

AB

LPNHE - 87_08.

25 JAN. 1988

EX - LPNHE 87-0
C1



THESE de DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

Présentée
à l'Université Pierre et Marie Curie
- Paris 6 -

Par Reynald Pain

Pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse : Mesure des sections efficaces totales des neutrinos muoniques sur cible isoscalaire. Détermination précise du paramètre de mélange électrofaible.

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051697

PLEASE
MAKE A
PHOTOCOPY
or check out as
NORMAL
LOAN

tenue le 28 Septembre 1987

ant le jury composé de :

Michel Baubillier
Bernard Grossetête (rapporteur)
Michel Gourdin (président)
Jean Paul Repellin (rapporteur)
Hans Roos
Klaus Winter (rapporteur)

Thesis-1987-Pain

**MESURE DES SECTIONS EFFICACES TOTALES DES NEUTRINOS
MUONIKES SUR CIBLE ISOSCALAIRE.
DÉTERMINATION PRÉCISE DU PARAMÈTRE DE
MÉLANGE ÉLECTROFAIBLE.**

Résumé: Le travail présenté dans cette thèse s'appuie sur des mesures effectuées en 1984 au CERN par la Collaboration CHARM dans une expérience de diffusion de neutrinos et d'antineutrinos muoniques sur une cible de marbre. L'analyse expérimentale est basée sur la classification des interactions neutrino-nucléon en courants neutres (CN) et courants chargés (CC) et sur la mesure des flux de neutrinos et d'antineutrinos. L'analyse et les résultats concernant la mesure des sections efficaces totales CC des neutrinos et des antineutrinos d'énergie comprise entre 10 GeV et 160 GeV et les rapports des sections efficaces totales CN et CC d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV, R^ν et $R^{\bar{\nu}}$ sont présentés. Les mesures de R^ν et du rapport des sections efficaces totales CC des antineutrinos et des neutrinos, permettent de déterminer précisément le paramètre de mélange électrofaible, $\sin^2\theta_W$. La comparaison des valeurs de $\sin^2\theta_W$ obtenues dans la diffusion neutrino-nucléon et dans les collisions proton-antiproton permet de mettre en évidence les corrections radiatives du modèle standard électrofaible. On déduit, de cette comparaison, une mesure des corrections radiatives et une valeur très précise du paramètre ρ .

Mots clés: Neutrinos muoniques, Diffusion neutrino-nucléon, Sections efficaces totales, Courants chargés, Courants neutres, Angle de mélange électrofaible, Corrections radiatives de $SU(2) \otimes U(1)$.

Remerciements

Je remercie Michel Gourdin d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse, ainsi que Jean Paul Repellin et Bernard Grossetête qui ont participé au jury et ont été rapporteurs de ce travail.

Je suis reconnaissant à Klaus Winter pour avoir bien voulu m'accueillir au sein de la Collaboration CHARM au CERN afin d'y préparer cette thèse et avoir accepté d'en être rapporteur.

Michel Baubillier, qui a dirigé ce travail, est à l'origine de mon intégration au groupe CHARM. Son soutien constant m'a permis d'entreprendre cette thèse et en a facilité le déroulement. Je le remercie vivement pour la confiance qu'il m'a continuellement accordée pendant cette période.

J'exprime ma gratitude à Matts Roos pour ses nombreuses explications sur les aspects théoriques de cette étude et pour sa participation au jury.

Je tiens à manifester ma reconnaissance aux membres de la Collaboration CHARM et tout particulièrement à Jaap Panman qui m'a beaucoup aidé et appris, pendant mon séjour au CERN où l'essentiel de ce travail a été accompli.

Enfin, je remercie mes collègues et amis du LPNHE pour les soutiens et encouragements continuels qu'ils m'ont prodigués pendant la rédaction de cette thèse.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	iii
1. CADRE THÉORIQUE - PHÉNOMÉNOLOGIE	3
1.1 L'interaction électrofaible	3
1.1.1 Introduction	3
1.1.2 Interaction électrofaible des fermions	4
1.1.3 Modifications de la théorie électrofaible	7
1.1.4 Ordres supérieurs de la théorie électrofaible	8
1.1.5 Le modèle standard	10
1.2 La diffusion profondément inélastique ν_μ -nucléon	12
1.2.1 Diffusion de ν_μ sur électron	12
1.2.2 Diffusion de ν_μ sur nucléon	15
1.2.3 Structure de l'interaction faible neutrino-quark.	19
1.3 Déterminations de $\sin^2\theta_W$	25
1.3.1 Détermination de $\sin^2\theta_W$ dans la diffusion ν_μ -électron	25
1.3.2 Détermination de $\sin^2\theta_W$ dans la diffusion ν_μ -nucléon	26
1.4 La diffusion des ν_μ à l'ordre $G^2\alpha$	29
1.4.1 Introduction	29
1.4.2 Correction à la diffusion neutrino-fermion	31
1.4.3 Conséquences sur la mesure de R^ν	31
1.5 Prédictions de $\sin^2\theta_W$	32
2. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE	39
2.1 Motivations	40
2.1.1 Mesure de $\sin^2\theta_W$	40
2.1.2 Mesure des sections efficaces totales des courants chargés	43
2.1.3 Mesure des distributions en x et y	44
2.2 Méthode expérimentale	45
2.2.1 Normalisation des flux de neutrinos	45
2.2.2 Séparation des courants neutres et chargés	45
2.3 Déroulement de l'expérience	46
2.3.1 Saisie des données.	46
2.3.2 Analyse expérimentale	46
2.3.3 Analyse théorique	47
3. LE FAISCEAU DE NEUTRINOS	49
3.1 Production de neutrinos de haute énergie	49
3.1.1 Les principaux éléments d'un faisceau	49
3.1.2 Le choix du type de faisceau	50
3.2 Le faisceau à bande étroite du CERN	50
3.2.1 Configuration récente	51
3.2.2 Description et caractéristiques générales	52

3.2.3	Contrôle et calibration du faisceau	54
3.3	Propriétés du faisceau NBB	59
3.3.1	Caractéristiques générales	59
3.3.2	Spectre en énergie	59
3.3.3	Le bruit de fond faisceau	62
3.4	Simulation du faisceau	62
3.4.1	Faisceau primaire et secondaire	63
3.4.2	Désintégration des pions et des kaons	63
3.4.3	Propagation des muons dans le fer	65
4.	LE DÉTECTEUR CHARM	67
4.1	Éléments de détection	67
4.1.1	Le calorimètre hadronique	67
4.1.2	Le spectromètre à muons	69
4.2	Caractéristiques du détecteur	69
4.2.1	Calibration et résolution en énergie	69
4.2.2	Résolution en position	71
4.3	Simulation du détecteur	71
4.3.1	Motivations	71
4.3.2	Programme de simulation	72
5.	ACQUISITION DES DONNÉES	75
5.1	Prise des données	75
5.1.1	Structure en temps	75
5.1.2	Système d'acquisition	76
5.1.3	Logique de déclenchement	77
5.1.4	Mesure du temps mort.	78
5.2	Reconstruction et sélection des événements	80
5.2.1	Réjection rapide des cosmiques	80
5.2.2	Inefficacité près du plan de Veto.	82
5.2.3	Réjection des événements doubles.	83
5.2.4	Sélection des bursts.	84
5.2.5	Programme de reconstruction	85
5.2.6	Classification des événements	85
6.	ANALYSE EXPÉRIMENTALE	89
6.1	Normalisation des flux de neutrinos et d'antineutrinos	89
6.1.1	Mesure des flux de muons dans le fer	89
6.1.2	Mesure du flux de hadrons secondaires	91
6.1.3	Détermination des flux pondérés par l'énergie	96
6.2	Corrections des nombres mesurés d'événements	97
6.2.1	Erreurs de classification	97
6.2.2	Soustraction du bruit de fond cosmique	99
6.2.3	Soustraction du bruit de fond à large bande	99
6.2.4	Contamination en neutrinos électroniques	101

6.2.5	Inefficacité de détection des muons	101
6.2.6	Désintégration des pions et kaons de la gerbe	103
6.2.7	Résumé des corrections expérimentales	105
6.3	Mesure des rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r	106
6.3.1	Non-isoscalarité et différence de spectre des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$	106
6.3.2	Valeurs obtenues	108
7.	RÉSULTATS	111
7.1	Sections efficaces totales des courants chargés	111
7.1.1	Nombre de nucléons dans la cible	111
7.1.2	Résultats	111
7.1.3	Détermination de $\bar{Q}/Q$ et $\int F_2^{\nu, \bar{\nu}}(x, Q^2) dx$	112
7.2	Détermination de $\sin^2\theta_W$	113
7.2.1	Corrections radiatives	113
7.2.2	Corrections hadroniques	114
7.2.3	Résultats	116
7.2.4	Détermination de ρ	117
7.3	Comparaison et discussion des résultats	117
7.3.1	Sections efficaces totales courants chargés	118
7.3.2	Détermination de $\sin^2\theta_W$	119
7.3.3	Tests du modèle standard électrofaible	120
Références		126
Appendice A: Fonctions de structures des quarks		130
Appendice B: Correction de non-isoscalarité		131
Appendice C: Nombre de nucléons dans la cible		134

TABLEAUX

1.	Isospin faible et hypercharge faible	5
2.	Couplages faibles neutres.	7
3.	Valeurs des paramètres A et B en	15
4.	Fonctions de structure des quarks des interactions	22

Table des Matières iv

5.	Fonctions de structure des quarks des interactions	24
6.	Mesures de $\sin^2\theta_w$	41
7.	Mesures récentes des sections efficaces totales CC.	44
8.	Désintégration des π et K en ν_μ	62
9.	Exposition du détecteur.	75
10.	Mesures du temps mort.	80
11.	Bruit de fond des muons "piégés"	91
12.	Incertitudes sur les flux de muons dans le puit n° 2.	92
13.	Flux de muons dans les SSD.	92
14.	Correction de halo.	94
15.	Incertitudes sur les flux de π et K traversant le BCT1.	95
16.	Incertitudes sur les facteurs de flux	96
17.	Flux pondérés par l'énergie.	97
18.	Reclassification des événements signalés.	98
19.	Matrice de classification des événements pris au hasard.	99
20.	Neutrinos de dump.	100
21.	Nombres d'événements courants chargés.	107
22.	Nombres d'événements CN et CC pour les ν_μ ($E_h \geq 4$ GeV)	108
23.	Nombres d'événements CN et CC pour $\bar{\nu}_\mu$ ($E_h \geq 4$ GeV).	109
24.	Incertitudes sur les mesures des sections efficaces totales	112
25.	Masses invariantes minimum.	116
26.	Corrections hadroniques ($E_h \geq 4$ GeV).	116
27.	Comparaison des valeurs des sections efficaces totales.	119

28. Comparaison des valeurs de $\sin^2\theta_w$	119
29. Fonctions de structure des quarks	130
30. Sections efficaces totales sur neutrons et protons.	132
31. Nombres de protons et neutrons des noyaux constituant la	136

FIGURES

1. Diffusion ν_μ -électron.	13
2. Diffusion ν_μ -nucléon.	15
3. Diffusion profondément inélastique lepton-nucléon.	18
4. Corrections radiatives purement électromagnétiques.	32
5. Corrections radiatives électrofaibles.	33
6. Corrections radiatives.	34
7. Corrections radiatives sur R^ν et $R^{\bar{\nu}}$	35
8. Faisceau à bande étroite du CERN en 1984.	51
9. Distribution en temps des événements.	53
10. Courbe Cerenkov typique.	54
11. Détecteurs dans la ligne de faisceau secondaire.	56
12. Signal du faisceau dans le BCT1.	57
13. Plaque support des SSD.	58
14. Désintégration à deux corps.	60
15. Corrélation énergie rayon.	61
16. Spectre en énergie des neutrinos dans le détecteur.	64

Table des Matières vi

17. Position transversale des muons dans le puit n° 2.	65
18. Représentation schématique du détecteur CHARM.	68
19. Réponse des scintillateurs aux hadrons.	71
20. Résolution en énergie des scintillateurs.	72
21. Résolution en position latérale.	73
22. Comparaison Monte-Carlo et données.	74
23. Cycle d'acquisition.	76
24. Logique de déclenchement.	78
25. Efficacité du déclenchement.	79
26. Efficacité du filtre de cosmiques.	81
27. Coupure dans l'angle du muon.	82
28. Efficacité près du plan de veto.	83
29. Réjection des événements doubles.	84
30. Organigramme de classification.	86
31. Exemple d'événement CN dans le détecteur CHARM.	87
32. Exemple d'événement CC dans le détecteur CHARM.	88
33. Linéarité et stabilité des SSD.	90
34. Linéarité et stabilité du BCT1.	93
35. Longueur des gerbes hadroniques de 10 et 50 GeV.	102
36. Longueur moyenne des gerbes hadroniques.	103
37. Distribution d'impulsion des muons entre 1 et 5 GeV.	104
38. Efficacité de reconnaissance des muons.	105
39. Désintégration des π et des K de la gerbe hadronique.	106

40. Dimensions des éléments de détection.	134
--	-----

INTRODUCTION

La physique des neutrinos de hautes énergies a été, durant les 15 dernières années, l'un des pôles essentiels de recherche auprès des accélérateurs de protons. Profitant de l'amélioration des flux de protons et de l'augmentation importante de l'énergie des faisceaux et grâce à la construction de détecteurs atteignant des masses de 1000 tonnes, elle a joué un rôle primordial dans l'élaboration et le développement du modèle standard des interactions des quarks et des leptons.

Les neutrinos permettent, en particulier, de mesurer certains paramètres du modèle des quarks-partons en complément des mesures effectuées dans la diffusion profondément inélastique des leptons chargés et en physique e^+e^- . Mais, l'un des succès importants de la physique des neutrinos est la découverte des courants neutres dans la chambre à bulles Gargamelle au CERN [1] confirmée, peu après, par des expériences de compteurs au laboratoire Fermi. La découverte de la production de particules charmées dans les interactions des neutrinos et la vérification du mécanisme de Glashow-Illiopoulos-Maiani [2], constituent également l'un des apports majeurs de la physique des neutrinos. Enfin, la structure du courant faible neutre, les mesures précises des paramètres du modèle standard électrofaible à basse énergie et les tests de l'électrodynamique quantique à grand Q^2 grâce à l'étude des violations de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure du nucléon sont également à porter au crédit de cette physique.

Les expériences actuelles se distinguent par une double approche. L'amélioration des détecteurs et des faisceaux permet d'effectuer des mesures précises avec des statistiques importantes et les expériences réalisées auprès du Tevatron permettent d'accéder à de plus hautes énergies pour la recherche de nouveaux phénomènes.

L'expérience présentée dans cette thèse se classe dans la première catégorie. Il s'agit, d'une part, de la mesure précise des sections efficaces totales des courants chargés et, d'autre part, de la détermination très précise du paramètre de mélange de la théorie électrofaible, $\sin^2\theta_W$.

La détermination précise de $\sin^2\theta_W$ présente, par ailleurs, un intérêt particulier car elle ouvre la voie vers un test des ordres supérieurs de la théorie électrofaible. Ce point sera discuté en détail. Les théories dites de Grande Unification prédisant la valeur de $\sin^2\theta_W$, il sera également intéressant de confronter les prédictions à l'expérience.

Le premier chapitre se propose de traiter du cadre théorique. Le modèle standard électrofaible sera succinctement exposé en insistant sur les aspects phénoménologiques. Dans le second chapitre l'expérience réalisée en 1984 sera présentée.

L'analyse expérimentale des données fait l'objet des chapitres 4 à 6 dans lesquels le faisceau, le détecteur, la prise des données et l'analyse, proprement dite, seront successivement décrits.

Les résultats et leur interprétation seront donnés dans le chapitre 7. L'accent sera mis sur la détermination de $\sin^2\theta_W$ et ses implications.

CHAPITRE 1 CADRE THÉORIQUE - PHÉNOMÉNOLOGIE

Ce chapitre se propose de situer l'étude dans son cadre théorique. Après un bref rappel des développements historiques liés à l'interaction faible, le modèle standard des interactions électrofaibles sera exposé.

La diffusion neutrino-nucléon peut être décrite dans certaines conditions, par le formalisme de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon et ceci fait l'objet du paragraphe 2. Le modèle des quarks-partons et les corrections apportées par la chromodynamique quantique (QCD) sont traités dans ce paragraphe.

Les expressions qui conduisent à la détermination de $\sin^2\theta_W$ sont dérivées dans le paragraphe suivant. L'accent est mis sur la détermination à partir des mesures des rapports des sections efficaces totales ν_μ -nucléon.

L'étude des corrections radiatives est un point délicat et le paragraphe 4 se propose d'en montrer les effets dans le cas particulier de la diffusion ν_μ -nucléon.

Enfin, si cet édifice théorique est, à ce jour, en parfait accord avec l'expérience, diverses raisons théoriques (et philosophiques) conduisent les théoriciens à tenter de dépasser le modèle standard. Certains modèles prédisent des valeurs de $\sin^2\theta_W$ remarquablement en accord avec l'expérience et le dernier paragraphe de ce chapitre est consacré à ce sujet.

1.1 L'interaction électrofaible

1.1.1 Introduction

Jusque dans les années 1970, les phénomènes faisant intervenir l'interaction faible étaient décrits par le lagrangien effectif suivant:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} J^\mu(x) J_\mu^\dagger(x) \quad (1.1)$$

où G est la constante de Fermi. $J^\mu(x)$ est le courant faible et comprend une partie vectorielle, $V^\mu(x)$, analogue au courant électromagnétique, et une partie axiale, $A^\mu(x)$, introduite après la découverte de la violation de la parité dans les interactions faibles.

Ce courant chargé, $J^\mu = V^\mu - A^\mu$, peut être également décomposé en un courant purement leptonique et un courant hadronique:

$$J^\mu(x) = L^\mu(x) + h^\mu(x) \quad (1.2)$$

L'expression de ces courants en fonction des champs élémentaires de leptons et de quarks est donnée au paragraphe 3.

Mais cette représentation en terme d'interaction locale courant-courant, introduite par Fermi dès 1935, présente deux inconvénients majeurs:

- L'interaction ponctuelle conduit, pour les sections efficaces, à une dépendance proportionnelle à l'énergie. L'unitarité est donc violée pour des valeurs suffisamment élevées de l'énergie (≈ 600 GeV dans le centre de masse).
- Il est impossible de réabsorber les divergences des calculs des ordres supérieurs dans une redéfinition des paramètres de la théorie. Cette théorie n'est pas renormalisable.

C'est l'introduction, par analogie avec l'électrodynamique quantique (QED), de bosons intermédiaires médiateurs de l'interaction qui a permis de résoudre ces problèmes et de grouper dans une théorie commune les interactions faibles et électromagnétiques. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.

1.1.2 Interaction électrofaible des fermions

L'unification des interactions électromagnétiques et faibles en une théorie renormalisable en accord avec les données expérimentales peut être réalisée de plusieurs façons différentes. Pourtant, c'est le modèle de Glashow-Salam-Weinberg [3], appelé encore modèle minimal, qui possède, aujourd'hui, les faveurs d'un grand nombre de physiciens au point d'être qualifié de modèle standard des interactions électrofaibles. Il est donc utile d'en rappeler les principales caractéristiques et en particulier celles des interactions fondamentales entre les constituants élémentaires de la matière.

Les constituants fondamentaux de la matière, les leptons et les quarks sont classés en trois générations: (ν_e, e, u, d') , (ν_μ, μ, c, s') et (ν_τ, τ, t, b') . Les nombres quantiques d'isospin faible (T) et d'hypercharge faible (Y) leur sont affectés. La charge électrique (Q) est liée à ces nombres quantiques par une relation analogue à celle de Gell-Mann et Nishijima, $Q = T_3 + Y/2$. Les composantes chirales gauches de ces fermions sont des doublets d'isospin faible alors que les composantes droites sont des singlets. Le choix de ce type de représentations, ou la symétrie gauche-droite est explicitement violée n'est pas fixé par la théorie mais suggéré par la phénoménologie. Cette asymétrie, imposée par la violation de la parité, avait déjà conduit à l'avènement de la théorie $V-A$. Cette classification est résumée dans le tableau 1 où les valeurs des nombres quantiques assignées à chaque fermion sont données.

Le groupe de jauge de la théorie est $SU(2)_L \otimes U(1)$ où $SU(2)$ est le groupe d'isospin faible et $U(1)$ le groupe d'hypercharge faible. L'invariance de jauge locale de la densité lagrangienne des champs libres n'est préservée qu'au prix de l'introduction de deux champs de jauge imposant l'existence de termes d'interaction entre les fermions et les bosons de jauge. La densité lagrangienne des champs fermioniques ψ_i en interaction s'écrit alors:

$$\mathcal{L} = i \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu [\partial_\mu - i g \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - i g' (Y/2) B_\mu] \psi_j \quad (1.3)$$

Tableau 1: Isospin faible et hypercharge faible des champs élémentaires fermioniques.

Génération	T_3	Y
$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	$1/2$	-1
$e \mu \tau$	$-1/2$	1
$u \ c \ t$	$1/2$	$1/3$
$d' \ s' \ b'$	$-1/2$	$-1/3$

où $\vec{T}$ est l'opérateur d'isospin faible et Y est l'opérateur d'hypercharge faible. Les constantes g et g' sont les constantes de couplage des groupes $SU(2)$ et $U(1)$ respectivement. Les champs neutres A_μ et Z_μ sont liés aux champs B_μ et $W_{3\mu}$ par les relations:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta B_\mu + \sin\theta W_{3\mu} \\ Z_\mu &= -\sin\theta B_\mu + \cos\theta W_{3\mu} \end{aligned} \quad (1.4)$$

où l'on voit apparaître l'angle de mélange électrofaible appelé aussi angle de Weinberg: θ_W . Le champ A_μ est identifié au photon et sa masse est nulle. Les bosons W et Z acquièrent une masse tout en préservant l'invariance de jauge de la théorie par le mécanisme de brisure spontanée de symétrie grâce à l'introduction de champs de Higgs. Une certaine liberté persiste quant au choix de ces champs. On caractérise le secteur de Higgs de la théorie par la quantité ρ , définie par:

$$\rho = \frac{\sum_i (T_i^2 - T_{3i}^2 - T_i) \langle \Phi_i \rangle^2}{\sum_i 2T_{3i}^2 \langle \Phi_i \rangle^2} \quad (1.5)$$

où $\langle \Phi_i \rangle$ est la valeur moyenne, dans le vide, du champ de Higgs Φ_i d'isospin faible T_i . Ce paramètre s'écrit en fonction des masses M_W et M_Z et du paramètre de mélange électrofaible:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \quad (1.6)$$

La version minimale de la théorie correspond à l'introduction d'un champ scalaire neutre d'isospin faible 1/2 et ρ vaut exactement 1.

Les expressions données dans la suite ont été obtenues dans l'hypothèse où $\rho = 1$. La valeur de ρ sera, cependant, laissée libre lors de l'étude de la diffusion profondément inélastique ν_μ -nucléon car ces réactions permettent de déterminer ρ .

Le lagrangien (1.3) peut être mis sous la forme:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{em} + \mathcal{L}_{cc} + \mathcal{L}_{cn} \quad (1.7)$$

La théorie électrofaible décrit l'interaction électromagnétique des fermions par l'échange d'un ou de plusieurs photons. L'interaction faible courant chargé est décrite par l'échange de bosons chargés W^+ et W^- et l'interaction faible courant neutre par l'échange de Z^0 .

L'interaction électromagnétique

Le couplage électromagnétique entre un fermion f et le champ A_μ , de type purement vectoriel, est décrit par la densité lagrangienne suivante:

$$\mathcal{L}_{em} = -ie Q \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu \quad (1.8)$$

ou e , la constante de couplage de l'électromagnétisme, est reliée aux constantes de couplages g et g' par les relations:

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \quad (1.9)$$

L'interaction faible courant chargé

Le couplage d'un doublet de fermion (f, f') avec les bosons $W^\pm$, de type $V-A$, est décrit par la densité lagrangienne suivante:

$$\mathcal{L}_{cc} = - \frac{g}{2\sqrt{2}} [\bar{\psi}_f \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{f'} W_\mu^+ + h.c.] \quad (1.10)$$

La constante de Fermi est liée à la constante de couplage g et à la masse du boson W par l'équation:

$$G/\sqrt{2} = g^2/8M_W \quad (1.11)$$

qui permet de retrouver la théorie $V-A$ dans la limite des basses énergies.

L'interaction faible courant neutre

La prédiction essentielle de ce modèle est l'existence d'une interaction entre un fermion f et le boson neutre Z^0 , décrite par la densité lagrangienne suivante:

$$\mathcal{L}_{cn} = - \frac{g}{\cos\theta} \bar{\psi}_f \gamma^\mu [T_3(1 - \gamma_5)/2 - Q \sin^2\theta_w] \psi_f Z_\mu \quad (1.12)$$

Le couplage faible neutre est un mélange de courants d'hélicité droite et gauche. Les constantes de couplage droites (C_r) et gauches (C_ℓ) sont liées à l'isospin faible et à la charge électrique par les relations:

$$\begin{aligned} C_\ell &= T_3 - Q \sin^2\theta_w \\ C_r &= - Q \sin^2\theta_w \end{aligned} \quad (1.13)$$

La valeur de ces constantes chirales de couplage est donnée dans le tableau 2 pour les fermions élémentaires.

Tableau 2: Couplages faibles neutres.

Génération	C_ℓ	C_r
$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	$1/2$	$-$
$e \mu \tau$	$-1/2 + \sin^2\theta_w$	$\sin^2\theta_w$
$u \ c \ t$	$1/2 - 2/3 \sin^2\theta_w$	$-2/3 \sin^2\theta_w$
$d' \ s' \ b'$	$-1/2 + 1/3 \sin^2\theta_w$	$1/3 \sin^2\theta_w$

Il est intéressant de remarquer que ce couplage ne dépend que d'un seul paramètre libre, $\sin^2\theta_w$. La détermination de ce paramètre dans l'étude des interactions semi-leptoniques des ν_μ sera discutée au paragraphe 3.

1.1.3 Modifications de la théorie électrofaible

Le modèle de Glashow-Salam-Weinberg, bien que non testé dans tous ses détails est en accord avec tous les résultats expérimentaux à ce jour. Pourtant, certains aspects de ce modèle semblent arbitraires et de nombreux modèles, conservant l'essentiel, ou fondamentalement différents ont été proposés.

Bilan des paramètres de la théorie

En dehors des masses des champs élémentaires fermioniques, la théorie possède 4 paramètres libres que l'on peut choisir comme:

- la constante de structure fine, α ;

- la masse des bosons W et Z, médiateurs de l'interaction faible, M_W et M_Z ;
- le paramètre de mélange, $\sin^2\theta_W$;
- la masse du ou des bosons de Higgs, M_H .

Dans la version minimale, $\rho = 1$ implique $M_W = M_Z \cos\theta_W$ et réduit le nombre de paramètres indépendants d'une unité.

Modifications possibles

Si l'on accepte l'idée de mélange des interactions électromagnétiques et faibles, ce que l'expérience semble confirmer, on peut classer les modifications possibles du modèle électrofaible en deux groupes: celles conduisant à une prédiction de la valeur du paramètre de mélange, $\sin^2\theta_W$, et les autres. Les théories prédisant $\sin^2\theta_W$ seront discutées dans le paragraphe 4.

Certains modèles, parmi ceux ne prédisant pas $\sin^2\theta_W$, sont de simples extensions ou incluent quelques modifications préservant l'essentiel du modèle électrofaible minimal. Ces modifications sont, par exemple:

- L'adjonction de neutrinos ayant une hélicité droite. Les neutrinos droits n'apparaissent pas dans le tableau 1 car ils sont supposés sans masse. Ceci n'est pas exigé par le modèle et des neutrinos massifs peuvent être très facilement intégrés dans la représentation des champs de matière.
- L'addition d'une génération supplémentaire. La présence de trois générations de quarks et de leptons ne provient pas de la théorie et rien n'empêche de concevoir l'existence de générations supplémentaires.
- La modification du nombre de bosons de Higgs dans la théorie. L'introduction d'un seul boson de Higgs à l'origine de la brisure spontanée de symétrie est la solution la plus "économique" mais il est possible d'introduire un mécanisme un peu plus complexe nécessitant la présence de Higgs chargés. La mesure du paramètre ρ permet, cependant, de répondre à cette question.

Il est également possible de construire des théories très différentes de la théorie électrofaible mais dont les prédictions à basses énergies sont identiques. Il s'agit de théories possédant une symétrie droite-gauche, par exemple, [4], ou incluant la supersymétrie [5]. Ces modèles diffèrent, en général, de la théorie électrofaible dans les calculs des ordres supérieurs. Il est donc essentiel d'atteindre des précisions expérimentales comparables et même supérieures aux corrections d'ordre supérieur de la théorie.

1.1.4 Ordres supérieurs de la théorie électrofaible

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie de jauge garantit la renormalisabilité de la théorie [6] tout en donnant une masse aux bosons W et Z. Les corrections d'ordre supérieur sont donc finies et calculables à tous les ordres du développement en perturbation. Les divergences apparaissant dans le calcul de ces

corrections sont réabsorbées dans une redéfinition de certains paramètres de la théorie. Le choix de ces paramètres ainsi que la procédure de traitement des divergences est appelé choix du *schéma de renormalisation*. Il résulte de ce choix que certaines relations entre les paramètres, dérivées à l'ordre le plus bas de la théorie, ne sont plus valables aux ordres supérieurs. Il convient alors de préciser, pour un schéma de renormalisation donné, quelles relations restent vraies lors de la prise en compte des corrections.

Deux types de schémas de renormalisation sont le plus souvent utilisés:

Le schéma de soustraction minimale modifiée ($\overline{MS}$).

Dans ce schéma, les paramètres renormalisés sont définis par des critères théoriques et dépendent d'une échelle d'énergie, μ . Ce schéma présente un intérêt pour les théoriciens car il se généralise facilement aux théories de Grande Unification. Les prédictions de la valeur de $\sin^2\theta_W$ s'expriment simplement dans ce schéma. Dans ce cas les masses des bosons M_W et M_Z dépendent du paramètre μ c'est à dire de l'énergie. Il en est de même pour l'angle de mélange que l'on note:

$$\sin^2\hat{\theta}_W(\mu) \quad (1.14)$$

En pratique on se place à $\mu = M_W$ où les corrections radiatives à la diffusion de neutrinos sont faibles [7].

Le schéma sur couche de masse.

Dans ce schéma proposé par Sirlin [8], les paramètres renormalisés sont identifiés à certains des paramètres physiques de la théorie. C'est donc un schéma plus phénoménologique. Les observables s'expriment en fonction des paramètres physiques indépendants suivants:

- la constante de structure fine mesurée dans la limite de basse énergie, $\alpha = 137,036^{-1}$,
- les masses physiques du W et du Z^0 , M_W et M_Z ,
- les masses du boson de Higgs, M_H et des fermions, $\{m_i\}$.

L'angle de mélange électrofaible est défini par:

$$\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2 \quad (1.15)$$

Les calculs à l'ordre $G^2\alpha$ s'expriment donc en fonction de ces paramètres et leur précision en dépend. C'est ici que réside l'intérêt de ce schéma. En effet, la constante α est connue avec précision et les masses M_W et M_Z le seront dans un avenir proche (à LEP/SLC). Il reste cependant à fixer les valeurs des masses du boson de Higgs, M_H , et du quark t, m_t , dont on ignore les valeurs. Les prédictions théoriques ne dépendent que faiblement de la masse du boson de Higgs pourvu qu'elle se situe entre 10 GeV et 1 TeV. La valeur couramment utilisée est $M_H = 100 \text{ GeV}$.

La situation est plus critique pour la masse du quark t . Les prédictions en dépendent de manière sensible et l'expérience ne nous fournit qu'une limite inférieure ($m_t > 44 \text{ GeV}$) obtenue dans les collisions $\bar{p}p$ [9]. Nous avons utilisé $m_t = 45 \text{ GeV}$. Rien n'impose, cependant, le choix d'une telle valeur et il se pourrait, en particulier, que la masse du quark t soit supérieure à 100 GeV et donc supérieure aux masses des bosons W et Z . Nous reviendrons succinctement sur cette question lors de la discussion des résultats.

Dans ce contexte, M_H et m_t étant fixées, l'incertitude sur les calculs à l'ordre $G^2\alpha$ est, aujourd'hui, dominée par l'incertitude sur M_W . On préfère donc utiliser dans ces calculs la constante de Fermi reliée à M_W par l'expression:

$$M_W^2 = \pi\alpha/(\sqrt{2}G\sin^2\theta_W(1 - \delta r)) \quad (1.16)$$

où les corrections d'ordre $G^2\alpha$ sont prises en compte et exprimées par la quantité δr dont les valeurs sont prédites par la théorie. La mesure du temps de vie du muon permet de déterminer très précisément G par la relation suivante calculée à l'ordre $G^2\alpha$:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{m^5 G^2}{192\pi^3} [1 - 8m_e^2/m^2][1 + \frac{\alpha}{2\pi} (25/4 - \pi^2)] \quad (1.17)$$

où τ est la durée de vie du muon et m sa masse. La mesure de τ conduit à la valeur suivante de G [10]:

$$G/(\hbar c)^3 = (1,11637 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}.$$

Il devient donc possible de tester la théorie électrofaible à l'ordre $G^2\alpha$ en comparant les prédictions théoriques et les mesures des corrections radiatives. Nous contribuerons à ce programme en comparant les prédictions théoriques de δr [11], avec la valeur obtenue en insérant dans l'expression (1.16) la valeur de $\sin^2\theta_W$ déterminée dans cette analyse et celle de M_W mesurée dans les expériences $\bar{p}p$.

Un exemple de calcul effectué dans le schéma *sur couche de masse* sera présenté au paragraphe 3 dans le cas de la diffusion ν_μ -nucléon.

1.1.5 Le modèle standard

Nous nous sommes limités dans ce qui précède à l'interaction électrofaible. L'interaction forte, bien que n'étant pas étudiée dans cette thèse, doit être prise en compte. L'interprétation des mesures effectuées dans les interactions semi-leptoniques des neutrinos nécessite, en effet, un modèle décrivant les nucléons qui constituent la cible utilisée dans l'expérience.

Aperçu sur l'interaction forte

Le nucléon est décrit par modèle de quarks interagissant par échange de bosons de jauge, médiateurs de l'interaction forte, les gluons. C'est la chromodynamique quantique (QCD) [12].

Sans entrer dans les détails de cette théorie, rappelons que la QCD est une théorie de jauge dont le groupe de jauge est $SU(3)$. Le nombre quantique associé à ce groupe est appelé *la Couleur*. Les quarks constituent des représentations irréductibles du groupe et apparaissent donc avec trois états de Couleur. Seuls les états singlets de Couleur sont observables. Les quarks sont donc *confinés* à l'intérieur des mésons et des hadrons. Les gluons ont une masse nulle; la symétrie de Couleur étant exacte.

Il est difficile, en pratique, d'obtenir des prédictions théoriques absolues en raison, notamment, de la force du couplage entre les quarks qui interdit souvent le recours à un calcul de perturbation. On utilise alors un modèle simple de partons où les quarks sont considérés comme libres dans le nucléon. Les interactions entre les quarks sont traitées comme des corrections calculables en QCD.

Le modèle standard

Avant d'aborder la phénoménologie des interactions des ν_μ , il est intéressant de résumer ce paragraphe de façon à préciser dans quel cadre théorique nous évoluerons. Comme pour beaucoup d'expériences actuelles, les mesures seront interprétées dans le cadre du modèle standard.

Le modèle standard est constitué de la théorie électrofaible minimale et de la chromodynamique quantique. Il s'agit donc d'une théorie de jauge dont le groupe est $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.

Les états propres de l'interaction faible ne sont pas états propres de l'interaction forte. Il sont liés par une transformation unitaire. Par convention on choisit d'appliquer cette transformation aux quarks de type d' (d' , s' , b'). La matrice de cette transformation est encore appelée matrice de Kobayashi-Maskawa (KM) [13]. Elle peut être paramétrisée par:

$$KM = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Le modèle standard possède au total 18 paramètres. Ces paramètres sont:

- les paramètres de la théorie électrofaible minimale que l'on peut choisir comme suit: α , $\sin^2\theta_w$, M_w et M_H .
- la constante de couplage de l'interaction forte, α_s
- Les masses des fermions, $\{m_f, f = e, \mu, \tau, u, d, c, s, t, b.\}$
- Les 4 paramètres indépendants de la matrice KM.

La majeure partie des phénomènes physiques étudiés dans les laboratoires de hautes énergies sont décrits par ce modèle. Pourtant, cette théorie, qui ne comporte pas

moins de 18 paramètres, ne satisfait pas entièrement les théoriciens qui cherchent à l'inclure dans une théorie plus générale unifiant, en particulier, les interactions électrofaibles et fortes. Nous reviendrons succinctement sur ce point dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

1.2 La diffusion profondément inélastique ν_μ -nucléon

Ce paragraphe se propose de décrire la phénoménologie des interactions profondément inélastiques des neutrinos avec les nucléons. Il est d'usage dans l'étude des interactions de neutrino de ne pas supposer, a priori, que les couplages faibles sont ceux prédits par la théorie minimale mais de les mesurer. Les seules hypothèses prises en compte dans le calcul des prédictions du modèle sont donc:

- les médiateurs de l'interaction faible sont des bosons de spin 1 et de masses M_b grandes par rapport à l'énergie dans le centre de masse des interactions,
- le paramètre ρ n'est pas fixé,
- les neutrinos sont de masse nulle et donc états propres d'hélicité,
- l'universalité de l'interaction faible c'est à dire des couplages identiques pour les générations (e, μ , τ).

Les couplages faibles mesurés selon ce programme sont en accord parfait avec le modèle standard électrofaible à l'ordre G^2 . Ceci nous amènera, dans le paragraphe suivant, à supposer que ces couplages sont ceux prédits par la théorie électrofaible à l'ordre G^2 et conduisent donc à la détermination de $\sin^2\theta_W$. L'effet des corrections radiatives sera traité dans le paragraphe 1.4.

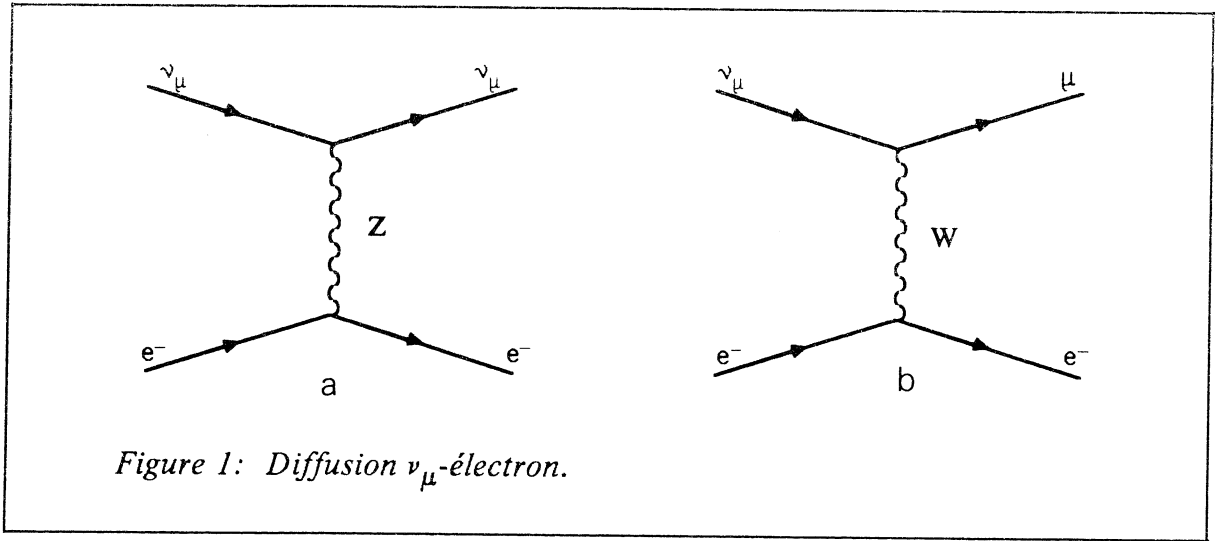
L'idée de base permettant une description de l'interaction d'un neutrino avec un nucléon est de supposer que l'interaction a lieu au niveau élémentaire entre le neutrino et un des quarks du nucléon. Il est donc utile d'étudier, dans un premier temps, la diffusion d'un ν_μ sur un fermion élémentaire.

1.2.1 Diffusion de ν_μ sur électron

D'un point de vue théorique, la diffusion d'un ν_μ sur un électron est une réaction simple puisqu'il s'agit de diffusion élastique ou quasi-élastique. La diffusion élastique est interprétée comme l'échange d'un boson Z^0 (figure 1a), c'est un courant neutre (CN) et la diffusion quasi-élastique par l'échange d'un boson W (figure 1b), c'est un courant chargé (CC). Cette dernière réaction est parfois aussi appelée désintégration inverse du muon.

Cinématique

La cinématique est dominée par le fait que l'énergie dans le centre de masse étant faible, le transfert d'impulsion et l'angle de diffusion du neutrino dans le laboratoire sont également faibles. Le processus est décrit par deux variables:



$$E^* = \sqrt{s} = (2m_e E_\nu)^{1/2} \quad (1.19)$$

$$E_e \approx E_\nu (1 - \cos\theta^*)/2$$

On définit également l'élasticité, y , et le transfert d'impulsion, Q^2 :

$$y = E_e/E_\nu \approx (1 - \cos\theta^*)/2 \quad (1.20)$$

$$Q^2 = -(P_\nu - P_\ell)^2 = s y = 2m_e E_e$$

Structure des courants

Avec les hypothèses définies plus haut, le lagrangien $\mathcal{L}$ s'écrit comme le produit de deux courants leptoniques:

$$\mathcal{L} = - \frac{4G}{\sqrt{2}} (L_c^{\mu+} L_c^{\mu-} + \rho L_n^{\mu} L_n^{\mu}) \quad (1.21)$$

où L_c^{μ} est le courant chargé:

$$L_C^{\mu+} = \bar{\psi}_e \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} \psi_{\nu e} + \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} \psi_{\nu \mu} \quad (1.22)$$

$$L_C^{\mu-} = \bar{\psi}_{\nu e} \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} \psi_e + \bar{\psi}_{\nu \mu} \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} \psi_\mu$$

et L_N^μ est le courant neutre:

$$L_N^\mu = \bar{\psi}_{\nu e} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \psi_{\nu e} + \bar{\psi}_{\nu \mu} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \psi_{\nu \mu} + \bar{\psi}_e \frac{(C'_V + C'_A \gamma_5)}{2} \psi_e + \bar{\psi}_\mu \frac{(C'_V + C'_A \gamma_5)}{2} \psi_\mu \quad (1.23)$$

Dans les expressions précédentes, les couplages vectoriels et axiaux des leptons chargés, C_A , C_V , C'_A , C'_V ainsi que le paramètre ρ décrivant l'intensité relative des courants neutres et chargés ne sont pas fixés.

Sections efficaces différentielles

Les sections efficaces différentielles des interactions des ν_μ avec les électrons (figure 1) sont données par les expressions suivantes:

$$\frac{d^2\sigma^{cn}}{d\cos\theta^*} = \frac{G^2 s}{(2\pi)} \{A + B[(1 - \cos\theta^*)/2]^2\} \quad (1.24)$$

$$\frac{d^2\sigma^{cc}}{d\cos\theta^*} = \frac{G^2 s(s - m_\mu^2)^2}{(2\pi s)} \{A + B(1 - \cos\theta^*)(a - b\cos\theta^*)/4\} \quad (1.25)$$

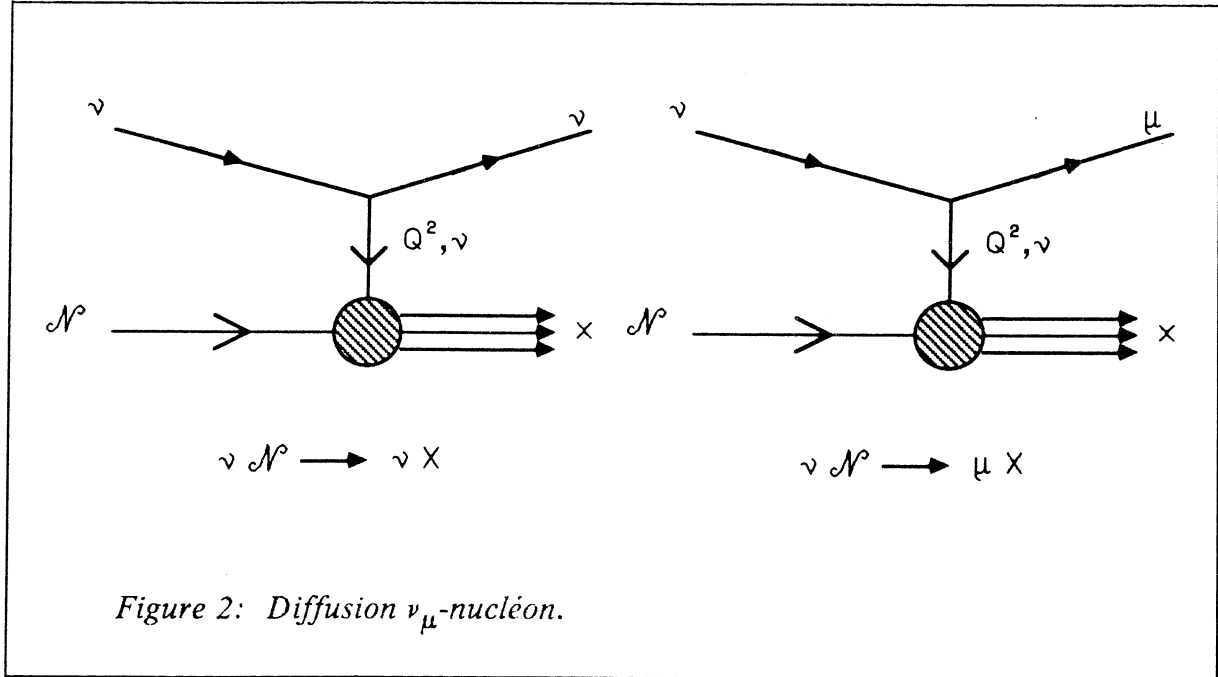
avec $a = 1 + m_\mu^2/s$ et $b = 1 - m_\mu^2/s$. Les termes où apparaît la masse du muon proviennent du seuil cinématique $s > m_\mu^2$. Les coefficients A et B sont déterminés à partir des constantes de couplages vectorielles et axiales. La valeur de ces coefficients est donnée dans le tableau 3.

Tableau 3: Valeurs des paramètres A et B en fonction des couplages vectoriels et axiaux.

