



Université Libre de Bruxelles
Faculté des Sciences
Service de Physique des Particules Élémentaires

Les Courants neutres et les Particules charmées en Physique du Neutrino

Thèse présentée en vue de
l'obtention du titre d'Agrégé
de l'Enseignement Supérieur

Pierre VILAIN

Avril 2005

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS

RÉSUMÉ

| | |
|---|----|
| INTRODUCTION..... | 1 |
| CHAPITRE I : LES NEUTRINOS ET LES COURANTS NEUTRES..... | 4 |
| I.1 La découverte des courants neutres | 4 |
| <i>I.1.1 L'expérience Gargamelle au PS</i> | 4 |
| <i>I.1.2 La recherche de la diffusion $\nu + e^{(-)}$</i> | 7 |
| <i>I.1.3 L'observation d'interactions sans muon ni électron dans l'état final</i> | 9 |
| I.2 le modèle standard des interactions électrofaibles | 12 |
| <i>I.2.1 Le modèle GSW des interactions leptoniques</i> | 13 |
| <i>I.2.2 Le couplage des quarks aux bosons W, Z</i> | 19 |
| <i>I.2.3 Les sections efficaces d'interaction ν-Nucléon</i> | 20 |
| I.3 Les enfants de Gargamelle | 25 |
| <i>I.3.1 Gargamelle au PS et au SPS</i> | 26 |
| <i>I.3.2 Mesures des rapports R et \bar{R}</i> | 29 |
| <i>I.2.3 Détermination de $\sin^2 \theta_W$</i> | 30 |
| I.4 Étude des diffusions élastiques $\nu_\mu e^{(-)}$ dans CHARM II | 33 |
| <i>I.4.1 Cinématique et sections efficaces des diffusions νe</i> | 33 |
| <i>I.4.2 Le détecteur CHARM II</i> | 35 |
| <i>I.4.3 Analyse et résultats</i> | 37 |
| I.5 Les contraintes expérimentales actuelles du modèle GSW | 40 |
| <i>I.5.1 L'expérience NuTeV</i> | 40 |
| <i>I.5.2 Ajustements globaux</i> | 41 |
| CHAPITRE II : LES PARTICULES CHARMÉES EN PHYSIQUE DU NEUTRINO..... | 44 |
| II.1 Prédiction et découverte du quark c | 44 |
| <i>II.1.1 Le mécanisme de GIM</i> | 44 |
| <i>II.1.2 La résonance J/ψ</i> | 47 |
| <i>II.1.3 Observation du J/ψ au CERN-PS</i> | 47 |
| <i>II.1.4 Les particules charmées</i> | 48 |
| II.2 Premières observations de particules charmées produites par neutrinos | 51 |
| <i>II.2.1 Les premiers événements "dileptons"</i> | 51 |
| <i>II.2.2 L'expérience émulsion – chambre à étincelles au Fermilab</i> | 52 |
| <i>II.2.3 L'expérience émulsion – BEBC au CERN-SPS</i> | 53 |

| | |
|--|-----|
| II.3 L'analyse des événements "dileptons" | 55 |
| <i>II.3.1 Statistiques d'événements observés</i> | 55 |
| <i>II.3.2 L'analyse des dimuons dans CHARM-II</i> | 56 |
| <i>II.3.3 Discussion des résultats et comparaison à d'autres expériences</i> | 67 |
| | |
| II.4 L'étude des particules charmées en émulsion | 71 |
| <i>II.4.1 L'expérience E531</i> | 71 |
| <i>II.4.2 Le dépouillement automatisé de l'émulsion</i> | 74 |
| <i>II.4.3 L'expérience CHORUS – WA95</i> | 77 |
| <i>II.4.4 L'étude du Charme dans CHORUS</i> | 82 |
| | |
| CONCLUSIONS | 96 |
| RÉFÉRENCES | 99 |
| ANNEXES (A → N) | 103 |

REMERCIEMENTS

Ecrire une thèse d'agrégation à ce stade de ma carrière scientifique, c'est surtout se retourner vers le passé et y puiser les résultats, parfois profondément enfouis, des expériences auxquelles j'ai participé. Aucun de ces résultats, aucune de ces expériences n'existerait sans les nombreux collaborateurs, physiciens, ingénieurs et techniciens, qui ont croisé ma route. A toutes et tous, du grand patron prestigieux au jeune doctorant dynamique, j'aimerais transmettre l'expression de ma gratitude.

Entre réunions de collaboration, groupes de travail ou conférences à l'étranger, c'est à l'Institut Interuniversitaire des Hautes Energies que je me sens chez moi. Il est impossible de surestimer le rôle que Jean Sacton et Jacques Lemonne ont joué dans le développement de ce laboratoire. Je leur en suis profondément reconnaissant. Aujourd'hui, Daniel Bertrand et Catherine De Clercq ont repris cette lourde succession. Leur tâche n'est pas simple et je leur sais gré de l'assumer avec un total dévouement et beaucoup de diplomatie.

A tout le personnel de l'IIHE, je voudrais présenter à la fois mes remerciements pour m'avoir supporté, dans tous les sens du terme, depuis si longtemps, et mes excuses : je n'ai réussi ni à me lever plus tôt, ni à arrêter de fumer, ni à parler flamand. J'espère, au moins, réussir, par ces quelques mots, à les convaincre de mon amitié.

J'ai fait la connaissance de Gaston Wilquet le premier jour de cours de 1^{ère} candi en 1960. Ensemble, nous avons traversé travaux pratiques et guindailles ; ensemble, nous avons choisi la physique des particules et c'est le même jour de 1968 que nous avons défendu notre thèse de doctorat. Après des chemins distincts, voilà près de vingt ans que nous travaillons sur les mêmes expériences et qu'il supporte patiemment mes somnolences matinales, mes approximations nonchalantes et mes incompétences informatiques. Dans deux ans, il sera atteint, comme on dit, par la limite d'âge mais j'ai beaucoup de difficulté à imaginer le travail sans lui. Heureusement, il m'a récemment démontré qu'il était même capable de débloquer mon PC par téléphone !

Les physiciens sont sensés penser, imaginer, concevoir. Du moins, ça les rassure d'y croire. Mais, confrontés aux dures réalités de la technique, c'est bien souvent dans le bon sens et les compétences d'un ingénieur qu'ils trouvent leur salut. Merci à Guy Van Beek qui nous aide, Gaston et moi, à transformer en détecteurs réels les rêves extravagants conçus au nom de la Science.

L'IISN, d'abord, le FNRS, ensuite, ont été bien plus que mes employeurs. Ces institutions ont témoigné de leur support constant à la physique des particules et il m'est agréable de les en remercier au travers de Mme Simoen, Secrétaire Générale. Pour avoir toléré les retards récurrents de mes rapports annuels d'activité, je lui pardonne volontiers d'avoir maintenu la thèse d'agrégation parmi les critères de promotion au FNRS !

Mes gribouillis manuscrits, Danielle et Josée les ont transformés, sans se plaindre, en un document imprimable. Je les en remercie sincèrement et s'il y subsiste des erreurs, tant scientifiques qu'orthographiques, j'en suis le seul responsable.

Et toi, Viviane, qui me nourrit, me blanchit, me dorlote depuis ... bien avant la découverte des courants neutres, comment te remercier ? Peut-être en te promettant qu'après la défense de cette thèse, je m'occuperai enfin de la réparation de la terrasse ou, mieux encore, je t'emmènerai en week-end au soleil ...

RÉSUMÉ

La découverte d'interactions à courant neutre dans la chambre à bulles Gargamelle constitue le premier succès important du Modèle Standard de la théorie électrofaible. La première partie de ce travail présente les expériences qui ont contribué à la mesure de plus en plus précise des taux d'interaction de neutrino sur nucléon ou électron par échange d'un boson Z. Un accord remarquable est observé entre ces résultats et ceux issus d'autres types d'expériences. La production de particules charmées induite par les neutrinos est le sujet de la seconde partie. Elle a été étudiée par deux méthodes distinctes : les événements à deux leptons de charges opposées et l'observation en émulsion nucléaire des topologies de désintégration. Cette méthode a été particulièrement développée dans l'expérience CHORUS dont les résultats récents sont présentés.

SUMMARY

The discovery of neutral current interactions in the Gargamelle bubble chamber constitutes the first important success of the Standard Model of the electroweak theory. The first part of this work presents the experiments which contributed to the more and more precise measurement of the neutrino interaction rate on nucleon or electron by Z boson exchange. A remarkable agreement is observed between these results and those deduced from other types of experiments. The charmed particle production induced by neutrinos is the subject of the second part. It has been studied by two different methods: the events with two opposite-charge leptons and the observation in nuclear emulsion of the decay topologies. This method has been particularly developed in the CHORUS experiment, the recent results of which are presented.

CHAPITRE I : LES NEUTRINOS ET LES COURANTS NEUTRES

I.1 La découverte des courants neutres

C'est en 1973 que sont présentées les premières indications expérimentales de l'existence d'interactions de neutrinos à courant neutre, confirmant ainsi l'une des prédictions les plus importantes des modèles théoriques visant à unifier les interactions faible et électromagnétique [1]. Ce succès, auquel nous avons eu la chance de participer, n'aurait pas été possible sans la conjonction de deux outils essentiels : d'une part, un faisceau intense soit de ν , soit de $\bar{\nu}$ issu du synchrotron à protons (PS) du CERN, d'autre part, une énorme chambre à bulles baptisée Gargamelle en référence à la grosseur monstrueuse de la mère de Gargantua dans le célèbre roman de Rabelais. Après avoir rappelé les caractéristiques principales de ce dispositif expérimental, je résumerai les recherches effectuées en vue d'établir l'existence des processus purement leptoniques



et semi-leptoniques



I.1.1 L'expérience Gargamelle au PS

En 1962, la première expérience utilisant un faisceau de neutrinos était réalisée à l'accélérateur AGS de Brookhaven [2]. Non seulement cette expérience établissait clairement l'existence d'un neutrino muonique différent du neutrino électronique associé à la désintégration β mais elle inaugurait une longue lignée d'expériences qui se poursuit encore aujourd'hui sous forme d'ambitieux projets de "super-faisceaux".

Dès 1963, le CERN contribue au développement de la technique par la mise au point d'un système d'éjection rapide des protons du synchrotron PS et le développement de cornes magnétiques permettant une meilleure focalisation des mésons π^{\pm} et K^{\pm} dont ces neutrinos sont issus. Deux expériences sont effectuées entre 1963 et 1968 utilisant comme détecteur une chambre à bulles de 500 litres successivement remplie de fréon CF_3Br et de propane C_3H_8 [3]. Les sections efficaces d'interaction mesurées dans ces expériences sont en accord avec les prédictions de la théorie V-A, mais les statistiques accumulées restent faibles et aucun phénomène nouveau n'est observé. Rétrospectivement, il est intéressant de noter la valeur mesurée en 1970 du rapport de la section efficace de diffusion élastique $\nu p \rightarrow \nu p$ à la section efficace inélastique par courant chargé :

$$R \equiv \frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^{-} X)} = 0.12 \pm 0.06 \quad [4]$$

Les auteurs de l'expérience ne considèrent toutefois pas ce signal comme significatif et publièrent ce résultat sous forme d'une limite supérieure.

Sous l'impulsion de Lagarrigue, Musset et Rousset, les groupes de l'École Polytechnique et d'Orsay entreprirent alors la construction de la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle [5]. Un exploit technologique remarquable. Le corps de la chambre est un cylindre de 1.95 m de diamètre et de 4.80 m de longueur. Son volume de 12 m³ constitue, lorsqu'il est rempli de fréon lourd CF₃Br, une cible de 18 tonnes. L'électro-aimant entourant la chambre produit un champ magnétique de 2 T parallèle à l'axe du cylindre, à l'aide de deux bobines de cuivre de 47 tonnes entourant une culasse de fer de 84 tonnes.

Pour visualiser un tel volume, un système optique complexe est développé. Il est constitué de 8 caméras, chacune équipée d'un objectif à grand angle (110°) de type "fish eye", et d'un système d'illumination de 21 tubes flash au Xenon. Avec cette optique, le volume utile dans lequel les événements seront photographiés par au moins deux caméras, ce qui permettra leur reconstruction géométrique à 3 dimensions, est d'environ 8 m³.

Notons que les tables de "scanning" sur lesquelles seront projetés et analysés les films produits par Gargamelle ont également constitué un exploit technique et ont nécessité de la part des laboratoires participants un investissement important. C'est ainsi que l'I.I.H.E. s'est équipé de deux tables SAAB – SCANIA [6] qui, grâce à un système sophistiqué de transport et d'illumination des films, permettaient de projeter simultanément, via un miroir de grande précision long de 2.5 m, l'ensemble des images sur lesquelles s'étendaient les traces d'un même événement. Une première également pour notre laboratoire : ces tables furent équipées d'un système de mesure avec acquisition des données en ligne [7] permettant l'encodage, avec une précision de 15 microns sur le film, des coordonnées des points mesurés et leur analyse directe par les programmes de reconstruction de traces. Bien sûr, le rythme d'acquisition des données fait sourire aujourd'hui mais n'oublions pas qu'en 1970, les moyens informatiques étaient très inférieurs à ce qu'ils sont devenus !

Sans vouloir minimiser leur importance, nous n'en dirons pas plus sur les procédures de dépouillement, de mesure et de reconstruction des événements, qui sont détaillées, par exemple, dans [8].

Quelques mots sur le faisceau. A chaque cycle du PS, environ 10¹² protons de 26 GeV/c^(*) sont extraits et envoyés sur une cible de Beryllium dans laquelle 95% d'entre eux vont interagir. Les particules chargées produites, essentiellement des mésons π et K , vont traverser un système de focalisation composé de deux cornes magnétiques coaxiales. Ce système, mis au point par Van der Meer [9] a pour effet de former un faisceau presque parallèle de particules d'une charge donnée, les particules de charge opposée étant, elles, défocalisées. Selon le sens du courant dans les cornes, on disposera donc d'un faisceau de particules de charge positive ou négative qui produiront par leur désintégration, des faisceaux respectivement de neutrinos et d'antineutrinos.

Dans le tunnel, en aval de la cible, long de 67 m, une large fraction des mésons $\pi^{+(-)}$ et $K^{+(-)}$ se désintègrent selon les modes dominants :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad \text{ou} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

(*) Dans une seconde phase de l'expérience, le PS fut précédé du "booster", un pré-accélérateur avec 4 anneaux circulaires superposés, qui permit d'augmenter l'intensité de protons environ d'un facteur 4

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad \text{ou} \quad K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

La focalisation imparfaite, la contribution des K^0 ainsi que les désintégrations des K et des muons en électrons introduisent cependant des contaminations en neutrinos de saveurs différentes qui sont présentées dans le tableau I.1.

Tableau I.1 : Composition des faisceaux ν et $\bar{\nu}$

| Faisceau ν | | | Faisceau $\bar{\nu}$ | |
|----------------|-----------------|------|----------------------|----------------------|
| % | $\bar{\nu}_\mu$ | 0.1 | % ν_μ | 4 (0.4 avec booster) |
| % | ν_e | 0.3 | % $\bar{\nu}_e$ | 0.2 |
| % | $\bar{\nu}_e$ | 0.03 | % ν_e | 0.05 |

A chaque cycle du PS, environ $6 \cdot 10^9 \nu_\mu$ ou $3 \cdot 10^9 \bar{\nu}_\mu$ par m^2 traversent Gargamelle. Leur spectre d'énergie s'étend au-delà de 10 GeV avec un maximum autour de 2 GeV. L'évaluation de l'intensité et de la distribution en énergie du flux de neutrinos fait intervenir de nombreux éléments : connaissance des taux de production des π et des K dans la cible, mesure de l'intensité du faisceau de protons, mesure du flux de muons à différentes profondeurs dans le blindage et, surtout, simulation par un calcul de Monte-Carlo de toutes les étapes conduisant à la production des neutrinos. La précision de cette évaluation est de l'ordre de 15%.

Début 1971, tout est prêt : le PS, la ligne de faisceau neutrino, Gargamelle, les tables de scanning, les outils de mesure... L'expérience peut démarrer. Comme indiqué plus haut, le liquide choisi pour remplir la chambre était du fréon CF_3Br . L'argument majeur était que sa densité élevée (1.49 g/cm^3) assure un taux d'interactions important. Ses autres caractéristiques allaient cependant s'avérer plus importantes encore dans la recherche des courants neutres :

- une très courte longueur de radiation, 11 cm, conduisant à une identification claire des traces d'électrons
- une longueur d'interaction hadronique de 70 cm, se traduisant par une forte probabilité que les hadrons produits par l'interaction d'un neutrino interagissent à leur tour dans le volume visible de la chambre.

Toutefois, au début de l'expérience, la recherche des courants neutres était loin de constituer une priorité. Elle n'était évoquée qu'en huitième position dans la liste des objectifs décrits dans la proposition d'expérience, loin derrière les tests du modèle des quarks-partons, qui fonctionnait si bien pour rendre compte des résultats d'électroproduction au SLAC [10]. Bien sûr, les progrès dans le domaine des théories de jauge des interactions faibles (voir Section 2) étaient connus mais ce n'est véritablement que fin 1971, après que t'Hooft et Veltman eurent démontré que ce type de théorie était renormalisable [11], que l'existence des courants neutres s'imposa comme LA question cruciale, à investiguer d'urgence.

I.1.2 La recherche de la diffusion élastique $\nu + e^-$ ⁽⁻⁾ (Référence [12] et en Annexe A)

Les réactions purement leptoniques

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad (3)$$

et
$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \quad (4)$$

sont interdites au premier ordre dans la théorie conventionnelle à courants chargés. Dans le modèle de Salam – Weinberg, les sections efficaces de ces processus sont aisément calculables en fonction de l'angle de Weinberg θ_W , le seul paramètre libre de la théorie.

Quoique très faibles, les sections efficaces prédites, permettaient d'espérer l'observation d'une poignée d'événements de ce type dans les films accumulés jusque là dans Gargamelle.

La collaboration a donc entrepris un dépouillement spécial des 375 000 clichés obtenus dans le faisceau ν et des 360000 clichés dans le faisceau $\bar{\nu}$ pour rechercher les traces d'électrons ayant leur origine dans le volume utile de la chambre. Afin de réduire le bruit de fond de photons et d'électrons secondaires provenant de l'extérieur, une limite inférieure de 300 MeV est imposée sur l'énergie des électrons retenus.

Vu la petite longueur de radiation du liquide, une trace d'électron dans Gargamelle se reconnaît aisément : variation de courbure de la trace, spiralisation en fin de parcours et émission de photons de bremsstrahlung sont autant de caractéristiques qui, combinées, constituent une signature non ambiguë. De plus, s'il s'agit bien de la réaction (3) ou (4), les caractéristiques suivantes sont attendues :

- aucune trace de fragment nucléaire ou de hadron n'est attachée au vertex.
- aucune paire e^+e^- ne "pointe" vers le vertex, signe habituel de la production d'un méson π^0 se désintégrant en 2 γ .
- l'angle d'émission θ_e de l'électron avec la direction du faisceau est inférieur à 5° . Cette condition, imposée par la cinématique des réactions (3) et (4) est un outil puissant de sélection.

En décembre 1972, un événement satisfaisant à toutes les conditions est observé à Aix-la-Chapelle dans un film $\bar{\nu}$ (voir fig. 1 de [12]). Victoire ? Pas si vite, car il fallait encore démontrer que l'interprétation en terme de courant neutre était la seule possible.

Le principal bruit de fond est dû à la réaction

$$\nu_e + n \rightarrow e^- (\theta_e < 5^\circ) + p \text{ (non détecté)} \quad (5)$$

provenant de la faible contamination en ν_e des faisceaux (tableau I.1). Pour l'estimer, une recherche a été effectuée (sur une partie du film) pour collecter les événements du type

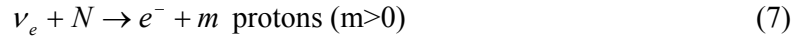
$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + m \text{ protons } (m \geq 0) \quad (6)$$

Sur les 450 événements observés (avec des coupures cinématiques spécifiées en [12]), 3 seulement satisfont à $\theta_\mu < 5^\circ$ et $m = 0$. Tenant compte d'une efficacité de détection plus

faible pour les événements sans proton (mesurée à l'aide d'un double dépouillement des événements avec un μ^+ isolé dans les films $\bar{\nu}$), on obtient

$$\frac{\mu^-(\theta_\mu < 5^\circ) + 0p}{\mu^- + mp} = 1.3 \pm 7\%$$

Ce rapport est ensuite appliqué à la réaction



les processus (6) et (7) étant cinématiquement semblables ainsi que la forme des spectres d'énergie des ν_μ et des ν_e . Dans les films ν , 15 événements du type (7) sont observés, conduisant à un bruit de fond dû à la réaction (5) de 0.3 ± 0.2 événement. Dans les films $\bar{\nu}$, aucun exemple de la réaction (7) n'est observé, alors que le nombre attendu sur base du flux calculé de ν_e est 1.5. Le bruit de fond dû à la réaction (5) est donc évalué à 0.03 ± 0.02 événement. Les autres sources de bruit de fond considérées s'avèrent négligeables.

Ce seul événement peut-il être présenté comme une mise en évidence de la réaction (4) et donc des courants neutres ? Bien que convaincue, la Collaboration Gargamelle préfère rester prudente et conclut de façon mitigée :

- la probabilité que cet événement soit dû aux bruits de fond est inférieure à 3 %.
- si les résultats sont interprétés dans le cadre du modèle de Salam-Weinberg, la limite

$$0.1 < \sin^2 \theta_w < 0.6$$

est obtenue à 90 % de niveau de confiance.

I.1.3 L'observation d'interactions sans muon ni électron dans l'état final

(Référence [13] en annexe B)

(Référence [14] en annexe C)

Dans le même volume de Physics Letters de septembre 1973, un second article présentait l'analyse des interactions observées ne comportant que des hadrons dans l'état final. (Une description plus détaillée de cette analyse a été publiée peu après [14]). De tels événements sont attendus dans les modèles à courant neutre selon les réactions



où X représente un ensemble de hadrons.

Les réactions, déjà bien connues, à courant chargé^(*)

⁽⁻⁾ La faible contamination en ν_e des faisceaux sera prise en compte dans l'analyse finale mais peut être ignorée pour l'instant.

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + X \quad (10)$$

et
$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + X \quad (11)$$

sont, elles, caractérisées par la présence d'un muon dans l'état final. Dans Gargamelle, une particule sera considérée comme un muon si elle quitte la chambre sans subir d'interaction secondaire ni de diffusion à grand angle ou si elle s'arrête dans la chambre et se désintègre en e^{\pm} ou encore, s'il s'agit d'une particule négative, si elle s'arrête dans la chambre sans produire de traces.

Les événements où un candidat muon est observé seront classés CC (courant chargé), les autres CN (courant neutre). Une troisième catégorie, dénommée AS (événement associé), jouera un rôle important pour l'estimation du bruit de fond. Il s'agit d'événements de type CN qui peuvent être corrélés à un événement de type CC observé en amont (voir figure 4 de [3] en annexe C).

L'analyse de 83 000 clichés en faisceau ν et 207 000 en faisceau $\bar{\nu}$ conduit aux résultats du tableau I.2.

Tableau I.2 : Classification des événements

| Type | Film ν | Film $\bar{\nu}$ |
|------|------------|------------------|
| CN | 102 | 64 |
| CC | 428 | 148 |
| AS | 15 | 12 |

Dans ce tableau ne sont repris que les événements pour lesquels l'énergie totale du système hadronique X est supérieure à 1 GeV.

