aucun élément magnétique focalisant n'est installé (comme une corne magnétique, utilisée dans l'expérience BEBC) dans le but de mieux rendre possible la comparaison des flux à deux distances différentes. Dans un tel faisceau, dit à "cible nue", on s'attend à une dépendance du flux en $\frac{1}{L^2}$.

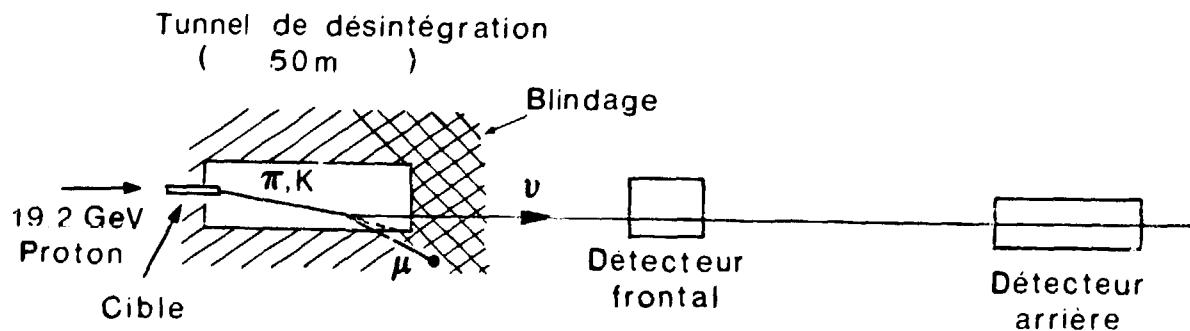


Figure 11

- ii) Les deux détecteurs devant être aussi similaires que possibles, on profitera de la structure modulaire du détecteur de la collaboration C.D.H.S. pour installer un nombre restreint de modules en position avant (voir § 3).
- iii) Le but de l'expérience est de compter le nombre d'événements à courant chargé provenant de ν_μ dans chaque détecteur :



Aux énergies utilisées ($E_\nu \sim 2$ GeV), l'énergie du muon est insuffisante ($E_\mu \sim 1,5$ GeV) pour être mesurée dans le spectromètre du détecteur CDHS (les chambres sont séparées par 50 cm de fer). En revanche, l'échantillonnage par les scintillateurs (12,5 et 5 cm) permet une assez bonne mesure de la longueur de fer traversée par le muon (au moins en projection sur l'axe Z du détecteur). On utilisera donc cette méthode pour "signer" les événements à courants chargés ν_μ . En effet, les différentes interactions ayant lieu dans le détecteur apparaîtront de la manière suivante :

- Courant chargé (CC) :

$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X$, événement long ($E_\mu = 1,5$ GeV correspond à une longueur d'événement dans le fer : $L \approx 1,20$ m)

- Courant neutre (NC) :

$\nu_{\mu, e, \tau} + N \rightarrow \nu_{\mu, e, \tau} + X$, événement court (longueur typique d'une gerbe hadronique : 20-30 cm).

- Courants chargés ν_e ou ν_τ (pouvant provenir de l'oscillation de ν_μ) :

$\nu_e + N \rightarrow e^+ + X$, événement court

$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^+ + X$

↓

$e + \nu_e + \nu_\tau$

$\mu + \nu_\mu + \nu_\tau$

Cette dernière réaction est très fortement réduite par la masse du τ (1,8 GeV). Le seuil de réaction est situé à $E_\nu = 3,1$ GeV et la section efficace reste faible en-dessous de $E_\nu \approx 10$ GeV.

En conclusion, dans le cas de notre faisceau de basse énergie, seuls les événements recherchés apparaîtront comme événements longs ($L > 40$ cm) avec une légère contamination par les courants neutres longs.

D'autre part, la mesure de la longueur de l'événement fournit une quantité très corrélée à l'énergie du neutrino incident, en particulier à cause de la forte proportion ($\sim 50\%$) d'événements dits quasi-élastiques ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu + N$) où le muon emporte presque toute l'énergie du neutrino. En anticipant sur les résultats du Chapitre IV, on peut donner une estimation de cette corrélation par une simulation Monte-Carlo des interactions de neutrinos dans le fer du détecteur dans le cas d'un faisceau de neutrino dont le spectre en énergie est proche de e^{-E_ν} . La figure 12 montre le spectre en énergie des événements en fonction de leur longueur projetée ainsi que la valeur moyenne de cette énergie.

Le dispositif expérimental, présenté sur la figure 13, devait tenir compte de contraintes matérielles : utilisation d'un faisceau de protons du Synchrotron à Protons (PS) et du détecteur existant comme détecteur arrière. Comme il était

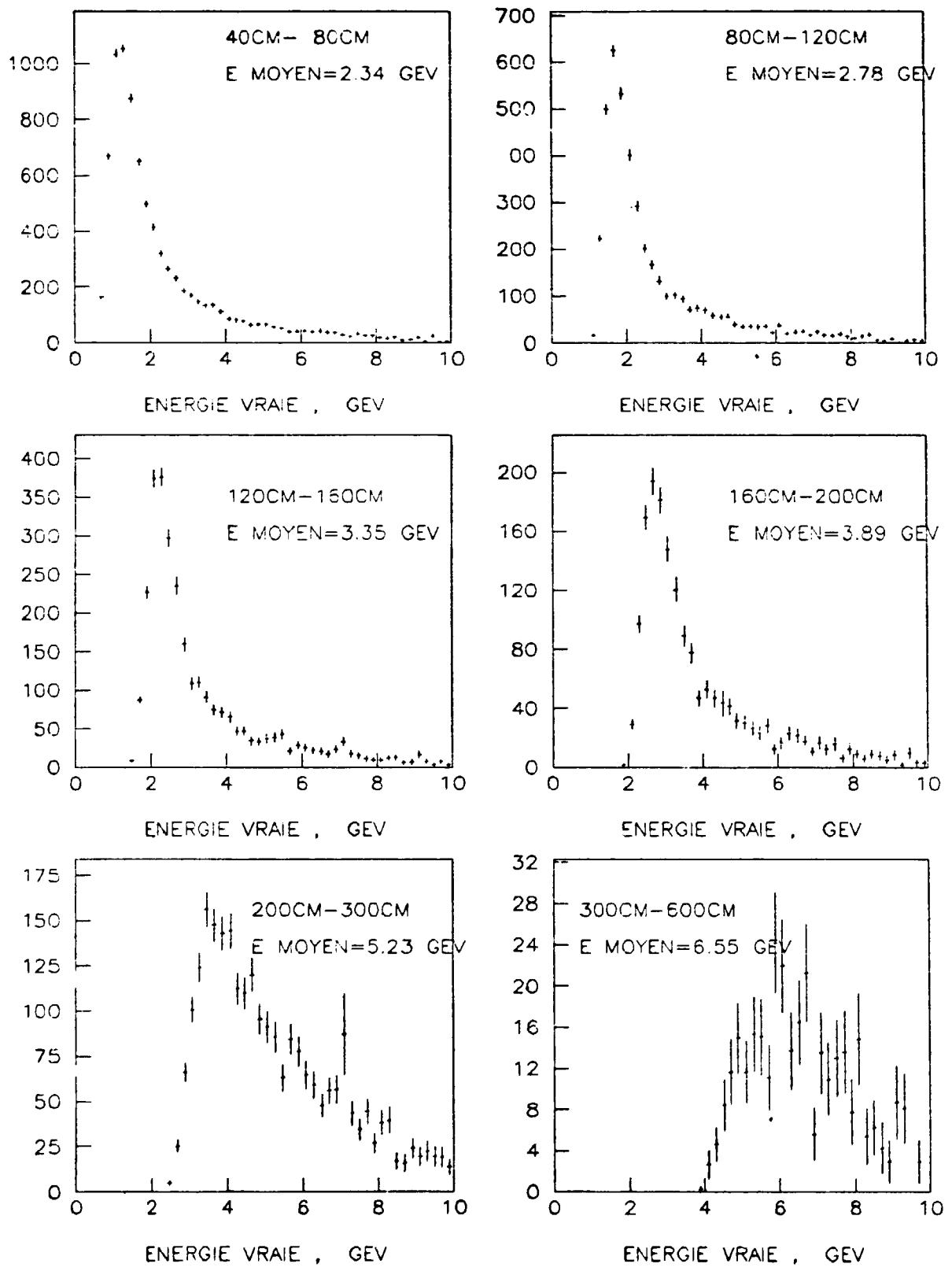


Figure 12 - Spectre en énergie des événements en fonction de la longueur projetée du muon (simulation Monte-Carlo).

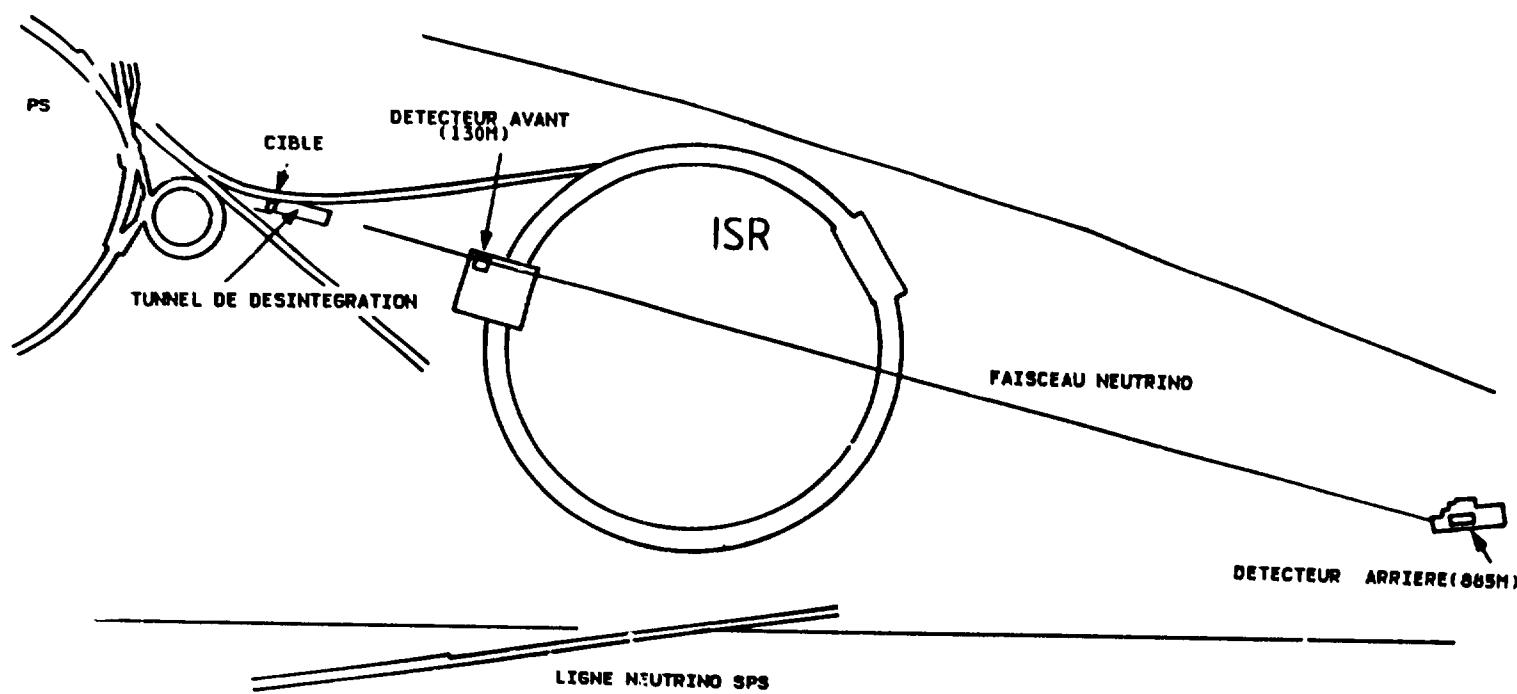


Figure 13 - Schéma général du dispositif expérimental au CERN.

impossible matériellement de réaligner le détecteur arrière (problème de structure du bâtiment). Il a fallu accepter un angle de 22° entre les axes du faisceau et des détecteurs.

Avec une énergie moyenne de 2,5 GeV et une distance $L \approx 880$ m, la sensibilité attendue est donnée par $\sqrt{\frac{2E}{L}} \approx 2$ eV, la longueur d'oscillation à 2,5 GeV étant égale à $L_{osc} = 6,2$ km pour $\Delta m^2 = 1$ eV².

2 - LE FAISCEAU

2.1 - Caractéristiques générales

Les caractéristiques du faisceau de neutrinos sont déterminés par l'énergie du faisceau de protons, la taille de la cible, la géométrie du tunnel de désintégration ainsi que la structure en temps du déversement du faisceau de protons :

- i) L'énergie du faisceau de protons (19,2 GeV) maximise le flux de neutrinos à basse énergie (1 à 2 GeV) et correspond à l'énergie utilisée dans une étude du spectre de particules produites dans les interactions p-béryllium (J. Allaby et al. / 50 /).
- ii) La taille de la cible de béryllium (longueur 0,60 m, diamètre 8 mm) résulte d'un compromis entre la maximisation du flux de π et K (qui demande une cible longue et fine pour permettre aux particules de s'échapper par les côtés) et la volonté d'obtenir une dépendance en $\frac{1}{L^2}$ aussi parfaite que possible. Cette étude a largement fait usage du programme de simulation décrit plus loin.
- iii) La longueur du tunnel de désintégration (50 m) est suffisante pour assurer la désintégration de la plupart des π et K (à 5 GeV, les longueurs de désintégration sont respecti-

vement de 112 m et 14,9 m). Le blindage de 4 m de Fer suivi de 65 m de molasse est largement suffisant pour arrêter tous les muons produits.

iv) La structure en temps du déversement est déterminée par les caractéristiques de l'injecteur du PS : 20 paquets de protons d'environ 10 ns de durée sont déversés sur la cible toutes les 105 ns. La longueur totale du déversement est donc de 2,1 μ s. Cette structure en paquet sera utile pour rejeter les événements non corrélés au faisceau (muons cosmiques).

La figure 14 montre une vue générale de la zone de production des neutrinos. L'axe du tunnel pointe vers un point situé à mi-chemin de CDHS et BEBC qui utilisent le même faisceau.

En fait, le faisceau de neutrinos ne suit pas exactement la loi en $\frac{1}{L^2}$ et les détecteurs présentent un angle solide très différent vus de la cible (voir figure 15a). Si l'on suppose que le flux de neutrinos dépend linéairement de θ^2 (approximation du 1er ordre) et si le détecteur avant est aligné sur l'axe du faisceau, on obtiendra une compensation (en moyenne) de cet effet en décalant le détecteur arrière de θ_0^2 tel que $\theta_0^2 = \frac{1}{2}(\theta_{AV}^2 - \theta_{AR}^2)$, θ_{AV} et θ_{AR} étant les angles sous-tendus par les deux détecteurs (voir figure 15b). Une telle position est aussi proche de celle qui minimise les effets en θ^4 . En conséquence, l'axe du faisceau est décalé de 19 mrd par rapport à l'axe du tunnel et pointe maintenant vers le centre du détecteur arrière de la collaboration CHARM.

2.2 - Surveillance du faisceau

La validité de l'expérience repose en grande partie sur la bonne connaissance du faisceau, nécessitant une surveillance constante du centrage du faisceau sur la cible et de son alignement.

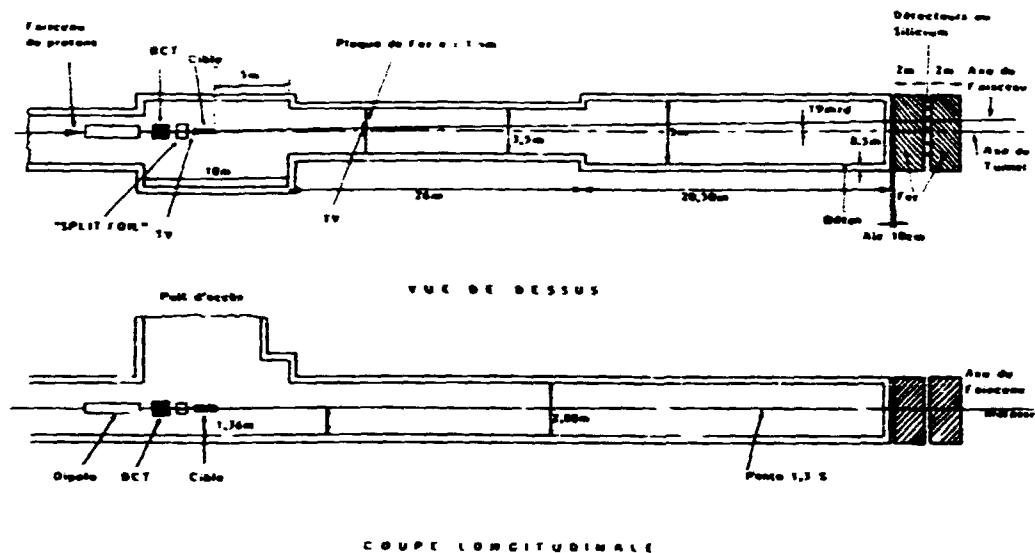


Figure 14 - Schéma de la zone de production et de désintégration des mésons π et K .

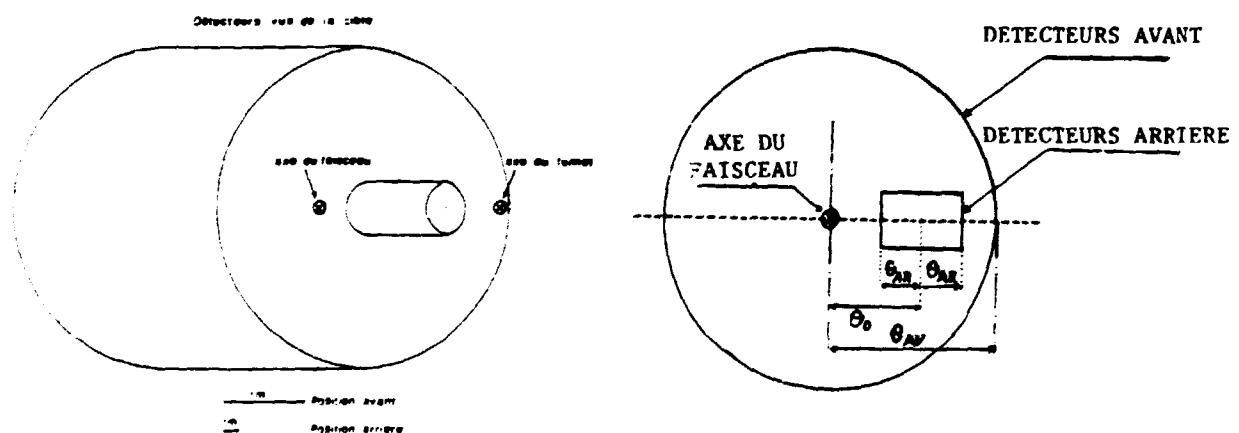


Fig. 16a - Angles solides
sous-tendus par les
déTECTEURS.

Fig. 15b - Représentation schématique des détecteurs vus de la cible. L'angle sous-tendu par le détecteur avant est approximativement θ_{AV} .

A 19,2 GeV, la taille du faisceau au niveau de la cible est de 4 mm (plan horizontal) \times 2,8 mm (plan vertical) avec une émittance $E_H \approx 3 \pi \text{ mm} \cdot \text{rad}$, $E_V \approx 2 \pi \text{ mm} \cdot \text{rad}$, à comparer avec le diamètre de la cible, 8 mm. Le faisceau est centré à l'aide de deux systèmes :

- une feuille de métal séparée en deux devant la cible ("Split foil monitor") traversée à niveau de la coupure par le faisceau qui doit décharger également les deux parties.
- un écran d'alumine permettant de visualiser la tache du faisceau, à l'aide d'une caméra TV.

L'alignement du faisceau de protons utilise en plus un autre écran d'alumine situé environ 10 m en aval de la cible (voir figure 14), sensible aux protons n'ayant pas interagi (25 % d'entre eux). La direction finale du faisceau de protons est assurée par un aimant dipolaire situé 4 m en amont de la cible.

Une autre méthode, pour vérifier l'alignement du faisceau fait appel à la mesure du flux de muons provenant de la désintégration de pions. Cette mesure est faite à l'aide de détecteurs au silicium / 48 /, constitués d'une jonction P-N polarisée en inverse. Lorsqu'un muon traverse la zone de déplétion, la formation de paires électrons-trous provoque un courant de fuite dont l'intensité est alors proportionnelle au flux de muons. La surface et l'épaisseur de la zone de déplétion étant mal connues (respectivement $\approx 10 \text{ mm}^2$ et 350μ) il est nécessaire de les calibrer entre eux pour obtenir la forme du faisceau. Malheureusement, à cause de la cible nue, la différence de flux n'est que de 20 % entre un détecteur situé sur l'axe du faisceau et un détecteur situé sur le bord du tunnel, rendant très difficile tout contrôle de l'alignement du faisceau. D'autre part, à cause de la faible énergie des muons ($\langle E_\mu \rangle \approx 1,5 \text{ GeV}$), ces détecteurs ont été placés dans

5 puits après 2 m de fer (voir figure 14) seulement, qui se sont avérés insuffisants pour protéger ces détecteurs des radiations (neutrons lents détruisant le réseau du silicium) créés par l'interaction des hadrons dans le blindage. En fait, après les deux premiers jours de faisceau, tous les détecteurs ont été endommagés d'une manière irréversible. Seul un détecteur situé dans le puits le plus éloigné de l'axe du faisceau fut utilisé en comparaison avec l'intensité du faisceau de protons. Lorsqu'une partie du faisceau manque la cible, le rapport MUONS/PROTONS diminue de façon sensible. Cependant, ce détecteur seul n'apporte aucune information sur le centrage du faisceau de muons.

L'intensité du faisceau de protons est mesurée à l'aide d'un BCT ("Beam Current Transformer") qui agit comme le secondaire d'un transformateur, le primaire étant constitué par le faisceau lui-même. L'intensité de chaque paquet de 10 ns est enregistrée. Une autre façon de mesurer l'intensité de chaque paquet fait appel à un photomultiplicateur (un scintillateur n'est pas nécessaire, vu le flux) placé dans un des puits destinés au détecteur de muons et relié à un convertisseur analogique-digital rapide (Flash ADC). Cette information, directement reliée au flux de neutrinos, permet en outre de vérifier le centrage du faisceau de protons à l'aide du rapport MU/PROTON. La figure 16 montre l'information disponible en ligne pour l'opérateur chargé de la surveillance du faisceau et du détecteur. Ces informations seront utilisées dans l'analyse hors ligne pour le contrôle de la qualité des données et le calcul du temps mort du détecteur.

2.3 - Programme de simulation

Ce programme est essentiel pour estimer la déviation de la loi de décroissance du flux par rapport à la loi en $\frac{1}{2}$. Les différentes étapes de la simulation sont les suivantes^R:

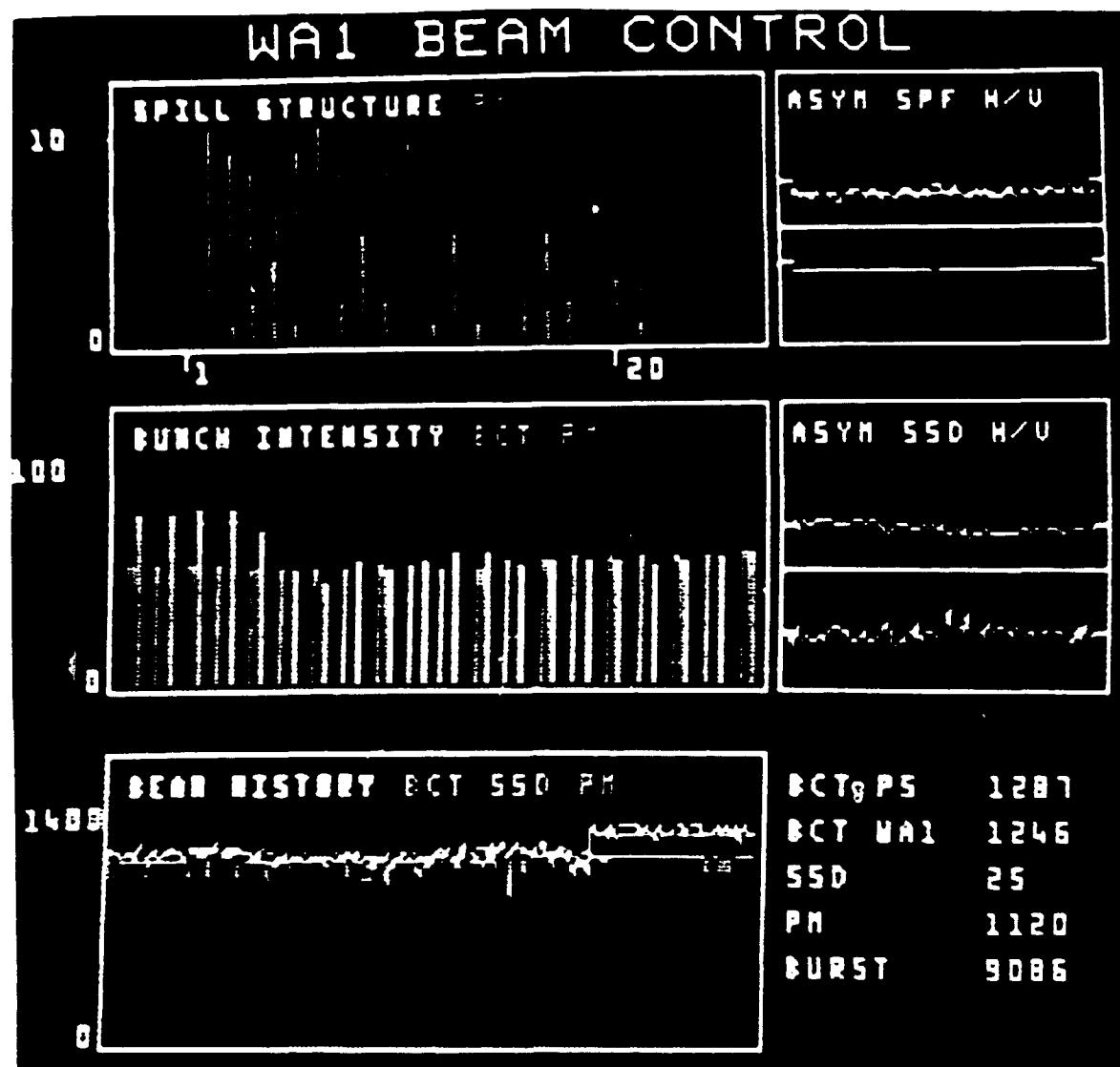


Figure 16 - Informations de contrôle en ligne du faisceau :

- Structure en 20 paquets du faisceau (SPILL STRUCTURE).
- Intensité de chaque paquet mesurée par le BCT (BUNCH INTENSITY).
- Intensité totale du faisceau pour les 50 derniers déversements, mesurée par le BCT et les détecteurs de muons (BEAM HISTORY).
- Qualité du centrage du faisceau sur la cible pour les 50 derniers déversements (ASYM SPF, ASYM SSD).

i) Les protons d'impulsion $P_0 = 19,2$ GeV interagissent dans la cible et les matériaux divers situés dans l'axe du faisceau : écrans de contrôle, air du tunnel de désintégration, béton et fer du blindage. Le nombre de particules produites ($-\alpha K$) par proton qui interagit est paramétrisé de la façon suivante :

$$\frac{d^2N}{dp d\Omega} = \frac{1}{\sigma_a} \frac{d\sigma}{dp d\Omega} = \frac{p^2 \omega(x, p_t)}{2E}$$

où :

σ_a est la section efficace d'absorption des protons (227 mb)

$\omega(x, p_t)$ est la fonction de distribution à une particule invariante de Lorentz avec

$$x = \frac{p_1}{p_{MAX}}, \quad p_{MAX} = P_0 - 1,2 \text{ pour les } \pi$$

$$p_{MAX} = P_0 - 1,8 \text{ pour les } K$$

La forme de ω a été ajustée en utilisant les données disponibles sur les interactions p-Be pour $18,8 < P_0 < 24,0$ GeV (/ 50, 52, 53 /). Une forme analytique acceptable est la suivante :

$$\omega(x, p_t) = a_1 x^d (1 - x^2) e^{-cx^2} (e^{-b_1 p_t^2} + a_2 e^{-b_2 p_t^2}) \quad (3.1)$$

Les valeurs des paramètres sont données dans le tableau 3.