Réaction	A	B
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	$\rho^2 (C'_a - C'_v)^2 / 2$	$\rho^2 (C'_v + C'_a)^2 / 2$
$\nu_\mu e \rightarrow \mu^- e$	$\rho^2 (C'_a - C_v)^2 / 2$	$\rho^2 (C_v + C'_a)^2 / 2$
$\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$	$\rho^2 (C'_v + C'_a)^2 / 2$	$\rho^2 (C'_a - C'_v)^2 / 2$
$\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \mu^+ e$	$\rho^2 (C_v + C'_a)^2 / 2$	$\rho^2 (C_a - C_v)^2 / 2$

1.2.2 Diffusion de ν_μ sur nucléon

Nous nous intéresserons dans ce paragraphe aux processus de diffusion de ν_μ sur nucléon où l'énergie et le transfert d'impulsion sont suffisamment importants pour que l'état final hadronique consiste en 1 baryon et plusieurs mésons ou des paires baryon-antibaryons. C'est le régime de diffusion *profondément inélastique*. Cette réaction est schématisée sur la figure 2. L'énergie transférée est typiquement supérieure à 1 GeV et $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$.



Le processus de base intervenant dans ces diffusions profondément inélastiques est la diffusion élastique du neutrino sur les quarks constituants du nucléon. La fragmentation des quarks en hadrons observés est découplée du processus de diffusion. Les détails de l'état final hadronique ne donnent pas d'information sur la cinématique et nous nous limiterons donc à l'étude des processus inclusifs $\nu N \rightarrow \ell X$ où X est un état final hadronique quelconque caractérisé par son énergie totale E_h et sa masse invariante W .

Cinématique

Les processus inclusifs de la figure 2 sont complètement décrits par trois variables. On choisit en général:

(i) *L'énergie dans le centre de masse:*

$$s = E^{*2} = 2ME_\nu + M^2 \quad (1.26)$$

(ii) *le carré de la quadri-impulsion transférée:*

$$Q^2 = -(P_\nu - P_\ell)^2 = 4E_\nu E_\ell \sin^2(\theta_\ell/2) \quad (1.27)$$

(iii) *l'énergie transférée:*

$$\nu = (P_n \cdot Q)/M = E_h - M \quad (1.28)$$

Les expressions de droite sont évaluées dans le repère du laboratoire en négligeant la masse du lepton sortant. M est la masse du nucléon. On définit également l'élasticité, y , et la variable d'échelle, x , ainsi que la masse invariante W :

$$\begin{aligned} x &= Q^2/(2M\nu) \quad \text{et} \quad y = \nu/E \\ W^2 &= 2M\nu + M^2 - Q^2 = 2M\nu(1 - x) + M^2 \end{aligned} \quad (1.29)$$

On remarque, dans cette dernière expression, que le cas élastique est obtenu pour $x = 1$ ($W = M$), i.e. $Q^2 = 2M\nu = 2MyE_\nu$ qui est la relation de la diffusion ν_μ élastique. Dans le cas inélastique, Q^2 et ν sont indépendants. L'énergie hadronique maximum est obtenue pour $x = 0$, i.e. $W^2 = 2M\nu + M^2$. L'énergie dans le centre de masse et l'angle de diffusion du lepton dans le repère du laboratoire sont supérieurs d'un facteur $(M/m_e)^{1/2} \approx 43$.

Pour obtenir une description complète du processus en terme des variables, x , y et Q^2 , il faut mesurer:

- L'énergie incidente du neutrino,
- l'énergie hadronique totale;

- l'angle de diffusion, θ_μ , du muon ou l'angle, θ_h , de la gerbe hadronique.

Ces mesures sont aisées dans le cas des courants chargés car l'énergie et l'angle du muon sont mesurables. On mesure donc: E_h , E_μ , θ_μ et on obtient $E_\nu = E_h + E_\mu$. Pour les courants neutres, la difficulté provient du fait que l'on ne détecte pas le neutrino sortant. On doit connaître l'énergie du neutrino incident, *a priori*, et mesurer θ_h . En pratique, la première condition est remplie en utilisant un faisceau à *bande étroite* et nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 3. Le détecteur CHARM, grâce à sa très fine granularité permet la mesure de θ_h avec une très bonne résolution.

Sections efficaces différentielles

La section efficace différentielle de diffusion des ν_μ sur des nucléons non polarisés s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dx dy} &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi (1 + Q^2/m_B^2)^2} \left[(1 - y - \frac{Mxy}{2E}) F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) \right. \\ &\quad \left. + xy^2 F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) \pm y(1-y/2) x F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (1.30)$$

en conservant les hypothèses du paragraphe précédent et en sommant sur les polarisations des hadrons de l'état final.

Les fonctions $F_i^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2)$ sont les fonctions de structure du nucléon. Elles sont différentes pour les interactions des ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$, pour les interactions NC et CC et pour les interactions sur des protons et des neutrons mais sont liées par les relations de Callan et Gross [14]:

$$F_2 \geq 2xF_1/(1 + Q^2/\nu^2) \geq xF_3/(1 + Q^2/\nu^2)^{1/2} \quad (1.31)$$

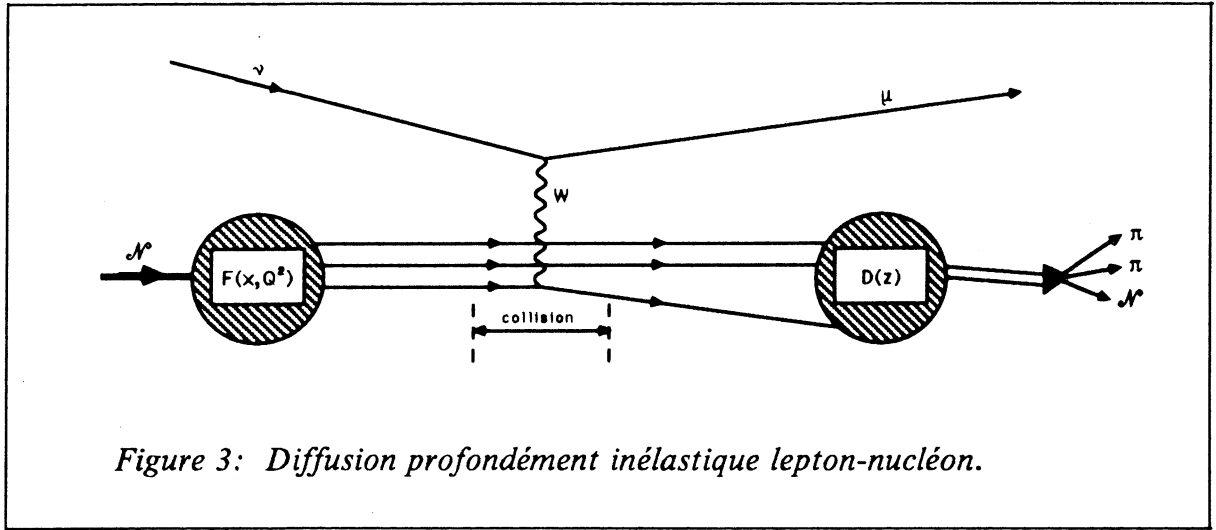
Le signe du terme contenant $F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2)$ est positif pour les neutrinos et négatif pour les antineutrinos. Ce terme n'apparaît pas dans la diffusion de leptons chargés sur les nucléons et provient de la violation de la parité.

On obtient au total 12 fonctions de structure pour la diffusion ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sur les protons et les neutrons en courants chargés et 12 pour la diffusion en courants neutres. Ces fonctions sont en principe indépendantes entre elles et indépendantes des 4 provenant de l'interaction électromagnétique. On obtient cependant des relations dérivées de la symétrie de charge, la symétrie chirale et l'hermiticité (pour les courants neutres). Ces relations peuvent être obtenues simplement dans le modèle des quarks-partons.

Modèle des quarks-partons

L'étude de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon est un excellent moyen de compréhension de la structure interne du nucléon. L'expérience a montré

que les fonctions de structure ne dépendent que de la variable x pour des valeurs de $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$. C'est l'invariance d'échelle. Bien qu'approximative, cette invariance d'échelle donne une interprétation simple de la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon. Ce processus peut être vu comme une diffusion élastique incohérente des leptons sur des particules ponctuelles libres constituant le nucléon, les partons. Ceci est illustré sur la figure 3.



Le processus élémentaire de diffusion est la diffusion élastique du neutrino sur un parton d'impulsion ξP où P est la quadri-impulsion, dans le centre de masse ν_μ -nucléon, du nucléon incident. L'impulsion transverse du parton est négligée.

La diffusion ν_μ -parton est décrite par les variables:

- (i) le transfert d'énergie: $\nu = E_\nu - E_\ell = P \cdot \Omega / M$,
- (ii) l'énergie dans le centre de masse: $s_{\nu P} = \xi s = 2ME_\nu \xi$,
- (iii) le transfert d'impulsion: $Q^2 = 2M\nu\xi$.

La variable d'échelle, x , définie en (1.29) s'identifie donc à la fraction d'impulsion, ξ , transportée par le parton. De la même façon, y est relié à l'angle de diffusion du parton, $y = (1 - \cos\theta_{\nu P})/2$.

La section efficace différentielle ν_μ -nucléon est la somme incohérente des sections efficaces ν_μ -parton pondérées par la probabilité $\rho(x)$ de trouver un parton d'impulsion $x \in \{x, x+dx\}$ dans le nucléon et s'écrit:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} [x\rho_\ell^{\nu, \bar{\nu}}(x) + x\rho_r^{\nu, \bar{\nu}}(x)(1-y)^2 + x\rho_s^{\nu, \bar{\nu}}(x)(1-y)] \quad (1.32)$$

où $\rho_{\ell}^{\nu, \bar{\nu}}(x)$ et $\rho_r^{\nu, \bar{\nu}}(x)$ sont les densités des partons de spin 1/2 et d'hélicité gauche et droite et $\rho_s^{\nu, \bar{\nu}}(x)$ la densité de partons de spin 0 ou 1. Cette dernière doit donc être nulle si les neutrinos n'interagissent qu'avec les partons de spin 1/2. C'est la relation de Callan-Gross: $F_2 = 2xF_1$. Expérimentalement, on trouve:

$$R' = (F_2 - 2xF_1)/F_2 \approx 0,15$$

Cette légère différence peut s'expliquer par le fait que les partons ont une faible impulsion transverse par rapport à la direction du nucléon. Les partons sont donc en majeure partie de spin 1/2 ce qui permet de les identifier aux quarks.

Intégrant sur x et y l'équation (1.32), on obtient l'une des prédictions essentielles du modèle des partons, i. e., les sections efficaces totales neutrino-nucléon sont proportionnelles à l'énergie des neutrinos incidents:

$$\sigma_{\nu} = \frac{G^2 s}{2\pi} (P_{\ell}^{\nu} + P_r^{\nu}/3 + P_s^{\nu}/2) \quad (1.33)$$

où ν signifie ν ou $\bar{\nu}$ et P^{ν} , défini par $P_i = \int_0^1 x \rho_i(x) dx$, est la densité d'impulsion des partons de type r , ℓ et s dans le nucléon. Dans cette expression, l'effet du propagateur de boson intermédiaire est négligé. Dans les expériences actuelles, les transferts d'impulsion moyens sont, en effet, très inférieurs aux masses des bosons W ou Z .

Dans la diffusion profondément inélastique neutrino-nucléon, les neutrinos n'interagissent pas uniquement avec les quarks de valence mais diffusent également sur les paires quarks-antiquarks présentes dans le champ de couleur du nucléon. Cette mer de quarks peut contenir des paires de quarks de toutes les saveurs i.e. $(u, \bar{u})$, $(d, \bar{d})$, $(s, \bar{s})$, $(c, \bar{c})$, etc.. La structure de l'interaction des neutrinos avec les quarks est décrite dans le paragraphe suivant.

1.2.3 Structure de l'interaction faible neutrino-quark.

Dans ce paragraphe, la structure des courants faible est supposée de type vecteur (V) et axiale (A), seulement. Les expressions des sections efficaces qui en découlent sont données.

Courants faibles de quarks

Le lagrangien décrivant la diffusion neutrino-quark est identique à celui de la diffusion neutrino-électron:

$$\mathcal{L} = - \frac{4G}{\sqrt{2}} (J_c^{\mu+} J_c^{\mu-} + \rho J_n^{\mu} J_n^{\mu}) + h.c. \quad (1.34)$$

où les courants J_C^μ et J_N^μ ont une contribution leptonique et hadronique. Les courants leptoniques chargés et neutres (equ. 1.22 et 1.23) restent inchangés. Les courants hadroniques h_C^μ et h_N^μ dépendent des couplages vecteurs et axiaux et des saveurs des quarks. Les courants chargés changent la saveur mais pas les courants neutres. Les courants faibles de quarks sont construits suivant deux principes: l'universalité des couplages et la conservation de la saveur par les courants neutres. Ces courants ont la forme:

$$h_C^{\mu+} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) (U_{ij}) \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

ou U_{ij} décrit le couplage entre les quarks. Par exemple, l'interaction courant chargé neutrino-quark u est donnée par:

$$h_C^{\mu+}(u) = \bar{u} \gamma^\mu \frac{(C_V + C_A \gamma_5)}{2} [U_{ud} d + U_{us} s + U_{ub} b]$$

avec $U_{ud}^2 + U_{us}^2 + U_{ub}^2 = 1$. L'universalité implique que les constantes couplages, C_A et C_V , des quarks des différentes générations et des leptons sont identiques.

Le courant neutre est de la forme:

$$\begin{aligned} L_N^\mu = \frac{1}{2} \rho [& \bar{u} \gamma^\mu (C_V(u) + C_A(u) \gamma_5) u + \bar{c} \gamma^\mu (C_V(u) + C_A(u) \gamma_5) c \\ & + \bar{t} \gamma^\mu (C_V(u) + C_A(u) \gamma_5) t - \bar{d} \gamma^\mu (C_V(d) + C_A(d) \gamma_5) d \\ & - \bar{s} \gamma^\mu (C_V(d) + C_A(d) \gamma_5) s - \bar{b} \gamma^\mu (C_V(d) + C_A(d) \gamma_5) b] \end{aligned} \quad (1.36)$$

où $C(u)$ et $C(d)$ sont les constantes de couplages pour les quarks de type u, de charge $2/3 e$, et de type d, de charge $-1/3 e$.

Structure du courant faible chargé

La section efficace différentielle de la réaction $\nu q_i \rightarrow \ell q_i$ est donnée par:

$$\frac{d^2 \sigma_{ij}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} [U_{ij}^2 q_i(x) \xi_{ij} (A + B(1 - y)^2)] \quad (1.37)$$

où $q_i(x)$ est la distribution d'impulsion du quark initial, q_i , dans le nucléon. ξ_{ij} décrit l'effet de seuil de production d'un quark dans l'état final, q_j de masse m_j . Ce facteur vaut 1 pour la production de quarks légers; c'est une fonction de x et y dans le cas général. On utilise souvent le modèle dit de "slow rescaling" dans lequel:

$$\xi_{ij} = q_i(\xi)[1 - m_j^2 y / (m_j^2 + Q^2)] / q_i(x) \quad (1.38)$$

avec $\xi = x + m_j^2 / (2M\nu)$.

Les densités de quarks $u(x)$, $d(x)$, $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, etc. sont définies comme les distributions d'impulsions dans le proton. Les distributions correspondant au neutron sont reliées par la symétrie de charge i.e. $u \leftrightarrow d$ et $\bar{u} \leftrightarrow \bar{d}$. Les distributions d'impulsion $q_i(x) = xu(x)$ de la réaction $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$ sur neutron sont donc les distributions d'impulsion du quark d dans le neutron: $xd^n(x) = xu^p(x) = xu(x)$. Les distributions des quarks étranges et charmés sont supposées identiques dans le neutron et le proton. Les coefficients A et B dépendent de l'hélicité relative du neutrino et du quark de l'état initial. Les valeurs de ces coefficients et l'expression des $q_i(x)$ en fonction des distributions de quarks sont données dans l'appendice A pour chaque réaction neutrino- q_i .

La construction des fonctions de structure des réactions ν -proton ou ν -neutron s'obtient donc en additionnant les contributions individuelles de chaque quark. En pratique, les expressions obtenues peuvent être simplifiées en observant que:

- Le couplage de la première génération avec la troisième est faible aux énergies actuelles.
- On peut dans un premier temps négliger les effets de seuils des transitions avec un quark c dans l'état final.

Dans ce cas, les sections efficaces différentielles s'écrivent:

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \{C_\ell^2 q^\nu(x) + C_r^2 \bar{q}^\nu(x) + (1-y)^2 [C_\ell^2 \bar{q}^\nu(x) + C_r^2 q^\nu(x)]\} \quad (1.39)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \{C_\ell^2 \bar{q}^\nu(x) + C_r^2 q^\nu(x) + (1-y)^2 [C_\ell^2 q^\nu(x) + C_r^2 \bar{q}^\nu(x)]\}$$

où les constantes de couplages chirales, C_ℓ et C_r sont définies par:

$$\begin{aligned} C_r &= (C_a + C_v)/2 & ; \text{couplage droit} \\ C_\ell &= (C_a - C_v)/2 & ; \text{couplage gauche} \end{aligned} \quad (1.40)$$

et les distributions d'impulsion des quarks, $q(x)$ sont données dans le tableau 4. Les distributions en y sont obtenues en intégrant les équations (1.39) sur x :

Tableau 4: Fonctions de structure des quarks des interactions inclusives en négligeant les effets de seuils et les couplages avec les quarks t et b. Courants chargés.

Réaction	$q^{\nu, \bar{\nu}}$	$\bar{q}^{\nu, \bar{\nu}}$
$\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^- X$	$2x(d + s)$	$2x(\bar{u} + \bar{c})$
$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ X$	$2x(u + c)$	$2x(\bar{d} + \bar{s})$
$\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^- X$	$2x(u + s)$	$2x(\bar{d} + \bar{c})$
$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \mu^+ X$	$2x(d + c)$	$2x(\bar{u} + \bar{s})$
$\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- X$	$x(u + d + 2s)$	$x(\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{c})$
$\bar{\nu}_{\mu} N \rightarrow \mu^+ X$	$x(u + d + 2c)$	$x(\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s})$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu}}{dy} &= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} [Q_{\ell} + Q_r(1 - y)^2] \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} &= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} [Q_r + Q_{\ell}(1 - y)^2] \end{aligned} \quad (1.41)$$

avec:

$$\begin{aligned} Q_r &= C_{\ell}^2 \bar{Q} + C_r^2 Q - (S - C)(C_{\ell}^2 - C_r^2) \\ Q_{\ell} &= C_{\ell}^2 Q + C_r^2 \bar{Q} + (S - C)(C_{\ell}^2 - C_r^2) \end{aligned}$$

où Q_r , Q_{ℓ} représentent la somme des impulsions des partons droits et gauches avec $Q = \int_0^1 q(x) dx$ et $S = \int_0^1 x s(x) dx$. Les termes en $(S - C)$ peuvent être négligés en première approximation.

Toutes les mesures des couplages des interactions courant chargé étant compatibles avec une structure de type $V-A$, nous faisons, à partir de maintenant, l'hypothèse que ces couplages sont exactement de type $V-A$. Dans ce cas les équations (1.39) s'écrivent:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_{\nu}}{\pi} [q^{\nu}(x) + \bar{q}^{\nu}(x)(1-y)^2] \\ \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_{\nu}}{\pi} [\bar{q}^{\nu}(x) + q^{\nu}(x)(1-y)^2]\end{aligned}\tag{1.42}$$

La contribution *inélastique* des sections efficaces totales est obtenue en intégrant les équations (1.42) suivant x et y . Le calcul donne:

$$\begin{aligned}\sigma_i^{\nu} &= \frac{G^2ME_{\nu}}{\pi} [Q + \bar{Q}/3] \\ \sigma_i^{\bar{\nu}} &= \frac{G^2ME_{\nu}}{\pi} [\bar{Q} + Q/3]\end{aligned}\tag{1.43}$$

d'où l'on déduit les relations suivantes:

(i) la somme des impulsions des quarks de valence, $\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx$:

$$\int_0^1 F_2(x) dx = \frac{Q - \bar{Q}}{2} = \frac{3\pi}{4G^2ME_{\nu}} [\sigma_i^{\nu} - \sigma_i^{\bar{\nu}}]\tag{1.44}$$

Cette somme vaut approximativement 0,5 attestant que les quarks n'emportent que la moitié de l'impulsion du nucléon. Nous donnerons une mesure de cette somme dans le chapitre 7.

(ii) la contribution de la mer:

$$\frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = \frac{3r_i - 1}{2(1 + r_i)}\tag{1.45}$$

où $r_i = \sigma_i^{\bar{\nu}}/\sigma_i^{\nu}$. Contrairement à l'expression (1.44), cette relation n'est vraie que si l'on néglige la contribution des quarks s et c de la mer. Nous donnerons également une valeur de ce rapport au chapitre 7.

Structure du courant neutre faible

La section efficace différentielle de la réaction élémentaire $\nu q_i \rightarrow \nu q_i$ est donnée par:

$$\frac{d^2\sigma^{ii}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \rho^2 \{q_i(x)[A + B(1 - y)^2]\} \quad (1.46)$$

Les coefficients A et B dépendent, ici encore, de l'hélicité relative du neutrino et du quark de l'état initial. Les valeurs de ces coefficients ainsi que l'expression des $q_i(x)$ en fonction des distributions élémentaires de quarks sont données dans l'appendice A pour tous les quarks i.

Les sections efficaces différentielles des réactions inclusives courant neutre sur nucléon s'écrivent:

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \rho^2 [q_\ell^{cn}(x) + q_r^{cn}(x)(1 - y)^2] \quad (1.47)$$

où les distributions d'impulsion des quarks, $q(x)$ sont données dans le tableau 5.

Tableau 5: Fonctions de structure des quarks des interactions inclusives en négligeant les effets de seuils et les couplages avec les quarks t et b. Courants neutres.

Réaction	q_ℓ^{cn}	q_r^{cn}
$\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu X$	$2[C_\ell^2(u)x(u+c) + C_\ell^2(d)x(d+s) + C_r^2(u)x(\bar{u}+\bar{c}) + C_r^2(d)x(\bar{d}+\bar{s})]$	$2[C_\ell^2(u)x(\bar{u}+\bar{c}) + C_\ell^2(d)x(\bar{d}+\bar{s}) + C_r^2(u)x(u+c) + C_r^2(d)x(d+s)]$
$\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu X$	$u \leftrightarrow d$	$u \leftrightarrow d$
$\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$	$C_\ell^2(u)x(u+d+c+c) + C_r^2(d)x(u+d+s+c) + C_r^2(u)x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{d}) + C_r^2(d)x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{d}) + [C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d)]x(s-c) + [C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d)]x(\bar{s}-\bar{c})$	$C_\ell^2(u)x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{c}) + C_\ell^2(d)x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{c}) + C_r^2(u)x(u+d+s+c) + C_r^2(d)x(u+d+s+c) + [C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d)]x(\bar{s}-\bar{c}) + [C_r^2(u) + C_r^2(d)]x(s-c)$
$\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X$	$C_\ell \leftrightarrow C_r$	$C_\ell \leftrightarrow C_r$

On constate que si les courants neutres étaient purement gauches, les section efficaces différentielles seraient identiques à celles des courants chargés. La présence de courant neutre droit sera donc simplement mise en évidence en comparant les distributions en y . Plus généralement, dans la diffusion ν_μ -nucléon, la mesure du rapport courants neutres sur courants chargés permet d'accéder aux couplages droits et conduit à la détermination de $\sin^2\theta_w$.

1.3 Déterminations de $\sin^2\theta_w$

Nous nous limitons dans ce paragraphe à l'exposé des principales méthodes de détermination de $\sin^2\theta_w$ par l'étude des interactions des ν_μ . Les expressions données ci-dessous ont été obtenues dans le cadre du modèle électrofaible à l'ordre G^2 de la théorie. La valeur du paramètre ρ n'est pas fixée.

1.3.1 Détermination de $\sin^2\theta_w$ dans la diffusion ν_μ -électron

Les sections efficaces d'interaction des neutrinos avec les électrons sont très faibles et difficiles à isoler expérimentalement des interactions semi-leptoniques. Leur mesure présente, néanmoins, des avantages importants pour la détermination précise de $\sin^2\theta_w$. Les résultats publiés récemment (cf. chapitre 2) ont une précision moindre que celle obtenue dans la diffusion semi-leptonique des neutrinos. La Collaboration CHARM2 réalise actuellement une expérience dont le but est de déterminer $\sin^2\theta_w$ avec une incertitude de $\Delta\sin^2\theta_w = \pm 0,005$ grâce à une augmentation importante de la statistique et à un contrôle accru du rapport des flux de neutrinos [15].

Ces expériences mesurent le rapport $R^{\nu e}$ défini par:

$$R^{\nu e} = \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)} \quad (1.48)$$

et qui s'écrit dans le cadre du modèle standard électrofaible:

$$R^{\nu e} = 3 \frac{1 - 4\sin^2\theta_w + 16/3 \sin^4\theta_w}{1 - 4\sin^2\theta_w + 16 \sin^4\theta_w} \quad (1.49)$$

Ce rapport est particulièrement intéressant parce qu'il dépend du paramètre ρ et très sensible à la valeur de $\sin^2\theta_w$. On a, en effet: $\Delta R^{\nu e} = 8\Delta\sin^2\theta_w$. Il présente également l'intérêt de ne faire intervenir que des processus purement leptoniques donc libres des incertitudes liées à la connaissance, aujourd'hui imparfaite, de la partie hadronique des interactions ν_μ -nucléon.

1.3.2 Détermination de $\sin^2\theta_w$ dans la diffusion ν_μ -nucléon

En insérant les fonctions de structures des tableaux 4 et 5 pour une cible isoscalaire ne contenant que des quarks de valence, u et d, dans les équations (1.39) et (1.47) on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^\nu_{cc}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} [xu(x) + xd(x)] \\ \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}_{cc}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} [xu(x) + xd(x)](1-y)^2 \end{aligned} \quad (1.50)$$

et:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^\nu_{cn}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} \left[\rho^2[(C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d))] \right. \\ &\quad \left. + (C_r^2(u) + C_r^2(d))(1-y)^2[xu(x) + xd(x)] \right] \\ \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}_{cn}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} \left[\rho^2[(C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d))(1-y)^2] \right. \\ &\quad \left. + (C_r^2(u) + C_r^2(d))[xu(x) + xd(x)] \right] \end{aligned} \quad (1.51)$$

En combinant les équations (1.50) et (1.51) et intégrant sur x et y on obtient les rapports R^ν et $R^{\bar{\nu}}$ définis par:

$$R^\nu = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} \quad R^{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X)}{\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ X)} \quad (1.52)$$

soit:

$$\begin{aligned} R^\nu &= \rho^2[C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d) + 1/3 (C_r^2(u) + C_r^2(d))] \\ R^{\bar{\nu}} &= \rho^2[1/3(C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d)) + C_r^2(u) + C_r^2(d)] \end{aligned} \quad (1.53)$$

Ces équations s'écrivent, en utilisant les couplages du modèle standard électrofaible du tableau 3:

$$\begin{aligned} R^\nu &= \rho^2 [1/2 - \sin^2\theta_w + 20/27 \sin^4\theta_w] \\ R^{\bar{\nu}} &= \rho^2 [1/2 - \sin^2\theta_w + 20/9 \sin^4\theta_w] \end{aligned} \quad (1.54)$$

Il est donc possible de déterminer simultanément ρ et $\sin^2\theta_w$ à partir de mesures de R^ν et $R^{\bar{\nu}}$. Mais ces expressions sont obtenues au prix d'une simplification importante de la réalité. Il faut donc appliquer des corrections prenant en compte:

- L'existence de quarks autres que u et d dans le nucléon,
- Les effets de l'interaction forte (violation de l'invariance d'échelle), de la fonction de structure longitudinale,
- la non-isoscalarité des cibles employées,
- Les corrections radiatives.

Le calcul de ces corrections s'effectue dans le cadre de modèles dont les incertitudes théoriques sont grandes comparées aux précisions expérimentales. C'est pourquoi d'autres méthodes permettant d'extraire $\sin^2\theta_w$ ont été recherchées.

Paschos et Wolfenstein ont proposé la mesure du rapport D défini par [16]:

$$D = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu X) - \sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X) - \sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ X)} \quad (1.55)$$

Dans le cadre du modèle standard, ce rapport s'écrit:

$$D = \rho^2 (1/2 - \sin^2\theta_w) \quad (1.56)$$

Ce rapport présente l'avantage de n'être que peu sensible aux corrections radiatives et les contributions de la mer se compensent en partie [17]. Mais les incertitudes théoriques demeurent.

Il existe de multiples autres façons de déterminer $\sin^2\theta_w$. Nous avons utilisé une méthode proposée en 1983 par Llewellyn-Smith [18].

Equation de Llewellyn-Smith.

En utilisant les distributions des tableaux 4 et 5 pour une cible isoscalaire et dans l'hypothèse où il n'existe que des quarks u , d , $\bar{u}$ et $\bar{d}$, les sections efficaces différentielles des courants neutres (1.47) des ν_μ peuvent être reliées aux sections efficaces différentielles des courants chargés (1.39) des ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$ par l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^\nu_{cn}}{dxdy} &= \rho^2[(C_\ell^2(u) + C_\ell^2(d)) \frac{d^2\sigma^\nu_{cc}}{dxdy} \\ &\quad + (C_r^2(u) + C_r^2(d)) \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}_{cc}}{dxdy}] \end{aligned} \quad (1.57)$$

Cette expression a été dérivée sans référence à un modèle particulier décrivant le nucléon. Elle découle de l'invariance d'isospin seule. Llewellyn-Smith obtient, en fait, une expression plus compliquée mais montre qu'elle peut se réduire à l'expression ci-dessus en négligeant les ordres supérieurs de QCD après avoir montré que ces corrections sont faibles.

Dans le cadre du modèle standard électrofaible, cette équation devient:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^\nu_{cn}}{dxdy} &= \rho^2[(1/2 - \sin^2\theta_w + 5/9 \sin^4\theta_w) \frac{d^2\sigma^\nu_{cc}}{dxdy} \\ &\quad + 5/9 \sin^4\theta_w \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}_{cc}}{dxdy}] \end{aligned} \quad (1.58)$$

On obtient des relations analogues pour les antineutrinos en changeant ν en $\bar{\nu}$ dans les équations (1.57) et (1.58).

Les corrections à l'équation (1.58) sont dues aux contributions des quarks étranges et charmés et au mélange des quarks décrit par la matrice de Kobayashi-Maskawa. L'incertitude la plus importante provient des termes décrivant la contribution du quark étrange aux sections efficaces CC et CN. Ces termes sont (cf. tableaux 4 et 5):

- Pour les courants chargés, une contribution proportionnelle à $2xs(x)(U_{us}^2 + \xi_{sc}U_{sc}^2)$, où $xs(x)$ est la distribution d'impulsion du quark s dans le nucléon et ξ_{sc} est la fonction de seuil décrivant la production de charm.
- Pour les courants neutres, la contribution est proportionnelle à $2xs(x) \cdot (C_s^2)$ où C_s^2 est la somme des couplages gauche et droit du courant faible neutre au quark s .

Le problème principal provient de notre ignorance de la valeur de l'élément de matrice $|U_{cs}|$. L'incertitude "théorique" totale conduit à une erreur théorique de $\Delta \sin^2\theta_w \approx 0,010$ qui peut, néanmoins, être encore réduite si l'on fait quelques hypothèses raisonnables. Ce point est discuté au chapitre 2 où la méthode expérimentale et les précisions d'une mesure de $\sin^2\theta_w$ à partir de l'équation (1.58), sont présentées.

On peut objecter que des hypothèses supplémentaires ne doivent pas, par principe, être faites et essayer de dériver une valeur précise de $\sin^2\theta_W$ indépendante de toute hypothèse. Il est possible d'y parvenir en utilisant les distributions en y NC et CC des neutrinos et des antineutrinos mesurées simultanément.

Mesure de $\sin^2\theta_W$ à partir des distributions en y .

Cette méthode, indépendante de la normalisation absolue de la distribution d'impulsion des quarks étranges, a été proposée par J. Panman [19]. Les corrections dues à la contribution des quarks s à l'équation (1.58) intégrée suivant x , peuvent être traitées en substituant aux distributions en y mesurées, les distributions suivantes:

$$\begin{aligned} d\sigma_{cn}/dy &\leftarrow d\sigma_{cn}/dy - 2SC_s^2 [1 + (1 - y)^2] \\ d\sigma_{cc}/dy &\leftarrow d\sigma_{cc}/dy - B^{-1} d\sigma_{2\mu}/dy \end{aligned} \quad (1.59)$$

où le terme $[1 + (1 - y)^2]$ est la dépendance en y de la contribution du quark étrange calculée dans le modèle des quarks-partons (cf. tableau 5). Le terme $S \cdot C_s$ est traité comme un paramètre libre. Pour la partie CC, la distribution $d\sigma_{2\mu}/dy$ décrit les événements avec 2 muons dans l'état final (dimuons) où l'un des muons provient de la désintégration du quark c produit dans la réaction CC: $\nu_\mu s \rightarrow \mu^- c$. Dans le modèle des quarks-partons, la section efficace différentielle des dimuons est, en effet, proportionnelle à $2xs(x)(Ucs^2\xi_{sc})$ (cf. tableau 4). Le rapport de branchement de la désintégration $c \rightarrow \mu$ est traité comme un paramètre libre.

Cette méthode permet de s'affranchir de la contribution la plus importante de l'incertitude théorique en utilisant le modèle des partons seulement dans le calcul des corrections qui contribuent peu à $\Delta\sin^2\theta_W$ (contribution de la mer Charmée, mélange KM). L'incertitude restante peut être estimée $< 0,004$. L'incertitude statistique est cependant moins bonne que dans la détermination de $\sin^2\theta_W$ à partir de l'équation (1.58).

1.4 La diffusion des ν_μ à l'ordre $G^2\alpha$

1.4.1 Introduction

Le calcul à l'ordre $G^2\alpha$ de la section efficace inclusive $d^2\sigma/dx dy$ des réactions:

$$\begin{aligned} \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N &\rightarrow \mu^-(\mu^+) + X \\ \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + X \end{aligned}$$

a été effectué indépendamment par plusieurs groupes [20], [21], [22], [23], [24]. La prise en compte des corrections radiatives est, en général, effectuée de la manière suivante:

Les corrections radiatives, calculées à une énergie moyenne, sont appliquées à la valeur de $\sin^2\theta_W$ extraite des données avec une expression calculée à l'ordre le plus bas de la théorie. Cette méthode présente l'inconvénient de moyenner les corrections sur x et y et de ne traiter qu'approximativement les corrections de bremsstrahlung qui dépendent du détecteur. C'est pourquoi, plusieurs groupes ont développé des programmes contenant les expressions des sections efficaces différentielles $d\sigma/dxdy$ qui, mis à la disposition des expérimentateurs, permettent la prise en compte des effets d'acceptance et de résolution propres à chaque expérience [25], [26].

Ces calculs sont effectués de la façon suivante:

- Les sections efficaces différentielles $[d^2\sigma/dxdy]_i$ de diffusion d'un ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) sur un quark i sont calculées à l'ordre $G^2\alpha$ dans le schéma de renormalisation sur couche de masse.
- L'impulsion du quark initial p_i est ensuite remplacée, dans les expressions précédentes, par ξp_n où ξ est la fraction d'impulsion du nucléon p_n emportée par le quark i .
- Les sections efficaces obtenues sont alors multipliées par la fonction de structure $f_i(\xi)$ du quark i et intégrées sur ξ .
- On effectue ensuite une somme incohérente des sections efficaces de tous les quarks i présents dans le nucléon et on prend la moyenne des sections efficaces sur protons et neutrons.

Avant de traiter succinctement la diffusion neutrino-quark à l'ordre $G^2\alpha$, plusieurs remarques importantes concernant le calcul précédent peuvent être faites.

Ce type de calcul est un traitement complet à l'ordre $G^2\alpha$ de la diffusion de neutrino sur une cible isoscalaire dans l'approximation du modèle des quark-partons. Le résultat dépend donc du modèle de partons utilisé. Contrairement au cas des leptons, un certain arbitraire subsiste également quant au choix des masses des quarks initiaux et finals dont dépendent les corrections radiatives. Pour les quarks initiaux, on peut choisir une masse $m_i = \xi M_n$. Dans l'état final on choisit les valeurs suivantes: $m_u = m_d = 300 \text{ MeV}/c^2$, $m_s = 500 \text{ MeV}/c^2$ et $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$. L'incertitude provenant du choix des fonctions de structures peut être réduit en prenant les fonctions de structure mesurées dans les expériences de neutrino et en définissant les corrections apportées aux mesures par:

$$\delta = (d^2\sigma^1/dxdy)/(d^2\sigma^0/dxdy) - 1 \quad (1.60)$$

où la dépendance aux fonctions de structure intervenant dans le calcul à l'ordre $G^2\alpha$ ($d^2\sigma^1/dxdy$) et à l'ordre G^2 ($d^2\sigma^0/dxdy$) est atténuée lorsque l'on prend le rapport.

Les distributions de quarks entrant dans le calcul doivent, en principe, être invariantes d'échelle car l'état final avec un photon réel est traité en intégrant les sections efficaces sur l'espace des phases du photon. Pour prendre en compte les effets de violation de l'invariance d'échelle, on peut, cependant, remplacer les distributions de quarks $f_i(\xi)$ par $f_i(\xi, Q^2)$ où $Q^2 = sxy$. Cette substitution n'est que part-

iellement exacte dans le cas des courant chargés car si le photon réel est émis par le μ , le Q^2 du W est différent de la valeur du transfert d'impulsion $Q^2 = sxy$. Cet effet est, néanmoins, supposé faible et les fonctions $f_i(\xi, Q^2)$ ont été utilisées. L'influence du choix des f_i sur la valeur de $\sin^2\theta_W$ sera précisée dans le chapitre 7 où les résultats de ces calculs seront exposés.

1.4.2 Correction à la diffusion neutrino-fermion

Les calculs de la section efficace différentielle neutrino-quark à l'ordre $G^2\alpha$ sont particulièrement longs et compliqués. Indépendamment du choix du schéma de renormalisation, les méthodes de calcul diffèrent selon les auteurs et les résultats sont parfois difficilement comparables.

Terminologie

Les auteurs distinguent les corrections de type purement électromagnétiques et les corrections électrofaibles. Cette séparation est, cependant, arbitraire et diffère selon les auteurs. Pour Sirlin, les corrections purement électromagnétiques sont les corrections calculables en QED. L'autre possibilité consiste à ne considérer que les graphes de la figure 4. Ce regroupement se justifie par le souci de compenser exactement les divergences infrarouges des graphes avec émission d'un photon réel par les graphes avec un photon virtuel.

Les corrections radiatives électrofaibles dépendent de la masse du quark t , m_t , et du boson de Higgs, M_H . Un grand nombre de graphes doit être pris en compte dans le calcul. Une partie de ces graphes est rassemblée sur la figure 5 où l'on distingue les corrections de vertex (graphes a,b,c), les graphes de "self energy" des bosons (graphes e,f) et les diagrammes en boîte (graphes g,h).

Conséquence

Pour $m_t = 45 \text{ GeV}$ et $10 \text{ GeV} < M_H < 1000 \text{ GeV}$, les corrections radiatives électrofaibles aux sections efficaces différentielles sont très faibles ($< 1\%$). La correction globale est dominée par les corrections radiatives purement électromagnétiques.

L'effet des corrections radiatives est illustré sur la figure 6 où est portée la correction aux courants chargés, définie en (1.60), pour des neutrinos d'énergie égale à 100 GeV.

1.4.3 Conséquences sur la mesure de R^ν

Les corrections des rapports des sections efficaces totales et de la valeur de $\sin^2\theta_W$ seront calculées au chapitre 7. Les modifications apportées par les corrections radiatives aux rapports R^ν et $R^{\bar{\nu}}$ ont été calculées par les auteurs de la référence [26]. Le résultat est porté sur la figure 7. Les corrections radiatives ont pour effet de diminuer la valeur de R^ν d'environ 2% pratiquement indépendamment de la valeur de $\sin^2\theta_W$. L'effet est plus important pour $R^{\bar{\nu}}$ ($\approx 5\%$).

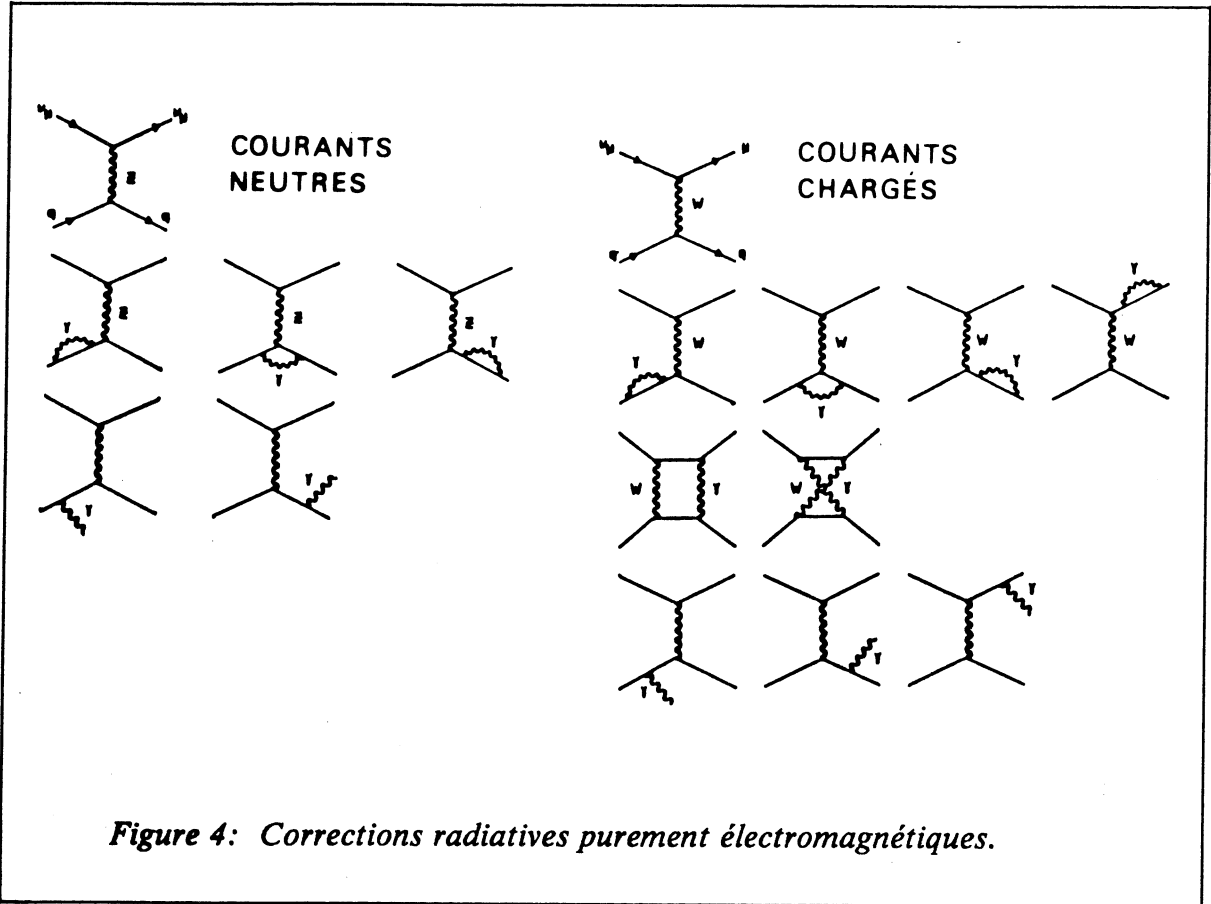


Figure 4: Corrections radiatives purement électromagnétiques.

1.5 Prédiction de $\sin^2\theta_W$

L'idée qui prévaut aujourd'hui est de considérer la théorie électrofaible comme une théorie effective, vraie à basse énergie. A haute énergie, les interactions électrofaible et forte seraient alors unifiées dans une théorie dite de *Grande Unification*. Les théories de Grande Unification sont des théories de jauge contenant la théorie standard dans la limite de basse énergie. Plusieurs possibilités existent quant au choix du groupe de jauge. Les groupes $SU(5)$, $SO(10)$ ou E_6 , par exemple, contiennent le groupe du modèle standard $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ et sont des candidats à l'unification des interactions fortes et électrofaibles.