Le signal recherché semble donc bien présent, d'autant plus que, qualitativement, les catégories CN et CC ont des caractéristiques similaires : les vertex semblent distribués uniformément dans le volume visible de la chambre et les distributions d'énergie hadronique sont semblables. Il reste, toutefois, à éliminer plus quantitativement l'hypothèse que les événements CN soient induits non par des neutrinos mais par des neutrons (ou K_L^0) produits à l'extérieur de la chambre. Le faisceau de neutrinos est en effet, beaucoup plus large que le corps de la chambre et de très nombreuses interactions ont lieu dans les matériaux qui l'entourent (blindage, culasse et bobines de l'aimant, sol, ...). Ces interactions peuvent produire, soit directement, soit au terme d'une cascade hadronique, des neutrons énergétiques qui pénètrent dans la chambre et y interagissent, simulant un événement de type CN. On appellera B cette catégorie de bruit de fond.

Un programme de simulation a été développé pour décrire, à partir d'une distribution arbitraire en énergie et en direction des neutrons produits, leur cascade dans les différents matériaux et en déduire simultanément le nombre d'événements de type B et de type AS résultants. Le rapport B/AS dépend cependant des spectres initiaux et ceux-ci sont mal connus.

Dans le cas extrêmement pessimiste où les neutrons seraient produits avec les spectres d'énergie et de direction des événements CN observés, la simulation conduit à un rapport

$$B/AS = 1.0 \pm 0.25$$

très nettement inférieur aux rapports CN/AS du tableau I.2. Tenant compte des nombres d'événements AS observés, une limite supérieure des bruits de fond est obtenue :

$$B_{\nu} < 15 \pm 5.5 \quad \text{et} \quad B_{\bar{\nu}} < 12 \pm 4.7$$

D'autres sources éventuelles de bruits de fond sont discutées dans [14] et peuvent être éliminées.

L'interprétation des événements CN à l'aide des réactions (8) et (9) est donc bien établie. D'autres interprétations "exotiques", faisant appel à des particules neutres de nature inconnue en équilibre avec le faisceau ν , restent possibles mais n'ont aucun support théorique.

Après une estimation plus réaliste du bruit de fond et quelques corrections mineures [14], les rapports suivants sont obtenus :

$$\frac{NC}{CC}(\nu) = 0.22 \pm 0.04$$

$$\frac{NC}{CC}(\bar{\nu}) = 0.43 \pm 0.12$$

La figure 17 de [14] illustre la comparaison de ces valeurs avec les prédictions théoriques issues du modèle de Salam-Weinberg [15]. Un bon accord est obtenu pour une valeur de $\sin^2 \theta_w$ entre 0.3 et 0.5.

Un mois après la publication de ces résultats, ils furent âprement débattus lors de la Conférence Electron-Photon de Bonn. Un possible signal de courant neutre fut également présenté par la Collaboration HPWF [16], une expérience au FNAL utilisant un détecteur calorimétrique suivi d'un spectromètre à muons mais, peu de temps après, la collaboration modifia son détecteur et le signal disparut complètement. Une atmosphère de méfiance s'installa vis à vis des résultats de Gargamelle et, en particulier, du calcul du bruit de fond. Il fallut près d'un an pour que les querelles s'apaisent : d'une part, Gargamelle avait été exposée à un faisceau de protons de différentes énergies et les cascades neutroniques induites confirmaient l'exactitude du calcul de simulation [17]. D'autre part, la Collaboration HPWF avait compris les défauts de leur analyse et observait de nouveau un signal de courant neutre (un humoriste évoqua à ce sujet l'existence de courant alternatif !). Bien d'autres confirmations allaient suivre très rapidement et la vérification précise de la théorie électrofaible allait occuper des milliers de physiciens durant plus de 20 ans !

I.2 Le modèle standard des interactions électrofaibles

De nos jours, plus aucun livre de physique des particules ne saurait se concevoir sans plusieurs chapitres consacrés aux théories de jauge et, en particulier, au modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) Dans toutes les universités, des cours entiers développent le formalisme de ces théories et consacrent l'unification électrofaible comme la voie royale vers des théories encore plus ambitieuses. Pendant trente ans, le modèle GWS a affronté victorieusement toutes les vérifications expérimentales et même l'existence récemment établie de neutrinos massifs ne met pas sérieusement la théorie en péril.

Au début des années 1970, cependant, le modèle GSW n'était pas encore le monument prestigieux tel qu'il est présenté aujourd'hui. A l'occasion de la Conférence organisée en 2003 pour commémorer la découverte des courants neutres (1973) et des bosons W et Z (1983), Steven Weinberg a présenté un exposé intitulé "The making of the Standard Model" [18] dans lequel il retrace non seulement les brillantes idées mais aussi les erreurs, les incompréhensions, les faux départs. De nombreux éléments étaient disponibles depuis longtemps : la symétrie de jauge U(1) de l'électrodynamique (dès 1930) la théorie non abélienne SU(2) de Yang et Mills (1954), le théorème de Goldstone (1961), le mécanisme de brisure spontanée d'une symétrie locale (1964), mais ces éléments étaient plutôt utilisés en vue de développer une théorie de jauge des interactions fortes sur base des symétries chirales d'isospin. Quoiqu'intéressants, ces modèles étaient peu prédictifs et la nécessité d'introduire "à la main" les masses des candidats bosons de jauge ($\pi, \rho, a_1 \dots$) les rendait peu élégants.

Citons S. Weinberg : "je me rendis compte subitement (en 1967), que c'était une excellente sorte de théorie mais que je l'appliquais au mauvais type d'interaction". La suite est bien connue [1]. La structure du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ s'imposait rapidement, un seul doublet de champs scalaires était introduit, permettant de calculer les masses des bosons W et Z ainsi que leurs couplages en fonction d'un seul paramètre θ_w et, last but not least, la théorie était renormalisable [11].

Dans ce travail, nous ne présenterons du modèle GSW que les éléments qui seront utilisés par la suite pour décrire, au premier ordre, l'interaction d'un neutrino avec un électron ou un nucléon. Une description plus complète peut être trouvée dans de nombreux ouvrages, par exemple [19]. Les expressions détaillées, tenant compte des corrections radiatives, et leurs confrontations avec l'ensemble des données actuelles sont présentées dans [20].

La section I.2.1 décrit les prédictions du modèle standard minimal, limité à une seule famille de leptons. Les questions, très actuelles, du mélange des neutrinos et de leur matrice de masse ne seront pas abordées [21]. Dans la section I.2.2, les expressions sont étendues au secteur des quarks et leur application à l'interaction ν -nucléon est brièvement présentée dans la section I.2.3 dans le cadre du modèle des quarks-partons. Les questions liées au mélange des saveurs des quarks (matrice CKM, mécanisme de GIM) seront discutées dans le chapitre II.

I.2.1 Le modèle GSW des interactions leptoniques

Considérons une seule famille de leptons, soit e^- et ν_e par exemple. Dans le cadre de la symétrie $SU(2) \times U(1)$, la représentation de ces fermions sera composée d'un doublet L de $SU(2)$ contenant les composantes de chiralité gauche :

$$L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$$

et d'un singulet R contenant la composante droite de l'électron ; le ν_e étant supposé de masse nulle n'a pas de composante droite.

$$R = \frac{1}{2} (1+\gamma_5) e \equiv e_R$$

Les courants chargés entre ν_e et e^- ne font intervenir que le doublet L et peuvent s'écrire :

$$J_\mu^+ = \bar{L} \gamma_\mu \tau^+ L$$

$$J_\mu^- = \bar{L} \gamma_\mu \tau^- L$$

où

$$\tau^+ = \frac{\tau^1 + i\tau^2}{2}$$

$$\tau^- = \frac{\tau^1 - i\tau^2}{2}$$

et τ^i , $i=1, 2, 3$ sont des matrices de Pauli agissant dans l'espace des isospins faibles (par analogie avec la notion d'isospin en interaction forte).

Introduisant un courant neutre

$$J_\mu^3 = \bar{L} \gamma_\mu \frac{\tau^3}{2} L$$

on obtient un triplet de courants $J_\mu^i = \bar{L} \gamma_\mu \frac{\tau^i}{2} L$ ($i=1, 2, 3$) dont les charges T^i sont les générateurs du groupe $SU(2)_L$ d'isospin faible.

Le générateur du groupe $U(1)$ est défini par

$$\frac{Y}{2} = Q - T^3$$

Q étant le générateur du groupe $U(1)_{em}$ associé au courant électromagnétique

$$J_\mu^{em} = \bar{e} \gamma_\mu Q e$$

Y commute avec les générateurs T^i . Sa valeur propre est appelée hypercharge faible.

L'invariance pour les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ permet de définir les nombres quantiques des fermions :

Tableau I.3 : Nombres quantiques faibles des leptons

| | Q | (T, T³) | Y |
|---------|----------|--|----------|
| ν_e | 0 | $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ | -1 |
| e_L | -1 | $\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ | -1 |
| e_R | -1 | 0 | -2 |

La construction d'un Lagrangien qui soit invariant pour les transformations de jauge locales de la symétrie SU(2) x U(1) nécessite l'introduction de 4 bosons de jauge, $A_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ et B_μ . La partie fermionique du Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_F = \bar{L} i\gamma^\mu D_\mu L + \bar{R} i\gamma^\mu D_\mu R \quad (12)$$

où l'opérateur de dérivée covariante D_μ est défini par

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{A}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (13)$$

g et g' sont les constantes de couplage des champs de jauge \vec{A}_μ et B_μ respectivement. A ce Lagrangien, s'ajoutent les termes cinétiques des champs de jauge, \mathcal{L}_G , que nous ne discuterons pas ici. Les bosons de jauge et les fermions vont acquérir une masse par l'ingénieux mécanisme de brisure spontanée de symétrie, élaboré indépendamment par Brout et Englert [22] et Higgs [23]. Dans le modèle minimal, on fait appel à un doublet SU(2) de champs scalaires complexes :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

ce qui introduit de nouveaux termes dans le Lagrangien

$$\mathcal{L}_s = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V \quad (14)$$

et

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_e (\bar{L} \phi R + \bar{R} \phi^+ L) + h.c. \quad (15)$$

l'indice Y faisant ici référence au type de couplage dit de Yukawa. La masse de l'électron sera proportionnelle à la constante de couplage λ_e , non déterminée par le modèle.

Le potentiel V qui permet à la théorie de rester renormalisable est donné par :

$$V = m^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (16)$$

Pour $m^2 = -\mu^2$ (avec $\mu^2 > 0$) et $\lambda > 0$, ce potentiel possède un minimum pour

$$\phi^+ \phi = \frac{v^2}{2} \quad \text{avec} \quad v \equiv \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

Autour de ce minimum, le doublet ϕ peut être écrit en terme de 4 champs réels ξ_i ($i = 1, 2, 3$) et H :

$$\phi = e^{i\vec{\tau}\vec{\xi}/2v} \begin{pmatrix} 0 \\ (v+H)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

On peut éliminer les bosons de Goldstone ξ_i en appliquant la transformation unitaire

$$U(\xi) = e^{-i\vec{\tau}\vec{\xi}/2v} :$$

$$U(\xi) \phi \rightarrow \phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$U(\xi) L \rightarrow L$$

$$U(\xi) \vec{A}_\mu U(\xi)^{-1} \rightarrow \vec{A}_\mu$$

Dans la partie scalaire \mathcal{L}_s du Lagrangien (14), on voit ainsi apparaître des termes quadratiques des champs de jauge

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{v^2}{8} \left(g^2 A_\mu^1 A^{1\mu} + g^2 A_\mu^2 A^{2\mu} + (g A_\mu^3 - g' B_\mu)^2 \right)$$

Introduisant

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{A_\mu^1 \mp i A_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

et

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

où θ_W est défini par

$$\text{tg } \theta_W = g'/g \quad (17)$$

on obtient

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \quad (18)$$

Le premier terme décrit les bosons physiques chargés W^\pm de masse

$$M_W = \frac{1}{2} g v \quad (19)$$

Le deuxième correspond à un boson neutre Z de masse

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (20)$$

Le boson A_μ reste de masse nulle et sera identifié au photon.

De (17), (19) et (20), on tire la relation

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (21)$$

Dans l'expression (16) du potentiel V , on voit également apparaître un terme de masse pour le boson physique neutre H (appelé boson de Higgs)

$$M_H = \sqrt{2\mu^2} \quad (22)$$

La valeur de M_H n'est pas prédite par la théorie.

De même, la masse de l'électron apparaîtra dans le développement de \mathcal{L}_Y (15) :

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} H \bar{e} e \quad (23)$$

Le premier terme correspond au terme de masse de l'électron :

$$m_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} v \quad (24)$$

Le second définit le couplage du boson H à l'électron. Ce couplage est proportionnel à m_e :

$$\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} = \frac{m_e}{v}$$

et sera donc très faible puisque $v \gg m_e$ (voir (29)).

La partie fermionique \mathcal{L}_F du Lagrangien (12) est celle qui nous intéressera plus directement dans ce travail. Dans la jauge unitaire, elle s'écrit :

$$\mathcal{L}_F = \bar{e} i \gamma^\mu \partial_\mu e + \bar{\nu}_e i \gamma^\mu \partial_\mu \nu_e + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{CN}$$

Outre les termes cinétiques, on y trouve les termes décrivant respectivement les interactions à courant chargé et à courant neutre :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^- W^{-\mu} + J_\mu^+ W^{+\mu}) \quad (25)$$

avec

$$J_\mu^- = \frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e$$

$$J_\mu^+ = \frac{1}{2} \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e$$

et

$$\mathcal{L}_{CN} = g' \cos \theta_W J_\mu^{em} A^\mu + \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^Z \cdot Z^\mu \quad (26)$$

avec

$$J_\mu^Z = J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{em} \quad (27)$$

L'expression (25) permet, par exemple, de calculer l'amplitude de la diffusion élastique $\nu_e + e$ par échange d'un boson W .

A basse énergie ($q^2 \ll M_W^2$), cette amplitude

$$M = -i \frac{g^2}{2M_W^2} J^{+\mu} J_\mu^-$$

doit être identique à celle obtenue dans la théorie effective de Fermi

$$M^{\text{Fermi}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} J^{+\mu} J_\mu^-$$

et, donc,

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (28)$$

Combinant (19) et (28) et utilisant la valeur mesurée

$$G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

on obtient la valeur dans le vide du champ scalaire, également appelée échelle faible :

$$v = 246 \text{ GeV} \quad (29)$$

Le premier terme de l'interaction par courant neutre (26) est bien connu et on peut donc identifier le couplage $g' \cos \theta_W$ à la charge électrique de l'électron :

$$e = g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W \quad (30)$$

C'est par cette relation que l'unification électrofaible prend tout son sens.

Le second terme de (26) décrit le couplage du boson Z aux fermions et constitue une des prédictions les plus importantes du modèle. En utilisant les expressions de J_μ^3 et J_μ^{em} , on obtient aisément :

$$J_\mu^Z = a_L^e \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + a_R^e \bar{e}_R \gamma_\mu e_R + a_L^{\nu_e} \bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e \quad (31)$$

avec les constantes de couplage :

$$\begin{aligned} a_L^e &= \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \\ a_R^e &= \sin^2 \theta_W \\ a_L^{\nu_e} &= -\frac{1}{2} \\ a_R^{\nu_e} &= 0 \end{aligned} \quad (32)$$

On utilisera fréquemment une expression équivalente :

$$J_{\mu}^Z = \bar{e} \gamma_{\mu} (C_V^e - C_A^e \gamma_5) e + \bar{\nu} \gamma_{\mu} (C_V^{\nu} - C_A^{\nu} \gamma_5) \nu \quad (33)$$

avec

$$\begin{aligned} C_V^e &= \frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W & C_V^{\nu} &= -\frac{1}{4} \\ C_A^e &= \frac{1}{4} & C_A^{\nu} &= -\frac{1}{4} \end{aligned} \quad (34)$$

L'ensemble des relations obtenues jusqu'ici s'étend aisément au cas de plusieurs familles de leptons. Dans le cas de neutrinos de masses nulles (ou de masses égales), les états propres de l'interaction faible pourront toujours être redéfinis comme égaux aux états propres de masse. Aucun mélange de saveur leptonique ne sera observable et les nombres quantiques électronique, muonique et tauïque seront automatiquement conservés. L'observation des oscillations de neutrinos nous indique que la réalité est plus compliquée et relance l'intérêt d'expériences visant à l'observation de réactions interdites telles que

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} \gamma$$

ou

$$\mu^{-} \rightarrow e^{+} e^{-} e^{-}$$

mais ces effets de mélange leptonique n'auront aucune importance sur les résultats présentés dans ce travail.

I.2.2 Le couplage des quarks aux bosons W, Z

Les arguments développés dans la section précédente peuvent aisément être étendus pour décrire l'interaction électrofaible des quarks en tenant compte des différences suivantes :

- les quarks existent en 3 états de couleur. L'interaction électrofaible étant indépendante de la charge de couleur, les expressions des couplages individuels ne seront pas modifiées mais un facteur de couleur $N_C = 3$ apparaîtra lorsqu'on sommera les différentes contributions à une section efficace.
- les quarks sont massifs. Pour chaque famille, les composantes droites u_R , d_R seront introduites sous forme de deux singulets de $SU(2)_L$. Contrairement au cas des leptons avec des neutrinos de masse nulle, il ne sera plus possible d'identifier les états propres du couplage au W avec les états propres de masse. Une discussion plus détaillée de la matrice unitaire de mélange V entre ces états est postposée au chapitre II.
- les charges des quarks, $2/3$ et $-1/3$, conduisent à d'autres attributions des nombres quantiques T, T^3 et Y afin de préserver la relation $Q = T^3 + Y/2$. Celles-ci sont reprises dans le tableau I.4.

Tableau I-4 : Nombres quantiques faibles des quarks

| Quark | Q | (T, T ³) | Y |
|-------------|------|--|-----|
| $u_L \dots$ | +2/3 | $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ | 1/3 |
| $d_L \dots$ | -1/3 | $\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ | 1/3 |

| | | | |
|-------------|------|---|------|
| $u_R \dots$ | +2/3 | 0 | 4/3 |
| $d_R \dots$ | -1/3 | 0 | -2/3 |

L'interaction par courant chargé entre un quark u (ou c, t) et un quark d (ou s, b) s'écrira alors :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u} \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} V^{ud} d W^{+\mu} + h.c. \quad (35)$$

L'équivalent pour les quarks des relations (31) et (32) s'écrit :

$$J_\mu^Z = \varepsilon_L^u \bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \varepsilon_R^u \bar{u}_R \gamma_\mu u_R + \varepsilon_L^d \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + \varepsilon_R^d \bar{d}_R \gamma_\mu d_R \quad (36)$$

et les termes analogues pour les autres familles (c, s), (t, b)

A l'ordre le plus bas, les constantes de couplages sont données par :

$$\begin{aligned} \varepsilon_L^u &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \\ \varepsilon_R^u &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \\ \varepsilon_L^d &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \\ \varepsilon_R^d &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \end{aligned} \quad (37)$$

I.2.3 Les sections efficaces d'interaction ν -Nucléon

S'il est facile, à partir des relations de la section précédente, d'établir les sections efficaces élémentaires de diffusion ν -quark, le passage aux réactions expérimentalement mesurables nécessite une description de la structure en quarks des nucléons. Dans le cas des diffusions profondément inélastiques, c'est le modèle des partons de Feynman [24] qui servira de base à cette description.

Considérons, par exemple, les réactions inclusives

$$\nu_\mu^{(-)} + p \rightarrow \mu^{(\pm)} + X \quad (38)$$

où X représente un état final hadronique quelconque. Notons k et k' les quadrivecteurs énergie impulsion du neutrino et du muon, P celui du proton (de masse M) et q celui du boson W échangé.

Les quantités invariantes de Lorentz suivantes sont définies :

$$\begin{aligned} \nu &= q.P / M \\ Q^2 &= q^2 \equiv -(k - k')^2 \end{aligned}$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$y = \frac{q.P}{k.P} \quad 0 \leq y \leq 1$$

$$W^2 = (P + q)^2$$

La réaction sera dite fortement inélastique si Q^2 et W^2 sont largement supérieurs à M^2 . Négligeant la masse du muon et l'effet du propagateur du W, la section efficace de (38) peut s'écrire, pour une énergie E_ν fixée du neutrino incident :

$$\frac{d^2 \sigma^{(\nu p)}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[y^2 x F_1^{(\nu p)} + (1-y) F_2^{(\nu p)} \pm \left(1 - \frac{y}{2}\right) y x F_3^{(\nu p)} \right] \quad (39)$$

Le signe + (-) du dernier terme correspondant à la diffusion de ν ($\bar{\nu}$). Les fonctions F_1, F_2, F_3 , appelées fonctions de structure du proton, dépendent de deux variables cinématiques indépendantes (x, y ou x, Q^2 ou ν, Q^2 par exemple). Des expressions analogues décrivent la diffusion sur neutron et sur cible isoscalaire (mélange égal de p et n). Les fonctions de structure du nucléon sont alors définies par :

$$F_i^{\nu N} = \frac{1}{2} (F_i^{\nu p} + F_i^{\nu n}) \quad i = 1, 3$$

Le modèle des partons va décrire la réaction (38) en deux étapes indépendantes : d'abord, la diffusion du neutrino sur un parton, considéré comme un constituant ponctuel, quasi libre dans le nucléon et, ensuite, la recombinaison du parton diffusé avec les constituants résiduels de la cible pour former le système hadronique X final. La section efficace inclusive dépendra essentiellement de la première étape et très peu des détails complexes de l'hadronisation de l'état final.

Les prédictions du modèle ont été vérifiées dans de multiples expériences qui, de plus, ont démontré que les partons pouvaient être identifiés aux quarks et aux gluons. Parmi ces prédictions, citons :

- la relation de Callan-Gross

$$F_2 = 2 x F_1$$

est vérifiée si la diffusion a lieu sur des partons de spin $\frac{1}{2}$

- les sections efficaces totales ν -Nucléon sont proportionnelles à E_ν si les partons sont ponctuels
- les fonctions de structure de la diffusion e-N et de la diffusion ν -N sont liées par la relation :

$$F_2^{eN} = \frac{5}{18} F_2^{\nu N}$$

- pour des quarks-partons de charge $2/3$ et $1/3$ en valeur absolue
- les fonctions de structure ne dépendent que de la variable x si les partons sont totalement libres.

Cette prédiction, connue sous le nom d'invariance d'échelle de Bjorken [25] n'est bien sûr qu'une première approximation. Il existe aujourd'hui une abondante littérature sur l'évolution mesurée des fonctions de structure selon Q^2 et l'analyse de cette dépendance dans le cadre de la chromodynamique quantique (voir par exemple [26]). Toutefois, dans le reste de cette section, nous nous limiterons à l'approximation des quarks libres, les corrections liées au couplage fort α_s dépendant du domaine cinématique en x et Q^2 couvert par chaque expérience.

La variable $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ prend, dans le modèle des partons, un sens physique plus précis.

Une interaction de type élastique sur un constituant de masse effective m obéit à la relation :

$$Q^2 = 2m\nu$$

et, donc,
$$x = \frac{m}{M}$$

En d'autres termes, la diffusion inélastique $\nu - N$ par l'échange d'un boson caractérisé par Q^2 et ν sera décrite par la somme (incohérente) des diffusions élastiques sur les partons portant une fraction $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ de la masse du nucléon.

Les partons à considérer sont, d'une part, les quarks de valence (u, u, d pour le proton et d, d, u pour le neutron) et, d'autre part les paires quark-antiquark ($u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, \dots$) constituant la "mer" et correspondant à l'existence de boucles virtuelles que peuvent engendrer les gluons. En première approximation, la contribution des quarks lourds, $s\bar{s}, c\bar{c}, \dots$ peut être négligée. Les gluons sont également des partons et emportent une partie de l'énergie-impulsion du nucléon mais ils sont insensibles à l'interaction électrofaible.