Une autre possibilité consiste à interpoler les tables des sections efficaces de la référence / 50 /, mesurées à partir de 6 GeV seulement alors que l'énergie moyenne des particules secondaires est de 4 GeV. La contribution des particules produites dans les interactions secondaires des protons a été estimée en calculant le flux de neutrinos produits par des protons de 8, 12 et 16 GeV provenant des interactions inélas-

TABLEAU 3

Parti-cule	a ₁	a ₂	b ₁	b ₂	c	d	$\chi^2/d.f.$	Commentaires
π^+	0,894 (0,080)	0,414 (0,041)	8,34 (0,48)	2,54 (0,06)	5,72 (0,12)	-0,02 (0,06)	3,43	Ajustement normal
	0,588 (0,042)	0,443 (0,086)	9,27 (0,46)	2,59 (0,06)	5,14 (0,09)	-0,35 (0,03)	4,55	Point à 1 GeV forcé
π^-	0,392 (0,045)	0,352 (0,084)	6,94 (0,58)	2,18 (0,17)	6,91 (0,15)	-0,29 (0,07)	3,48	Ajustement normal
	0,229 (0,019)	0,394 (0,086)	7,62 (0,71)	2,21 (0,16)	6,16 (0,10)	-0,68 (0,03)	4,60	Point à 1 GeV forcé
K^+	0,0533 (0,0072)	0,209 (0,119)	3,91 (0,31)	1,91 (0,31)	3,75 (0,21)	-0,16 (0,07)	4,01	Ajustement normal
K^-	0,0803 (0,0281)	0,398 (0,436)	5,80 (1,47)	2,18 (0,71)	12,30 (0,28)	0,62 (0,13)	7,86	Ajustement normal

Résultats de l'ajustement de la fonction de distribution à une particule $\omega(x, p_t)$. Deux types d'ajustement ont été effectués. Lorsque le point à 1 GeV est "forcé", on contraint ω à reproduire exactement les données expérimentales pour $p_t = 1$ GeV.

tiques des protons primaires de 19,2 GeV. La contribution de chacune de ces trois énergies a été ensuite ajustée à l'aide des sections efficaces de production de protons. L'absorption des secondaires a été paramétrisée par des longueurs d'absorption dépendant (peu) de l'énergie.

ii) La géométrie exacte du tunnel de désintégration a été simulée. Pour améliorer l'efficacité du programme, seul un domaine "efficace", limité en (θ^*, ϕ^*) dans le repère du centre de masse du π (ou K), est utilisé pour engendrer les désintégrations à deux corps. Cette méthode s'est avérée nécessaire pour connaître le rapport des flux aux positions arrière et avant avec une précision inférieure au pour cent.

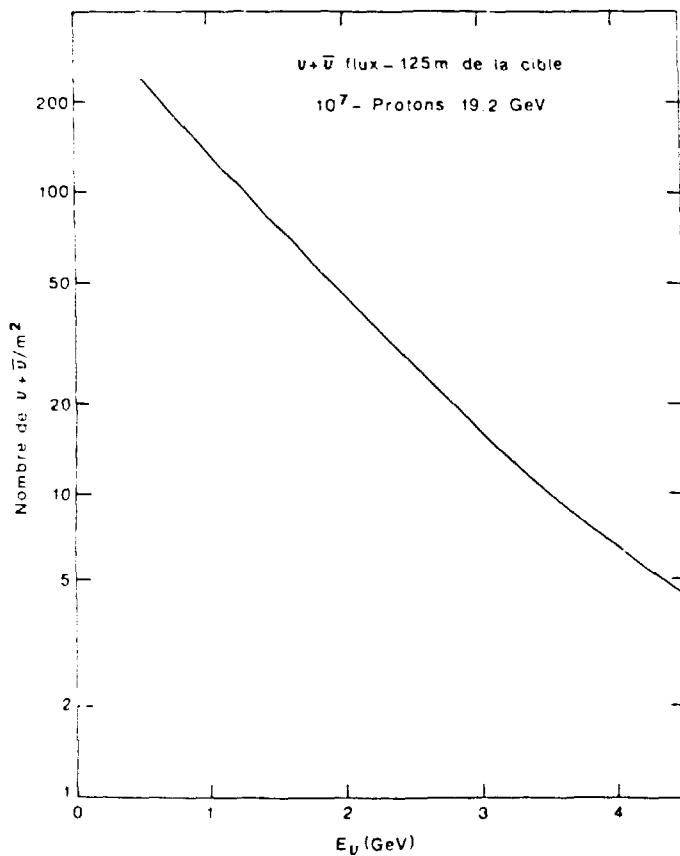
Les caractéristiques du faisceau sont décrites dans le tableau 4. Le spectre en énergie est donné sur la figure 17. Il peut être paramétrisé simplement par une exponentielle :

$$\frac{\phi}{v + \bar{v}} \approx 400 e^{-\frac{F}{v}} \cdot N_p (v + \bar{v}) / m^2 / \text{GeV}$$

où N_p est le nombre de protons incidents.

TABLEAU 4 - Caractéristiques du faisceau au niveau du détecteur avant.

Energie GeV	v_{K^+}/v_{π^+}	v/\bar{v}	Contribution des interactions secondaires des protons dans la cible (%)
0,5 - 0,75	0,0025	1,8	16,0
0,75 - 1,00	0,0085	1,9	13,4
1,00 - 1,50	0,040	2,0	10,0
1,50 - 2,00	0,124	2,15	8,5
2,00 - 2,50	0,263	2,30	7,0
2,50 - 3,00	0,531	2,46	6,5
3,00 - 4,00	1,094	3,11	5,5
4,00 - 5,00	3,03	3,93	3,0
> 5,00	34	8,85	< 1,0



Spectre en énergie du faisceau au niveau '1 détecteur avant dans un carré 2 m x 2 m centré sur l'axe du faisceau.

Figure 17

Les figures 18.a et 18.b montrent l'influence de la longueur de la cible sur la valeur du rapport des flux de neutrinos. L'absorption des pions secondaires émis à petit angle peut expliquer la petite valeur du rapport (< 0,90) pour la cible longue de 1,20 m. Ceci a motivé l'utilisation de la cible courte de 60 cm. On remarque sur la figure 18.a que le rapport des flux dépend peu des sections efficaces utilisées et est déterminé par les processus d'absorption dans la cible. On peut étudier théoriquement l'influence des sections efficaces de production à l'aide de la formule (3.1). En effet, la divergence du faisceau de parents (π, K) est déterminée par la dépendance en p_t^2 donnée en (3.1). Au premier ordre en θ^2 , il vient, après développement des exponentielles :

$$p_t^2 \approx \theta^2 p^2 \text{ et } \frac{d^2 N}{dp d\theta} \approx \alpha \theta (1 - \theta^2) p^2 \frac{b_1 + a_2 b_2}{1 + a_2}$$

α étant une constante indépendante de θ .

Par suite, le nombre de π à énergie E_π produits à un angle $\theta < \theta_0$ est donné par :

$$N_\pi(\theta_0) = \alpha \theta_0^2 (1 - \theta_0^2 \cdot E_\pi^2 \frac{b_1 + a_2 b_2}{1 + a_2})$$

au premier ordre en θ_0^2 , que l'on peut écrire sous la forme :

$$N_\pi(\theta_0) = \alpha \theta_0^2 \left(1 - \frac{\theta_0^2}{\sigma_p^2}\right) \text{ avec } \sigma_p = \frac{1}{E_\pi} \sqrt{\frac{1 + a_2}{b_1 + a_2 b_2}}$$

σ_p caractérise la divergence du faisceau de pion.

En moyenne, $E_\pi = 4$ GeV conduisant à $\sigma_p = 100$ mrd. Cette valeur peut être comparée aux acceptances angulaires des détecteurs, $\theta_0 \approx 20$ mrd pour le détecteur avant et $5 < \theta_0 < 13$ mrd pour le détecteur arrière. La correction est donc inférieure à 4 % et l'effet doit s'annuler dans le rapport des flux à cause du "décentrage" du détecteur arrière.

De même, la désintégration introduit une dispersion en angle $\sigma_D = \frac{m}{E_\pi}$. Pour $E_\pi = 4$ GeV, $\sigma_D \approx 35$ mrd et l'effet dominant est celui de la production. Pour les K, les deux effets sont comparables ($\sigma_p = 132$ mrd et $\sigma_D = 125$ mrd pour $E_K = 4$ GeV) et conduisent à une correction faible mais croissant avec l'énergie. L'effet combiné de la production et de la désintégration est donné sur la figure 18 b par le flux obtenu en supprimant l'absorption dans la cible et les contraintes sur la longueur de désintégration provenant des murs du tunnel.

La figure 18.c montre plus quantitativement l'influence de l'absorption dans la cible. De plus, il faut tenir compte d'éventuels mauvais centrages du faisceau sur la cible, qui

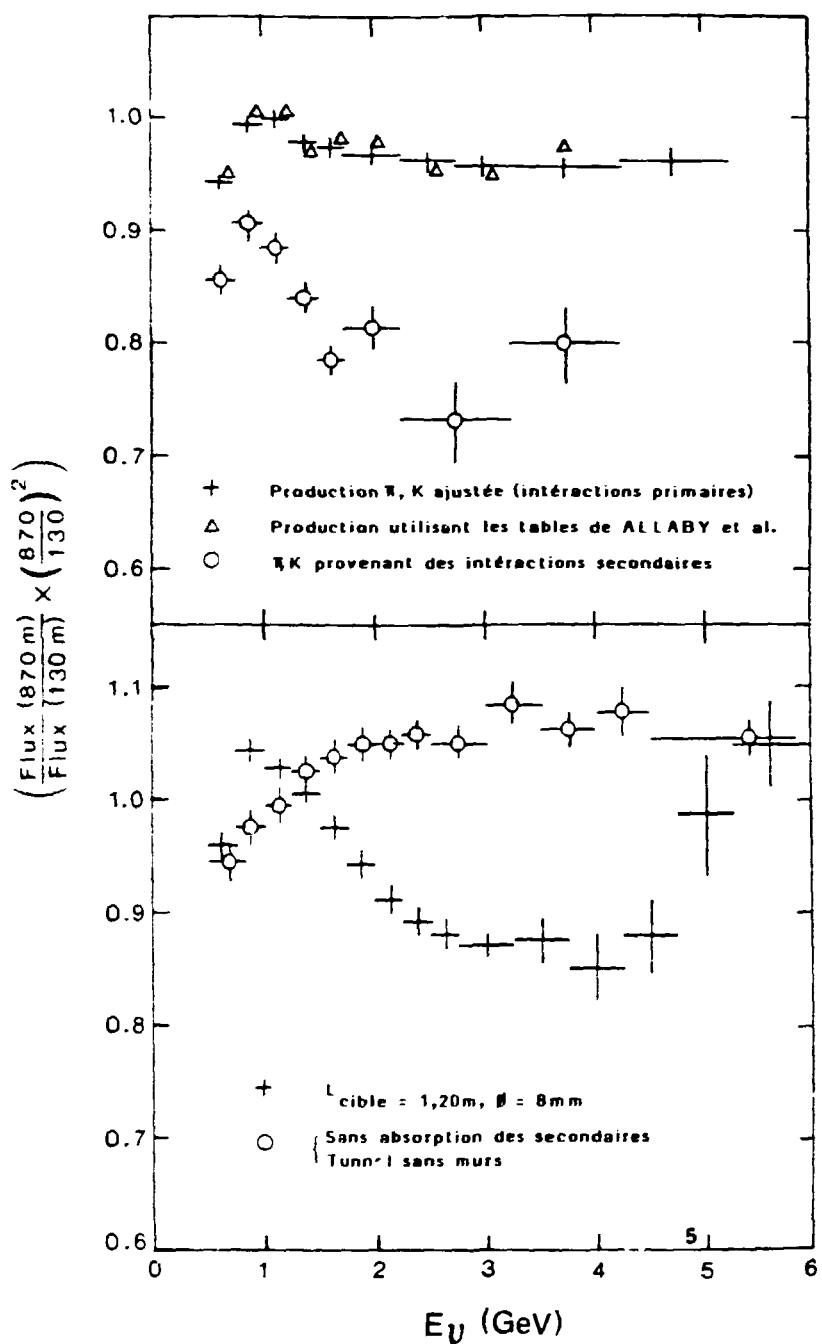


Figure 18.a - Influence du spectre de production des mésons sur le rapport des flux, corrigés des acceptances géométriques des détecteurs. Ces résultats proviennent d'une simulation Monte-Carlo avec une cible de longueur 60 cm.

Figure 18.b - Influence de l'absorption des mésons dans la cible. Les points (+) proviennent d'une simulation complète qui inclut l'absorption des π , K .

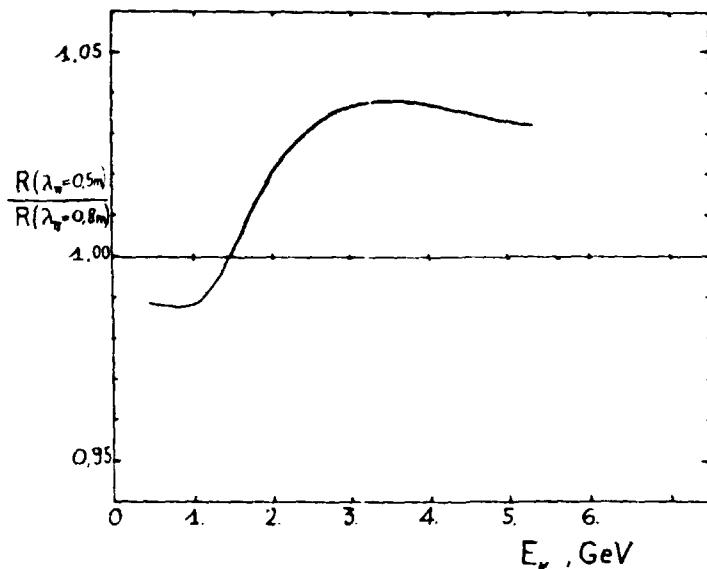


Figure 18.c - Variation relative du rapport des flux de neutrinos lorsqu'on passe d'une longueur d'absorption $\lambda_\pi=0,8 \text{ m}$ à $\lambda_\pi=0,5 \text{ m}$. La simulation est faite pour une cible de 60 cm.

changent le parcours des $\pi(K)$ dans la cible. On estimera à 3 % l'erreur systématique provenant des effets d'absorption. L'erreur due à notre méconnaissance de la contribution des interactions secondaires sera estimée au chapitre VI.

Le flux de neutrinos, en fonction du rayon (au niveau du détecteur avant), est représenté sur la figure 19. La forte dépendance à faible énergie ($E_\nu < 1 \text{ GeV}$) provient des effets des murs du tunnel de désintégration.

3 - LES DÉTECTEURS

Le détecteur de la collaboration C.D.H.S. a déjà été présenté dans son ancienne configuration / 54 /. Depuis, un nouveau type de module a été construit, principalement dans le but d'améliorer la résolution de la mesure de l'énergie

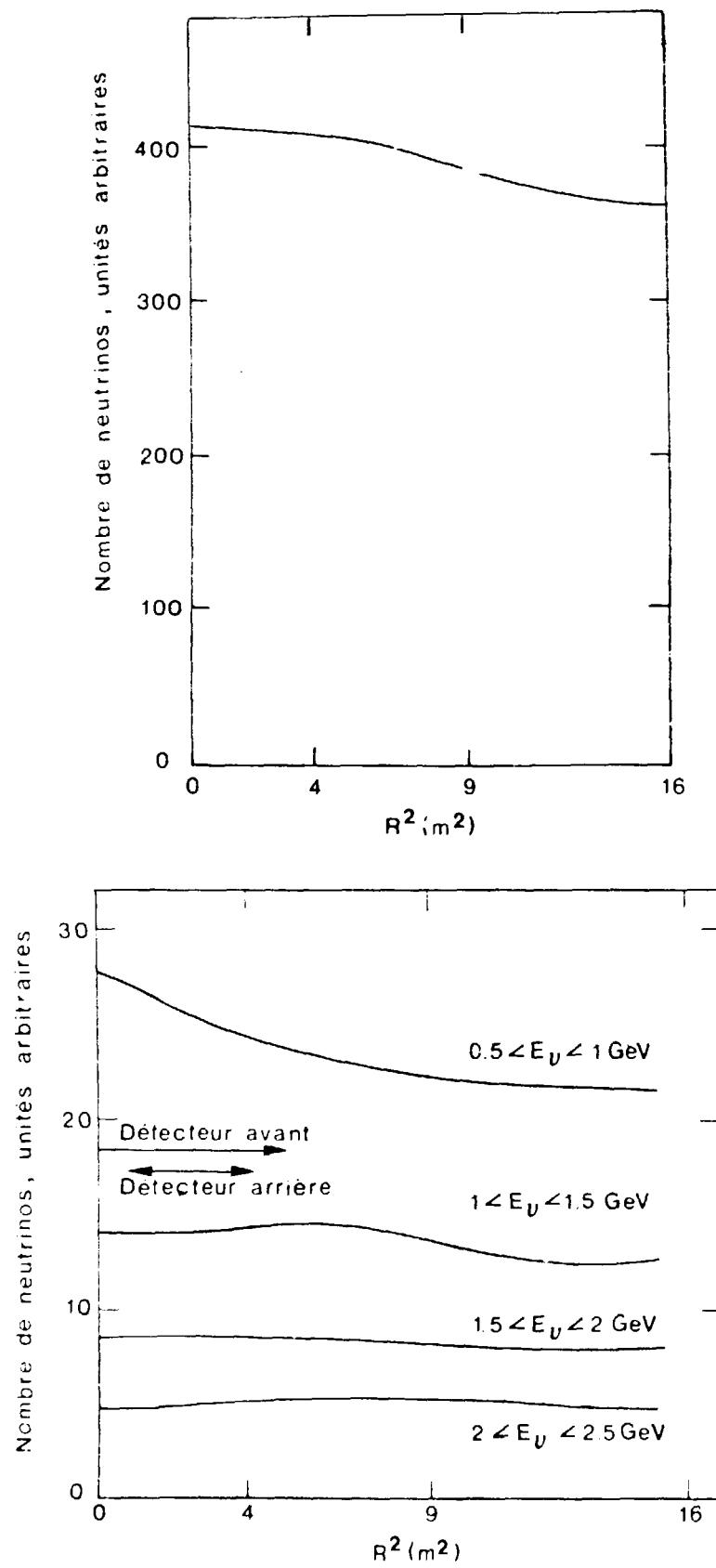


Figure 19 - Flux de neutrinos en fonction de la distance à l'axe du faisceau au niveau du détecteur avant.

hadronique dans les interactions de diffusion profondément inélastique de neutrinos. En fait, dans la présente expérience, seule la résolution spatiale des scintillateurs est utilisée. D'autre part, au vu de la longueur attendue des traces (de l'ordre de 1 m), les chambres à dérives n'ont pas été utilisées.

3.1 - Le détecteur arrière

Il est constitué de 10 modules du type nouveau (type I) de 5 modules du type II (ancien type) et de 6 modules du type III (figure 20) :

i) Les modules de type I (figure 21) sont constitués de 4 plans de 24 lattes de scintillateurs alternativement horizontales et verticales. Chaque latte de 15 cm de large est en fait une "fourchette" de 5 lattes séparées par 2,5 cm de fer et reliées à un même guide de lumière et au même photomultiplicateur. Par suite, l'échantillonnage en profondeur (en z) n'est que de 12,5 cm de fer tandis que la résolution spatiale en x et y est de l'ordre de 15 cm.

Les signaux gauches et droits (ou haut et bas) sont sommés dans un tiroir électronique ("mixeur"). 20 % du signal est utilisé pour la logique de déclenchement (Trigger). Les 80 % restant sont amplifiés (gain \approx 30) et la charge obtenue est mesurée dans des convertisseurs analogique-digital (ADC). Grâce à l'amplification, le signal correspondant à une particule (muon) au minimum d'ionisation passant au centre du détecteur (par définition égale à un n.e.p.^{*}) est de l'ordre de 90 pC, situé au milieu de la caractéristique quadratique des ADC (qui saturent à 250 pC). Ceci garantit une bonne mesure des faibles charges et une bonne efficacité de chaque canal au passage d'un muon, ce qui est essentiel pour l'expérience. En revanche, cela ôte toute possibilité de mesure de l'énergie, ce qui était difficilement possible à de si basses énergies à cause de la résolution (de l'ordre de 40 % à 2 GeV).

* n.e.p. : nombre de particules équivalentes.

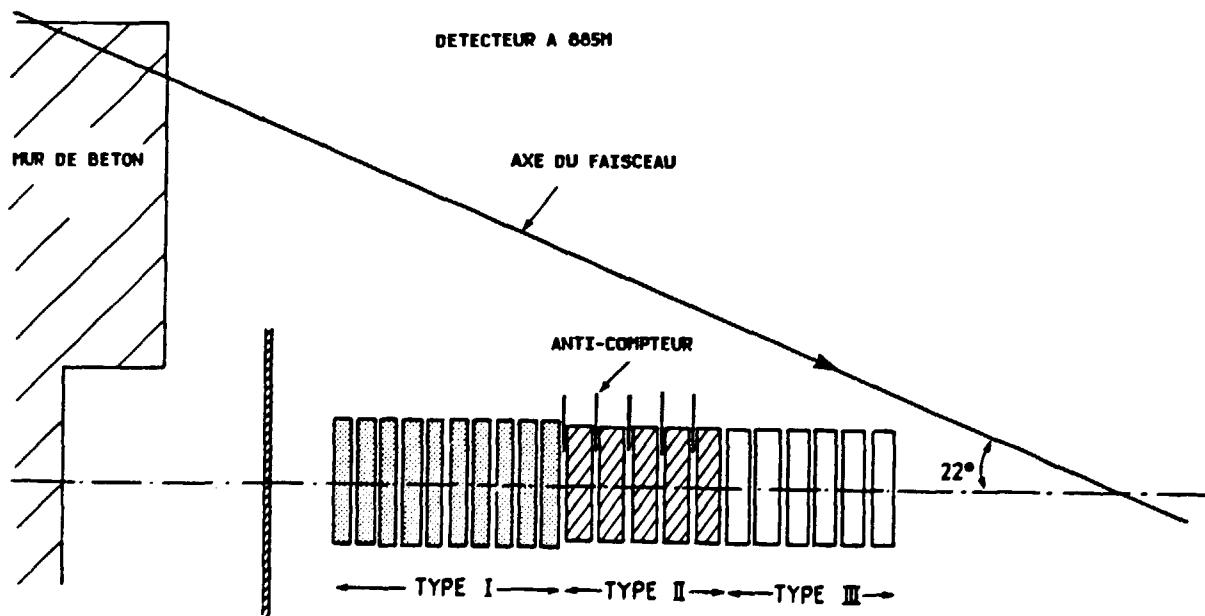
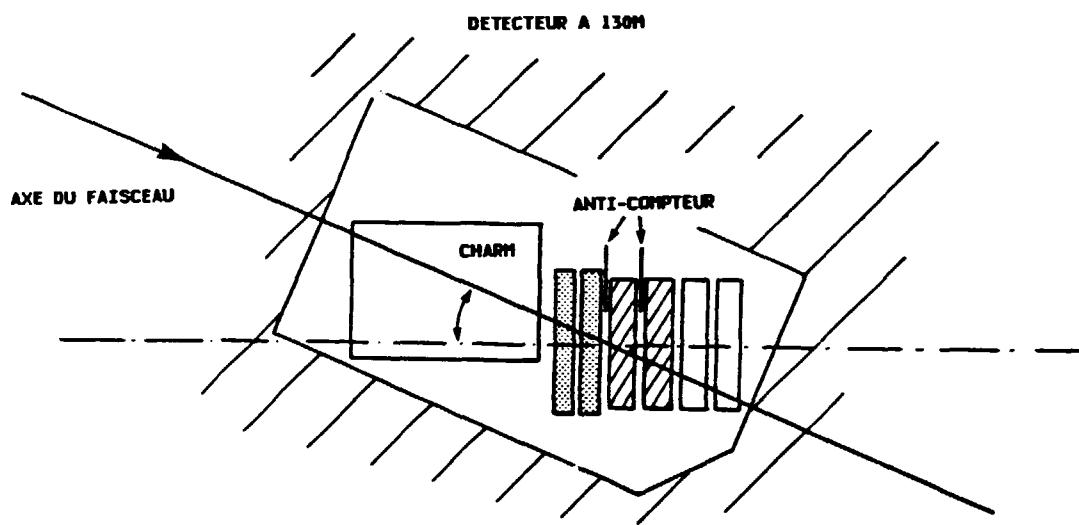


Figure 20 - Dispositions des détecteurs avant et arrière.

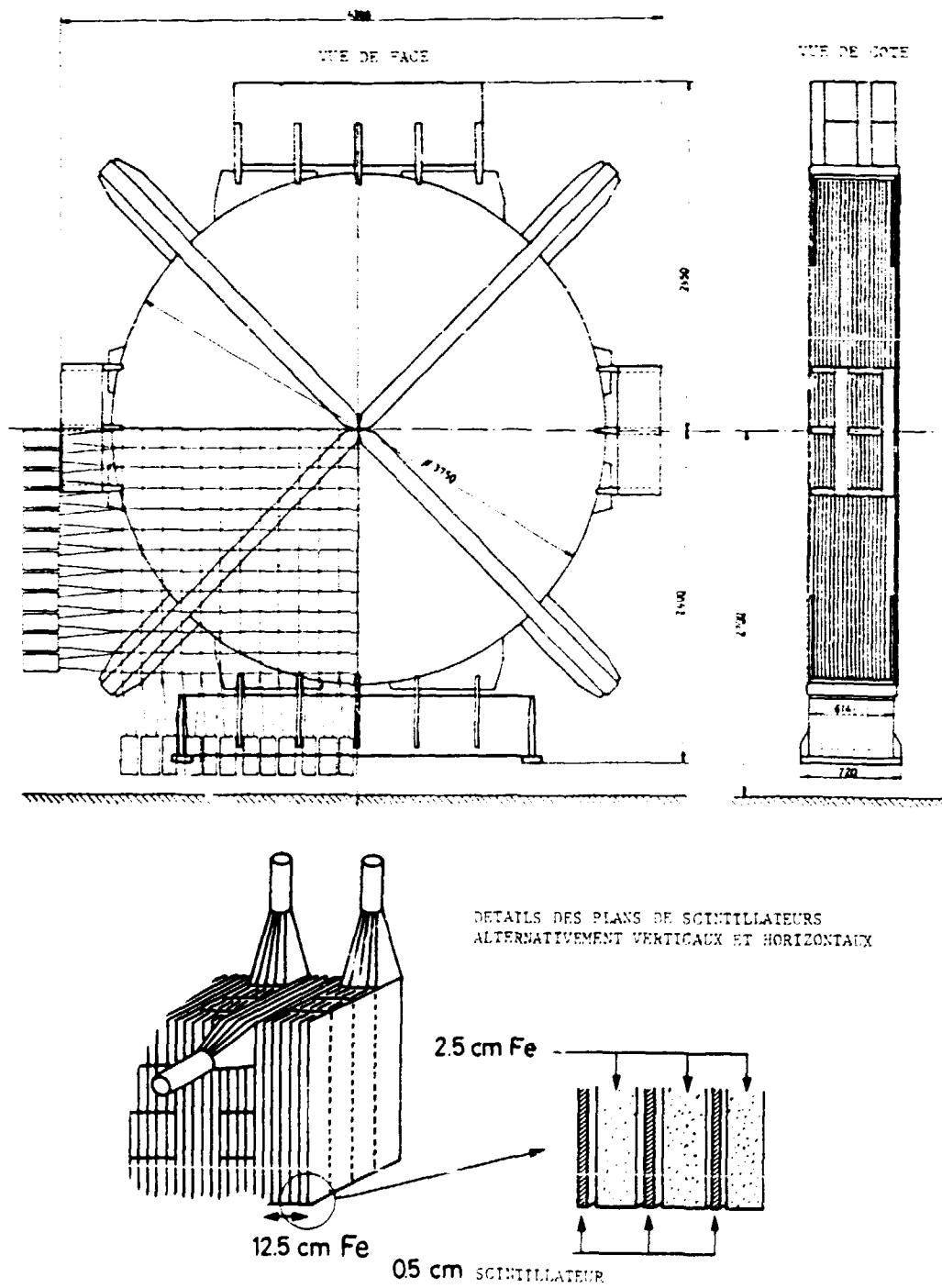


Figure 21 - Module de type I.

ii) Les modules de type II (figure 22) sont constitués de 15 plans de scintillateurs séparés par 5 cm de fer. Chaque plan est formé de 8 lattes de 44 cm de largeur et de 6 mm d'épaisseur. La lecture des charges est faite de manière équivalente à celle des modules de type I. On peut remarquer que la partie du signal qui, dans les prises de données normales, était utilisée pour les mesures des très grandes charges qui saturent les ADC directs ou pour estimer la position de la gerbe par comparaison des charges droites et gauches, est maintenant utilisée pour la logique de déclenchement. En conséquence, il n'y a pas d'information sur la position transversale (en x) des événements dans les modules de types II et III.

iii) Les modules de type III (figure 22) sont similaires aux modules de type II, mais avec un échantillonnage de 15 cm de fer au lieu de 5 cm. Ces modules n'ont pas été inclus dans le trigger et ne servent qu'à déterminer le point d'arrêt des muons produits dans les modules de types I et II.