Dans un mécanisme de Grande Unification, les constantes de couplage des interactions, mesurées à l'énergie d'unification, sont égales et la valeur de l'angle de mélange électrofaible est prédite par la théorie. On a, en particulier, la relation suivante:

$$\sin^2\hat{\theta}_W(M_X) = \Sigma_j T_{3j}^2 / \Sigma_j Q_j^2$$

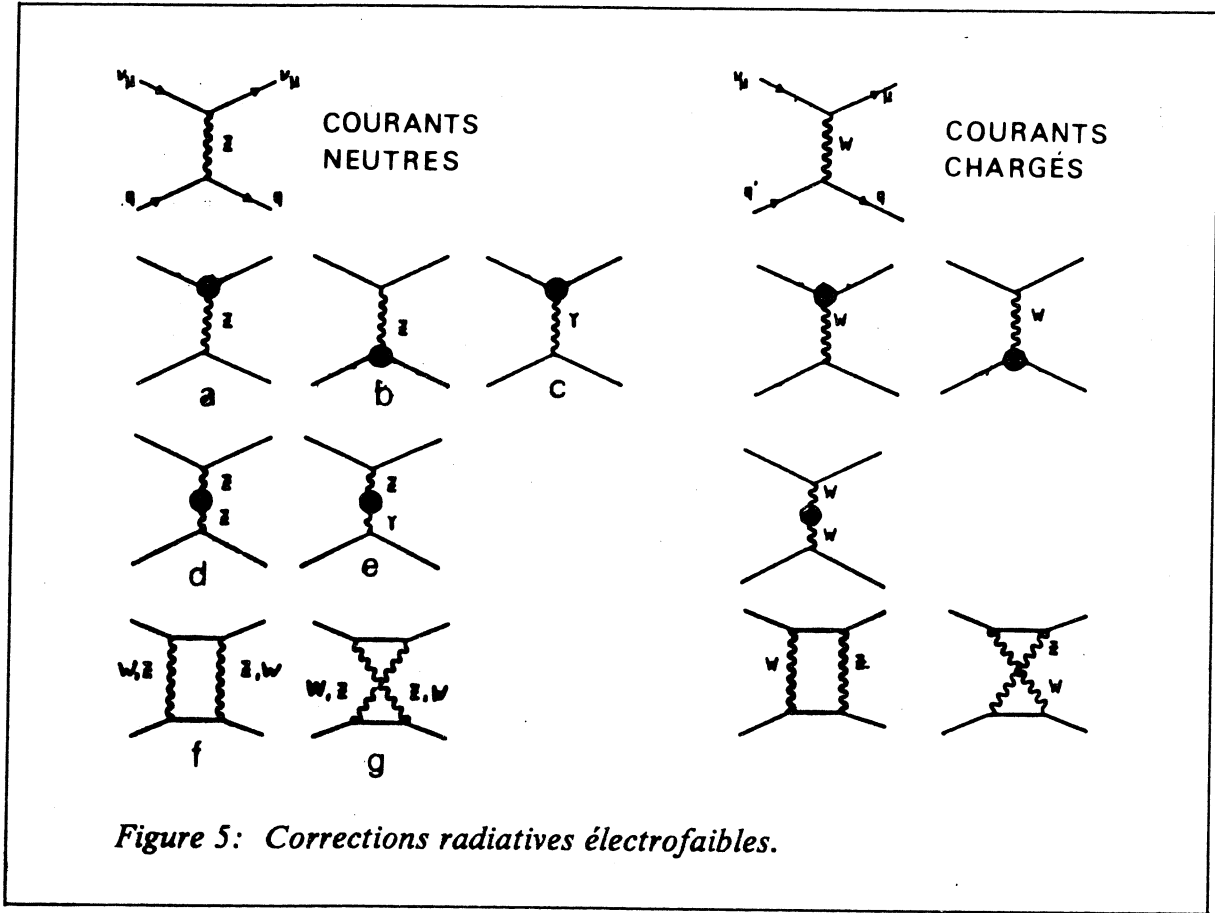


Figure 5: Corrections radiatives électrofaibles.

où M_X est la masse de grande unification ($M_X \gg M_W$) et où la somme est effectuée sur les particules de charge Q et d'isospin T d'une représentation du groupe d'unification. Pour les exemples cités ci-dessus, on a :

$$\sin^2 \hat{\theta}_W(M_X) = 3/8$$

Le formalisme des équations du groupe de renormalisation permet de prédire la valeur de $\sin^2 \theta_W$ à une énergie quelconque μ . Le calcul est effectué, en général, dans le schéma de renormalisation $\overline{MS}$ et la valeur de $\sin^2 \theta_W$ est prédite à $\mu = M_W$. On déduit également de ce formalisme la valeur de la masse d'unification M_X .

Les prédictions d'une théorie particulière dépendant du contenu physique de cette théorie entre M_W et M_X , nous nous limiterons à deux exemples simples qui, bien que très particuliers, illustrent bien l'intérêt de cette démarche. Il s'agit de $SU(5)$ minimal où aucune nouvelle physique n'apparaît entre M_W et M_X , c'est une théorie dite de "grand désert" [27]. Dans la version minimale, la brisure de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est générée par un seul doublet de bosons de Higgs. L'autre exemple traité sera l'extension supersymétrique de $SU(5)$ minimal où la symétrie est brisée

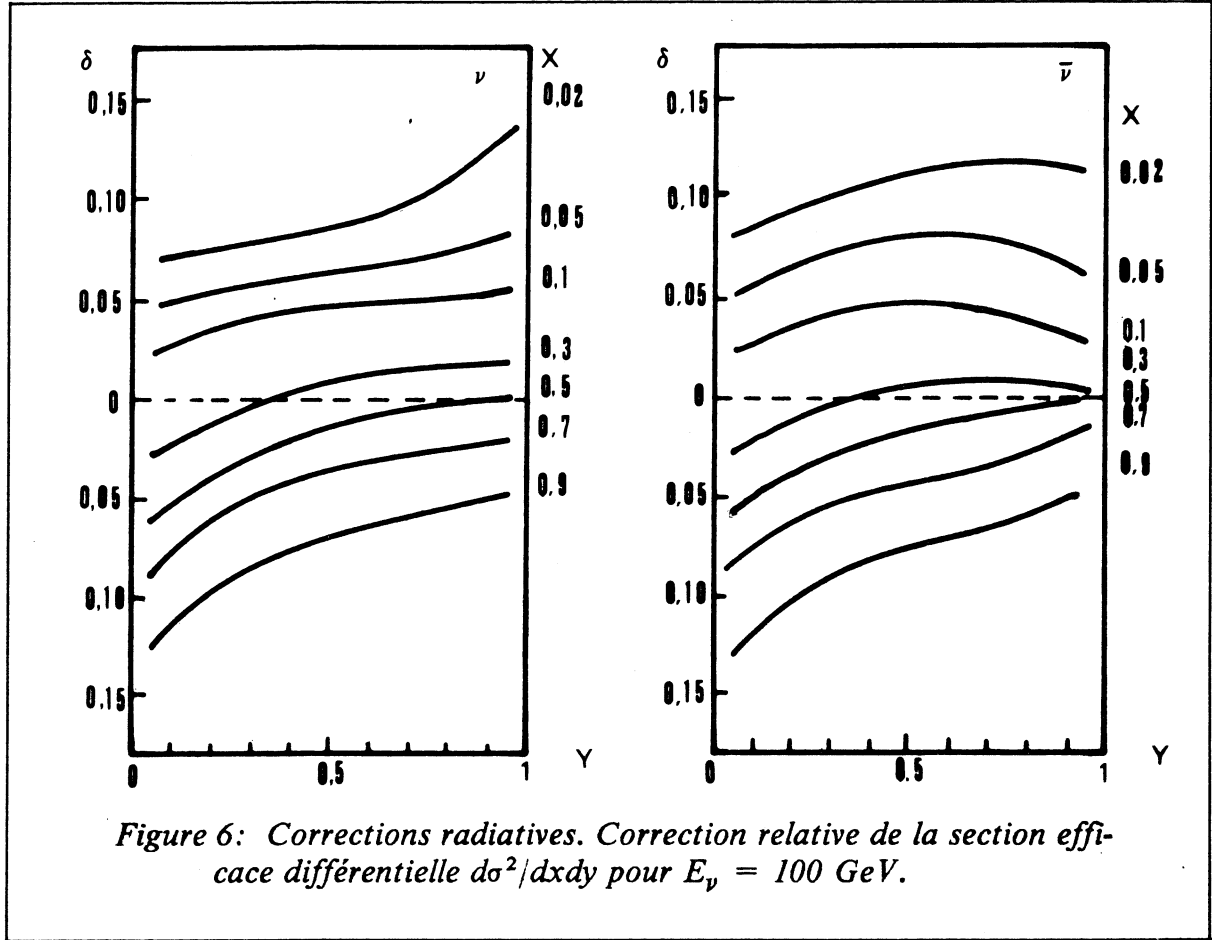


Figure 6: Corrections radiatives. Correction relative de la section efficace différentielle $d\sigma^2/dx dy$ pour $E_\nu = 100 \text{ GeV}$.

par deux doublets supersymétriques de Higgs [28]. Dans ce cas, chaque particule possède un partenaire supersymétrique qui n'a pas encore été observé et dont la masse est voisine d'une échelle d'énergie M_S avec $M_S \geq M_W$. Ces exemples seront repris dans le chapitre 7 où la valeur mesurée de $\sin^2\theta_W$ sera confrontée aux prédictions.

Les prédictions de $\sin^2\theta_W$ sont obtenues de la façon suivante:

Cas de SU(5) minimal

Dans ce cas, il n'existe pas d'échelle d'énergie intermédiaire entre M_W et M_X et les constantes de couplages effectives à basse énergie, définies dans le schéma $\overline{\text{MS}}$, $\alpha_i(M_W)$, ($i = 1, 2, 3$) sont obtenues en intégrant les équations d'évolution:

$$\mu \partial_\mu \alpha_i(\mu) = a_i \alpha_i^2 + \sum_j b_{ij} \alpha_i^2 \alpha_j + \dots \quad (1.61)$$

entre $\mu = M_X$ et $\mu = M_W$. Les indices i et j ($i, j = 1, 2, 3$) se réfèrent aux groupes $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$, respectivement. Les coefficients a_i et b_{ij} dépendent du con-

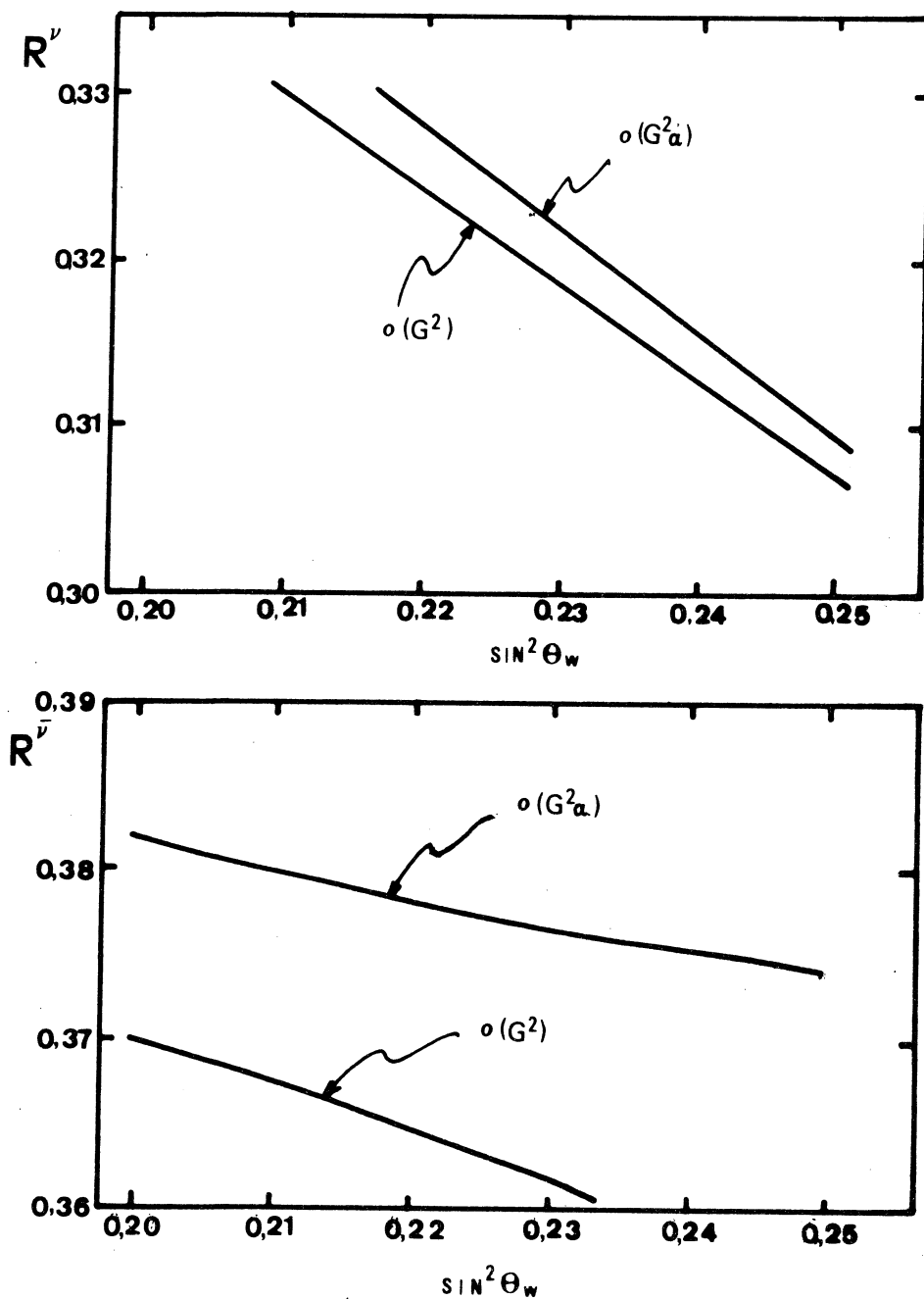


Figure 7: Corrections radiatives sur R^ν et $R^{\bar{\nu}}$

tenu en fermions et en Higgs de la théorie à basse énergie. Le calcul a été effectué pour le modèle standard avec un nombre arbitraire de générations, n_g et de doublets

de Higgs, n_H [29]. On obtient, pour les a_i par exemple, pour $n_g = 3$ et $n_H = 1$ (version minimale):

$$\begin{aligned} a_1 &= + 41/20\pi \\ a_2 &= - 19/12\pi \\ a_3 &= - 7/2\pi \end{aligned}$$

Utilisant les conditions aux limites [31]:

$$\alpha_1^{-1}(M_X) = \alpha_2^{-1}(M_X) - 1/6\pi = \alpha_3^{-1}(M_X) - 5/12\pi \quad (1.62)$$

et les relations entre α , $\sin^2\theta_W$ et les constantes de couplages:

$$\begin{aligned} \alpha^{-1}(M_W) &= 5/3 \alpha_1^{-1}(M_W) + \alpha_3^{-1}(M_W) \\ \sin^2\hat{\theta}_W(M_W) &= \alpha(M_W)/\alpha_2(M_W) \end{aligned} \quad (1.63)$$

on obtient, en ne conservant que les logarithmes dominants:

$$\begin{aligned} \sin^2\hat{\theta}_W(M_W) &= 3/8 [1 - 109\alpha(M_W)/18\pi \text{Log}(M_X/M_W) + 5\alpha(M_W)/18\pi] \\ \text{Log}(M_X/M_W) &= 2\pi/67 [3/\alpha(M_W) - 8/\alpha_3(M_W) + 3/2\pi] \end{aligned} \quad (1.64)$$

L'approximation des logarithmes dominants revient à négliger les termes en b_{ij} dans l'équation (1.61). On ne peut, cependant, simplement se limiter à cette approximation, en particulier pour le calcul de M_X . Le calcul complet est effectué dans la référence [30]. On obtient pour:

$$\begin{aligned} \alpha^{-1}(M_W) &= 127,8 \pm 0,3 \quad \text{et} \\ \alpha_3(M_W) &= 0,107 \pm 0,013 \quad (\Lambda^{\overline{MS}} = 150 \pm 150 \text{ MeV}) \end{aligned}$$

les prédictions suivantes pour $\sin^2\hat{\theta}_W(M_W)$ et M_X :

$$\begin{aligned} \sin^2\hat{\theta}_W(M_W) &= 0,214 \pm 0,004 \\ M_X &= 2,0 \pm 2,1 \cdot 10^{14} \text{ GeV} \end{aligned}$$

Cas de SU(5) minimal supersymétrique

Dans ce cas, la supersymétrie n'ayant pas été observée, elle apparaît à une échelle d'énergie M_S telle que $M_S \geq M_W$ et l'intégration des équations (1.61) doit être effectuée en deux temps:

(i) Entre $\mu = M_X$ et $\mu = M_S$ Les coefficients a_i et b_{ij} diffèrent de ceux utilisés dans le cas précédent car la théorie de basse énergie est supersymétrique. Ces coefficients ont été calculés pour n_g et n_H quelconques [29]. On obtient, pour les a_i par exemple et dans le cas où $n_g = 3$ et $n_H = 2$ (version minimale):

$$\begin{aligned} a_1 &= + 33/10\pi \\ a_2 &= + 1/2\pi \\ a_3 &= - 3/2\pi \end{aligned}$$

A l'approximation des logarithmes dominants, l'intégration des équations (1.61) entre $\mu = M_X$ et $\mu = M_S$ conduit à:

$$\begin{aligned} \sin^2 \hat{\theta}_w(M_S) &= 3/8 [1 - 14\alpha(M_S)/3\pi \text{Log}(M_X/M_S) + 5\alpha(M_S)/18\pi] \\ \text{Log}(M_X/M_S) &= \pi/30 [3/\alpha(M_S) - 8/\alpha_3(M_S) + 3/2\pi] \end{aligned} \quad (1.65)$$

(ii) Entre $\mu = M_S$ et $\mu = M_w$ l'intégration est effectuée avec les coefficients a_i et b_{ij} du cas non supersymétrique et l'on obtient les relations suivantes, dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$\begin{aligned} 1/\alpha(M_S) &= 1/\alpha(M_w) - 11/6\pi \text{Log}(M_S/M_w) \\ 1/\alpha_3(M_S) &= 1/\alpha_3(M_w) - 7/2\pi \text{Log}(M_S/M_w) \\ \sin^2 \hat{\theta}_w(M_S)/\alpha(M_S) &= \sin^2 \hat{\theta}_w(M_w)/\alpha(M_w) + 19/12\pi \text{Log}(M_S/M_w) \end{aligned} \quad (1.66)$$

Le calcul complet est effectué dans la référence [32]. Le résultat dépend de l'échelle d'énergie M_S où apparaît la supersymétrie. On obtient, pour:

$$\begin{aligned} \alpha^{-1}(M_w) &= 127,8 \pm 0,3 \quad \text{et} \\ \alpha_3(M_w) &= 0,107 \pm 0,013 \quad (\Lambda^{\overline{MS}} = 150 \pm 150 \text{ MeV}) \end{aligned}$$

La prédiction suivante:

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,237 \pm 0,004 - 4\alpha(M_w)/15\pi \text{Log}(M_S/M_w) \quad (1.67)$$

soit une valeur numérique sensiblement supérieure à la valeur prédite par $SU(5)$ minimal si la supersymétrie apparaît aux environs de 100 GeV. L'unification des interactions apparaît également à une énergie supérieure ($\geq 10^{15}$ GeV) conduisant à un temps de vie du proton plus grand que dans le cas non supersymétrique. Nous reviendrons succinctement sur ces caractéristiques très intéressantes lors de la discussion des résultats.

CHAPITRE 2 PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

Les résultats présentés dans cette thèse sont le fruit d'une expérience effectuée en 1984 au CERN par la Collaboration CHARM¹. Le détecteur était exposé au faisceau de neutrinos de haute énergie qu'il partageait avec le détecteur de la Collaboration CDHS² en place dans le même hall expérimental. Cette situation a facilité une comparaison directe des mesures effectuées indépendamment par les deux Collaborations et a permis d'adopter une stratégie commune pour l'interprétation des résultats.

La construction du détecteur, son exploitation et l'analyse des données ont été effectuées par une Collaboration internationale de physiciens des instituts suivants [33]:

- C.E.R.N., CH-1211, Genève 23, Suisse.
- II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hambourg, RFA.
- NIKHEF, Amsterdam, Pays Bas.
- Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Rome, Italy.
- Institut de physique théorique et expérimentale, 117259 Moscou, URSS.

Le détecteur CHARM a été construit pour étudier les interactions semi-leptoniques des neutrinos muoniques d'énergie comprise entre quelques GeV et plusieurs centaines de GeV. Ce détecteur a été exposé, à plusieurs reprises, aux faisceaux à bande étroite et à large bande de haute énergie du CERN et a déjà donné de nombreux résultats. Il s'agit, notamment, des mesures des sections efficaces totales des courants chargés et de la détermination précise de $\sin^2\theta_W$ et de ρ [34], des mesures des sections efficaces différentielles des courants chargés et des courants neutres [35], [36], [37] et des mesures des fonctions de structure du nucléon [38], [39], [40]. La mesure de $\sin^2\theta_W$ dans les interactions purement leptoniques ν_μ -électron a également été étudiée [41]. Ce résultat est d'importance car il a montré que les problèmes expérimentaux liés à la séparation des gerbes hadroniques et électroniques dans ce type de détecteur pouvaient être surmontés. Il a eu pour conséquence la construction du détecteur CHARMII, beaucoup plus massif, orienté vers l'étude des interactions ν_μ -électron. Ce détecteur est installé à la place des détecteurs CHARM et CDHS depuis l'été 1986 et prendra des données jusqu'en 1988.

Cette expérience est de type *à bande étroite* (cf. chapitre 3). Les résultats présentés dans cette thèse concernent la mesure des sections efficaces totales des courants chargés et la détermination précise de $\sin^2\theta_W$ et de ρ .

¹ CERN, Hamburg, Amsterdam, Rome, Moscow.

² CERN, Dortmund, Heidelberg, Saclay.

2.1 Motivations

Le but principal de cette expérience est la détermination très précise du paramètre de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W$ par l'étude des courants neutres et chargés de la diffusion profondément inélastique ν_μ -nucléon [42]. La précision envisagée est de $\Delta\sin^2\theta_W = \pm 0,005$ soit environ $\pm 2\%$ de la valeur supposée de ce paramètre. Les données récoltées à cet effet seront aussi analysées pour en extraire les sections efficaces totales des courants chargés. La mesure des sections efficaces différentielles $d\sigma/dy$ et $d\sigma/dx$ des courants chargés et neutres est également au programme de cette expérience. Les résultats feront l'objet d'une publication ultérieure. Enfin, les interactions ν_e -nucléon, qui constituent l'un des bruits de fond dans cette analyse, ont été étudiées pour tester l'universalité des couplages faibles de l'électron et du muon. Ces résultats ne seront pas discutés ici, ils sont publiés dans la référence [43].

2.1.1 Mesure de $\sin^2\theta_W$

Outre une connaissance précise de la valeur du paramètre de mélange électrofaible, la détermination précise d'un des paramètres du modèle de Glashow-Salam-Weinberg conduira à tester les ordres supérieurs de la théorie. La théorie prédit, en effet, que la valeur de ce paramètre permet d'expliquer les couplages mesurés dans des processus aussi différents que la diffusion semi-leptonique des neutrinos et les collisions $\bar{p}p$, par exemple. Cette prédiction est vraie à l'approximation de Born de la théorie. Les précisions expérimentales actuelles nécessitent, cependant, la prise en compte des ordres supérieurs dont les effets diffèrent selon les processus étudiés. Les valeurs de $\sin^2\theta_W$, extraites des données en utilisant les expressions calculées à l'ordre le plus bas, doivent donc être différentes pour des processus différents.

On obtient, de cette façon, une mesure des corrections radiatives qui, comparée aux prédictions théoriques, constitue le véritable test du modèle standard électrofaible. Cette mesure, bien que pour l'instant bien moins précise, est l'analogue de la mesure du déplacement de Lamb dans l'atome d'hydrogène pour tester l'électrodynamique quantique.

Les valeurs de $\sin^2\theta_W$ obtenues à ce jour sont regroupées dans le tableau 6. Dans chaque cas, la valeur non corrigée, i.e. extraite des données avec les expressions calculées dans l'approximation de born, et la valeur corrigée des effets d'ordre $G^2\alpha$ sont données.

Ces mesures ont été effectuées dans des expériences où les transferts d'impulsions varient de $Q^2 = 10^{-2} \text{ GeV}^2$, dans l'expérience de violation de parité, à $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ dans la diffusion $\bar{p}p$. L'accord entre ces mesures est remarquable et confirme que la théorie décrit bien tous les processus électrofaibles. Bien que du même ordre de grandeur ou légèrement inférieures aux incertitudes expérimentales, les corrections radiatives tendent à améliorer l'accord entre ces résultats. Des déterminations plus précises sont, cependant, nécessaires pour conclure véritablement.

Tableau 6: Mesures de $\sin^2\theta_w$. Valeurs de $\sin^2\theta_w$ obtenues dans différents processus. La colonne de droite contient les valeurs corrigées des effets radiatifs.

<i>Expérience</i>	$\sin^2\theta_w[\mathcal{O}(G^2)]$	$\sin^2\theta_w[\mathcal{O}(G^2\alpha)]$	<i>réf.</i>
<i>Violation de la parité</i>	$0,221 \pm 0,027$	$0,228 \pm 0,027$	[44]
<i>Diffusion e-D</i>	$0,224 \pm 0,020$	$0,218 \pm 0,020$	[45]
<i>Diffusion ν_μ-e</i>	$0,215 \pm 0,034$	$0,215 \pm 0,034$	[40]
<i>id.</i>	$0,209 \pm 0,032$	$0,209 \pm 0,032$	[46]
<i>Diffusion ν_μ-p</i>	$0,220 \pm 0,016$	$0,220 \pm 0,016$	[47]
<i>Diffusion ν_μ-N</i>	$0,232 \pm 0,014$	$0,223 \pm 0,014$	[34]
<i>id.</i>	$0,239 \pm 0,012$	$0,226 \pm 0,012$	[48]
<i>Mesure de M_w et M_z</i>	$0,199 \pm 0,032$	$0,194 \pm 0,032$	[49]
<i>id.</i>	$0,216 \pm 0,027$	$0,232 \pm 0,027$	[50]
<i>Mesure de M_w</i>	$0,199 \pm 0,016$	$0,214 \pm 0,016$	[49]
<i>id.</i>	$0,216 \pm 0,009$	$0,232 \pm 0,009$	[50]
<i>Diffusion $e^+ e^-$</i>	$0,200 \pm 0,028$	$0,197 \pm 0,028$	[51]

La précision expérimentale est $\Delta\sin^2\theta_w \approx 0,008$ pour la mesure dans la diffusion $\bar{p}p$ et $\Delta\sin^2\theta_w \approx 0,013$ pour la diffusion ν_μ -nucléon. L'incertitude est donc plus importante pour la détermination de $\sin^2\theta_w$ dans les interactions semi-leptoniques des neutrinos. Notre but est de la réduire.

On pensait, jusqu'en 1983, qu'il était impossible de déterminer plus précisément $\sin^2\theta_w$ par une augmentation de la statistique et/ou une réduction des erreurs systématiques dans les mesures [52]. En effet, aux incertitudes expérimentales, s'ajoute une incertitude théorique liée à la nature hadronique de la cible et qui apparaît dans l'expression de $\sin^2\theta_w$ en fonction des observables de la théorie. Mais en 1983, Llewellyn-Smith a montré que cette incertitude est sensiblement réduite si l'on utilise les expressions (1.58). Dans une étude détaillée des diverses corrections hadroniques, il montre que l'incertitude théorique totale peut être réduite à $\delta\sin^2\theta_w = \pm 0,005$ pourvu que l'on ajoute deux hypothèses supplémentaires [18]:

- Les termes non diagonaux de la matrice KM sont petits,
- Le nombre total de quarks est égal à 6 (3 générations)

Nous avons suivi ces prescriptions. Intégrées suivant x et y , les équations (1.58) deviennent:

$$R^\nu = \rho^2[(1/2 - \sin^2\theta_w + 5/9 \sin^4\theta_w(1 + r))] \quad (2.1a)$$

$$R^{\bar{\nu}} = \rho^2[(1/2 - \sin^2\theta_w + 5/9 \sin^4\theta_w(1 + 1/r))] \quad (2.1b)$$

où R^ν et $R^{\bar{\nu}}$ sont définis par les expressions (1.52) et r est défini par:

$$r = \frac{\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+ X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} \quad (2.2)$$

Une mesure de R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r permet donc de déterminer simultanément $\sin^2\theta_w$ et ρ .

Dans l'hypothèse où $\rho = 1$, on peut choisir l'une ou l'autre de ces expressions. En pratique, on utilise la mesure de R^ν et r car $R^{\bar{\nu}}$ dépend plus faiblement de $\sin^2\theta_w$ que R^ν . Le calcul d'erreur donne, pour $\sin^2\theta_w = 0,23$ et $r = 0,5$:

$$\Delta R^\nu / \Delta \sin^2\theta_w \approx -0,6$$

$$\Delta R^{\bar{\nu}} / \Delta \sin^2\theta_w \approx -0,2$$

Expérimentalement on mesure les rapports $R^\nu(\text{exp})$ et $r(\text{exp})$ définis par:

$$R^\nu(\text{exp}) = \frac{N^{cn,\nu}(E_h \geq 4 \text{ GeV})}{N^{cc,\nu}(E_h \geq 4 \text{ GeV})} \quad (2.3)$$

$$r(\text{exp}) = \frac{N^{cc,\bar{\nu}}(E_h \geq 4 \text{ GeV})}{N^{cc,\nu}(E_h \geq 4 \text{ GeV})} \quad (2.4)$$

La mesure est restreinte au domaine cinématique $E_h \geq 4 \text{ GeV}$. Cette limite assure une très bonne efficacité de détection des événements et permet de rester dans le régime profondément inélastique pour lequel nous disposons d'expressions pour déterminer $\sin^2\theta_w$ et ρ . Dans la suite, ces rapports seront notés simplement R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r .

Pour obtenir une précision sur $\sin^2\theta_w$ de $\Delta \sin^2\theta_w = \pm 0,005$, il faut effectuer une mesure de R^ν avec $\Delta R^\nu = \pm 1,0\%$. L'incertitude sur $\sin^2\theta_w$ ne dépend, en outre, que faiblement de la précision de mesure de r . On a, en effet:

$$\Delta \sin^2\theta_w / \Delta r \approx 0,05$$

On se concentrera donc sur une mesure très précise de R^ν . Les rapports r et $R^{\bar{\nu}}$ seront également mesurés, mais avec une précision moindre ($\Delta r/r \approx 2,5\%$ et $\Delta R^{\bar{\nu}}/R^{\bar{\nu}} \approx 3,5\%$)

2.1.2 Mesure des sections efficaces totales des courants chargés

L'une des prédictions fondamentales du modèle des partons est la dépendance en énergie des sections efficaces de diffusion des neutrinos sur les nucléons. Elles sont proportionnelles à l'énergie des neutrinos. Cette prédiction doit être modifiée si l'on prend en compte les corrections de QCD et l'effet du propagateur des bosons intermédiaires. Mais ces effets restent faibles aux énergies auxquelles nous travaillons et on exprime, traditionnellement, la valeur des sections efficaces totales par la valeur de la pente σ/E des sections efficaces totales dans un domaine donné d'énergie.

Nous nous intéresserons exclusivement à la mesure des pentes des sections efficaces totales des courants chargés, σ^{CC}/E . L'efficacité de déclenchement du détecteur, voisine de 1 pour les courants chargés, décroît, en effet, rapidement pour les courants neutres d'énergie inférieure à 1 GeV. Ceci est étudié en détail dans le chapitre 5.

Les pentes des sections efficaces totales des courants chargés sont obtenues de la façon suivante. Le nombre de courants chargés, N^{CC} , mesuré dans le détecteur et corrigé des inefficacités de détection est égal à:

$$N^{CC} = \int \Phi(E) \sigma^{CC}(E) dE \quad (2.5)$$

où $\Phi(E)$ est le flux de neutrinos d'énergie E dans le volume fiduciel du détecteur et $\sigma(E)$ la section efficace totale d'interaction dans le détecteur. Celle-ci étant proportionnelle à l'énergie, on peut sortir le facteur $\sigma(E)/E$ de l'intégrale. La pente de la section efficace totale des courants chargés σ^{CC}/E est obtenue par l'expression:

$$\sigma^{CC}/E = N^{CC}/(n \cdot F) \quad (2.6)$$

où n est le nombre de nucléons par cm^2 et F le flux de neutrino dans le volume considéré *pondéré* par l'énergie des neutrinos.

Les mesures récentes des sections efficaces totales des courants chargés sur cible isoscalaire sont regroupées dans le tableau 7.

Ces résultats sont en désaccord sensible. Les mesures récentes, effectuées au laboratoire Fermi, donnent des valeurs $\approx 15\%$ plus hautes que celles obtenues au CERN, à la fois pour les neutrinos et pour les antineutrinos. Ce fait suggère un désaccord provenant, essentiellement, de la normalisation des flux. La valeur des sections efficaces totales dépend, en effet, directement de la mesure des flux comme le montre l'expression (2.6). La détermination précise des flux de neutrinos et d'antineutrino constitue donc le préalable à une mesure précise des sections efficaces totales. Ce point a été étudié en détail dans l'analyse et les flux ont été mesurés de deux manières indépendantes conduisant à une incertitude de $\pm 3\%$ sur les mesures des pentes des sections efficaces totales.

Tableau 7: Mesures récentes des sections efficaces totales CC.
Pentes des sections efficaces totales des courants chargés sur cible isoscalaire en $\text{cm}^2 \text{GeV}^{-1}$. L'incertitude portée est la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.

<i>Expérience</i>	<i>E(GeV)</i>	σ^ν/E	$\sigma^{\bar{\nu}}/E$	<i>réf.</i>
<i>GGM</i> ¹	1 – 10	0,74 ± 0,07	0,28 ± 0,04	[53]
<i>CITFR</i>	45 – 205	0,609 ± 0,039	0,290 ± 0,019	[54]
<i>CDHS</i> ¹	30 – 190	0,62 ± 0,03	0,30 ± 0,02	[55]
<i>ITEP</i>	3 – 30	0,72 ± 0,07	0,32 ± 0,03	[56]
<i>BEBC</i>	10 – 50	0,73 ± 0,08	0,32 ± 0,06	[57]
<i>CHARM</i>	20 – 200	0,604 ± 0,032	0,301 ± 0,018	[34]
<i>BEBC</i>	20 – 200	0,657 ± 0,030	0,309 ± 0,016	[58]
<i>FNAL</i>	10 – 240	0,62 ± 0,05		[59]
<i>FNAL</i>	5 – 250		0,340 ± 0,029	[60]
<i>CCFR</i>	30 – 240	0,669 ± 0,024	0,340 ± 0,020	[61]

¹ Non corrigé pour la non-isoscalarité de la cible

2.1.3 Mesure des distributions en x et y

Outre l'énergie hadronique et les coordonnées du point d'interaction nécessaires aux mesures des sections efficaces et à la détermination de $\sin^2\theta_W$, le détecteur CHARM donne une mesure de l'impulsion du muon et de son angle par rapport à l'axe du faisceau ainsi qu'une mesure de l'angle de la gerbe hadronique. Ces mesures permettent d'obtenir les sections efficaces différentielles, $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dy$ ($x \approx q^2/2ME_h$, $y \approx E_h/E_\nu$). Pour les courants chargés, cette détermination ne présente pas de difficulté particulière. L'énergie du neutrino incident est calculée à partir de l'énergie hadronique et de l'impulsion du muon. Dans le cas des courants neutres, le neutrino sortant ne peut être détecté et l'on est conduit à dériver l'énergie du neutrino incident de la position transversale du point d'interaction (cf. chap. 3). Cette méthode n'est applicable qu'avec un faisceau à bande étroite qui conserve la corrélation énergie-rayon de la désintégration à deux corps. L'ambiguïté due à l'existence de deux composantes dans le faisceau est levée de manière statistique. On utilise une méthode de déconvolution [62] pour extraire les distributions à partir des événements d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV.

2.2 Méthode expérimentale

La mesure des rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r ainsi que des sections efficaces totales des courants chargés est basée sur une séparation expérimentale efficace des CC et des CN. Les flux de neutrinos et d'antineutrinos doivent, par ailleurs, être normalisés. Pour répondre à ces deux exigences, les expériences utilisent des méthodes qui dépendent du type de détecteur et de faisceau employés. Notre choix et les raisons ayant conduit à ce choix sont exposés dans ce paragraphe.

2.2.1 Normalisation des flux de neutrinos

Les neutrinos proviennent de la désintégrations de π et des K d'un faisceau de hadrons secondaires du CERN. La normalisation absolue des flux peut donc être obtenue à partir de la mesure des flux de hadrons secondaires ou de la mesure des flux de muons produits conjointement aux neutrinos. Dans chaque cas, un facteur de flux doit être calculé pour relier les mesures de flux de hadrons ou de muons aux flux de neutrinos. Ces facteurs de flux sont calculés à partir de simulations Monte-Carlo des désintégrations des π et des K.

Pour cette expérience la ligne de faisceau était instrumentée pour les deux mesures. Les précisions de mesures étant du même ordre de grandeur, les résultats ont été moyennés pour réduire l'incertitude sur la normalisation absolue.

La normalisation relative du rapport des flux de neutrinos et d'antineutrinos a été obtenue à partir des flux de muons seuls. Cette mesure est beaucoup plus précise que celle effectuée à partir du flux de hadrons car le rapport des flux de neutrinos ne dépend pratiquement pas des corrections appliquées aux mesures des flux de muons. Ceci n'est plus vrai quand le rapport des flux est dérivé du rapport des flux de hadrons (cf. chap. 6).

2.2.2 Séparation des courants neutres et chargés

La méthode de séparation des courants neutres et chargés, généralement employée dans ce type d'expérience, est basée sur la longueur des événements. Les événements courants chargés sont, en moyenne, plus longs que les événements courants neutres à cause de la présence du muon. Cette méthode est statistique et exige des corrections importantes pour obtenir les nombres vrais de courants chargés et de courants neutres. Environ 15% des candidats courants neutres sont, en effet, des courants chargés courts [55]. Dans notre cas, la séparation des courants neutres et des courants chargés est effectuée, événement par événement, sur la base de la reconnaissance du muon. Ceci est possible grâce à la très faible granularité du détecteur qui permet de détecter les muons individuellement. La classification est effectuée par programme et l'efficacité du programme est déterminée par visualisation d'une partie des événements. Les corrections qui doivent être appliquées à cette classification sont faibles. La correction la plus importante provient de l'inefficacité de reconnaissance des muons. Environ 3,5%, seulement, des courants chargés sont classés courants neutres car le muon n'est pas détecté.

2.3 Déroulement de l'expérience

Comme dans toute expérience de physique des hautes énergies, on peut considérer qu'elle se déroule en trois étapes pratiquement indépendantes. Ces étapes sont:

- l'acquisition des données qui inclue l'enregistrement sur bande magnétique, la sélection rapide et la reconstruction,
- l'analyse expérimentale comprenant la classification des événements en courants chargés (CC) et courants neutres (CN), les corrections des inefficacités de détection et la normalisation des flux de neutrinos. Cette étape conduit à la mesure des observables physiques. Dans notre cas, les observables sont: les sections efficaces totales des courants chargés des neutrinos et des antineutrinos, et les rapports de sections efficaces R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r ,
- l'analyse théorique ou plus précisément l'interprétation théorique des mesures. Cette interprétation sera effectuée dans le cadre du modèle standard et conduira à la détermination de $\sin^2\theta_w$, ρ , $\bar{Q}/Q$ et $\int F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x,Q^2)dx$.

2.3.1 Saisie des données.

L'acquisition des données est effectuée sur bande magnétique. Chaque bande magnétique est considérée comme une entité simple, un "run". Le traitement d'un run est le suivant:

- les muons cosmiques, enregistrés pendant la prise des données, sont utilisés pour calibrer et contrôler la réponse des tubes proportionnels et des scintillateurs.
- les données de physique (autres que les cosmiques) sont filtrées et écrites sur une seconde bande magnétique. L'information provenant des détecteurs de la ligne de faisceau est également inscrite sur cette bande.
- la reconstruction est effectuée en écrivant sur la bande les informations non traitées, les quantités calculées (énergie hadronique, impulsion du muon, etc.) et l'information faisceau.

2.3.2 Analyse expérimentale

L'analyse expérimentale sera effectuée en deux parties:

Les flux de neutrinos seront obtenus à partir des mesures des flux de hadrons et de muons. Cette détermination exige une étude détaillée des corrections qui doivent être appliquées aux mesures. Une attention particulière sera portée à l'évaluation des incertitudes de normalisation des flux.

Le lot d'événements classés en courants neutres et chargés sera corrigé pour obtenir les nombres vrais de CC et CN ayant interagis dans le volume fiduciel du détecteur. Nous appliquerons les corrections suivantes:

- soustraction du bruit de fond de muons cosmiques et des bruits de fond liés au faisceau,
- correction des inefficacités du déclenchement, du filtrage et de la classification,
- correction de l'inefficacité de reconnaissance des muons,
- correction de l'erreur de classification de certains CN en CC, causée par la présence d'un muon secondaire provenant de la désintégration d'un π ou d'un K de la gerbe hadronique.

On obtiendra, en fin d'analyse expérimentale, les nombres corrigés de CC et CN que l'on utilisera pour calculer les sections efficaces totales des courants chargés et les rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r pour les événements d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV.

2.3.3 Analyse théorique

L'angle de mélange électrofaible sera déduit des mesures de R^ν et r avec l'équation (2.1a). Cette équation a été dérivée dans l'hypothèse où la cible ne contenait que des quarks u , $\bar{u}$, d , $\bar{d}$. Le résultat doit donc être corrigé des effets liés à la présence de quarks s et c dans le nucléon. Les corrections radiatives ne sont pas, non plus, prises en compte dans l'équation (2.1a) et seront appliquées.

le paramètre ρ sera déterminé de deux façons. Dans l'une d'elle, on utilise la valeur de $\sin^2\theta_W$ obtenue en mesurant R^ν et r et la mesure de $R^{\bar{\nu}}$ effectuée dans la même expérience. L'autre méthode utilise la valeur de $\sin^2\theta_W$ obtenue par les expériences UA1 et UA2 dans les collisions $\bar{p}p$ et la mesure de R^ν .

La mesure du rapport des sections efficaces inélastiques des courants chargés permettra de déterminer la fraction d'impulsion transportée par les antiquarks dans le nucléon $\bar{Q}/Q$ et la somme des impulsions des quarks, $\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx$.

Les trois étapes de l'analyse décrites ci-dessus seront discutées dans les chapitres 5, 6 et 7 après une description rapide de l'appareillage expérimental.

CHAPITRE 3 LE FAISCEAU DE NEUTRINOS

La section efficace totale neutrino-nucléon présente deux caractéristiques importantes. Elle est très faible puisque, par exemple, le rapport des sections efficaces totales neutrino-proton et pion-proton vaut $\approx 10^{-12}$ pour une énergie incidente du projectile de 10 GeV. Elle est proportionnelle à l'énergie du neutrino incident. On a, par exemple, $\sigma(\nu_{\mu}p) \approx 0,5 E(\text{GeV}) 10^{-38} \text{ cm}^2$. Le flux de neutrinos et leur énergie doivent donc être les plus élevés possible de façon à recueillir un nombre important d'interactions dans le détecteur.

Deux types de faisceaux remplissant ces conditions ont été développés dans les laboratoires et notamment au CERN. Il s'agit de faisceaux à large bande (WBB³) et à bande étroite (NBB⁴) dont le principe est exposé dans ce qui suit.

3.1 Production de neutrinos de haute énergie

Les désintégrations suivantes:

$$\begin{aligned} \pi^+ (\pi^-) &\rightarrow \mu^+ (\mu^-) \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) & [\pi\mu_2] \\ K^+ (K^-) &\rightarrow \mu^+ (\mu^-) \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) & [K\mu_2] \end{aligned} \quad (3.1)$$

constituent les deux principales sources de ν_{μ} de haute énergie. Ces réactions étant des désintégrations de particules relativistes de spin 0 en deux corps dont un neutrino de masse nulle, sinon très petite, le spectre en énergie des neutrinos est plat entre 0 et une énergie maximum E_{max} , où:

$$E_{\text{max}} = (1 - m_{\mu}^2/m_h^2) E_h \quad (3.2)$$

pour une énergie incidente fixe du hadron incident, E_h ($h = \pi, K$), m_h étant sa masse.

Cette caractéristique remarquable subsiste dans les faisceaux de type NBB et nous y reviendrons plus longuement dans la suite de ce chapitre.

3.1.1 Les principaux éléments d'un faisceau

Quelquesoit le type de faisceau utilisé, celui-ci comprend quatre parties principales.

³ Wide Band Beam.

⁴ Narrow Band Beam

- Le faisceau primaire de protons. Les protons sont extraits d'un accélérateur, envoyés sur une cible, et produisent des hadrons secondaires ($p, n, \Lambda, \Sigma, \pi, K, D$, etc...) et des leptons (e, μ). Les particules les plus abondamment produites sont les p , les π et les K .
- Le faisceau secondaire. Les particules secondaires sont ensuite sélectionnées suivant leur charge électrique et éventuellement leur impulsion s'il s'agit d'un faisceau de type NBB.
- Le tunnel de désintégration. Les hadrons secondaires sont envoyés dans un tunnel où règne une très faible pression pour produire des neutrinos par désintégration.
- L'absorption des muons. À la sortie du tunnel, les hadrons non désintégrés et les muons sont absorbés dans un blindage. La longueur de blindage nécessaire à l'absorption des muons doit être supérieure à $\approx E_\mu/2$ mètres d'équivalent fer où E_μ est l'énergie des muons en GeV.

3.1.2 Le choix du type de faisceau

C'est par le choix de la méthode de sélection des hadrons secondaires produits par l'interaction des protons, que l'on obtient un faisceau de type WBB ou NBB.

Dans le cas d'un faisceau WBB, les hadrons secondaires de charge électrique donnée sont focalisés en un faisceau parallèle dirigé vers le détecteur. Les hadrons de signe opposé sont, au contraire, défocalisés. Ceci est réalisé grâce à l'utilisation d'une corne magnétique produisant un champ magnétique toroïdal. Le faisceau de neutrinos se caractérise par un spectre en énergie très large avec un flux très important à basse énergie qui diminue approximativement exponentiellement quand l'énergie augmente. L'énergie moyenne des neutrinos est d'environ 1/10 de celle des protons incidents.