Si on note $u(x)$ la densité de probabilité de trouver un quark u dans le proton (ou, par symétrie d'isospin, un quark d dans le neutron) possédant une fraction de la masse du proton comprise entre x et $x + dx$ (et, de même, pour \bar{u}, d, \bar{d}), la section efficace de diffusion profondément inélastique sur une cible isoscalaire pourra s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma^{(\nu N)}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{F_2(x) \pm xF_3(x)}{2} + \frac{F_2(x) \mp xF_3(x)}{2} (1-y)^2 \right] \quad (40)$$

les signes devant xF_3 sont + et - pour ν , et - et + pour $\bar{\nu}$
avec

$$F_2(x) \equiv F_2^{\nu N}(x) = x \left(u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) \right) \quad (41)$$

$$F_3(x) \equiv F_3^{\nu N}(x) = u(x) + d(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x)$$

En notant
$$Q = \int x \left[u(x) + d(x) \right] dx \quad (42)$$

$$\bar{Q} = \int x [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)] dx$$

on obtient, par intégration de (40) sur x et y, les expressions des sections efficaces totales en courant chargé :

$$\sigma^{CC}(\nu N) = \frac{G^2 ME}{\pi} \left(Q + \frac{1}{3} \bar{Q} \right) \quad (43)$$

$$\sigma^{CC}(\bar{\nu} N) = \frac{G^2 ME}{\pi} \left(\bar{Q} + \frac{1}{3} Q \right) \quad (44)$$

Le rapport $r \equiv \frac{\sigma^{CC}(\bar{\nu} N)}{\sigma^{CC}(\nu N)}$, mesuré dans de nombreuses expériences [27] vaut :

$$r = 0.490 \pm 0.015 \quad (45)$$

L'application du modèle des partons aux interactions de neutrinos par courant neutre, par exemple :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X \quad (46)$$

est très simple. Les sections efficaces élémentaires de diffusion élastique sur un quark q ou un antiquark \bar{q} sont données par :

$$\sigma(\nu q \rightarrow \nu q) = \sigma(\bar{\nu} \bar{q} \rightarrow \bar{\nu} \bar{q}) = \frac{G^2 ME}{\pi} 2x \left[(\varepsilon_L^q)^2 + \frac{1}{3} (\varepsilon_R^q)^2 \right]$$

$$\sigma(\nu \bar{q} \rightarrow \nu \bar{q}) = \sigma(\bar{\nu} q \rightarrow \bar{\nu} q) = \frac{G^2 ME}{\pi} 2x \left[(\varepsilon_R^q)^2 + \frac{1}{3} (\varepsilon_L^q)^2 \right]$$

où les couplages $\varepsilon_{L,R}$ sont définies par (37) dans le Modèle Standard.

Pour une cible isoscalaire, on en déduit les sections efficaces totales par courant neutre :

$$\sigma^{CN}(\nu N) = \frac{G^2}{\pi} ME \left[g_L^2 \left(Q + \frac{1}{3} \bar{Q} \right) + g_R^2 \left(\bar{Q} + \frac{1}{3} Q \right) \right] \quad (47)$$

$$\sigma^{CN}(\bar{\nu} N) = \frac{G^2}{\pi} ME \left[g_R^2 \left(Q + \frac{1}{3} \bar{Q} \right) + g_L^2 \left(\bar{Q} + \frac{1}{3} Q \right) \right] \quad (48)$$

où Q, \bar{Q} sont définis par (42) et

$$g_L^2 = (\varepsilon_L^u)^2 + (\varepsilon_L^d)^2$$

$$g_R^2 = (\varepsilon_R^u)^2 + (\varepsilon_R^d)^2$$

dans l'approximation où seuls les quarks u, d, \bar{u}, \bar{d} sont pris en compte.

De (43), (44), (45), (47), (48), il vient :

$$R \equiv \frac{\sigma^{CN}(\bar{\nu} N)}{\sigma^{CC}(\nu N)} = g_L^2 + g_R^2 r \quad (49)$$

$$\bar{R} \equiv \frac{\sigma^{CN}(\bar{\nu}N)}{\sigma^{CC}(\bar{\nu}N)} = g_L^2 + g_R^2 \frac{1}{r} \quad (50)$$

ou encore, dans le Modèle Standard minimal :

$$R = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{5}{9} \sin^4 \theta_w (1+r) \quad (51)$$

$$\bar{R} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{5}{9} \sin^4 \theta_w \left(1 + \frac{1}{r}\right) \quad (52)$$

Ces expressions serviront de base à la détermination précise de $\sin^2 \theta_w$ (voir I.3.3). Dans la mesure de ces rapports, une large part des incertitudes expérimentales et théoriques disparaît. Il reste néanmoins, un grand nombre de corrections à évaluer : mélange des quarks, quarks lourds de la mer, effet de la masse non nulle du muon, corrections radiatives, etc... L'incertitude sur le calcul de ces corrections entraînera une erreur systématique non négligeable sur les résultats expérimentaux.

I.3 Les enfants de Gargamelle

L'année 1974 est sans doute, l'une des plus importantes de l'histoire de la physique des particules. Non seulement l'existence des courants neutres est fermement établie mais l'hypothèse du quark charmé avancée par Glashow, Iliopoulos et Maiani [28] pour expliquer l'absence des désintégrations de particules étranges par courant neutre est superbement confirmée par l'observation de la résonance J/ψ à Brookhaven et au SLAC [29]. Nous y reviendrons dans la seconde partie de ce travail.

Des deux côtés de l'Atlantique, la physique du neutrino va connaître, à partir de cette date, un développement spectaculaire. Au Synchrotron à protons de 400 GeV du FNAL, viendra s'ajouter le SPS de 450 GeV du CERN ; des faisceaux de ν ou $\bar{\nu}$ de plus en plus intenses seront mis en service, tel que le WANF au CERN ("West Area Neutrino Facility"). Dans certaines expériences, une sélection en impulsion des mésons issus de la cible sera utilisée pour former un faisceau de neutrinos dit "à bande étroite" dans lequel l'énergie du neutrino est corrélée à son angle d'émission et, donc, aux coordonnées transverses de son vertex d'interaction dans le détecteur. Les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dy}$ des processus à courant neutre pourront ainsi être mesurées.

Du côté des détecteurs, le gigantisme sera de mise : outre les grandes chambres à bulles cryogéniques BEBC, au CERN, et la chambre de 15 pieds au FNAL, de nombreux détecteurs électroniques associant la mesure de l'énergie hadronique par calorimétrie et la mesure de la courbure du muon dans un champ magnétique seront successivement utilisés : CITF, FMMF, CCFR, CDHS, CHARM ...

N'ayant participé à aucune de ces expériences, nous ne les décrivons pas en détail et nous contenterons, dans les sections I.3.2 et 3, de passer en revue les mesures des rapports R et \bar{R} (définis en I.2.3) et leur analyse en termes des couplages des quarks au boson Z. Nous ne discuterons pas dans ce travail des progrès considérables réalisés dans le domaine des courants chargés : confirmation de la structure V-A, mesures précises des fonctions de structure, interprétation par la théorie QCD des violations d'invariance d'échelle. Quant à l'étude des interactions à deux leptons chargés dans l'état final, elle sera abordée dans le chapitre II en liaison avec la production de particules charmées.

Et Gargamelle dans tout cela ? Elle poursuivra sa carrière jusqu'en 1978 mais sans plus jouer les premiers rôles. Néanmoins, avec tout le respect dû à cette glorieuse ancêtre, nous consacrerons la section I.3.1 à un résumé des autres expériences réalisées avec cette chambre, et plus particulièrement de celles auxquelles nous avons participé.

I.3.1 Gargamelle au PS et au SPS

Entre 1974 et 1976, l'exposition de la chambre Gargamelle remplie de fréon CF_3Br se poursuit dans les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos du CERN-PS. La mise en service du PS booster permet une augmentation de l'intensité du faisceau de protons d'environ un facteur 4 et, après plus d'un million de clichés additionnels, la statistique collectée représentait près de dix fois celle utilisée dans [12].

Un total de 3 interactions purement leptoniques

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

fut observé, avec un bruit de fond estimé de 0.44 événement [30]. Dans le faisceau ν , la moisson est plus maigre encore : un seul événement $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ est observé alors que le bruit de fond est estimé à 0.3 événement [31]. Combinant ces résultats, un intervalle à 90% de niveau de confiance a pu être établi pour le paramètre $\sin^2 \theta_W$:

$$\sin^2 \theta_W < 0.4$$

En 1976, Gargamelle fut remplie d'un mélange léger de propane (C_3H_8) et de fréon (10% molaire). Dans ce liquide, la fraction de protons libres est de 31% et environ 85% des nucléons liés appartiennent à des noyaux légers, C ou F. Il fut alors possible de relier les topologies observées dans l'état final aux réactions correspondantes sur nucléons quasi libres. Les corrections dues aux réinteractions des pions et des nucléons dans le noyau cible furent évaluées à l'aide d'une simulation Monte Carlo de la cascade intranucléaire. Différents tests expérimentaux ont été réalisés pour établir la validité de cette simulation. Citons, entre autres :

- l'analyse des interactions à courant chargé

$$\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$$

pour lesquels un ajustement cinématique permet de distinguer les événements avec ou sans interaction dans l'état final.

- la mesure de la probabilité de réinteraction dans un noyau de carbone des pions produits par annihilation d'antiprotons de 1,6 GeV/c [32].

Les résultats suivants ont été obtenus :

a) Production exclusive d'un pion par courant neutre
([33] et annexe D)

Les taux relatifs des réactions

$$\begin{aligned} \nu p &\rightarrow \nu p \pi^0 \\ \nu p &\rightarrow \nu n \pi^+ \\ \nu n &\rightarrow \nu n \pi^0 \\ \nu n &\rightarrow \nu p \pi^- \end{aligned}$$

ont été mesurés et comparés à la réaction par courant chargé :

$$\nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$$

Le rapport

$$R_0 = \frac{\sigma(\nu p \pi^0) + \sigma(\nu n \pi^0)}{2\sigma(\mu^- p \pi^0)} = 0.45 \pm 0.08$$

est en bon accord avec le calcul d'Adler basé sur le Modèle Standard (voir figure 9, annexe D) pour $\sin^2 \theta_W$ proche de 0.2. Une analyse de la structure en isospin du courant neutre a également été effectuée en supposant une combinaison linéaire d'une amplitude isovectorielle et d'une amplitude isoscalaire. L'observation d'un signal clair de résonance $\Delta(1232)$ indique une contribution dominante isovectorielle avec $I = 3/2$. Au niveau de deux déviations standards, une contribution isoscalaire est cependant nécessaire.

Des résultats similaires ont été obtenus dans un faisceau d'antineutrinos [34]. Les couplages du courant neutre hadronique déduits de ces mesures ne peuvent rivaliser en précision avec les déterminations basées sur les processus inclusifs fortement inélastiques (voir I.3.3). Toutefois, ceux-ci ne font intervenir que le carré des couplages chiraux $\varepsilon_L^u, \varepsilon_R^u, \varepsilon_L^d, \varepsilon_R^d$ définis en I.2.2 et une détermination non ambiguë, indépendante du modèle standard, de ces couplages requiert la mesure de leurs signes. C'est là tout l'intérêt des processus exclusifs de production d'un pion qui sont sensibles aux couplages [35]

$$\begin{aligned} \alpha \text{ (isovecteur - vecteur)} &= \varepsilon_L^u - \varepsilon_L^d + \varepsilon_R^u - \varepsilon_R^d \\ \beta \text{ (isovecteur - vecteur axial)} &= \varepsilon_L^u - \varepsilon_L^d - \varepsilon_R^u + \varepsilon_R^d \\ \gamma \text{ (isoscalaire - vecteur)} &= \varepsilon_L^u + \varepsilon_L^d + \varepsilon_R^u + \varepsilon_R^d \\ \delta \text{ (isoscalaire - vecteur axial)} &= \varepsilon_L^u + \varepsilon_L^d - \varepsilon_R^u - \varepsilon_R^d \end{aligned}$$

Dans une analyse globale des données disponibles, Fogli [36] a montré comment les ambiguïtés de signes pouvaient être levées pour ε_L^d et ε_R^u (par rapport à ε_L^u choisi conventionnellement positif), le signe de ε_R^d n'étant établi qu'à moins de 90% de niveau de confiance. Le meilleur ajustement des données est obtenu pour la solution :

$$\begin{aligned} \varepsilon_L^u &= 0.376_{-0.026}^{+0.025} & (0.347) \\ \varepsilon_L^d &= -0.412_{-0.024}^{+0.025} & (-0.423) \\ \varepsilon_R^u &= -0.131_{-0.031}^{+0.042} & (-0.153) \\ \varepsilon_R^d &= 0.092_{-0.071}^{+0.036} & (0.077) \end{aligned}$$

Les chiffres entre parenthèses sont les prédictions du Modèle Standard minimal pour $\sin^2 \theta_W = 0.23$ (ignorant les corrections radiatives pour l'instant). L'accord avec ces prédictions, aussi bien pour les valeurs absolues que pour le signe des couplages a contribué à renforcer la confiance dans le modèle GSW.

b) Mesure du rapport des sections efficaces de diffusion inélastique par courant neutre sur neutron et sur proton [37]

Le rapport $R^{inél.} = \frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + X)}{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + X)}$ où X représente un système hadronique quelconque, différent de n ou p , a pu être déterminé :

$$R^{inél.} = 0.76_{-0.13}^{+0.15}$$

La confrontation de ce résultat à la prédiction du modèle GSW n'est cependant pas simple car les corrections dues à l'exclusion des canaux élastiques sont difficiles à évaluer. Il faudra attendre les faisceaux plus énergétiques du SPS et l'utilisation de la chambre BEBC remplie de deutérium [38] pour que la mesure des taux d'interaction sur proton et neutron puisse conduire à une détermination précise des constantes de couplage chirales.

c) Comparaison de la production d'un seul π^0 dans les interaction de ν et $\bar{\nu}$ par courant neutre [39]

La mise en commun des données collectées par les collaborations $\bar{\nu}$ [33] et ν [34] a permis, après normalisation des flux incidents respectifs, d'observer une différence significative (environ 3σ) entre les taux des réactions $\nu N \rightarrow \nu N \pi^0$ et $\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} N \pi^0$ confirmant ainsi l'existence d'une violation de parité dans les interactions à courant neutre. Un résultat similaire avait déjà été obtenu dans une expérience utilisant la technique des chambres à étincelles [40].

En 1977, la chambre Gargamelle est installée dans la ligne de faisceau WANF du SPS où se trouvent déjà trois nouveaux détecteurs de grande taille : la chambre à bulles BEBC et les calorimètres CDHS et CHARM. L'énergie moyenne des neutrinos est d'environ 20 GeV et, pour permettre une séparation efficace des interactions à courants chargé et neutre, la chambre est équipée, tout comme BEBC, d'un identificateur externe de muons (EMI), un ensemble de chambres à fils précédé d'un blindage dans lequel la composante hadronique de l'interaction est totalement absorbée.

Hélas, la carrière de Gargamelle au SPS sera brève puisqu'en 1978, des fissures apparaissent dans le corps de la chambre, imposant son arrêt définitif. Son "cadavre" trône encore sur une pelouse du CERN et, chaque fois que j'y passe, des souvenirs de jeunesse me reviennent en mémoire... Parmi les derniers résultats obtenus avant cette fin brutale, citons l'observation de 9 nouveaux exemples de diffusion élastique $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ [41]. Dans le faisceau $\bar{\nu}$, 230 000 clichés seulement ont pu être pris et aucun événement $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ n'a été observé, ce qui conduit à une limite supérieure à 90% de niveau de confiance $\sin^2 \theta_w < 0.39$ [42].

I.3.2 Mesures des rapports R et \bar{R}

Entre 1978 et 1986 approximativement, les taux relatifs de diffusion profondément inélastique de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ par courant neutre et par courant chargé seront déterminés par plus d'une douzaine d'expériences, la plupart utilisant une cible quasiment isoscalaire. Nous renvoyons à [43] pour une liste complète des résultats et des références correspondantes. Les quatre mesures les plus récentes et les plus précises sont celles de CDHS et CHARM au CERN et celles de CCFRR et FMM au Fermilab. Si les caractéristiques du détecteur et les méthodes d'analyse diffèrent d'une expérience à l'autre, elles sont cependant basées sur le même principe : le calorimètre est formé d'une succession de plaques inertes constituant la

cible (fer, marbre...) entre lesquelles s'intercalent des plans de détection (chambres à fils, scintillateurs segmentés, ...). Les signaux enregistrés permettent, d'une part, de mesurer l'énergie de la gerbe hadronique (et d'évaluer grossièrement sa direction), d'autre part de reconnaître la trace d'un muon pour autant qu'il pénètre un nombre suffisant de plans de détection. Un champ magnétique, soit interne dans le cas d'un calorimètre constitué de plaques de fer magnétisées, soit produit par un aimant instrumenté situé en aval du calorimètre permet de déterminer la charge et la quantité de mouvement des muons qui le traversent. Pour la mesure de R et \bar{R} , le point crucial est l'efficacité d'identification des muons. Dans chaque expérience, différents critères sont établis pour définir un candidat muon : longueur de la trace, degré d'isolement par rapport à la gerbe hadronique, ionisation moyenne par plan traversé, ... Ces critères conduisent à un classement des événements observés en deux catégories : avec ou sans muon. Il s'agit ensuite, par une simulation très détaillée des conditions expérimentales d'évaluer les corrections à apporter à ce classement : perte des muons de très basse énergie, muons issus de la désintégration d'un pion ou d'un kaon, hadrons exceptionnellement pénétrants, contaminations du faisceau en ν_e , $\bar{\nu}_e$ ou en neutrinos muoniques issus de π et K de la "mauvaise" charge, etc...

L'excellent accord entre les résultats des quatre expériences les plus précises est illustré par le tableau I.5. L'expérience NuTeV [44], plus récente, sera discutée plus loin dans le cadre de l'analyse globale des données actuelles.

Tableau I.5 : Mesures de R et \bar{R} en 1987

| Expérience | R | \bar{R} |
|------------|---------------------|-------------------|
| CDHS | 0.3072 ± 0.0032 | 0.382 ± 0.016 |
| CHARM | 0.3093 ± 0.0031 | 0.390 ± 0.013 |
| FMMF | 0.3065 ± 0.0072 | 0.384 ± 0.017 |
| CCFR | 0.2920 ± 0.0070 | 0.370 ± 0.015 |

I.3.3 Détermination de $\sin^2 \theta_W$

Au niveau de précision où sont parvenues les expériences, les expressions des couplages à l'ordre le plus bas, présentées dans I.2.2, ainsi que les relations issues du modèle des quarks-partons le plus simple, présenté en I.2.3, ne sont plus suffisantes. De plus, des tests précis du Modèle Standard ont été réalisés dans d'autres domaines, au premier rang desquels figurent, bien sûr, les mesures directes des masses des bosons W , Z au CERN Sp \bar{p} S [45]. Les mesures de violation de parité dans les transitions atomiques, des asymétries dans la diffusion de leptons chargés polarisés et des asymétries avant-arrière dans les collisions $e^+ e^-$ à PEP et PETRA viennent compléter la liste des données qui s'étend dès lors sur une gamme de Q^2 allant de 10^{-6} à 10^4 GeV².

Parallèlement aux progrès expérimentaux, de nombreux efforts ont été consacrés, du point de vue théorique, au calcul des corrections d'ordre supérieur nécessaires à l'interprétation globale des données. Citons, entre autres :

- les corrections QED, impliquant l'émission de photons réels ou l'échange de photons virtuels. Ce type de correction est bien calculable mais dépend des coupures propres à chaque expérience.
- les corrections dites électrofaibles faisant intervenir des diagrammes de polarisation du vide avec des boucles $\gamma\gamma$, γZ , ZZ , WW , des diagrammes appelés "box diagrams" où 2 bosons W ou Z sont échangés ainsi que des diagrammes de correction de vertex où, par exemple, un boson H virtuel est échangé entre les fermions de l'état final. Ces corrections dépendent de deux quantités encore inconnues en 1987 : la masse du quark top, m_t , et la masse du Higgs m_H . Nous verrons dans I.5 comment l'observation du quark t et les mesures très précises du LEP et du SLC parviendront, via cette dépendance, à contraindre la valeur de m_H .
- les corrections de type QCD. En particulier, pour la diffusion profondément inélastique des neutrinos, la dépendance en Q^2 et x des fonctions de structures est prise en compte en combinant les équations d'évolution selon Q^2 des modèles et les données expérimentales des interactions à courant chargé.
- les corrections liées à la masse des quarks s et c . Dans l'interprétation des rapports R et \bar{R} , l'indétermination des effets de seuil dans la production de particules charmées par courant chargé constitue d'ailleurs la contribution la plus importante à l'erreur théorique finale. Cette contribution apparaîtra sous forme d'une dépendance en m_c , la masse effective du quark c , estimée à 1.5 ± 0.3 GeV.

Il n'est pas possible, dans ce travail, de discuter plus en détail ces différentes corrections. On trouvera dans [43] une description de leur évaluation en 1987 et, dans [20], les évaluations plus récentes. L'existence des corrections radiatives impose le choix d'une prescription spécifique pour définir le paramètre $\sin^2 \theta_W$ et plusieurs schémas de renormalisation sont proposés dans la littérature. Nous utiliserons ici le schéma "on shell" dans lequel on définit

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - M_W^2 / M_Z^2$$

M_W et M_Z étant les masses mesurées des bosons W , Z .
Elles s'exprimeront alors par les relations

$$M_W = \frac{A_0}{\sin^2 \theta_W (1 - \Delta r)^{1/2}}$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

où

$$A_0 = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{G_F} \right)^{1/2} = 37.2805 \text{ GeV}$$

et $\Delta r \approx 0.034$ contient les corrections radiatives dépendant de α (Q^2), m_t et m_H .

Le tableau I.6 présente les valeurs de $\sin^2 \theta_W$ obtenues à partir des mesures de R et \bar{R} en fixant $m_t = 45$ GeV et $m_H = 100$ GeV, valeurs possibles à l'époque.

Tableau I.6 : $\sin^2 \theta_W$ à partir de R et \bar{R}

| Expérience | $\sin^2 \theta_W$ |
|--------------------------|-------------------|
| CDHS | 0.225 ± 0.005 |
| CHARM | 0.236 ± 0.005 |
| FMMF | 0.246 ± 0.016 |
| CCFR | 0.239 ± 0.010 |
| Combinaison νN [43] | 0.233 ± 0.003 |

La dernière ligne du tableau résulte de la combinaison de tous les résultats de diffusion νN profondément inélastique. A l'erreur expérimentale indiquée, il faut ajouter une erreur théorique de 0.005 dont une large part, 0.004, est due à l'incertitude sur m_c .

En combinant ce résultat à l'ensemble des autres données ($M_W, M_Z, \nu e, APV, l^\pm$ polarisés, $e^+ e^-$ en dessous de 50 GeV), on obtient [43] :

$$\sin^2 \theta_W = 0.230 \pm 0.005 \text{ (erreurs théorique et expérimentale combinées)}$$

avec un excellent accord entre les expériences ($\chi^2 = 145$ pour 184 degrés de liberté).

Quelques remarques pour terminer :

- une valeur plus actuelle $m_t = 177$ GeV conduirait à diminuer la valeur de $\sin^2 \theta_W$ de 0.007 dans l'ajustement global. Une valeur supérieure à 200 GeV ne serait, par contre, pas compatible avec l'ensemble des données.
- l'existence des corrections radiatives est démontrée. Un ajustement fixant $\Delta r = 0$ est exclu au niveau de 3σ .
- bien d'autres ajustements, à plus d'un paramètre ont été effectués : structure en isospin faible du Higgs plus compliquée, quatrième famille de quarks ou de leptons, bosons Z additionnels, modèles de grande unification, ... Nous évoquerons quelques unes de ces généralisations dans la section I.5.