La calibration de chaque canal (PM + MIXER + ADC) consiste à déterminer la charge correspondant à un n.e.p. en utilisant les muons cosmiques enregistrés entre les déversements de faisceaux. Il était aussi possible de vérifier rapidement le bon fonctionnement de chaque canal en injectant une quantité de lumière connue dans des fibres optiques reliées au guide d'onde connecté au photomultiplicateur.

Cette calibration fait appel à un laser à azote pour le détecteur arrière, qui est en fait à la base d'un système de calibration complète de chaque canal qui ne sera pas utilisé dans cette expérience.

3.2 - Le détecteur avant

C'est un modèle réduit du détecteur arrière (figure 20), constitué de deux modules de type I, 2 modules de type II et 2 modules de type III. Le laser est ici remplacé par une lampe

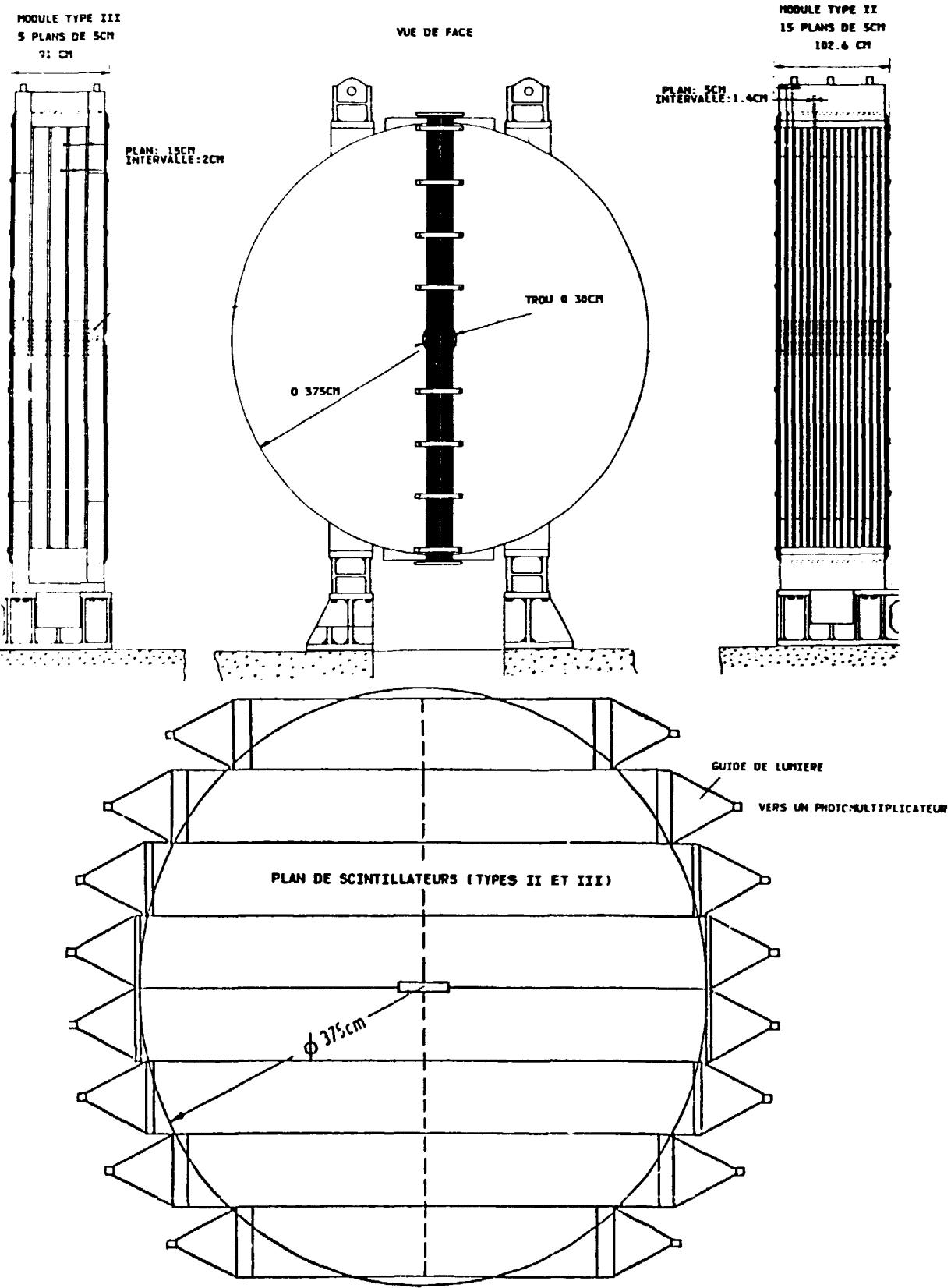


Figure 22 - Modules de types II et III.

à flash (décharge électrique dans une atmosphère d'azote), stable à mieux que 10 %, ce qui est suffisant pour vérifier le bon fonctionnement de chaque canal.

3.3 - Le système d'acquisition en ligne

L'acquisition en ligne fait appel à un ordinateur NORD10S (NORKS DATA) situé près du détecteur arrière et à un microprocesseur MOTOROLA M68000 (situé au détecteur avant) pourvu d'une interface CAMAC / 55 / et relié au NORD 10 par une liaison câblée de 1,6 km. Le microprocesseur opère comme "esclave" de l'ordinateur NORD : le NORD envoie une requête au microprocesseur qui, en retour, exécute l'action CAMAC correspondante et renvoie le résultat à la demande du NORD. En fait, pour le programmeur, le microprocesseur se comporte comme un contrôleur de branche supplémentaire.

L'avantage d'un tel système réside dans la parfaite coordination de l'acquisition des événements des deux détecteurs :

- l'acquisition est en fait effectuée par le NORD seul pour les deux détecteurs et les données sont écrites sur la même bande.
- tout problème (Hardware ou Software) dans un des deux systèmes provoque l'arrêt de l'acquisition pour les deux détecteurs.

Ces avantages simplifient donc énormément les problèmes de calibration relative par rapport au faisceau, qui se limiteront aux mesures de temps morts, différents pour les deux détecteurs.

3.4 - La logique de déclenchement

L'identité des conditions de déclenchement pour les deux détecteurs est une nécessité pour l'expérience. La seule

manière de remplir cette condition est d'avoir deux "triggers" efficaces à 100 % pour des événements de longueur supérieure à une certaine limite, de l'ordre de 40 cm (longueur au-delà de laquelle la contribution des gerbes hadroniques devient négligeable).

On définit un "plan" de Trigger de la manière suivante :

- un plan de scintillateurs pour les modules de type I (12,5 cm de Fer),
- somme des trois plans de scintillateurs pour les modules de type II (3 x 5 cm de fer).

Le signal de chaque "plan" de trigger est ensuite amplifié. Si ce signal est plus élevé que le seuil d'un discriminateur ($\sim 1/6$ du niveau correspondant à un muon), un bit correspondant à ce plan est mis dans une unité de mémoire accessible par l'ordinateur en ligne ("Memory Logical Unit" (MLU) de Lecroy *). La logique de déclenchement est définie par software : une condition raisonnable, réalisant un compromis entre les déclenchements parasites et la sensibilité aux événements courts, est la coïncidence de trois "plans" à partir de quatre adjacents. Le schéma de cette logique par le détecteur arrière est donné par la figure 23.

L'acceptance théorique de ce trigger peut être calculée en supposant par exemple une inefficacité d'un plan de trigger au passage d'un muon égale à $\varepsilon = 3 \%$. Lorsque le muon ne traverse qu'un nombre n parmi les cinq palettes d'un plan de type I, cette inefficacité est alors de $< \varepsilon \times \left(\frac{5}{n}\right)^2$. Les courbes théoriques d'acceptance moyenne en fonction de la longueur de l'événement sont données sur la figure 24.

En fait, les inefficacités mesurées avec les données sont inférieures à 2 % pour les deux détecteurs, ce qui garantit une pleine acceptance pour des longueurs d'événements supérieures à 45 cm.

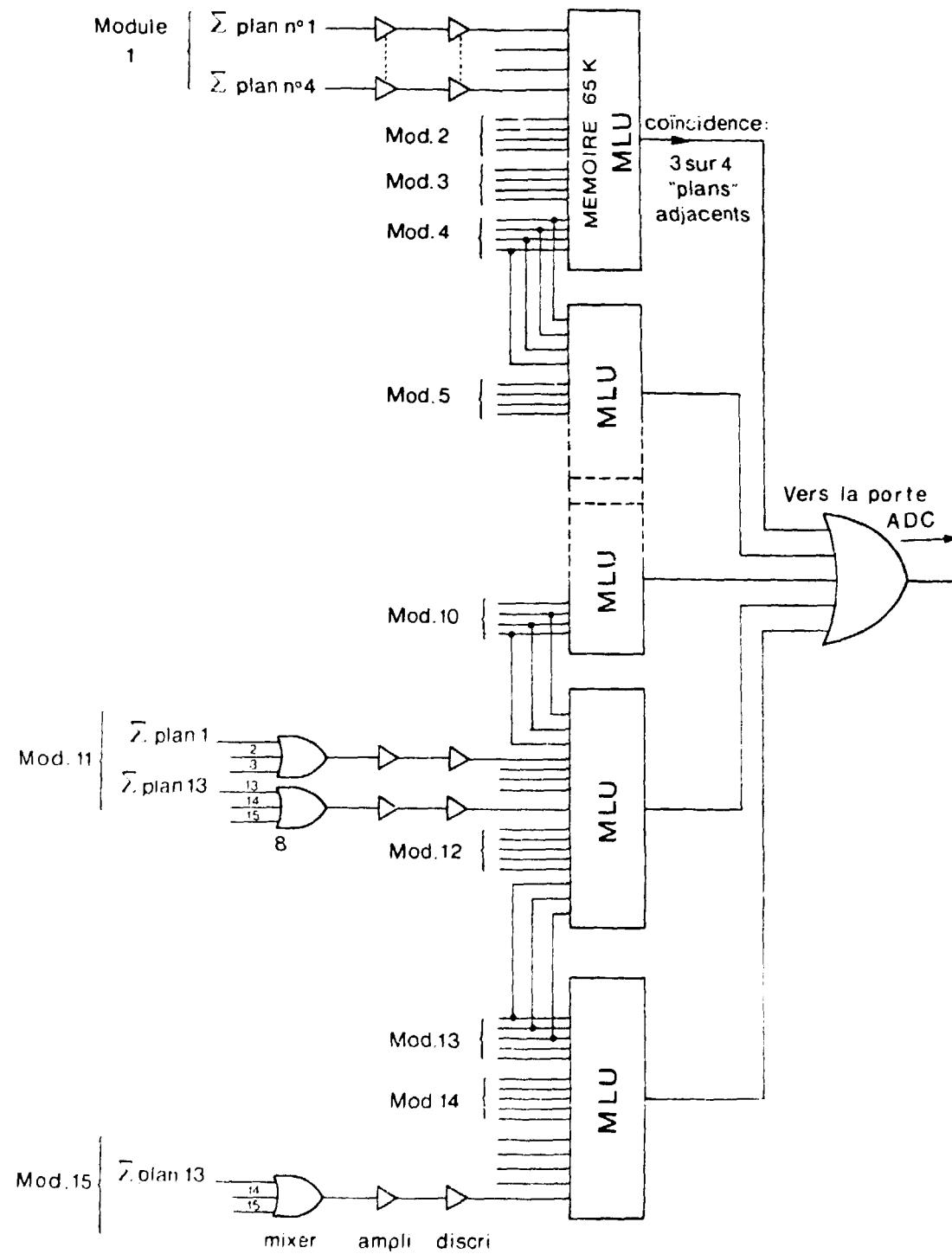


Figure 23 - Logique de déclenchement (détecteur arrière).

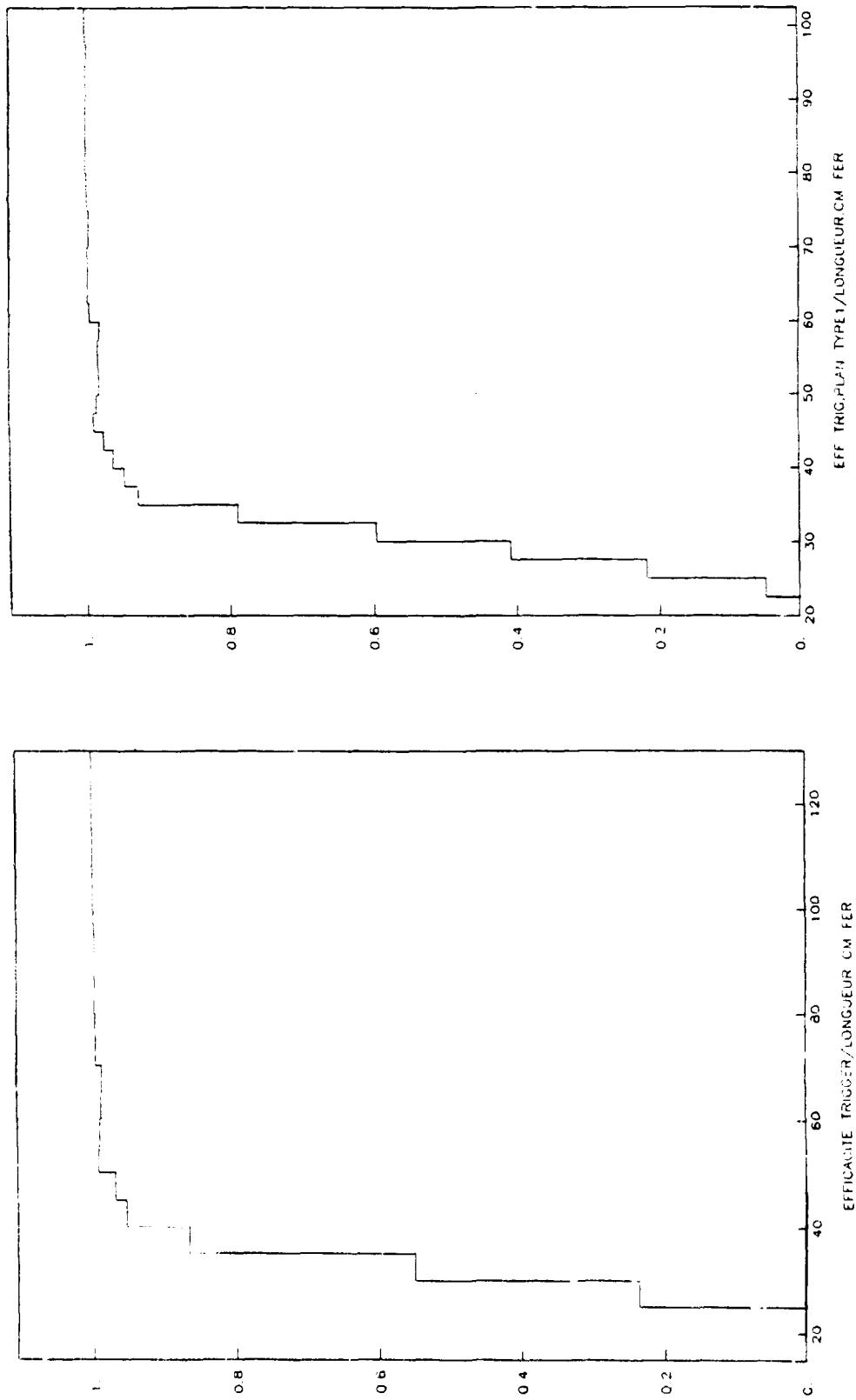


Figure 24 - Acceptance du trigger.

Dans la pratique, l'analyse de toutes les configurations de plan dans le détecteur dure environ 100 ns. C'est pourquoi ce trigger est en fait précédé d'un "prétrigger" rapide demandant une coïncidence de trois plans (de trigger) n'importe où dans le détecteur. Un prétrigger déclenche l'analyse des MLU. Si la condition de trigger est remplie, l'événement est accepté. Le temps de conversion des ADC étant de 3 μ s, le détecteur est inopérant pendant le reste de la porte faisceau.

3.5 - Mesure du temps mort des détecteurs

Le calcul du temps mort de chaque détecteur fait appel à un convertisseur temps-digital (multi TDC) qui enregistre les temps d'arrivée des prétriggers et triggers ainsi que les débuts et fins d'analyse des MLU, et les débuts et fins de conversion des ADC. Le temps mort d'un détecteur, qui détermine la fraction du faisceau pendant laquelle le détecteur est "inactif" est donné par le rapport :

$$\text{Temps mort} = \frac{\int dt O(t) \times I(t)}{\int dt I(t)}$$

où

$I(t)$ est l'intensité du faisceau (mesurée par le BCT et le "Flash ADC")

$O(t) = 0$ si le détecteur est "actif"

$O(t) = 1$ si le détecteur est "occupé"

$O(t)$ est déduite de l'analyse du multi TDC. L'intégrale porte sur la durée de la porte de déversement du faisceau. Les taux d'événements attendus étant différents pour les deux détecteurs, les temps morts seront différents : Pour le détecteur avant, on s'attend à un événement tous les 6 déversements. Ce détecteur perdra donc en moyenne 1/2 déversement tous les 6 déversements conduisant à un temps mort de $\sim 8,5\%$ (plus la contribution, petite, des prétriggers). Pour le détecteur arrière, le temps mort dépend du nombre d'événements d'origine cosmique et des prétriggers, mais n'excèdera pas 3 %.

Une autre mesure du temps mort, utilisée pour la porte hors faisceau (cosmique) consiste à compter le nombre de triggers non acceptés (c'est-à-dire pendant le temps mort).

3.6 - Sources de bruit de fond

Les événements susceptibles de déclencher le trigger et non associés à un neutrino dans le détecteur sont de deux types :

- les muons cosmiques,
- les muons provenant d'interactions neutrino dans la matière entourant les détecteurs.

Le taux de muons cosmiques est très différent pour les deux détecteurs :

- environ un cosmique tous les 240 déversements de faisceau pour le détecteur avant (comparé à un événement neutrino tous les six déversements) ;
- un événement cosmique tous les 60 déversements par le détecteur arrière (comparé à 1/75 pour les événements neutrino).

La réjection des événements cosmiques utilise les procédés suivants :

- i) Le vertex doit se trouver à l'intérieur d'un volume fiduciel défini comme suit :
 - Longitudinalement : $Z >$ plans n° 2.
 - Rayon $< 1,60$ m pour les modules de type I.
 - Verticalement : $|y| < 3 \times$ largeur d'une palette de scintillateur pour les modules de type II (exclusion des événements commençant dans les scintillateurs extrêmes).
- ii) La pente (dans le plan vertical) du muon reconstruit doit être inférieure à 0,5.
- iii) L'événement doit être corrélé en temps avec les déversements de faisceau (utilisation de la sous-structure du déversement).
- iv) Le taux de cosmiques non rejeté par ces coupures peut être estimé en enregistrant des événements dans une porte entre les déversements de faisceau.

Le bruit de fond provenant des muons créés dans la matière environnante, donc corrélés au faisceau, peut être estimé théoriquement. Le flux de muons créés dans le mur devant le détecteur avant ou dans le détecteur CHARM (voir figure 20). et pénétrant dans notre détecteur, est de l'ordre de grandeur du flux de muons créés dans notre détecteur et s'en échappant. Pour 100 000 événements créés dans les deux derniers mètres de fer, on s'attend à ce qu'environ la moitié des muons créés (d'énergie moyenne égale à 1,8 GeV) s'échappent du détecteur. Le bruit de fond attendu est donc énorme et est du même ordre de grandeur que le signal étudié.

En fait, ce bruit de fond a été calculé dans le cas du détecteur avant dans un programme de simulation prenant en compte toute la géométrie du trou contenant le détecteur. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

TABLEAU 5

Type d'événement	Total	Long. > 45 cm Fer
Interaction $\nu + \bar{\nu}$ dans le détecteur (Trigger)	10 000	8 070
Bruit de fond μ (Trigger)	3 464	2 998
$\mu / \nu + \bar{\nu}$	0,35	0,37
Bruit de fond μ après coupures fiducielles + anticompteurs	6,5	3,6

L'origine des muons de bruit de fond est la suivante (Trigger > 45 cm) :

- Mur frontal (devant le détecteur)	93 %
- Sol	5 %
- Mur gauche	1 %
- Mur droit	< 1 %

La réjection par les coupures fiducielles est suffisante pour les modules de type I. Pour les modules de type II où l'on n'a pas d'information sur la position transversale, il faut ajouter un plan de scintillateur (anti-compteur) devant chaque module (figure 20). Ce plan est en fait constitué d'un demi-plan de scintillateur utilisé dans les modules de types I et II (figure 25). L'efficacité de ce plan de scintillateurs a été mesurée à $\sim 98\%$. L'estimation de la réjection du bruit

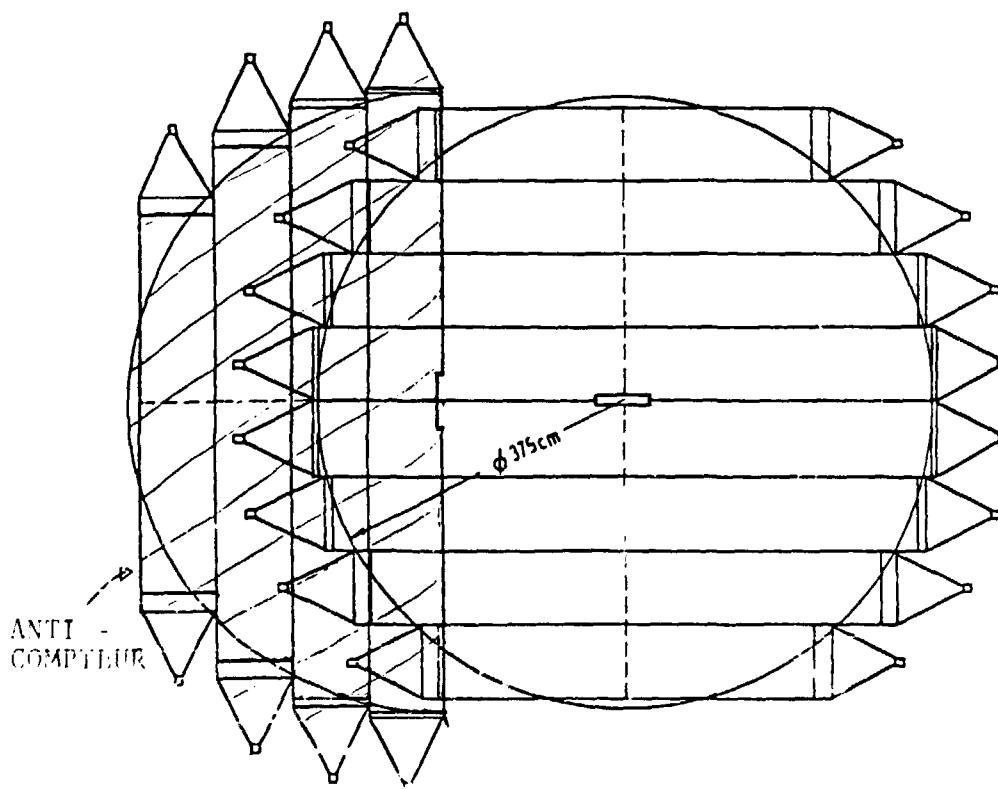


Figure 25 - Position d'un plan d'anticompteur par rapport aux plans de scintillateur (type II).

de fond en supposant que les scintillateurs (+ PM + ADC) sont pleinement efficaces (voir tableau 5) montre qu'en principe ces coupures et ces anti-compteurs sont suffisants.

Cependant, pour parer à toute inefficacité des scintillateurs, il a été décidé de rendre les bruits de fond de μ aussi identiques que possible en construisant un mur de béton devant le détecteur arrière (placé à 5 m du sol) (voir figure 20).

CHAPITRE IV

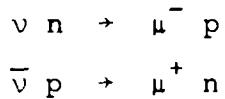
LE PROGRAMME DE SIMULATION

Contrairement au programme de simulation du faisceau, le programme traitant la simulation d'événements dans les détecteurs n'est en principe pas nécessaire pour la mesure du rapport des nombres d'événements. Cependant, bien que similaires, les détecteurs ne sont pas identiques et, par exemple, le nombre d'événements "chevauchant" des modules de types différents sera beaucoup plus important dans le détecteur avant. Pour rendre compte de ces effets de géométrie des détecteurs, il est nécessaire de concevoir un programme Monte-Carlo simulant aussi parfaitement que possible la géométrie des détecteurs. En revanche, il n'est pas nécessaire de reproduire exactement la physique des interactions de neutrinos : une simulation approchée, identique pour les deux détecteurs, est suffisante. Une autre utilisation du Monte-Carlo est la détermination de l'énergie des neutrinos en fonction de la longueur des événements, ce qui est nécessaire à l'évaluation des paramètres de l'oscillation.

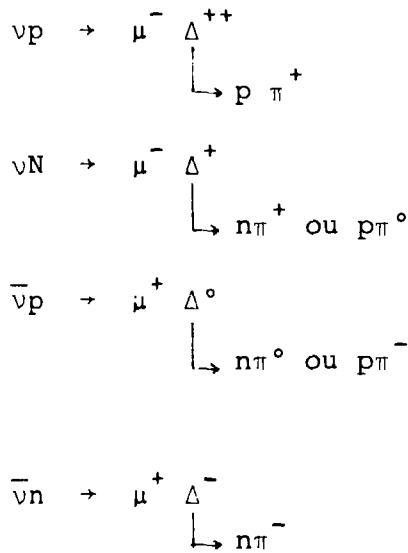
1 - PHYSIQUE DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS À BASSE ÉNERGIE / 56 /

Aux énergies étudiées ($0,5 < E_\nu < 10$ GeV), on classera les interactions à courant chargé suivant le nombre de pions dans l'état final :

i) Interactions quasi-élastiques (Q.E.) :



ii) Production d'une résonance pion-nucléon (Δ) :



iii) On considérera les réactions donnant plus de 2 pions comme des réactions inelastiques dont la dynamique est celle mesurée à haute énergie.