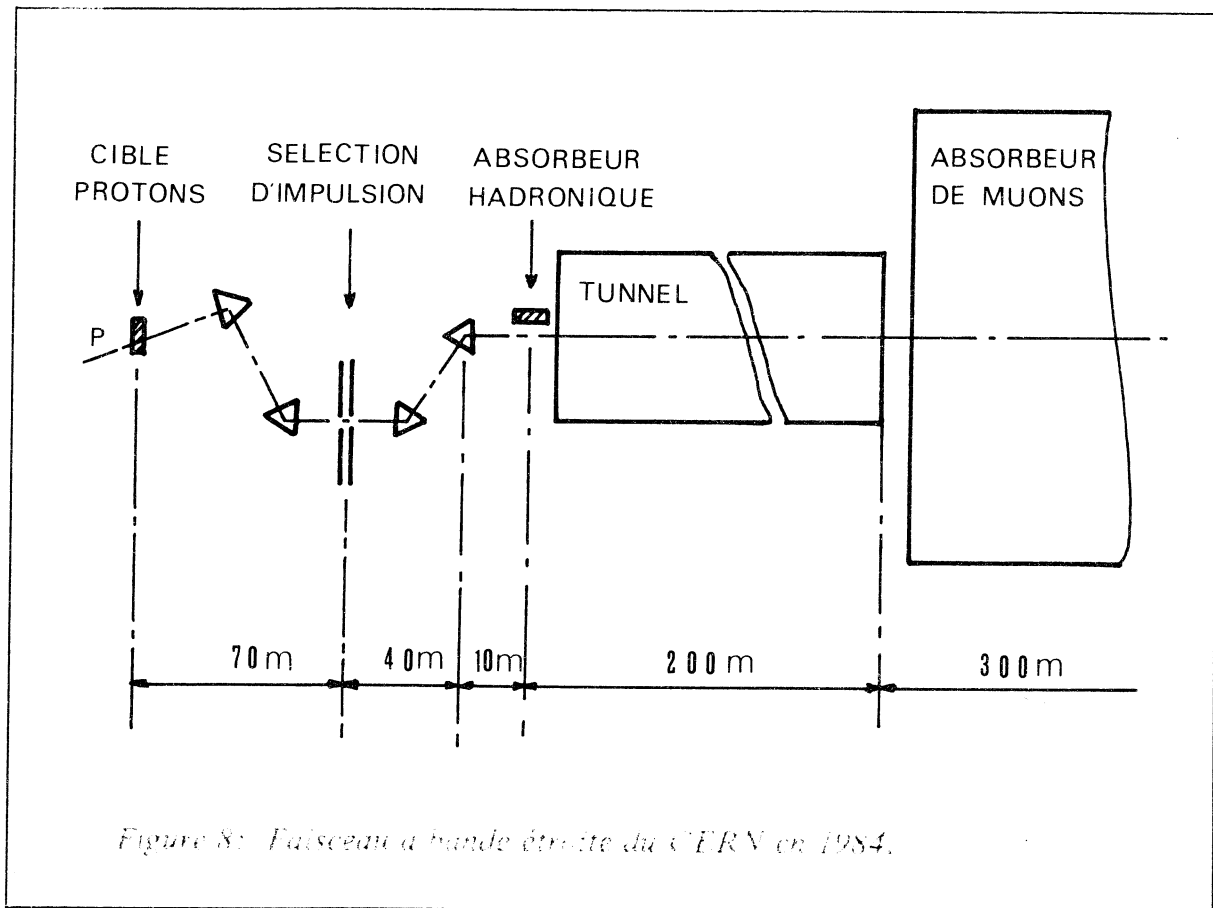
Dans un faisceau de type NBB, une ligne secondaire de faisceau, comprenant des éléments de focalisation et de courbure, est utilisée pour sélectionner les hadrons secondaires suivant leur charge électrique mais également dans un intervalle étroit d'impulsion grâce à un colimateur. Le flux de neutrinos produit dans ce type de faisceau est plus faible, particulièrement à basse énergie, que dans le cas WBB mais présente quelques propriétés essentielles pour l'étude qui nous concerne. Les données analysées dans cette thèse ont, en effet, été prises dans le faisceau NBB du CERN dont la description est l'objet du paragraphe suivant.

3.2 Le faisceau à bande étroite du CERN

L'objet de ce paragraphe n'est pas de décrire en détail le faisceau NBB du CERN [63]. Néanmoins, l'analyse des interactions dans notre détecteur repose pour une part importante sur la connaissance approfondie du faisceau et il est utile d'en rappeler les principales caractéristiques.

3.2.1 Configuration récente

La figure 8 représente schématiquement le faisceau NBB du CERN tel qu'il se présentait en 1984 lors de la prise des données.



Cette version améliorée [64] a été mise en place dans le but de fournir un taux d'événements le plus grand possible dans les détecteurs CDHS et CHARM pour la mesure de R'' . Les deux modifications principales apportées à cette occasion sont les suivantes:

- L'impulsion nominale du faisceau primaire de protons a été portée à 450 GeV/c; la valeur précédente était de 400 GeV/c.
- L'acceptance du faisceau a été augmentée par une modification de l'agencement des 4 premiers quadrupoles. La valeur nominale maximum de l'impulsion des hadrons secondaires se trouve diminuée de 200 GeV/c à 160 GeV/c.

Un gain d'un facteur 2 environ pour les ν_π et de 1,5 pour les ν_K sur le flux pondéré par l'énergie (proportionnel au nombre d'événements) a été obtenu grâce à ces modifications.

Le faisceau de neutrinos résultant satisfait les conditions d'une mesure précise de R^ν . L'énergie moyenne des neutrinos, d'environ 50 GeV, assure, en effet, une séparation très efficace des courants-neutres et des courants-chargés. De plus, le bruit de fond, provenant de la désintégration des particules n'ayant pas été sélectionnées en charge électrique et en impulsion dans la ligne de faisceau secondaire, est très faible et peut être mesuré précisément. Nous reviendrons sur ces caractéristiques de manière plus quantitative dans le chapitre 6.

3.2.2 Description et caractéristiques générales

Le faisceau primaire de protons:

Après avoir été pré-accélérés dans le PS, les protons sont injectés dans le SPS, accélérés jusqu'à une énergie de 450 GeV puis extraits du SPS et dirigés vers une cible cylindrique de carbone de 3 cm de diamètre. Le cycle complet dure environ 12 s et $\approx 10^{13}$ protons sont extraits par cycle.

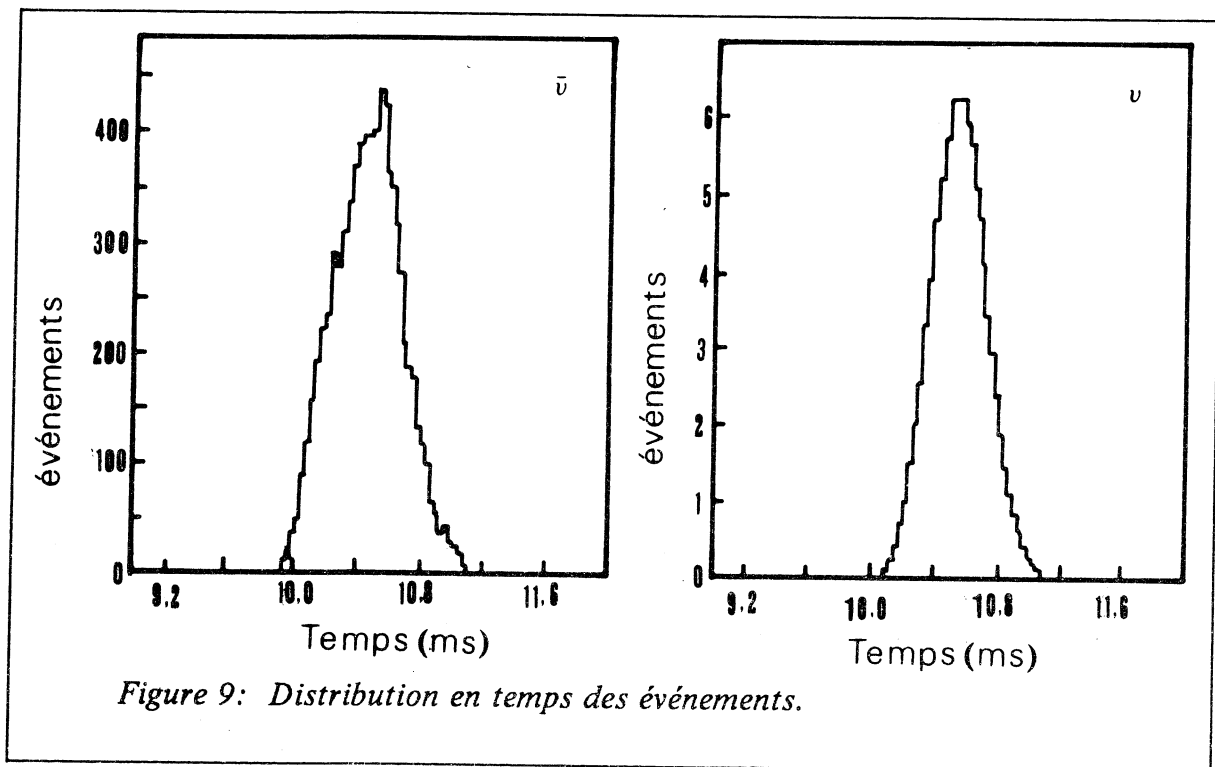
Le choix du mode d'extraction est conditionné par le type de faisceau (WBB ou NBB) et de détecteurs (chambres à bulles et/ou détecteurs électroniques) utilisés. Le mode FRE⁵ a été employé. Dans ce mode, l'extraction est continue durant environ 2 ms et l'intensité suit une gaussienne. La figure 9 représente la distribution en temps des événements de type neutrino (a) et antineutrino (b) durant une période complète d'exploitation du SPS (environ 2 mois). L'origine de l'axe des temps coïncide avec l'ouverture de la porte, pendant laquelle le détecteur est "prêt" à enregistrer les candidats événements. La différence en temps entre l'ouverture de la porte et l'extraction du SPS est maintenue constante.

Le faisceau de hadrons secondaires:

La sélection en signe et en impulsion des hadrons secondaires est effectuée juste après la cible. Les hadrons produits sont focalisés vers l'entrée d'un aimant dipolaire qui "ouvre" le faisceau en fonction de l'impulsion. Une simple fente permet de sélectionner la bande d'impulsion voulue.

La ligne de faisceau des hadrons secondaires, longue de 120 m environ, est composée d'aimants quadrupolaires qui focalisent le faisceau et d'aimants dipolaires qui permettent de le diriger. Le faisceau ne pointe vers le détecteur que dans les derniers mètres, pour minimiser le bruit de fond provenant des hadrons qui se désintègrent avant le tunnel de désintégration (bruit de fond WBB). L'incertitude sur la valeur centrale de l'impulsion est $\pm 3 \%$ et la dispersion en impulsion des hadrons acceptés dans la ligne de faisceau vaut $\pm 9 \%$. A l'entrée du tunnel de désintégration, le faisceau de hadrons est pratiquement parallèle; la divergence angulaire est de $\pm 0,28$ mrad dans le plan horizontal et $\pm 0,33$ mrad dans le plan vertical.

⁵ Fast Resonant Extraction



L'abondance relative des différents types de hadrons est mesurée grâce à un détecteur Cerenkov à gaz, qui peut être placé entre le dernier quadrupole et l'entrée du tunnel. La mesure a été effectuée durant la prise des données et à plusieurs reprises pour vérifier la stabilité des résultats. La figure 10 représente une courbe Cerenkov typique fonction de la pression P du gaz, normalisée au nombre total de hadrons secondaires. Le principe de la mesure et les résultats seront exposés au chapitre 6.

Désintégration des hadrons et blindage des muons:

Environ 8 m après le dernier quadrupole, les hadrons pénètrent dans le tunnel de désintégration long de 292 m et contenant un vide de 0,15 torr. La fenêtre d'entrée du tunnel est une fine membrane de titane de 0,1 mm d'épaisseur, afin de ne pas perturber le faisceau hadronique. Le début du tunnel est aménagé pour pouvoir éventuellement stopper le faisceau de hadrons. Cette caractéristique est utilisée pour la mesure du bruit de fond WBB. Un cylindre de fer, long de 1,5 m, peut, en effet, être positionné dans le faisceau lors des mesures de ce bruit de fond et retiré dans les conditions normales d'expérience. La méthode et les résultats de ces mesures sont exposés dans le chapitre 6.

A 160 GeV/c d'impulsion nominale, environ 33% des K et seulement 3% des π se désintègrent dans le tunnel. Les hadrons restants sont stoppés dans les premiers mètres du blindage de fer, long de 185 m, nécessaire à l'absorption des muons pro-

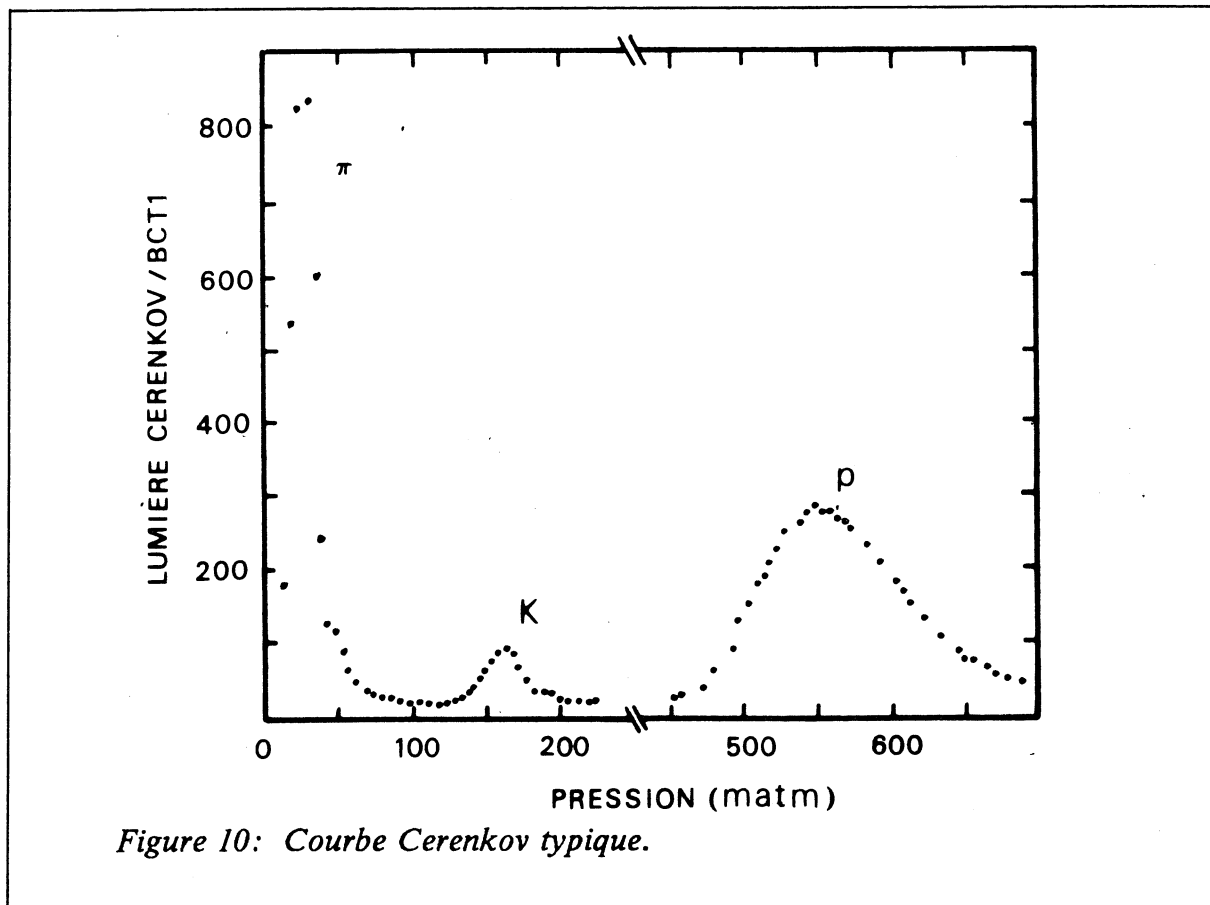


Figure 10: Courbe Cerenkov typique.

duits dans les désintégrations des π et des K. Ce blindage est constitué de ≈ 400 disques de fer d'un diamètre de 2,5 m, de 40 cm d'épaisseur et pesant 14 t, alignés le long de l'axe théorique du faisceau. Des compteurs de muons ont été placés dans plusieurs espacements, longs de 1m, ménagés à cet effet. L'absorption des muons est complétée par 220 m de terre et de roches, puis le faisceau de neutrinos parcourt encore environ 50 m avant d'atteindre le détecteur. La distance totale séparant la cible produisant les hadrons secondaires et le détecteur CHARM atteint 900 mètres.

Le faisceau de protons, celui de hadrons ainsi que le flux de muons dans le blindage sont mesurés et contrôlés par de nombreux détecteurs. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.

3.2.3 Contrôle et calibration du faisceau

Les détecteurs utilisés pour le contrôle des différentes parties constituant le faisceau de neutrinos font appel à des techniques de détection variées. Leur rôle est triple:

- Le contrôle des paramètres du faisceau (alignement, intensité). Les données prises lors des périodes où le mésalignement du faisceau de protons était trop important, par exemple, peuvent ainsi être rejetées de l'analyse.
- La normalisation relative des données prises dans les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos, ainsi que lors des périodes de mesure du bruit de fond WBB.
- La normalisation absolue des flux de neutrinos dans le détecteur pour la détermination des sections efficaces totales.

Chaque partie constituant le faisceau ayant un système pratiquement complet de contrôle et de mesure, l'information obtenue est souvent redondante et permet de nombreuses vérifications et comparaisons. Ceci est absolument nécessaire pour notre expérience où la normalisation doit être connue de manière très précise.

Les détecteurs dont l'information a été utilisée dans cette analyse sont les suivants:

Contrôle du faisceau de protons et de la cible

Deux types de détecteurs sont utilisés pour le contrôle du faisceau de protons et de la production des hadrons secondaires dans la cible.

Un transformateur faisceau-courant (BCT⁶) mesure l'intensité du faisceau. Ce type de détecteur fonctionne sur le principe du transformateur électrique. Il s'agit d'un cylindre de grande perméabilité magnétique comportant un bobinage suivant les génératrices. Le faisceau de protons, qui traverse le cylindre suivant l'axe, représente un courant ≤ 1 mA qui joue le rôle du courant primaire. Le courant induit dans le bobinage secondaire est amplifié, intégré et digitalisé. L'intégration du signal et la soustraction du bruit de fond sont faites "en-ligne" à chaque extraction. La mesure du nombre de particules chargées contenues dans le faisceau de protons est obtenue en comparant, à chaque extraction, la réponse du BCT au passage du faisceau et à un signal interne de calibration.

Un système de détecteurs à émission secondaire (SEM⁷) placés devant la cible est utilisé pour contrôler l'alignement du faisceau de protons avec la cible. Le principe consiste à collecter les électrons émis lors du bombardement, par les protons, de fines feuilles métalliques placées sur le trajet du faisceau. Les feuilles sont placées par paires de part et d'autre de l'axe du faisceau pour contrôler l'asymétrie horizontale et verticale. Deux autres feuilles, percées en leur centre de trous d'un diamètre différent, permettent une mesure de la largeur du faisceau.

La multiplicité et la position des hadrons produits sont mesurées par un système très semblable de SEM placés juste après la cible.

Les signaux fournis par les SEM sont des mesures relatives de l'intensité et de la position. Les performances de ce type de détecteurs varient, en effet, lentement dans le temps sous l'effet de l'irradiation. Cette information a donc été utilisée pendant la

⁶ Beam Current Transformer.

⁷ Secondary Emission Monitor.

prise de données, pour contrôler l'alignement du faisceau de protons et lors de l'analyse, pour sélectionner les périodes pendant lesquelles les conditions de faisceau étaient bonnes.

Mesure du nombre de hadrons secondaires:

L'intensité du faisceau de hadrons secondaires est mesurée à l'aide de deux BCT (BCT1 et BCT2), de conception identique à celui utilisé dans le faisceau de protons (PBCT), placés ≈ 4 m devant l'entrée du tunnel de désintégration (cf. figure 11).

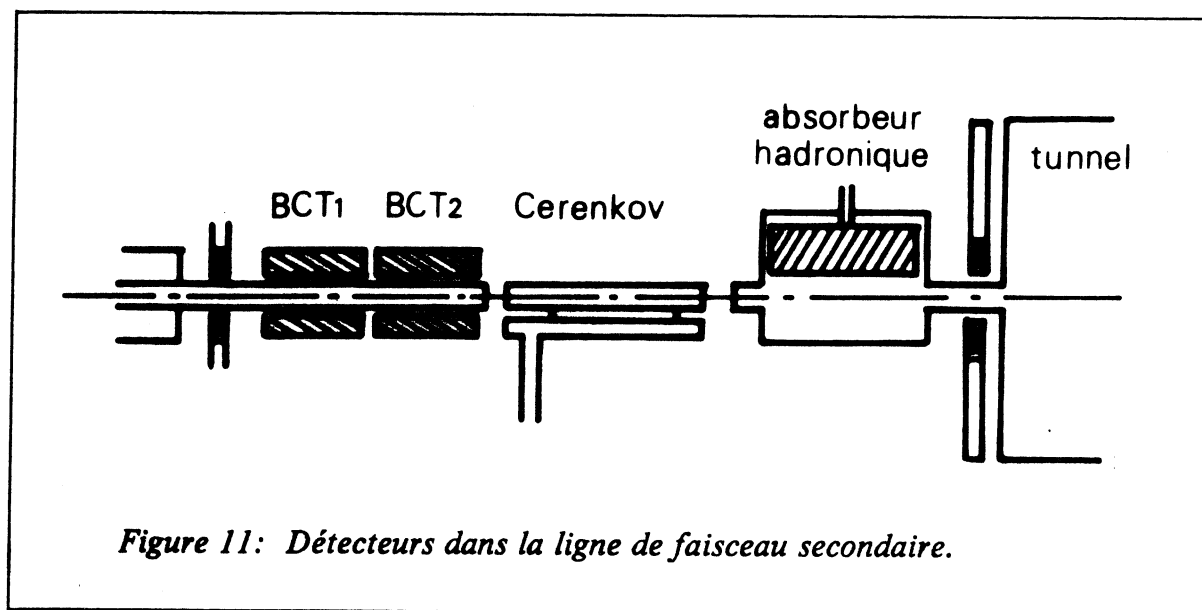


Figure 11: Détecteurs dans la ligne de faisceau secondaire.

Le BCT2 a principalement été utilisé pour contrôler l'alignement du faisceau et vérifier les mesures données par le BCT1. Le signal fourni par le BCT1 a, en revanche, été utilisé pour normaliser les données lors de la soustraction du bruit de fond WBB et pour la normalisation absolue des sections efficaces totales. Une attention particulière a donc été portée à cette mesure.

La procédure suivie pour les deux BCT est identique. Le signal induit par le passage du faisceau est mesuré avec un ADC⁸ à mémoire qui enregistre la hauteur du signal toutes les $25 \mu\text{s}$ pendant 3 ms (cf. figure 12). Le bruit de fond présent dans la région du signal est calculé en extrapolant les niveaux de bruit de fond avant et après le signal. Il est ensuite soustrait point par point et l'intégrale et la largeur du signal restant sont calculées. La même technique est appliquée au signal interne de calibration pour lequel le nombre équivalent de particules chargées est connu. Le nombre total de hadrons chargés traversant le BCT s'obtient alors comme le rapport des deux intégrales, que multiplie une constante de calibration. Cette mesure est

⁸ Analog to Digital Converter.

estimée précise à 0,5% [65].

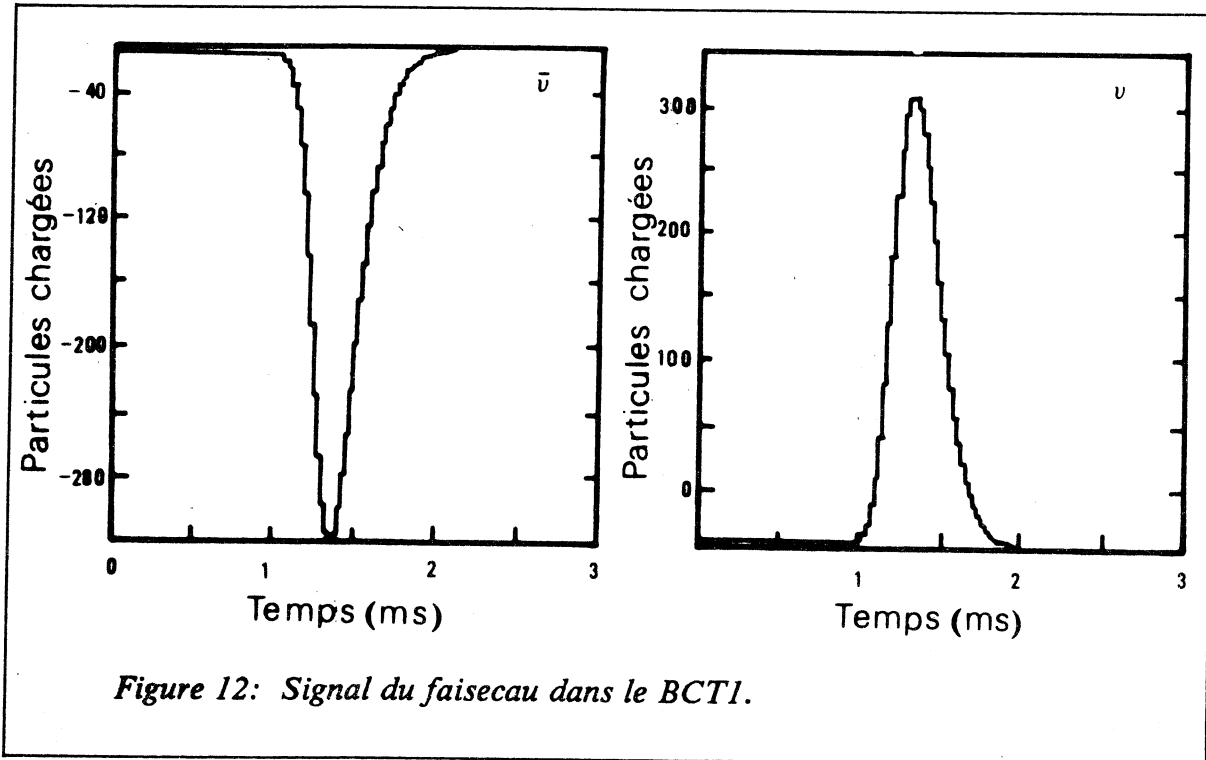


Figure 12: Signal du faisceau dans le BCT1.

La procédure complète (intégration, soustraction du bruit de fond et calibration) est effectuée en-ligne à chaque extraction puis hors-ligne selon une méthode très semblable pour comparer les résultats. Les deux méthodes ont donné des résultats en accord.

Des chambres à ionisation segmentées, placées à plusieurs endroits le long de la ligne de faisceau, complètent le contrôle de l'alignement et de la dispersion en position du faisceau. Cette information n'a pas été utilisée dans l'analyse, mais continuellement pendant la prise des données pour le réglage et la surveillance du courant dans les aimants.

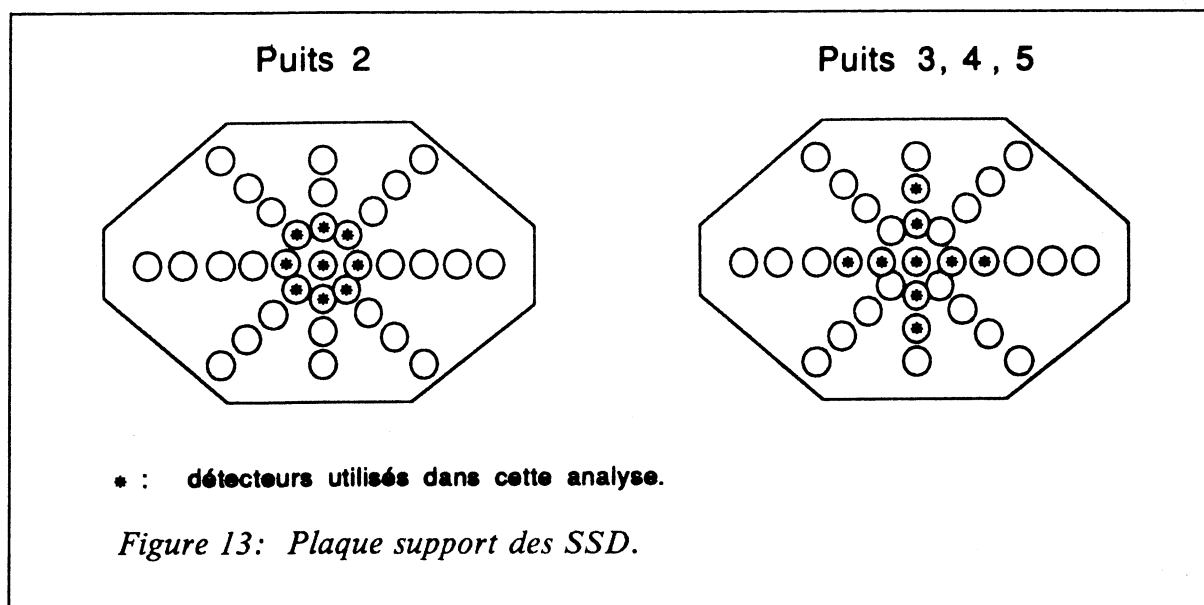
Mesure du flux de muons:

La mesure du flux de muons est réalisée par un ensemble de détecteurs à semi-conducteurs (SSD⁹) et de chambres à ionisation [66]. L'épaisseur de fer, vue par les muons détectés, varie de 15 m à 100 m selon la position de ces détecteurs dans le blindage. Les mesures effectuées dans les puits n° 2 et 3 ont été utilisées pour la normalisation relative des flux de neutrinos et d'antineutrinos. La procédure suivie est décrite en détail dans le chapitre 6. Seule l'information fournie par les SSD

⁹ Solid State Detectors.

a été utilisée dans notre analyse.

Les SSD sont des détecteurs cylindriques dont l'épaisseur varie de $100\ \mu\text{m}$ à $1\ \text{mm}$ et la surface de $30\ \text{mm}^2$ à $200\ \text{mm}^2$. L'ionisation du milieu semi-conducteur par les muons est à l'origine du signal mesuré. Les puits n° 2, 3, 4 et 5 sont équipés de 50 de ces pastilles de silicium, montées sur un support plat (cf. figure 13) qui peut se déplacer de façon à aligner l'ensemble avec l'axe du faisceau.



La disposition particulière de ces détecteurs donne une mesure de l'intensité mais aussi de la forme du faisceau. Chaque support est équipé d'un détecteur supplémentaire mobile qui permet la calibration relative de tous les SSD d'une même plaque. La calibration absolue est obtenue en comparant le signal avec le nombre de traces de muons dans des émulsions photographiques placées à cet endroit.

Acquisition des données du faisceau:

Deux mini-ordinateurs de type NORD-10 participent au traitement et à la gestion des données fournies par les différents détecteurs. Il s'agit du NBC¹⁰ qui reçoit du SPS l'information concernant le faisceau de protons et gère l'acquisition des détecteurs de la ligne de faisceau secondaire, et du NFM¹¹ qui reçoit du NBC les données combinées (protons + hadrons) et gère l'acquisition relative aux détecteurs de muons dans le blindage. C'est aussi le NFM qui envoie l'information complète aux ordinateurs principaux d'acquisition des expériences utilisant le faisceau.

¹⁰ Neutrino Beam Control

¹¹ Neutrino Flux Monitor

Les signaux issus des BCT (PBCT, BCT1, BCT2) et d'un des SSD sont, par ailleurs, également convertis en impulsions par un VFC¹² et directement envoyés à l'ordinateur NFM. On évite, ainsi, une perte complète d'information lors d'une panne du NBC ou d'un mauvais transfert des données entre le NBC et le NFM.

3.3 Propriétés du faisceau NBB

3.3.1 Caractéristiques générales

Les caractéristiques essentielles d'un faisceau de type NBB résultent de la cinématique de production des neutrinos suivant les désintégrations à deux corps (3.1) et des faibles dispersion en impulsion et divergence angulaire du faisceau secondaire des hadrons.

Grâce à ces propriétés, le spectre en énergie des neutrinos présente une structure en deux bandes correspondant aux désintégrations des π et K respectivement. Le bruit de fond de type WBB ou provenant des désintégrations $K \rightarrow \pi^0 e \nu_e$ (Ke3) est faible et connu avec précision, et l'énergie des neutrinos interagissant dans le détecteur est corrélée à la position radiale du vertex de l'interaction.

3.3.2 Spectre en énergie

Cinématique.

Les variables cinématiques d'une désintégration à deux corps sont définies sur la figure 14.

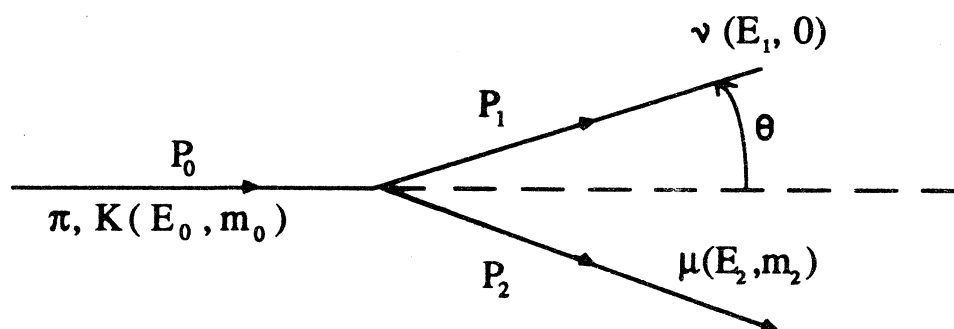


Figure 14: Désintégration à deux corps.

¹² Voltage to Frequency Converter (10V/100KHz).

Si β est la vitesse de la particule "mère" on a: $\beta = P_0/E_0$ et $\gamma = E_0/m_0$. L'énergie dans le centre de masse de la particule 1 vaut:

$$E_1^* = (m_0^2 + m_1^2 - m_2^2)/2m_0^2 \quad (3.3)$$

et dans le repère du laboratoire:

$$\begin{aligned} E_1 &= \gamma E_1^* + \beta \gamma P_1^* \cos \theta_1^* \\ P_1 \cos \theta_1 &= \beta \gamma E_1^* + \gamma P_1^* \cos \theta_1^* \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dans le cas qui nous intéresse, si la particule 1 est un neutrino ($M_1 = 0$, $E_1 = P_1$), on obtient:

$$E_1 = \gamma E_1^* (1 + \beta \cos \theta_1^*) \quad (3.5)$$

L'énergie du neutrino est donc bornée supérieurement par la valeur:

$$E_1^{\max} = \gamma E_1^* (1 + \beta) = \gamma (M_0^2 - M_2^2)/M_0 \quad (3.6)$$

soit 68 GeV pour un π incident de 160 GeV et 153 GeV pour un K de même énergie.

Si l'on considère ensuite la désintégration de particules de spin 0, le spectre en énergie est plat entre 0 et $E^{\max}$. En effet, N étant le nombre de neutrino, on a:

$$dN/dE = dN/d\cos \theta^* \times d\cos \theta^*/dE \quad (3.7)$$

La désintégration d'une particule de spin 0 étant isotrope dans le centre de masse ($dN/d\cos \theta^* \sim 1$) et $dE/d\cos \theta^*$ étant constant d'après l'équation (3.5), on obtient $dN/dE \sim 1$; soit un spectre plat.

Corrélation énergie-rayon.

Des équations de changement de repère, on peut tirer:

$$E_1 = \gamma E_1^* (1 - \beta^2)/(1 - \beta \cos \theta_1) \quad (3.8)$$

soit:

$$E_1 = (M_0^2 - M_2^2)/(2M_0\gamma(1 - \beta \cos \theta_1)) \quad (3.9)$$

ce qui s'écrit dans l'approximation $E_0 P_0 \approx E_0^2$ et pour des petits angles θ_1 :

$$E_1 = E_0(M_0^2 - M_2^2)/(M_0^2 + E_0^2 \theta_1^2) \quad (3.10)$$

Ceci implique que si l'on connaît la masse et l'énergie du hadron primaire, la mesure de θ permet de connaître l'énergie du neutrino émis. Le détecteur étant limité dans sa dimension transversale à environ 1,2 m de l'axe du faisceau, et situé à environ 400 m du tunnel de désintégration, il en résulte un angle maximum $\theta_1 \approx 3 \times 10^{-3}$ rad d'émission d'un neutrino et donc une énergie minimum de 5 GeV pour un ν_π et de 78 GeV pour un ν_K . La figure 15 montre les corrélations entre l'énergie et le rayon de neutrinos interagissant dans le détecteur. Les pions et les kaons apparaissent dans deux régions séparées du graphe.

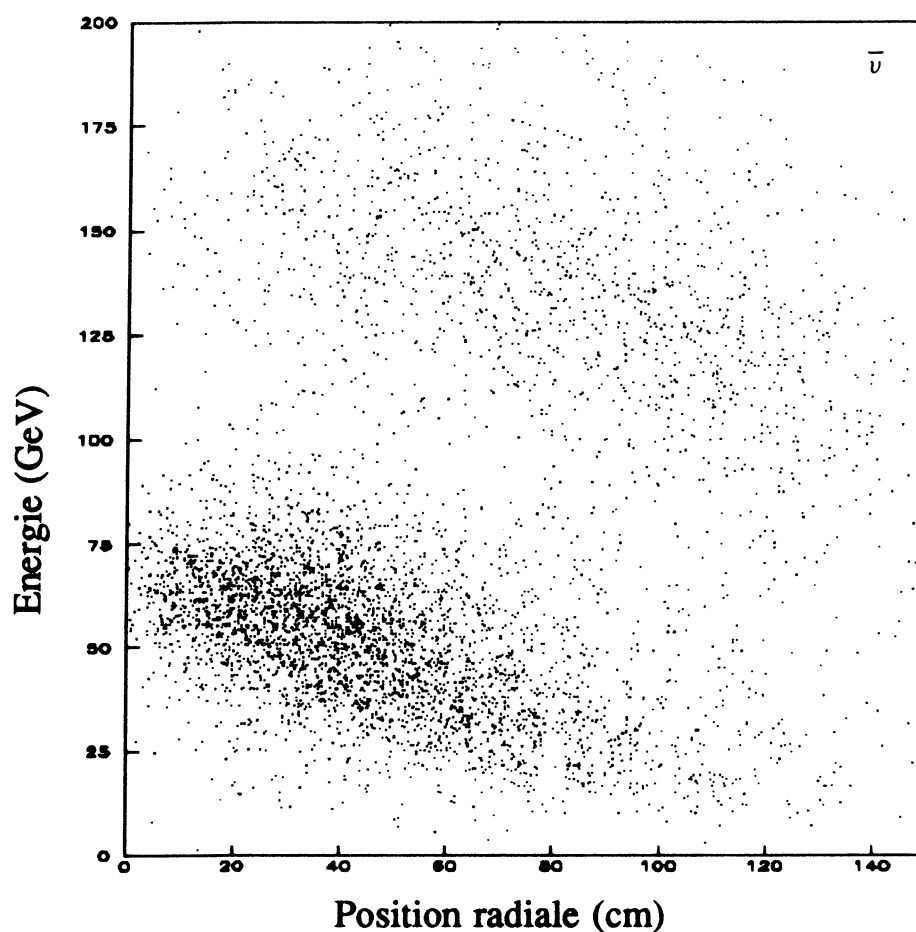


Figure 15: Corrélation énergie rayon.

Autres composantes

La majorité des événements enregistrés dans le détecteur proviennent de l'interaction de ν_μ issus des modes de désintégration $\pi\mu_2$ et $K\mu_2$. D'autres contributions sont néanmoins présentes. Elles sont dues aux autres modes de désintégration des Kaons.

La désintégration $K\mu_2$ contribue pour seulement 63,5% des désintégrations des K en ν_μ . Les rapports de branchements des désintégrations des K sont donnés dans le tableau 8. Le nombre correspondant d'interactions dans le détecteur rapporté à 10000 interactions de ν_μ provenant des π est également donné.

Tableau 8: Désintégration des π et K en ν_μ

Réaction	% désint.	Inter. (ν)	Inter. ($\bar{\nu}$)
$\pi \rightarrow \mu\nu$	0,9997	10000	10000
$K \rightarrow \mu\nu$	0,6350	6963	3567
$K \rightarrow \mu\nu\pi^0$	0,0320	163	76
$K \rightarrow \pi\pi^0$	0,2116	10	5
$K \rightarrow \pi\pi\pi$	0,0559	9	4
$K \rightarrow \pi\pi^0\pi^0$	0,0173	1	< 1
$K \rightarrow \mu\nu\gamma$	0,0058	33	17

3.3.3 Le bruit de fond faisceau

Le bruit de fond provenant du faisceau est constitué principalement par

- La désintégration en ν_e (Ke_3) qui donne des interactions dans le détecteur classées en courant neutres. Cette contribution est calculée par Monte-Carlo et soustraite statistiquement.
- Le bruit de fond à large bande. C'est le bruit de fond provenant des désintégrations avant le tunnel de désintégration. Cette contribution est également mesurée et soustraite statistiquement.
- La désintégration des muons. Les muons se désintègrent, en effet, suivant la réaction $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu$. Cette contribution est estimée en simulant les trajectoires des μ dans le tunnel de désintégration et à travers le blindage de fer et de terre jusqu'au détecteur. Elle est $< 10^{-5}$.

3.4 Simulation du faisceau

Pour connaître le flux de neutrino dans le détecteur et leur spectre en énergie et en position à partir des mesures des flux de hadrons secondaires et de muons dans le blindage, nous avons eu recours à des programmes de simulation Monte-Carlo du faisceau. Cette simulation a été divisée en trois étapes distinctes. Dans un premier

temps la production des hadrons secondaires et leur propagation le long de la ligne de faisceau est simulée par le programme TURTLE¹³ [67]. La désintégration des hadrons et le suivi des neutrinos jusqu'au détecteur est effectué par un second programme que nous avons appelé BEAMMC. Ce programme simule également le trajet des muons jusqu'à la fin du tunnel de désintégration. Le calcul des flux de muons dans les puits du blindage est effectué par un troisième Monte-Carlo appelé MUTRACK.

3.4.1 Faisceau primaire et secondaire

Le programme TURTLE a été développé au laboratoire SLAC de Stanford (USA) puis modifié au CERN où la simulation de la désintégration des π et K dans le tunnel a été ajoutée. Ce nouveau programme est appelé DECAY-TURTLE. Il simule le comportement du faisceau depuis la production des hadrons secondaires, la propagation le long de la ligne de faisceau jusqu'à la fin du tunnel de désintégration. Nous n'avons pas utilisé toutes ses potentialités, préférant nous limiter à la production et la propagation des π et des K séparément dans la ligne de faisceau.

Les paramètres d'entrée du programme sont:

- La nature de la particule qui doit être suivie: masse, durée de vie, espace de phase de production;
- la position et l'ouverture des collimateurs;
- l'impulsion nominale du faisceau;
- les caractéristiques des aimants de la ligne de faisceau: type (dipole ou quadrupole), dimensions, position, champ.

Le programme simule les trajectoires individuelles des hadrons pénétrant dans la ligne de faisceau. Les axes des éléments du faisceau constituent une trajectoire de référence pour l'impulsion nominale choisie et les aimants sont représentés par des matrices de transfert permettant de calculer les écarts à la trajectoire de référence. Une partie de la propagation des particules se fait hors des tubes à vide et la diffusion multiple dans l'air et au passage des fenêtres des tubes à vide est prise en compte. On obtient, en fin de parcours et pour chaque particule, l'écart à l'impulsion nominale, la position transversale et la direction dans les plans horizontaux et verticaux. Ces coordonnées constituent les paramètres d'entrée du programme suivant.

3.4.2 Désintégration des pions et des kaons

Le nombre de hadrons pénétrant dans le tunnel de désintégration est mesuré par le BCT1. On a donc, à cet emplacement, une normalisation du faisceau. Le point de départ de la simulation se situe à cet endroit. La mesure des rapports K/π étant

¹³ Trace Unlimited Rays Trought Lumped Elements.

aussi effectuée à ce niveau, elle est utilisée comme paramètre d'entrée de ce second programme.

Les désintégrations des π et des K le long du tunnel sont complètement simulées et les produits de la désintégrations sont suivis jusqu'à la fin du tunnel. Les désintégrations des K autres que $K\mu_2$ sont aussi simulées et utilisées par la suite pour le calcul de la contamination Ke_3 , par exemple.

Le flux de neutrinos dans le détecteur est facilement obtenu en "prolongeant" les coordonnées des neutrinos jusqu'au détecteur. La figure 16 représente le spectre en énergie des neutrinos dans le détecteur. Les bandes correspondant au π et K sont clairement identifiables.

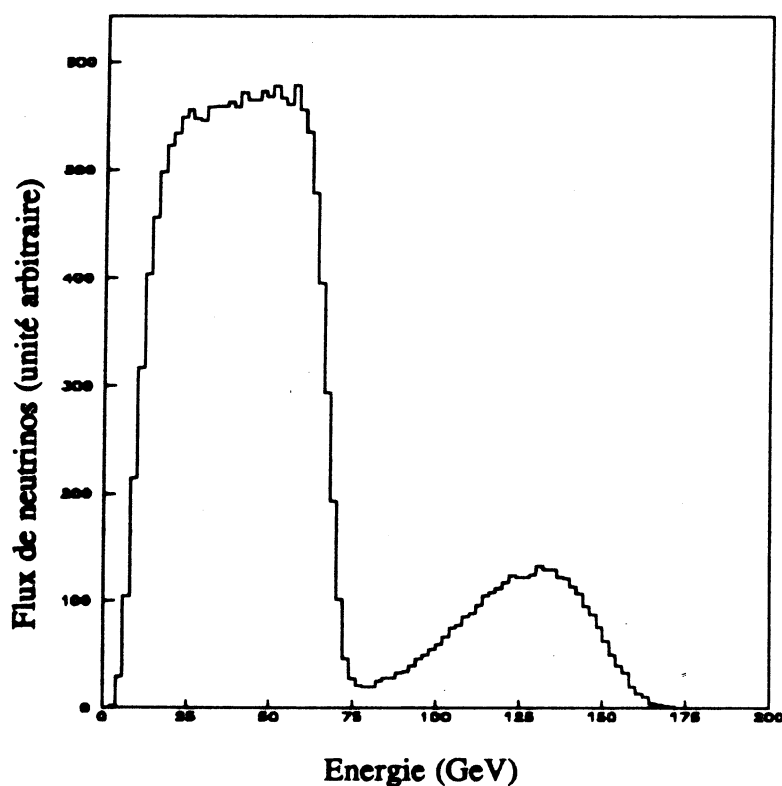


Figure 16: Spectre en énergie des neutrinos dans le détecteur.

Les valeurs des paramètres utilisés en entrée du programme TURTLE n'ont pas permis d'obtenir directement une description du faisceau en accord avec l'observation et certains d'entre eux ont été ajustés de façon à reproduire correctement, en particulier, les histogrammes de la position des interactions dans le détecteur. Une différence dans le positionnement des aimants est probablement à l'origine de ce désaccord mais ce point n'a pu être complètement élucidé.

3.4.3 Propagation des muons dans le fer

La normalisation du faisceau a été indépendamment dérivée du flux de muons dans le blindage de fer. Ici encore, le calcul des facteurs de flux reliant les flux de muons aux flux de neutrinos a été effectué par Monte-Carlo. Ce programme utilise en entrée les muons "produits" par BEAMMC et suivis jusqu'à la fin du tunnel. La matière traversée par les muons atteignant les puits 2 et 3 est décrite en détail. Le programme utilise les sous programmes décrivant la diffusion multiple et la perte d'énergie dans la matière de la référence [68]. La figure 17 représente la position transversale des muons dans le puit n° 2 simulée par MUTRACK comparée aux mesures. L'accord entre les données et le Monte-Carlo est bon et permet d'accroître notre confiance dans la description du faisceau par les programmes TURTLE et BEAMMC.