I.4 Etude des diffusions élastiques $\nu_{\mu}^{(-)} e^{-}$ dans CHARM II

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, l'étude des réactions $\nu^{(-)} N$ a atteint, dans les années 80, un niveau de précision statistique remarquable et l'interprétation des résultats s'est vue essentiellement limitée par les erreurs systématiques et théoriques. Il en allait tout autrement pour les interactions purement leptoniques

$$\nu_{\mu}^{(-)} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu}^{(-)} + e^{-} \quad (53)$$

et
$$\nu_e^{(-)} + e^{-} \rightarrow \nu_e^{(-)} + e^{-} \quad (54)$$

pour lesquelles les statistiques collectées restaient de l'ordre de la centaine d'événements (une revue des expériences existantes est présentée dans [46]). Du point de vue théorique, ces réactions sont particulièrement intéressantes puisque débarrassées, au premier ordre en tout cas, des complexités liées aux interactions fortes et au modèle des quarks-partons. De plus, les couplages de l'électron au Z qui interviennent dans ces réactions sont les mêmes que ceux qui seront mesurés avec une précision inégalée au LEP mais dans un domaine très différent de Q^2 , affecté par des corrections radiatives très différentes. Pour accéder au niveau de précision, de l'ordre du %, nécessaire au test de ces effets d'ordre supérieur, une augmentation d'un ordre de grandeur de la statistique des interactions (53) et (54) était indispensable.

C'est dans ce but que fut construit le détecteur CHARM II^(*) qui fut exposé, entre 1987 et 1991, au faisceau neutrino à large bande du CERN-SPS. Un total de 2.510^{19} protons furent envoyés sur la cible, conduisant à environ 10^8 interactions de ν ou $\bar{\nu}$ dans le détecteur. Environ 10% d'entre-elles furent sélectionnées comme potentiellement intéressantes par le système de déclenchement et enregistrées.

Dans la première partie de cette section, nous rappellerons les expressions décrivant, dans le modèle GSW, les sections efficaces des réactions (53), (54). Nous présenterons ensuite les caractéristiques principales du détecteur et, dans une troisième partie, les méthodes d'analyse et les résultats. De nombreuses publications issues de cette expérience portent sur d'autres aspects de la physique du neutrino et ne seront pas discutées ici.

I.4.1 Cinématique et sections efficaces des diffusions νe

Rappelons (voir I.1.1) que dans la diffusion élastique d'un neutrino d'énergie E_{ν} sur un électron atomique, l'angle θ_e et l'énergie E_e de l'électron diffusé sont liés par la contrainte

$$E_e \theta_e^2 \approx 2m_e (1 - y) \leq 1 \text{ MeV}$$

où $m_e \ll E_{\nu}$ est la masse de l'électron et $y \equiv \frac{E_e}{E_{\nu}}$. Cette contrainte sera à la base de

l'extraction du signal des réactions (53, 54).

^(*) CHARM est l'acronyme de CERN, Hambourg, Amsterdam, Rome et Moscou, les laboratoires ayant participé à l'expérience antérieure WA18. Le nom CHARM II fut attribué à la nouvelle expérience (WA79) bien que Amsterdam n'y participait plus et que les groupes de Bruxelles (ULB – VUB), Louvain-la-Neuve, Munich et Naples s'y étaient incorporés (ainsi que, plus tard, ceux de Ferrare, Ankara et Zeuthen).

Les réactions (53) résultent de l'échange d'un boson Z caractérisé par un quadrivecteur énergie-impulsion Q entre le neutrino (ν ou $\bar{\nu}$) et l'électron. Puisque $Q^2 \ll M_Z^2$, l'approximation d'un Lagrangien effectif "à la Fermi" est amplement justifiée et il est facile de montrer, à partir des expressions données en I.2.2, que les sections différentielles pourront s'écrire (pour $E_e \gg m_e$)

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} E_\nu \left[(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 \right] \quad (55)$$

où le signe supérieur (inférieur) se réfère à un ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) incident. Les couplages de l'électron au Z sont donnés, dans le Modèle Standard, par

$$\begin{aligned} g_V &= \rho \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \right) \\ g_A &= -\frac{1}{2} \rho \end{aligned} \quad (56)$$

Les couplages du neutrino n'apparaissent pas explicitement puisqu'en l'absence de ν_R , on a $g_V^v = g_A^v = \frac{1}{2}$.

Le paramètre $\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W}$ est égal à 1 dans le Modèle Standard minimal.

Etant donné la contamination du faisceau en ν_e et $\bar{\nu}_e$, les réactions (54) doivent également être prises en compte. Outre l'échange d'un Z, ces réactions peuvent également avoir lieu par l'échange d'un W et leurs sections efficaces s'obtiendra à partir de (55) en remplaçant g_V par $g_V + 1$ et g_A par $g_A + 1$, le caractère V-A du courant chargé étant bien établi.

Remarquons que la section efficace (55) est proportionnelle à m_e , ce qui permet de comprendre que les diffusions sur électron soient environ mille fois plus rares que les diffusions neutrino-quark correspondantes.

En intégrant sur y la relation (55) et en utilisant (56), il vient :

$$R \equiv \frac{\sigma(\nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e)} = 3 \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W} \quad (57)$$

Au voisinage de $\sin^2 \theta_W = 0.23$, R varie rapidement en fonction de $\sin^2 \theta_W$:

$$\frac{dR}{d \sin^2 \theta_W} \approx 8$$

Ceci illustre l'intérêt de mesurer dans un même détecteur les taux des deux réactions (53) en alternant fréquemment les expositions aux faisceaux ν et $\bar{\nu}$. De plus, la plupart des erreurs systématiques sont communes aux deux réactions et s'éliminent dans le rapport R .

I.4.2 Le détecteur CHARM II ([47] et annexe E)

Puisque le signal recherché se présente sous la forme d'une gerbe électromagnétique émise à petit angle, la conception du détecteur est basée sur les impératifs suivants :

- une séparation efficace entre gerbes d'électrons et de hadrons. Les premières sont étroites et denses alors que les secondes ont un profil latéral nettement plus large et irrégulier. Une granularité des plans de détection de l'ordre du cm est requise pour distinguer clairement les deux types de gerbes
- une mesure précise de la direction de l'axe de la gerbe. Ceci requiert une segmentation longitudinale fine et un matériau cible de nombre atomique peu élevé
- une masse totale de la cible importante, pour garantir une précision statistique de l'ordre de 2% sur la mesure de $\sin^2 \theta_W$.

Le calorimètre de CHARM II est composé de 420 modules. Chaque module consiste en une plaque de verre de 4.8 cm d'épaisseur (soit environ 0.5 longueur de radiation X_0 et 0.1 longueur d'interaction λ_{Hadron}) suivie d'un plan de détection formé de 352 tubes à "streamer" de 1 cm² de section. La lecture en mode digital des signaux sur les fils d'anode est complétée par une lecture analogique des signaux induits sur le plan de cathode, subdivisé en bandes de 21 mm orientées orthogonalement à la direction des fils. Tous les cinq modules, est incorporé un plan de 20 scintillateurs, chacun d'une largeur de 15 cm et de 3 cm d'épaisseur. Pour les gerbes dont l'origine est directement en amont de ce plan, la mesure de l'énergie déposée dans le scintillateur permettra de distinguer une gerbe électromagnétique induite par un électron ou par une paire $e^+ e^-$, ce qui sera très utile dans l'étude des bruits de fond (voir I.4.3). La longueur totale du calorimètre est de 35,7 m, sa surface transverse de 3.7 x 3.7 m² et sa masse 692 t.

Il est suivi d'un spectromètre à muons composé de 6 modules de fer magnétisé instrumentés par un total de 24 plans de scintillateurs et 27 plans de chambres à dérive. Dans l'étude des réactions (53), le rôle de ce spectromètre est de permettre un contrôle précis des flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ incidents et de leurs spectres d'énergie, au travers des réactions à courant chargé, de sections efficaces bien connues. Un contrôle supplémentaire de ces flux est fourni, indépendamment, par la mesure des flux de muons dans le blindage situé en aval du tunnel de désintégration où sont émis les neutrinos.

Nous renvoyons à l'annexe E pour une description plus détaillée, en particulier concernant le traitement des signaux digitaux et analogiques, la logique du système de déclenchement sélectif et les systèmes de contrôle du fonctionnement du détecteur. La calibration de celui-ci et la détermination de ses performances ont été effectuées à l'aide de faisceaux tests d'électrons, pions et muons d'énergie variant entre 2 et 60 GeV/c [48]. Résumons-en les principaux résultats :

- un algorithme de séparation électron-hadron a été développé [49] conduisant, pour une efficacité de sélection de 99 % des gerbes électromagnétiques, à une réjection d'un facteur 100 des gerbes hadroniques.
- la résolution en énergie d'une gerbe électromagnétique peut s'écrire :

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = \frac{0.09}{\sqrt{E_e}} + 0.11$$

E_e étant exprimé en GeV. A cette erreur relative, il faut ajouter une erreur absolue de 5%.

- la résolution angulaire (pour chaque projection transverse) est donnée par

$$\Delta \theta_e = \left(\frac{27/E_e^2 + 14}{\sqrt{E_e}} + 1 \right) \text{ mrad}$$

- l'efficacité du système de déclenchement pour les diffusions ν_e est de 100% dans l'intervalle $3 < E_e < 30$ GeV. Les analyses présentées dans la section suivante seront limitées à l'intervalle 3 – 24 GeV pour optimiser le rapport signal/bruit
- outre les critères de séparation électron-hadron, d'autres sélections sont appliquées pour réduire encore davantage les bruits de fond dus aux interactions avec une forte composante électromagnétique. La plus sévère de ces sélections impose qu'un seul tube soit touché dans le plan qui suit directement la plaque de verre où l'interaction s'est produite. L'efficacité de sélection finale des interactions ν_e , estimée à 0.76 ± 0.03 , est indépendante de E_e dans l'intervalle considéré dans l'analyse.

I.4.3 Analyse et résultats

Plusieurs analyses ont été publiées entre 1989 et 1993 sur la base de statistiques partielles [50]. Nous ne présenterons ici que les résultats de l'analyse finale ([51] et annexe F) qui confirment, avec une meilleure précision, les résultats intermédiaires.

Les différentes étapes de l'analyse peuvent être résumées de la manière suivante :

a) Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$

Dans un premier temps, les topologies de gerbes électromagnétiques sont sélectionnées en combinant différents algorithmes de séparation électron/hadron. Ensuite, la position du vertex d'interaction est reconstruite et les événements pour lesquels une activité supplémentaire est détectée à proximité du vertex sont rejetés ("1-hit cut"). La coupure en énergie $3 < E_e < 24$ GeV est également appliquée. Les distributions en $E \theta_e^2$ (fig. 1 de l'annexe F) montrent clairement l'existence du signal pour $E \theta_e^2 < 3$ MeV.

b) Détermination des flux de neutrinos

Les flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ et leur dépendance en E_ν sont mesurées par l'étude des interactions à courant chargé sur nucléon. Différents ensembles d'événements sont utilisés (processus quasi-élastiques ou inclusifs) avec différentes coupures en énergie et en volume fiduciaire. L'accord entre les résultats permet d'assurer que les corrections d'acceptance et d'identification du muon sont bien comprises.

Les composantes de flux ν_e et $\bar{\nu}_\mu$ sont inférieures au % et sont estimées par une simulation Monte Carlo du faisceau.

L'incertitude totale sur la mesure des flux (pondérés par l'énergie) de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ est de 4.7 et 5.2% respectivement.

c) Modélisation des bruits de fond

Les principales sources de bruit de fond proviennent de la production cohérente ou diffractive d'un π^0 par courant neutre

$$\nu A \rightarrow \nu \pi^0 A \quad (58)$$

$$\nu N \rightarrow \nu \pi^0 N \quad (59)$$

où A et N représentent un noyau lourd et un nucléon, respectivement, et de la diffusion quasi-élastique de $\nu_e^{(-)}$

$$\nu_e^{(-)} N \rightarrow e^\pm N' \quad (60)$$

Les réactions (58, 59) ont été simulées suivant la description théorique de Rein et Sehgal [52] et Bel'kov et Kopeliovich [53]. Les réactions (60) sont simulées à partir des événements observés de type

$$\nu_\mu^{(-)} N \rightarrow \mu^\pm N'$$

dans lesquels la trace du muon est remplacée par la gerbe simulée d'un électron de même direction et même énergie. Une pondération des événements est appliquée pour tenir compte des dépendances en énergie différentes des flux $\nu_e^{(-)}$ et $\nu_\mu^{(-)}$.

Les événements simulés sont ensuite traités par la même chaîne de sélection que celle des données réelles. Une vérification expérimentale de cette modélisation a été réalisée à l'aide des événements dont le vertex se trouve directement en amont d'un plan de scintillateur. L'énergie déposée dans ce plan est en moyenne de 5 MeV pour une gerbe initiée par un électron seul et nettement supérieure pour une gerbe initiée par une paire $e^+ e^-$ résultant de la matérialisation d'un γ (rappelons que le π^0 produit dans (58) ou (59) se désintègre très rapidement en 2γ). Dans la région $5 < E \theta_e^2 < 72$ MeV, où seuls les bruits de fond contribuent, la contribution de la réaction (60) relative à celle des réactions avec π^0 a ainsi pu être mesurée

$$R(e/\pi^0) = 0.14 \pm 0.03 \text{ (en } \nu) \text{ et } 0.18 \pm 0.03 \text{ (en } \bar{\nu})$$

en bon accord avec l'ajustement des distributions simulées :

$$R^{\text{fit}}(e/\pi^0) = 0.141 \pm 0.006 \text{ (en } \nu) \text{ et } 0.199 \pm 0.006 \text{ (en } \bar{\nu})$$

d) Ajustement des paramètres

Les distributions observées de E_e et $E_e \theta_e^2$ en faisceau ν et $\bar{\nu}$, ainsi que ces mêmes distributions pour les événements en amont d'un scintillateur (voir plus haut et fig. 2 de l'annexe F) sont simultanément utilisées dans un ajustement global. Les paramètres libres à déterminer sont les constantes de couplage g_V, g_A décrivant les réactions (53) et (54) ainsi que les contributions relatives des bruits de fond. Les incertitudes sur les flux des différentes composantes du faisceau et les erreurs de mesure de E_e et θ_e sont prises en compte.

Le nombre d'événements de diffusion ν_e résultat de cet ajustement est :

$$\begin{aligned} 2677 \pm 82 & \text{ dans le faisceau } \nu \\ 2752 \pm 88 & \text{ dans le faisceau } \bar{\nu} \end{aligned}$$

Les contours à 90% de niveau de confiance des paramètres g_V et $g_A^{(-)}$ sont illustrés dans la fig. 3 (annexe F). Remarquons que l'analyse conjointe des diffusions $\nu_{\mu} e$ et $\nu_e e$ permet de réduire de 4 à 2 les zones de ces paramètres, la dernière ambiguïté étant levée par la mesure de l'asymétrie avant-arrière de $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ au LEP.

Les valeurs ajustées

$$\begin{aligned} g_V &= -0.035 \pm 0.012 \text{ (stat.)} \pm 0.012 \text{ (syst.)} \\ g_A &= -0.503 \pm 0.06 \text{ (stat.)} \pm 0.016 \text{ (syst.)} \end{aligned}$$

sont comparées, dans la figure 4 (annexe F), aux valeurs obtenues par les 4 expériences du LEP.

L'accord observé n'est pas anodin puisque les paramètres effectifs mesurés par CHARM II n'ont pas été corrigés pour les ramener aux couplages à $Q^2 \sim 10^4 \text{ GeV}^2$ caractéristiques du LEP. Il se fait, et c'est un hasard, que, pour une valeur de m_t supérieure à 100 GeV, les deux contributions les plus importantes aux corrections radiatives qui devraient être appliquées s'annulent pratiquement [54].

Un ajustement en fonction du paramètre de mélange électrofaible conduit à :

$$\sin^2 \theta_{\nu_e} = 0.2324 \pm 0.0058 \text{ (stat.)} \pm 0.0059 \text{ (syst.)}$$

soit une précision comparable à celle des expériences à grande statistique de diffusion inélastique sur nucléon présentées dans I.3.3.

Notons également que la comparaison des valeurs de g_A, g_V obtenues dans CHARM II et au LEP peut s'interpréter comme une vérification de l'universalité du couplage de ν au Z [55]. La valeur du couplage du ν_μ

$$2g^{\nu_\mu} = 1.004 \pm 0.033$$

est en accord avec la valeur moyenne déterminée à partir de la largeur invisible du Z dans l'hypothèse de 3 saveurs leptoniques

$$2g^\nu = 0.9999 \pm 0.0043$$

I.5 Les contraintes expérimentales actuelles du modèle GSW

Au cours de la décennie écoulée, les tests de plus en plus précis de la théorie électrofaible se sont multipliés et il serait vain de tenter ici de les passer en revue. Les résultats les plus marquants et les références correspondantes sont disponibles dans [20]. Les contributions les plus importantes proviennent de :

- la mesure très précise des propriétés du Z^0 au LEP et au SLC
- la détermination de M_W au Tévatron (CDF, D0) et au LEP 2
- l'observation du quark t et la mesure directe de sa masse (CDF, D0)
- la limite inférieure $M_H > 114.4$ GeV fixée par les expériences LEP2
- de nouvelles expériences de violation de parité atomique jointes à des calculs théoriques beaucoup plus précis
- les mesures réalisées à BNL du moment magnétique anomal du muon
- l'étude de la diffusion Møller $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ d'électrons polarisés (SLAC E518).

Et les neutrinos ? La plupart des physiciens "neutrinistes" n'ont, depuis une dizaine d'années, qu'un seul mot à l'esprit : oscillations. Une seule expérience visant à la mesure plus précise de $\sin^2 \theta_w$ est venue compléter la liste et sera présentée dans la première partie de cette section. La seconde partie tentera de résumer les conclusions qui peuvent être tirées de l'ajustement global de l'ensemble des données disponibles.

I.5.1 L'expérience NuTeV [44]

Comme son nom l'indique, cette expérience fut réalisée au Tévatron. Sa motivation essentielle est d'abaisser l'erreur systématique qui affecte la détermination de $\sin^2 \theta_w$ à partir des rapports R , \bar{R} de diffusion inélastique sur nucléon (voir I.3.3). Une large part de cette erreur est due à l'incertitude sur m_c , la masse effective décrivant les effets de seuil dans la production de particules charmées. Paschos et Wolfenstein [56] avaient, dès 1973, montré que le rapport

$$R^- = \frac{\sigma_{\nu}^{CN} - \sigma_{\bar{\nu}}^{CN}}{\sigma_{\nu}^{CC} - \sigma_{\bar{\nu}}^{CC}} = \rho^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w \right)$$

était beaucoup moins sensible à m_c . La production de quarks c ou \bar{c} est, en effet, dominée par les transitions $s \rightarrow c$ qui font intervenir la "mer", alors que la transition $d \rightarrow c$ à partir d'un quark de valence d est réduite par un facteur $\sin^2 \theta_c \approx 0.05$, θ_c étant l'angle de Cabbibo. Au dénominateur du rapport R^- , les contributions dues à la "mer" s'annulent si celle-ci est symétrique pour l'échange $q \leftrightarrow \bar{q}$.

Toutefois, le rapport R^- est très sensible au degré de pureté des faisceaux ν et $\bar{\nu}$, c'est-à-dire au degré de séparation en charge, + ou -, des "parents" π et K issus de la cible primaire. Dans les systèmes de focalisation par cornes magnétiques, les contaminations de la "mauvaise" charge restent de l'ordre de 5-10% et ne permettent pas une mesure précise de R^- .

Dans NuTeV, un système complexe d'aimants et de collimateurs est placé en aval de la cible. Baptisé SSQT (pour Sign Selected Quadrupole Train), ce système conduit à une

contamination de $\bar{\nu}$ dans le faisceau ν de seulement $3 \cdot 10^{-4}$, la contamination inverse de ν dans le faisceau $\bar{\nu}$ étant de $4 \cdot 10^{-3}$.

La configuration du détecteur est assez classique : un calorimètre Fer - scintillateurs - chambres à dérive de 690 tonnes, suivi d'un spectromètre à muons. Nous n'entrerons pas dans les détails de l'analyse, semblable à celle utilisée par les expériences décrites en I.3.2. Le résultat obtenu dans l'hypothèse $\rho \equiv 1$ est :

$$\sin^2 \theta_w \equiv 1 - \frac{M_w^2}{M_Z^2} = 0.2277 \pm 0.0013 \text{ (exp.)} \pm 0.0009 \text{ (théor.)} \quad (61)$$

alors que la moyenne des expériences antérieures mesurant R , \bar{R} est :

$$\sin^2 \theta_w = 0.2277 \pm 0.0024 \text{ (exp.)} \pm 0.0027 \text{ (théor.)}$$

On voit donc qu'outre une amélioration des erreurs d'ordre expérimental, une forte réduction de l'erreur théorique est réalisée dans cette expérience.

I.5.2 Ajustements globaux

En parallèle avec les progrès expérimentaux, un intense effort phénoménologique a été entrepris pour évaluer l'effet des corrections radiatives sur tous les observables avec un degré de précision comparable. Outre les dépendances en m_t et M_H , les corrections d'ordre supérieur en α (QED) et α_s (QCD) et leur évolution suivant l'échelle d'énergie du processus considéré ont été évaluées et incorporées dans de vastes programmes d'ajustement global [20], tenant compte des corrélations entre les différents paramètres. Nous ne ferons ici qu'en résumer les principaux résultats :

- l'ajustement conduit à un χ^2 de 45.5 pour 45 degrés de liberté. Aucun des observables ne s'écarte de plus de 3 déviations standards de sa valeur ajustée. L'écart maximum (2.9σ) est observé pour le couplage g_L^2 mesuré dans NuTeV, pour lequel différentes tentatives d'explication ont été avancées : mer étrange non symétrique, brisure de symétrie isotopique, effets QCD non encore évalués... Aucune conclusion ferme ne se dégage pour ce qui pourrait, après tout, n'être qu'une simple fluctuation statistique .
- les paramètres suivants sont obtenus au minimum du χ^2 :

$$\begin{aligned} M_H &= 113_{-40}^{+56} \text{ GeV} \\ m_t &= 176.9 \pm 4 \text{ GeV} \\ \widehat{\sin^2 \theta_z} &= 0.23120 \pm 0.00015 \\ \alpha_s(M_Z) &= 0.1213 \pm 0.0018 \end{aligned}$$

Quelques remarques sur ces chiffres sont nécessaires :

- L'erreur sur M_H ne tient pas compte de la limite inférieure de 114 GeV établie au LEP 2. Incluant cette dernière, la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance est

$$M_H < 246 \text{ GeV}$$

La chasse au Higgs au Tevatron et au LHC est déjà bien délimitée !

- Excluant de l'ajustement la mesure directe de $m_t = 177.9 \pm 4.4 \text{ GeV}$ au Tevatron, on obtient

$$m_t = 172.4_{-7}^{+10} \text{ GeV}$$

Cet accord remarquable témoigne de la validité des corrections radiatives électrofaibles.

- L'angle de mélange électrofaible est défini dans un schéma de renormalisation dit de soustraction minimale modifiée (\widehat{MS}) [57]. A la masse du Z, ce paramètre est moins sensible à la valeur de m_t . Dans la définition "on shell" décrite en I.3.3, on aurait obtenu une valeur un peu moins précise

$$\sin^2 \theta_W = 0.22280 \pm 0.00035$$

Même avec cette erreur, que de chemin parcouru depuis Gargamelle !