Les sections efficaces totales correspondant aux processus Q.E. et Δ sont données sur la figure 26 qui ne montre que des courbes ajustées aux données expérimentales existantes (références générales : / 56, 57 / ; pour les Q.E. : / 58, 59, 60 / ; pour les Δ : / 61, 62 /).

Dans les réactions Q.E., la cinématique est déterminée par deux variables E_ν et Q^2 . La phénoménologie de ces réactions (voir / 56 /) fait intervenir les facteurs de forme axiale F_A et vectoriel F_V du nucléon :

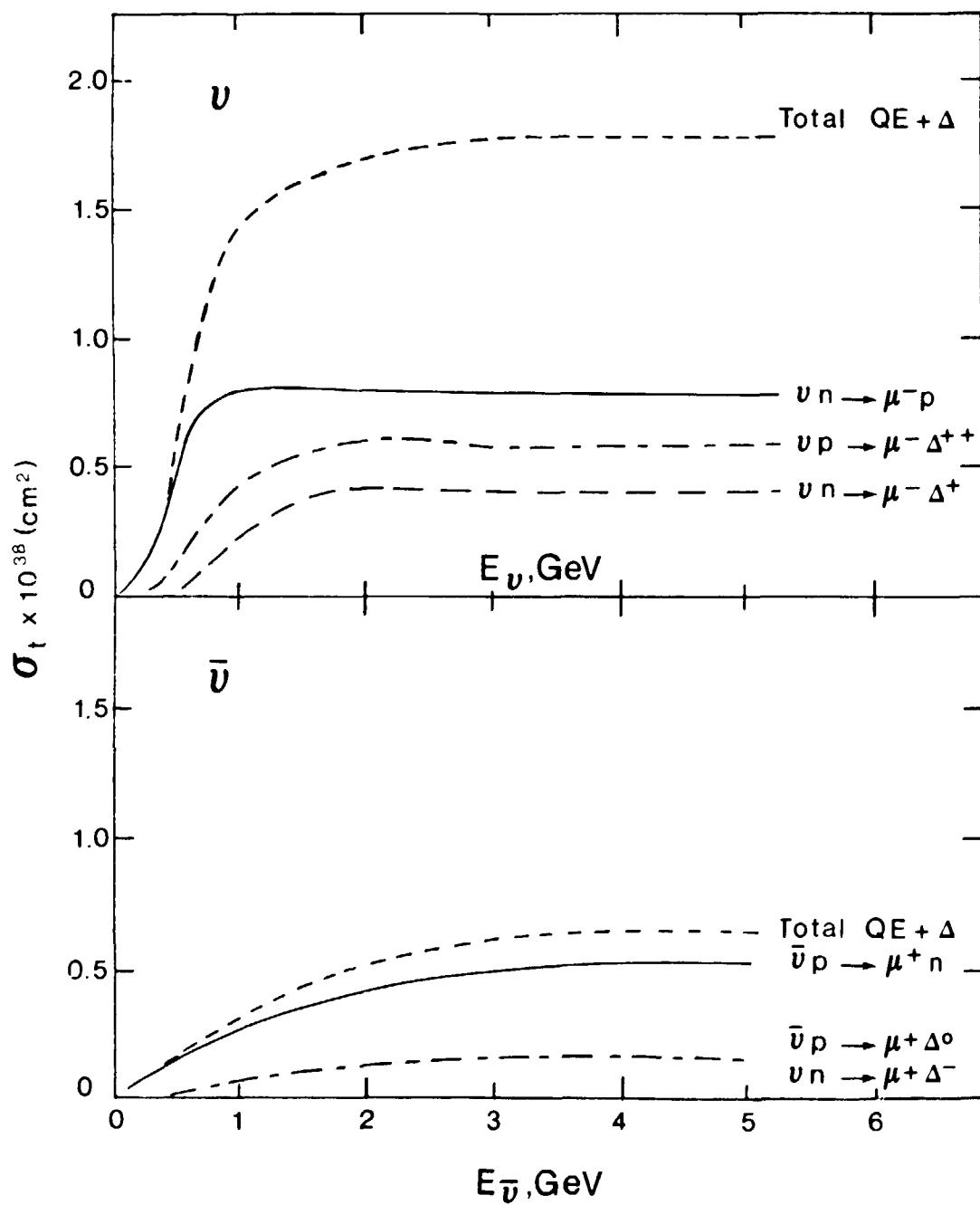


Figure 26 - Sections efficaces d'interaction pour les processus quasi-élastiques et productions de résonance Δ .

$$\frac{d\sigma^{\nu}(\bar{\nu})}{dQ^2} = \frac{M^2 G^2 \cos^2 \theta_C}{8\pi E_V^2} \left[A(Q^2) + B(Q^2) \frac{s-u}{M^2} + \frac{C(Q^2) (s-u)^2}{M^4} \right]$$

où

M est la masse du nucléon

G est la constante de Fermi ($G \simeq 10^{-5} / M^2$)

θ_C est l'angle de Cabibbo

A , B et C sont des expressions faisant intervenir les facteurs de forme :

$$F_A = \frac{1,23}{1 + \frac{Q^2}{M_A^2}} \quad , \quad F_V = \frac{1}{1 - \frac{Q^2}{M_V^2}}$$

M_V est déterminé par la diffusion d'électrons ($M_V \simeq 0,84$ GeV) tandis que la mesure de M_A provient des résultats de chambres à bulles sur les interactions de neutrinos / 58, 59, 60 / :

$M_A \simeq 0,9 \pm 0,1$ GeV.

La figure 27 montre les sections efficaces différencielles expérimentales comparées aux prédictions pour $M_A = 0,9$ GeV et $M_A = 1,1$ GeV.

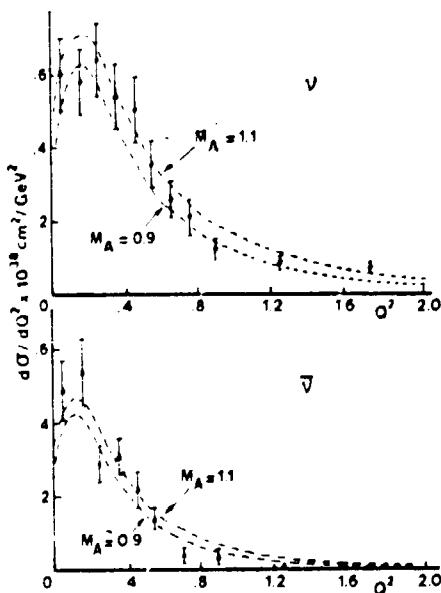


Figure 27 - $d\sigma/dQ^2$ pour les événements quasi-élastiques dans Gargamelle comparé aux prédictions pour $M_A = 0,9$ GeV et $M_A = 1,1$ GeV.

Dans le cas de la diffusion sur des noyaux de fer, il faut tenir compte de corrections dues au principe de Pauli, non négligeables à petit Q^2 ($Q^2 < 0,2 \text{ GeV}^2$) où le transfert d'énergie devient comparable au niveau de Fermi dans le noyau. Le mouvement de Fermi des nucléons ainsi que les réabsorptions des hadrons de recul dans le noyau sont négligés.

La phénoménologie des productions de résonance Δ est plus compliquée. Nous nous sommes contentés de conserver la même formule phénoménologique que pour les interactions QE, en imposant la valeur de la masse invariante $W = 1,21 \text{ GeV}$ $\pm \sigma \approx 0,1 \text{ GeV}$, ce qui constraint le domaine accessible en Q^2 . Des facteurs d'échelle ajustent alors la section efficace totale aux valeurs données dans la figure 26.

La contribution des interactions inélastiques est enfin déduite des sections efficaces totales (voir figure 28) où l'on a retranché les contributions des interactions QE et Δ .

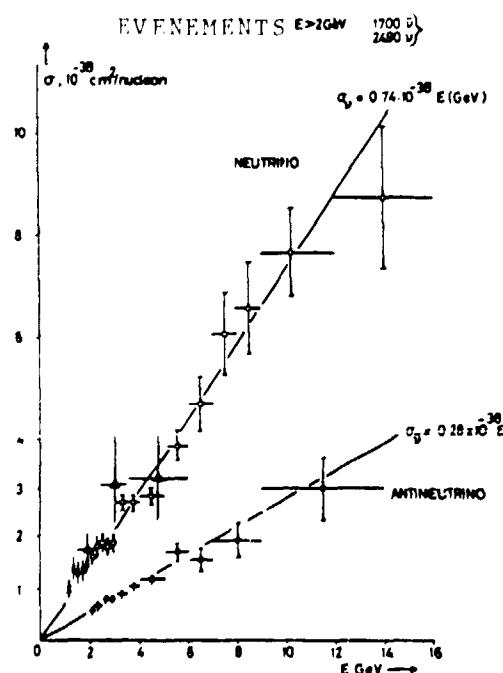


Figure 28 - Sections efficaces totales d'interactions neutrino et d'anti-neutrino.

En supposant que cette contribution ne commence qu'à 1,5 GeV, nous avons utilisé les sections efficaces totales (inélastiques) suivantes :

$$\sigma_v^{In} = 0,70 \times (E - 1,5) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (E_v \text{ en GeV})$$

$$\sigma_{\bar{v}}^{In} = 0,30 \times (E - 1,5) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

La dynamique est déterminée par les fonctions de structure du nucléon mesurées à haute énergie / 44 /.

L'étude de la contamination par les interactions à courant neutre (gerbe hadronique longue) a utilisé le modèle de Weinberg-Salam ($\sin^2 \theta_w = 0,25$) et les résultats de la référence / 63 / pour les interactions QE et Δ . Un résultat intéressant concerne la production de Δ via courants neutres égale à environ 40 % de la production de Δ via CC.

2 - APPLICATION À LA SIMULATION DES ÉVÉNEMENTS

Le fichier d'entrée du programme est constitué par le fichier de sortie du programme de simulation du faisceau. Un neutrino "interagit" avec une probabilité proportionnelle à la quantité de matière traversée et à la section efficace totale $\sigma_t = \sigma_{QE} + \sigma_\Delta + \sigma_{In}$, le type d'interaction étant tiré aléatoirement selon les rapports $\sigma_{QE} / \sigma_\Delta / \sigma_{In}$.

Le trajet du muon produit est déterminé par la cinématique de la réaction, la perte d'énergie par ionisation dans le fer et les scintillateurs (scule contribution pour $E_\mu < 5$ GeV) et par la diffusion multiple. Un fichier de sortie contient l'adresse de tous les scintillateurs touchés (y compris ceux des anti-compteurs) ainsi que la valeur de la charge déposée dans chaque photomultiplicateur engendrée à partir d'une distribution expérimentale de l'intensité de la lumière créée dans un scintillateur (exprimée en n.e.p.).

La partie hadronique n'a été engendrée qu'à titre indicatif. Il a été ainsi vérifié que les protons de recul dans les interactions QE traversent très peu le fer (< 10 cm).

Une estimation de la contribution des pions chargés issus de la désintégration des Δ a été faite en supposant que les π se comportent comme des μ . Il a été ainsi vérifié qu'au-delà de 40 cm de longueur projetée, cette contribution est négligeable.

Enfin, la gerbe hadronique provenant des interactions inélastiques a été simulée phénoménologiquement à partir des résultats d'un test où l'on a envoyé des pions de 4 GeV et 7 GeV dans un modèle réduit des modules utilisés. L'extrapolation en-dessous de 4 GeV ne donne que des indications, comme celles portées sur la figure 29, donnant la longueur des gerbes pour une énergie de neutrino $E_\nu = 2,5$ GeV.

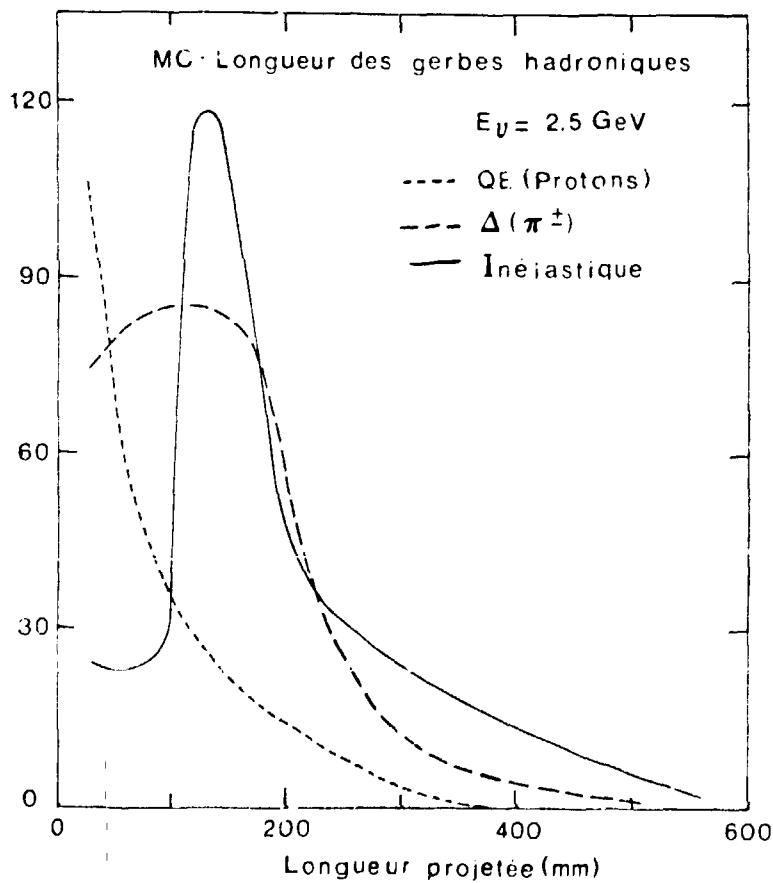


Figure 29

Seuls les événements remplissant les conditions du trigger (voir III.3.4) sont écrits sur le fichier de sortie. La figure 30 donne la distribution en énergie de ces événements ainsi que la contribution de chaque type d'interaction.

La contribution des courants neutres peut être estimée à partir de la "longueur" des gerbes hadroniques engendrées dans le Monte-Carlo (voir figure 31, NC(I)). Comme la contamination des courants neutres dans la zone du signal ($L > 40$ cm) provient essentiellement des interactions inélastiques (figure 29), on peut en donner une valeur maximale en supposant que la "gerbe" n'est constituée que d'un nucléon et d'un pion chargé perdant son énergie par ionisation seulement (NC(II)). Dans les deux cas, la contamination reste inférieure à 10 % dans la zone du "signal" des courants chargés. Vu que les spectres en énergie des neutrinos sont presque identiques pour les deux détecteurs, cette contribution des courants neutres disparaît lorsque l'on considère le rapport des nombres d'événements dans les deux détecteurs. Ces effets seront discutés de nouveau lors de l'analyse finale (Chapitres VI et VII).

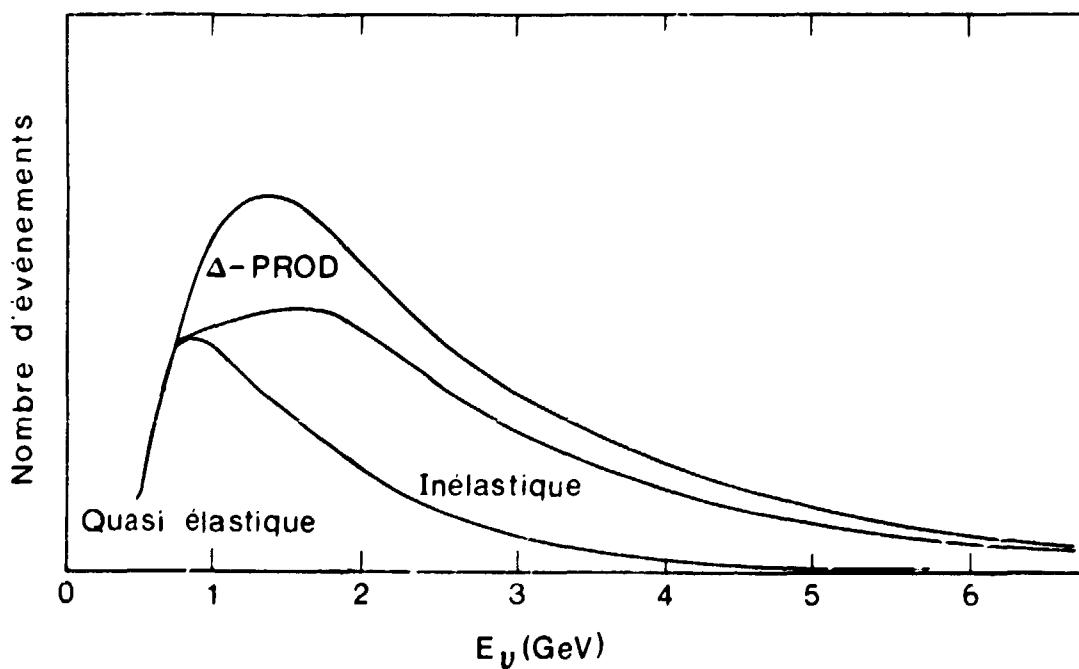


Figure 30 - Répartition des différents types d'interactions en fonction de l'énergie.

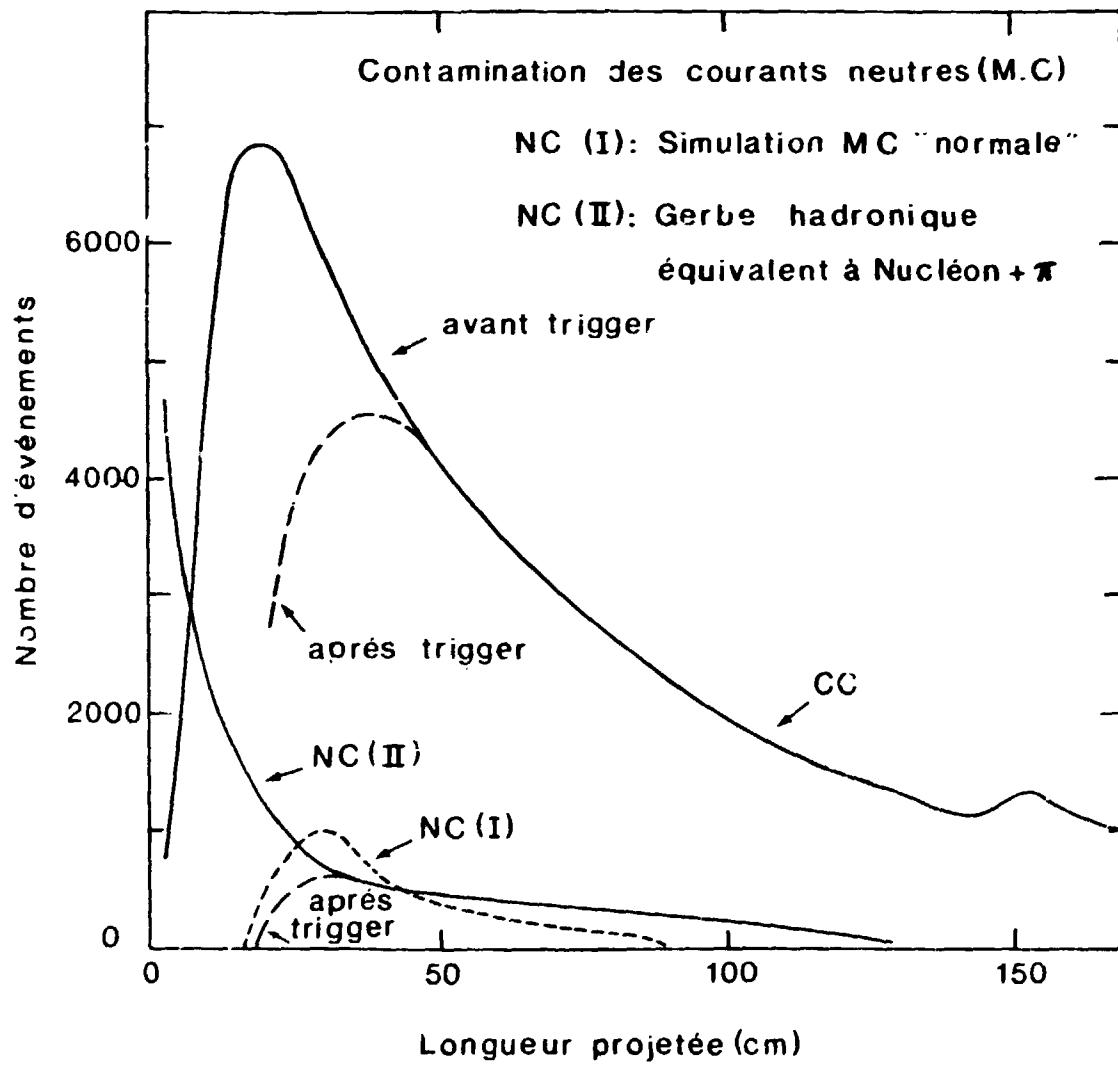


Figure 31

CHAPITRE V

ACQUISITION ET RECONSTRUCTION DES DONNEES

1 - LA PRISE DES DONNEES

Elle a eu lieu pendant la dernière semaine de février et tout le mois de mars 1983. Elle a été divisée en 11 périodes (périodes 1 et 2 en février), chacune divisée en séquences de prise de données ("Runs") correspondant à l'enregistrement d'une bande magnétique ou à des conditions particulières.

La durée de la porte faisceau était de 5 μ s dans la période 1 et de 3 μ s ensuite. Celle de la porte "cosmique" était de 500 μ s pendant la période 1 et de 600 μ s ensuite. L'intensité moyenne du faisceau était de 10^{13} protons par déversement, le cycle étant de 1,2 s pour les périodes 1 et 2, et de 3,6 s à partir de la période 3.

En dehors du problème des détecteurs de muons (SSD) (voir Chapitre III), le principal problème rencontré a été le glissement de la cible de son support avant, "poussée" par le faisceau pendant les périodes 1 et 2 (voir figure 32).

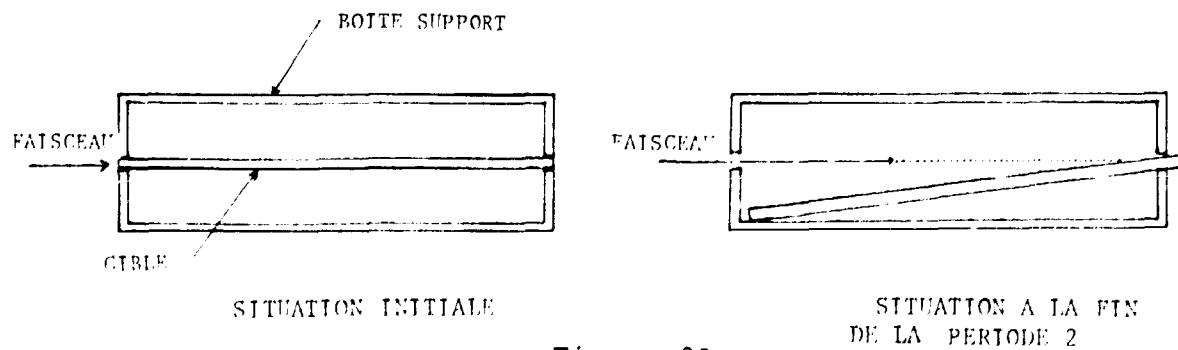


Figure 32

A la fin de la période 2, le taux de trigger avait diminué de moitié, ce qui a permis de mettre en évidence le problème. Dans l'analyse finale, les deux premières périodes seront rejetées.

1.1 - Nombre d'événements enregistrés et stabilité des détecteurs

Le tableau 6 donne le nombre de triggers dans la porte faisceau accumulés pendant toute la prise de données. Des données ont été prises sans la cible pour vérifier les calculs de production de neutrinos dans les différents matériaux rencontrés par le faisceau (écrans de contrôle, air, blindage).

TABLEAU 6

Périodes	RUN	Nombre de protons BCT /10 ¹⁸	Événements dans la porte faisceau		
			Avant	Arrière	AV/AR
1 - 2	17001-17039	2,0	24445	1836	13,3
2 à 11	17040-17147	8,02	126360	9770	12,9
11	17.48-17155 (sans cible)	0,27	791	55	14,4

Le nombre de triggers accumulés dans la porte cosmique est de 10^6 pour le détecteur avant et $3,4 \cdot 10^6$ pour le détecteur arrière. Ces triggers permettent de vérifier la stabilité de chaque détecteur. Cette stabilité peut se vérifier sur la figure 33 qui donne les nombres de triggers dans la porte cosmique pour chaque détecteur. La stabilité combinée du faisceau et du détecteur avant est vérifiée par l'histogramme du rapport du nombre d'événements sur le nombre de protons donné par la figure 33.