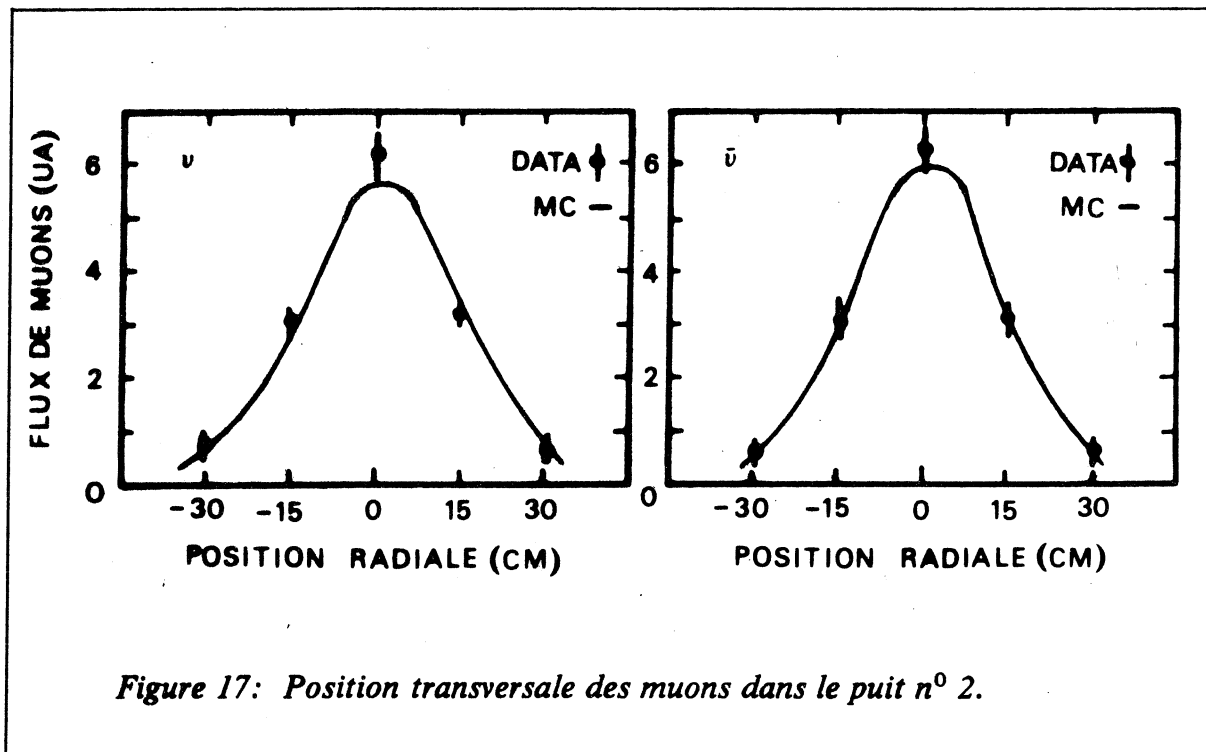


Figure 17: Position transversale des muons dans le puit n° 2.

CHAPITRE 4 LE DÉTECTEUR CHARM

On ne détecte la présence d'un neutrino, particule neutre et stable, que lorsqu'il interagit avec la matière. La probabilité d'interaction étant très faible, les détecteurs doivent être massifs pour qu'un nombre suffisant d'interactions aient lieu pendant un laps de temps raisonnable. Deux types de détecteurs ont été développés pour satisfaire ces exigences:

- Les grandes chambres à bulles qui contiennent, en général, plusieurs tonnes de liquide et dans lesquelles les événements sont détectés par photographie des traces des particules chargées produites dans les interactions des neutrinos avec le liquide de la chambre. Ce type de détecteur présente l'inconvénient de ne pouvoir traiter qu'un nombre peu important d'interactions.
- Le second type a été développé ultérieurement en utilisant d'énormes quantités de matière pour produire un grand nombre d'interactions. Il est composé de plans successifs de matériau solide passif, tel du fer ou du marbre, et de plans actifs qui enregistrent des signaux proportionnels au nombre de traces chargées les traversant. La masse de ce type de détecteur, appelé "calorimètre-cible", peut atteindre plusieurs centaines de tonnes et, à ce jour, quelques centaines de milliers d'interactions de neutrinos ont été enregistrées. Le détecteur CHARM est de ce type.

4.1 Éléments de détection

Le détecteur est représenté sur la figure 18. Il est décrit en détail dans plusieurs publications [69], mais il est utile d'en résumer, ici, les principales caractéristiques. Ce détecteur se compose d'un calorimètre hadronique de 78 modules et d'un spectromètre à muons.

4.1.1 Le calorimètre hadronique

Chaque module du calorimètre est composé des éléments suivants:

- Une plaque de marbre (CaCO_3) de surface $3 \times 3 \text{ m}^2$ et de 8 cm d'épaisseur entourée d'un cadre métallique de même épaisseur et de 45 cm de large. Un bobinage, entourant les montants verticaux du cadre et parcouru par un courant de 1000 A, crée un champ magnétique toroïdal de 1,4 T dans le cadre métallique. Il est aussi possible d'obtenir un champ homogène de 58 G dans le volume occupé par le marbre en faisant circuler le courant dans le même sens (par exemple, de bas en haut) pour les deux bobinages. Cette dernière configuration a été utilisée pour la mesure de la polarisation des muons produits dans les interactions courants-chargés, lors d'une expérience réalisée en collaboration avec le groupe CDHS [70].

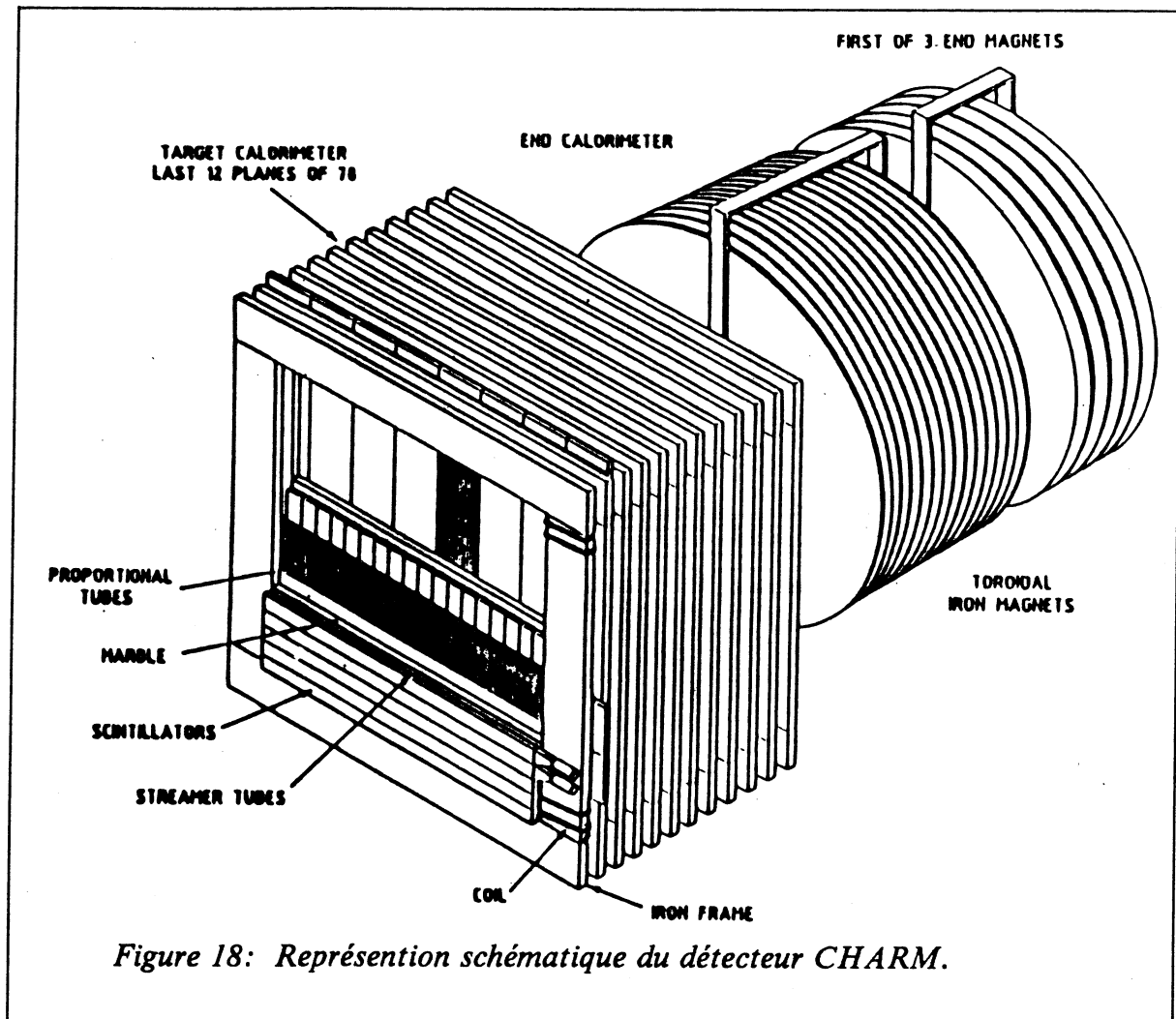


Figure 18: Représentation schématique du détecteur CHARM.

- Un plan de 20 scintillateurs, longs de 3 m, larges de 25 cm et d'épaisseur 3 cm, recouvrant la plaque de marbre.
- Un plan de 128 tubes proportionnels à dérive, de section droite $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et d'une longueur de 4m, couvrant le marbre et le cadre en fer. Ces tubes sont orientés à 90° par rapport aux scintillateurs.
- 256 tubes à avalanche limitée, de section droite $1 \times 1 \text{ cm}^2$ recouvrant le centre de la plaque de marbre sur une surface sensible de $2,65 \times 2,65 \text{ m}^2$ et orientée à 90° par rapport aux tubes proportionnels (i.e. parallèles aux scintillateurs)

Les plaques de marbre, pesant chacune 2 tonnes, constituent la cible pour l'interaction des neutrinos et le principal matériau radiateur du calorimètre. L'utilisation de marbre, plutôt que de fer, a été imposée par la nécessité de minimiser la différence

de longueur des gerbes hadroniques et électromagnétiques de même énergie. L'aluminium possède aussi cette propriété mais n'a pas été choisi en raison de son prix trop élevé.

4.1.2 Le spectromètre à muons

La mesure de l'impulsion du muon est obtenue grâce au spectromètre situé après le calorimètre. Il se compose de deux parties (cf. fig. 18):

- Le "calorimètre final", composé de 15 disques de fer de 3,7 m de diamètre et 5 cm d'épaisseur, appelé ainsi parce qu'utilisé aussi pour mesurer l'énergie des gerbes hadroniques qui ne sont pas entièrement contenues dans le calorimètre.
- "L'aimant final", formé de 3 modules identiques contenant 5 disques de fer de 15 cm d'épaisseur et 3,7 m de diamètre.

Le champ magnétique est toroïdal et décroît légèrement du centre vers les bords. Sa valeur moyenne est de 1,7 T. Les traces des muons sont mesurées grâce à 18 plans de tubes proportionnels à dérive dont 7 sont insérés entre les disques du calorimètre final et 11 entre les disques de l'aimant final. Les trois plans disposés à la suite du calorimètre final sont inclinés de $-12,5^\circ$, $12,5^\circ$ et $-12,5^\circ$, respectivement, par rapport à l'horizontale. Ceci permet d'associer sans ambiguïté les deux projections des traces reconstruites dans le détecteur, dans le cas où plusieurs muons sont présents. Les autres plans de tubes sont disposés horizontalement et verticalement, alternativement.

4.2 Caractéristiques du détecteur

Le détecteur a été conçu pour mesurer l'énergie, la position, ainsi que la direction de la gerbe hadronique produite dans l'interaction des neutrinos grâce au calorimètre. La détection et l'identification des muons sont complétées par le cadre magnétique et le spectromètre.

Les caractéristiques du détecteur concernant la mesure de l'énergie hadronique et de la position du point d'interaction sont essentielles pour l'étude du rapport des sections efficaces totales. Nous allons rappeler succinctement le principe de ces mesures et leurs performances. De plus amples détails ainsi que les résultats concernant la calibration du calorimètre se trouvent dans la référence [71].

4.2.1 Calibration et résolution en énergie

L'énergie des hadrons est obtenue à partir de l'énergie perdue par ionisation dans le scintillateur et les tubes proportionnels entre les plans de marbre. Il est donc nécessaire de savoir convertir la réponse du détecteur, basée sur la somme des signaux des plans actifs, en énergie (en GeV) et de tenir compte de la résolution.

Le détecteur a, dans ce but, été exposé à un faisceau de pions pour la calorimétrie hadronique et d'électrons pour la calorimétrie électromagnétique. Nous ne donnons que les résultats concernant les hadrons. Le suivi de cette calibration, variant sensiblement en fonction du temps, est effectué par l'utilisation des muons cosmiques "arrosant" en permanence le détecteur. Ces muons, d'énergie élevée, déposent une quantité d'énergie indépendante de leur énergie (minimum d'ionisation). Après correction pour l'angle d'incidence du muon, les signaux de réponse du détecteur sont convertis en un nombre équivalent de particules au minimum d'ionisation (MIP¹⁴) traversant orthogonalement le détecteur. La calibration du détecteur consiste donc à comparer la réponse du détecteur traversé par un faisceau de particules chargées d'énergie connue, à la réponse de ce même détecteur traversé par des cosmiques.

La réponse du détecteur est définie par:

$$F = E_{vis}/E$$

où E_{vis} est l'énergie visible obtenue en convertissant le signal produit par une particule du faisceau d'énergie E en un nombre équivalent de MIP multiplié par l'énergie correspondant à une MIP (7,4 MeV pour les scintillateurs). La résolution en énergie est définie par l'écart à la valeur moyenne:

$$R = \sigma(E_{vis}) / \langle E_{vis} \rangle$$

Les figures 19 et 20 représentent respectivement la réponse des scintillateurs aux hadrons et la résolution. On obtient, en définitive, les expressions suivantes, vraies pour $E_h \geq 4 \text{ GeV}$:

Scintillateurs:

$$F_s(hadr.) = [(9,62 - 257/(E^2 + 315)) \pm 0,05] \times 10^{-2},$$

$$R_s(hadr.) = [(48,7/\sqrt{E} + 1,27) \pm 0,3] \%,$$

Tubes proportionnels:

$$F_t(hadr.) = [(10,4 - 0,19/\sqrt{E}) \pm 0,4] \times 10^{-5},$$

$$R_t(hadr.) = [(44,3/\sqrt{E} + 8,1) \pm 1,8] \%$$

Où E est l'énergie en GeV.

¹⁴ Minimum Ionizing Particle

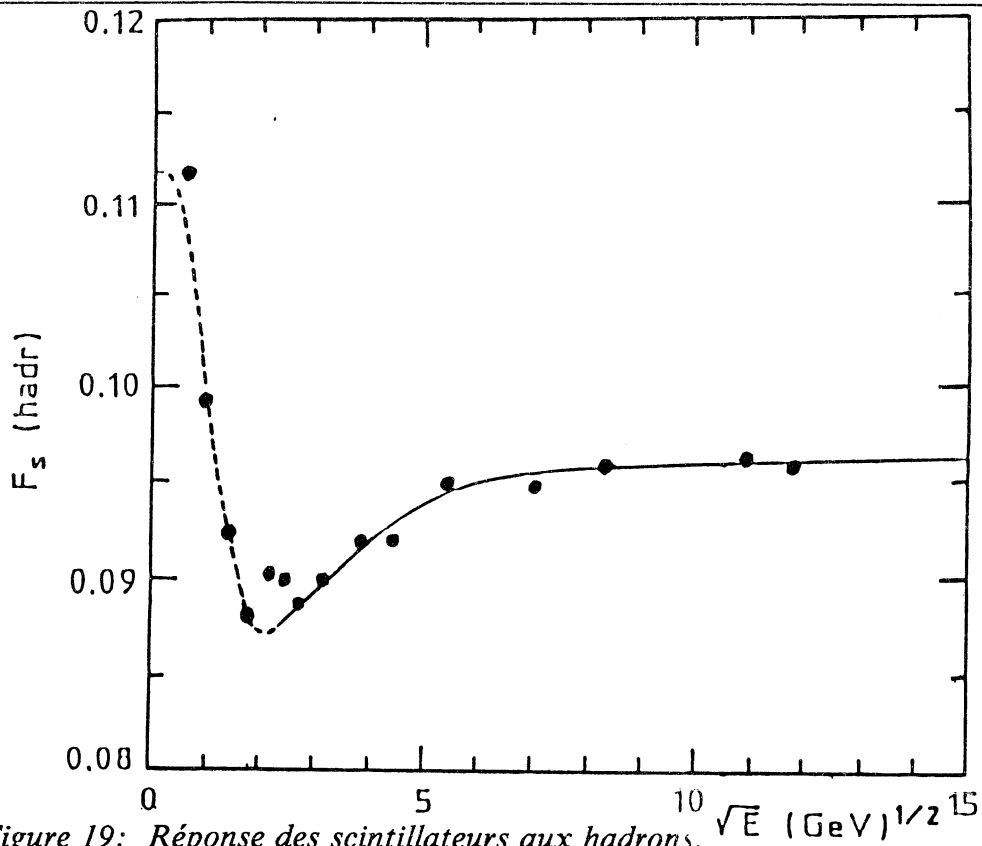


Figure 19: Réponse des scintillateurs aux hadrons.

4.2.2 Résolution en position

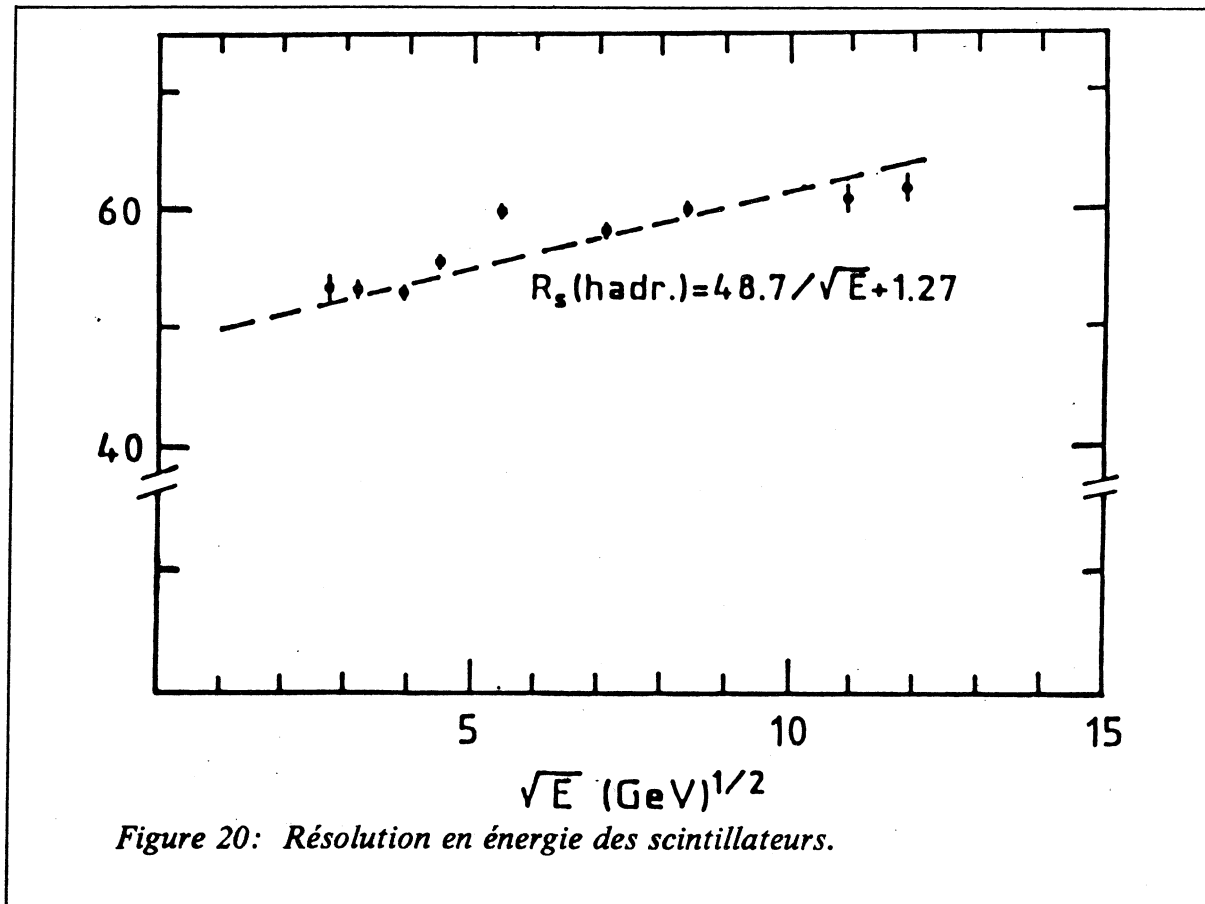
La position longitudinale du vertex, i.e. du point d'interaction du neutrino, est définie comme le centre de la plaque de marbre, au delà de laquelle l'énergie déposée correspond à au moins 4 MIP détectées dans deux plans de scintillateurs consécutifs.

La position latérale du vertex est obtenue en combinant les mesures des scintillateurs, des tubes proportionnels à dérive et des tubes à avalanches. La résolution est représentée sur la figure 21 en fonction de l'énergie hadronique. Elle atteint 2 cm au dessus de 50 GeV.

4.3 Simulation du détecteur

4.3.1 Motivations

Le développement d'une simulation de la réponse du détecteur est nécessaire pour corriger les biais de l'appareillage dans la reconnaissance des courants chargés et



neutres. Il nous faut, en particulier, connaître très précisément l'inefficacité de reconnaissance des muons et la contamination en événements Ke_3 . Ces corrections seront discutées en détail dans le chapitre 6. Leur calcul repose sur une description précise du détecteur grâce à un programme de simulation Monte-Carlo.

4.3.2 Programme de simulation

Les interactions des neutrinos dans le détecteur sont engendrées conformément aux sections efficaces différentielles données dans le chapitre 1. L'énergie des neutrinos incidents et la position transversale sont choisies conformément aux spectres simulés par les Monte-Carlo TURTLE + BEAMMC décrits au chapitre 3.

Les quantités mesurées reproduites dans le Monte-Carlo sont:

- l'énergie hadronique et l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe du faisceau,
- les coordonnées du point d'interaction,
- l'impulsion du muon si l'interaction est de type courant chargé et l'angle entre le muon et l'axe du faisceau.

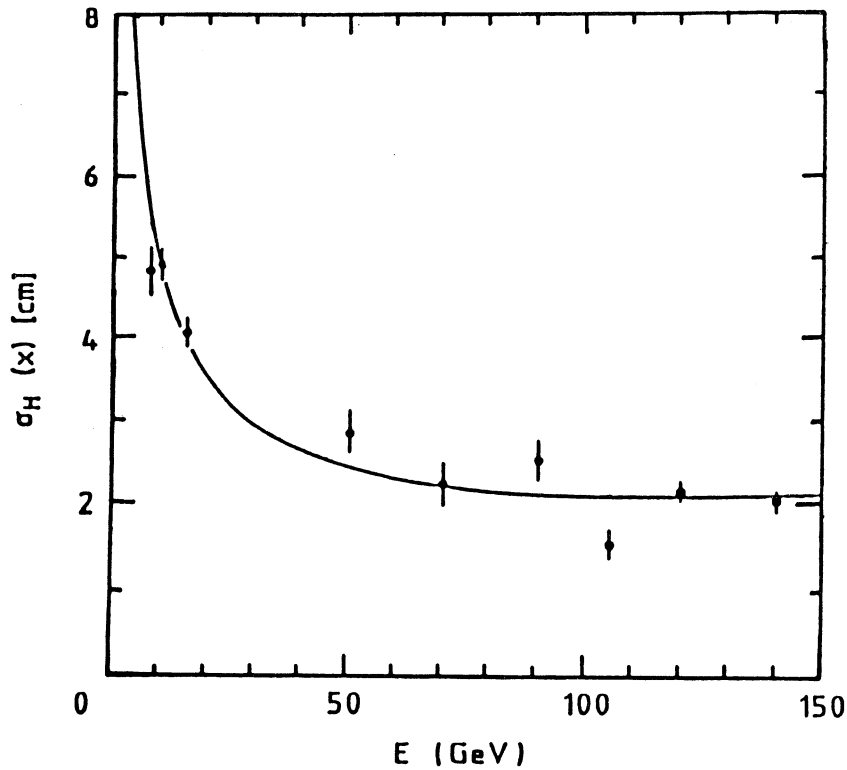


Figure 21: Résolution en position latérale.

L'énergie hadronique, l'angle de la gerbe et la position du vertex mesurés dans le détecteur sont reproduits en tenant compte des effets de résolution décrits ci-dessus. La même procédure est appliquée s'il s'agit d'une gerbe électromagnétique. Le résultat du Monte-Carlo est comparé aux données sur la figure 22. La figure 22(a) représente la distribution en énergie hadronique des courants neutres et la figure 22(b) la distribution de la position transversale du vertex par rapport à l'axe du détecteur pour les courants neutres également. L'accord entre les données et le Monte-Carlo est excellent.

Le point délicat dans la simulation des quantités mesurées dans le détecteur concerne la description de la perte d'acceptance du muon causée par la présence de la gerbe hadronique. Le muon est, en effet, partiellement caché par la gerbe et on ne peut négliger la perte d'énergie dans cette gerbe. Nous n'avons pas tenté de simuler complètement le développement des gerbes hadroniques dans le détecteur. La description de ce processus est très complexe et les fluctuations des gerbes hadroniques telles, qu'il nous a semblé préférable d'utiliser les données elles-mêmes. La perte d'énergie du muon dans le détecteur est, par contre, simulée en détail. Cette méthode sera décrite dans le chapitre 6.

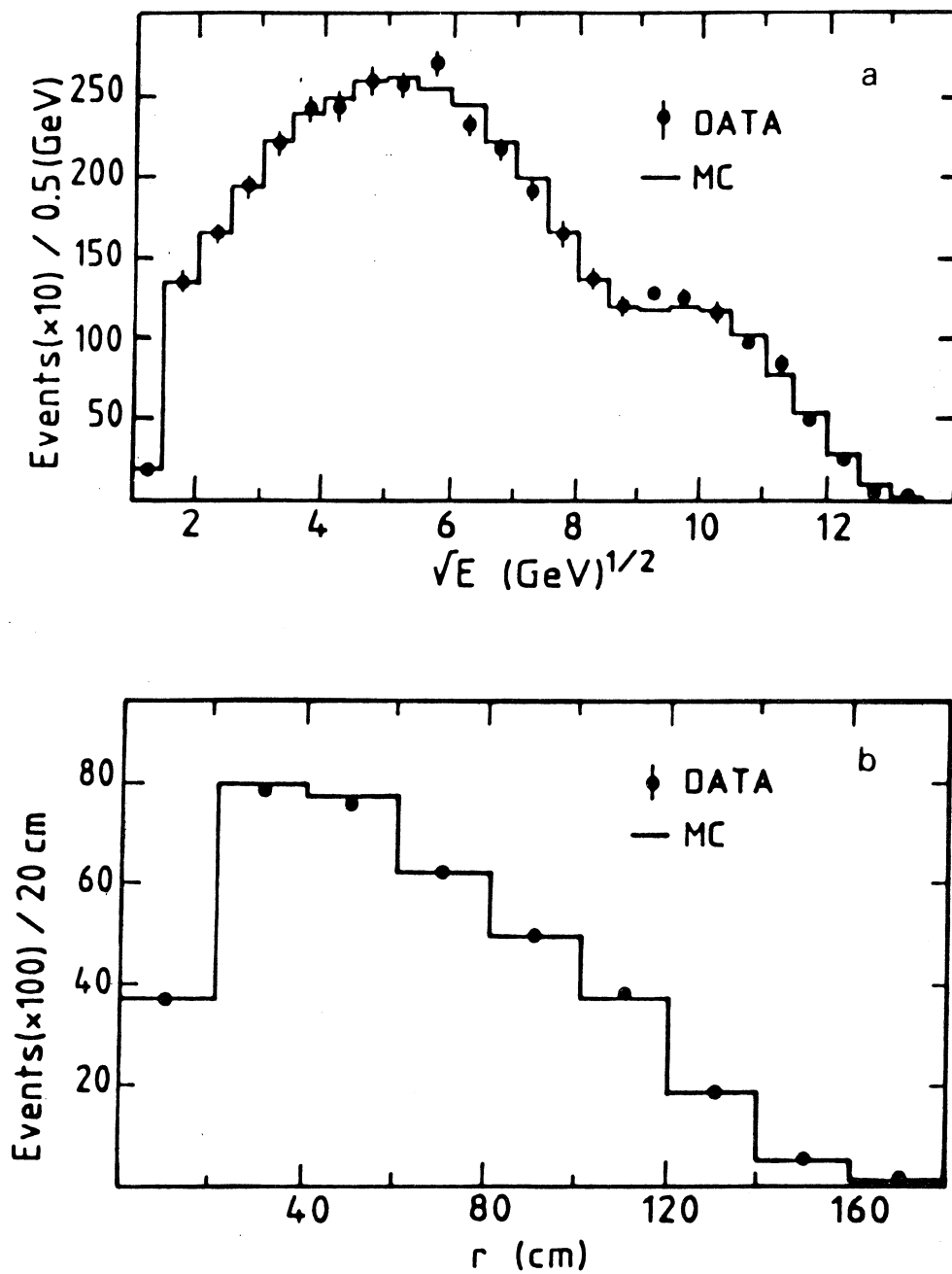


Figure 22: Comparaison Monte-Carlo et données.

CHAPITRE 5 ACQUISITION DES DONNÉES

5.1 Prise des données

le détecteur a été exposé au faisceau de neutrinos (ν_μ) de Mars à Septembre 1984 et pendant environ 20% du temps au faisceau d'antineutrinos ($\bar{\nu}_\mu$). Par ailleurs, 30% du temps ont été employés à la mesure du bruit de fond à large bande (ν -d et $\bar{\nu}$ -d). Le nombre de protons déversés sur la cible (POT¹⁵) durant les quatre périodes d'exposition est indiqué dans le tableau 9. Une partie faible du temps a également été utilisée pour mesurer les rapports K/π , p/π et e/π des faisceaux positifs (ν) et négatifs ($\bar{\nu}$).

Tableau 9: Exposition du détecteur.

<i>Protons sur la cible</i>	ν	ν -d	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}$ -d
<i>Sur bande (10^{16})</i>	338,0	113,2	97,8	49,0
<i>S'électionnés (10^{16})</i>	326,9	92,3	90,2	47,0

5.1.1 Structure en temps

Les protons sont extraits du SPS par paquets de 10^{13} particules. Ces paquets ou "bursts" ont une structure en temps approximativement gaussienne. La longueur en temps du paquet vaut $\approx 500 \mu\text{s}$. Cette valeur résulte d'un compromis entre deux exigences: un temps mort raisonnable ($\approx 15\%$), d'une part, et un bruit de fond cosmique faible, d'autre part. Un cycle complet du SPS dure environ 12 secondes. Le déversement d'un burst de protons du SPS sur la cible déclenche le cycle d'acquisition des données. Ce cycle est représenté sur la figure 23.

Une porte de $750 \mu\text{s}$ (GATE1) pendant laquelle le détecteur est "prêt" à enregistrer des interactions est ouverte. Le burst complet est ainsi contenu même si de légères fluctuations en temps apparaissent. Une seconde porte (GATE2) environ 3 fois plus large, est ensuite ouverte pour l'enregistrement des cosmiques seuls. Couvrant ces deux portes, une troisième porte (WGATE) beaucoup plus large est utilisée pour évaluer l'inefficacité de la porte GATE1. Cette inefficacité peut provenir, par exemple, d'une mauvaise synchronisation de GATE1 et du burst.

¹⁵ Proton On Target.

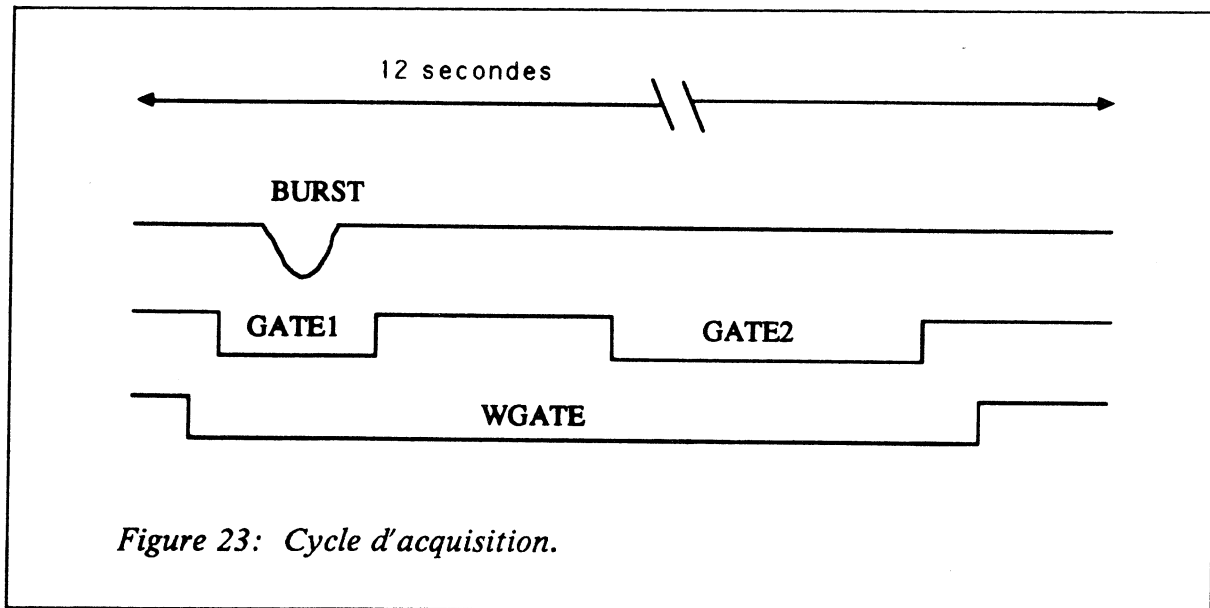


Figure 23: Cycle d'acquisition.

5.1.2 Système d'acquisition

Dans ce qui suit, nous appellerons événement n'importe quel phénomène ayant déclenché le détecteur. La saisie des données est effectuée par un mini-ordinateur de type NORD100 qui gère l'acquisition, la réjection rapide des cosmiques et le transfert des données sur bande. Le nombre maximum d'événements pouvant être enregistrés pendant 1 burst est 40. Ceci ne constitue pas, véritablement, une limitation car le taux moyen d'interactions des neutrinos dans le détecteur était inférieur à 10 par burst. Une partie des événements est transférée à un second mini-ordinateur (HP100) qui effectue les histogrammes de contrôle du détecteur.

L'information de chaque événement est constituée par 3200 canaux ADC des scintillateurs, 13000 canaux ADC et 13000 canaux TDC¹⁶ des tubes proportionnels et 20000 canaux des tubes à avalanches. Un bloc de contrôle, contenant divers renseignements tels la date et les numéros de burst et d'événement, est ajouté. Tous les ADC des scintillateurs sont lus mais seuls les canaux contenant une énergie supérieure à 1/5 MIP sont enregistrés. Les ADC et TDC des tubes proportionnels non touchés ne sont pas, non plus, enregistrés. L'information conservée est mise en mémoire pendant la durée du burst puis transférée au NORD100 entre chaque burst.

A la fin du burst, un bloc de "fin-de-burst" est écrit sur la bande. Il contient les mesures des BCT et des SDD directement converties en impulsions et l'information nécessaire au calcul du temps mort. L'information complète concernant le faisceau est traitée par le NFM (cf. chapitre 4) puis envoyée au NORD100 pour être trans-

¹⁶ Time to Digital Converter.

ferée sur bande.

Cette séquence est répétée à chaque burst. Le bloc de fin-de-burst, utilisé pour synchroniser la séquence, est écrit sur bande même si l'intensité du faisceau est nulle et qu'aucun déclenchement n'a eu lieu.

L'intervalle important entre les bursts est mis à profit pour l'enregistrement des cosmiques utilisés dans le suivi de la calibration du détecteur et pour la mesure des pedestaux des ADC enregistrés sur bande tous les 32 bursts.

5.1.3 Logique de déclenchement

La logique de déclenchement est basée sur l'information provenant des scintillateurs. Le seuil des discriminateurs est fixé à 1/5 de MIP.

Pour chaque plan de 20 scintillateurs, les signaux logiques suivants sont construits:

- H, correspondant à au moins 1 compteur touché,
- D, correspondant à au moins 2 compteurs touchés,
- T, correspondant à au moins 3 compteurs touchés,
- S, si au moins l'un des compteurs situés sur le côté (n^0 1 ou 20) est touché,
- E, si l'énergie totale déposée dans le plan de scintillateurs est supérieure à une valeur donnée.

Toutes les conditions de déclenchement, ou "trigger", sont construites à partir de ces signaux en exigeant que certaines conditions soient remplies dans plusieurs plans simultanément. 20 signaux logiques, H_m , D_m , T_m , S_m , E_m , avec $m = 1, 2, 3, 4$ où m est le nombre de plans, sont construits pour le calorimètre complet. Par exemple, T_3 veut dire qu'au moins 3 scintillateurs ont été touchés dans au moins 3 plans. Un seuil de 100 MeV d'énergie visible dans le calorimètre est, par ailleurs, également demandé. Le schéma de cette logique de déclenchement est représenté sur la figure 24.

Différents triggers ont été utilisés durant les prises de données effectuées par la Collaboration CHARM de 1977 à 1984. Seul le trigger inclusif a été utilisé dans cette expérience. Le but est de déclencher le plus facilement possible en tenant compte de la capacité de stockage d'événements (40 par burst) et avec un temps mort raisonnable. Chaque déclenchement est, en effet, suivi d'un temps mort de 16 μ s provenant du temps de conversion des ADC des scintillateurs et des tubes proportionnels.

Ce trigger ($H_4 \bar{H}_1$) exige qu'au moins 1 scintillateur soit touché dans au moins 4 plans (H_4) et qu'aucun scintillateur ne soit touché dans le premier plan ($\bar{H}_1$), appelé plan de veto. Cette dernière condition permet de rejeter les traces chargées pénétrant par l'avant du détecteur. Le taux de triggers est en moyenne de 5 par burst et ne sature donc pas l'acquisition.

Le trigger inclusif correspond à un seuil effectif de 1 GeV d'énergie hadronique déposée dans le calorimètre. On doit supposer, a priori, que l'efficacité du trigger est

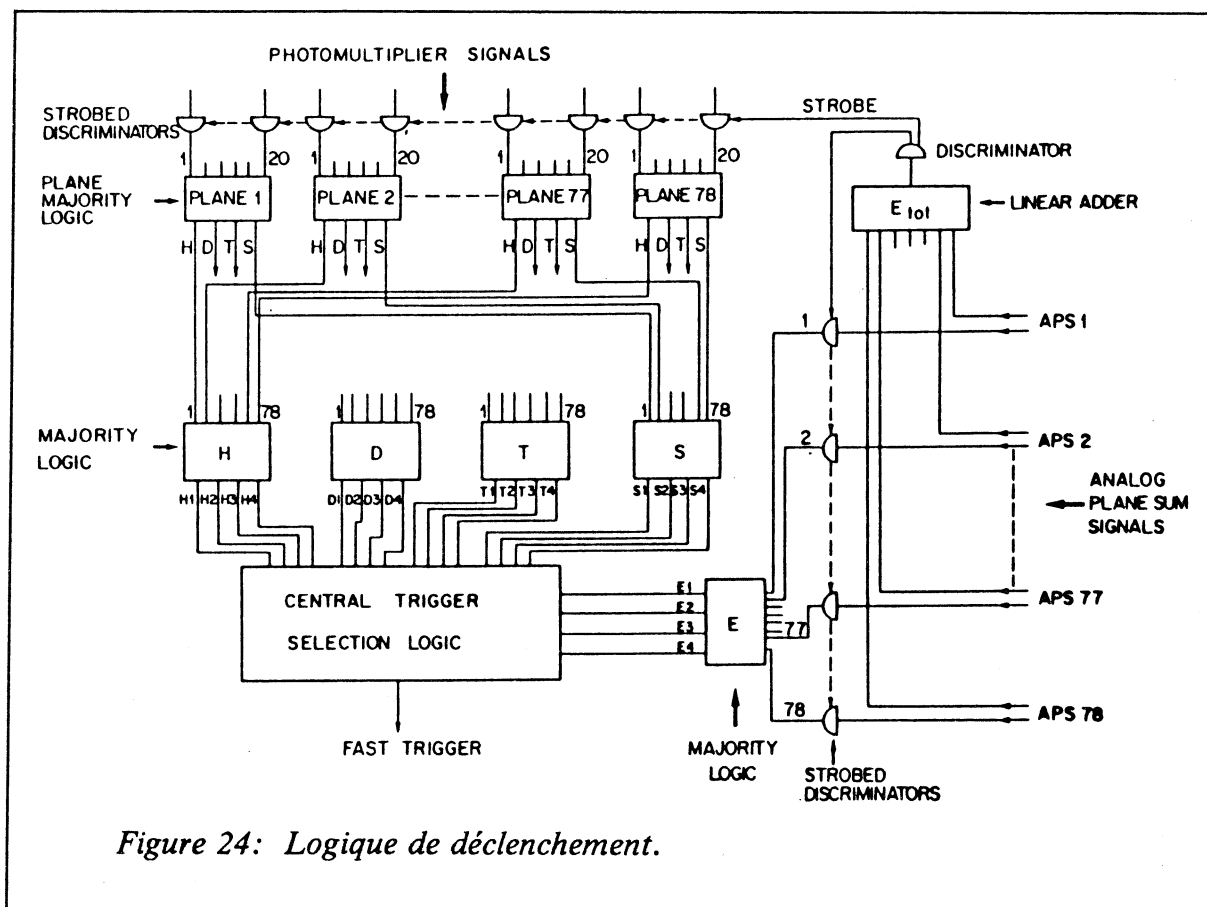


Figure 24: Logique de déclenchement.

plus faible pour les courants neutres que pour les courants chargés car la présence du muon facilite le déclenchement du détecteur. Pour étudier cette efficacité, nous avons utilisé les événements CC. Un lot de pseudo-événements CN a été créé en "enlevant", par programme, le muon de chaque CC. Les signaux des scintillateurs ont été recalculés et utilisés pour décider si le pseudo-CN satisfaisait ou non aux conditions de déclenchement. Le calcul des signaux des scintillateurs a été effectué en soustrayant la contribution supposée du muon. Le rapport du nombre de pseudo-CN ne satisfaisant pas la condition de déclenchement et du nombre de CC initiaux est reporté sur la figure 25 en fonction de l'énergie hadronique.

5.1.4 Mesure du temps mort.

Deux mesures du temps mort sont effectuées pendant la prise des données.

Une horloge de fréquence 1MHz mesure le temps d'ouverture des portes GATE1 et GATE2. Ce temps d'ouverture est également mesuré uniquement quand le détecteur est prêt à enregistrer une nouvelle interaction. Le temps mort est calculé à l'aide des expressions suivantes:

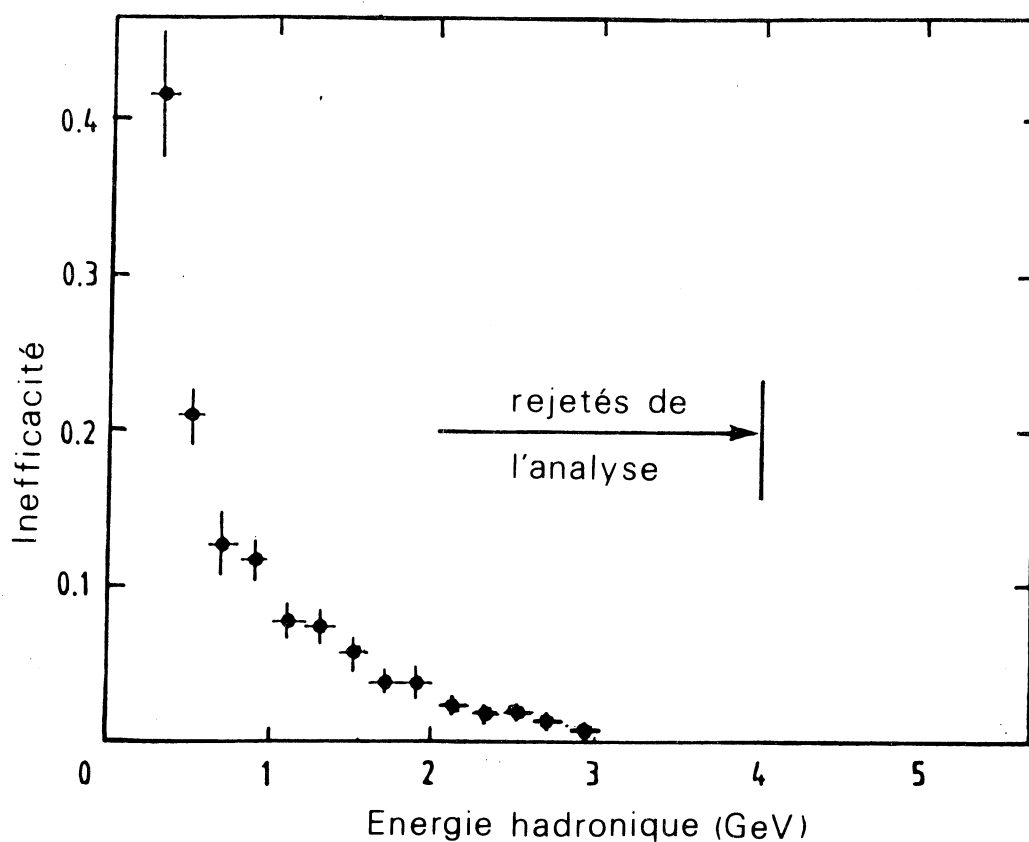


Figure 25: Efficacité du déclenchement.

$$T_1 = 1 - n_1/n_1' \quad \text{et} \quad T_2 = 1 - n_2/n_2'$$

où n_1 (n_2) est le temps compté pendant GATE1 (GATE2) et n_1' (n_2'), le temps compté pendant GATE1 (GATE2) quand le détecteur est prêt à enregistrer une nouvelle interaction. Cette mesure de temps mort ne prend pas en compte la structure en temps du faisceau.

La structure en temps du faisceau est prise en compte par la mesure du temps mort pondéré par le flux de neutrinos. Celui-ci est obtenu grâce à la mesure du flux de muons par des scintillateurs de section droite de $0,1 \text{ cm}^2$, placés dans le blindage à muons après 120 m de fer. A cette distance, le taux moyen de muons détectés par burst est d'environ 100 kHz. Les signaux sont enregistrés pendant l'ouverture de la porte GATE1, (G), pendant le temps où le détecteur est actif durant l'ouverture de la porte GATE1, (A), et pendant l'ouverture de la porte WGATE, (W). Les expressions:

$$T_p = 1 - A/G \quad \text{et} \quad E = G/W$$

déterminent, respectivement, le temps mort pondéré par le flux et l'efficacité de la porte-faisceau. Le temps mort pondéré résultant est obtenu par l'expression:

$$T_r = 1 - A/W$$

Les temps morts moyens pondérés par le flux et les temps morts moyens non pondérés sont reportés sur le tableau 10.