Bien d'autres ajustements, s'écartant du Modèle Standard Minimal, ont été effectués en vue d'établir des contraintes sur une grande variété d'extensions possibles : nouvelles sources de brisure de symétrie SU(2), nouveaux bosons de jauge Z' de masse plus grande, nouvelle génération de fermions, modèles de grande unification, supersymétrie. Aucune conclusion franche ne se dégage de ces analyses. Le Modèle Standard est-il la théorie finale ? Malgré qu'il ait brillamment résisté aux tests expérimentaux jusqu'ici (*), cela paraît très peu probable. Tout d'abord parce qu'il contient trop de paramètres arbitraires : aux couplages de jauge et aux paramètres décrivant le potentiel du Higgs, il faut ajouter les masses des quarks, les angles de mélange de la matrice CKM et les paramètres correspondants dans le secteur des leptons. Ensuite, parce qu'il laisse de nombreuses questions sans réponse : pourquoi 3 familles de quarks et de leptons ? Comment expliquer simultanément la quantification des charges des leptons et des quarks, etc... Enfin et, surtout, parce que l'unification des 3 couplages de jauge de SU(1), SU(2) et SU(3) semble bien pouvoir être réalisée aux alentours de 10^{16} GeV . Les théories de grande unification (GUT) [58] de type supersymétrique (SUSY) [59] s'ajustent très bien aux données actuelles à "basse" énergie, du moins si on admet que l'échelle d'énergie caractérisant la brisure de symétrie SUSY n'est pas trop élevée ($\leq O(\text{TeV})$). Ce domaine d'énergie sera bientôt exploré au LHC et les espoirs sont grands d'y découvrir les clés ouvrant les portes du "désert" qui nous séparent de 10^{16} GeV .

(*) En considérant que les évidences récentes concernant la masse et le mélange des neutrinos peuvent s'y intégrer formellement sans grande difficulté.

CHAPITRE II : LES PARTICULES CHARMÉES EN PHYSIQUE DE NEUTRINO

La seconde partie de notre travail sera consacrée à l'étude de la production de particules charmées dans les interactions de neutrinos. La section 1 rappelle le cadre théorique dans lequel s'inscrit la prédiction du quark charmé, décrit sa découverte au travers de la résonance J/ψ et évoque les différents types d'expériences qui ont contribué, en dehors de la physique du neutrino, à l'étude des particules charmées.

La section 2 illustre les premières tentatives d'observation en faisceaux de neutrinos, bientôt suivies d'expériences statistiquement plus significatives dont l'analyse fait l'objet de la section 3.

L'expérience CHORUS marque une évolution spectaculaire de la technique de l'émulsion nucléaire et sera discutée séparément dans la section 4.

II.1 Prédiction et découverte du quark c

II.1.1 Le mécanisme de GIM

Opérons un large retour en arrière. Déjà dans le cadre de la théorie V-A de Fermi, les expériences indiquaient clairement que les taux des désintégrations faibles avec changement d'étrangeté ($\Delta S \neq 0$) étaient plus petits, environ d'un facteur 20, que les taux calculés à partir des processus similaires à $\Delta S = 0$. Pour conserver le caractère "universel" des couplages faibles, Cabbibo proposa en 1963 de modifier la forme du courant chargé hadronique qui devient une combinaison de deux termes, correspondant respectivement aux transitions $\Delta S = 0$ et 1 :

$$J_{\mu}^h = a J_{\mu}^{(0)} + b J_{\mu}^{(1)}$$

Imposer la contrainte

$$|a|^2 + |b|^2 = 1$$

revient à écrire cette expression sous la forme

$$J_{\mu}^h = \cos \theta_c J_{\mu}^{(0)} + \sin \theta_c J_{\mu}^{(1)}$$

où θ_c est appelé angle de Cabbibo. La valeur $\sin \theta_c \approx 0.23$ est obtenue en comparant, par exemple, les taux des désintégrations $K^- \rightarrow \mu^- \nu_{\mu}$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_{\mu}$.

Reformulée en langage plus moderne, cette proposition revient à dire que le partenaire du quark u dans le doublet de $SU(2)_L$ n'est pas le quark d mais la combinaison

$$d' = \cos \theta_c d + \sin \theta_c s \quad (62)$$

Les états d et s étant les états propres de masse des quarks d et s .

Dès la formulation du modèle GSW, il apparut que l'application de (62) au courant neutre posait un problème. Rappelons l'expression (voir I.2)

$$J_\mu^Z = J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{em}$$

Le premier terme s'écrit :

$$\begin{aligned} J_\mu^3 &\equiv \bar{L} \gamma_\mu \frac{\tau^3}{2} L \\ &= \frac{1}{2} (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L - \cos^2 \theta_c \bar{d}_L \gamma_\mu d_L - \sin^2 \theta_c \bar{s}_L \gamma_\mu s_L \\ &\quad - \cos \theta_c \sin \theta_c (\bar{d}_L \gamma_\mu s_L + \bar{s}_L \gamma_\mu d_L)) \end{aligned} \quad (63)$$

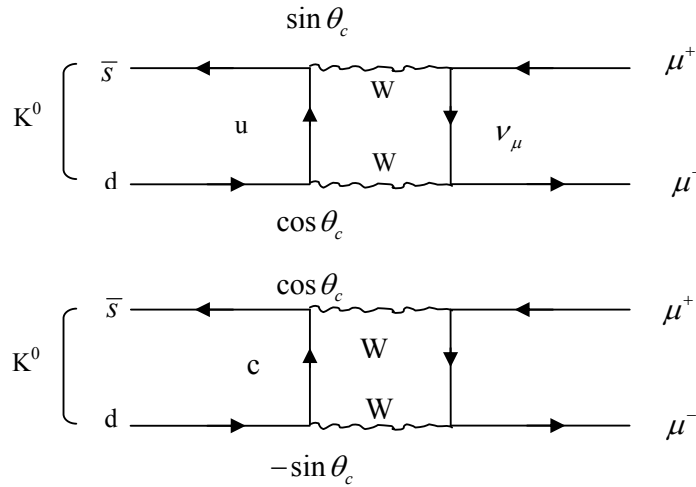
Le terme en $\cos \theta_c \sin \theta_c$ génère des transitions à $\Delta S \neq 0$ dont l'amplitude est beaucoup trop grande, en complète contradiction avec les résultats expérimentaux. Par exemple, le rapport de branchement $B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ mesuré est de l'ordre de 10^{-10} et non de l'ordre de 10^{-3} comme prédit par (63).

La solution élégante de ce problème fut proposée en 1970 par Glashow, Iliopoulos et Maiani (60) et est connue depuis sous le nom de mécanisme de GIM. Elle consiste à introduire un deuxième doublet composé d'un nouveau quark c , pour charme, et de la combinaison orthogonale à (62):

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} c \\ \cos \theta_c s - \sin \theta_c d \end{pmatrix} \quad (64)$$

Il est facile de montrer que la contribution de ce nouveau doublet à J_μ^3 va conduire à un terme en $\cos \theta_c \sin \theta_c$ de signe opposé à celui de (63). Au premier ordre, le courant neutre conserve la saveur des quarks, c'est-à-dire qu'il n'induit que des transitions $u \leftrightarrow u, d \leftrightarrow d, c \leftrightarrow c, s \leftrightarrow s$.

Mais le mécanisme de GIM va plus loin en interprétant les taux observés de désintégrations $\Delta S \neq 0$ par courant neutre comme des effets du second ordre de l'interaction par courant chargé. Par exemple, l'amplitude de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sera représentée par la somme des deux diagrammes ("box diagrams")



et il est facile de voir que l'amplitude totale s'annule pour $m_c = m_u$. Par contre, à l'ordre suivant d'un développement en puissance de m_q^2 / M_W^2 , où $q = u, c$ est le quark échangé, l'amplitude totale sera proportionnelle à $(m_c^2 - m_u^2) / M_W^2$.

Le même type de diagrammes a été utilisé pour interpréter le mélange $K^0 - \bar{K}^0$ et la mesure de la différence de masses

$$\Delta m_K \equiv m_{K_L} - m_{K_S} = (3.552 \pm 0.016) 10^{-12} \text{ MeV}$$

Utilisant ces résultats, Gaillard et Lee (61) prédisent que la masse du quark c devrait se situer aux environs de 1.3 GeV/c.^(*)

II.1.2 La résonance J/ψ

Malgré ces prédictions, l'observation simultanée, en novembre 1974, de la résonance J au synchrotron AGS de Brookhaven et de la résonance ψ au collisionneur $e^+ e^-$ SPEAR de Stanford [29] fit l'effet d'un coup de tonnerre. Très étroite, cette résonance à 3.1 GeV, baptisée depuis J/ψ , fut rapidement interprétée comme un méson vectoriel constitué d'une paire $c\bar{c}$ dans l'état 1s. Des états excités, 2s, 3s, ... furent observés peu après au SLAC et la spectroscopie du charmonium est aujourd'hui composée d'une dizaine d'états.

La caractéristique la plus remarquable de la résonance J/ψ est sa faible largeur $\Gamma = 91 \text{ keV}$. On peut l'expliquer qualitativement par les arguments suivants :

- les modes de désintégration leptoniques, en $e^+ e^-$ ou $\mu^+ \mu^-$, qui contribuent chacun pour environ 6%, sont dus à l'échange d'un photon virtuel. Les taux mesurés permettent d'ailleurs de vérifier que la charge du quark c en valeur absolue est bien $2/3$ et non $1/3$

^(*) Des évaluations plus récentes, incorporant la troisième famille de quarks, rendent cependant cette prédiction moins solide.

- la désintégration directe en mésons charmés $J/\psi \rightarrow D\bar{D}$ (voir II.1.4) est énergétiquement impossible. Il en va de même pour l'état $\psi(2s)$ de masse 3686 MeV. Par contre, l'état excité $\psi(3s)$ de masse 3770 MeV se désintègre très rapidement ($\Gamma = 23.6$ MeV) en $D\bar{D}$, ce qui permet de fixer la masse du méson D aux alentours de 1850 MeV
- les modes de désintégration en hadrons non charmés (88%) sont fortement inhibés car ils font intervenir l'échange d'au moins 3 gluons virtuels entre l'annihilation de la paire $c\bar{c}$ et la création d'une paire $q\bar{q}$ de quarks légers ($q = u, d, s$).

Pour exprimer la "saveur" nouvelle du quark c, un nombre quantique $C = 1$ lui est attribué. Comme pour l'étrangeté, le charme est conservé dans les interactions fortes et électromagnétiques.

II.1.3 Observation du J/ψ au CERN-PS

Entre 1974 et 1976, nous avons participé, comme boursier CERN, à une expérience ([62] et annexe G) très semblable dans son principe à celle de Brookhaven [29] : un faisceau de protons de 24 GeV/c issu du CERN-PS est focalisé sur une cible suivie d'un bispectromètre composé de deux bras identiques formant entre eux un angle de 15 mrad et symétriques par rapport à l'axe du faisceau. Chaque bras est constitué de deux aimants dipolaires et de trois aimants quadripolaires permettant de sélectionner dans une fenêtre bien définie de quantité de mouvement les particules chargées produites dans la cible et d'assurer que les particules focalisées dans chaque bras sont de charges opposées. Des compteurs à scintillation équipés de photomultiplicateurs rapides permettent d'établir une coïncidence temporelle entre les deux bras avec une précision de 0.3 ns. La reconstruction des traces est assurée par un ensemble d'hodoscopes et de chambres proportionnelles multifils. Avec, successivement, une cible d'hydrogène liquide, de carbone et de tungstène, la production de la résonance J/ψ a pu, dans chaque cas, être mesurée dans le canal de désintégration $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. L'identification des électrons (ou positrons) est réalisée, dans chaque bras, en combinant les signaux de lumière Čerenkov produits dans un compteur à seuil rempli de CO_2 sous pression et dans des blocs de verre au plomb. Dans une deuxième phase de l'expérience, des absorbeurs constitués de 74 cm de cuivre ont été insérés dans chaque bras, directement en aval de la cible. Il a ainsi été possible de confirmer la production du J/ψ via sa désintégration en $\mu^+\mu^-$ avec, toutefois, une erreur statistique plus importante. En effet, la diffusion multiple des muons dans les absorbeurs réduit considérablement l'acceptance du bispectromètre.

Le calcul, que nous ne discuterons pas ici, de l'acceptance angulaire et en quantité de mouvement du bispectromètre conduit aux sections efficaces de production J/ψ suivantes :

| | | | |
|-------|---|--------------------------|----|
| Cible | H | $\sigma = 0.56 \pm 0.16$ | nb |
| | C | $\sigma = 7.2 \pm 1.8$ | nb |
| | W | $\sigma = 74 \pm 20$ | nb |

Supposant une dépendance de la forme $\sigma \propto A^\alpha$, A étant le nombre de masse des noyaux de la cible, on obtient :

$$\alpha = 0.92 \pm 0.09$$

La section efficace sur hydrogène est comparée dans la figure 6 (annexe F) aux résultats obtenus dans d'autres expériences à plus haute énergie et un bon accord est observé avec la dépendance en énergie proposée par Donnachie et Landshoff [63]. Cette comparaison illustre également toute la difficulté de l'expérience au CERN-PS : avec une valeur de \sqrt{s} de seulement 6.7 GeV, on se trouve très proche du seuil cinématique de production du J/ψ et la section efficace est extrêmement réduite.

II.1.4 Les particules charmées

Dès la découverte du J/ψ , il était clair que devait exister une nouvelle spectroscopie de hadrons résultants des combinaisons d'un ou plusieurs quarks c avec les quarks ou antiquarks légers. L'étude détaillée de cette spectroscopie a fait, et continue de faire, l'objet de très nombreuses expériences utilisant des dispositifs très variés. Rien que la liste des états observés, de leurs modes de désintégration et des références bibliographiques remplissent près de 70 pages dans la dernière édition de Review of Particle Physics [64] ! Impossible ici d'en faire le tour et nous nous contenterons d'un aperçu très sommaire :

- les collisionneurs $e^+ e^-$ à $\sqrt{s} = 3.77$ GeV constituent une source très propre de paires $D^0 \bar{D}^0$ ou $D^+ D^-$ émis pratiquement au repos. L'analyse cinématique des produits de désintégration permet l'établissement d'un grand nombre de modes. Citons, par exemple $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$.
- Les collisionneurs $e^+ e^-$ à plus haute énergie permettent non seulement la production d'états plus lourds (D^* , D_s) mais aussi, si l'expérience est équipée d'un détecteur de vertex assez précis, la mesure des parcours des particules charmées produites. Soulignons, en particulier, les nombreux résultats obtenus récemment dans les "usines à B ", des collisionneurs $e^+ e^-$ asymétriques conçus pour la production de mésons B via la réaction (à $\sqrt{s} = 10.58$ GeV)

$$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4s) \rightarrow B \bar{B}$$

Les mésons B se désintègrent majoritairement en mésons D ou D^* . Les expériences BELLE et BABAR peuvent ainsi étudier l'évolution dans le temps des systèmes $B^0 - \bar{B}^0$ et $D^0 - \bar{D}^0$, sans nul doute un des domaines de recherche les plus importants aujourd'hui.

- la production de particules charmées à l'aide de faisceaux de protons ou de pions de grande énergie a également fait l'objet de nombreuses expériences. Au CERN – SPS, par exemple, le taux de production de charme ne représente qu'environ un millième de la section efficace totale. L'extraction du signal uniquement sur la base de pics dans les distributions de masses invariantes de différentes combinaisons de particules de l'état final s'avère très difficile. La plupart des expériences utilisent donc un détecteur de vertex à haute résolution spatiale, permettant de distinguer les vertex secondaires de désintégration des particules charmées. C'est ainsi que nous avons participé, dans les années 1980, à plusieurs expériences utilisant le spectromètre EHS (European Hybrid Spectrometer) et une cible constituée d'une petite chambre à bulles à cyclage rapide LEBC (pour LEXan Bubble Chamber) caractérisée par une résolution spatiale d'environ 20 microns [65].

Le tableau suivant donne une idée des statistiques accumulées par ces expériences :

Tableau II.1 : Expériences LEBC - EHS

| Expériences | Réf. | Faisceau | Nombre de clichés | Interactions avec charme | Désintégrations observées |
|-------------|------|-------------------|-------------------|--------------------------|---------------------------|
| NA16 | 65 a | π^- 360 GeV/c | 350 000 | 39 | 68 |
| | | P 360 GeV/c | 500 000 | 33 | 35 |
| NA27 | 65 b | π^- 360 GeV/c | 850 000 | 114 | 183 |
| | | P 400 GeV/c | 2 220 000 | 324 | 557 |

De nombreuses analyses ont été effectuées à partir de ces événements :

- mesure des sections efficaces inclusives de production de D^0 , \bar{D}^0 , D^+ , D^- , D^{*+} , D^{*-} (2010)
- mesure des taux de production de paires $D\bar{D}$ et $\Lambda_c \bar{D}$
- étude des sections efficaces différentielles en x_F et P_T^2 et comparaison à différents modèles inspirés de QCD
- mesure des temps de vie des mésons D^0 , D^+ et des baryons Λ_c^+ .

Nous ne les discuterons pas ici car nous souhaitons limiter ce travail à la physique des neutrinos. Pour conclure cette section, nous présentons dans le tableau II.2 les principales caractéristiques des particules charmées qui interviendront dans la suite [64].

Tableau II.2 : Les principales particules charmées (à long temps de vie)

| Nom | Composition | Masse (MeV) | Temps de vie τ (10^{-13} s) | $c \tau$ (μm) |
|---------------|-------------|------------------|-------------------------------------|----------------------------|
| D^+ | $c\bar{d}$ | 1869.4 ± 0.5 | 10.40 ± 0.07 | 312 |
| D^0 | $c\bar{u}$ | 1864.6 ± 0.5 | 4.10 ± 0.02 | 123 |
| D_s^+ | $c\bar{s}$ | 1968.3 ± 0.5 | 4.90 ± 0.09 | 147 |
| Λ_c^+ | udc | 2284.9 ± 0.6 | 2.00 ± 0.06 | 60 |

II.2 Premières observations de particules charmées produites par neutrinos

Par la façon même dont le quark c a été prédit, on pouvait s'attendre à un taux de production de particules charmées dans les interactions de neutrinos de l'ordre de quelques %, induite par les réactions élémentaires à courant chargé :

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + c, \text{ supprimée par un facteur } \sin^2 \theta_c \approx 0.05 \quad (65)$$

et

$$\nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + c, \text{ proportionnelle à } \cos^2 \theta_c \text{ mais faisant appel à la composante étrange de la mer } q\bar{q}. \quad (66)$$

Deux méthodes distinctes ont été utilisées pour observer ces processus :

- l'étude des événements "dileptons" présentée en II.2.1.
- l'observation directe en émulsion nucléaire, qui fait l'objet des sections II.2.2 et II.2.3.

Cette première génération d'expériences, de caractère plutôt exploratoire, sera suivie d'expériences plus ambitieuses dont les résultats permettent une analyse plus quantitative. Nous les aborderons dans la section II.3.

II.2.1 Les premiers événements "dileptons"

Dans les détecteurs dont la résolution spatiale ne permet pas de distinguer la trajectoire d'un méson ou baryon charmé, un signal indirect de production de charme est attendu sous forme d'événements à deux leptons chargés dans l'état final. Dans un faisceau de ν_μ , le premier sera le μ^- caractéristique d'une interaction à courant chargé et le second un lepton positif issu de la désintégration semi-leptonique de la particule charmée C :

$$C \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \text{hadrons} \quad (67)$$

ou

$$C \rightarrow e^+ + \nu_e + \text{hadrons} \quad (68)$$

Bien sûr, les charges des 2 leptons seront inversées dans un faisceau d'antineutrinos.

L'observation de 14 événements $\mu^- \mu^+$ dans le calorimètre de l'expérience HPWF [66] au sein d'un ensemble d'environ 8000 interactions à courant chargé (ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$) constitue le premier signal de la réaction (67). Les auteurs sont, toutefois, prudents dans l'interprétation du signal et le mot "charme" n'apparaît pas dans l'article.

La chambre à bulles à liquide lourd est un détecteur mieux adapté à l'étude du signal de la réaction (68), l'identification d'une trace d'électron ou de positron pouvant y être réalisée de façon certaine. De plus, on s'attend à ce que le système hadronique produit dans (67) ou (68) soit, de façon prédominante, d'étrangeté $S = -1$ (+1 pour $\bar{\nu}$). L'observation d'une topologie de désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ou $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ est donc un signal supplémentaire associé aux événements dileptons.

Le premier événement de ce type fut observé dans l'expérience Gargamelle au PS ([67]) et annexe H) parmi 6 100 interactions de ν_μ et 8 700 interactions de $\bar{\nu}_\mu$ de type courant chargé. Les interprétations alternatives de cet événement ont une probabilité inférieure à 0.01. Toutefois, il n'est pas possible d'identifier la particule charmée, la nature de la particule étrange étant ambiguë entre K_s^0 et Λ^0 .

II.2.2 L'expérience émulsion - chambre à étincelles au Fermilab

Exposer un empilement de quelques litres d'émulsion à un faisceau de neutrinos est un jeu d'enfant. Y accumuler une centaine d'interactions est une simple question de patience. Le problème est de retrouver, après développement des feuilles d'émulsion, ces interactions dans le champ de vue du microscope. Avec des feuilles de 600 microns d'épaisseur, une cible d'un litre représente environ 16 000 cm² de surface à examiner et une personne, même très entraînée, ne peut guère couvrir plus de 1 cm² par jour ! D'où la nécessité d'un dispositif hybride : en aval de la cible d'émulsion, un détecteur permet de reconstruire, pour chaque interaction, les traces des particules chargées sortantes et d'en calculer la position approximative de leur point d'origine commun. Cette technique avait déjà été utilisée avec succès en 1965 [68].

Le dispositif utilisé dans le faisceau de neutrinos du Fermilab contient successivement (voir fig. 1 de [69] en annexe I):

- un plan de scintillateurs utilisés comme véto dans le système de déclenchement
- 6 empilements d'émulsion pour un volume total de 18 l
- une chambre à étincelles formées de 2 compartiments de 15 cm de long ("wide gap")
- un détecteur de gerbe constitué de 5 plaques de plomb, chacune suivie d'un plan de scintillateurs et d'une chambre à étincelles comportant 6 compartiments de 1 cm.
- un blindage de plomb de 135 cm d'épaisseur suivi de 3 plans de scintillateurs permettant une identification assez rudimentaire des muons produits.

L'ensemble des chambres à étincelles est visualisé par une seule caméra. En plus de la vue directe, un système de miroirs placés au-dessus du détecteur permet d'enregistrer sur le même film une vue à 90°, ce qui rend possible la reconstruction spatiale des traces.

Un total de 194 possibles interactions de neutrinos dans le volume d'émulsion ont été sélectionnées par l'analyse des clichés. Après développement de l'émulsion, ces interactions ont été recherchées au microscope dans la région entourant le point d'origine calculé. Une surface totale de 5688 cm² a été dépouillée et seuls 37 interactions ont été retrouvées. Les raisons de cette efficacité assez faible, de l'ordre de 20%, sont discutées en détail dans [70] : inefficacité intrinsèque de l'observateur, difficulté de reconstruire le vertex des interactions à basse multiplicité, imprécisions de la prédiction due à la diffusion multiple des traces de basse énergie, ... Ce dernier point est particulièrement critique : le taux de succès est environ 5 fois plus élevé pour les événements dans lesquels au moins 2 particules chargées énergétiques (> 500 MeV/c) sont observées que pour les événements n'en comptant aucune. Hélas, dans ce détecteur assez simple, l'absence de champ magnétique et la résolution spatiale médiocre du calorimètre rendent difficile la mesure des énergies individuelles des particules produites.

Parmi les 37 interactions retrouvées, une interaction présente une topologie de production et de désintégration d'une particule charmée : une particule chargée se transforme après 182 μm en 3 particules chargées au minimum d'ionisation (fig. 2 de l'annexe I). Nous ne reproduisons pas ici l'analyse détaillée de cet événement. Son interprétation en termes de particule étrange ou d'interaction secondaire, peut être écartée et il s'agit, selon toute vraisemblance, du premier exemple de particule charmée produite par interaction de neutrino dans l'émulsion. Elle se désintègre en environ $6 \cdot 10^{-13}$ s mais son identité et son mode de désintégration ne peuvent être établis univoquement.