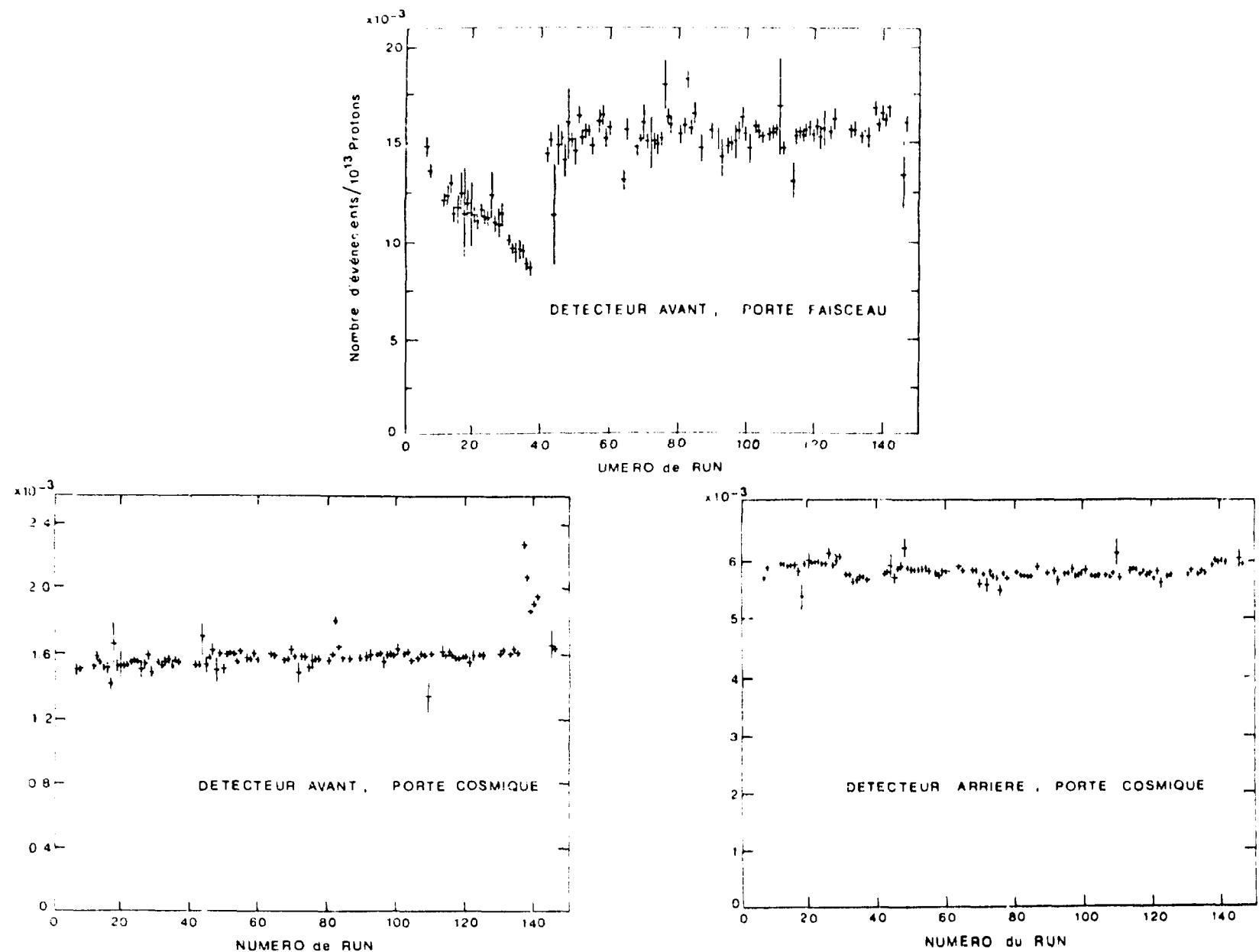
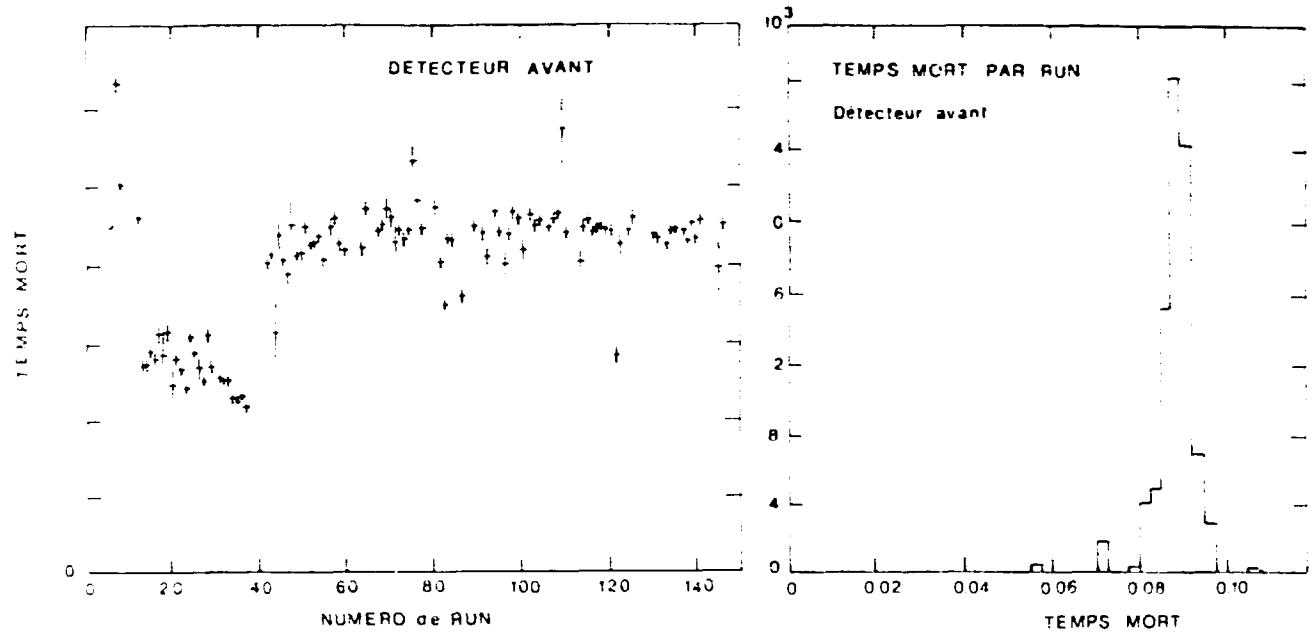


Figure 33 - Nombre de triggers normalisé à 10 cycles de faisceau.

Temps mort dans le détecteur avant



Temps mort dans le détecteur arrière

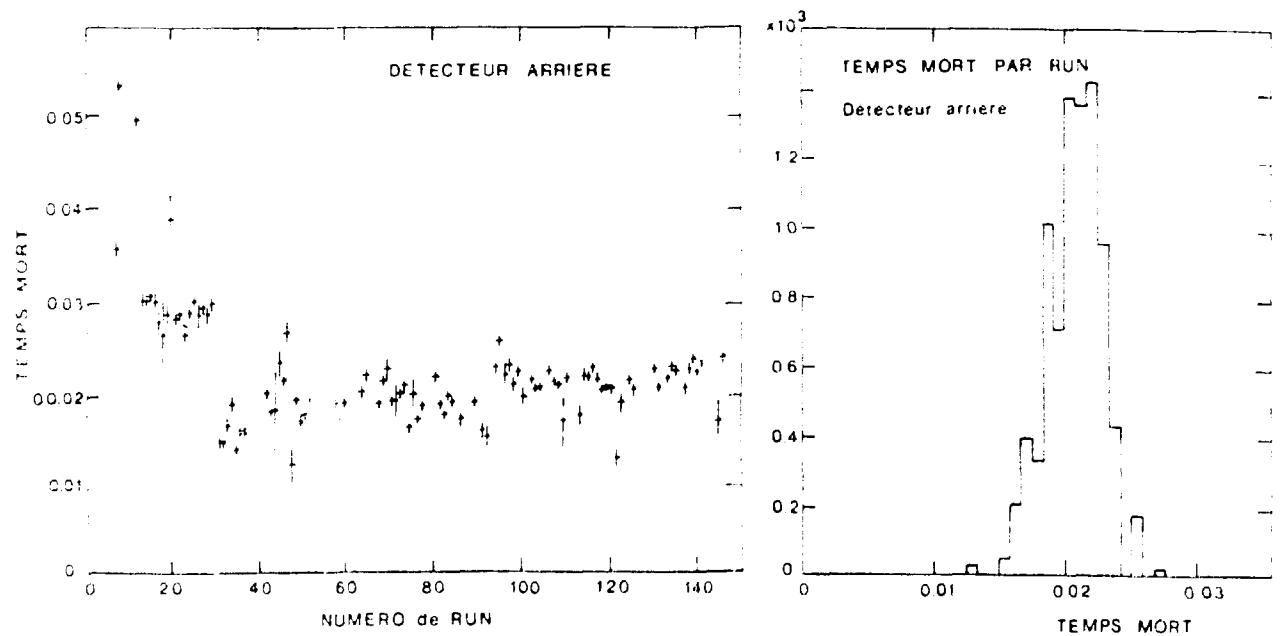


Figure 34

On peut remarquer la diminution du nombre de triggers dû au problème de cible.

1.2 - Le temps mort des détecteurs

La méthode de mesure des temps morts est présentée au Chapitre III.3.4. Les résultats sont présentés sur la figure 11 qui montre l'évolution des temps morts par run pour les deux détecteurs, ainsi que les histogrammes cumulés (les périodes 1 et 2 ont été rejetées). Pendant les périodes 1 et 2 le phénomène prépondérant est la diminution du taux de trigger (cible pendante) pour le détecteur avant, et la diminution de la porte faisceau pour le détecteur arrière.

Dans la suite, on adoptera un temps mort unique pour chaque détecteur, obtenu avec la moyenne pondérée par le nombre de protons dans chaque run.

Temps mort	Détecteur avant	Détecteur arrière
Porte faisceau	9 %	2 %
Porte cosmique	0,6 %	1,7 %

On remarque que ces nombres sont en accord avec les taux de trigger observés.

2 - RECONSTRUCTION DES ÉVÉNEMENTS

Le but du programme de reconstruction est de déterminer pour chaque trigger accepté :

- les coordonnées du vertex et de la fin de l'événement, assimilé à une trace droite dans le fer démagnétisé ;
- la longueur projetée de l'événement ;
- l'angle dans les plans y (vertical) et x (horizontal) si possible (dans les modules de type I).

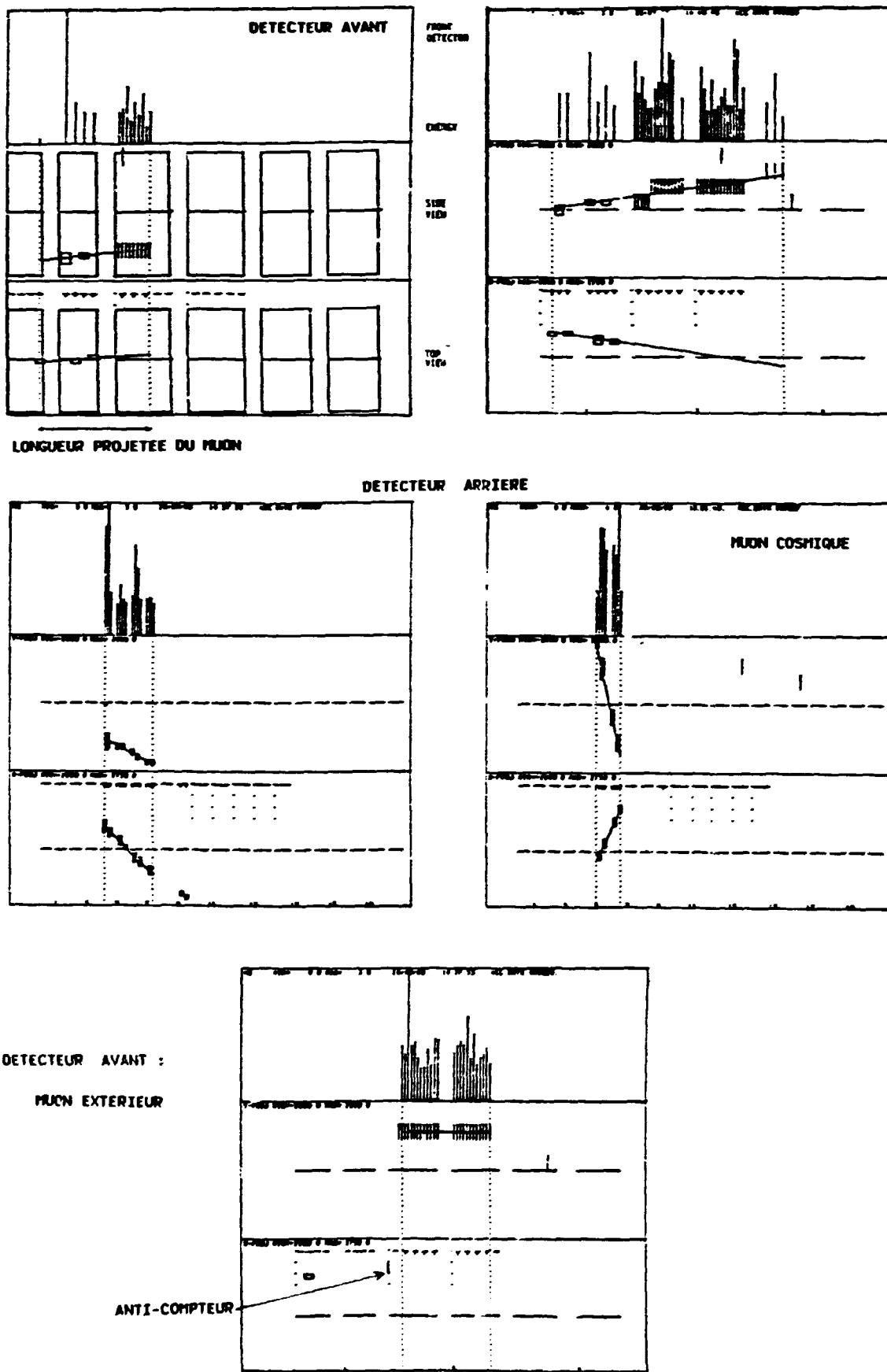


Figure 35 - Topologie d'événements : Le résultat de la reconstruction est représenté par la droite et les limites en pointillés marquant le début et la fin de l'événement.

La position du vertex sera utilisée pour définir le volume fiduciel.

Différents types d'événements sont présentés sur la figure 35.

Les différentes étapes de la reconstruction des événements sont les suivantes :

- i) Coupure sur le signal de chaque canal effectuée à 0,1 n.e.p. pour éliminer (en partie) les canaux bruyants. La figure 36 montre un histogramme du signal d'un muon exprimé en n.e.p. Avec cette coupure, l'efficacité d'un scintillateur reste supérieure à 99 %.
- ii) Recherche du plan de scintillateur contenant le vertex : premier plan touché ($> 0,1$ n.e.p.) appartenant à un groupe de quatre plans dont trois au moins sont touchés.

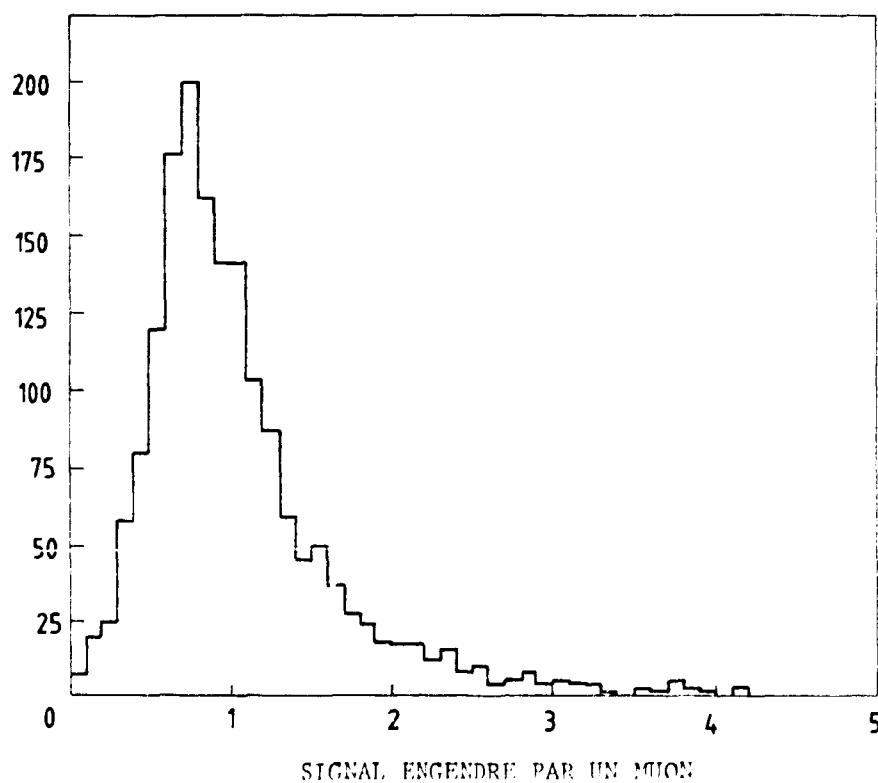


Figure 36 - Signal donné par le passage d'un muon.

- iii) Recherche du dernier plan de l'événement obtenu lorsqu'on rencontre deux plans consécutifs vide.
- iv) Ajustement d'une trace droite dans les limites définies ci-dessus. Le procédé est itératif et tout scintillateur isolé placé en dehors de la ligne droite ajustée est rejeté. Eventuellement, le plan de vertex ou de fin de l'événement est redéfini. Les coordonnées des vertex et fin d'événements sont calculées si l'information est suffisante : par exemple, les coordonnées horizontales ne sont pas calculables pour les événements contenus dans les modules de types II ou III.

Les résultats de la reconstruction sont donnés sur la figure 35 pour un certain nombre d'événements caractéristiques : événements induits par un neutrino, muon cosmique ou muon extérieur.

3 - CLASSIFICATION DES ÉVÉNEMENTS

Un événement sera considéré comme bon s'il vérifie les conditions suivantes :

- Ajustement acceptable (χ^2/NDL satisfaisant pour la reconstruction de la trace droite), contenant au moins trois plans de trigger touchés.
- Vertex dans le volume fiduciel ($R < 160$ cm dans les modules de type I, scintillateurs extrêmes rejetés dans ceux de type II, premier plan exclu).
- Pas de coup dans l'anti-compteur avant le premier plan de l'événement.

Le tableau 7 classe les événements suivant le type de module touché pour les bons événements et la cause de leur rejet pour les autres.

TABLEAU 7

Evénements	DéTECTEUR AVANT		DéTECTEUR ARRIÈRE	
	Porte faisceau	Porte cosmique/6	Porte faisceau	Porte cosmique/6
Non reconstruits	7 062	750	609	1 044
Reconstruits	139 552	4 232	10 524	17 027
Evénements reconstruits	Mod. type I	43 428	1 603	6 011
	I + II	37 145	946	1 019
	II	34 876	1 190	3 080
	II+III	18 755	415	408
	I+II+III	5 346	77	7
Bons événements	65 018	759	6 130	3 645
Bons événements	Contenu type I (vertex)	18 310	29	2 412
	Contenu type II	30 648	182	2 160
	Sortant type I	10 230	154	1 304
	Sortant type II	5 830	394	254
Evénements rejettés (cumul possible)	< 3 plans de trigger	682	17	38
	1er plan	40 456	1 235	864
	R > 160 cm (I)	24 693	1 631	2 539
	Scint. 1 et 8 (II)	11 146	983	719
	Anti-compteur	7 940	154	458

Nombre d'événements près reconstruction : Les bons événements sont contenus si le vertex et le point d'arrêt du muon sont dans le volume fiduciel défini au paragraphe 3.

Dans la porte cosmique, seuls les événements situés dans les premières 3 μ s de la porte et 1/40 des autres, ont été reconstruits. Cela représente 5,975 \sim 6 fois le nombre de muons cosmiques dans la porte faisceau. Les nombres donnés sont normalisés à la durée de la porte faisceau. Pour la porte faisceau, les nombres présentés sont déjà soustraits de la contribution des cosmiques (corrections de temps mort non incluses).

Le tableau 7 correspond à 10^{19} protons sur la cible (périodes 1 à 11). Les taux d'événements cosmiques reconstruits donnés par la figure 37 montrent la stabilité des détecteurs dans le temps.

4 - EFFICACITÉ DE RECONSTRUCTION

4.1 - Examen des événements

Environ 500 événements du détecteur avant et 1 000 événements du détecteur arrière ont été examinés hors ligne pour vérifier la qualité de la reconstruction. Dans les deux cas, environ 1 % des événements examinés présentaient des problèmes de reconstruction sérieux (événements acceptés ou rejetés à tort).

Trois événements du détecteur avant (0,6 %) étaient superposés avec un autre, ce qui est compatible avec la durée de la porte ADC (150 ns comparée à la longueur du déversement de 2 μ s) et le taux d'acquisition moyen (un événement tous les six déversements contre un tous les trente déversements dans le détecteur arrière). L'examen des événements non reconstruits montre que moins de 5 % d'entre eux sont de bons événements (< 0,2 % du total).

L'effet des événements doubles (de l'ordre de 1 % dans le détecteur avant) est pris en compte par la correction de temps mort.

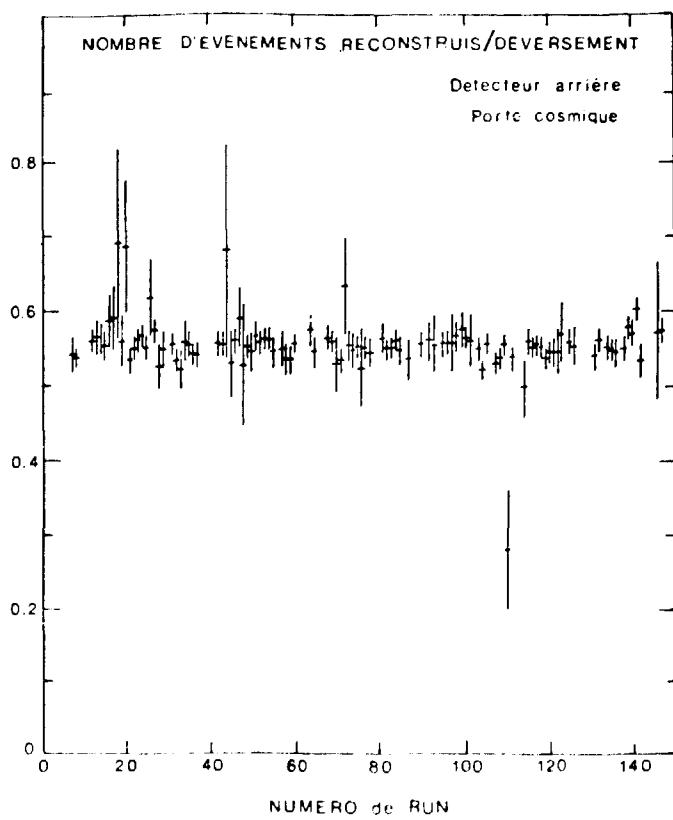
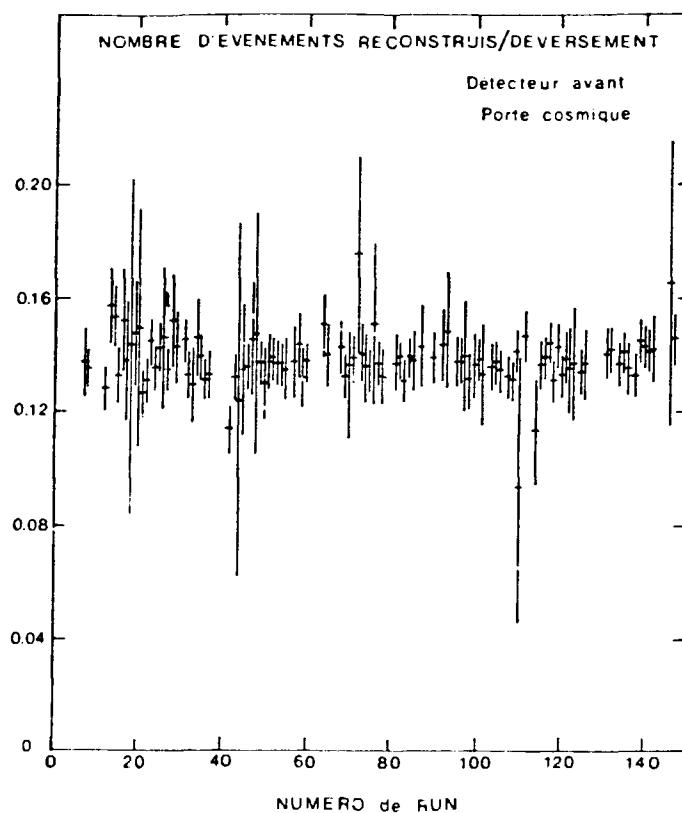


Figure 37 - Stabilité des détecteurs au cours de la prise de donnée.

4.2 - Etude systématique de l'influence de la coupure
à 0,1 n.e.p.

La figure 38 montre le spectre du signal des canaux conservés dans l'ajustement de la trace et de ceux rejetés ou considérés comme en dehors de l'événement. Une coupure à 0,2 n.e.p. (au lieu de 0,1 n.e.p.) semble plus appropriée contre le bruit, mais augmente l'inefficacité des plans de scintillateur de début et de fin d'événement de l'ordre de 10 %.

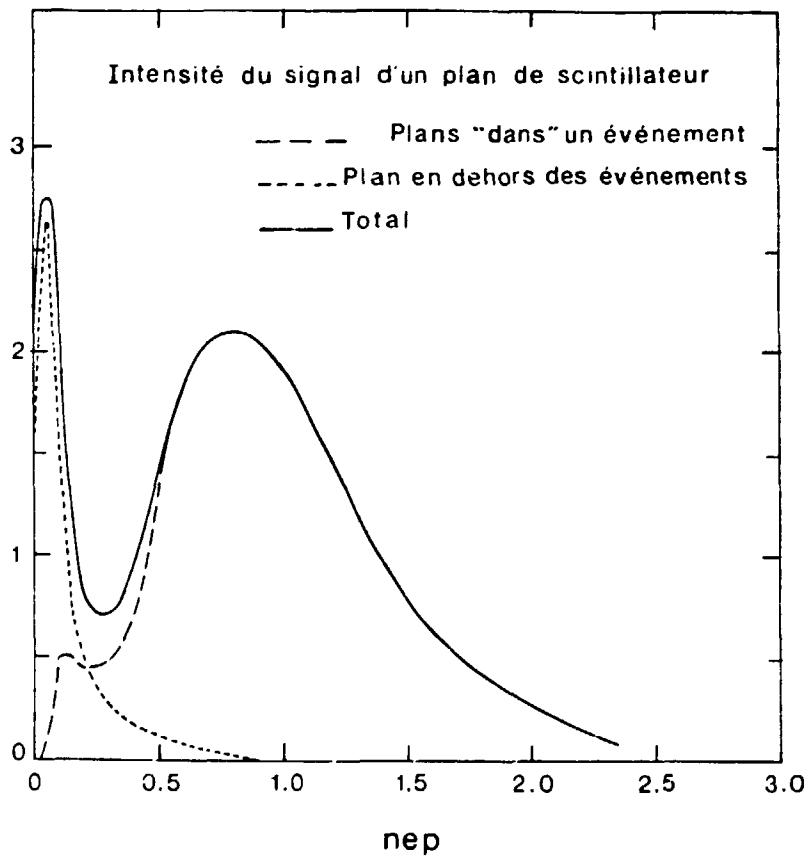


Figure 38

Une partie des données a été reconstruite avec une coupure faite à 0,2 n.e.p. Les changements apportés au nombre total de bons événements sont donnés sur le tableau 8. Le nombre d'événements courts à la limite de l'acceptance du

TABLEAU 8

Effets du changement de la coupure

Type (Vertex)	Rapport des nombres d'événements	
	<u>coupure à 0,2 n.e.p.</u>	
	<u>coupure à 0,1 n.e.p.</u>	
Det-Avant	0,970 \pm 0,005	
I Det-Arrière	0,990 \pm 0,008	
<u>Arrière</u> Avant	1,020 \pm 0,010	
Det-Avant	0,970 \pm 0,005	
II Det-Arrière	0,970 \pm 0,010	
<u>Arrière</u> Avant	1,00 \pm 0,012	

trigger étant de l'ordre de 10 % du nombre total, les résultats sont compatibles avec les inefficacités introduites par la coupure à 0,2 n.e.p.

En résumé, on estimera à environ 1 %, l'erreur sur le rapport Av'Ar provenant de la qualité de la reconstruction

4.3 - Efficacité des plans de trigger

Pour les événements reconstruits, il est possible de vérifier si un plan de trigger inclus dans l'événement possède le bit correspondant lu dans les mémoires MLU. Ceci permet de calculer à postériori l'efficacité des plans de trigger (voir figure 41). Elle est supérieure à 98 % pour les plans de type I et à 99,5 % pour les plans de type II.

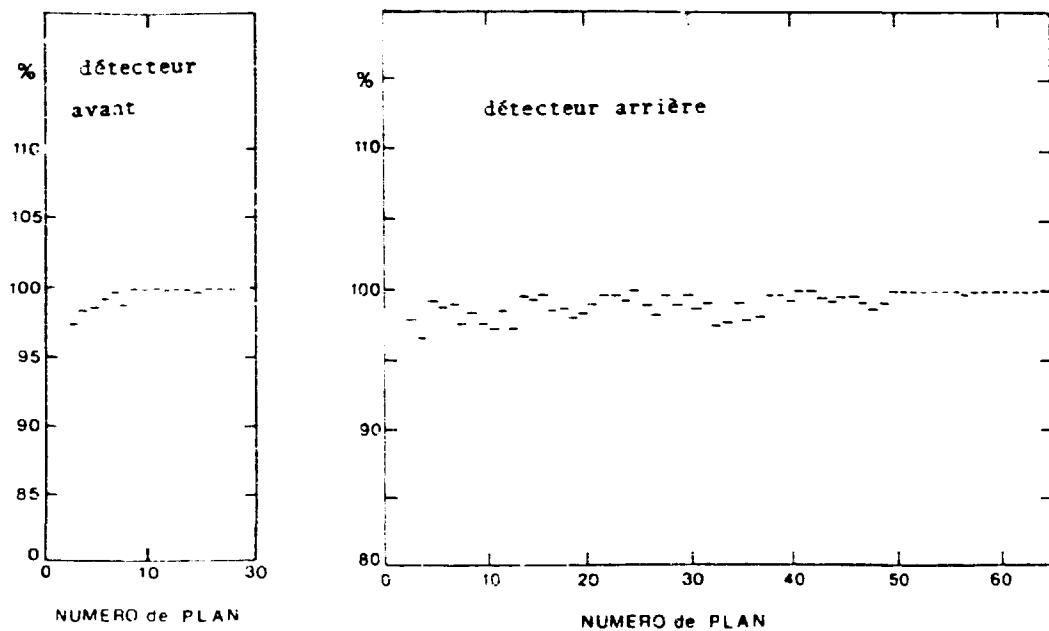


Figure 41 - Efficacité des plans de trigger en fonction du numéro de plan pour chaque détecteur, calculée à partir des traces reconstruites.