Tableau 10: Mesures du temps mort.

	ν	$\nu-d$	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}-d$	GATE2
<i>Temps mort non pondéré (%)</i>	10,0	6,7	8,4	8,0	6,0
<i>Temps mort pondéré (%)</i>	15,3	9,4	13,2	13,9	–
<i>Efficacité de la porte (%)</i>	98,6	98,6	99,1	98,8	–
<i>Temps mort résultant (%)</i>	16,5	10,7	14,0	14,9	6,0

5.2 Reconstruction et sélection des événements

5.2.1 Réjection rapide des cosmiques

Les événements ont été sélectionnés pour réduire le bruit de fond provenant des muons cosmiques. Le filtrage est effectué en deux étapes.

Dans une première étape, une recherche rapide de traces est effectuée. Les points des traces sont définis par la présence de deux tubes proportionnels touchés, au maximum. 80% des cosmiques pénétrant dans le détecteur par l'avant ou par les côtés vers l'avant sont rejetés. Nous avons vérifié qu'aucun événement neutrino n'était rejeté.

La seconde étape est plus sophistiquée. Le bruit de fond dans les tubes proportionnel est réduit efficacement et la recherche des traces utilise l'information fournie par les scintillateurs. Le taux de cosmiques se trouve diminué considérablement et passe de 4 KHz à quelques Hz environ au prix d'une perte d'événements neutrinos faible. L'inefficacité diffère légèrement pour les courants neutres et pour les courants chargés. Pour la calculer, on utilise une méthode similaire à celle utilisée dans le calcul de l'inefficacité de déclenchement. La fraction de pseudo-événements rejetés par le filtre est donnée sur la figure 26 en fonction de l'énergie hadronique.

L'inefficacité du déclenchement combinée à celle du filtrage des cosmiques est également donnée sur la figure 26. La corrélation entre les deux effets est faible. Le nombre de pseudo-événements rejetés est la somme des rejets pour chaque effet séparément. Pour une énergie hadronique supérieure à 4 GeV, l'inefficacité intégrée est de $(0,2 \pm 0,1) 10^{-3}$ pour les neutrinos et de $(0,4 \pm 0,4) 10^{-3}$ pour les antineutrinos.

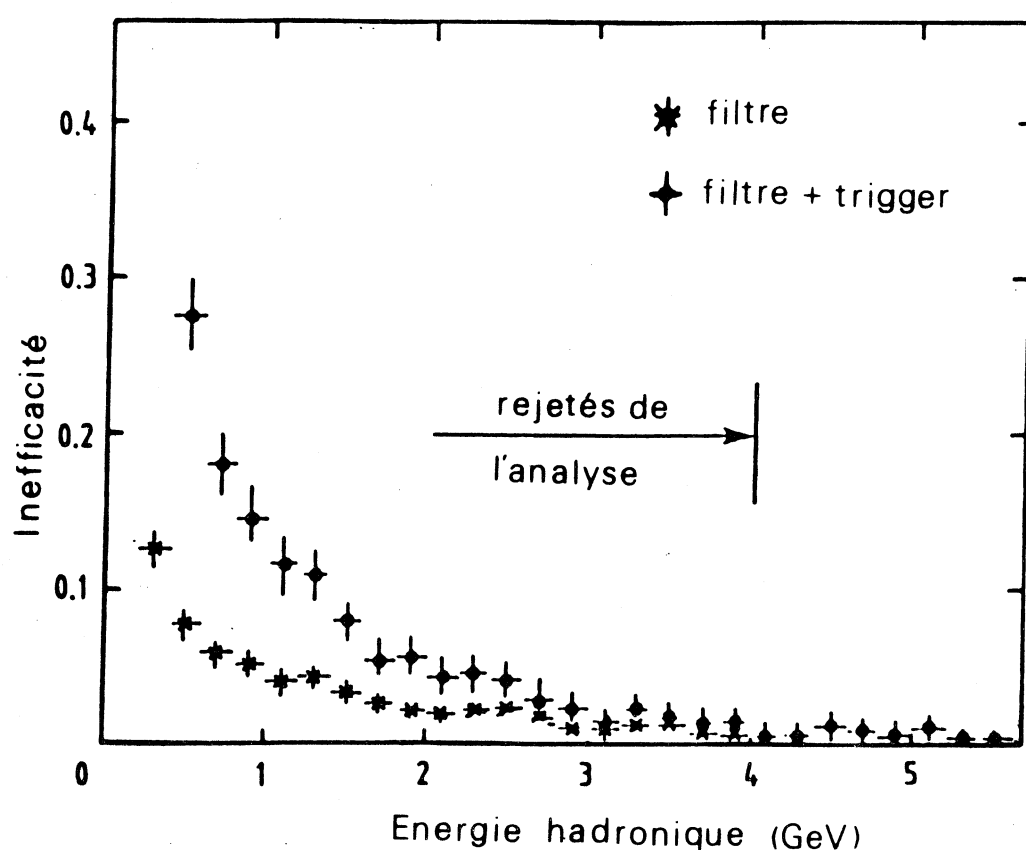


Figure 26: Efficacité du filtre de cosmiques.

L'inefficacité est nulle pour les courants chargés mais la contamination en cosmique reste importante pour les événements d'énergie hadronique inférieure à 1 GeV. En effet, les cosmiques pénétrant par l'arrière du détecteur et ne le traversant pas ne sont pas rejetés par le filtrage car leur topologie est identique à celle d'un événement neutrino. Cette contamination doit être réduite pour la mesure des sections efficaces totales des courants chargés, la détermination de $\sin^2\theta_W$ étant effectuée à partir des événements d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV. Pour cela, on rejette les événements pour lesquels l'angle du muon par rapport à l'axe du faisceau,

θ_μ est supérieur à une valeur $\theta_{\mu\text{-max}}$. La figure 27 représente les distributions de la tangente des projections de cet angle dans les plans horizontaux et verticaux pour les événements d'énergie hadronique inférieure à 1 GeV. La distribution dans le plan horizontal est symétrique mais dans le plan vertical, l'excès provenant des cosmiques qui entrent par le haut, à l'arrière du détecteur, ($\text{tg}\theta_\mu > 0,4$) est clairement visible. Une coupure à $|\text{tg}\theta_\mu| > 0,4$ permet de rejeter 70% des cosmiques restants avec une perte d'événements neutrinos évaluée à 1%. Cette inefficacité est calculée en comptant le nombre d'événement tels que $\text{tg}\theta_\mu < -0,4$.

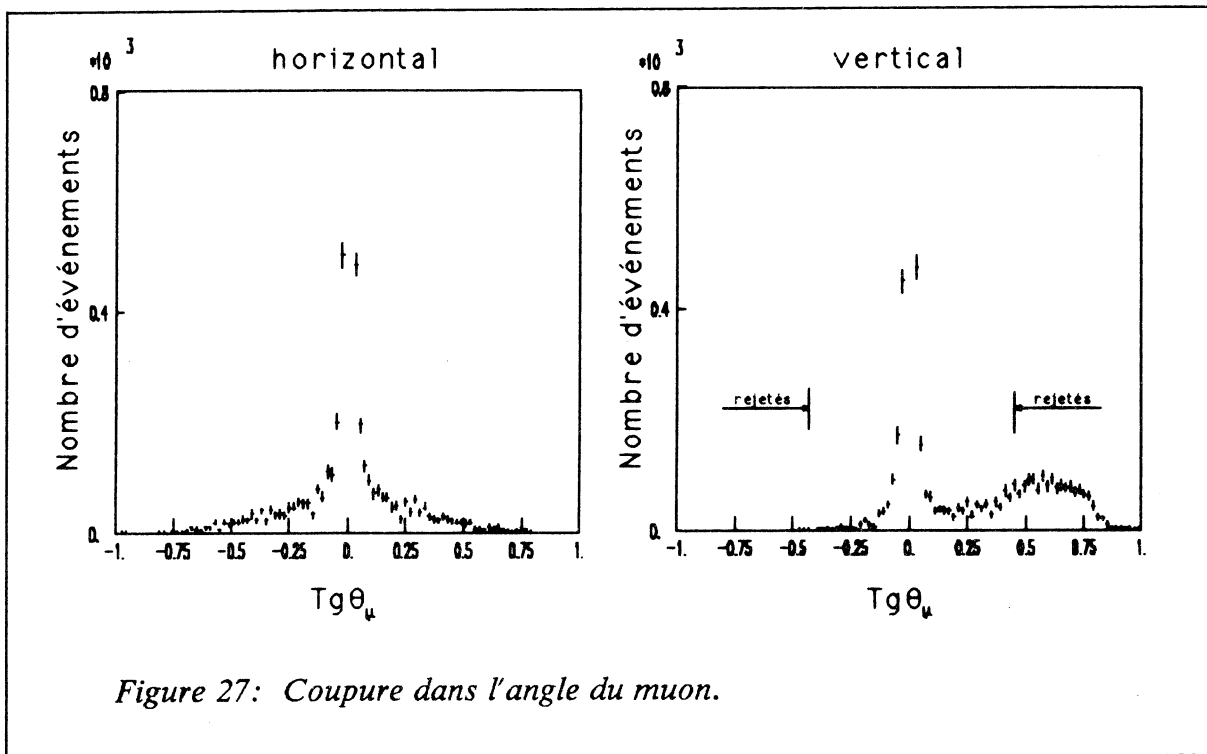


Figure 27: Coupure dans l'angle du muon.

5.2.2 Inefficacité près du plan de Veto.

Le premier plan de scintillateurs est utilisé pour rejeter les traces chargées pénétrant dans le détecteur par l'avant; c'est le plan de veto. Certains événements sont refusés par le veto à cause de la rétro-diffusion lors d'interactions voisines du plan de veto. L'inefficacité du veto diffère pour les courants chargés et les courants neutres. On la détermine en utilisant les événements CC et CN produits au milieu du volume fiduciel du détecteur. Un échantillon de pseudo-événements est créé en déplaçant la coordonnée longitudinale du point d'interaction (le n° de plan) vers le plan de veto. Le signal des scintillateurs est ensuite utilisé pour déterminer si le pseudo-événement satisfait le critère de veto. Le rapport du nombre d'événements rejetés par le veto et du nombre d'événements total est reporté sur la figure 28 en fonction du numéro de

plan pour les événements CC et CN. La différence entre l'inefficacité pour CC et CN intégrée sur le volume fiduciel est $< 10^{-4}$.

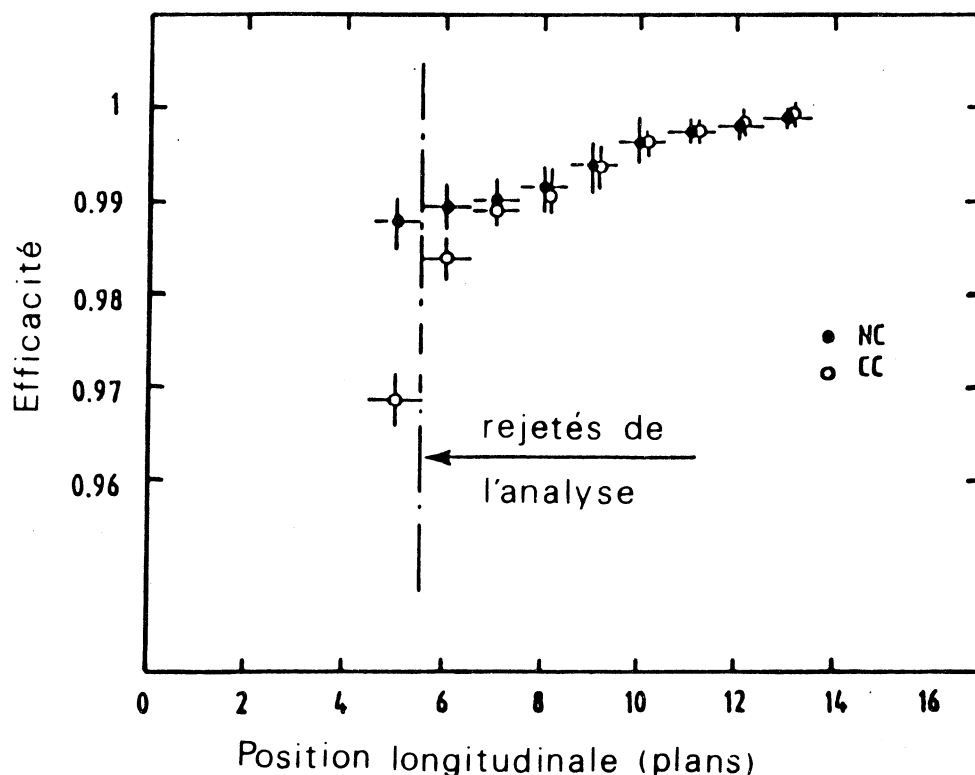


Figure 28: Efficacité près du plan de veto.

5.2.3 Réjection des événements doubles.

La porte utilisée pour la digitalisation des informations des tubes proportionnels a une largeur de $1\mu\text{s}$. Cette largeur n'est pas négligeable, comparée à la structure en temps des bursts, et un certain nombre d'enregistrements contiennent 2 interactions dans la même porte. Ces enregistrements doivent être rejetés de l'analyse. La réjection est effectuée hors-ligne. On procède de la manière suivante:

Le temps entre deux triggers consécutifs est enregistré par un TDC à chaque déclenchement (figure 29). La mesure du temps démarre 200 nsec après le premier trigger puis est arrêtée par le trigger suivant, laissant une énergie hadronique $> 1,5$ GeV. Le temps est divisé en intervalles de 50 ns. La structure en temps des bursts étant approximativement constante à l'échelle de la μs , le nombre de seconds triggers

qui suivent un premier déclenchement ne doit pas dépendre de l'intervalle de temps qui le sépare du premier. Les déclenchements suivis par un autre trigger dans l'intervalle 200 à 1200 sont rejetés de l'analyse. La plupart des problèmes de reconstruction et de reconnaissance des événements doubles sont ainsi résolus. Cette procédure induit un temps mort supplémentaire de 3% dans les neutrinos et de 1,2% dans les antineutrinos. Ce temps mort est obtenu à partir du rapport du nombre d'événements suivi d'une seconde interaction entre 1200 et 2200 ns et du nombre total d'événements.

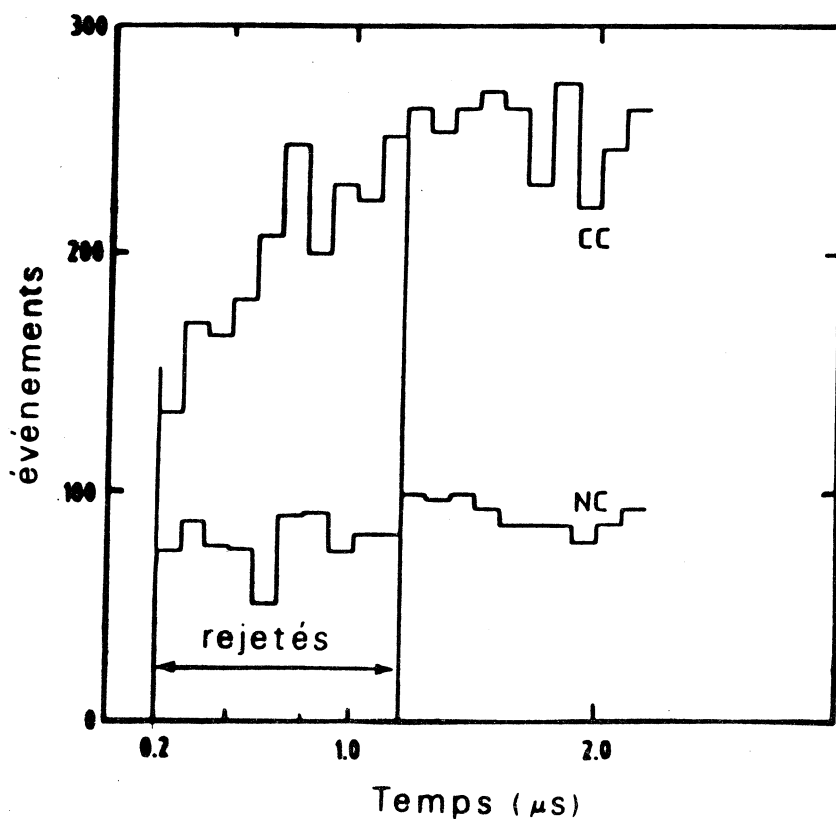


Figure 29: Réjection des événements doubles.

5.2.4 Sélection des bursts.

L'information provenant des détecteurs situés dans la ligne de faisceau est utilisée pour contrôler les conditions de fonctionnement du faisceau. L'intensité et la position du faisceau de protons et celle du faisceau de hadrons secondaires sont contraintes de rester dans des limites acceptables. Les bursts de mauvaise qualité sont

rejetés de l'analyse. Les limites sont fixées sur des périodes longues pendant lesquelles les conditions de faisceau étaient comparables. Les bursts ayant des informations faisceau incomplètes sont également rejetés.

5.2.5 Programme de reconstruction

Le programme de reconstruction des événements est composé de plusieurs processeurs indépendants appelés par des sous-programmes de contrôle. Les tâches de ces processeurs sont les suivantes:

- La lecture des données sur les bandes expérimentales et le filtrage des cosmiques.
- La recherche des traces de muon à l'aide des tubes proportionnels dans le spectromètre et en utilisant un algorithme de suivi de traces dans le calorimètre.
- La région contenant la gerbe est définie après soustraction de l'énergie déposée par les muons trouvés dans la gerbe, et correction de l'atténuation de la lumière dans les scintillateurs. Le barycentre de la gerbe est obtenu après combinaison des calculs de barycentre de l'énergie vue dans le calorimètre, dans le cadre magnétique et dans le spectromètre. La position du point d'interaction est calculée en utilisant les tubes proportionnels et les scintillateurs. La direction de la gerbe est ensuite déterminée, puis la gerbe est classée comme électromagnétique ou hadronique principalement sur la base de sa largeur latérale.
- Un ajustement géométrique sur les points des traces trouvées dans le spectromètre est effectué en utilisant une méthode des moindres carrés avec une correction pour la diffusion multiple, la perte d'énergie par ionisation et le rayonnement de freinage.
- Enfin, un ajustement cinématique est effectué pour les courants chargés.

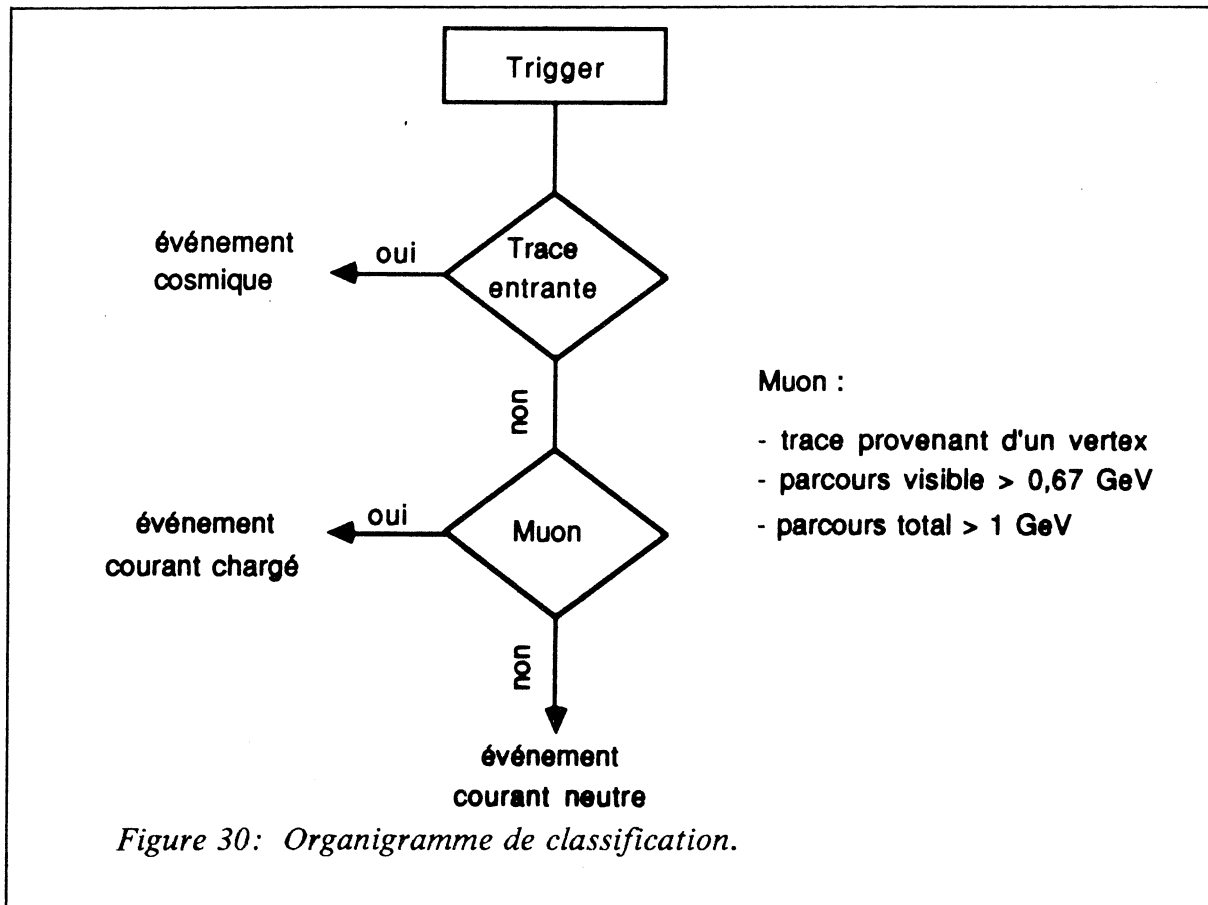
Les autres processeurs sont utilisés pour calibrer les tubes proportionnels et les scintillateurs en utilisant les muons cosmiques, pour aligner les plans des chambres et pour créer un fichier d'événements à visualiser.

5.2.6 Classification des événements

La classification des événements est effectuée suivant l'organigramme de la figure 30.

Les interactions des neutrinos sont définies comme des événements sans trace chargée pénétrant dans le détecteur.

Un événement neutrino est classé courant chargé s'il contient un muon provenant du point d'interaction. On considère qu'un muon provient du vertex si l'intersection du plan du vertex avec l'extrapolation de la trace sur ce plan est située à moins de 30 cm du vertex. Le muon doit être visible sur une distance correspondant à une



perte d'énergie supérieure à 0,67 GeV. Son parcours total doit dépasser 1 GeV ce qui correspond à 20 plans du calorimètre. Le parcours visible du muon est défini comme la longueur entre le premier point clairement visible en dehors de la gerbe et le dernier point de la trace vu par les tubes proportionnels. Les points sont dits clairement visibles s'il sont séparés latéralement par au moins 5 tubes n'ayant pas été touchés (≈ 15 cm). Longitudinalement, ils doivent être isolés des points n'appartenant pas à la trace.

Tous les candidats ne satisfaisant pas à ces critères sont classés comme courants neutres.

Les événements dont le vertex est situé en dehors du volume fiduciel sont rejetés de l'analyse. Le volume fiduciel était défini dans cette expérience par:

- Longitudinalement: 55 modules du calorimètre. Les 5 premiers modules étant en dehors du volume pour rejeter efficacement les traces entrantes et les 18 modules de la fin permettant de s'assurer que la gerbe hadronique était entièrement contenue dans le calorimètre.

- Transversalement: un carré de $2,4 \times 2,4 \text{ m}^2$ centré sur l'axe du détecteur pour s'affranchir des effets de bords.

La masse du volume ainsi défini était de 87,4 tonnes.

Deux événements typiques, tels qu'ils apparaissaient pour la visualisation, sont représentés sur les figures 31 et 32. Pour chaque événement les projections dans les plans horizontaux et verticaux sont données. L'événement de la figure 31 est classé CN; celui de la figure 32 est classé CC.

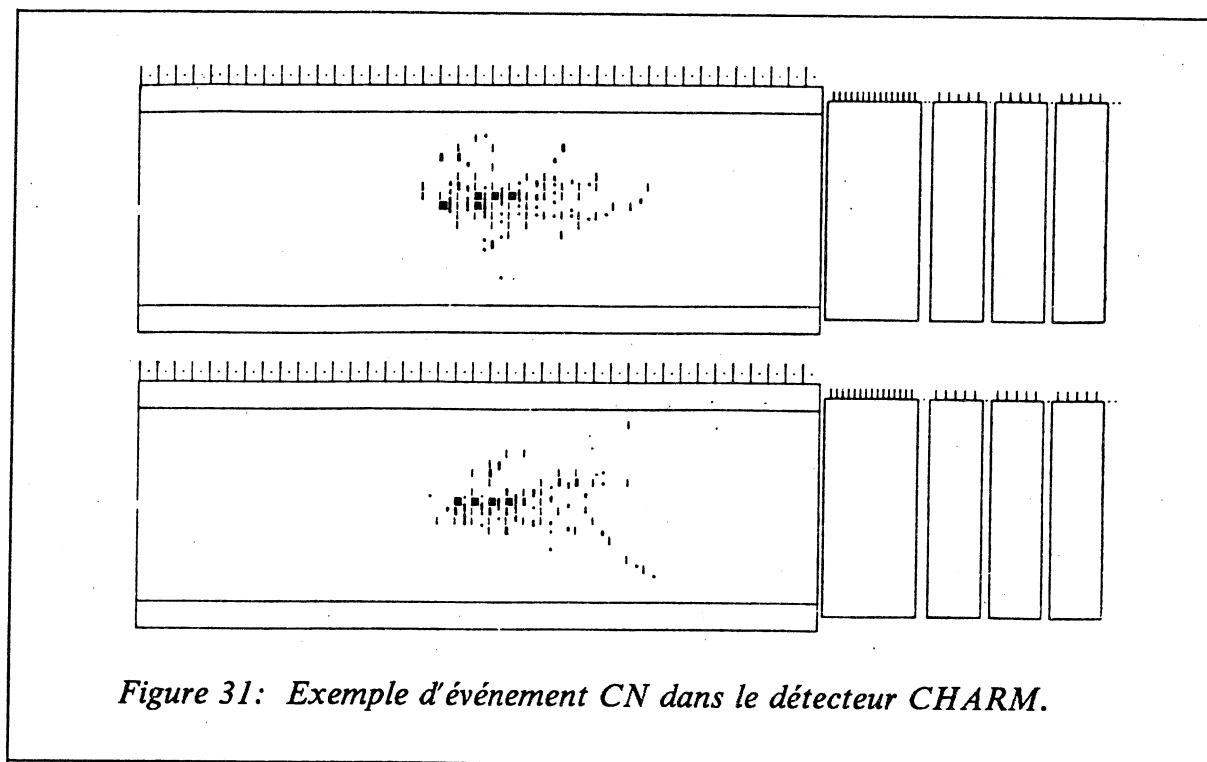


Figure 31: Exemple d'événement CN dans le détecteur CHARM.

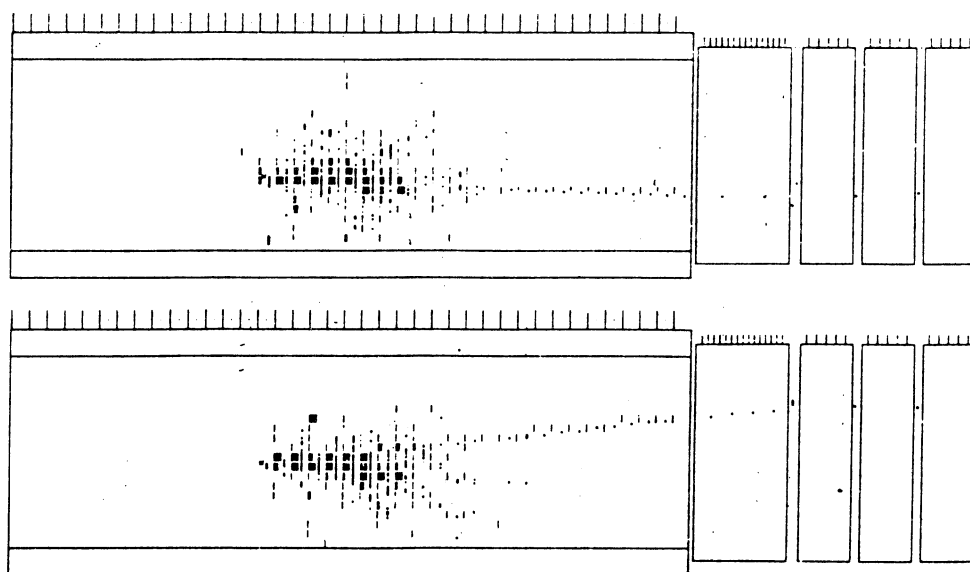


Figure 32: Exemple d'événement CC dans le détecteur CHARM.

CHAPITRE 6

ANALYSE EXPÉRIMENTALE

La classification des événements obtenue par le programme sur la base d'une reconnaissance du muon doit être corrigée afin de connaître les nombres véritables d'événements courants chargés et courants neutres détectés. La détermination des ces corrections avec une grande précision constitue le principal défi de cette analyse. C'est pourquoi ces corrections seront discutées en détail dans ce chapitre. Il faut, par ailleurs, déterminer les flux de neutrinos et d'antineutrinos et leur rapport afin d'obtenir une mesure des sections efficaces totales des courants chargés et de r . Cette normalisation, obtenue à partir des mesures des flux de hadrons secondaires et de muons de désintégration dans le blindage de fer, est discutée dans le paragraphe suivant.

6.1 Normalisation des flux de neutrinos et d'antineutrinos

Les pentes des sections efficaces sont obtenues à partir de l'expression (2.6) où F est le flux de neutrinos pondéré par l'énergie:

$$F = \int \Phi(E) E dE$$

Ce flux est calculé, soit à partir du nombre de hadrons, soit à partir du flux de muons, multiplié par un facteur de flux calculé par Monte-Carlo.

6.1.1 Mesure des flux de muons dans le fer

Les flux de muons ont été mesurés dans 2 puits situés après 20 m de fer (puits n° 2) et 40 m de fer (puits n° 3). Dans le puits n° 2 la mesure obtenue est la moyenne sur huit compteurs situés sur un cercle de 15 cm de rayon et centré sur le maximum du faisceau de muons. Deux mesures sont effectuées dans le puits n° 3; à $r = 15 \text{ cm}$ et $r = 30 \text{ cm}$. Dans les deux cas, on prend la moyenne sur 4 compteurs. La stabilité en temps et la linéarité de la mesure ont été étudiées. Le rapport de la mesure de flux de muons effectuée dans le puits n° 2 et de la mesure du flux de hadrons dans le BCT1 est donné sur la figure 33 en fonction du nombre de hadrons et en fonction du temps. Le BCT1 étant considéré comme très stable et linéaire, on peut conclure que les SSD ont également été stables et linéaires. La dérive est restée inférieure à 1% pendant l'expérience complète.

Flux des muons dans les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos

Dans chaque puits, un SSD a été calibré par comptage des traces laissées par les muons dans des émulsions. Une correction due aux traces d'électrons produits dans l'air a été appliquée et prise en compte dans la calibration [72]. Les autres SSD sont calibrés relativement à ce compteur.

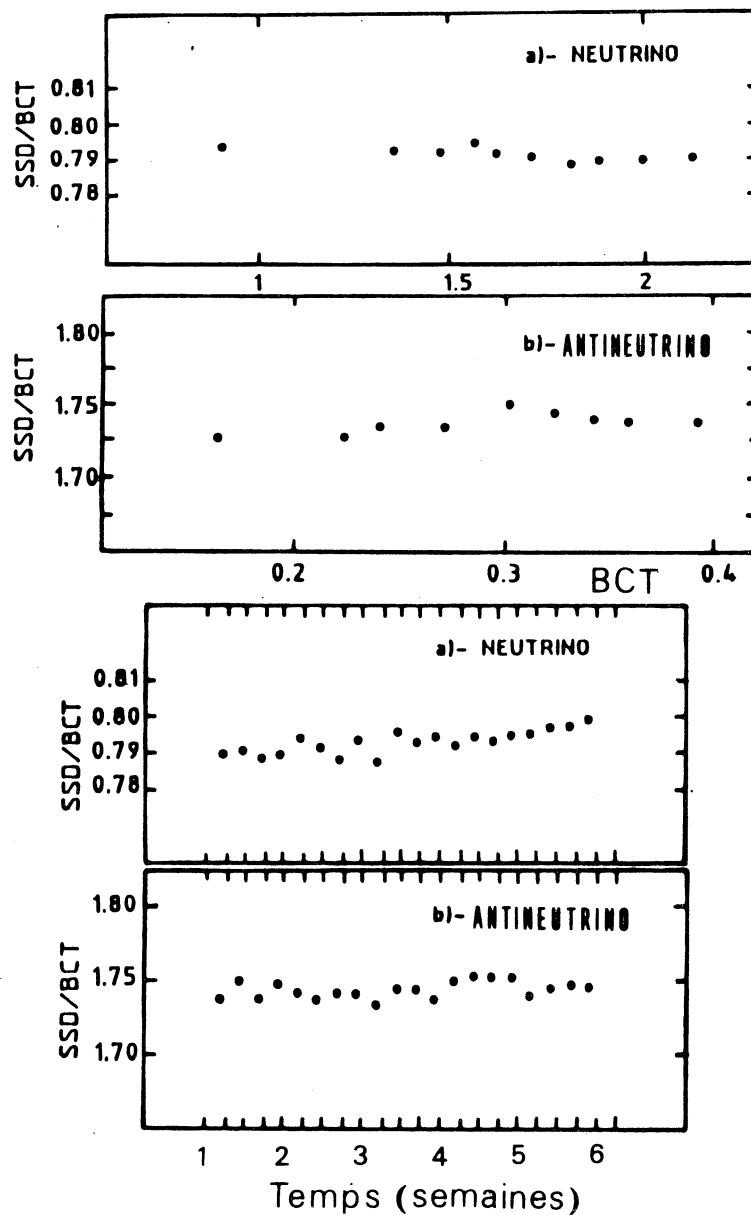


Figure 33: Linéarité et stabilité des SSD.

Le signal fourni par les SSD doit être corrigé pour obtenir le flux de muons. Une partie importante du flux provient, en effet, des muons produits avant le tunnel de

désintégration et piégés dans la ligne de faisceau. Cette contribution a été mesurée pendant les périodes de prises de données avec l'absorbeur. Une correction prenant en compte la perte d'énergie et la diffusion multiple dans l'absorbeur a été appliquée. Le tableau 11 donne la contribution de ce bruit de fond dans les trois positions de mesure.

Tableau 11: Bruit de fond des muons "piégés"

<i>position</i>	$\bar{\nu}(\%)$	$\nu(\%)$
<i>puits 2 $r=15\text{cm}$</i>	$14 \pm 2,0$	$16 \pm 2,0$
<i>puits 3 $r=15\text{cm}$</i>	$16 \pm 2,5$	$18 \pm 2,5$
<i>puits 3 $r=30\text{cm}$</i>	$15 \pm 2,5$	$17 \pm 2,5$

Rapport des flux de muons

Le rapport des flux des neutrinos et des antineutrinos a été dérivé des mesures des flux de muons seules. La détermination de ce rapport à partir des mesures de flux de hadrons est entachée d'une incertitude provenant de l'erreur sur la mesure du rapport p/π^+ . L'incertitude provenant de la correction des "muons piégés" est également plus faible dans le rapport. Il faut, néanmoins, prendre en compte la différence de réponse de $(1 \pm 1)\%$ des SSD aux faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos due à la différence d'énergie moyenne des faisceaux [73].

Incertitudes et résultats sur les flux de muons

Les incertitudes sur la mesure du flux de muons dans le puits n° 2 sont résumées dans le tableau 12.

Ce calcul a été effectué pour les trois positions de mesure. Les flux de muons dans les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos ainsi que les rapports des flux sont donnés dans le tableau 13.

6.1.2 Mesure du flux de hadrons secondaires

La mesure du flux de hadrons secondaires est faite avec le BCT1. Le BCT1 est électroniquement calibré à 0,5% et sa réponse est supposée très stable. Nous avons étudié cette stabilité en regardant l'évolution du rapport du nombre de courants chargés et de hadrons traversant le BCT1 en fonction du temps et en fonction du nombre de hadrons lui-même. Les résultats sont portés sur la figure 34. Le nombre de courants chargés est corrigé du temps mort. L'incertitude portée est uniquement statistique. Ces résultats montrent que la mesure du nombre de hadrons avec le BCT1 était linéaire et stable.

Tableau 12: Incertitudes sur les flux de muons dans le puit n° 2.

<i>Incertitude</i>	$\nu, \bar{\nu}(\%)$	$\bar{\nu}/\nu(\%)$
<i>Calibration</i>	2,8	0,5
<i>Stabilité des SSD</i>	1,4	1,0
<i>Muons "piégés"</i>	2,0	0,7
<i>Total</i>	3,7	1,3

Tableau 13: Flux de muons dans les SSD.

<i>position</i>	μ^- (10^{10} cm^{-2})	μ^+ (10^{11} cm^{-2})	μ^+/μ^-
<i>puits 2 r=15cm</i>	$2,24 \pm 0,09$	$19,3 \pm 0,7$	$7,88 \pm 0,10$
<i>puits 3 r=15cm</i>	$1,03 \pm 0,04$	$8,2 \pm 0,3$	$7,96 \pm 0,12$
<i>puits 3 r=30cm</i>	$0,61 \pm 0,02$	$4,9 \pm 0,2$	$8,12 \pm 0,15$

Pour obtenir le nombre de π et K ayant réellement traversé le BCT1, Le signal doit, néanmoins, être corrigé.

Correction due aux électrons

Les particules chargées (principalement des électrons) produites par interaction du faisceau de hadrons avec le gaz résiduel du BCT modifient la réponse du BCT. Cet effet a pu être éliminé en prolongeant, à l'occasion de cette nouvelle expérience, le tube à vide à travers le BCT.

Correction de halo

La réponse des BCT est affectée par le halo de particules accompagnant le faisceau et heurtant le corps du BCT. Cet effet a été étudié en modifiant les conditions du faisceau (focalisation, etc.) [74]. On constate que le halo modifie de manière opposée les mesures du nombre de particules positives et négatives, BCT^+ et BCT^- fournies par le BCT. On a alors:

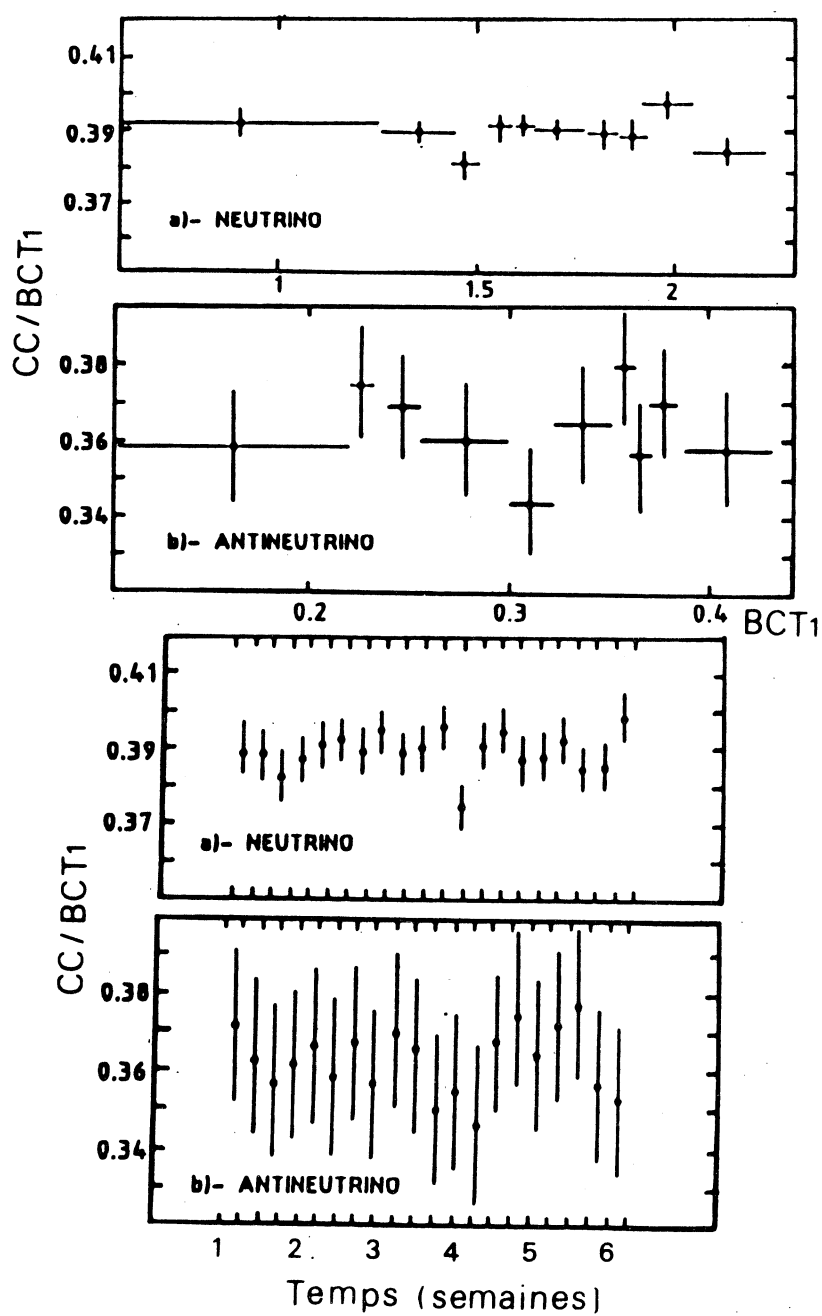


Figure 34: Linéarité et stabilité du BCT_1 .

$$N^+ = BCT^+(1 + h^+) \quad \text{et} \quad N^- = BCT^-(1 - h^-)$$

où N^+ et N^- sont les nombres de particules traversant le BCT1 pour les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos respectivement.

La détermination de h est effectuée de la manière suivante. Le signal fourni par les SEM (voir chap. 3) placés près du BCT1 permettent de constater que le halo est environ 20% plus élevé dans le faisceau d'antineutrinos que de neutrinos. La mesure donne:

$$h^- = 1,18 h^+ = 1,18 h.$$

Par ailleurs, la mesure du rapport des flux de muons permet de calculer le rapport des flux de parents au niveau du BCT en simulant avec les Monte-Carlo BEAMMC et MUTRACK les désintégrations de π et K et la propagation des muons dans le fer. Cette détermination du rapport des flux est très précise et ne dépend que faiblement des corrections aux mesures fournies par les SSD. On impose alors l'égalité:

$$\frac{(\pi^- + K^-)_{BCT}}{(\pi^+ + K^+)_{BCT}} = \frac{(\pi^- + K^-)_{SSD}}{(\pi^+ + K^+)_{SSD}} \quad (6.1)$$

Les nombres de π et K mesurés par le BCT sont reliés aux nombres N de particules le traversant par les expressions:

$$N^+ = \pi^+ + K^+ + p + e^+ \quad \text{et} \quad N^- = \pi^- + K^- + \bar{p} + e^-$$

où π , K, p, et e sont les nombres de π , K, p, et e traversant le BCT1. Connaissant les rapports p/π et e/π pour les faisceaux positif et négatif et mesurant les rapports μ^+/μ^- , on calcule, alors, la correction de halo. Les valeurs obtenues en mesurant les flux de muons dans les puits 2 et 3 sont données dans le tableau 14. L'incertitude est dominée par l'erreur sur le rapport p/π et vaut: $\delta h/h \approx 80\%$.

Tableau 14: Correction de halo.

<i>position</i>	<i>Corection (%)</i>
<i>puits 2 r=15cm</i>	$2,7 \pm 2,2$
<i>puits 3 r=15cm</i>	$3,2 \pm 2,6$
<i>puits 3 r=30cm</i>	$3,5 \pm 2,8$

Nous avons utilisé la valeur moyenne:

$$h = (3,0 \pm 1,8)\%$$

Abondance relative des π et des K

L'abondance relative de particules traversant le BCT1 a été mesurée avec le détecteur Cerenkov. Les valeurs obtenues sont les suivantes:

$$\begin{array}{ll} \text{Faisceau} & K^+/\pi^+ = 0,1282 \pm 0,0006(\text{stat}) \pm 0,0027(\text{syst}) \\ \text{positif} & p/\pi^+ = 1,628 \pm 0,005(\text{stat}) \pm 0,070(\text{syst}) \\ (\nu) & e^+/\pi^+ \leq 0,87 \% (90\% \text{ c.l.}) \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \text{Faisceau} & K^-/\pi^- = 0,0630 \pm 0,0011(\text{stat}) \pm 0,0030(\text{syst}) \\ \text{négatif} & \bar{p}/\pi^- \leq 1,3 \% (90\% \text{ c.l.}) \\ (\bar{\nu}) & e^-/\pi^- \leq 1,9 \% (90\% \text{ c.l.}) \end{array}$$

Flux de π et K dans le BCT

Les incertitudes sur la mesure des flux de π et K traversant le BCT1 sont résumées dans le tableau 15.

Tableau 15: Incertitudes sur les flux de π et K traversant le BCT1.

Incertainitude	$\bar{\nu}(\%)$	$\nu(\%)$
Calibration absolue	0,5	0,5
Correction de halo	1,8	1,8
Muons "piégés"	0,8	0,8
Rapport e/π	0,8	0,8
Rapport p/π	0,5	2,7
Total	2,2	3,5

Les flux de π et de K ayant traversé le BCT1 sont donc, après correction:

$$(\pi^- + K^-)_{BCT} = (0,176 \pm 0,004) \cdot 10^{16}$$

$$(\pi^+ + K^+)_{BCT} = (0,147 \pm 0,005) \cdot 10^{17}$$

6.1.3 Détermination des flux pondérés par l'énergie

Facteurs de flux pondérés

Les facteurs de flux pondérés, G , sont définis par:

$$F = (\pi + K)_{BCT} \times G_{BCT}$$

$$F = \mu \times G_{SSD}$$

où μ est le nombre de μ mesurés par les SSD. ce qui conduit à:

$$G^{\nu, \bar{\nu}}_{BCT} = [1/(\pi + K)_{BCT}] \int \Phi^{\nu, \bar{\nu}}(E) EdE$$

$$G^{\nu, \bar{\nu}}_{SSD} = \int \Phi^{\nu, \bar{\nu}}(E) EdE / \int \Phi(E) dE$$

$$G^{\bar{\nu}/\nu}_{SSD} = G^{\bar{\nu}}_{SSD} / G^{\nu}_{SSD}$$

Ces facteurs sont calculés par programmes Monte-Carlo. Les incertitudes de ces calculs sont résumées dans le tableau 16.