II.2.3 L'expérience émulsion – BEBC au CERN-SPS

Une seconde expérience ([71] et annexe J), s'inspirant des mêmes principes, fut réalisée dans le faisceau de neutrinos du CERN-SPS. Cette fois, les empilements d'émulsion étaient placés devant la fenêtre de la chambre à bulles BEBC remplie d'hydrogène liquide. Le champ magnétique de 3.5 T régnant dans la chambre permet une mesure précise de la quantité de mouvement des particules chargées qui y pénètrent. Ce dispositif présente cependant quelques inconvénients :

- la distance entre l'émulsion et le liquide de la chambre est assez grande, environ 40 cm, et le matériau entre les deux, essentiellement de l'acier, est assez dense ($\sim 8 \text{ g/cm}^2$)
- le champ magnétique est très bien connu dans le volume utile de BEBC mais beaucoup moins à l'extérieur et, en particulier, dans la zone où l'émulsion est placée.

Pour faciliter l'extrapolation des traces de BEBC vers leur origine dans l'émulsion, une chambre proportionnelle multifils constituée de 3 plans est insérée directement en aval de la cible d'émulsion. Sa résolution est de l'ordre de 1 mm et son positionnement par rapport au système de référence de BEBC peut être établi avec précision en utilisant, comme outil de calibration, des milliers de traces de muons traversant les deux détecteurs.

Deux empilements d'émulsion, respectivement de 10,5 et 21 litres, ont successivement été exposés au faisceau neutrino du CERN-SPS, de 25 GeV d'énergie moyenne. Un total de 206 000 clichés BEBC ont été analysés et 935 vertex d'interactions dans le volume de l'émulsion ont été reconstruits. Pour 523 d'entre eux, la présence d'un μ^- dans l'état final peut être établie, essentiellement grâce à l'EMI (External Muon Identifier) qui équipe la chambre BEBC. Suivant des critères de dépouillement détaillés dans [71], ces événements ont été recherchés dans les feuilles d'émulsion et 169 ont été trouvés^(*), soit une efficacité moyenne de 32%. Ce n'est guère mieux que dans l'expérience précédente (section II.2.2) en dépit d'une meilleure précision dans la reconstruction des vertex. Hélas, ici, une nouvelle source d'inefficacité joue un rôle important : la mauvaise sensibilité de l'émulsion utilisée. La densité de grains observables au microscope varie entre 8 et 21 par 100 μm , alors qu'une émulsion de bonne qualité atteint 30 grains / 100 μm . On observe que l'efficacité de dépouillement tombe de 50 à 11% lorsque la sensibilité de l'émulsion descend de 21 à 8 grains / 100 μm .

La recherche de particules charmées dans les interactions localisées a donné lieu à plusieurs publications intermédiaires :

(*) Environ 60% des interactions sans muon ont également été recherchées et 45 événements ont été trouvés. Aucun candidat "charme" n'a été observé dans ce groupe, majoritairement composé d'interactions de type courant neutre.

- observation d'une seconde désintégration d'une particule de charge positive en 3 branches [72]
- première observation d'un baryon charmé identifié comme $\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ K^-$ [73]
- première observation de particules charmées neutres : 3 exemples de D^0 se désintégrant en 2 branches [74].

La moisson finale de cette expérience [71] s'élève à 8 particules charmées, 5 de charge positives et 3 neutres. Nous ne décrivons pas en détail ces événements dont l'intérêt apparaît aujourd'hui comme anecdotique. Même si la statistique est encore très faible, une première détermination des temps de vie relatifs des mésons D^+ et D^0 conduit à

$$\tau^+ / \tau^0 = 6.0_{-3,5}^{+7,0}$$

supportant les observations dans les collisions $e^+ e^-$ à SPEAR d'une différence importante entre les taux de branchement des désintégrations semi-leptoniques des mésons D^+ et D^0 [75]. Cette différence traduit l'importance, dans la désintégration non leptonique du D^0 , du diagramme d'échange d'un boson W entre les quarks c et \bar{u} . Dans la désintégration du D^+ , ce diagramme est impossible et le quark \bar{d} de l'état initial est essentiellement "spectateur".

II.3 L'analyse des événements "dileptons"

Comme pour les mesures de $\sin^2 \theta_w$ discutées dans le chapitre I, les premières observations furent rapidement suivies d'un grand nombre de résultats plus précis, obtenus grâce à des faisceaux plus intenses et des détecteurs plus massifs et plus performants. Dans la première partie de cette section, nous donnons un aperçu des statistiques d'événements "dileptons" accumulées. Les détails des méthodes d'analyse diffèrent d'une expérience à l'autre et, puisque nous y avons participé, nous décrivons, dans la deuxième partie, l'analyse de CHARM II. Enfin, l'interprétation physique de ces résultats sera discutée dans la troisième partie.

II.3.1 Statistiques d'événements observés

Les principales expériences qui ont contribué à l'étude des dileptons à partir de 1979 sont reprises dans le tableau II.3. Pour une revue des résultats publiés avant cette date, nous renvoyons à [76]. Les résultats [77] à [81] sont obtenus en chambres à bulles à liquide lourd. A l'exception de [77] et [78] qui étudient le canal dimuon, les autres sont basés sur l'observation d'un muon et d'un électron de charges opposées. Les statistiques restent, comme on peut le voir, assez faibles. Il faut cependant souligner que le nombre d'événements observés n'est pas le seul élément à prendre en compte : la chambre à bulles permet l'identification des e^\pm de basse énergie (≥ 0.5 GeV/c) et on pourra donc étudier la production de particules charmées juste au-delà du seuil cinématique, là où les effets de la masse effective du quark c sont les plus importants. De plus, comme déjà évoqué dans II.2, la production de particules étranges associées au signal dilepton pourra être étudiée par l'observation des désintégrations de K_s^0 ou Λ^0 .

Tableau II.3 : Statistique des événements dileptons

| Détecteur | Référence | Date | $\mu^- \ell^+$ | $\mu^+ \ell^-$ ($\ell = e$ ou μ) |
|--------------------------------|-----------|------|--------------------------|--|
| Gargamelle SPS | 77 | 1979 | 62 ± 10 ($\mu\mu$) | |
| BEBC – TST SPS | 78 | 1980 | | 16 ± 5 ($\mu\mu$) |
| 15' Neon – H FNAL | 79 | 1981 | ~ 50 (μe) | ~ 12 (μe) |
| Gargamelle SPS | 80 | 1983 | ~ 50 (μe) | |
| 15' Neon – H FNAL | 81 | 1985 | 207 ± 20 (μe) | |
| CDHS WBB SPS | 82 | 1982 | ~ 8600 | ~ 2000 |
| CCFR NBB FNAL (E616 + E701) | 83 | 1987 | 331 ± 30 | 24 ± 6 |
| CCFR WBB FNAL (E744) | 84 | 1990 | 1460 ± 42 | 223 ± 5 |
| CCFR WBB FNAL (E744 + E770) | 85 | 1993 | 4247 ± 90 | 944 ± 34 |
| CHARM – II WBB SPS | 86 | 1999 | ~ 3100 | ~ 700 |
| NOMAD WBB SPS | 87 | 2000 | 2714 ± 227 | 115 ± 40 |
| NuTeV WBB FNAL | 102 | 2001 | ~ 5100 | ~ 1450 |

Les résultats [82] à [87] sont obtenus à l'aide de calorimètres massifs, déjà décrits dans I.3.3. A part [83] qui utilise un faisceau neutrino à bande étroite (NBB pour Narrow Band Beam), les autres expériences, notées WBB pour Wide Band Beam, se caractérisent par des statistiques importantes atteignant plusieurs milliers d'événements. Tous ces événements sont

du type dimuons et les coupures assez sévères sont appliquées sur l'énergie minimum des muons, typiquement $E_\mu > 5$ GeV, afin d'assurer leur identification.

Les nombres indiqués dans le tableau II.3 représentent le signal estimé après soustraction des bruits de fond. Quand ce nombre n'apparaît pas explicitement dans la publication, l'estimation est précédée du signe \sim . Les coupures cinématiques et les sources de bruits de fond varient d'une expérience à l'autre. Qualitativement,

- Pour le canal μe , le principal bruit de fond est dû aux paires $e^+ e^-$ dites de Dalitz, résultant de la désintégration $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Si la paire est très asymétrique, une des traces pourra échapper à la détection.
- Dans [79] et [81], la chambre à bulles n'est pas équipée d'un identificateur externe de muons. Une source importante de bruit de fond est dû à la réaction $\nu_e + N \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + x$ où le méson π^\mp traverse la chambre sans interagir et sera considéré comme muon.
- Pour les expériences calorimétriques, le principal bruit de fond, de l'ordre de 10%, est dû aux désintégrations en vol de π et K chargés au sein de la gerbe hadronique. Ce bruit de fond pourra être analysé à la fois par une simulation Monte Carlo de la gerbe et par l'étude des événements à deux muons de même charge.

II.3.2 L'analyse des dimuons dans CHARM-II

([86] et annexe K)

Le détecteur CHARM-II a déjà été présenté dans I.4.2 et nous ne décrivons ici que les aspects spécifiques à l'analyse des dimuons. De même, la plupart des variables cinématiques ont été définies dans I.2.3 en liaison avec le modèle des quarks-partons.

a) Dispositif expérimental et sélection des données

Le système de déclenchement [47] du détecteur permet de sélectionner en temps réel les topologies où deux traces sont clairement distinguées dans le calorimètre et traversent au moins 30 plans de détection. La figure 2 de l'annexe K montre un exemple d'un tel événement. Après reconstruction "off-line" des traces, différents critères de sélection sont appliqués afin d'assurer que :

- les 2 candidats muons peuvent avoir une origine commune
- cette origine se trouve dans le volume utile du calorimètre, suffisamment loin des bords
- les quantités de mouvement des candidats muons, ainsi que le signe de leur charge, sont mesurées dans le spectromètre.

Le muon primaire, c'est-à-dire celui qui participe au courant chargé leptonique $\nu_\mu^{(-)} \rightarrow \mu^{(-)}$, est défini comme celui qui possède la plus grande quantité de mouvement transverse par rapport à la direction du boson W échangé (reconstruite dans l'une ou l'autre des hypothèses^(*)). L'autre muon est alors attribué à l'état final de la désintégration (67). Les quantités cinématiques $x_\nu, y_\nu, Q_\nu^2, \nu_\nu$ peuvent alors être définies comme dans la section I.2.3

^(*) Pour les dimuons de même charge, le muon le plus énergétique est choisi comme muon primaire.

avec, toutefois, un indice ν pour "visible" afin de rappeler que le neutrino émis dans la désintégration (67) n'est bien sûr pas observable et n'est pas pris en compte dans le calcul de ces quantités.

Les coupures cinématiques suivantes sont appliquées :

- $E_1, E_2 > 6 \text{ GeV}$ et $E_{had} > 5 \text{ GeV}$
 où E_1, E_2 sont les énergies des muons primaire et secondaire
 E_{had} est l'énergie de la gerbe hadronique
 ces coupures garantissent une efficacité assez stable de détection des événements et réduisent fortement le bruit de fond dû aux désintégrations des mésons π et K
- $x < 0.5, Q^2 > 5.5 \text{ GeV}^2/c^2$ et $E_\nu > 35 \text{ GeV}$
 ces coupures définissent le domaine où les paramétrisations du modèle des partons et du processus de fragmentation du quark c sont applicables (voir plus loin).

D'autres coupures, que nous ne détaillerons pas ici, sont spécifiques aux événements observés dans le faisceau $\bar{\nu}_\mu$, pour lequel la contamination en ν_μ est sensiblement plus importante (voir Table 3 dans l'annexe K). Un total de 4111 interactions de ν_μ et 871 $\bar{\nu}_\mu$ survivent à l'ensemble des critères de sélection.

b) Expression de la section efficace

Nous avons vu dans I.2.3 comment la section efficace inclusive de diffusion profondément inélastique ν -nucléon pouvait s'exprimer en termes des fonctions de densité des quarks-partons $u(x), d(x)$... L'invariance d'échelle de Bjorken implique que, pour Q^2 et ν suffisamment grands, ces fonctions ne dépendent que de la variable sans dimension $x = Q^2 / 2M\nu$. Dans le modèle des partons, cela revient à dire que la quantité de mouvement transverse des partons par rapport à celle du nucléon peut être négligée, x représentant alors la fraction de quantité de mouvement longitudinale impliqué dans la diffusion.

Cette description est évidemment trop simpliste et plusieurs effets doivent être pris en compte :

- i) la dépendance en Q^2 des fonctions de densité (et autres effets liés à l'existence des gluons)
- ii) le fait que pour des valeurs de Q^2 aux alentours de 10 GeV^2 , les masses du nucléon et du quark c ne peuvent être négligées
- iii) les corrections radiatives de type QED
- iv) le processus d'hadronisation du quark c en hadron charmé
- v) les processus de désintégrations muoniques des hadrons charmés.

Sans entrer dans le détail du formalisme théorique, voyons comment ces différents points ont été traités :

i) Les effets QCD

Les violations d'invariance d'échelle sont bien reproduites dans la théorie QCD (Quantum Chromodynamics) à l'aide des équations d'évolution connues sous le sigle DGLAP [88]. Cet ensemble d'équations intégral-différentielles permet d'évaluer la probabilité

$P_{ij}\left(\frac{x}{y}, t\right)$ pour qu'un parton de type j et de quantité de mouvement fractionnelle y soit "vu" à une échelle $t = \log(Q^2)$ comme un parton de type i de quantité de mouvement x . Ces équations prédisent l'évolution des fonctions de distributions des partons selon Q^2 à condition d'en fixer leurs valeurs à une échelle arbitraire de référence $Q^2 = \mu_0^2$. Dans l'analyse de CHARM-II, μ_0^2 est fixé à 20 GeV^2 et les fonctions de distribution des quarks de valence et de la mer sont celles obtenues par le groupe CTEQ [89] à partir d'un ajustement global des données de diffusion profondément inélastique.

Toutefois, un des objectifs de l'expérience est de préciser le contenu en s, \bar{s} de la mer. Pour cela, le paramètre suivant est introduit

$$\kappa = \frac{\int_0^1 [x s(x, \mu_0^2) + x \bar{s}(x, \mu_0^2)] dx}{\int_0^1 [x \bar{u}(x, \mu_0^2) + x \bar{d}(x, \mu_0^2)] dx} \quad (69)$$

ainsi qu'une dépendance en x différente pour les quarks s, \bar{s} que pour les quarks légers de la mer :

$$x \bar{s}(x, \mu^2) = x s(x, \mu^2) = A_s (1-x)^\alpha \frac{x \bar{u}(x, \mu^2) + x \bar{d}(x, \mu^2)}{2} \quad (70)$$

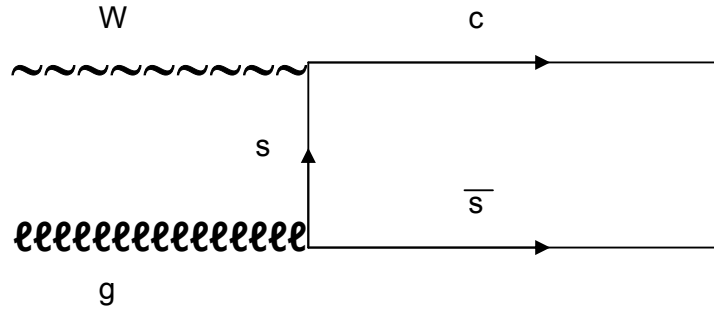
De façon à reproduire la paramétrisation de CTEQ pour l'ensemble des quarks de la mer $\bar{q}_0(x, \mu^2)$, on impose la relation

$$\frac{x \bar{u}(x, \mu^2) + x \bar{d}(x, \mu^2)}{2} = \frac{x \bar{q}_0(x, \mu^2)}{2 + A_s (1-x)^\alpha}$$

La normalisation A_s est aisément déterminée pour toutes valeurs des paramètres libres κ et α .

Au niveau des partons, la production du quark c sera décrite par les processus (65) et (66) induits par l'échange d'un W . L'évolution des fonctions de distribution $d(x, Q^2)$, $s(x, Q^2)^{2(*)}$ décrite ci-dessus tient compte des corrections d'ordre α_s dues aux processus de radiation d'un gluon et de conversion d'un gluon en paire $q\bar{q}$. Un tel calcul est qualifié, dans la littérature, de "Leading Order" (LO). Certains diagrammes, également d'ordre α_s , ne sont cependant pas entièrement pris en compte, tel que le processus illustré ci-dessous, appelé fusion boson-gluon.

(*) Dans cette section, les fonctions de distribution ont celles caractérisant une cible isoscalaire. De plus, il est sous-entendu que, dans une interaction de $\bar{\nu}$, les fonctions d et s doivent être remplacées par \bar{d}, \bar{s} .



La conversion d'un gluon en une paire $s\bar{s}$ quasi colinéaire au gluon est incluse dans les équations DGLAP mais pas la composante "dure" de ce processus. Le calcul plus complet, incorporant ce processus, est appelé "Next to Leading Order" (NLO). Seule la collaboration CCFR [90] a publié ses résultats selon les deux types d'analyses. Dans CHARM-II, une analyse NLO a également été effectuée [91] mais non publiée.

ii) Les effets dus à la masse du nucléon et du quark c

Une des approches fréquemment utilisée pour tenir compte des effets de seuil liés à la masse du quark c est connue sous le nom de "slow rescaling" [92] et consiste à remplacer la variable x par la variable

$$\xi = x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2} \right) \quad (71)$$

où m_c , la masse effective du quark c , est un des paramètres à déterminer lors de l'ajustement des données. Un calcul plus récent, incorporant également les effets de la masse du nucléon, a été élaboré par Aivazis et al. [93] et utilisé dans l'analyse de CHARM-II. Le formalisme est basé sur une décomposition de l'amplitude de la diffusion lepton-hadron selon les états d'hélicité du W (ou γ, Z) échangé. Les fonctions de structure habituelles, F_1, F_2, F_3 (voir équation ((39))) sont remplacées par des fonctions F_+, F_-, F_0 correspondant respectivement à l'échange d'un boson polarisé dextrogyre (+), lévogyre (-) ou longitudinalement (0).

L'amplitude de diffusion $\nu N \rightarrow \mu X$ s'écrit alors sous la forme

$$M = \sqrt{2} G_F j_n(Q^2) \frac{d^1(\psi)_n^m}{1 + Q^2/M_W^2} \langle X | J_m | N \rangle$$

où les indices d'hélicité $n, m = +, -, 0, j$ et J étant les courants leptonique et hadronique respectivement. $d^1(\psi)$ est une matrice de rotation de spin 1 spécifiant l'orientation relative des deux vertex. Il est montré dans [93] que la valeur de ψ peut, grâce à un choix judicieux de plusieurs systèmes de coordonnées, être calculée cinématiquement sans faire d'approximation sur les masses des quarks et des nucléons.

Dans ce formalisme, la section efficace de diffusion $\nu N \rightarrow \mu X$ est de la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 y Q^2}{\pi(1+Q^2/M_W^2)^2} \left[\frac{(F_+ + F_0)}{2} (1 + \cosh^2 \psi) + F_0 \sinh^2 \psi \mp (F_+ - F_-) \cosh \psi \right] \quad (72)$$

Le signe – (+) devant le dernier terme caractérisant la diffusion de ν ($\bar{\nu}$).

La valeur de ψ est obtenue par la relation

$$\cosh \psi = \frac{E_\nu + E_\mu}{\sqrt{Q^2 + \nu^2}} \quad (73)$$

E_ν, E_μ étant les énergies dans le système du laboratoire du neutrino incident et du muon sortant.

La nouvelle variable d'échelle χ est définie par

$$\chi = \eta \frac{(Q^2 - m_q^2 + m_c^2) - \Delta(-Q^2, m_q^2, m_c^2)}{2Q^2} \quad (74)$$

où m_q est la masse du quark initial (d ou s) et η est donné par

$$\eta = \left[\frac{1}{2x} + \sqrt{\frac{1}{4x^2} + \frac{M^2}{Q^2}} \right]^{-1} \quad (75)$$

M étant la masse du nucléon.

La fonction triangulaire $\Delta(a, b, c)$ est définie par

$$\Delta(a, b, c) = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + bc + ca)} \quad (76)$$

Remarquons que η tend vers x lorsque $\frac{M^2}{Q^2}$ tend vers 0. Lorsque, de plus m_q est négligeable, on retrouve

$$\chi = x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2} \right)$$

c'est-à-dire l'expression (72).

Non seulement le formalisme d'hélicité permet de tenir compte des masses des quarks mais il préserve également une correspondance univoque^(*) entre les fonctions de structure

^(*) Dans le formalisme des fonctions de structure habituelles F_1, F_2, F_3 , cette correspondance n'est possible que si on néglige les masses.

mesurables au niveau hadronique $F_\lambda(q, P, \dots)$ et les fonctions de structure au niveau partonique W_λ^a , l'indice a désignant le type de parton d'impulsion k_1

$$F_\lambda(q, P, \dots) = \sum_a f_N^a \otimes W_\lambda^a(q, k_1) \quad (77)$$

où le signe \otimes représente la convolution

$$F_\lambda(q, P, \dots) = \sum_a \int_\chi^1 \frac{d\xi}{\xi} f_N^a(\xi, \mu^2) W_\lambda^a(q, \xi, \alpha_s \dots) \quad (78)$$

Les fonctions de distribution du parton a , f_N^a , sont celles définies en (i) tandis que les amplitudes de diffusion "dure" W_λ^a peuvent, dans un calcul NLO, être évaluées perturbativement à l'ordre α_s . A l'ordre le plus bas, ces amplitudes prennent une forme très simple grâce au caractère chirale des couplages électrofaibles :

$$W_\lambda^a = |V_{ab}|^2 G_\lambda(Q^2, m_a^2, m_b^2) \delta\left(\frac{\xi}{\chi} - 1\right) \quad (79)$$

où les fonctions G_λ sont explicitées dans [93]. V_{ab} est le coefficient de la matrice de mélange CKM caractérisant la transition par courant chargé du quark a en quark b . Nous en reparlerons plus loin.

Appliquant les relations (77), (79) à l'expression générale (72), on obtient la section efficace (LO) de production de charme par les réactions (65) et (66) pour une énergie E_ν fixée :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu \rightarrow c}}{d\chi dy} = \frac{G_F^2 y Q^2}{\pi(1+Q^2/M_W^2)^2} (|V_{cd}|^2 d(\chi, \mu^2) + |V_{cs}|^2 s(\chi, \mu^2)) \times \left[\left(\frac{1 \pm \cosh \psi}{2} \right)^2 + \frac{m_c^2}{2Q^2} \frac{\sinh^2 \psi}{2} \right] \quad (80)$$

le signe \pm caractérisant la diffusion de ν ou $\bar{\nu}$, respectivement.

iii) Les corrections radiatives QED

Les corrections à prendre en compte sont dues à l'émission (et éventuellement la réabsorption) de photons par le muon de l'état final. La radiation émise par les hadrons sera automatiquement incorporée dans la mesure de la gerbe hadronique et les diagrammes connectant un photon entre le muon et les hadrons peuvent être négligés. Pour tenir compte de cette correction, qui a pour effet de diminuer l'énergie moyenne des muons mesurés, la section efficace (80) est multipliée par un facteur

$$[1 + \delta_r(E_\nu, \chi, y)]$$

où la fonction δ_r a été calculée par Bardin [94].

iv) L'hadronisation du quark c

La section efficace de production d'un hadron charmé H peut se factoriser sous la forme

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy dz} (\nu N \rightarrow \mu H X') = \frac{d^2\sigma}{dx dy} \cdot D_{H/c}(z) \quad (81)$$

le premier facteur étant donné par (80) et la fonction de fragmentation $D_{H/c}$ décrivant la formation du hadron H à partir du quark c . La variable z représente la fraction de la quantité de mouvement longitudinale du quark c emportée par le hadron H . De façon plus précise, dans le référentiel du centre de masse du système W-Nucléon, z est défini par

$$z = \frac{P_H^L}{P_H^L(\text{max})} \quad (82)$$

où P_H^L est la composante longitudinale, c'est-à-dire selon la direction du W , du hadron H et $P_H^L(\text{max})$ en est la valeur maximum cinématiquement possible. Plusieurs expressions phénoménologiques de la fonction de fragmentation $D(z)$ existent dans la littérature, dont celle proposée par Peterson [95] :

$$D_{H/c}(z) \propto z^{-1} \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z} \right)^{-2} \quad (83)$$

Dans l'analyse de CHARM-II, ε sera un nouveau paramètre libre dans l'ajustement.