5 - RECONSTRUCTION DES ÉVÉNEMENTS PSEUDO-EXPÉRIMENTAUX (MONTE-CARLO)

Les événements pseudo-expérimentaux (événements neutrinos et muons extérieurs) sont reconstruits par le même programme que les événements expérimentaux. Ceci permet de vérifier que l'accord entre la longueur d'événements engendrée et la longueur reconstruite est meilleure que 2 cm (pour une longueur moyenne de 1 m) pour les événements Monte-Carlo.

CHAPITRE VI

L'ANALYSE DES EVENEMENTS

A cause de la granularité différente des modules de types I, II et III, on est conduit à faire deux analyses distinctes pour les événements dont le vertex est dans un module de type I ou de type II.

Pour chacune de ces analyses, il est nécessaire de bien définir le volume fiduciel.

1 - LES VOLUMES FIDUCIELS

Les volumes fiducIELS sont choisis de telle manière que le détecteur avant se répète exactement 9 fois (pour les modules de type I) ou 4 fois (type II) dans le détecteur arrière.

1.1 - Analyse de type I

- Détecteur avant : Le volume fiduciel s'étend du plan 2 au plan 5 (voir figure 42).

De cette manière, le volume fiduciel est équivalent à un module (4 plans) et tous les événements possèdent au moins deux plans dans chaque coordonnée (X et Y) ce qui permet de définir convenablement les coordonnées des extrémités de la trace.

- Détecteur arrière : Il s'étend du plan 2 au plan 39, soit l'équivalent de 9 modules (voir figure 42).

Le rapport des masses fiducielles est de 9.

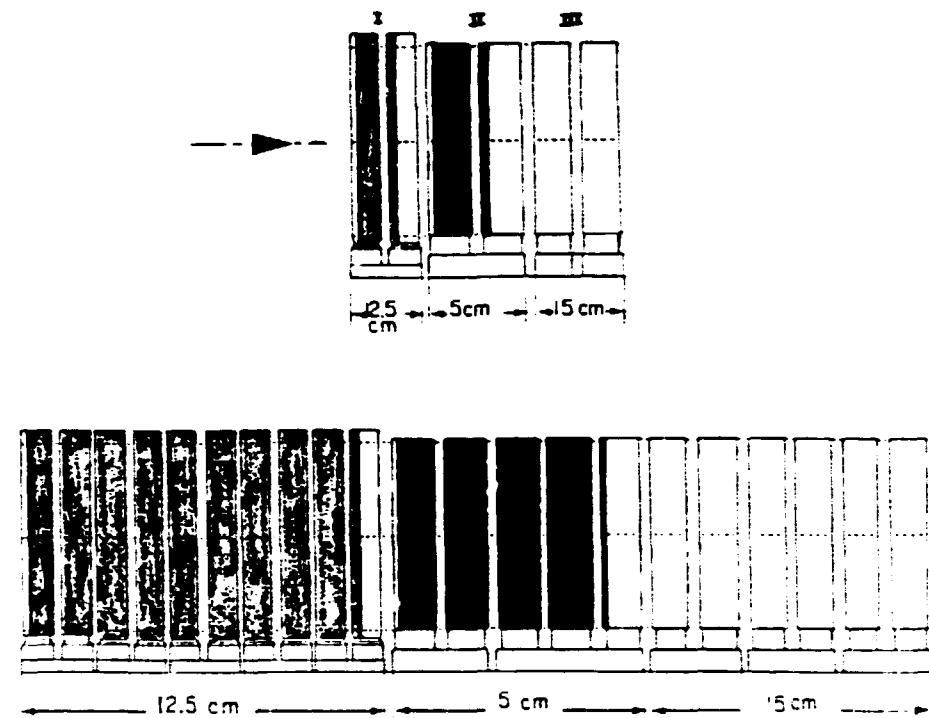


Figure 42 - Définition des volumes fiduciaux dans les deux détecteurs.

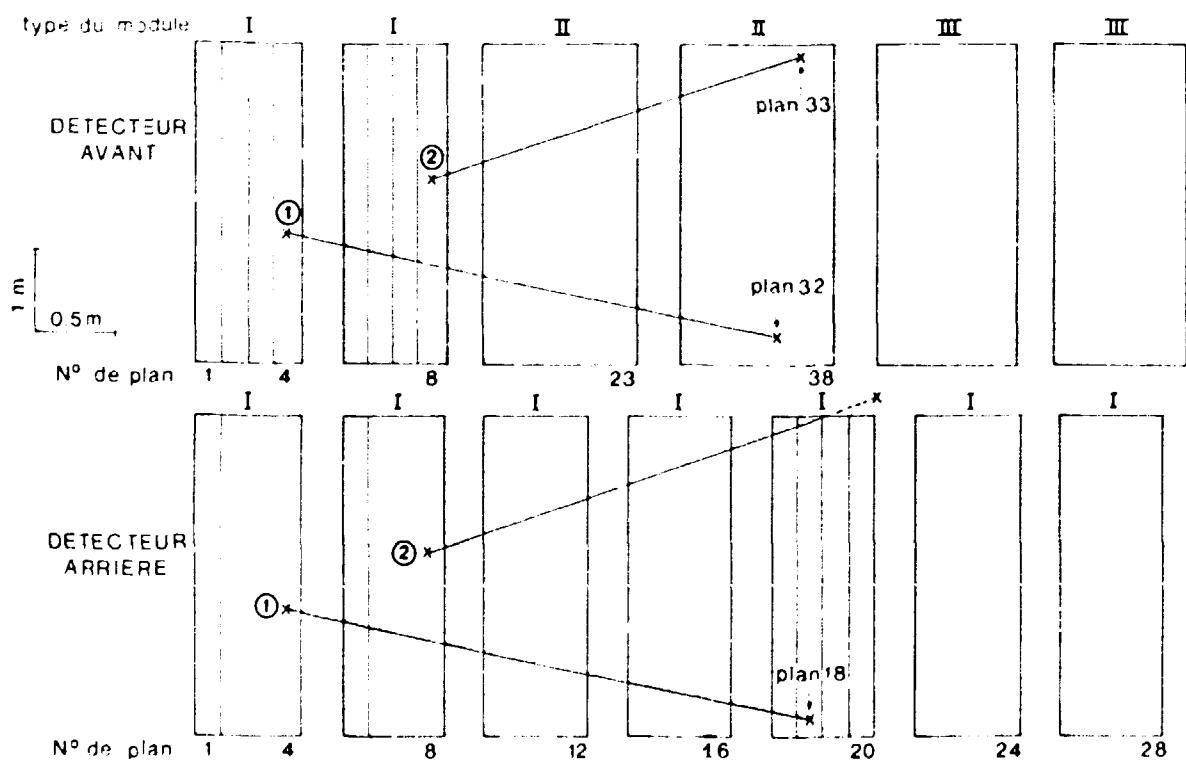


Figure 43 - Redéfinition de la longueur projetée pour des événements du détecteur avant lorsqu'on les transpose dans le détecteur arrière.

1.2 - Analyse de type II

- Détecteur avant : Le volume fiduciel s'étend du plan 10 au plan 34 inclus, soit l'équivalent d'un module (15 plans).
- Détecteur arrière : Il s'étend du plan 42 au plan 101, soit 4 modules.

Le rapport des masses fiducielles est donc exactement de 4.

2 - REDÉFINITION DE LA LONGUEUR DE LA TRACE

Pour les événements de type I (vertex dans un module de type I), la longueur de la trace sera calculée en nombre de plans ($\sim 12,5$ cm Fe). Comme dans le détecteur avant, la plupart de ces événements finissent dans les modules de type II ou III, on calculera la longueur qu'ils auraient s'ils étaient dans le détecteur arrière avec le vertex dans les modules 1 ou 2.

La figure 43 montre deux exemples d'événements (1) et (2) dans le détecteur avant et transposés dans le détecteur arrière. Dans le cas de l'événement (2), à cause de la densité moins importante des modules de type I, la trace transposée dans le détecteur arrière sort du fer avant d'avoir traversé la même longueur de fer que dans le détecteur avant.

Le même procédé est appliqué aux événements chevauchant les modules I et II dans le détecteur arrière. De même, pour les événements de type II, les longueurs seront calculées en nombre de plans de type II, le même procédé décrit ci-dessus étant appliqué aux événements chevauchant les modules II et III.

3 - SOUSTRACTION DU BRUIT DE FOND

3.1 - Muons cosmiques

En plus des coupures fiducielles (voir tableau 7, page 99), on peut utiliser l'information sur l'angle (θ_y) de la trace pour rejeter les muons cosmiques comme le montre la figure 44 donnant le spectre de $\tan \theta_y$ pour les événements neutrinos et cosmiques (détecteur arrière).

Après la coupure $|\tan \theta_x| < 1$ qui rejette 2 % des événements neutrinos et 67 % des cosmiques restant après les coupures fiducielles, la contamination en muon cosmique dans la porte faisceau est de 2,5 % pour le détecteur avant et de 13 % dans le détecteur arrière. Il suffit alors d'utiliser les événements de la porte cosmique pour soustraire les muons cosmiques avec une précision statistique suffisante (0,8 % pour le détecteur arrière. Voir tableau 9).

La rejection des cosmiques est illustrée par l'histogramme de date des événements dans la porte faisceau (figure 45) avant et après coupures (fiducielles + angulaires). L'information sur le temps ne sera pas utilisée dans la réjection.

TABLEAU 9

Nombre d'événements dans le volume fiduciel avant et après coupure sur la pente

Type de module	Détecteur avant		Détecteur arrière	
	porte faisceau	cosmique	porte faisceau	cosmique
Type I L > 4 plans	Avant coupure	10 410	68	2332
	Après coupure	10 201	21	2265
Type II L > 11 plans	Avant coupure	13 489	90	1344
	Après coupure	13 150	30	1306

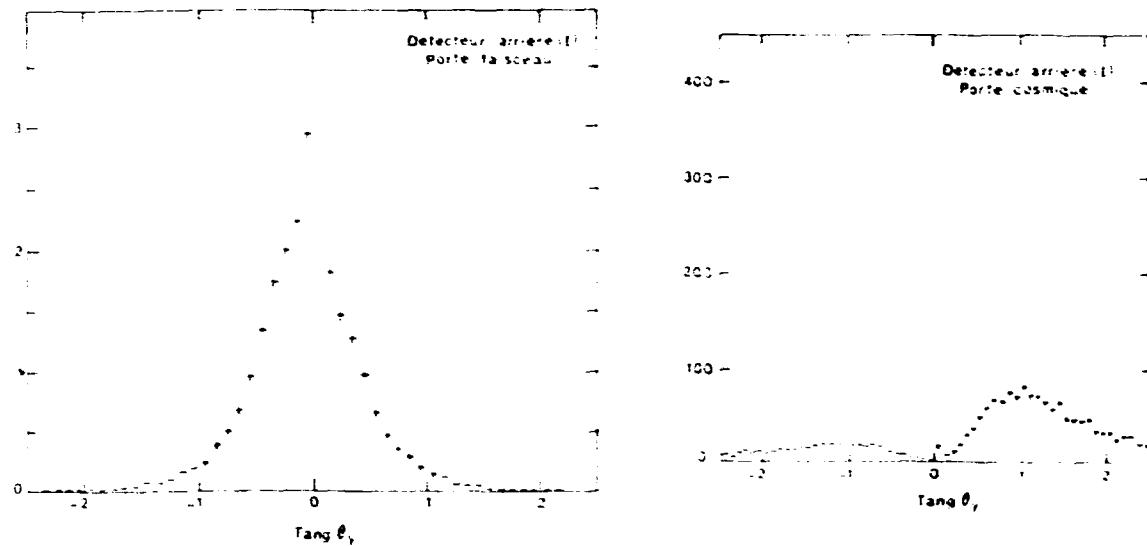


Figure 44 - Distribution de la pente des événements.

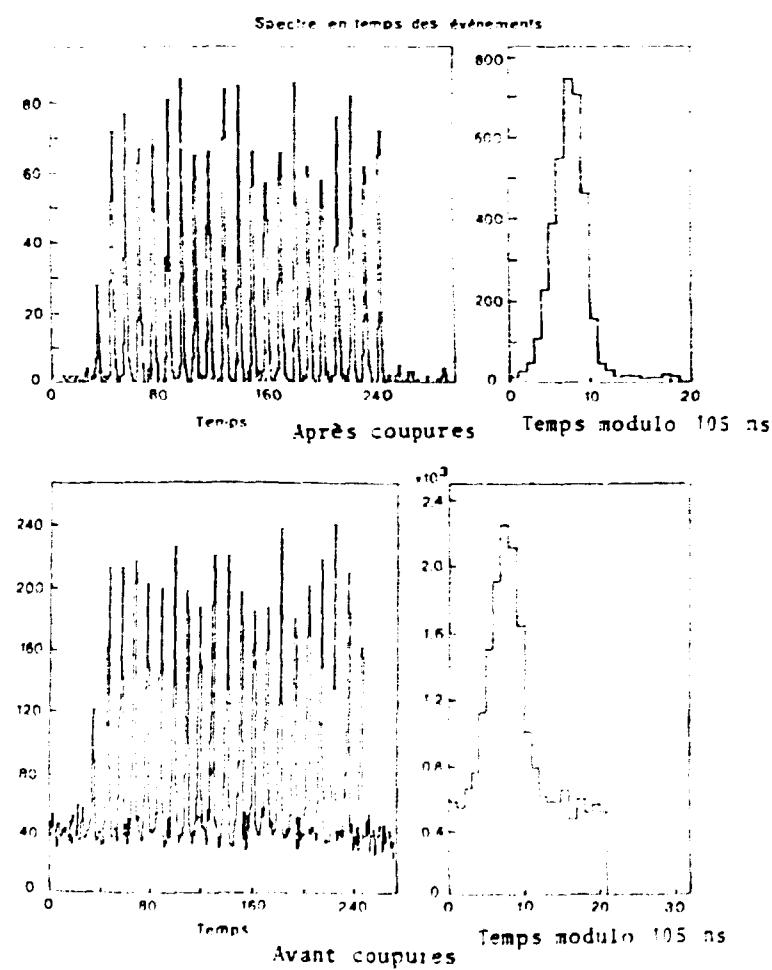


Figure 45 - Spectre en temps des événements.

3.2 - Muons extérieurs

Il est possible d'estimer l'importance du bruit de fond de muons extérieurs et de faire une comparaison avec les prédictions Monte-Carlo sur la répartition de ces événements (tableau 10). Les nombres suivants n'incluent aucune coupure.

TABLEAU 10
Répartition des muons extérieurs (M.C.)

$R = \frac{\text{nombre d'événements } \mu \text{ extérieurs reconstruits}}{\text{nombre d'événements } \nu + \bar{\nu} \text{ reconstruits}}$

(I) et (II) se rapportent au type de module contenant le vertex

Détecteur	R	Entrant dans le 1er plan (I)	$R < 1600 \text{ mm}$ (I)	Anti- compteur touché (II)	Scintilla- teurs externes (II)
Avant	0,35	61 %	28 %	16 %	6 %
Arrière	0,24	37 %	46 %	19 %	7 %

Du tableau 7 on peut tirer les nombres d'événements expérimentaux (évéénements $\nu + \bar{\nu}$, μ extérieurs) correspondant. Le Monte Carlo peut alors donner la fraction constituée par les événements $\nu + \bar{\nu}$. En normalisant le Monte Carlo aux données (par exemple avec le nombre de bons événements après coupures), on peut alors estimer le nombre d'événements μ extérieurs dans les données expérimentales (tableau 11).

TABLEAU 11

Nombre et répartition des muons extérieurs dans les données
(normalisé à 10^{19} protons sur la cible)

Détecteur	R	1°plan (I)	$R < 1600$ (I)	Anti (II)	Scintil. (II)
Avant		36 600	19 230	7 920	5 600
	69 %	64 %	34 %	14 %	10 %
Arrière		1 007	1 920	427	380
	40 %	33 %	64 %	15 %	13 %

La comparaison des tableaux 10 et 11 montre que le Monte-Carlo sous-estime le bruit de fond de muons, mais rend compte correctement de la répartition des muons sur le détecteur.

On peut estimer la contamination des bons événements par les muons extérieurs. La figure 46 montre la distribution en z des vertex des bons événements dans le détecteur avant. Le nombre d'événements dans le plan n° 2 (égal à celui dans les plans 3, 4 et 5) montre que la contamination due à l'inefficacité du premier plan (coupure à 0,1 n.e.p. + bit trigger) est inférieure à $50/10000 = 5\%$.

La figure 47 montre la distribution en R^2 des vertex des bons événements avec une coupure $R < 1600$ mm. Là aussi, il n'y a aucune indication d'une contamination par les muons extérieurs.

A partir du tableau 11, on peut estimer la contamination due à l'inefficacité des anti-compteurs (2 %) :

- Détecteur avant : $0,02 \times 7920 \approx 160$ comparé à 35 000 bons événements, d'où une contamination inférieure à 4 %.

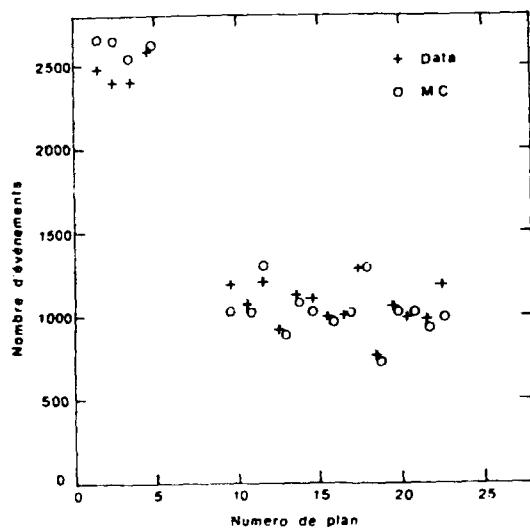


Figure 46 - Distribution longitudinale des vertex.

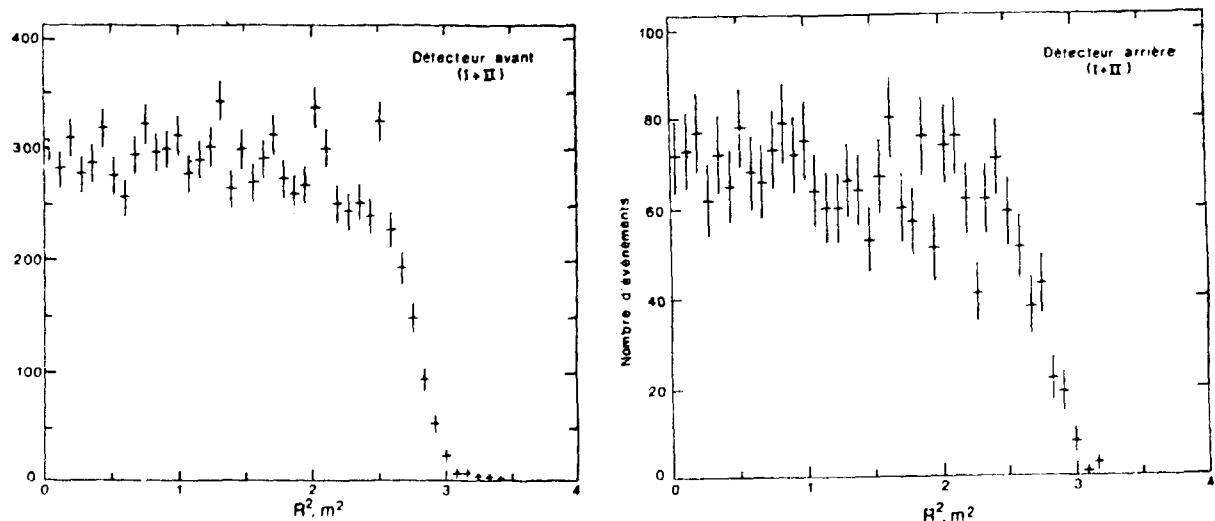


Figure 47 - Distribution radiale des vertex

- Détecteur arrière : $0,02 \times 440 \approx 9$ comparé à 2 400 bons événements, d'où une contamination là aussi inférieure à 4 %.

Dans la suite, on adoptera une erreur globale de 5 % due à la contamination des muons extérieurs.

3.3 - Courants neutres et gerbes hadroniques longues

Le problème des courants neutres a été traité au Chapitre IV. Dans l'étude des oscillations, leur faible contamination (< 10 %) n'interviendra pas dans le rapport Avant/Arrière.

Le problème des gerbes longues peut être important dans l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{lourd}}$ car les gerbes longues contribuent dans le détecteur avant (interactions CC de ν_μ) et ne contribuent pas dans le détecteur arrière (ν_{lourd} n'interagit pas avec CC).

Pour s'affranchir au maximum des gerbes hadroniques, on demandera une longueur d'événement minimale de 50 cm de fer comme le suggère la figure 48, montrant le profil en énergie (par plan) moyen des événements acceptés qui est équivalent au nombre moyen de particules traversant un plan (jusqu'à la saturation des ADC).

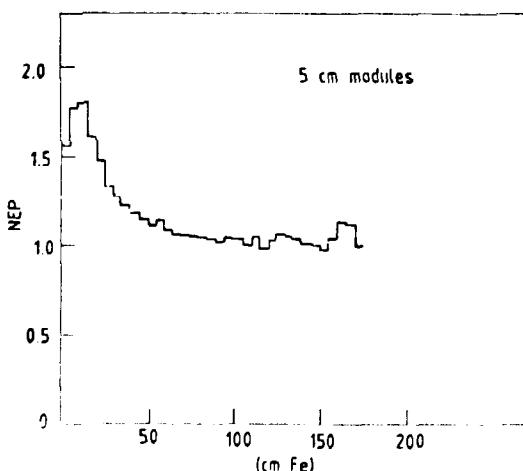


Figure 48 - Profil longitudinal moyen en énergie des événements.

4 - COMPARAISON DES DISTRIBUTIONS EXPÉRIMENTALES ET PSEUDO-EXPÉRIMENTALES

4.1 - Résultats

Dans ce paragraphe et dans tout le chapitre suivant, les nombres d'événements seront relatifs aux coupures fiducielles définies au paragraphe 1, avec une coupure $R < 1\ 600\ \text{mm}$ pour les modules de type I.

On ne conservera que les "runs" où l'on a la garantie d'un bon fonctionnement des détecteurs et du faisceau. Les résultats donnés correspondent ainsi à $0,7 \cdot 10^{19}$ protons sur la cible. Les nombres expérimentaux sont corrigés des muons cosmiques et des temps morts (faisceau et cosmique).

Les résultats intégrés comparés (expérimentaux et Monte-Carlo) sont donnés dans le tableau 12.

Cette comparaison montre que la normalisation absolue du Monte-Carlo est trop faible de 11 % en moyenne (I + II), ce qui est compatible avec les incertitudes sur les sections efficaces de production de pions et de kaons, et sur les sections efficaces d'interaction de neutrinos.

TABLEAU 12

Nombre d'événements intégrés

Type de module	Détecteur avant		Détecteur arrière	
	EXP	MC	EXP	MC
I > 4 plans	10 180	8 863	2 005	1 685
II > 11 plans	13 120	12 255	1 156	1 015

Lorsqu'on renormalise le Monte-Carlo de 11 %, on peut comparer les distributions de longueurs d'événements dans le détecteur avant (figure 49) et de vertex (figure 43).

L'accord est très satisfaisant, ce qui montre que les données sont correctement comprises. En particulier, les irrégularités dans la distribution des vertex sont dues à des inversions de câbles dans les modules de type II, correctement simulées dans le Monte-Carlo.

La quantité intéressante de l'analyse est le rapport des nombres d'événements dans les deux détecteurs. On définit le rapport R de la manière suivante :

$$R = (N_{AR} / N_{AV}) \times (L_{AR} / L_{AV})^2 \times (M_{AV} / M_{AR})$$

où L_{AV} , M_{AV} , N_{AV} (resp. L_{AR} , M_{AR} , N_{AV}) désignent la distance cible-détecteur, la masse du détecteur et le nombre d'événements pour la position avant (resp. arrière).

- Pour les modules de type I :

$$(L_{AR}/L_{AV})^2 = (888/130)^2 = 46,7$$

$$M_{AV}/M_{AR} = 1/9$$

- Pour les modules de type II :

$$(L_{AR}/L_{AV})^2 = (894/131,5)^2 = 46,2$$

$$M_{AV}/M_{AR} = 1/4$$

On introduit finalement le rapport corrigé :

$$R_{COR} = R_{EXP}/R_{MC} = (N_{AR}/N_{AV})_{EXP} / (N_{AR}/N_{AV})_{MC}.$$

En l'absence d'oscillations, on s'attend à $R_{COR} = 1$.

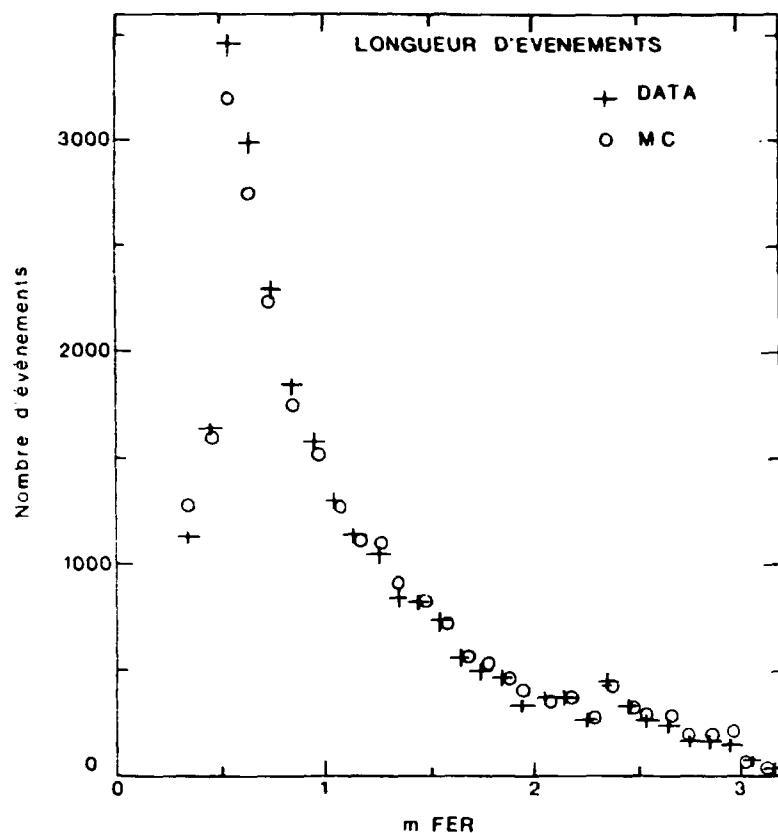


Figure 49 -
Distribution en
longueur projetée.