Tableau 16: Incertitudes sur les facteurs de flux

Incertainitude	$G_{BCT}(\%)$	$G_{SSD}(\%)$	$G^{\bar{\nu}/\nu}_{SSD}(\%)$
Stat. Monte-Carlo	0,4	0,7	1,0
Rapport K/π	1,2	1,0	0,9
Largeur faisceau	0,4	0,3	0,2
Position faisceau	0,4	0,2	0,1
Volume fiduciel	0,2	0,2	0,1
Prop. des muons	–	0,4	0,3
Position des SSD	–	0,5	0,3
Total	1,4	1,4	1,4

Flux pondérés et incertitudes

Les incertitudes sur les flux pondérés sont la combinaison des incertitudes sur les facteurs de flux et des incertitudes des tableaux 12 et 15. Le tableau 17 donne les valeurs des flux pondérés par l'énergie, F , mesurés par le BCT1 et les SSD.

Tableau 17: Flux pondérés par l'énergie.

Flux pondérés	$\bar{\nu}$ (10^{16} GeV)	ν (10^{17} GeV)	$\bar{\nu}/\nu$
à partir du BCT1	$0,230 \pm 0,006$	$0,229 \pm 0,008$	–
à partir des SSD	$0,226 \pm 0,007$	$0,224 \pm 0,007$	$0,101 \pm 0,002$

6.2 Corrections des nombres mesurés d'événements

Les corrections suivantes ont été appliquées aux nombres d'événements CC et CN trouvés par le programme pour obtenir les nombres de CC et CN vrais.

- Le programme de classification ne parvient pas toujours à classer les événements de manière certaine. Ces événements doivent être visualisés pour décider de leur nature. Il faut, par ailleurs, estimer l'inefficacité du programme de reconstruction.
- Les cosmiques n'ayant pas été rejetés par le filtrage et les événements provenant de la composante à large bande du faisceau doivent être soustraits.
- Les interactions de ν_e qui proviennent des désintégrations Ke_3 sont classées dans les courants neutres. Il faut soustraire leur contribution.
- Certains événements CC ont un muon qui ne remplit pas les critères de définition d'un muon exigés pour les classer CC. Ils sont alors classés NC.
- Les π et K produits dans la gerbe hadronique peuvent donner un muon de désintégration et être classés comme CC.

Ces corrections sont discutées dans les paragraphes suivants.

6.2.1 Erreurs de classification

Les événements sont classés par le programme en 5 sous-ensembles appelés classes:

- les courants chargés dont le vertex est dans le volume fiduciel, CC;
- les courants neutres dont le vertex est dans le volume fiduciel, CN;
- les courants chargés dont le vertex est hors du volume fiduciel, OCC;
- les courants neutres dont le vertex est hors du volume fiduciel, OCN;
- Les cosmiques, CM.

Le programme signale les événements pour lesquels la procédure de classification ne parvient pas à déterminer sans ambiguïté la classe. Ces événements sont ensuite visuellement inspectés (scanning) par deux groupes indépendants de façon à réduire l'erreur systématique. Après réjection des cosmiques, environ 1% des candidats ont une topologie difficile à reconnaître. Il s'agit en particulier

- des événements ayant un muon qui ne pointe pas vers le vertex,
- des événements avec une trace pour laquelle les critères de temps associés aux scintillateurs ne sont pas remplis à cause d'inefficacités géométriques ou électroniques,
- des événements ayant plusieurs traces qu'il est difficile d'associer dans les 2 projections,
- des événements dont le vertex est mal défini. Les coordonnées du vertex sont, en effet, calculées de plusieurs manières dont les résultats ne sont pas toujours en accord.

Environ 600 événements sur 4000 inspectés ont été reclassés. L'efficacité de ce reclassement est estimée supérieure à 99%. Le tableau 18 donne la matrice de changement des classifications après scanning des événements.

*Tableau 18: Reclassification des événements signalés.
La classification du programme est portée horizontalement. Celle obtenue visuellement, verticalement.*

	CC	CN	OCC	OCN	CM
CC	1339	21	4	0	1
CN	530	686	4	0	2
OCC	23	0	169	0	0
OCN	0	0	23	156	0
CM	40	2	9	1	99

Par ailleurs, 5% des événements choisis au hasard parmi le lot complet ont été reclassés visuellement afin de déterminer l'efficacité du programme de reconstruction. 7 événements sur 20000 ayant une énergie supérieure à 2 GeV et situés à l'intérieur du volume fiduciel, ont changé de classe. Le tableau 19 donne la matrice de changement des classifications. Une correction globale a été appliquée sur le lot initial, introduisant une incertitude sur la mesure de R^ν de $\Delta R^\nu / R^\nu < 0,1\%$.

Tableau 19: Matrice de classification des événements pris au hasard. La classification du programme est portée horizontalement. Celle obtenue visuellement, verticalement.

	CC	CN	OCC	OCN	CM
CC	5669	1	0	0	0
CN	1	2171	0	0	0
OCC	3	0	2728	0	0
OCN	0	2	0	1593	0
CM	0	0	0	0	4

6.2.2 Soustraction du bruit de fond cosmique

Pour soustraire le bruit de fond du aux muons cosmiques, les expositions pendant l'ouverture de la porte cosmique on été normalisées relativement aux expositions durant la porte faisceau. La normalisation a été effectuée pour les 4 types de données en mesurant les temps d'ouverture des portes cosmiques et faisceau intégré sur la durée totale de la prise des données et en tenant compte du temps mort. L'incertitude introduite par la soustraction du bruit de fond des cosmiques est petite dans les conditions normales de fonctionnement car la correction appliquée est faible et parce qu'un nombre important de cosmiques a été enregistré.

Pour les événements d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV, la contribution des cosmiques dans les courants chargés est négligeable. Elle est de 1% des candidats CN pour les neutrinos et 4% des candidats CN pour les antineutrinos.

La contamination des cosmiques dans les candidats CC de basse énergie hadronique, est réduite, après le passage à travers le filtre de basse énergie, à 0,2% pour les ν_μ et 1,3% pour les $\bar{\nu}_\mu$.

6.2.3 Soustraction du bruit de fond à large bande

La mesure du bruit de fond à large bande (WBB) a été effectuée grâce à la mise en place d'un absorbeur à l'entrée du tunnel de désintégration. La normalisation relative des expositions avec et sans absorbeur est effectuée sur la base de l'intensité intégrée du faisceau de hadrons secondaires mesurée avec le BCT1. Le temps mort du détecteur est pris en compte et l'inefficacité de la porte faisceau corrigée. Le bruit de fond WBB contribue pour $\approx 5\%$ dans les événements ν_μ et pour $\approx 9\%$ dans les événements $\bar{\nu}_\mu$, pour des énergies hadroniques ≥ 4 GeV. Cette contribution est importante et sa mesure a été faite très précisément par les prises de données avec

absorbeur. Dans les expériences précédentes la mesure du bruit de fond effectuée en fermant les collimateurs était une source importante d'incertitude.

Dans certaines conditions de faisceau, l'absorbeur, le gaz résiduel du tunnel et le blindage de fer produisent des neutrinos qui peuvent interagir dans le détecteur. Dans les conditions normales de prise des données, le faisceau de hadrons secondaires qui ne se sont pas désintégrés dans le tunnel est stoppé dans les premiers mètres de l'absorbeur de muon. Dans les conditions de mesure du bruit de fond à large bande, le faisceau de hadrons est absorbé avant l'entrée du tunnel de désintégration. Le fait que le faisceau soit stoppé à deux endroits différents de la ligne de faisceau a trois conséquences.

- Ces deux endroits sont éloignés de 300 m et le détecteur est situé à 400 m environ du plus proche. Le détecteur a donc une acceptance très différente pour les neutrinos créés dans l'absorbeur.
- Le gaz résiduel présent dans le tunnel de désintégration se comporte comme une cible pour les hadrons secondaires pendant les prises de données sans absorbeur et des neutrinos sont créés par désintégration des hadrons produits.
- L'absorbeur a une longueur de 1,5 m correspondant à moins de 8 longueurs d'interaction. Une partie des hadrons n'est donc pas absorbée. Des neutrinos sont par ailleurs créés par désintégration des hadrons lourds produits dans l'absorbeur.

Les effets précédents ont été calculés à l'aide d'un programme Monte-Carlo simulant l'interaction des hadrons (π, K, p) avec l'absorbeur et le gaz résiduel [75]. Les nombres d'événements attendus sont portés dans le tableau 20. Ces corrections sont faibles et ont été prises en compte lors de la soustraction du bruit de fond à large bande.

*Tableau 20: Neutrinos de dump.
Neutrinos produits dans l'absorbeur, le gaz résiduel et le blindage de fer.*

<i>Provenance</i>	ν	$\nu-d$	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}-d$
<i>absorbeur (10^{-3})</i>	—	$4,1 \pm 2,1$	—	$1,3 \pm 0,7$
<i>gaz résiduel (10^{-5})</i>	$2,2 \pm 1,0$	—	$2,0 \pm 1,0$	—
<i>blindage de fer (10^{-5})</i>	$11,0 \pm 1,2$	—	$9,0 \pm 1,0$	—
<i>Total (10^{-3})</i>	$0,13 \pm 0,02$	$4,1 \pm 2,1$	$0,11 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,7$

6.2.4 Contamination en neutrinos électroniques

Les interactions courants chargés et courants neutres des ν_e provenant des désintégrations Ke_3 sont classées comme CN car il n'y a pas de muon produit. Cette contribution est de 7% des courants neutres dans l'exposition neutrino et 2% dans l'exposition des antineutrinos, pour les événements d'énergie hadronique ≥ 4 GeV. Le nombre d'événements ν_e détectés a été calculé en supposant l'universalité de l'interaction faible. Pour une partie de ces événements, un muon de la gerbe est reconstruit comme muon primaire. Cette contribution a été soustraite de l'échantillon CC.

Avec une incertitude de $\pm 3\%$ sur la mesure du rapport K/π , la correction est calculée à $\pm 4\%$ de sa valeur.

6.2.5 Inefficacité de détection des muons

Les événements CC dont le muon n'est pas reconnu par le programme de reconstruction sont classés comme CN. Dans une partie de ces événements, le muon a une énergie supérieure à 1 GeV mais sort du détecteur par les côtés avant d'avoir déposé une énergie suffisante, ou est "caché" par la gerbe hadronique. Ces deux catégories d'événements sont approximativement d'égale importance. Cette correction est importante et sa contribution à l'incertitude systématique sur R^ν est la plus grande. Nous l'avons donc calculée par deux méthodes indépendantes.

Dans la première méthode, on utilise le lot de CC reconstruits. Le muon est enlevé par programme. Seuls les muons bien reconstruits sont utilisés dans cette analyse pour minimiser les problèmes qui apparaissent lorsque le muon est soustrait de la gerbe hadronique. Un muon généré par Monte-Carlo est ensuite ajouté à la gerbe hadronique. Sa direction et son impulsion sont choisies au hasard selon les distributions simulées par programme Monte-Carlo. L'efficacité de reconstruction des muons est déterminée en passant ces événements "semi-Monte-Carlo" à travers la chaîne standard de reconstruction. La correction est calculée en fonction de l'énergie hadronique, pour s'affranchir du biais introduit par le choix d'un lot d'événements ayant un muon bien reconstruit.

Dans la seconde méthode, les données sont utilisées pour mesurer les caractéristiques des gerbes hadroniques des CC et construire le programme de Monte-Carlo simulant les interactions dans le détecteur. La longueur effective des gerbes hadronique est obtenue en mesurant la distance entre le vertex et le premier point visible en dehors de la gerbe pour chaque CC. Des histogrammes de cette distance sont obtenus en fonction des variables cinématiques telles que l'énergie hadronique ou l'angle entre le μ et la direction de la gerbe. Les longueurs typiques de gerbes hadroniques de 10 et 50 GeV sont montrées sur la figure 35.

Ces histogrammes sont utilisés pour déterminer la partie invisible des traces des muons simulés. Les traces ont été simulées en prenant en compte tous les détails du détecteur et les critères de reconnaissance d'un muon ont été appliqués pour déterminer l'inefficacité. Les performances du programmes ont été comparées aux données. L'accord entre les données et le Monte-Carlo est excellent comme on peut le

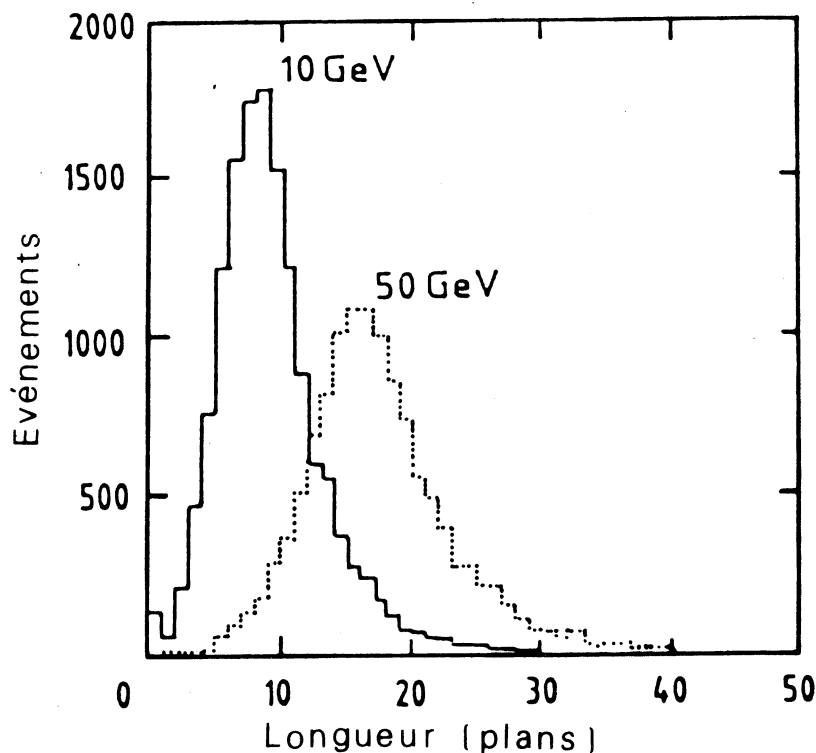


Figure 35: Longueur des gerbes hadroniques de 10 et 50 GeV.

voir sur la figure 36 représentant la longueur moyenne des gerbes hadroniques en fonction de leur énergie et la figure 37 montrant la distribution en impulsion des muons entre 1 et 5 GeV.

Environ 3% des muons ne sont pas reconnus. La variation de l'inefficacité de reconnaissance des muons est portée sur la figure 38 en fonction de l'impulsion des muons.

Les deux méthodes sont en accord à $\pm 2\%$ de la correction. L'incertitude sur l'énergie du faisceau de hadrons secondaires et sur la mesure de l'impulsion du muon introduit des erreurs systématiques sur le calcul de la correction. Une région de référence pour l'impulsion des muons a été définie pour éliminer en grande partie ces erreurs systématiques. Les muons dont l'impulsion est comprise entre 3 et 5 GeV appartiennent à cette région. Le nombre total d'événements CC ayant un muon qui ne satisfait pas les critères de sélection est obtenu en multipliant le rapport calculé dans la région de référence par le nombre de CC trouvés dans la région de référence. Cette méthode permet d'éliminer les erreurs provenant de l'incertitude sur l'énergie du faisceau, la densité du détecteur, la perte d'énergie des muons dans le détecteur et la pente de la distribution en y . L'erreur systématique restante, dominée par

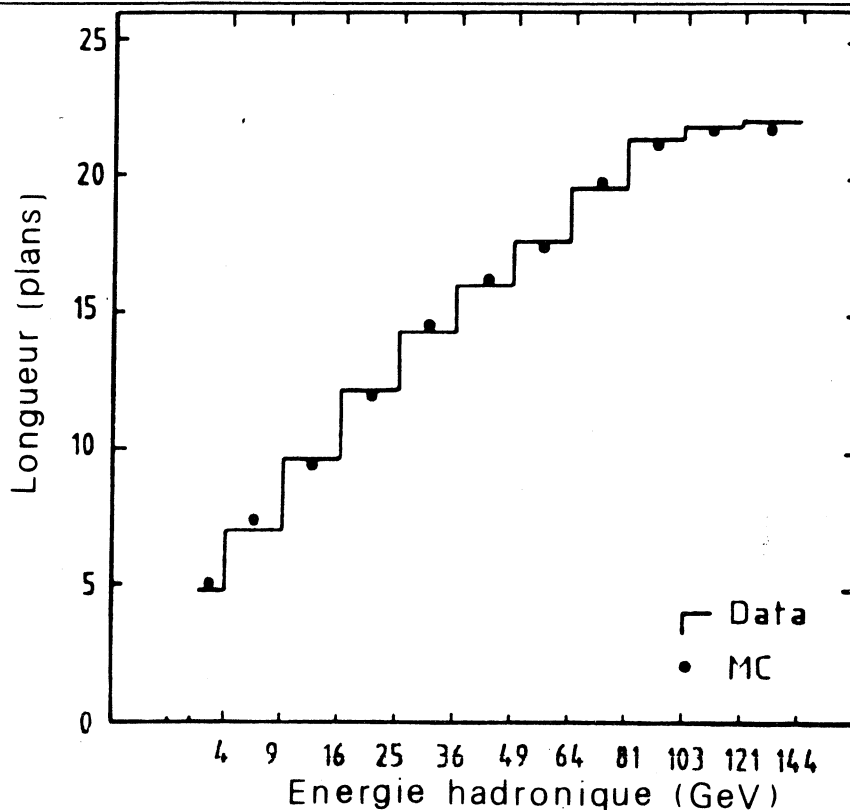


Figure 36: Longueur moyenne des gerbes hadroniques. Longueur moyenne des gerbes en fonction de l'énergie hadronique

l'incertitude dans la détermination de la longueur de la gerbe hadronique (1/2 plan du calorimètre), est estimée à $\pm 2,8\%$ de la correction. Le fait que certains muons proviennent de la désintégration semi-leptonique des π ou des K de la gerbe hadronique a été pris en compte dans le calcul de cette correction.

6.2.6 Désintégration des pions et kaons de la gerbe

Quelques événements CN ont une trace qui satisfait les critères de définition d'un muon primaire et sont classés comme CC. Les traces sont des muons provenant de la désintégration semi-leptonique des π ou des K de la gerbe hadronique, ou sont des particules chargées (principalement des pions) qui parcourent une distance importante dans le détecteur (punch through).

La correction a été calculée en utilisant, ici encore, les événements enregistrés pendant l'expérience. Les événements CC ayant un muon primaire bien mesuré ont été sélectionnés et le muon a été enlevé. Le reste de l'événement est ensuite traité à travers la chaîne standard d'analyse. Le nombre d'événements ayant un second

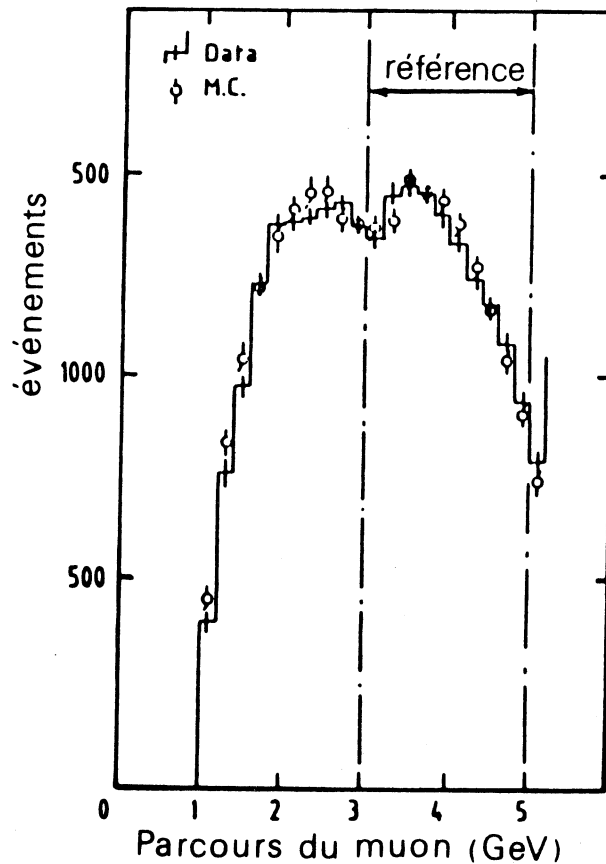


Figure 37: Distribution d'impulsion des muons entre 1 et 5 GeV.

muon (di-muons) satisfaisant les critères de reconnaissance permet le calcul de la correction. Le nombre d'événements ayant un second muon qui satisfait les critères associés à un muon primaire est de $(6,02 \pm 0,08(stat) \pm 0,04(syst)) 10^{-2}$. L'erreur systématique inclut le fait qu'il n'est pas toujours possible d'enlever le muon primaire parfaitement. Le lot de pseudo-événements CN présente des différences avec les vrais CN dont il faut tenir compte.

- Dans une partie des interactions CC, Le second muon provient de la production d'un quark charmé qui se désintègre semi-leptoniquement. Cette réaction n'apparaît pas dans les interactions CN car les courants neutres ne changent pas la saveur des quarks. La production de charme à partir des quarks d et s et sa désintégration semi-leptonique sont simulés avec un programme Monte-Carlo. Le taux est fixé par le rapport des événements di-muons et ceux n'ayant qu'un seul muon [76]. Le seuil de production du quark c est décrit par le modèle dit de "slow rescaling" [77] en prenant une masse de 1,5 GeV

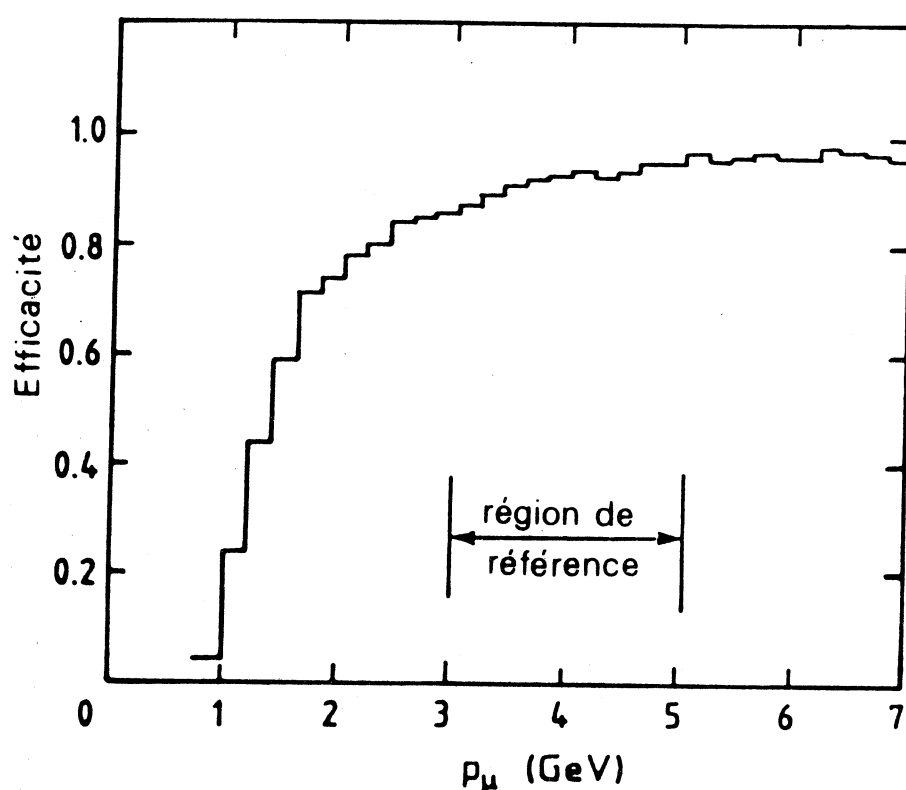


Figure 38: Efficacité de reconnaissance des muons.

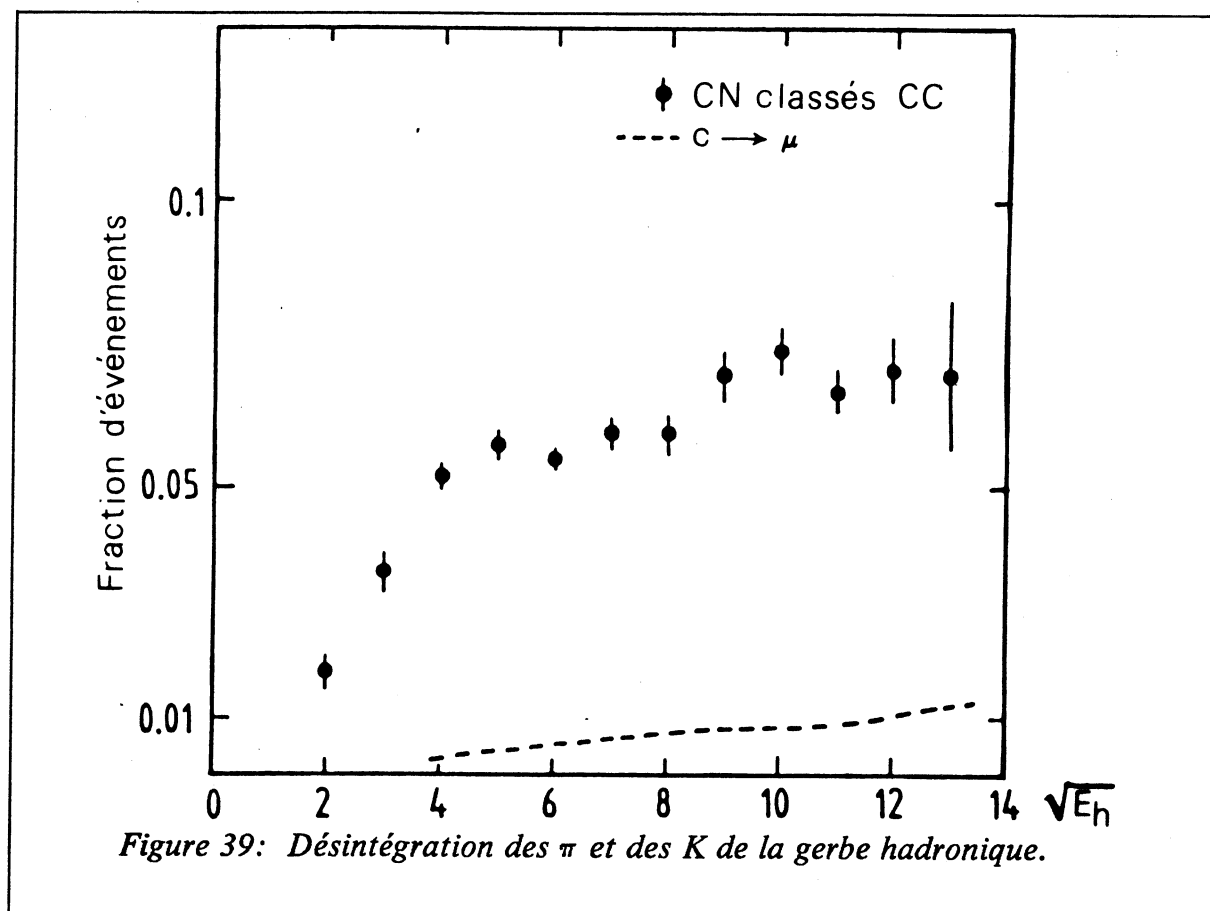
pour le quark c . L'acceptance a été calculée en utilisant une fonction de fragmentation plate. La contribution de cet effet est de $(0,54 \pm 0,08)\%$ du lot initial. Une incertitude de $\pm 15\%$ est prise en compte dans la normalisation absolue de la soustraction.

- Les particules étranges sont produites plus fréquemment dans les interactions CN dans les interactions CC. Les di-muons sont donc plus nombreux dans le lot de CN. La correction est de $(0,04 \pm 0,02)\%$.

Le nombre d'événements courants neutres classés CC à cause de la présence d'un muon secondaire est donnée sur la figure 39 en fonction de l'énergie hadronique. La correction a été appliquée en fonction de l'énergie hadronique.

6.2.7 Résumé des corrections expérimentales

Les corrections discutées dans le chapitre précédent sont résumées dans les tableaux 21, 22 et 23 qui donnent, respectivement, les nombres de courants chargés dans les neutrinos et les antineutrinos et les nombres de courants neutres et de courants chargés d'énergie hadronique ≥ 4 GeV pour les ν_μ et les $\bar{\nu}_\mu$.



6.3 Mesure des rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r

Les rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r ont été mesurés dans le domaine cinématique $E_h \geq 4$ GeV. Les valeurs seront données pour le cas d'une cible parfaitement isoscalaire. Une faible correction doit être appliquée car le rapport p/n moyen vaut 1,01 dans notre cas. La différence des spectres en énergie des ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$ induit une correction sur la valeur de r dont il faut également tenir compte.

6.3.1 Non-isoscalarité et différence de spectre des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$

Correction de non-isoscalarité de la cible

Le calcul détaillé de cette correction est effectué dans l'appendice C. Le résultat peut être mis sous la forme:

Tableau 21: Nombres d'événements courants chargés.
Table de correction des courants chargés pour les ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$.

	$CC^{\bar{\nu}}$	CC^{ν}
<i>Lot non corrigé</i>	7187 ± 85	120708 ± 347
<i>Inefficacité du veto</i>	6 ± 2	99 ± 10
<i>Inefficacité de filtrage</i>	22 ± 5	546 ± 23
<i>Inefficacité de la reconstruction</i>	0 ± 0	60 ± 44
<i>Bruit de fond WBB</i>	-1048 ± 88	-6472 ± 193
<i>Bruit de fond cosmique</i>	-23 ± 1	-18 ± 1
<i>Muons non reconnus</i>	50 ± 6	3995 ± 116
<i>Désinteg. de π et ℓ</i>	117 ± 6	-2009 ± 53
<i>Bruit de fond Ke_3</i>	-5 ± 1	-148 ± 8
<i>Lot corrigé</i>	6072 ± 129	116761 ± 422

$$R^{\nu}(\text{iso}) = (1 - 0,171 \delta) R^{\nu}(\text{mesuré})$$

$$R^{\bar{\nu}}(\text{iso}) = (1 + 0,103 \delta) R^{\bar{\nu}}(\text{mesuré})$$

$$r(\text{iso}) = (1 - 0,334 \delta) r(\text{mesuré})$$

où $\delta = p/n - 1$ vaut 0,01 pour le détecteur CHARM. Cet effet, bien que très faible, doit être pris en compte.

Correction pour la différence de flux des $\bar{\nu}_\mu$ et ν_μ

Le rapport r apparaissant dans l'équation (2.1a) est identifié au rapport des courants chargés des $\bar{\nu}_\mu$ et ν_μ ayant une énergie hadronique ≥ 4 GeV pourvu que les flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ soient identiques. Ceci n'est pas vrai en pratique et le rapport mesuré doit être multiplié par le facteur F_r :

$$F_r = \int \Phi^{\bar{\nu}}(E) EdE / \int \Phi^{\nu}(E) EdE$$

dont la valeur a été calculée par Monte-Carlo et vaut:

$$F_r = 1,039 \pm 0,014$$

Tableau 22: Nombres d'événements CN et CC pour les ν_μ ($E_h \geq 4$ GeV)

	CN $^\nu$	CC $^\nu$
<i>Lot non corrigé</i>	39239 ± 198	108472 ± 329
<i>Inefficacité du filtrage et du déclenchement</i>	7 ± 4	0 ± 0
<i>Inefficacité de la reconstruction</i>	40 ± 40	60 ± 44
<i>Bruit de fond WBB</i>	-1998 ± 88	-4308 ± 119
<i>Bruit de fond cosmique</i>	-312 ± 8	-3 ± 1
<i>Coupure en énergie</i>	–	0 ± 129
<i>Muons non reconnus</i>	-3737 ± 105	3735 ± 105
<i>Désint. des π et K</i>	1893 ± 50	-1835 ± 50
<i>Courants chargés Ke₃</i>	-1768 ± 68	-106 ± 6
<i>Courants neutres Ke₃</i>	-532 ± 20	-33 ± 2
<i>Lot corrigé</i>	32831 ± 283	105981 ± 408

6.3.2 Valeurs obtenues

Les rapports R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ et r sont dérivés des tableaux 22 et 23. Après correction pour la non-isoscalarité de la cible, on obtient pour $E_h \geq 4$ GeV:

$$R^\nu = 0,3093 \pm 0,0031$$

$$R^{\bar{\nu}} = 0,390 \pm 0,014$$

$$r = 0,456 \pm 0,011$$

Ces mesures, interprétées dans le cadre du modèle standard électrofaible vont nous permettre de déterminer $\sin^2\theta_W$ et ρ .

Tableau 23: Nombres d'événements CN et CC pour $\bar{\nu}_\mu$ ($E_h \geq 4$ GeV).

	$CN^{\bar{\nu}}$	$CC^{\bar{\nu}}$
<i>Lot non corrigé</i>	2314 ± 48	5455 ± 74
<i>Inefficacité du filtrage et du déclenchement</i>	1 ± 1	0 ± 0
<i>Inefficacité de reconstruction</i>	0 ± 0	0 ± 0
<i>Bruit de fond WBB</i>	-275 ± 26	-449 ± 29
<i>Bruit de fond cosmique</i>	-93 ± 3	-1 ± 0
<i>Coupure en énergie</i>	–	0 ± 16
<i>Muons non reconnus</i>	-45 ± 5	45 ± 5
<i>Désint. des π et K</i>	104 ± 5	-98 ± 6
<i>Courants chargés Ke_3</i>	-56 ± 3	-3 ± 1
<i>Courants neutres Ke_3</i>	-19 ± 1	-1 ± 0
<i>Lot corrigé</i>	1931 ± 58	4948 ± 81

CHAPITRE 7 RÉSULTATS

7.1 Sections efficaces totales des courants chargés

7.1.1 Nombre de nucléons dans la cible

Le nombre de nucléons par cm^2 , situés dans le volume fiduciel, est obtenu par l'expression suivante:

$$n = N \sum_i \rho_i L_i A_i / m_i \quad (7.1)$$

où N est le nombre d'Avogadro. La somme est effectuée sur les différents matériaux de densité ρ , de longueur L , de nombre de nucléons A et de masse atomique m , composant le volume fiduciel du détecteur. Dans cette expérience, le volume fiduciel s'étendait sur 55 modules du calorimètre composés de marbre (CaCO_3), de scintillateur (CH_xP_y , $x=1,1$, $y \approx 0,02$) et de l'aluminium des tubes proportionnels et à avalanche. Le calcul est effectué dans l'appendice D. On trouve:

$$n = (9,24 \pm 0,09) 10^{26} \text{ nucléons/cm}^2$$

L'incertitude provient de l'incertitude sur la densité évaluée à $\Delta\rho/\rho = 1\%$.

La cible n'étant pas parfaitement isoscalaire, il faut corriger les pentes mesurées (mes) pour obtenir les pentes sur cible isoscalaire (iso). La correction est calculée dans l'appendice C. On obtient:

$$\begin{aligned} \sigma^\nu/E (\text{iso}) &= 1,002 \sigma^\nu/E (\text{mes}) \\ \sigma^{\bar{\nu}}/E (\text{iso}) &= 0,998 \sigma^{\bar{\nu}}/E (\text{mes}) \end{aligned} \quad (7.2)$$

7.1.2 Résultats

Les pentes des sections efficaces totales des courants chargés sont calculées en appliquant la relation (2.6). Le temps mort de l'acquisition (tableau 10) et celui induit par la coupure rejetant les événements doubles sont pris en compte. Le temps mort total résultant est de 19% pour les ν_μ et 15% pour les $\bar{\nu}_\mu$.

Les incertitudes sont résumées dans le tableau 24. L'incertitude totale est dominée par la normalisation absolue des flux.

Le calcul des pentes des sections efficaces totales des courants chargés, exprimées en $\text{cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$ par nucléon, donne:

$$\begin{aligned} \sigma^{\bar{\nu}}/E &= (0,335 \pm 0,004(\text{stat}) \pm 0,010(\text{syst})) \times 10^{-38} \\ \sigma^\nu/E &= (0,686 \pm 0,002(\text{stat}) \pm 0,020(\text{syst})) \times 10^{-38} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Tableau 24: Incertitudes sur les mesures des sections efficaces totales

Sources	$\nu_\mu(\%)$	$\bar{\nu}_\mu(\%)$	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu(\%)$
Calibration absolue	2,0	2,0	—
Calibration relative	—	1,7	1,7
Temps mort	0,7	0,7	0,5
Densité de la cible	1,0	1,0	—
Événements (syst)	1,7	0,2	1,7
Total systématique	2,9	2,9	2,5
Statistique	1,2	0,3	1,2

Le rapport des sections efficaces totales des courants chargés est:

$$\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^{\nu} = 0,488 \pm 0,006(stat) \pm 0,012(syst) \quad (7.4)$$

7.1.3 Détermination de $\bar{Q}/Q$ et $\int F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x,Q^2)dx$

Les expressions permettant de dériver la somme des impulsions des quarks et la contribution de la mer sont données dans le chapitre 1 (paragraphe 1.2.3). Ces quantités doivent être obtenues à partir des sections efficaces totales inélastiques CC, mesurées avec les courants chargés d'énergie hadronique ≥ 4 GeV. La contribution des CC de basse énergie hadronique est calculée en supposant la dépendance en y suivante:

$$\begin{aligned} d\sigma^{\nu}/dy &= 1 - \alpha + \alpha (1 - y)^2 & \text{avec } \alpha &= 0,11 \pm 0,04 \\ d\sigma^{\bar{\nu}}/dy &= \beta + (1 - \beta) (1 - y)^2 & \text{avec } \beta &= 0,18 \pm 0,02 \end{aligned} \quad (7.5)$$

on obtient, après correction:

$$\begin{aligned} \sigma^{\bar{\nu}}_i/E &= (0,329 \pm 0,004(stat) \pm 0,010(syst)) 10^{-38} \\ \sigma^{\nu}_i/E &= (0,678 \pm 0,002(stat) \pm 0,020(syst)) 10^{-38} \\ r_i &= 0,486 \pm 0,006(stat) \pm 0,012(syst) \end{aligned} \quad (7.6)$$

Règle de somme

La somme des impulsions des quarks: $\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx$, est dérivée des mesures des sections efficaces inélastiques CC grâce à la règle de somme (1.44). On obtient:

$$\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx = 0,492 \pm 0,006(stat) \pm 0,012(syst) \quad (7.7)$$

Ce résultat est en accord avec les déterminations précédentes et confirme que les quarks n'emportent que la moitié de l'impulsion du nucléon, le reste étant attribué aux gluons qui n'interagissent pas par interaction faible.

Contribution de la mer

La contribution de la mer est dérivée de la mesure du rapport des sections efficaces inélastiques des courants chargés des $\bar{\nu}_\mu$ et des ν_μ : r_1 , par l'expression (1.45). On obtient:

$$\bar{Q}/(Q + \bar{Q}) = 0,154 \pm 0,004(stat) \pm 0,008(syst) \quad (7.8)$$

7.2 Détermination de $\sin^2\theta_w$

La détermination précise de $\sin^2\theta_w$ à l'aide de la relation (2.1a) exige que l'on corrige R^ν et r pour les effets non pris en compte dans cette équation. Ces corrections ont été calculées en séparant les effets radiatifs et les effets de type hadronique. Dans l'hypothèse où $\rho = 1$, la valeur de $\sin^2\theta_w$, obtenue en substituant avant correction les valeurs mesurées de R^ν et r dans l'équation (2.1a), est:

$$\sin^2\theta_w^0 = 0,2356 \pm 0,0050(exp) \quad (\rho = 1) \quad (7.9)$$

7.2.1 Corrections radiatives

L'équation (2.1a) résulte d'un calcul à l'ordre G^2 de la théorie électrofaible. La dérivation d'une relation semblable intégrant les effets d'ordre $G^2\alpha$, n'est pas nécessaire pour prendre en compte les corrections radiatives. On sait, en effet, calculer, avec une bonne précision, les sections efficaces différentielles de la diffusion ν_μ -nucléon à l'ordre $G^2\alpha$ et donc les corrections induites sur R^ν et r (cf. Chapitre 1). Il suffit alors de substituer les valeurs mesurées de R^ν et r corrigées des effets radiatifs dans l'équation (2.1a) pour en déduire la valeur corrigée de $\sin^2\theta_w$.

Le calcul a été effectué en utilisant un programme de Bardin et al. [25], utilisant les expressions des sections efficaces différentielles dérivées dans la référence [23]. Il conduit à une modification de la valeur non corrigée de $\delta\sin^2\theta_w = -0,0092$ pour les événements d'énergie hadronique supérieure à 4 GeV.

Il faut préciser, une fois encore, que ce résultat dépend du modèle utilisé pour décrire le nucléon. Il existe une certaine liberté quant au choix des masses des

quarks initiaux et finals et des fonctions de structures. Bardin et al. ont étudié les effets dus à une variation des masses des quarks finals de 1 MeV à 1 GeV et concluent que les sections efficaces CC et NC sont changées par moins de 1% [25]. Mais la dépendance due aux fonctions de structure semble plus importante. Le calcul ci-dessus utilise les fonctions de structures de la référence [79]. Le calcul effectué en utilisant les fonctions de structures de la référence [80] donne $\delta \sin^2 \theta_w = -0,0110$, soit une différence de 20% environ.

Pour estimer, par ailleurs, l'incertitude provenant seulement du calcul des corrections radiatives et non du modèle décrivant le nucléon, nous avons également effectué le calcul en utilisant un programme mis à notre disposition par M. Roos [26]. Le calcul, effectué dans des conditions identiques au calcul précédent donne $\delta \sin^2 \theta_w = -0,0122$, soit une différence d'environ 10%. Les calculs théoriques étant en accord, cette différence provient probablement de l'intégration numérique des sections efficaces effectuée différemment dans les deux programmes. La différence reste cependant inférieure à l'incertitude provenant du modèle hadronique.

En conclusion, les calculs effectués dans des conditions similaires par d'autres groupes [21], [22] donnant des valeurs voisines de $\delta \sin^2 \theta_w = -0,010$, il nous a semblé raisonnable d'attribuer une incertitude d'environ 20% sur ce calcul et nous avons utilisé dans ce qui suit la valeur de:

$$\delta \sin^2 \theta_w = -0,0092 \pm 0,0020 \quad (7.10)$$

7.2.2 Corrections hadroniques

De même que pour les corrections radiatives, les corrections de type hadronique seront appliquées aux valeurs mesurées de R^ν et r et le résultat sera exprimé par une modification de $\sin^2 \theta_w$ calculée en insérant les valeurs corrigées de R^ν et r dans l'équation (2.1a).

Cette équation étant valable pour une cible isoscalaire contenant seulement des quarks u , $\bar{u}$, d et $\bar{d}$, les corrections suivantes ont été appliquées:

- présence de paires $(s, \bar{s})$ dans le nucléon (mer étrange),
- présence de paires $(c, \bar{c})$ dans le nucléon (mer charmée),
- mélange des quarks à la Kobayashi-Maskawa impliquant, en particulier, la production de quark c par la réaction $\nu s' \rightarrow \mu^- c$.

Ces corrections ont été calculées avec un modèle simple de quarks dont les distributions proviennent de la référence [80].

Le mélange des quarks est décrit par une matrice de type KM avec les valeurs de la référence [81].

Lors de la production de quarks lourds (s, c), la masse des quarks ne peut être négligée. Cet effet a été décrit par le modèle de "slow rescaling" [77], en utilisant des valeurs fixes pour les masses des quarks s et c de 500 MeV/c² et 1,5 GeV/c² respectivement. L'effet est important dans le cas du quark c .

La contribution de la mer a été ajustée de façon à reproduire la valeur mesurée de r . La valeur utilisée est de:

$$\bar{Q}/Q_v = 0,19 \pm 0,02$$

La mer étrange a été supposée symétrique ($s = \bar{s}$) et décrite en utilisant les données expérimentales de la référence [76]. La normalisation a été fixée par:

$$\bar{S}/D_v = 0,06 \pm 0,02$$

La mer charmée a été supposée symétrique ($c = \bar{c}$) L'étude de la production de dimuons dans la diffusion profondément inélastique μ -nucléon [82] conduit à la normalisation suivante:

$$\bar{C}/\bar{S} = 0,2 \pm 0,2$$

Il faut, par ailleurs, corriger les rapports mesurés des effets qui affectent différemment les courants chargés et les courants neutres. En particulier:

- la fonction de structure longitudinale, F_L . Cette correction est très faible et la prédiction de QCD a été utilisée [83].
- La masse du muon; la production d'un muon, de masse non nulle, réduit la région cinématique autorisée pour les courants chargés [84]. Cet effet est faible aux énergies auxquelles nous travaillons.
- La fragmentation des quarks de l'état final en hadrons, seuls observables, conduit à des seuils de réaction dépendant du contenu en quark de la réaction. Les masses invariantes minimum, $W^2_{\min}$, utilisées dans le calcul des corrections sont données dans le tableau 25.

Tableau 25: *Masses invariantes minimum.*

<i>État final</i>	<i>CC</i>	<i>NC</i>
<i>quark u ou d</i>	$(m_n + m_\pi)^2$	$(m_n + m_\pi)^2$
<i>quark s</i>	$(m_n + m_K)^2$	$(m_n + 2m_K)^2$
<i>quark c</i>	$(m_n + m_D)^2$	$(m_n + 2m_D)^2$

Les corrections précédentes ont été appliquées aux valeurs mesurées de R^v et r . Les modifications induites par chaque correction prise séparément, sont portées dans

le tableau 26. Dans chaque cas l'incertitude "théorique" liée à la correction est estimée. La correction résultante est de:

$$\delta \sin^2 \theta_w = + 0,0097 \pm 0,0040 \quad (7.11)$$

Tableau 26: Corrections hadroniques ($E_h \geq 4 \text{ GeV}$).

Source	$\Delta \sin^2 \theta_w$	Incert. Théor.
Mer étrange ($m_c=0$)	$- 0,0074$	$\pm 0,0010$
Mer charmée ($m_c=0$)	$+ 0,0015$	$\pm 0,0010$
Mélange KM		$\pm 0,0010$
Masse du quark charmé	$+ 0,0140$	$\pm 0,0040$
F_L, m_μ, W^2	$+ 0,0016$	$\pm 0,0005$
Total	$+ 0,0097$	$\pm 0,0040$

La contribution dominante provient de la masse du quark charmé. Cette masse n'est pas déterminée directement par l'expérience et l'incertitude sur sa valeur est estimée voisine de $\pm 0,3 \text{ GeV}/c^2$. Les effets d'ordre supérieur de QCD ("higher twists") n'ont pas été pris en compte dans ce calcul. Leur influence est estimée négligeable par rapport aux autres incertitudes théoriques [85].