Pour la composante transverse de la quantité de mouvement du hadron, P_t , une distribution de la forme

$$\frac{dN}{dp_t^2} \propto e^{-bP_t^2} \quad (84)$$

est choisie, avec $b = 1.7 \pm 1.5$. L'erreur sur ce paramètre entrera dans l'estimation des erreurs systématiques finales.

La fonction de fragmentation (83) est supposée commune aux différents types de hadrons charmés.

v) Les désintégrations muoniques des hadrons charmés

Les expériences calorimétriques sont bien évidemment incapables de distinguer les différentes particules charmées produites (Tableau II.2). Cependant, pour effectuer une simulation complète de l'expérience, il est nécessaire de fixer les taux de production relatifs de ces particules ainsi que les rapports de branchement selon les différents modes de désintégration muoniques possibles.

Sur la base de 122 désintégrations de particules charmées induites par des neutrinos dans la cible d'émulsion de l'expérience E531 [96], une estimation des taux relatifs de D^0 , D^+ , D_s^+ et Λ_c^+ a été réalisée par Bolton [97] (voir Table 1 de l'annexe K). Nous en parlerons plus en détail dans la section II.4. Les taux inclusifs de désintégrations muoniques sont évalués à partir de l'ensemble des données disponibles sur les modes semi-leptoniques (e ou μ) [98]. Une modélisation simple de la désintégration suivant l'espace des phases est utilisée, les modes considérés étant répartis selon la table 2 de l'annexe K.

Les distributions des quantités observables dépendent assez peu de cette modélisation et des variations, dans les limites d'erreur, des valeurs fixées par les tables 1 et 2 seront effectuées pour évaluer l'erreur systématique sur les résultats. Par contre, la section efficace de production de dimuons est directement proportionnelle à la valeur moyenne \bar{B}_μ du rapport de branchement muonique, défini par :

$$\bar{B}_\mu = \sum_i f_i b_i^\mu \quad (85)$$

où f_i , b_i sont les taux de production relatifs et les rapports de branchement muonique des particules $i = D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+$. C'est la raison pour laquelle \bar{B}_μ sera considéré dans l'analyse comme un paramètre libre de l'ajustement.

En résumé, des paramètres à déterminer à partir des données sont $\kappa, \alpha, m_c, \varepsilon$ et \bar{B}_μ .

c) Principales étapes de l'analyse

Avant de confronter le modèle théorique aux données expérimentales, deux ingrédients doivent encore y être incorporés.

Le premier est la détermination des flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ incidents ainsi que de leurs distributions en énergie. La forme de celles-ci est établie à partir des spectres d'énergie des muons émis dans les réactions quasi-élastiques

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (86)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (87)$$

dont la section efficace est pratiquement constante pour $E_\nu \geq 10$ GeV. Le flux intégré ϕ^ν est déterminé avec une précision de 4% sur base d'un comptage des événements de tout type produisant une gerbe hadronique d'énergie supérieure à 3 GeV (sélection incorporée dans le système de déclenchement appelé "minimum bias"). La connaissance de $\langle E_\nu \rangle$, l'énergie moyenne du faisceau, et la dépendance linéaire en E_ν des sections efficaces inclusives à courants chargé et neutre (mesurée par de très nombreuses expériences) permet d'extraire la valeur ϕ^ν à partir du comptage N pour autant, toutefois, que l'efficacité de la sélection "minimum bias" soit déterminée. Cela se fait en générant, par simulation Monte-Carlo [99], un grand nombre d'événements selon toutes les réactions possibles et en étudiant la réponse du détecteur en fonction de l'énergie de la gerbe hadronique.

Reste à déterminer le flux relatif $f \equiv \phi^{\bar{\nu}} / \phi^{\nu}$ des deux faisceaux. Cinq méthodes différentes et presque indépendantes ont été utilisées. Elles sont décrites dans l'annexe K et nous nous contenterons de les énumérer :

- une analyse "minimum-bias" de $\phi^{\bar{\nu}}$, similaire à celle de ϕ^{ν}
- une analyse conjointe des interactions $CC \nu_{\mu}$ et $\bar{\nu}_{\mu}$ dans un domaine cinématique restreint, où les acceptances expérimentales sont bien contrôlées
- une analyse des réactions quasi-élastiques (86) et (87) utilisant le fait que les sections efficaces de ces réactions sont égales pour $Q^2 = 0$
- une analyse de la production cohérente de π^0 (réactions (58) et (59) du chapitre I), également extrapolée à $Q^2 = 0$
- une simulation complète de la ligne de faisceau combinée aux mesures des flux des muons dans le blindage (voir I.4.2).

La combinaison des différentes méthodes conduit à

$$f = \frac{\phi^{\bar{\nu}}}{\phi^{\nu}} = 1.270 \pm 0.027$$

Le deuxième ingrédient indispensable est la modélisation du bruit de fond qui provient des désintégrations muoniques des pions et kaons produits dans les interactions à courant chargé, soit directement, soit via des interactions secondaires au cours du développement de la gerbe hadronique.

Le générateur LEPTO-LUND [99] est utilisé pour simuler un grand nombre d'interactions de $\nu, \bar{\nu}$ dans le détecteur selon les flux déterminés plus haut. Le programme GEANT [100], adapté au détecteur CHARM-II, permet ensuite de décrire l'évolution de chacune des particules issues de l'interaction primaire et de simuler les processus de désintégrations ou d'interactions secondaires. Les événements comportant deux muons dans l'état final sont soumis aux mêmes critères de sélection que ceux appliqués aux données réelles (voir II.3.2.a). Les paramètres qui gouvernent dans LEPTO et GEANT les multiplicités relatives des π^{\pm} et K^{\pm} ainsi que leur fonction de fragmentation sont ensuite ajustés de façon à reproduire, pour les événements générés de type $\mu^{-} \mu^{-}$ et $\mu^{+} \mu^{+}$, les distributions cinématiques observées. Les événements dimuons de même charge peuvent, en effet, être très largement attribués à cette source. La figure 7 de l'annexe K illustre l'excellent accord obtenu, après ajustement des paramètres, entre les échantillons observés et simulés. Ces mêmes paramètres seront utilisés pour modéliser le bruit de fond des événements $\mu^{\mp} \mu^{\pm}$.

L'ajustement des 5 paramètres décrits en 3.2.b est effectué par une procédure itérative :

- une valeur de départ de chaque paramètre est choisie et un large ensemble d'événements est généré selon la section efficace de production de dimuons ainsi définie (en y incluant le bruit de fond)
- ces événements sont distribués dans 70 régions distinctes du plan $(x_{\nu}, E_{\nu\nu})$ ainsi que dans 15 intervalles de la variable $z_{\nu} \equiv \frac{E_2}{E_2 + E_{had}}$

- une minimisation de χ^2 est effectuée pour accorder au mieux les distributions générées et observées. Les valeurs modifiées des paramètres sont alors utilisées pour générer un nouvel ensemble d'événements Monte-Carlo et ainsi de suite.

La procédure converge assez rapidement et s'avère assez robuste : des variations sur le choix des intervalles en x_v, E_v, z_v ou sur la définition des coupures cinématiques n'ont pas d'effet significatif sur la valeur finale des paramètres. Les figures 12, 13, 14 de l'annexe K comparent les distributions observées et simulées des variables mesurables : l'accord est relativement bon ($\chi^2 = 99$ pour 80 degrés de liberté) bien que quelques déviations locales subsistent.

Les erreurs systématiques ont été évaluées en répétant la procédure d'ajustement après modification soit du modèle théorique (autres fonctions de distribution des quarks, autres fonctions de fragmentation, ...) soit des contraintes expérimentales (calibration en énergie, flux de neutrinos ...). Nous n'entrerons pas ici dans le détail de cette évaluation, nous contentant de donner le résultat final :

$$\begin{aligned}
 m_c &= (1.79_{-0.28}^{+0.26} \pm 0.27) \text{ GeV}/c^2 \\
 \kappa &= (0.388_{-0.061}^{+0.074} \pm 0.067) \\
 \alpha &= (1.12_{-0.009}^{+0.010} \pm 0.015) \\
 \varepsilon &= (0.072_{-0.009}^{+0.010} \pm 0.015) \\
 \bar{B}_\mu &= (9.05_{-0.69}^{+0.72} \pm 0.74) \%
 \end{aligned} \tag{88}$$

où la première erreur est statistique et la seconde systématique. Rappelons que, dans cet ajustement, les valeurs

$$\begin{aligned}
 |V_{cd}| &= 0.221 \pm 0.003 \\
 |V_{cs}| &= 0.9743 \pm 0.0008
 \end{aligned} \tag{89}$$

sont fixées en supposant l'unitarité de la matrice de mélange CKM [98].

II.3.3 Discussion des résultats et comparaison à d'autres expériences

a) Le paramètre m_c

Le tableau II.4 permet de comparer les différentes mesures de ce paramètre qui, sans avoir une interprétation physique très précise, décrit les effets de seuil de la production de particules charmées et peut donc dépendre du modèle utilisé (voir relations (71) et (74)).

Tableau II.4 : Déterminations de m_c

| Collaboration | Référence | m_c (GeV) LO | m_c (GeV) NLO |
|---------------|-----------|----------------|-----------------|
| CDHS | 82 | Fixé à 1.5 | |

| | | | |
|--------------|--------|-----------------|-----------------|
| CCFR | 85,90 | 1.31 ± 0.23 | 1.70 ± 0.19 |
| CHARM-II | 86 | 1.79 ± 0.38 | |
| NOMAD | 87,101 | 1.3 ± 0.4 | 1.58 ± 0.15 |
| NuTeV + CCFR | 102 | 1.40 ± 0.16 | |
| CHORUS | 103 | 1.46 ± 0.18 | |
| Moyenne | | 1.43 ± 0.10 | |

Les valeurs issues du formalisme LO sont en bon accord. Il semble également qu'un calcul au niveau NLO tend à augmenter la valeur de m_c .

b) Les paramètres décrivant le contenu en quark s du nucléon

Les mesures des paramètres κ et α sont données dans le tableau II.5. Rappelons (relations (69) et (70)) que $\kappa = 1$ correspond à une mer symétrique en saveur u , d , s tandis que $\alpha = 0$ indiquerait une dépendance en x identique pour les quarks étranges et non étranges de la mer.

Tableau II.5 : Déterminations de κ et α

| Collaboration | Réf. | κ (LO) | α | η_s (LO) |
|---------------|------|-----------------|----------------|-------------------|
| CDHS | 82 | 0.48 ± 0.09 | fixé à 0 | 0.061 ± 0.005 |
| CCFR | 85 | 0.37 ± 0.06 | 2.5 ± 0.65 | 0.064 ± 0.008 |
| CHARM-II | 86 | 0.39 ± 0.09 | 1.1 ± 1.3 | 0.068 ± 0.014 |
| NOMAD | 87 | 0.48 ± 0.18 | fixé à 0 | 0.071 ± 0.020 |
| NuTeV + CCFR | 102 | 0.36 ± 0.05 | -1.1 ± 0.7 | |
| CHORUS | 103 | 0.56 ± 0.07 | fixé à 0 | |

L'ensemble des valeurs de κ (LO) confirme la suppression, environ d'un facteur 2, du contenu en $s\bar{s}$ de la mer. La collaboration CCFR [90] obtient, au NLO, la valeur κ (NLO) = 0.477 ± 0.05 , ce qui semble indiquer, comme pour le paramètre m_c , une dépendance de la valeur de κ selon l'ordre auquel il est évalué.

Les mesures de α ne sont guère concluantes. Si CCFR observe que α (LO) est différent de zéro, leur estimation α (NLO) = 0.02 ± 0.60 ne confirme pas cette conclusion [90]. Cette collaboration a également exploré la possibilité que les distributions de $s(x)$ et $\bar{s}(x)$ soient différentes (sous la contrainte que les intégrales sur x restent égales), en les paramétrisant respectivement par α et α' . La valeur ajustée de $\Delta\alpha = \alpha - \alpha'$

$$\Delta\alpha = -0.46 \pm 0.85 \pm 0.17$$

n'est pas significative.

Un paramètre alternatif à κ et qui dépend moins du choix des fonctions de distribution est la fraction de quarks étranges par rapport aux quarks u et d :

$$\eta_s = \frac{\int_0^1 dx (xs + x\bar{s})}{\int_0^1 dx (xu + xd)} \quad (90)$$

Ce paramètre est lié à κ par la relation

$$\eta_s = \frac{\bar{Q}}{Q} \cdot \frac{2\kappa}{2 + \kappa}$$

avec

$$\frac{\bar{Q}}{Q} = \frac{\int_0^1 dx (x\bar{u} + x\bar{d} + x\bar{s})}{\int_0^1 dx (xu + xd + xs)}$$

Un bon accord est observé dans le tableau II.5 entre les valeurs publiées de η_s

c) Les paramètres décrivant la fragmentation

Il n'est possible de comparer entre elles que les expériences ayant utilisé la même paramétrisation de la fonction de fragmentation. Les valeurs de ε_p obtenues avec la distribution de Peterson (relation (83)) sont données dans le tableau II.6 ainsi que la valeur moyenne $\langle z \rangle$ déduite de cette distribution.

Tableau II.6 : Déterminations de ε_p et $\langle z \rangle$

| Collaboration | Réf. | ε_p | $\langle z \rangle$ |
|---------------|------|-------------------|---------------------|
| CDHS | 82 | [0.02 – 0.14] | 0.68 ± 0.08 |
| CCFR | 85 | 0.22 ± 0.05 | 0.56 ± 0.03 |
| CHARM-II | 86 | 0.072 ± 0.017 | 0.66 ± 0.03 |
| E531 | 96 | 0.076 ± 0.014 | 0.61 ± 0.02 |
| NOMAD | 104 | 0.075 ± 0.046 | 0.67 ± 0.03 |

Les deux dernières lignes du tableau II.6 ne proviennent pas d'une analyse de dimuons mais d'une détermination directe de la distribution en z des particules charmées, soit observées en émulsion (E531), soit reconstruites cinématiquement (NOMAD). Nous en reparlerons dans la section II.4. La valeur plus élevée de ε_p obtenue par CCFR indique une dépendance de ce paramètre selon l'énergie moyenne de la collision ($\sqrt{s} \sim 10$ GeV pour CCFR, $\sqrt{s} \sim 5$ GeV pour les autres expériences). Une valeur de ε_p aux environs de 0.2 est d'ailleurs également obtenue pour les particules charmées produites dans les collisions $e^+ e^-$ à $\sqrt{s} \sim 10$ GeV [105].

En ce qui concerne la dépendance en p_T définie par la relation (84), les mesures directes du paramètre b dans les interactions de neutrinos sont rares :

$$\begin{aligned} b &= 3.25 \pm 0.37 \text{ GeV}^{-2} && \text{(E531 [96])} \\ &= 3.38 \pm 0.40 \text{ GeV}^{-2} && \text{(NOMAD [104])} \end{aligned}$$

alors que, en hadroproduction pour \sqrt{s} entre 20 et 40 GeV, on observe des valeurs de b entre 0.8 et 1.4. La forte dépendance de ce paramètre selon la région couverte en p_T^2 est discutée en détail dans [106]. Dans l'analyse des dimuons, où, typiquement, $p_T^2 < 2 \text{ GeV}^2$, les résultats sont très peu sensibles à ce paramètre, la distribution en p_T étant largement dominée par la résolution expérimentale.

d) \bar{B}_μ et le taux de dimuons

La normalisation de la section efficace de production de dimuons est essentiellement fixée par (voir relation (80)):

$$\frac{d^2\sigma}{d\chi dy} \propto \bar{B}_\mu \left[|V_{cd}|^2 d(\chi) + |V_{cs}|^2 s(\chi) \right] \quad (91)$$

et, dans l'analyse CHARM-II conduisant aux résultats (88), les valeurs de $|V_{cd}|$ et $|V_{cs}|$ sont fixées par (89). Le tableau II.7 reprend les valeurs de \bar{B}_μ déterminées suivant cette approche.

Tableau II.7 : \bar{B}_μ et $|V_{cd}|^2 \bar{B}_\mu$

| Collaboration | Réf. | \bar{B}_μ (%) | $ V_{cd} ^2 \bar{B}_\mu$ ($\times 10^3$) |
|---------------|------|-------------------|--|
| CDHS | 82 | 8.4 ± 1.4 | 4.10 ± 0.72 |
| CCFR | 85 | 10.5 ± 0.9 | 5.09 ± 0.36 |
| CHARM-II | 86 | 9.1 ± 0.9 | 4.42 ± 0.48 |
| NOMAD | 87 | 9.5 ± 1.5 | - |

La relation (91) peut également s'écrire, en tenant compte des relations (69) et (70) :

$$\frac{d^2\sigma}{d\chi dy} \propto |V_{cd}|^2 \bar{B}_\mu \left[d_v(\chi) + \frac{1}{2 + A_s(1-\chi)^\alpha} \left(1 + \left| \frac{V_{cs}}{V_{cd}} \right|^2 A_s (1-\chi)^\alpha \right) \bar{q}(\chi) \right] \quad (92)$$

où d_v est la fonction de distribution des quarks d de valence et \bar{q} celle des antiquarks $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ de la mer. Pour $\alpha \approx 0$, et après intégration sur χ , la contribution de la mer à la section efficace sera proportionnelle à

$$\frac{\bar{B}_\mu}{2 + \kappa} \left(|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 \kappa \right)$$

La sensibilité des expériences dileptons au paramètre $|V_{cs}|$ est cependant assez médiocre. Même en combinant les différentes expériences, Bargiotti [107] obtient :

$$|V_{cs}| = 1.07 \pm 0.16$$

soit une erreur très supérieure à celle de déterminations basées sur les désintégrations du W en particules charmées, telles que mesurées au LEP2 [20].

Par contre, comme le montre clairement l'expression (92), le paramètre \bar{B}_μ et $|V_{cd}|^2$ sont deux quantités fortement corrélées et une seconde approche de l'ajustement des données dimuons consiste à fixer $|V_{cs}|$ et à considérer le produit $|V_{cd}|^2 \cdot \bar{B}_\mu$ comme paramètre libre. Les

résultats de cet ajustement sont également présentés dans le tableau II.7. Par une mesure directe de \bar{B}_μ , il sera possible de déterminer $|V_{cd}|$ sans faire l'hypothèse de l'unitarité de la matrice CKM. Nous reviendrons sur cette détermination dans la section II.4.

II.4 L'étude des particules charmées en émulsion

Si les premières expériences hybrides décrites en II.2.2 et II.2.3 avaient démontré la faisabilité de la technique et permis l'observation des premières désintégrations de particules charmées induites par neutrinos, il faut bien reconnaître que le dépouillement des feuilles d'émulsion restait une procédure laborieuse et très lente. La taille des échantillons collectés était, dès lors, trop faible pour une étude quantitative des réactions de production et de désintégration.

Les performances de ce type de détecteur furent très sensiblement améliorées dans l'expérience E531 que nous décrirons dans la première section. Les groupes japonais de E531, et particulièrement le laboratoire de Nagoya, poursuivent alors avec vigueur un programme de développement technologique conduisant, vers 1990, à la mise au point d'un système de dépouillement de l'émulsion entièrement automatisé. Nous en décrirons le principe dans la section 2 ainsi que son application dans l'expérience CHORUS. Les autres aspects de cette expérience feront l'objet de la section 3 tandis que la dernière section s'efforcera de résumer les principaux résultats obtenus jusqu'ici.

II.4.1 L'expérience E531

Cette expérience a été réalisée au Fermilab en deux périodes distinctes d'exposition au faisceau de neutrinos produit respectivement par un faisceau de protons de 350 GeV et 400 GeV. Un volume total de 58,6 l d'émulsion a été exposé, dans lequel 3855 interactions de neutrinos ont été localisées [108]. Par rapport aux 169 interactions recueillies dans l'expérience WA17 [71], c'est un progrès considérable. Il s'explique, en partie, par le volume plus grand d'émulsion et un flux intégré de neutrinos plus important. Mais d'autres facteurs, liés à la conception du détecteur [109], méritent d'être soulignés car ils préfigurent de nombreux aspects de l'expérience CHORUS qui lui succédera dix ans plus tard :

- la trajectographie précise des particules chargées sortant de la cible est assurée par un total de 20 chambres à dérive disposées de part et d'autre d'un aimant dipolaire à large ouverture. La résolution sur les coordonnées transverses des traces reconstruites est de 125 μm et la résolution en quantité de mouvement du spectromètre est donnée par

$$\sigma_p = \sqrt{(0.005 p^2)^2 + (0.010 p)^2}$$

p étant exprimé en GeV/c.

Le premier terme reflète la précision des chambres à dérive et le second la contribution de la diffusion multiple.

- Le détecteur est complété en aval du spectromètre par
 - un mur de 68 blocs de verre au plomb permettant la mesure de l'énergie des e^\pm et γ avec une précision d'environ 15%
 - un calorimètre hadronique constitué de 20 plans de scintillateurs séparés par des plaques de fer de 10 cm d'épaisseur. La résolution en énergie est approximativement $\sigma_E = 1.1 \sqrt{E}$ GeV

- deux hodoscopes de scintillateurs précédés respectivement par 1.3 m et 2.3 m de fer qui assureront l'identification des muons avec une efficacité d'environ 90% (compte non tenu de l'acceptance géométrique).
- L'ensemble des détecteurs électroniques est déclenché par la combinaison des signaux enregistrés dans deux plans de scintillateurs, l'un situé juste en aval de la cible, le second devant le mur de verre au plomb. La résolution temporelle de ce système est d'environ 300 ps. Pour des particules d'énergie inférieure à 5 GeV, la mesure du temps de vol avec cette précision peut être utilisée pour distinguer π^\pm , K^\pm et $p^{(-)}$.
- C'est cependant au niveau de la cible d'émulsion que les innovations seront les plus déterminantes. Tout d'abord, un soin extrême est apporté à la stabilité mécanique et thermique de l'ensemble cible-chambres à dérive, monté sur un bloc de granit de 3,5 tonnes. La position de chaque élément est contrôlée en permanence avec une précision de 15 μm et un système de conditionnement d'air maintient la température constante autour de 10° C. Ensuite, l'émulsion utilisée, fournie par la firme Fuji, s'avérera d'une qualité remarquable. La densité de grains pour une trace au minimum d'ionisation reste d'environ 30 par 100 μm , même après une exposition de plusieurs mois. Enfin, une nouvelle méthode d'exposition au faisceau est expérimentée avec succès. Pour la moitié environ du volume de la cible, les empilements de feuilles d'émulsion ne sont pas disposés horizontalement, comme il est coutume de le faire, mais verticalement, l'axe du faisceau étant donc perpendiculaire au plan de chaque feuille. De plus, directement en aval de la cible, sont disposées verticalement de grandes feuilles d'émulsion sur un support rigide. Ces feuilles sont aisément amovibles et sont remplacées tous les deux ou trois jours durant l'expérience. Le positionnement des feuilles amovibles relativement aux modules de la cible est assuré avec une précision de 50 μm par un marquage de celles-ci aux rayons X émis par un ensemble de sources bien localisées. Grâce à ce dispositif, le dépouillement des modules verticaux allait s'avérer nettement plus efficace : 89% des événements recherchés seront trouvés pour 51% dans les modules horizontaux. La stratégie de dépouillement est appelée "scan back" :
 - une (ou plusieurs) trace reconstruite dans le spectromètre est recherchée dans la feuille amovible. Celle-ci, ayant été peu exposée, contient un nombre réduit de traces parasites et des critères angulaires simples permettent d'identifier la trace recherchée.
 - cette trace est ensuite extrapolée avec grande précision sur la face aval de la cible et recherchée dans la dernière feuille du module avant d'être suivie de feuille en feuille jusqu'au vertex d'origine.