Module type I

TABLEAU 13

Longueur Nb. de plans (12,5 cm)	N _{AV}	N _{AR}	R _{EXP}	R _{MC} ($\Delta m^2 = 0$)	R _{COR}	$\langle E_\nu \rangle_{AV}$ GeV	$\langle E_\nu \rangle_{AR}$ GeV
4	1701	318,4	0,973 \pm 0,063	0,988 \pm 0,019	0,985 \pm 0,066	2,5	2,5
5-6	2677	524,3	1,019 \pm 0,052	1,013 \pm 0,017	1,006 \pm 0,055	2,5	2,5
7-8	1700	334,4	1,023 \pm 0,066	1,057 \pm 0,022	0,968 \pm 0,070	2,7	2,7
9-11	1638	359,5	1,141 \pm 0,071	0,994 \pm 0,024	1,148 \pm 0,075	3,2	3,1
12-14	1027	186,0	0,942 \pm 0,081	0,942 \pm 0,032	1,000 \pm 0,087	3,9	3,8
15-19	835,6	175,3	1,091 \pm 0,097	0,959 \pm 0,040	1,137 \pm 0,104	4,6	4,9
20-26	432,3	81,4	0,978 \pm 0,125	0,847 \pm 0,025	1,155 \pm 0,135	6,4	6,6
> 27	169,0	25,5	0,784 \pm 0,179	0,884 \pm 0,090	0,887 \pm 0,200		
Total > 4	10180	2005	1,024 \pm 0,026	0,988 \pm 0,009	1,036 \pm 0,028	3,16	3,11

Module type II

Nbr. de plans (5 cm)	N _{AV}	N _{AR}	R _{EXP}	R _{MC} ($\Delta m^2 = 0$)	R _{COR}	$\langle E_\nu \rangle_{AV}$ GeV	$\langle E_\nu \rangle_{AR}$ GeV
9-11	2859	272,1	1,098 \pm 0,075	0,978 \pm 0,019	1,123 \pm 0,078	2,5	2,5
12-15	2912	246,2	0,976 \pm 0,072	1,003 \pm 0,022	0,973 \pm 0,075	2,5	2,5
16-20	2427	219,1	1,042 \pm 0,083	1,003 \pm 0,023	1,039 \pm 0,085	2,8	2,7
21-27	2137	221,3	1,195 \pm 0,100	1,007 \pm 0,026	1,187 \pm 0,103	2,9	2,9
28-34	1417	134,5	1,035 \pm 0,117	0,915 \pm 0,029	1,196 \pm 0,120	3,3	3,4
35-44	1012	78,1	0,891 \pm 0,126	0,886 \pm 0,038	1,006 \pm 0,132	4,2	4,0
> 45	1322	91,3	0,797 \pm 0,104	0,851 \pm 0,036	0,936 \pm 0,110	6,2	6,3
Total > 11	13120	1156	1,017 \pm 0,039	0,960 \pm 0,009	1,053 \pm 0,040	3,31	3,28

Les nombres d'événements expérimentaux ainsi que la valeur des rapports R sont classés en fonction de la longueur d'événements dans le tableau 13 qui constitue donc un résumé des résultats de l'expérience. Les figures 49 et 50 montrent graphiquement la variation comparée de R_{EXP} et R_{MC} pour les deux types de Modules.

4.2 - Etude des données prises sans cible

Le but de cette prise de données est de vérifier les calculs Monte-Carlo de production de neutrinos dans les matériaux autres que la cible (écrans, air du tunnel de désintégration, blindage). $0,27 \cdot 10^{18}$ protons ont été consacrés à cette étude. Les résultats et la comparaison avec la prédition Monte-Carlo sont présentés dans le tableau 14 pour le détecteur avant. Les nombres expérimentaux sont corrigés des cosmiques et du temps mort.

TABLEAU 14

	Avec cible 10^{19} protons	Sans cible $0,27 \cdot 10^{18}$ p	$\frac{\text{sans}}{\text{avec}} \times$	10^{19} $0,27 \cdot 10^{18}$
Expérience : nombre de bons événements	70 600	301 ± 18	$15,7 \pm 1 \%$	
Prédiction Monte-Carlo			14,2 %	

On remarque que l'accord est satisfaisant. En fait, à cause de l'absorption des protons dans la cible, cette contribution des protons interagissant après la cible est cinq fois moins importante que celle mentionnée ci-dessus.

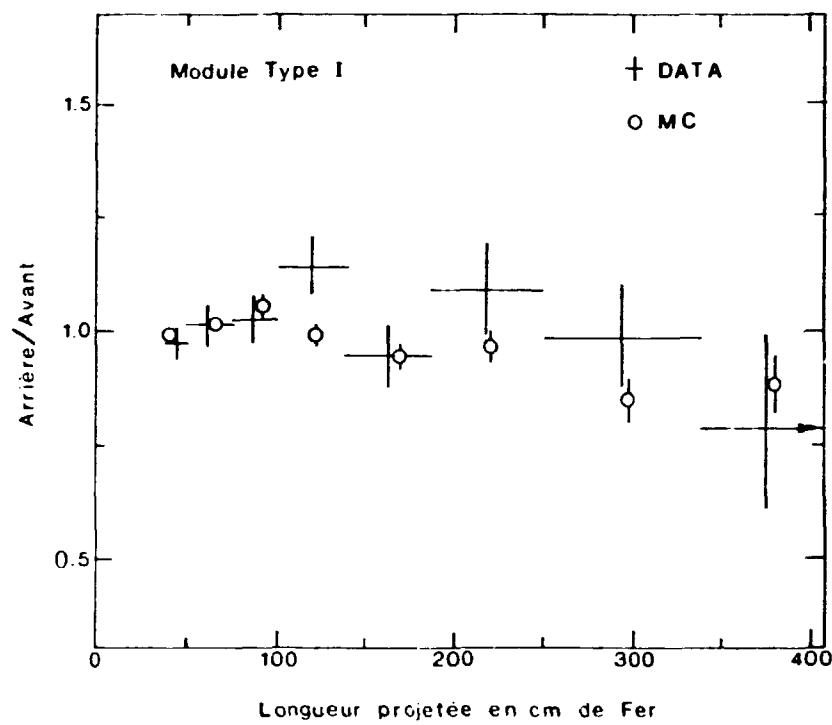


Figure 50 -

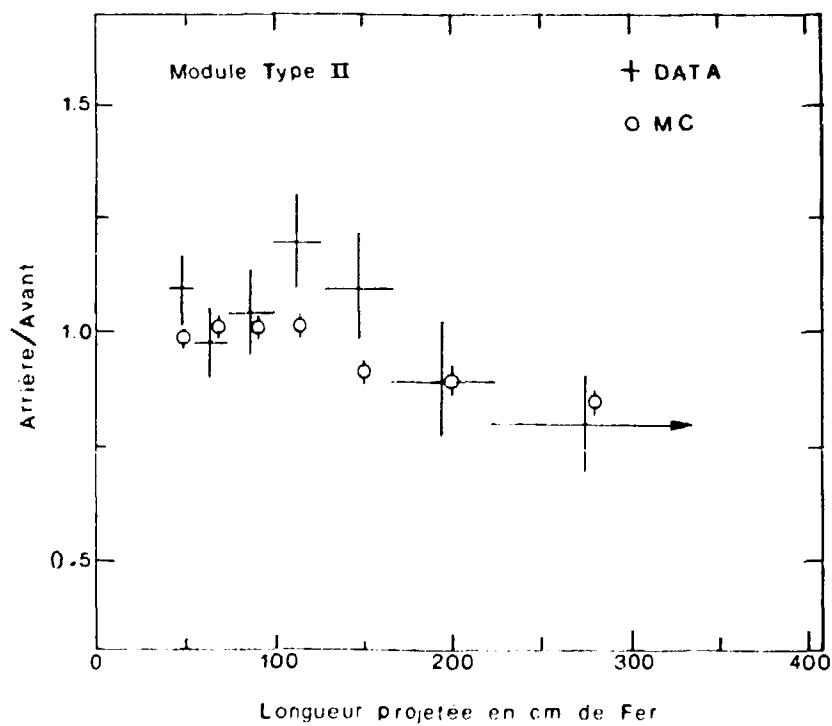


Figure 51 -

CHAPITRE VII

LIMITES SUR LES PARAMETRES D'OSCILLATION

1 - MÉTHODE GÉNÉRALE D'OBTENTION DES LIMITES SUR LES PARAMÈTRES Δm^2 ET $\sin^2 2\theta$

1.1 - Remarques générales

On effectuera l'analyse en supposant une éventuelle oscillation entre deux types de neutrino dont l'effet sur le rapport R est simulé dans le Monte-Carlo en pondérant chaque événement avec un poids $W = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu})$ fonction de l'énergie du neutrino et de la distance parcourue.

L'information sur les paramètres Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ provient de la comparaison entre R_{EXP} et R_{MC} (Δm^2 , $\sin^2 2\theta$). Le maximum d'information est obtenu lorsque les événements sont répartis dans N intervalles de longueur projetée ($N = 15$ dans le Tableau 13 et l'analyse finale).

La stratégie utilisée pour l'ajustement du Monte-Carlo avec les données expérimentales est décrite dans les paragraphes suivants.

1.2 - Choix d'un estimateur / 64 /

Ce choix (méthode du χ^2 ou du maximum de vraisemblance par exemple) est dicté par le type de problème que l'on se pose.

Au vu des figures 50 et 51, les données ne montrent pas de signe d'oscillation et ne serviront qu'à poser des limites dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$.

Le premier problème est de définir ce que l'on appelle niveau de confiance pour ces limites :

Dans le test d'une hypothèse $(\sin^2 2\theta_0, \Delta m_0^2)$, on peut déterminer la vraisemblance de l'ajustement, c'est-à-dire la probabilité que les données pseudo-expérimentales calculées en ce point du plan puissent correspondre aux données expérimentales observées. On définira alors le domaine du plan rejeté avec un niveau de confiance $1 - \alpha$ comme l'ensemble des points pour lesquels la probabilité de l'ajustement est inférieure à α .

Dans la suite on s'intéressera particulièrement au niveau de confiance $1 - \alpha = 90\%$, souvent employé dans les autres expériences.

Supposons alors que l'expérience conduise à n mesures y_i du rapport R^{EXP} correspondant à n intervalles en longueur projetée. Soit σ_i l'erreur associée à la mesure y_i . En supposant que ces erreurs sont gaussiennes (les y_i suivent une loi normale), on peut construire la "statistique" suivante (vraisemblance) :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^n e^{-\frac{(y_i - y_i^T)^2}{2\sigma_i^2}}$$

où $y_i^T = y_i^T (\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ est la valeur du rapport R^{MC} calculée au point $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$. Les erreurs σ_i , d'origine statistique, sont indépendantes.

Si l'on suppose en outre que la normalisation globale N des mesures est affectée d'une erreur σ_N , on peut alors utiliser une fonction de vraisemblance plus complète en considérant le produit de convolution suivant, où chaque mesure avec la normalisation N est pondérée par la densité de probabilité de N .

$$\mathcal{L} = \int_{-\infty}^{+\infty} dN \prod_{i=1}^n e^{-\frac{(y_i - N y_i^T)^2}{2 \sigma_i^2}} e^{-\frac{(N-1)^2}{2 \sigma_N^2}}$$

Après intégration sur N, \mathcal{L} peut être écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \sqrt{\frac{2 \pi}{a}} e^{-\frac{1}{2} Q^2}$$

avec :

$$a = \frac{1}{\sigma_N^2} + \sum_i \frac{y_i^T}{\sigma_i^2}$$

$$Q^2 = \left(\sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y_i^T \cdot N_0)^2}{\sigma_i^2} \right) + \frac{(N_0 - 1)^2}{\sigma_N^2} \quad (7.1)$$

et

$$N_0 = \frac{1 + \sigma_N^2 \sum_i y_i y_i^T / \sigma_i^2}{1 + \sigma_N^2 \sum_i y_i^T / \sigma_i^2}$$

N_0 est justement la valeur de N qui minimise Q^2 à $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 fixés.

L'utilisation de la fonction de vraisemblance (ou de son logarithme) est donc équivalente à celle de l'estimateur des moindres carrés Q^2 , au facteur (Log a) près (sans importance à cause du Log) :

$$- 2 \ln (\mathcal{L}) = Q^2 - \log a + \text{constante}$$

Dans la suite, on utilisera donc l'estimateur des moindres carrés "modifié" Q^2 ($\sin^2 2\theta$, Δm^2). Si l'on oublie le terme $\frac{(N-1)^2}{\sigma_N^2}$, Q^2 est distribué asymptotiquement (n grand) selon

une loi de χ^2 ($n-1$). Avec l'introduction du terme $\frac{(N-1)^2}{\sigma_N^2}$, on s'attend à obtenir une distribution pour Q^2 donnée par une loi de χ^2 (n). Cette distribution peut être déterminée par une simulation Monte-Carlo où l'on répète un grand nombre de fois l'expérience complète (avec la même statistique qu'avec l'expérience vraie) en supposant une certaine valeur des paramètres ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$). La distribution obtenue $F(Q^2)$ dépend en général très peu des points ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) choisis.

La région du plan rejetée avec un niveau de confiance $1 - \alpha$ est l'ensemble des points vérifiant :

$$Q^2 (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) > Q_0^2$$

avec
$$\int_0^{Q_0^2} F(Q^2) dQ^2 = (1 - \alpha) \int_0^{\infty} F(Q^2) dQ^2 \quad (1.2)$$

1.3 - Utilisation d'autres estimateurs

A priori, il existe d'autres estimateurs pour ce type de problème. On ne développera que la méthode du rapport de vraisemblance (utilisée dans la référence / 34 /) où l'on considère la statistique définie par le rapport :

$$\lambda = \frac{\mathcal{L}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)}{\mathcal{L}_{\text{MAX}}}$$

où \mathcal{L}_{MAX} est la valeur du maximum de vraisemblance dans le plan ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$). Il est équivalent de considérer la variable :

$$S^2 = -2 \ln \lambda = Q^2 (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) - Q_{\text{min}}^2$$

Le point le plus probable $P_0 = (\sin^2 2\theta, \Delta m^2)_{\text{MAX}}$ est défini par $S^2 = 0$. Asymptotiquement, S^2 suit une loi de $\chi^2(2)$

(voir / 64 /, Chapitre 10) et le domaine rejeté est défini par l'inégalité :

$$S^2 (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) > S_o^2$$

avec $\int_0^{S_o} x_2^2 (x) dx = (1 - \alpha) \int_0^{\infty} x_2^2 (x) dx$

soit $S_o^2 = 4,6$ pour $1 - \alpha = 90\%$.

En fait la distribution de S^2 doit être déterminée par Monte-Carlo en engendrant un grand nombre d'expériences. La difficulté est que S_o^2 peut dépendre fortement du point du plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ dans le cas de problèmes hautement non linéaires comme c'est le cas ici où R^{MC} peut dépendre d'une manière compliquée de $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ (voir la figure 54).

En conséquence, ce test, qui fait référence au minimum dans tout le plan, ne s'applique correctement que dans le cas où la densité de probabilité n'a pas de comportement "pathologique" en dehors du point P_o , ce qui ne semble pas être le cas ici, particulièrement pour les grandes valeurs de Δm^2 ($\Delta m^2 > 20 \text{ eV}^2$).

Dans notre analyse on se restreindra donc au test décrit en 1.2 (test de Pearson). Mais avant d'appliquer cette méthode, il est nécessaire d'étudier les erreurs systématiques afin de connaître σ_N .

2 - ESTIMATION DES ERREURS SYSTÉMATIQUES

On distinguera deux types d'erreurs selon qu'elles dépendent ou non de l'énergie des événements.

2.1 - Erreurs globales

En fait, seule l'erreur sur le temps mort entre dans cette catégorie. Négligeable pour le détecteur arrière, on estime l'incertitude sur la mesure du temps mort du détecteur avant à environ 10 % de sa valeur (9 %) soit $\sim 1 \%$ (on estime l'incertitude à environ un "pic" de 10 ns sur les 20 pics d'un déversement, et en moyenne, le détecteur est inactif pendant la moitié du déversement lorsqu'on a un trigger).

2.2 - Effets dépendant de l'énergie

On traitera séparément ces effets selon que leur étude procède d'une analyse du Monte-Carlo ou de la qualité de la reconstruction.

2.2.1 - Etude Monte-Carlo

Cette étude concerne les effets sur le rapport R_{MC} (donc R_{COR}) de l'imperfection de notre connaissance de la physique régissant les interactions de protons (dans la cible) et de neutrinos (dans le détecteur).

Le tableau 16 résume les valeurs de R obtenues lorsque l'on ne considère qu'une partie déterminée (quasi-élastiques seuls, ν_π seuls, etc... par exemple) du Monte-Carlo. Les effets obtenus lorsqu'on augmente d'un facteur 2 la contribution des courants neutres (telle qu'elle existe dans le Monte-Carlo) ou lorsqu'on introduit un facteur multiplicatif $e^{-2 P_T^2}$ dans la section efficace de production de pions et de kaons, sont aussi indiqués.

TABLEAU 16 - Etude Monte-Carlo du rapport $R_{MC} = \frac{AR}{AV}$.

Quantité portée : $\frac{MC_i}{MC_{total}}$ où MC_i est la valeur de R_{MC} obtenue en ne considérant qu'une fraction du Monte-Carlo.

Longueur projetée cm	50-75	75-100	100-140	140-180	180-250	> 250	Total
MC total	0,1027	0,1093	0,1107	0,0896	0,0768	0,1064	0,1005
Seulement :							
Interactions secondaires dans la cible	0,90	0,86	0,83	0,85	0,82	0,81	0,87
NC	0,93	0,83	-	-	-	-	0,94
Inélastiques	1,00	0,96	1,02	1,01	1,00	1,01	0,994
QE	0,98	1,00	0,98	1,05	1,07	0,89	1,00
Δ .prod	1,03	1,10	0,994	0,91	0,93	1,13	1,017
ν	1,00	0,994	1,00	0,97	1,00	1,00	0,993
$\bar{\nu}$	0,983	1,03	1,01	1,14	0,99	1,06	1,03
ν_{π}	1,01	1,05	1,02	1,04	1,035	0,92	1,03
ν_K	0,95	0,85	0,96	0,94	0,98	1,02	0,92
ν produits après la cible	0,76	0,73	0,80	0,75	0,76	0,90	0,76
NC * 2	0,996	0,993	1,000	-	-	-	0,997
$\sigma_{\pi, K}^{-2} e^2$	0,96	1,02	1,02	1,02	1,03	1,03	1,01

Il n'apparaît pas d'effets dépendant fortement de l'énergie. On ne considérera donc que les erreurs d'échelle globales. Celles-ci sont déterminées par les incertitudes sur la contribution d'une classe donnée d'événements (QE, Δ , ν_π , etc...) au nombre total d'événements. Les résultats de cette analyse sont résumés dans le Tableau 17 (qui utilise le rapport donné dans la dernière colonne du Tableau 16) : par exemple, l'incertitude sur la proportion de neutrinos provenant d'interactions secondaires est de 5 %. Compte tenu du rapport $\frac{AR}{AV} = 0,87$ pour ces neutrinos, elle induit une incertitude sur le rapport finale de $0,05 \times 0,13 \approx 0,007$.

TABLEAU 17

Type d'événement	Proportion dans les données	Contribution à l'erreur sur le rapport AR/AV %
Secondaires	10 % \pm 5 %	\pm 0,7
NC	5 % \pm 2 %	\pm 0,2
Inélastiques	45 % \pm 10 %	\pm 0,1
QE	35 %	-
Δ	25 % \pm 10 %	\pm 0,2
$\bar{\nu}/\nu$	20 % \pm 5 %	\pm 0,2
ν_π	60 % \pm 10 %	\pm 0,5
ν_K	40 % \pm 10 %	
ν après la cible	3 % \pm 0,5 %	\pm 0,2
$\sqrt{\sum \sigma^2} = 0,9 \%$		

Enfin, l'erreur la plus importante provient des effets d'absorption dans la cible (voir Chapitre 3) que l'on peut estimer à 3 %. Additionnées quadratiquement, ces erreurs conduisent à une erreur globale de 3,1 %.

2.2.2 - Erreurs expérimentales

Ces erreurs sont plus difficiles à évaluer. Les effets pouvant conduire à une modification du rapport sont les suivants :

- Inefficacité du trigger
- Effet de la coupure sur le signal d'un muon (0,1 nep ou 0,2 nep)
- Différence entre les deux détecteurs due au fait que les événements de type I "voient" plus de plans de type I dans le détecteur arrière, ce qui améliore la résolution angulaire.

Pour étudier le dernier point, une partie des données (8 runs) a été reconstruite en n'utilisant que le nombre de plans de type I qui seraient disponibles pour la reconstruction de la trace si l'événement était dans le détecteur avant. Par exemple, pour un événement du détecteur arrière commençant au plan 16, on n'utilise que les plans 16 à 20 dans la reconstruction de l'événement.

Le changement induit sur le rapport AR/AV par ce sort à la construction standard n'est que de 0,3 %, très inférieure aux erreurs statistiques.

L'efficacité du trigger et de la reconstruction (les deux premiers points) sont très sensibles à la longueur de l'événement. On a vu (Chapitre IV.4) que l'on pouvait attribuer une erreur de 1 % à l'efficacité de reconstruction. Cette erreur affectant principalement les événements courts, son effet a été étudié de la manière suivante :

- i) La proportion d'événements courts (4 plans de type I ou 10 plans de type II) est de 17 % pour le type I et de 8 % pour le type II.
- ii) Un changement de 1 % sur le rapport AR/AV peut être introduit en retranchant dans un des détecteurs (Avant par exemple) :

- un plan de type I dans 6 % des cas,
- ou bien, un plan de type II dans 13 % des cas.

La perte d'un plan (donc de l'événement s'il est court) est l'effet attendu d'une inefficacité du trigger ou du programme de reconstruction.

2.3 - Application des erreurs systématiques

On distinguera donc les erreurs appliquées globalement et l'erreur d'efficacité décrite ci-dessus :

i) L'erreur globale :

Temps mort	1 %
Muons extérieurs	0,5 %
Soustraction des cosmiques	0,8 %
Etude Monte-Carlo	3,1 %
	<hr/>

Erreur systématique globale :

$$\sigma_N = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2} = 3,4 \%$$

Cette erreur globale est celle qui entre dans l'expression (7.1) de l'estimateur Q^2 .

ii) L'effet dû à la soustraction de plan décrite au paragraphe précédent, qui simule une inefficacité de trigger ou de reconstruction, doit être étudié séparément en recalculant R^{MC} dans cette hypothèse afin d'obtenir de nouvelles limites.

La courbe limite finale est obtenue en considérant la courbe la plus pessimiste.

3 - ANALYSE GLOBALE

Avant de procéder à l'analyse en longueur projetée, on peut faire une analyse simplifiée où on intègre tous les événements. Le résultat global est donné par les valeurs intégrées de R_{COR} (voir Tableau 13) :

- $R_{COR} = 1,036 \pm 0,028$ (Stat) pour les modules de type I
- $R_{COR} = 1,059 \pm 0,040$ (Stat) pour les modules de type II

Il faut ajouter (quadratiquement) 1 % à l'erreur systématique globale σ_N , pour les inefficacités de trigger et de reconstruction. En moyenne il vient :

$$R_{COR} = R_{EXP}/R_{MC} = 1,044 \pm 0,023 \text{ (stat)} \pm 0,035 \text{ (syst)}$$

Il n'y a donc pas d'indication d'oscillations. On peut cependant utiliser cette information pour donner une limite sur les paramètres de l'oscillation en se restreignant aux petites valeurs de Δm^2 ($\Delta m^2 < 10 \text{ eV}^2$). Pour les grandes valeurs de Δm^2 , l'analyse en longueur projetée apporte beaucoup plus d'information. Pour les petites valeurs de Δm^2 , la courbe limite (à 90 % CL) est donnée par l'ensemble des points du plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ vérifiant :

$$R_{MC} (\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = R_{EXP} - 1,64 \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{syst}}^2}$$

L'ensemble de ces points est porté sur la figure 53.

La figure 52 montre la variation de R_{COR} en fonction du temps. L'effet dû à l'incident de la cible tombée pendant les périodes 1 et 2 est sensible, ce qui justifie l'abandon de ces données pour l'analyse finale.

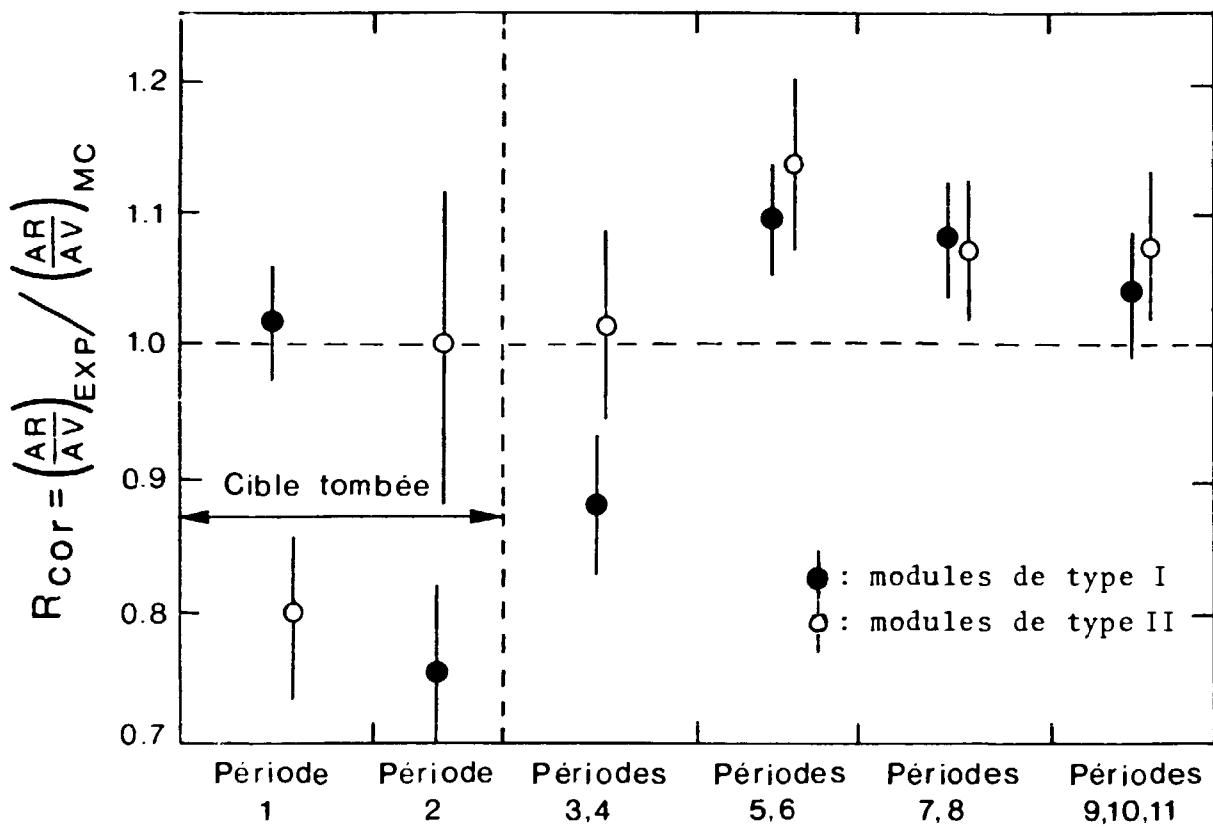


Figure 52 - Stabilité des résultats en fonction du temps.

4 - ANALYSE EN LONGUEUR PROJETÉE

Les données sont rangées dans 15 intervalles (8 pour les événements de types I et 7 pour le type II ; voir Tableau 13). La figure 54 montre les rapports R_{COR} obtenus, comparés à plusieurs topologies d'oscillations (obtenues par Monte-Carlo) correspondant à différentes valeurs de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$.