7.2.3 Résultats

Après corrections radiatives et hadroniques et dans l'hypothèse où $\rho = 1$, on obtient la valeur de $\sin^2 \theta_w$ suivante:

$$\sin^2 \theta_w = 0,236 \pm 0,005(exp) \pm 0,005(th) \quad (7.12)$$

L'analyse complète a été aussi faite en ne gardant que les événements d'énergie hadronique $E_h \geq 9 \text{ GeV}$. Avant correction, la valeur est de:

$$\sin^2 \theta_w^0 = 0,2409 \pm 0,0052(exp) \quad (\rho = 1) \quad (7.13)$$

Les corrections radiatives changent cette valeur de $\delta \sin^2 \theta_w = - 0,0107$. La modification due aux corrections de type hadronique est de $\delta \sin^2 \theta_w = + 0,0081$. Après correction, on obtient:

$$\sin^2\theta_w = 0,2383 \pm 0,0052(exp) \quad (7.14)$$

Ce résultat est, bien sûr, très corrélé à la valeur obtenue en coupant à 4 GeV d'énergie hadronique. Cependant, le Q^2 moyen des événements considérés étant supérieur, les effets d'ordre supérieur de QCD sont plus faibles. Les valeurs étant voisines, on vérifie que les effets d'ordre supérieur de QCD sont négligeables.

7.2.4 Détermination de ρ

La valeur de ρ peut être dérivée à partir des mesures effectuées dans notre expérience seule. Une valeur plus précise de ce paramètre, utilisant la valeur de $\sin^2\theta_w$ mesurée en $\bar{p}p$, sera proposée dans le paragraphe suivant.

Bien que moins précisément que R^ν , $R^{\bar{\nu}}$ a été mesuré dans cette expérience (cf. chapitre 6). On peut donc, a priori, déterminer simultanément $\sin^2\theta_w$ et ρ grâce aux équations (2.1). Malheureusement, avec cette méthode, l'imprécision de mesure sur $R^{\bar{\nu}}$ détériore sensiblement la précision sur $\sin^2\theta_w$ sans gain appréciable pour ρ . On préfère procéder en deux temps. $\sin^2\theta_w$ est, d'abord, dérivé par l'équation (2.1a) dans l'hypothèse où $\rho = 1$; c'est la valeur de $\sin^2\theta_w$ déterminée dans le paragraphe précédent. Cette valeur est ensuite injectée dans l'équation (2.1b) et ρ est calculé par:

$$\rho^2 = R^{\bar{\nu}} / (1/2 - \sin^2\theta_w + 5/9 \sin^4\theta_w (1 + 1/r)) \quad (7.15)$$

où $R^{\bar{\nu}}$ et r sont les valeurs mesurées corrigées des effets radiatifs et hadroniques. Ces corrections sont calculées par le modèle utilisé dans l'étude des corrections sur $\sin^2\theta_w$. On obtient:

$$\rho = 1,030 \pm 0,018(exp) \pm 0,002(th) \quad (7.16)$$

L'incertitude expérimentale reste importante. Ce résultat nous permet néanmoins de vérifier que l'hypothèse $\rho = 1$, utilisée pour déterminer $\sin^2\theta_w$ est justifiée aussi par nos données.

7.3 Comparaison et discussion des résultats

Les résultats obtenus dans cette expérience peuvent être comparés aux résultats récents obtenus dans des expériences semblables. Il est, par ailleurs, intéressant de confronter notre mesure de $\sin^2\theta_w$ avec les résultats obtenus dans la production directe de W et de Z. Ces points sont discutés dans ce paragraphe.

7.3.1 Sections efficaces totales courants chargés

Une première remarque s'impose quand on compare les résultats présentés dans cette thèse aux résultats précédemment obtenus par la Collaboration CHARM [34].

Ces mesures ne sont pas compatibles. Les nouvelles valeurs sont supérieures aux anciennes d'environ 14% alors qu'une incertitude de $\approx \pm 5\%$ était donnée. Notons que ceci est également vrai si l'on compare aux résultats de la référence [55].

La correction dit "des muons piégés" (cf. chap. 6) ayant été négligée dans l'analyse précédente, une partie de ce désaccord s'explique. Cette correction, estimée de 3 à 4% pour l'expérience précédente, est néanmoins trop faible pour rendre compte de l'écart complet. On peut tenter d'avancer une explication (sans preuve) pour les 10% restants. Remarquons, d'abord, que les rapports des sections efficaces totales des antineutrinos et des neutrinos restent inchangés. La différence provient donc de la normalisation absolue. Celle-ci intervient dans la mesure du flux de neutrino et dans le calcul du nombre de nucléons dans la cible. On peut exclure une erreur de 10% dans le calcul de ce dernier. Reste donc la mesure des flux. Lors de l'expérience précédente, la normalisation absolue ayant été obtenue à partir du BCT1 seul, il semble que la mesure du flux de hadrons soit responsable de la majeure partie du désaccord.

Pour cette expérience, un second BCT a été utilisé (cf. chapitre 3), ce qui a permis de contrôler les mesures du BCT1 et le système de lecture du signal des BCT a été amélioré. Enfin, la normalisation des flux a été indépendamment dérivée de la mesure des flux de muons. On peut donc considérer cette normalisation comme plus fiable.

Le groupe CDHS, qui prenait des données dans le même faisceau, ayant des conclusions similaires [86], on peut conclure que les différences entre les mesures précédentes des Collaborations CDHS et CHARM et les nouvelles mesures, proviennent d'erreur de normalisation dans les premières expériences. Ces nouvelles mesures ainsi que les mesures récentes effectuées par les Collaborations BEBC [61] et CCFRR [87] sont reportées dans le tableau 27. L'accord entre les différentes expériences est excellent.

Tableau 27: Comparaison des valeurs des sections efficaces totales.

σ^ν/E	$\sigma^{\bar{\nu}}/E$	$\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^\nu$	Ref.
$0,668 \pm 0,003 \pm 0,024$	$0,343 \pm 0,003 \pm 0,020$	$0,513 \pm 0,005 \pm 0,011$	[61]
$0,686 \pm 0,002 \pm 0,019$	$0,339 \pm 0,003 \pm 0,009$	$0,494 \pm 0,005 \pm 0,007$	[86]
$0,723 \pm 0,013 \pm 0,036$	$0,351 \pm 0,010 \pm 0,016$	$0,485 \pm 0,017 \pm 0,011$	[87]
$0,686 \pm 0,002 \pm 0,020$	$0,335 \pm 0,004 \pm 0,010$	$0,488 \pm 0,006 \pm 0,012$	CHARM

Il faut, cependant, noter que, CDHS et CHARM utilisant le même faisceau, leurs mesures ne sont pas indépendantes. Compte tenu de cette remarque, la moyenne pondérée des valeurs du tableau 27 donne:

$$\begin{aligned}\sigma^{\bar{\nu}}/E &= (0,341 \pm 0,007) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} \text{ nucléon}^{-1} \\ \sigma^{\nu}/E &= (0,686 \pm 0,009) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} \text{ nucléon}^{-1}\end{aligned}\quad (7.17)$$

où les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées quadratiquement.

La moyenne pondérée du rapport des sections efficaces totales des courants chargés est:

$$\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^{\nu} = 0,496 \pm 0,006 \quad (7.18)$$

7.3.2 Détermination de $\sin^2\theta_w$

La valeur obtenue dans cette expérience peut être, dans un premier temps, comparée à la valeur précédemment obtenue par la Collaboration CHARM [34]. La méthode était basée sur l'utilisation des équations (1.54) corrigées selon un modèle de quark-partons mais sans corrections radiatives. Dans les conditions de cette nouvelle analyse théorique, la valeur devient:

$$\sin^2\theta_w = 0,223 \pm 0,014(exp) \pm 0,005(th) \quad (\rho = 1) \quad (7.19)$$

en accord avec le nouveau résultat.

Il convient, également, de comparer notre résultat avec les mesures récentes de précision comparable obtenues dans le même type d'expérience. Ces mesures sont regroupées dans le tableau 28. Seule l'incertitude expérimentale est portée.

Tableau 28: Comparaison des valeurs de $\sin^2\theta_w$

Groupe	$\sin^2\theta_w(exp)$	Ref.
FMMF	$0,246 \pm 0,016$	[88]
CCFR	$0,239 \pm 0,010$	[89]
CDHS	$0,225 \pm 0,005$	[90]
CHARM	$0,236 \pm 0,005$	[91]

Les deux premières valeurs ont été déterminées selon une méthode basée sur les équations (1.54) corrigées avec un modèle de quark-partons. La masse du quark c , qui domine les incertitudes théoriques, vaut: $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$. La Collaboration

CDHS a utilisé l'équation (2.1a) corrigée selon un modèle de quark-partons qui a été confronté à celui utilisé dans notre analyse. Les valeurs des paramètres sont semblables et la masse du quark c est également fixée à $1,5 \text{ GeV}/c^2$. Expérimentalement, les rapports des sections efficaces sont mesurés selon une méthode basée sur la longueur de l'événement ([89] et [90]) ou la reconnaissance du muon ([88] et cette expérience). Dans ces conditions, il est raisonnable de déterminer la moyenne pondérée par les incertitudes. On obtient:

$$\sin^2\theta_w = 0,232 \pm 0,004(\text{exp}) \quad (7.20)$$

L'incertitude théorique de $\delta\sin^2\theta_w = \pm 0,005$ reste inchangée.

7.3.3 Tests du modèle standard électrofaible

Détermination précise de ρ

Les mesures de R^p et r , associées à la détermination précise de $\sin^2\theta_w$, nous ont permis de donner une mesure de ρ dans le paragraphe précédent. Cette mesure est peu précise en raison de l'incertitude de mesure de R^p . On peut, néanmoins, utilisant la mesure de R^p et une détermination récente de $\sin^2\theta_w$ obtenue par la Collaboration UA2 [50], déduire une valeur précise de ρ . On utilise, pour cela, l'expression (2.1a) où R^p et r sont les valeurs mesurées corrigées des effets radiatifs et hadroniques. Ces valeurs sont, pour $E_h \geq 4 \text{ GeV}$ et $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$:

$$\begin{aligned} R^p &= 0,3088 \pm 0,0031(\text{exp}) \pm 0,0020(\text{th}) \\ r &= 0,452 \pm 0,011(\text{exp}) \pm 0,002(\text{th}) \end{aligned} \quad (7.21)$$

La valeur de $\sin^2\theta_w$ obtenue par la Collaboration UA2 par la mesure de M_W seule, i.e. indépendante de ρ , est:

$$\sin^2\theta_w = 0,232 \pm 0,003(\text{stat}) \pm 0,008(\text{syst}) \quad (7.22)$$

D'où l'on déduit ρ :

$$\rho = 0,996 \pm 0,009(\text{exp}) \pm 0,003(\text{th}) \quad (7.23)$$

en accord parfait avec la valeur du modèle minimal; $\rho = 1$.

Mesure des corrections radiatives

La valeur de $\sin^2\theta_w$ obtenue par la Collaboration UA2 peut être également confrontée à notre mesure pour tester les corrections radiatives. Sans corrections radiatives les valeurs sont:

$$\begin{aligned} \sin^2\theta_w(\nu N) &= 0,245 \pm 0,007 \\ \sin^2\theta_w(\bar{p}p) &= 0,215 \pm 0,009 \end{aligned} \quad (7.24)$$

très nettement en désaccord. L'accord est rétabli en prenant en compte les corrections radiatives qui agissent en sens opposé sur ces deux mesures. Quantitativement, on mesure la quantité δr définie en (1.16) que l'on compare à la prédiction théorique calculée pour une masse du top, m_t et du Higgs, M_H , données. Pour $m_t = 45 \text{ GeV}$ et $M_H = 100 \text{ GeV}$, la valeur de $\delta r(\text{th})$ est:

$$\delta r(\text{th}) = 0,0713 \pm 0,0013$$

Cette prédiction est peu sensible à M_H , mais dépend fortement de la masse du top. On a, par exemple [11]:

$$\begin{array}{lll} \delta r = 0,0714 & \text{pour} & m_t = 60 \text{ GeV} \\ \delta r = 0,0628 & \text{pour} & m_t = 83 \text{ GeV} \\ \delta r = 0,0558 & \text{pour} & m_t = 100 \text{ GeV} \\ \delta r = 0,0167 & \text{pour} & m_t = 200 \text{ GeV} \end{array}$$

et δr s'annule pour $m_t \approx 270 \text{ GeV}$ puis change de signe pour les masses du top supérieures à 270 GeV. Une mesure précise de ce paramètre est donc essentielle pour obtenir une limite supérieure de la masse du top.

En substituant la valeur de M_W , mesurée par la Collaboration UA2 [50]:

$$M_W = 80,2 \pm 0,8(\text{stat}) \pm 1,3(\text{syst}) \text{ GeV},$$

et la valeur de $\sin^2\theta_w$, mesurée dans cette expérience, dans l'équation (1.16), on obtient, pour δr mesuré (mes):

$$\delta r(\text{mes}) = 0,084 \pm 0,038$$

où l'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes théoriques et de mesure. Cette valeur est en très bon accord avec la valeur prédite. L'incertitude totale est, cependant, encore trop importante pour en déduire une limite contraignante sur la masse du top.

Il est, par ailleurs, intéressant de remarquer que la valeur de $\sin^2\theta_w$, utilisée dans ce calcul, étant elle-même corrigée des effets radiatifs, δr ne met en évidence qu'une partie des corrections [92]. Une mesure plus correcte est obtenue en utilisant la valeur non corrigée de $\sin^2\theta_w$. On mesure alors la quantité δW définie par:

$$\delta W = 1 - \pi\alpha/(M_W^2\sqrt{2G\mu}\sin^2\theta_w^0) \quad (7.25)$$

Pour $m_t = 45 \text{ GeV}$ et $M_H = 100 \text{ GeV}$, cette quantité vaut:

$$\delta W(th) = 0,106 \pm 0,004$$

On obtient pour δW mesuré:

$$\delta W(mes) = 0,119 \pm 0,038$$

Indépendamment de l'accord remarquable entre ces deux quantités, la conclusion principale de ce qui précède est la mise en évidence expérimentale des corrections radiatives par une déviation, de 3σ environ, par rapport au calcul à l'ordre G^2 . Ceci est confirmé dans deux publications récentes où la plupart des mesures où interviennent les courants neutres sont incluses [92], [93]. De ces analyses exhaustives des courants neutres, les auteurs dérivent également des limites sur la masse du quark t : $m_t < 180 \text{ GeV}/c^2$ pour $10 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1 \text{ TeV}$ et sur les différences de masses entre les membres d'une éventuelle nouvelle génération de fermions:

$$m_{t'} - m_{b'} < 180 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad m_L - m_{\nu L} < 310 \text{ GeV}.$$

Il est également intéressant de dériver des limites inférieures à la masse d'un éventuel boson neutre supplémentaire dont l'existence est suggérée par les modèles de supercordes. Ces limites varient entre 100 et 300 GeV/c^2 selon le modèle utilisé [94].

Confrontation avec les prédictions des théories de Grande Unification

Pour comparer notre mesure de $\sin^2 \theta_w$ avec les prédictions des théories de grande unification (GUT), exprimons ce résultat dans le schéma de renormalisation $\overline{MS}$ à l'échelle de masse $\mu = M_w$. Dans ce schéma, $\sin^2 \theta_w$ ne dépend que très faiblement des masses du top et du boson de Higgs [95]. La valeur de $\sin^2 \theta_w$ obtenue dans ce schéma est reliée à la valeur de $\sin^2 \theta_w$ obtenue dans le schéma sur couche par l'expression:

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = (0,9945 - G(m_t^2/M_w^2)) \sin^2 \theta_w \quad (7.26)$$

où $G(m_t^2/M_w^2) = 0,0038$ pour $m_t = 45 \text{ GeV}$. On obtient donc:

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,9907 \sin^2 \theta_w = 0,234 \pm 0,005(exp)$$

Cette valeur peut être comparée à la prédiction de $SU(5)$ minimal où l'unification des interactions intervient à $\approx 10^{14} \text{ GeV}$ sans physique nouvelle entre 100 GeV et 10^{14} GeV . La valeur prédite est (cf. chap. 1):

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,214 \pm 0,004$$

Notre mesure exclut cette valeur par $1,5 \sigma$ environ et confirme le résultat obtenu dans la recherche des désintégrations du proton [96].

Ceci suggère l'existence d'une "nouvelle physique" entre 100 et 10^{14} GeV. L'exemple des théories de Grande Unification supersymétrique est intéressant. $SU(5)$ minimal supersymétrique (2 doublets de Higgs) prédit la valeur suivante [32]:

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,237 \pm 0,004,$$

si la supersymétrie apparaît à une échelle d'énergie: $M_S = M_w$. Dans ces conditions, la prédiction concernant la durée de vie du proton: $\tau_p = 4 \cdot 10^{35 \pm 1}$ années, devient supérieure à la limite expérimentale actuelle. Rien n'impose, cependant, à la supersymétrie, si elle existe, de se situer à une énergie voisine de 100 GeV. Dans le cas où elle apparaîtrait à une énergie supérieure, la prédiction concernant $\sin^2 \theta_w$ est obtenue à partir de l'équation (1.67). On obtient, par exemple:

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,235 \pm 0,004 \quad \text{pour } M_S = 1 \text{ TeV}$$

$$\sin^2 \hat{\theta}_w(M_w) = 0,234 \pm 0,004 \quad \text{pour } M_S = 10 \text{ TeV}$$

En conclusion, et même si ce modèle ne constitue qu'un exemple, très particulier, de Grande Unification supersymétrique, il semble que la supersymétrie permette de réconcilier les prédictions des GUT concernant à la fois $\sin^2 \theta_w$ et τ_p avec les valeurs expérimentales. Les incertitudes théoriques et expérimentales nous empêchent, cependant, de conclure positivement à l'existence de la supersymétrie. La présence d'un "désert" entre 100 et 10^{14} GeV apparaît, néanmoins, moins probable.

CONCLUSION

Les données collectées en 1984 par la Collaboration CHARM dans le faisceau à bande étroite du CERN ont permis d'obtenir les résultats suivants:

Les sections efficaces totales des courants chargés sur cible isoscalaire ont été mesurées. Les valeurs sont:

$$\sigma^{\bar{\nu}}/E = (0,335 \pm 0,004(stat) \pm 0,010(syst)) 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} / \text{nucléon}$$

$$\sigma^{\nu}/E = (0,686 \pm 0,002(stat) \pm 0,020(syst)) 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} / \text{nucléon}$$

L'incertitude totale, approximativement 3%, est dominée par l'incertitude systématique de normalisation.

Le rapport des sections efficaces totales des courants chargés est:

$$\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^{\nu} = 0,488 \pm 0,006(stat) \pm 0,012(syst)$$

Ces mesures sont en accord avec les mesures récentes effectuées au CERN et au laboratoire Fermi. Elle permettent de déterminer la somme des impulsions des quarks dans le nucléon:

$$\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx = 0,492 \pm 0,006(stat) \pm 0,019(syst)$$

et la contribution de la mer:

$$\bar{Q}/(Q + \bar{Q}) = 0,154 \pm 0,004(stat) \pm 0,008(syst)$$

Les rapports R^{ν} , $R^{\bar{\nu}}$ et r ont été mesurés avec précision sur cible isoscalaire et pour des énergies hadroniques $E_h \geq 4 \text{ GeV}$. Les valeurs sont:

$$R^{\nu} = 0,3093 \pm 0,0031$$

$$R^{\bar{\nu}} = 0,390 \pm 0,014$$

$$r = 0,456 \pm 0,011$$

L'incertitude sur R^{ν} est de 1% répartie pour moitié en erreur statistique et en erreur systématique. L'incertitude systématique est dominée par l'inefficacité de reconnaissance des muons.

La valeur de $\sin^2\theta_w$ a été dérivée de la mesure de R^{ν} et r . La valeur obtenue est;

$$\sin^2\theta_W = 0,236 \pm 0,005(exp) \pm 0,005(th)$$

L'erreur expérimentale est comparable à l'incertitude théorique dominée par l'incertitude sur la masse du quark c . Cette valeur est en accord avec les mesures récentes réalisées au CERN et au laboratoire Fermi.

La mesure précise de R^ν nous permet également de dériver une mesure très précise du paramètre ρ en utilisant les mesures de $\sin^2\theta_W$ obtenues par la mesure de la masse du W . Nous obtenons:

$$\rho = 0,996 \pm 0,009(exp) \pm 0,003(th)$$

Cette détermination est en accord avec la valeur de la théorie minimale: $\rho = 1$.

La confrontation avec les expériences $\bar{p}p$ nous permet également de mettre en évidence les corrections radiatives électrofaibles. La valeur mesurée, bien que peu précise, est en accord avec la prédiction du modèle standard pour $m_t = 45 \text{ GeV}$ et $M_H = 100 \text{ GeV}$.

Enfin, notre résultat est en désaccord avec la prédiction de $SU(5)$ minimal. Ceci confirme les résultats obtenus dans l'étude de la désintégration du proton. Il est, toutefois, intéressant de remarquer que l'accord avec $SU(5)$ minimal peut être restauré en prenant la version supersymétrique du modèle.

RÉFÉRENCES

- [1] F.J. Hasert et al., Gargamelle Collab., Phys. Lett. 46B (1973) 138.
- [2] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [3] Voir par exemple Gauge Theories in Particle Physics, I.J.R. Aitchison and A.J.G. Hey, Adam Hilger LTD, Bristol. et:
S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 539. S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515. A. Salam, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525.
- [4] J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275. G. Senjanovic, Nucl. Phys. B153 (1979) 334.
- [5] Voir par exemple Proceeding of SLAC Summer Institute, 1985.
- [6] G.'T Hooft, Nucl. Phys. B35 (1971) 167. G.'T Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B44 (1972) 189. G.'T Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B50 (1972) 318.
- [7] W.A. Bardeen, A. Buras, D. Diuke and T. Muta, Phys. Rev. D18 (1978) 3998.
- [8] A. Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 971.
- [9] I. Wingerter, UA1 Collab, Topical meeting Slac Summer Institute (1987).
- [10] Review of particle properties, Particle Data Group, April 1984.
- [11] W.J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. D29 (1984) 945.
- [12] G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1.
- [13] M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [14] C. Callan and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156.
- [15] CHARMII proposal, CERN/SPSC/84 – 1.
- [16] E.A. Paschos and L. Wolfenstein, Phys. Rev. D7 (1973) 91.
- [17] E.A. Paschos and M. Wirbel, Nucl. Phys. B194 (1982) 189-212.
- [18] C.H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B228 (1983) 205 – 215
- [19] J. Panman, Phys. Lett. B154 (1985) 221.
- [20] A. De Rújula, R. Petronzio, A. Savoy-Navarro, Nucl. Phys. B154 (1979) 394 – 426.
- [21] C.H. Llewellyn Smith and J.F. Weather, Phys. Lett. 105B (1981) 486 and C.H. Llewellyn Smith and J.F. Weather, Nucl. Phys. B208 (1982) 27, erratum Nucl. Phys. B226 (1983) 547.
- [22] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 2695, erratum Phys. Rev. D31 (1985) 213 and Nucl. Phys. B189 (1981) 442.
- [23] D.Yu. Bardin and O.M. Federenko, Sov. Yad. Phys. 30 (1979) 811 [Sov. J. Nucl. Phys. 30 (1979) 418] and D.Yu. Bardin and O.M. Dokuchaeva, Sov. Yad. Phys. 36 (1982) 482 [Sov. J. Nucl. Phys. 36 (1982) 282].
- [24] I. Liede, E.A. Paschos, M. Roos and S. Sakakibara, Helsinki University preprint, HU – TFT – 83 – 45.
- [25] D.Yu. Bardin, C. Guyot and A. Para, On the radiative corrections to deep inelastic neutrino reactions, non publié. D.Yu. Bardin and V.A. Dokuchaeva, Preprint JINR-E2-86-260 (1986),

- [26] I. Liede, M. Roos and S. Sakakibara, Helsinki University preprint, HU-TFT-84-28.
- [27] H. Georgi and S.L.Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438. H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weingerg, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 451.
- [28] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, Phys. ReV. D24 (1981) 1681; L. Ibanez and G. Ross, Phys. Lett. 105B, (1981) 439; M.B. Einhorn and D.R.T. Jones, Nucl. Phys. B196 (1982) 475.
- [29] D.R.T. Jones, Phys. Rev D25 (1982) 581.
- [30] W.J. Marciano and A. Sirlin, in proceedings of the second workshop on Grand Unification, Ann Arbor, 1981, edited by J. Leveille, L. Sulak and D. Unger (Birkhauser, Boston, 1981) and W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. ReV. Lett. 46 163 (1981).
- [31] S. Weinberg, Phys. Lett. 91B (1980) 51.
- [32] W.J. Marciano and G. Senjanovic, Phys. Rev. D25 (1982) 3092.
- [33] J.V. Allaby, U. Amaldi, G. Barbiellini, M. Baubillier, F. Bergsma, A. Capone, W. Flegel, F. Grancagnolo, L. Lanceri, M. Metcalf, C. Nieuwenhuis, R. Pain, J. Panman, R. Plunkett, K. Winter, I. Abt, J. Aspiazu, A. Bungener, F.W. Büsser, P.D. Gall, T. Hebbeker, F. Niebergall, P. Schütt and P. Stähelin, P. Gorbunov, E. Grigoriev, V. Khovansky and A. Rosanov, A. Baroncelli, L. Barone, B. Borgia, C. Bosio, M. Diemoz, C. Dionisi, U. Dore, F. Ferroni, E. Longo, P. Loverre, L. Luminari, P. Monacelli, S. Morganti, F. de Notaristefani, C. Santoni, L. Tortora, V. Valente,
- [34] M. Jonker et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 99B (1981) 265 and Phys. Lett. 100B (1981) 520(E).
- [35] M. Jonker et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 102B (1981) 67.
- [36] M. Jonker et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 109B (1982) 133
- [37] M. Jonker et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 128B (1983) 117.
- [38] M. Jonker et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 123B (1981) 241.
- [39] F. Bergsma et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 141B (1984) 117.
- [40] F. Bergsma et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 153B (1985) 117.
- [41] F. Bergsma et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 147B (1984) 117.
- [42] CHARM proposal, CERN/SPSC/84-1.
- [43] J.V. Allaby et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 179B (1986) 301.
- [44] M.A. Bouchiat and C.A. Piketty, J. Phys. 46 (1985) 1897. S. Gilbert, N. Noecker, R. Watts and C. Wiemann, Phys. Rev. letters 55 (1985) 2680.
- [45] C.Y. Prescott et al., Phys. Lett 77B (1978) 347 and 84B (1979) 524.
- [46] L.A. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 18.
- [47] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1107.
- [48] H. Abramawicz et al., CDHS Collab., Z. Phys. C28 (1985) 51.
- [49] G. Arnison et al., UA1 Collab., Phys. Lett. 166B (1986) 484.
- [50] R. Ansari et al., UA2 Collab., Phys. Lett. 186B (1987) 440.
- [51] Proceedings of leptons-photon conference, Hamburg 1987.
- [52] M. Glück and E. Reya, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1104.
- [53] T. Eichten et al., GGM Collab., Phys. Lett. 46B (1973) 274.

- [54] B.C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1595.
- [55] J.G.H de Groot et al., CDHS Collab., Zeit. Phys. C1 (1979) 143.
- [56] A.E. Asratyan et al., Phys. Lett. 76B (1078) 239.
- [57] D.C. Colley et al., BEBC Collab., Zeit. Phys. C2 (1979) 187.
- [58] P.Bosetti et al., Phys. Lett. 110B (1982) 167.
- [59] N.J. Baker et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 735.
- [60] G.N. Taylor et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 739.
- [61] R. Blair et al., CCFRR Collab., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 343.
- [62] V. Blobel in CERN school of computing 1984, CERN yellow report EP/85-09.
- [63] A. Grant, CERN/EF/BEAM/80-7.
- [64] A. Grant and J.M. Maugain, CERN/EF/BEAM 83-2.
- [65] G. Stefanini, CERN-EP Division, private communication.
- [66] E.H.M. Heijne, Rapport jaune CERN 83-06 (1983).
- [67] K.L. Brown and Ch. Iselin, Rapport jaune CERN 74-2 (1974).
- [68] W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, Rapport jaune CERN 85-03 (1985).
- [69] A.N. Diddens et al., CHARM Collab., Nucl. Inst. & Meth. 178 (1980) 27–48.
- C. Bosio et al., Nucl. Instr. & Meth. 157 (1978) 35.
- M. Jonker et al., CHARM collab., Nucl. Instr. & Meth. 200 (1982) 183.
- [70] M. Jonker et al., CHARM Collab., Zeit. Phys. C17 (1982) 211.
- [71] J. Dorenbosch et al., CHARM Collab., Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A253 (1987) 203–221.
- [72] H. Wachsmuth, CERN/EP/NBU/86-01.
- [73] I. Abt and R. Jongejans, Nucl. Inst. Meth. A235 (1985) 85.
- [74] H. Wachsmuth, preprint CERN/EP 86–168 (1986).
- [75] F. Bergsma, Ph. D. thesis, unpublished.
- [76] J. Knobloch et al., CDHS Collab., private communication.
- [77] R.M. Barnett, Phys. Rev. D14 (1976) 70,
- H. Georgi and H. D. Politzer, Phys. Rev. D14 (1976) 1829.
- [78] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D29 (1984) 945, erratum Phys. Rev. D31 (1985) 213.
- [79] V. Barger and R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. B73 (1974) 269.
- [80] H.D. Brummel, Ph. D. th  sis, Univ. Dortmund (1984). Les fonctions de structure utilis  es sont des ajustements des donn  es publi  es dans H. Abramowicz et al., Z. Phys. C17, (1983) 283.
- [81] K. Kleinknecht and B. Renk, Phys. Lett. 130B (1983) 459.
- [82] J.J. Aubert et al., EMC Collab., Nucl. Phys. B213 (1983) 31.
- [83] R. Petronzio, private communication.
- [84] K. Bonnardt, preprint TKP 79-5 (1979).
- [85] C.H. Lewellyn-Smith, Nucl. Phys. B228 (1983) 205. J.L. Miramontes, CERN/TH/85-4184 (1985).
- [86] P. Berge et al., Zeit. f. Phys. (to be published) CERN-EP/87-09.
- [87] M. Aderholz et al., Phys. Lett. 173B (1986) 211.
- [88] D. Bogert et al., FMMF Collab., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1969.

- [89] P. Reutens et al., CCFR Collab., Phys. Lett. 152B (1985) 404.
- [90] H. Abramowicz et al., CDHS Collab., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 298.
- [91] J.V. Allaby et al., CHARM Collab., Phys. Lett. 177B (1986) 446.
- [92] U. Amaldi et al., to be published in Phys. Rev. D, CERN EP/87–93 (1987)
- [93] G. Costa et al., CERN TH.4675/87 and MAD/TH/87-07.
- [94] L.S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. 166B (1986) 436.
- [95] R.G. Stuark, CERN TH 4342-85.
- [96] M. Goldhaber, Proc 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, 1986, Berkeley (World Scientific, Singapore, 1987), vol 1, p248.
- [97] D. Allasia et al., BEBC Collab, Phys. Lett. 107B (1981) 148 and D. Allasia et al., BEBC colab., Nucl. Phys. B239 (1984) 301-310
- [98] N. Armenise et al., BEBC TST Collab, Phys. Lett 122B (1983) 448 and J. Moreels et al., BEBC TST Collab., Phys. Lett. 138B (1984) 230.
- [99] H. Wachsmutt, CERN/EP 86-128, Revised version of the invited talk given at the 12th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 3-8 june 1986, Sendai, Japan.

APPENDICE A

FONCTIONS DE STRUCTURES DES QUARKS

Tableau 29: Fonctions de structure des quarks

Réaction	A	B	proton	neutron	Isoscalaire
$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xd(x)$	$2xu(x)$	$x(u+d)$
$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xd(x)$	$2xu(x)$	$x(u+d)$
$\nu_\mu s \rightarrow \mu^- c$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$
$\nu_\mu s \rightarrow \mu^- u$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$
$\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{u}(x)$	$2x\bar{d}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{s}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{u}(x)$	$2x\bar{d}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\nu_\mu \bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{d}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$
$\nu_\mu \bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{s}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$
$\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$	C_r^2	C_ℓ^2	$2xu(x)$	$2xd(x)$	$x(u+d)$
$\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ s$	C_r^2	C_ℓ^2	$2xu(x)$	$2xd(x)$	$x(u+d)$
$\bar{\nu}_\mu c \rightarrow \mu^+ d$	C_r^2	C_ℓ^2	$2xc(x)$	$2xc(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu c \rightarrow \mu^+ s$	C_r^2	C_ℓ^2	$2xc(x)$	$2xc(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \mu^- \bar{u}$	C_ℓ^2	C_r^2	$2x\bar{d}(x)$	$2x\bar{u}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \mu^- \bar{c}$	C_ℓ^2	C_r^2	$2x\bar{d}(x)$	$2x\bar{u}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{c}$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$
$\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$
$\nu_\mu u \rightarrow \nu_\mu u$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xu(x)$	$2xd(x)$	$x(u+d)$
$\nu_\mu c \rightarrow \nu_\mu c$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xc(x)$	$2xc(x)$	$2xc(x)$
$\nu_\mu d \rightarrow \nu_\mu d$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xd(x)$	$2xu(x)$	$x(u+d)$
$\nu_\mu s \rightarrow \nu_\mu s$	C_ℓ^2	C_r^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$
$\bar{\nu}_\mu \bar{u} \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{u}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{u}(x)$	$2x\bar{d}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu \bar{c} \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{c}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$	$2x\bar{c}(x)$
$\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{d}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2x\bar{d}(x)$	$2x\bar{u}(x)$	$x(\bar{u}+\bar{d})$
$\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{s}$	C_r^2	C_ℓ^2	$2xs(x)$	$2xs(x)$	$2xs(x)$

APPENDICE B

CORRECTION DE NON-ISOSCALARITÉ

Correction des rapports des sections efficaces totales On considère une cible de p protons et n neutrons. Le rapport des sections efficaces totales CN et CC, R_δ , s'écrit:

$$R_\delta = \frac{n \sigma_n^{cn} + p \sigma_p^{cn}}{n \sigma_n^{cc} + p \sigma_p^{cc}}$$

où $\delta = p/n - 1$ est nul si la cible est isoscalaire et σ_i^{cn} est la section efficace totale de type CN sur un nucléon de type i ($i = n, p$). Le rapport R_0 , sur cible isoscalaire, s'exprime en fonction de R_δ par la relation:

$$R_\delta = \frac{\sigma_n^{cn} + \sigma_p^{cn} + \delta \sigma_p^{cn}}{\sigma_n^{cc} + \sigma_p^{cc} + \delta \sigma_p^{cc}} = R_0 \frac{1 + \delta \sigma_p^{cn}/(\sigma_p^{cn} + \sigma_n^{cn})}{1 + \delta \sigma_p^{cc}/(\sigma_p^{cc} + \sigma_n^{cc})}$$

qui s'écrit:

$$R_0 = R_\delta [1 - \delta \left(\frac{1}{1 + r_{n,p} R_n / R_p} - \frac{1}{1 + r_{n,p}} \right)]$$

où les quantités R_n , R_p et $r_{n,p}$ sont définies par:

$$R_n = \sigma_n^{cn}/\sigma_n^{cc}, R_p = \sigma_p^{cn}/\sigma_p^{cc} \text{ et } r_{n,p} = \sigma_n^{cc}/\sigma_p^{cc}$$

et extraites des mesures.

On obtient une expression identique pour les antineutrinos où les rapports R_n , R_p et $r_{n,p}$ sont mesurés dans des faisceaux d'antineutrinos.

Le rapport r_δ défini par:

$$r_\delta = \frac{n \bar{\sigma}_n^{cc} + p \bar{\sigma}_p^{cc}}{n \sigma_n^{cc} + p \sigma_p^{cc}}$$

doit être également corrigé. On obtient une expression analogue:

$$r_0 = r_\delta [1 - \delta \left(\frac{1}{1 + r_{n,p} R_n / R_p} - \frac{1}{1 + r_{n,p}} \right)]$$

Correction des sections efficaces totales

La correction de non-isoscalarité des sections efficaces totales mesurées est calculée selon une méthode similaire. On a:

$$\sigma^{cc} = \frac{n \sigma_n^{cc} + p \sigma_p^{cc}}{n + p}$$

Le calcul donne:

$$\sigma_0 = \left[1 - \frac{\delta}{2 + \delta} \left(\frac{1 - \sigma_n^{cc}/\sigma_p^{cc}}{1 + \sigma_n^{cc}/\sigma_p^{cc}} \right) \right] \sigma_\delta$$

et une expression identique pour les antineutrinos.

Sections efficaces mesurées

Les sections efficaces totales nécessaires aux calcul des corrections ont été mesurées dans des expériences effectuées dans la chambre à bulles BEBC et dans cette expérience. Les valeurs sont:

Tableau 30: Sections efficaces totales sur neutrons et protons.

quantité	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	expérience
$r_{n,p}$	$2,10 \pm 0,08 \pm 0,22$	$0,51 \pm 0,01 \pm 0,03$	BEBC [97]
R_p	$0,47 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,04$	BEBC TST [98]
R	$0,3093 \pm 0,0031$	$0,390 \pm 0,014$	cette expérience
$\sigma_0^{cc}/\sigma_p^{cc}$	$0,140 \pm 0,002$	$0,459 \pm 0,005$	BEBC Wa47 [99]

d'où l'on dérive les quantités suivantes:

$$R_n = (1 + 1/r_{n,p}) R \quad \text{et} \quad \sigma_n^{cc}/\sigma_p^{cc} = 2\sigma_0^{cc}/\sigma_p^{cc} - 1$$

soit:

$$R_n = 0,15 \quad \text{et} \quad \bar{R}_n = 0,45$$

$$\sigma_n^{cc}/\sigma_p^{cc} = 2,05 \quad \text{et} \quad \bar{\sigma}_n^{cc}/\bar{\sigma}_p^{cc} = 0,40$$

Résultats

Substituant les valeurs numériques dans les expressions dérivées ci-dessus, on obtient:

$$R^{\nu}(iso) = (1 - 0,171 \delta) R^{\nu}(mes)$$

$$R^{\bar{\nu}}(iso) = (1 + 0,103 \delta) R^{\bar{\nu}}(mes)$$

$$r(iso) = (1 - 0,340 \delta) r(mes)$$

$$\sigma^{\nu}(iso) = (1 + 0,344 \delta / (1 + \delta)) \sigma^{\nu}(mes)$$

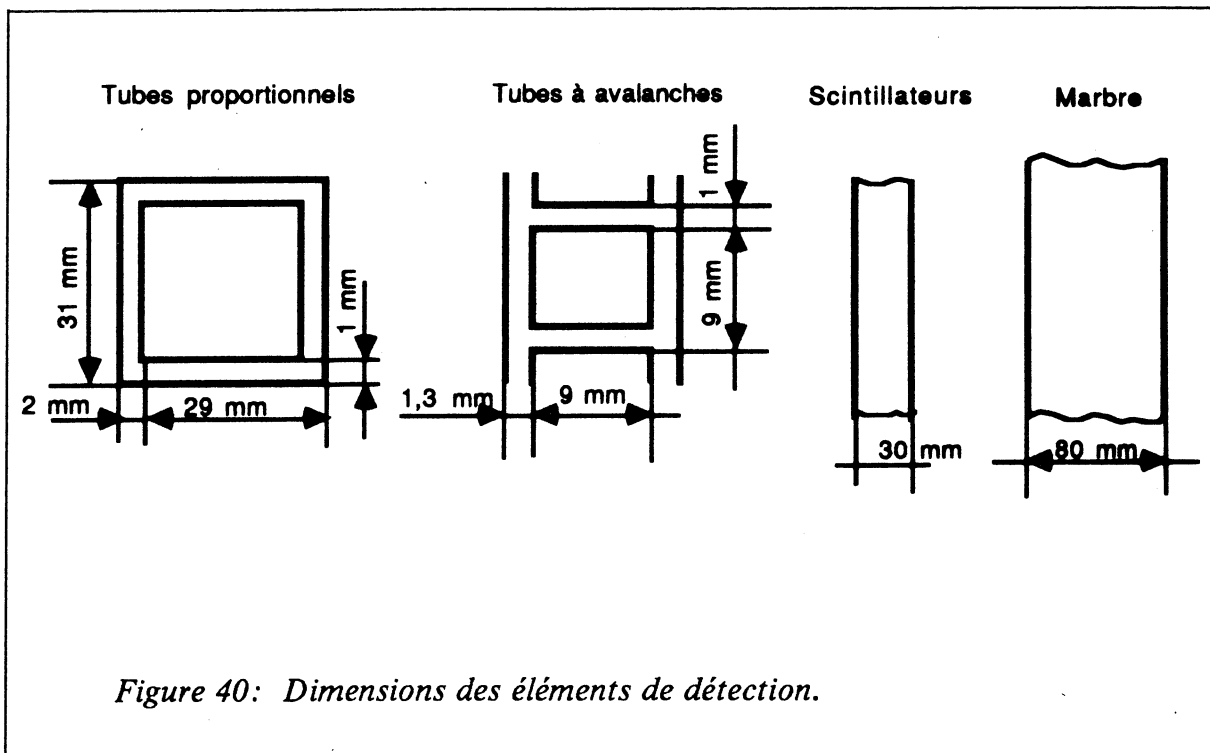
$$\sigma^{\bar{\nu}}(iso) = (1 - 0,425 \delta / (1 + \delta)) \sigma^{\bar{\nu}}(mes)$$

APPENDICE C

NOMBRE DE NUCLÉONS DANS LA CIBLE

Description du détecteur

Le détecteur est composé de marbre, scintillateurs, tubes proportionnels et tubes à avalanches. Les dimensions de ces différents éléments sont données sur le schéma suivant



Les matériaux utilisés ont les densités suivantes:

$$\rho_{al} = 2,70 \text{ g/cm}^3, \quad \rho_{marbre} = 2,75 \text{ g/cm}^3,$$

$$\rho_{scint} = 1,03 \text{ g/cm}^3$$

Nombre de nucléons dans la cible

Le nombre de nucléons par cm^2 contenus dans le volume fiduciel du détecteur est obtenu par l'expression suivante:

$$n = N \sum_i \rho_i L_i (A_i m / m_i)$$

où:

- la somme est effectuée sur les différents matériaux constituant la cible. Le volume fiduciel est composée de 55 modules identiques dont les dimensions sont données au chapitre 4.
- N est le nombre d'Avogadro: $N = 6,022 \cdot 10^{23}$,
- ρ_i est la densité projetée du matériau i en g/cm^2 ,
- L_i est la longueur totale de l'élément de détection considéré,
- A_i est le nombre de nucléons du noyau considéré et m_i sa masse atomique. La quantité $m \cdot A_i / m_i$ est voisine de 1. La valeur moyenne suivante a été utilisée:

$$\langle m A_i / m_i \rangle = m A / (m \cdot A_i - 8 A_i) \approx 1.001$$

où m est la masse d'un nucléon en MeV et l'énergie de liaison par nucléon vaut 8 MeV.

Le calcul donne:

$$n = 9,24 \pm 0,09 \cdot 10^{26} \text{ nucléon/cm}^2$$

ce qui correspond à une masse fiducielle de:

$$M = 87.4 \pm 0,08 \text{ tonnes}$$

Non-isoscalarité de la cible

Le rapport p/n du nombre de protons et de neutrons est calculé à partir des données suivantes:

$$\text{marbre} = \text{CaCO}_3$$

$$\text{scintillateur} = \text{CH}_{1,1} P_x \quad \text{avec} \quad x = 0,02$$

Les nombres de protons et de neutrons des éléments atomiques présents dans la cible sont donnés dans le tableau 31.

Le rapport p/n est donné par l'expression:

$$p/n = Z/N = (\sum_i L_i D_i / A_i) / (\sum_i N_i D_i / A_i)$$

où D est la densité projetée par module et vaut:

Tableau 31: Nombres de protons et neutrons des noyaux constituant la cible.

<i>élément</i>	<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>
<i>H</i>	<i>1,01</i>	<i>1</i>	<i>0,01</i>
<i>C</i>	<i>12,01</i>	<i>6</i>	<i>6,01</i>
<i>O</i>	<i>16,00</i>	<i>8</i>	<i>8,00</i>
<i>Ca</i>	<i>40,08</i>	<i>20</i>	<i>20,08</i>
<i>Al</i>	<i>26,98</i>	<i>13</i>	<i>13,98</i>
<i>Ca</i>	<i>30,97</i>	<i>15</i>	<i>15,97</i>

Tubes prop.: $D_T = 2(w_1L_1 + w_2L_2)\rho_{al}/L_1 = 1,59 \text{ g/cm}^2$

Tubes Aval.: $D_A = 2(w_1L'_1 + w_2L'_2)\rho_{al}/L'_1 = 0,95 \text{ g/cm}^2$

Scintil.: $D_S = w_S\rho_S = 3,09 \text{ g/cm}^2$

Marbre: $D_m = w_m\rho_m = 22,0 \text{ g/cm}^2$

On obtient le rapport p/n suivant:

$$p/n = 1,009 \pm 0,004$$

Abstract: The work presented in this thesis is concerned with high energy muon-neutrino nucleon interactions. The experiment was performed at CERN in 1984 using the CHARM marble target-calorimeter exposed to the 160 GeV narrow band beam. The experimental analysis is based on an event-by-event classification of neutral currents (NC) and charged currents (CC) interactions and on precise measurements of neutrinos and antineutrinos fluxes. This leads to precise measurements of CC total cross-sections of neutrinos and antineutrinos between *10* and *160 GeV* and of NC to CC ratios of total cross-sections of events with hadron energy greater than 4 GeV: R^ν and $R^{\bar{\nu}}$. From the measurements of R^ν and of the ratio of CC total cross-sections of antineutrinos and neutrinos, we obtain a high precision value of the electroweak mixing angle. Comparison of this result with those obtained in proton-antiproton collisions make it possible to derive a measurement of electroweak radiative corrections and a precise determination of ρ .

Keywords: Muon-neutrinos, Neutrino nucleon interactions, Total cross-sections, Charged currents, Neutral currents, Electroweak mixing angle, Electroweak radiative corrections.