La méthode d'ajustement décrite au paragraphe 1 est appliquée avec $n = 15$. Le Tableau 14 donne la carte des valeurs de l'estimateur Q^2 dans le plan, pour $\sin^2 2\theta < 0,5$ et pour le domaine en Δm^2 à priori accessible à l'expérience ($0,1 < \Delta m^2 < 1\,000 \text{ eV}^2$). La valeur de Q^2 correspondant à l'absence d'oscillations ($\sin^2 2\theta = 0$) est $Q_0^2 = 14,8$, qui montre que les données sont compatibles avec l'absence d'oscillations. Cependant, la valeur favorisée par les données ($\sin^2 2\theta = 0,35$, $\Delta m^2 = 32 \text{ eV}^2$) est située dans le domaine physique.

Pour obtenir les limites, il est nécessaire de connaître la distribution de Q^2 . Comme il est décrit au paragraphe 1, cette distribution a été engendrée par Monte-Carlo. Les figures 55 et 56 donnent la distribution en Q^2 (proche de celle d'un χ^2 (15)) ainsi que la distribution intégrée.

Les limites à 90 % sont alors définies par les points vérifiant Q^2 ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) = 22. Ces limites (ainsi que celles à 68 % CL) sont portées sur la figure 53. On peut remarquer qu'elles ne sont pas meilleures que celles provenant de l'analyse globale, et même plus mauvaise si l'on inclut l'erreur systématique rendant compte des possibles biais dus au trigger et à la reconstruction.

Ceci est dû au fait que la plupart des points de la figure 54 sont situés au-dessus de la ligne $R_{COR} = 1$, tout en vérifiant $\chi^2/NDL \approx 1$. La courbe limite finale est obtenue en considérant la courbe obtenue par analyse globale jusqu'à $\Delta m^2 \approx 3 \text{ eV}^2$ et la courbe provenant de l'analyse en longueur pour $\Delta m^2 > 3 \text{ eV}^2$. Cette courbe limite est donnée dans un diagramme logarithmique sur la figure 57 et comparée aux autres courbes expérimentales sur la figure 58.

Pour terminer, on peut faire plusieurs remarques :

- i) Au couplage maximal, les valeurs de Δm^2 entre 0,36 et 120 eV^2 sont exclues (90 % CL). La limite la plus restrictive sur le paramètre de mélange $\sin^2 2\theta$ est de 0,070 pour $\Delta m^2 = 3,0 \text{ eV}^2$. A 3 GeV, la longueur d'oscillation est égale à $(7500 / \Delta m^2)$ mètres, qui n'est plus négligeable devant la taille de la source (tunnel $\sim 50 \text{ m}$) pour $\Delta m^2 > 100 \text{ eV}^2$ (voir I.5.ii)).
- ii) L'analyse a été répétée en utilisant 30 classes de longueur projetée au lieu de 15. Les résultats obtenus sont identiques, ce qui montre qu'il n'y a pas de biais évident introduit par le choix des intervalles.

iii) La courbe obtenue ne dépend pratiquement pas du type d'oscillation étudié. Dans une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, des courants chargés $\nu_\mu N \rightarrow \mu X$ sont "remplacés" par des courants chargés $\nu_e N \rightarrow e X$ où seule la gerbe hadronique est susceptible de donner un déclenchement du détecteur. Dans le cas de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_X$ lourd, les courants chargés disparaissent ($E_\nu < E_{\text{seuil}}$). L'analyse a été effectuée avec ces différentes hypothèses (simulées dans le Monte Carlo) sans montrer de changements significatifs, même si la simulation d'une gerbe hadronique dans le Monte-Carlo n'est pas parfaite. On ne distinguera donc pas les deux types d'oscillation dans le résultat final.

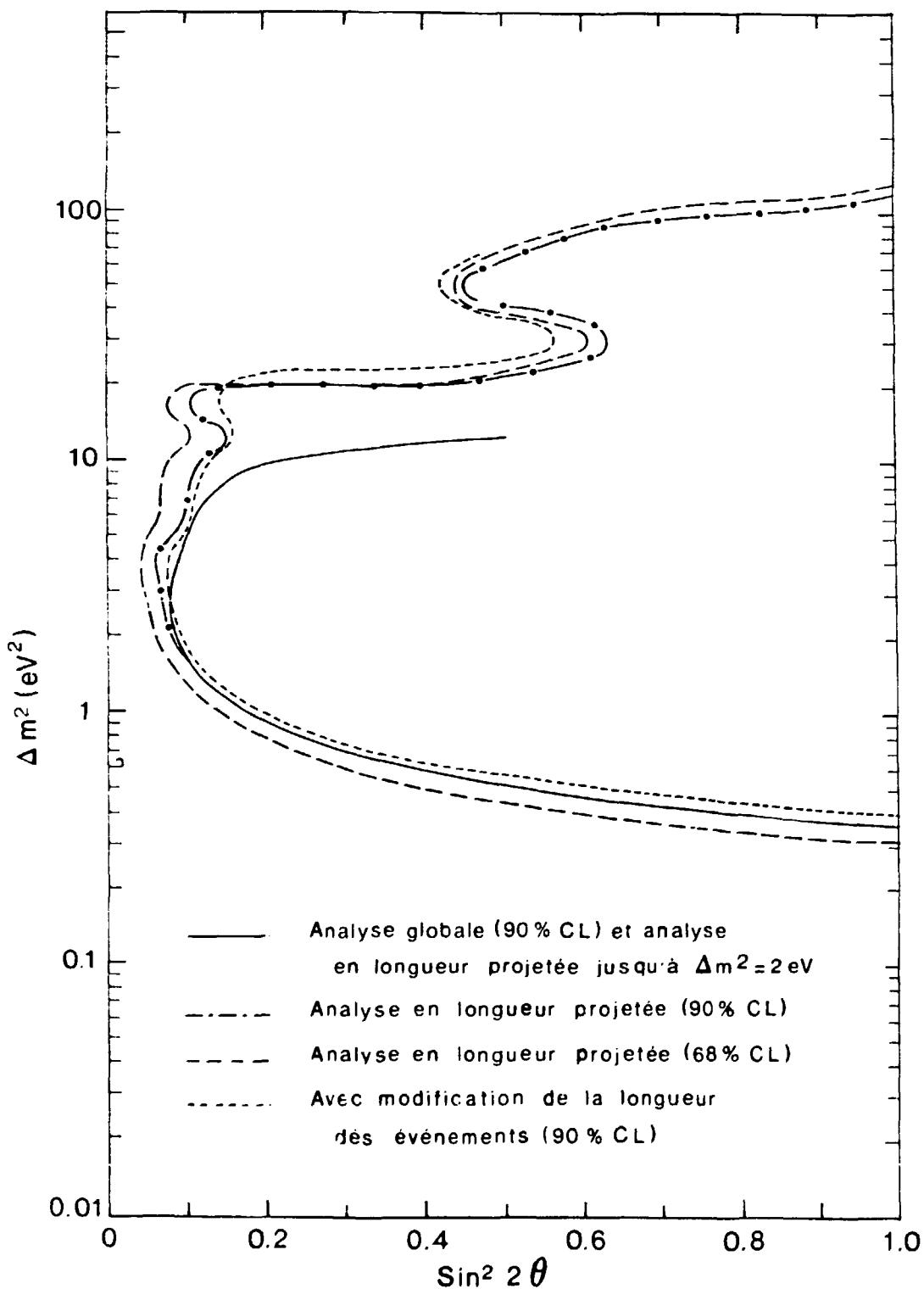


Figure 53 - Résumé des limites obtenues.

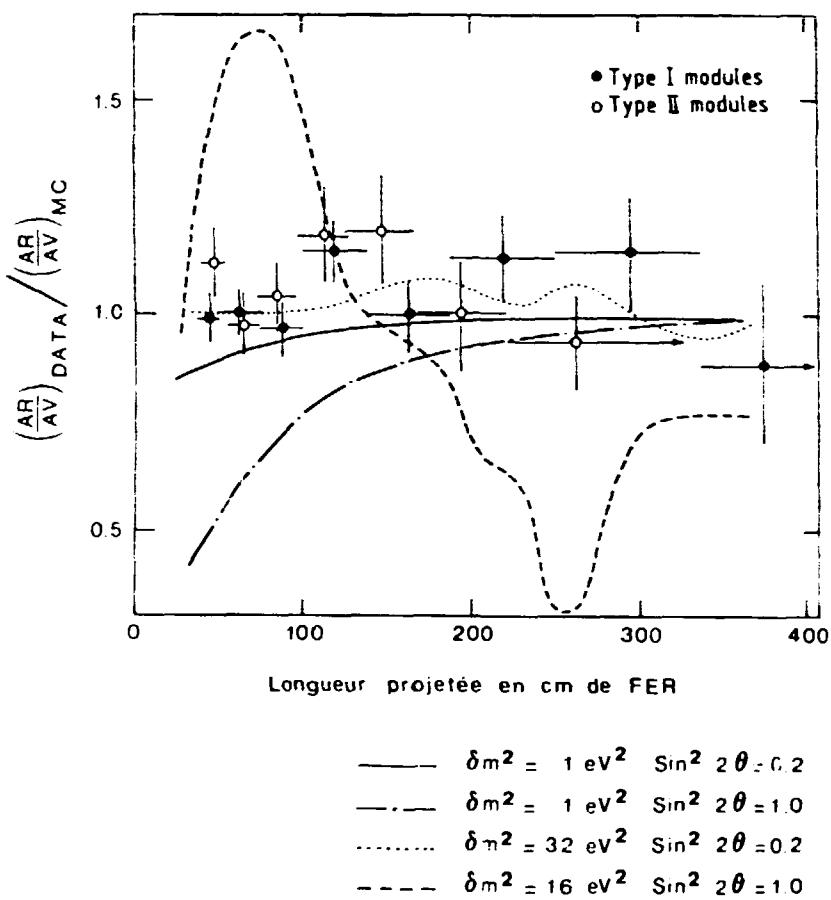


Figure 54 - Rapport corrigé comparé à différents topologies d'oscillation.

TABLEAU 13 - Carte des valeurs de l'estimateurs Q^2 dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$.



Figure 55 - Distribution de l'estimateur Q^2 engendrée par Monte-Carlo.

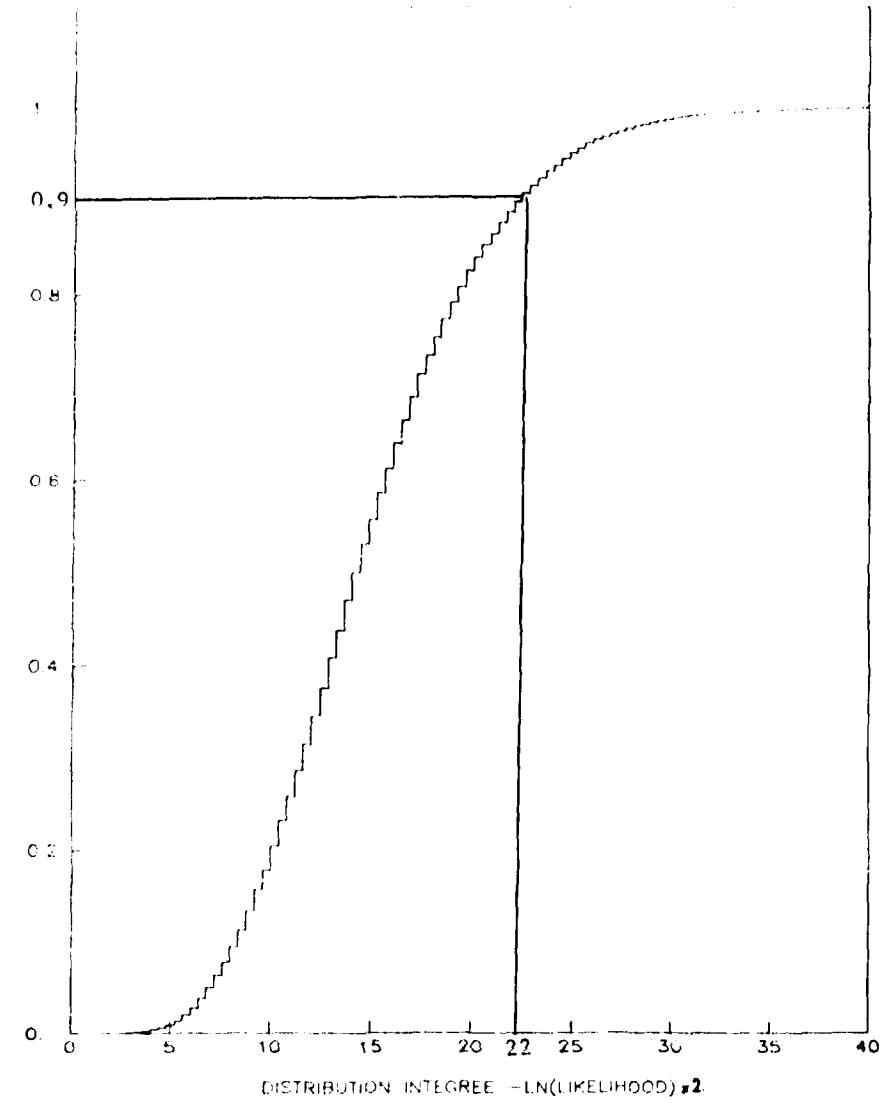


Figure 56

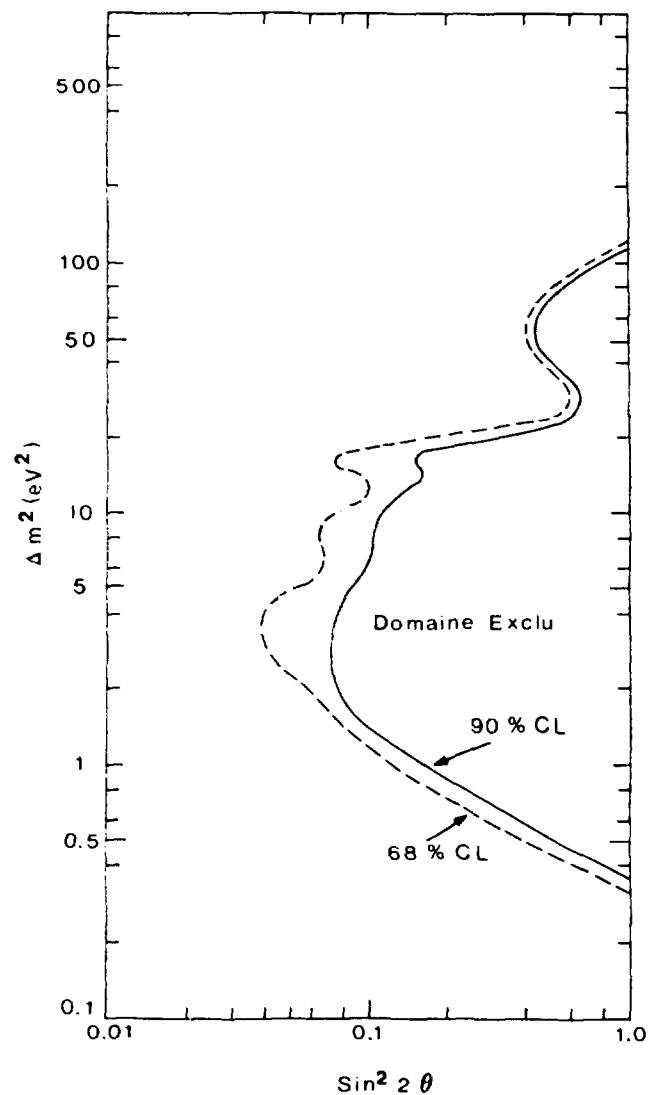


Figure 57 - Limites en diagramme Log.

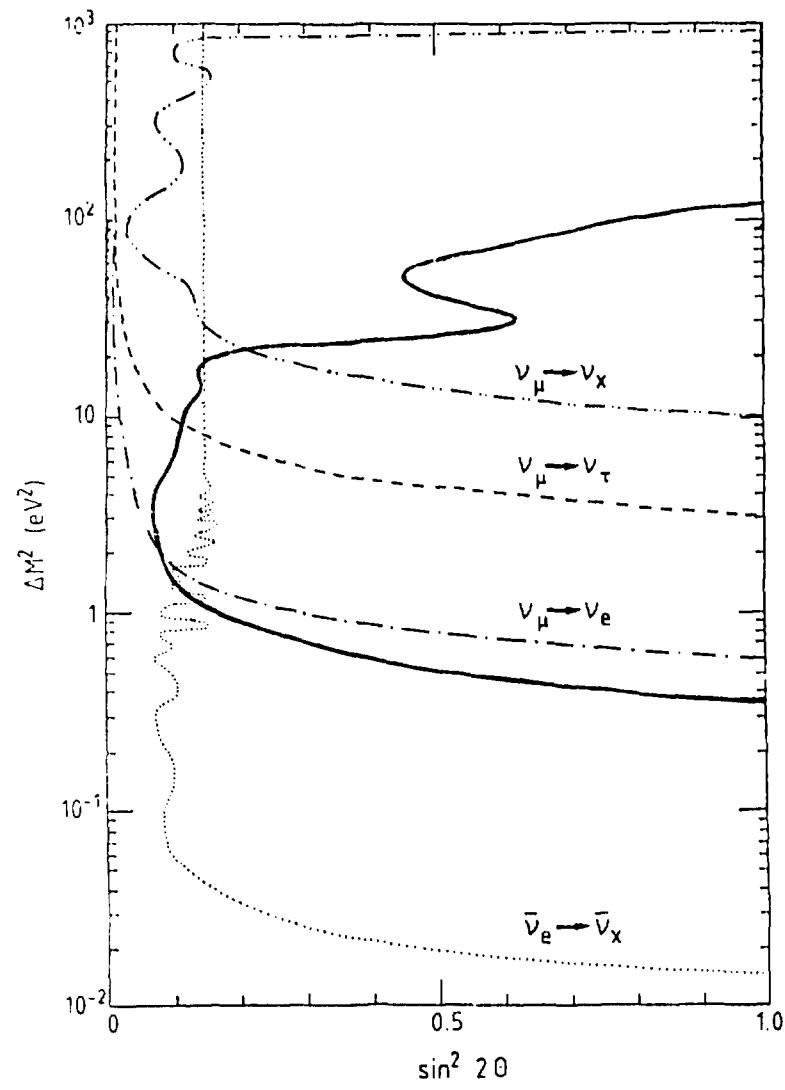


Figure 58 - Limites obtenues, comparées aux limites existantes.

CONCLUSIONS

Les résultats de cette expérience ont fait l'objet d'une publication /65/. Les limites obtenues sont les plus restrictives sur les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ pour $1 < \Delta m^2 < 3 \text{ eV}^2$, sur les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ pour $\Delta m^2 < 10 \text{ eV}^2$ et sur les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\chi$ pour $\Delta m^2 < 20 \text{ eV}^2$. Dans ce dernier cas, elles sont parfaitement complémentaires des limites obtenues à Fermilab /47/ avec le même type d'expérience.

Cette expérience souffre d'une connaissance limitée du rapport des flux. La précision requise aurait pu être atteinte si l'on avait disposé de mesure des spectres de π et de K à différents angles dans les conditions de l'expérience. Cependant, en tenant compte seulement des erreurs statistiques, les limites n'auraient été améliorées que d'un facteur 2. Ces limitations sont inhérentes aux expériences de disparition avec une statistique limitée.

Il sera difficile dans le futur d'abaisser cette limite en Δm^2 de plusieurs ordres de grandeur dans les expériences utilisant les neutrinos ν_μ . Pour des raisons de flux, il faudrait utiliser des faisceaux de haute énergie si l'on veut utiliser de grandes distances. La limite sur $\sin^2 2\theta$ peut être abaissée dans des expériences d'apparition (par identification des gerbes électromagnétiques par exemple) et c'est ce qui pourrait justifier de nouvelles expériences comme celle proposée dans le Jura / 66 / ou même celles utilisant des détecteurs mesurant la durée de vie du proton servant de cibles à des faisceaux du CERN produits à plus de cent kilomètres de ces détecteurs. En attendant, les expériences d'oscillation auprès des réacteurs (BUGEY II) et les expériences mesurant directement la masse de l'antineutrino électronique nous auront peut être apporté suffisamment d'informations qui décideront de l'avenir des expériences auprès des accélérateurs.

REFERENCES

- / 1 / V.A. LUBIMOV
(ITEF). Présenté à la Conférence EPS'83 (Brighton).
- / 2 / ANDERHUB et al.
Phys. Lett. 114B (1982) 76.
- / 3 / BILENKY et PONTECORVO
Phys. Rep. C41-225 (1978).
- / 4 / FRAMPTON and VOGEL
Phys. Rep. C82 339 (1982).
- / 5 / S.L. GLASHOW
Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
S. WEINBERG
Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
A. SALAM
Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm, 1968.
S.L. GLASHOW, J. ILIOPoulos et L. MAIANI
Phys. Rev. D2, 1285 (1970).
C. BOUCHIAT, J. ILIOPoulos et Ph. MEYER
Phys. Lett. 38B, 519 (1972).
- / 6 / J. SCHECHTER and J.W.F. VALLE
Phys. Rev. D22 (1980), 738.
- / 7 / Pour une revue des Modèles de Grande Unification, voir :
M.K. GAILLARD et L. MAIANI
Proc. Ecole d'Eté de Cargèse, 1979.

J. ELLIS

Proc. de l'Ecole d'Eté des Houches, 1981.

A. BILLOIRE, A. MOREL

Note CEA-N-2175 (1980).

/ 8 / H. GEORGI, S.L. GLASHOW
Phys. Rev. Lett. 32, 438 (1974).

/ 9 / S. WEINBERG
Phys. Rev. Lett. 43, 1566 (1978).

/ 10 / H. GEORGI
Particles and Fields (1974) APS/DPF Williamsburg,
Virginia, 1974 (ed. C.E. Carlson) (AIP, New York,
1975), p. 573.

/ 11 / M. EPHERRE et al.
Phys. Rev. C19, 1504 (1979).

/ 12 / E. WITTEN
Harvard Preprint HUTP-70/A076 (1979).

/ 13 / F. WICHOLEN
Cours à l'Ecole d'Eté d'Erice.

/ 14 / A.H. GUTH
Phys. Rev. D23, 347 (1981).

A.H. GUTH et E.J. WEINBERG,
Phys. Rev. D23, 786 (1981).

/ 15 / DOLGOV et ZELDOVICH
Rev. Mod. Phys., vol. 53, 1 (Janv. 1981).

/ 16 / MATT CRAWFORD
Neutrino 81, Maui Hawaii (1981).

- / 17 / G. DANBY, J.M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L.M. LEDERMAN,
N. MISTRY, M. SCHWARTZ and J. STEINBERGER
Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- / 18 / B. PONTECORVO
JETP (Sov. Fiz.) 53, 1717 (1967).
- / 19 / V. GRIBOV, B. PONTECORVO
Phys. Lett., 28 B, 493 (1969)
- / 20 / H. ABRAMOWICZ et al.
Z. Phys. C-12, 225 (1982).
- / 21 / L. MAIANI
CERN-TH-2846 (1980).
- / 22 / B. KAYSER
Phys. Rev. D₂₄, 110 (1981).
- / 23 / I.I. BIGI
Z. Phys. C. Particles and Fields 12, 235 (1982).
- / 24 / V. BARGER, P. LANGACKER, J.P. LEVEILLE et S. PAKVAZA
Phys. Rev. Lett. 45, 692 (1980).
- / 25 / R. DAVIS et al.
Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968).
B.T. CLEVELAND, R. DAVIS, J.K. ROWLEY dans la
référence / 28 /.
- / 26 / E. SCHATZMANN
Rapport jaune CERN 37-11.
- / 27 / G.T. ZATSEPIN
Neutrino Conference Proceeding 1981, Hawaï,
1-8 Juillet 1981.

- / 28 / P. FRAMPTON, S.L. GLASHOM
Phys. Rev. D25, 1982 (1982).
- / 29 / D.S. AYRES et al.
Preprint VA-83-1.
- / 30 / Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop,
Brookhaven N.L., Jan. 30-31, 1981.
BNL 51380.
- / 31 / F. REINES et al.
Phys. Rev. Lett. 45, 1307 (1980).
- / 32 / F. BOEHM et al.
Phys. Lett. 97B, 310 (1980).
- / 33 / B.R. DAVIS et al.
Phys. Rev. C19, 2259 (1979).
- / 34 / Lepton-Photon Conference, Cornell 1983
J.L. VUILLEUMIER et al.
Phys. Lett. 114B, 298 (1982).
- / 35 / J.F. CAVAIGNAC et al.
Preprint LAPP-EXP-84-03/ISN-84-11, Mai 1984.
- / 36 / J. BLIETSCHAU et al.
Nucl. Phys. B133, 205 (1978).
- / 37 / N. ARMENISE et al.
Preprint CERN-EP/80-226 (1980).
- / 38 / O. ERRIQUEZ et al.
Phys. Lett. 102B, 73 (1981).
- / 39 / H. DEDEN et al.
Phys. Lett. 98B, 310 (1981).

- / 40 / N.J. BACKER et al.
Phys. Rev. Lett. 47, 1576 (1981).
- / 41 / C.N. TAYLOR et al.
Preprint University of Hawaiï, UH-511-474 (1982).
- / 42 / N. USHIDA et al.
Phys. Rev. Lett. 47, 1694 (1981).
- / 43 / P. NEMETHY et al.
Phys. Rev. D23, 252 (1981).
- / 44 / H. ABRAMOWICZ et al.
Z. Phys. C Particules and Fields 17, 283 (1983).
- / 45a / M. SHAEVITZ
International Conference Neutrino 81, Maui, Hawaiï,
1981.
- / 45b / - Sur le rapport théorique ν_e/ν_μ : E.L. BERGER et al.,
ANL.HEP.PR-82-32 (Juillet 1982).
- Sur les résultats expérimentaux : Lepton-photon conference,
Cornell 1983; International Conference on High Energy Physics,
Leipzig 1984.
- / 46 / M. HOLDER et al.
Phys. Lett. 74B, 277 (1978).
- / 47 / I.E. STOCKDALE et al.,
Phys. Rev. Lett. 52, 1384 (1984).
- / 48 / Proposal CDHS, CERN/PSCC 80-106, 29 Août 1980.
- / 49 / Proposal CHARM, CERN/PSCC/81-8.

- / 50 / J. ALLABY et al.
Rapport jaune CERN 70-12.
- / 51 / G. CAVALLARI et al.
IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-25,
Fev. 1978.
- / 52 / EICHTEN et al.
Nucl. Phys. 44B, 333 (1972).
- / 53 / DEKKERS et al.
Phys. Rev. 137B, 962 (1965).
- / 54 / M. HOLDER et al.
Nucl. Inst. and Meth. 148, 235 (1978).
- / 55 / M68 Kmac : Un contrôleur de branche CAMAC à base de
MC 68000, DPHPE, Saclay 2-1981.
- / 56 / C.H. LLEWELLYN SMITH
Phys. Reports 3C, 5, 261 (1972).
- / 57 / P. MUSSET et J.P. VIALLE
Neutrino Physics with Gargamelle, Phys. Rep.
- / 58 / W.A. MANN et al.
Phys. Rev. Lett. 31, 844 (1973).
- / 59 / S.J. BARISH et al.
ANL-HEP-CP-75-40 (1975).
- / 60 / G.G.M. collab.
Nuovo Cimento 38A, N3 (1977).
- / 61 / J. CAMPBELL et al.
Phys. Rev. Lett. 30, 335 (1973)

- / 62 / S.J. BARISH et al.
ANL-HEP-PR-76) 41 (1976).
- / 63 / HORSTKOTTE et al.
Phys. Rev. D, 25, 11.
- / 64 / W.T. EADIES et al.
Statistical Methods for Experimental Physics,
North Holland Pub.
- / 65 / F. DYDAK et al.
Phys. Letters B134, 281 (1984).
- / 66 / T.C. BACON et al.
Proposal CERN SPSC/81-14 (1981).

Manuscrit reçu le 18 novembre 1985

Édité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
91191 Gif-sur-YVETTE Cédex (France)