Outre le fait d'être plus efficace, cette procédure est également plus rapide que le dépouillement classique d'un volume autour de la position calculée du vertex d'origine. En moyenne, 1 heure suffit pour trouver un événement dans les modules verticaux alors que 4 heures sont nécessaires pour les modules horizontaux. Mais c'est surtout parce que l'exposition verticale se prêtera beaucoup mieux aux développements visant à automatiser complètement le dépouillement de l'émulsion qu'elle supplantera définitivement l'exposition horizontale, comme nous le verrons dans la prochaine section. Parmi les 3855 interactions localisées dans la cible, 119 comportent une topologie de désintégration d'une particule charmée, soit 57 neutres se désintégrant en 2 ou 4 branches et 62 chargées en 1, 3 ou 5 branches. De plus, une interaction sans muon identifié est observée avec une paire $D^0 \bar{D}^0$

dans l'état final. Nous ne discuterons pas ici de l'analyse détaillée de ces événements [108, 96]. Les principaux résultats sont :

- une mesure du taux de production de charme relatif au taux d'interaction inclusif par courant chargé

$$\frac{\sigma(v_\mu N \rightarrow \mu^- c X)}{\sigma(v_\mu N \rightarrow \mu^- X)} = 4.9^{+0.7}_{-0.6} \%$$

La dépendance de ce rapport en fonction de l'énergie du neutrino est en bon accord avec celle des événements dimuons discutée en II.3.

- La détermination des fractions relatives figurant dans le tableau II.8, suivant une ré-analyse des données par T. Bolton [110]

Tableau II.8 : Fractions (en%) de fragmentation de E531

| | $E_{\text{vis}} > 5 \text{ GeV}$ | $E_{\text{vis}} > 20 \text{ GeV}$ |
|---------------|----------------------------------|-----------------------------------|
| D^+ | 16 ± 4 | 20 ± 5 |
| D^0 | 53 ± 5 | 56 ± 5 |
| D_s^+ | 13 ± 4 | 11 ± 4 |
| Λ_c^+ | 17 ± 4 | 11 ± 4 |

- A partir de ces fractions et des taux de branchement semi-leptoniques issus d'autres expériences [98], T. Bolton [110] obtient, pour $E_{\text{vis}} > 20 \text{ GeV}$, la valeur

$$\bar{B}_\mu = 8.3 \pm 0.6 \pm 0.8 \%$$

qui peut être comparée aux déterminations indirectes des expériences dimuons (Tableau II.7).

- Les distributions des quantités cinématiques x , y (définies dans I.2.3) et de la variable de fragmentation z (définie par la relation (82)) ont été analysées en termes des réactions élémentaires (65) et (66). La contribution des quarks s , \bar{s} de la mer définie par le paramètre η_s (relation (90)) est trouvée égale à

$$\eta_s = 4.2 \pm 2.1 \pm 2.6 \%$$

à comparer aux résultats nettement plus précis du tableau II.5.

La valeur du paramètre de Peterson ε_p obtenue par E531 est déjà mentionnée dans le tableau II.6.

II.4.2 Le dépouillement automatisé de l'émulsion

Déjà dans l'expérience E531, une automatisation partielle des microscopes avait été réalisée : les mouvements de la platine sur laquelle était posée la feuille d'émulsion étaient contrôlés par un ordinateur qui commandait les moteurs assurant les déplacements selon les axes horizontaux x , y . Connaissant les coordonnées de la trace recherchée, prédites par la reconstruction dans les détecteurs électroniques ou par les mesures dans la feuille précédente,

l'ordinateur pouvait directement positionner la feuille d'émulsion sur les zones à observer. Le champ de vue pouvait être observé soit dans les oculaires du microscope, soit sur un écran TV. L'examen de chaque champ de vue et le déplacement de l'objectif du microscope selon l'axe vertical z restaient, toutefois, du ressort de l'opérateur, l'ordinateur n'étant utilisé que pour encoder les mesures des traces que l'opérateur jugeait intéressantes. Un tel microscope semi-automatique fut également construit à l'IIHE et utilisé dans l'expérience WA75 [111] qui réunit de nombreux groupes issus de WA17 (voir annexe J) et E531.

Ce n'est cependant qu'en 1990 qu'un premier système de dépouillement entièrement automatisé fut mis au point [112] et utilisé pour l'analyse de l'expérience E653. Les caractéristiques de ces deux expériences visant à observer la production de mésons B dans les interactions hadroniques sont résumées dans le tableau II.9. Notons, en particulier, l'ampleur des statistiques accumulées.

Tableau II.9 : Expériences hybrides post-E531

| Expérience | Réf. | Faisceau | Volume d'émulsion | Événements observés | Remarques |
|------------|------|------------------------------|-------------------|---------------------|--|
| WA75 | 111 | 350 GeV π^- | 80 l | $\sim 10\,000$ | 1 paire $B\bar{B}$ |
| E653 | 113 | 800 GeV p 600 GeV π | 71 l | $\sim 50\,000$ | 146 hadrons charmés 9 paires $B\bar{B}$ |

Un système de dépouillement automatique est constitué d'un microscope optique, d'une caméra CCD, d'un ou plusieurs processeurs de traitement des images et de processeurs chargés du contrôle des déplacements de la platine et du système d'illumination. Nous nous limiterons ici à présenter les principes de fonctionnement d'un tel système, une description technique détaillée peut être trouvée dans [114] pour le système développé à Nagoya, dans [115] pour celui développé au CERN et dans [116] pour celui développé par le groupe de Salerno pour l'expérience CHORUS.

Comme pour un microscope classique, un système d'illumination situé sous la platine et composé d'une lampe, d'une lentille collectrice, de divers diaphragmes et d'une lentille convergente (condenseur) éclaire de façon homogène la zone d'émulsion à examiner. Rappelons qu'après développement, la gélatine de l'émulsion est transparente tandis que les grains d'argent développés le long des trajectoires de particules chargées absorberont ou réfléchiront la lumière incidente et apparaîtront comme des points noirs d'environ $0.6\ \mu\text{m}$ de diamètre. Le tube optique situé au-dessus de l'émulsion peut se déplacer verticalement sous le contrôle de l'ordinateur, avec une grande précision (environ $0.1\ \mu\text{m}$). Il est équipé d'un objectif à large ouverture numérique, afin de préserver la résolution spatiale de l'image. Typiquement, il s'agit d'objectifs à bain d'huile, d'ouverture numérique entre 0.8 et 0.9 et de facteur de grossissement autour de 50. La profondeur de champ d'un tel objectif est d'environ $2.5\ \mu\text{m}$. L'image qui sera formée dans le plan focal du tube optique correspondra donc typiquement à une couche d'émulsion de surface $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$ et de 3 à $5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette image est enregistrée par une caméra CCD dont le senseur est divisé en un grand nombre de pixels : 512×480 dans la version initiale, plus de 1000×1000 dans les versions plus récentes. Le signal vidéo issu de chaque pixel sera ensuite digitisé sous forme d'un nombre de 4 à 6 bits (selon les versions) reflétant le niveau de gris de cette portion de l'image.

Pour les émulsions exposées verticalement, les traces émises à petit angle de l'axe du faisceau traversent une feuille d'émulsion suivant son épaisseur. Pour observer les grains constituant une trace, il faut donc enregistrer une série d'images tomographiques en focalisant successivement l'objectif à différents niveaux de profondeur dans la feuille d'émulsion. Dans CHORUS, par exemple, une épaisseur de 100 μm est divisée en 16 couches équidistantes. Dans le système développé à Nagoya, le processeur dévolu au traitement des images issues de la caméra CCD est appelé "Track Selector" (TS). L'algorithme de recherche de traces est spécialement bien adapté à une stratégie de dépouillement de type "scan back" (voir II.4.1) : la direction de la trace recherchée étant connue, les 16 images tomographiques sont décalées en x et y d'une distance respectivement de $\Delta x = \text{tg}\theta_{xz} \cdot \Delta_z$ et $\Delta y = \text{tg}\theta_{yz} \cdot \Delta_z$, Δ_z représentant la profondeur de chaque image dans la feuille d'émulsion. Ces images sont ensuite additionnées et la présence d'une trace de la direction voulue se marquera par un pic dans la distribution du niveau de gris total, alors que les grains non corrélés en z contribueront à un bruit de fond uniforme. Chaque pic au-delà d'un certain seuil correspond à ce qu'on appellera une micro-trace. Si la direction de la trace n'est pas connue, la procédure est répétée pour tous les intervalles angulaires possibles.

Le processeur TS initial a connu, depuis, de nombreuses évolutions, en parallèle avec les progrès des technologies digitales : cadencages plus rapides, traitement parallèles, pipelines ... Le tableau II.10 illustre l'évolution des vitesses de dépouillement exprimées en champs de vue par seconde (un champ de vue correspond à une surface d'environ 0.018 mm^2).

Tableau II.10 : Evolution des vitesses de dépouillement

| Processeur | Année | Vues/s (direction connue) | Vues/s (toutes les directions) |
|--------------------------|-------|------------------------------|-----------------------------------|
| TS | 1990 | 0.2 | - |
| TS2 | 1994 | 0.4 | 0.008 |
| New TS (NTS) | 1996 | 3. | 0.25 |
| Ultra TS (UTS) | 1998 | 3. | 3. |
| Super UTS (SUTS) | 2004 | 30. | 30. |
| Sysal | 1997 | - | ~ 1.5 |
| CERN DSP | 2000 | ~ 14 | ~ 3. |
| European Scanning system | 2003 | - | ~ 30. |

C'est, en particulier, la mise au point de l'UTS qui a rendue possible la deuxième phase d'analyse de CHORUS, spécialement destinée à la recherche de particules charmées : après avoir localisé les vertex d'interaction de neutrinos par la technique du "scan-back", un volume d'environ 15 mm^3 est défini autour de chacun d'eux et une recherche de toutes les micro-traces inclinées de moins de 400 mrad par rapport à l'axe z est entreprise dans ce volume. Cette procédure, appelée "Net-Scan", permettra, après filtrage et combinaison des micro-traces, une reconstruction complète de l'événement, y compris des activités secondaires à courte distance du vertex. Le processeur UTS a également été utilisé avec succès dans l'expérience DONUT qui a détecté pour la première fois des interactions de ν_τ [117]. Quant au dernier né, le S-UTS, il est conçu pour faire face aux énormes besoins, en termes de surface à dépouiller, de la future expérience OPERA [118].

Si les processeurs de la famille TS ont été spécifiquement conçus et réalisés pour exécuter un algorithme de recherche de traces bien déterminé, plusieurs laboratoires

européens ont choisi des approches moins rigides, basées sur la programmation de modules DSP (Digital Signal Processors) disponibles dans le commerce et utilisés dans des applications très variées. Aussi bien dans le système Sysal développé initialement à Salerno [116] que dans celui du CERN [115], de nombreux algorithmes ont été mis au point pour optimiser la recherche de grains dans une image 2-D, l'association en 3-D de grains formant une séquence alignée et la combinaison de ces séquences en micro-traces. Les performances de ces systèmes données dans le tableau II.10 ne sont qu'indicatives car elles dépendent des conditions expérimentales (densité de grains et de traces parasites, tolérances angulaires, ...). La dernière évolution du système Sysal, appelée European Scanning System [119], est destinée, comme le S-UTS, à l'analyse des films d'émulsion d'OPERA et atteint, comme ce dernier, une vitesse de dépouillement de 20 cm² par heure.

Quel que soit le système utilisé, il fournit essentiellement les paramètres caractérisant les micro-traces trouvées dans une certaine surface et dans une certaine épaisseur d'émulsion. Comme nous le verrons dans la prochaine section, la cible de CHORUS est constituée d'empilements d'un grand nombre de feuilles et chacune d'elles est formée de 2 épaisseurs d'émulsion, de chaque côté d'une feuille de plastique transparent. Pour chaque événement, il faudra donc

- connecter entre elles les micro-traces trouvées dans chacune des deux épaisseurs, en corrigeant les distorsions éventuelles
- réaliser un alignement précis des feuilles d'émulsion successives et combiner les segments de traces traversant plusieurs feuilles
- éliminer les traces parasites et déterminer les vertex (primaire ou secondaires) associés à l'événement.

Toutes ces opérations sont effectuées "offline" par des programmes de reconstruction qui dépendent de l'analyse physique poursuivie. Nous les évoquerons dans la section II.4.4.

II.4.3 L'expérience CHORUS – WA95

a) Motivation

Vers 1989, les anomalies observées dans les flux de neutrinos solaires et atmosphériques, ainsi que les indications de l'existence dans l'Univers d'une composante invisible de matière de nature inconnue, appelée Matière Noire ou Sombre, pouvaient trouver une explication, au moins partielle, en invoquant l'existence d'états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 distincts des états propres de saveur ν_e, ν_μ, ν_τ . Tenant compte de la densité supposée de neutrinos fossiles primordiaux, de l'ordre de 100 par cm³ et par saveur, il apparaît que les neutrinos pourraient contribuer de façon substantielle au bilan énergétique de l'Univers si au moins l'un d'eux possédait une masse de l'ordre de 10 eV. Les limites expérimentales sur les masses effectives des ν_μ et des ν_τ sont très largement supérieures à cette valeur et ne constituent donc pas une contrainte. Il semblait, dès lors, justifié, dans ce scénario [120] de poursuivre la recherche, jusque là infructueuse, d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ caractérisée par une grande valeur de $\Delta m^2 \equiv |m^2(\nu_3) - m^2(\nu_2)| \geq 100 \text{ eV}^2$.

C'est dans ce but que fut conçue et réalisée l'expérience CHORUS (Cern Hybrid Oscillation Research apparatus) [121] dont le détecteur fut exposé entre 1994 et 1997 au faisceau de neutrinos issu du CERN-SPS. Ce faisceau, essentiellement constitué de ν_μ , a une énergie moyenne de 27 GeV et les neutrinos parcourent, en moyenne, 0.6 km avant de traverser le détecteur. Il est donc bien adapté à la recherche d'oscillations pour

$$\Delta m^2 (eV^2) \geq \frac{E(\text{GeV})}{L(\text{km})} \approx 50$$

Le signal recherché est l'apparition de ν_τ qui pourraient être identifiés dans le détecteur par leur interaction à courant chargé



La vie moyenne du lepton τ étant de 310^{-13} s, il se désintègre après un parcours de l'ordre du millimètre en un nombre impair de particules chargées. L'observation directe de cette topologie de désintégration justifie l'utilisation d'une cible d'émulsion.

Dans ce travail, nous ne parlerons pas davantage de la recherche de ν_τ qui est discutée en détail dans [21]. Notons, cependant, qu'au cours de la première phase de l'analyse des données, les critères de sélection des événements soumis au dépouillement de l'émulsion étaient optimisés pour la recherche de la réaction (93), les particules charmées étant considérées dans ce contexte, comme un bruit de fond à éliminer. Ce n'est qu'en 2002 que débuta une deuxième phase dans laquelle toutes les topologies de désintégration étaient recherchées de façon systématique selon la procédure de Net Scan décrite en II.4.2. C'est surtout aux résultats de la phase 2 que nous nous intéresserons par la suite.

b) Le détecteur CHORUS ([122] et annexe L)

Le détecteur peut être considéré comme une évolution de celui de l'expérience E531 (voir II.4.1). Il comprend, ainsi que l'illustre la figure 3 de l'annexe L :

- une cible constituée de feuilles d'émulsion verticales
- un ensemble de traceurs dans la zone de la cible
- un premier spectromètre, destiné à l'analyse des hadrons
- un calorimètre
- un second spectromètre, destiné à l'analyse des muons
- différents plans de scintillateurs formant le système de déclenchement de l'acquisition de données.

Passons brièvement en revue ces différentes composantes :

i) La cible d'émulsion

La cible d'émulsion est la plus grande jamais construite : 260 l, soit une masse de 770 kg. Dans la direction du faisceau, elle est subdivisée en 4 empilements d'une épaisseur de 2.8 cm, ce qui représente environ une longueur de radiation ($X_0 \sim 2.9$ cm). La surface transverse de chaque empilement est de 142×144 cm² et est divisée en 8 secteurs pour

permettre une manipulation plus aisée des feuilles d'émulsion de $71 \times 36 \text{ cm}^2$. Chaque secteur est composé de 36 feuilles pressées l'une contre l'autre dans un emballage sous vide. Chaque feuille est constituée d'un film de cellulose de $90 \text{ }\mu\text{m}$ sur chaque face duquel a été coulée une épaisseur de $350 \text{ }\mu\text{m}$ d'émulsion.

Juste en aval de chaque empilement, 3 plans de feuilles amovibles serviront d'interface lors du "scan-back" des traces reconstruites dans les détecteurs électroniques. Ces feuilles sont constituées d'une plaque de plastique de 0.8 mm d'épaisseur ouvertes des deux côtés d'une couche de $100 \text{ }\mu\text{m}$ d'émulsion. Leur alignement relatif est assuré par un marquage produit par 15 sources ponctuelles de rayons X. L'ensemble de la zone de la cible et du spectromètre hadronique est contenu dans une enceinte réfrigérée, à une température contrôlée en permanence de $5 \pm 0.5^\circ \text{ C}$ et à une humidité relative de 60%. Dans ces conditions, la sensibilité de l'émulsion peut être préservée sur de longues périodes.

Les 770 kg de la cible ont été remplacés après deux ans d'exposition, d'une part pour pouvoir commencer le travail de dépouillement^(*), d'autre part pour éviter de dépasser, par une exposition plus longue, la densité tolérable de grains de bruit de fond. Les feuilles amovibles ont, elles, été remplacées une douzaine de fois en 4 ans.

ii) Les traceurs de la zone cible

Un total de 32 plans constitue le système de trajectographie de la zone cible. Perpendiculaires à l'axe du faisceau mais orientés de 4 façons différentes dans le plan transverse, ces traceurs sont positionnés entre les empilements d'émulsion comme le montre la figure 7 de l'annexe L.

Chaque plan est constitué de 7 couches de fibres optiques scintillantes de $500 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, disposées en rubans jointifs de 8 cm de large et 230 cm de long. Les derniers 70 cm ne font pas partie de la surface utile du traceur : les fibres ne sont plus collées entre elles et constituent des guides de lumière flexibles. Un groupe de 16 rubans peut ainsi être rassemblé sur la fenêtre d'entrée d'un module de lecture.

Le système de lecture des signaux lumineux transmis par les fibres est constitué de 40 chaînes optoélectroniques. Chaque chaîne contient une succession de 4 intensificateurs d'image assurant une amplification globale du signal d'environ 10^5 . L'image de la fenêtre d'entrée est focalisée, avec un facteur de grossissement de 0.11, sur la surface d'un senseur CCD divisé en 160 000 pixels de $16 \times 23 \text{ }\mu\text{m}^2$. Une fibre correspond donc environ à 4 pixels. L'amplitude du signal enregistré par chaque pixel est digitisée sous forme d'un nombre de 8 bits et transmis au système d'acquisition de données. Bien d'autres détails sur les traceurs à fibres de CHORUS et leur mode de lecture sont présentés dans [123, 124].

La résolution spatiale sur la coordonnée transverse d'une trace traversant un plan de traceur est d'environ $185 \text{ }\mu\text{m}$. En ajustant, après alignement, une droite sur l'ensemble des coordonnées d'une trace, sa position à la sortie de l'émulsion peut être prédite avec une résolution σ_x de $150 \text{ }\mu\text{m}$ et sa direction avec une résolution σ_θ d'environ 2 mrad.

^(*) C'est aussi pour cette raison qu'un des empilements a été développé (et remplacé) après la première année d'exposition.

iii) *Le spectromètre hadronique*

Le rôle de ce spectromètre est, avant tout, de déterminer le signe de la charge des hadrons ainsi que des muons d'énergie trop faible pour traverser le calorimètre. L'aimant spécialement conçu pour CHORUS [125] devait satisfaire à de nombreuses contraintes :

- une ouverture de l'ordre de 3 m afin d'assurer une bonne acceptance angulaire
- une longueur réduite afin de préserver l'acceptance du calorimètre et du spectromètre muonique
- un champ de fuite très faible, compatible avec le fonctionnement des chaînes d'intensificateurs d'images
- des faces avant et arrière très minces ($\leq 5\%$ de longueur de radiation) afin de ne pas trop perturber, par diffusions coulombiennes multiples, les trajectoires des particules chargées.

Le schéma de l'aimant est présenté dans la figure 16 de l'annexe L. De forme hexagonale, il est divisé en 6 triangles équilatéraux de 1.5 m de côté. Un bobinage réalisé à l'aide de minces feuilles d'aluminium est parcouru par un courant de 3200 A pendant les 6 ms que durent les éjections du faisceau du SPS. Un champ homogène de 0.12 T est ainsi produit, parallèlement au côté extérieur du triangle. Sur une longueur de 0.75 m, ce champ induit une déflexion de 2.5 mm pour une particule chargée de 1 GeV/c.

C'est également la technologie des fibres scintillantes qui a été choisie pour les traceurs chargés de mesurer les déflexions magnétiques. Un ensemble de 6 plans, 2 en amont et 4 en aval de l'aimant, est disposé comme le montre la figure 9 de l'annexe L. Chaque plan est constitué de 3 losanges (d'où leur nom de "Diamond Tracker"), les fibres étant décalées de 120° d'un losange à l'autre (voir figure 10 de l'annexe L). Les rubans de fibres, d'une longueur de 150 cm, et les 18 chaînes optoélectroniques de lecture sont les mêmes que pour les traceurs de la zone cible.

Il nous semble légitime de souligner ici le rôle important du groupe de l'IIHE (ULB-VUB) dans la conception des traceurs à fibres scintillantes et de leurs chaînes optoélectroniques ainsi que dans la construction des "Diamond Trackers" et l'utilisation de leurs données dans les logiciels de reconstruction.

La résolution en quantité de mouvement obtenue dans le spectromètre hadronique est [124] :

$$\frac{\Delta p}{p} = 22\% + 3.5\% \frac{p}{\text{GeV}/c}$$

où le premier terme est dû à la diffusion multiple et le second reflète la précision de mesure des traceurs.

Cette résolution répond aux besoins de l'expérience. Toutefois, pour les événements à haute multiplicité, le taux d'ambiguïté dans la reconstruction des trajectoires en aval de l'aimant s'est avéré trop élevé et de nouveaux traceurs ont été ajoutés dans cette zone après les deux premières années de prise de données. Les traceurs en nids d'abeille ("Honeycomb trackers" [126]) sont formés de 18 plans de chambres à dérive, assemblés selon diverses orientations. Chaque plan est constitué de cellules hexagonales (d'où le nom de nid d'abeille) d'environ 12 mm de diamètre au centre desquelles est tendu un fil d'anode de 30 μm . Une résolution spatiale de 200 μm sur la distance de dérive des électrons dans le gaz a été obtenue.

En combinant les données de ces traceurs à celles des traceurs à fibres, une détermination efficace et fiable des quantités de mouvement inférieures à 10 GeV/c est réalisée. Le deuxième traceur additionnel, appelé Emulsion Tracker [127], n'est utilisé que pour l'analyse des rares événements candidats à la réaction (93). Comme son nom l'indique, il est constitué de trois grandes feuilles d'émulsion de part et d'autre de l'aimant. La résolution spatiale est dominée par la précision de l'alignement des trois modules, environ 30 μm , et permet de repousser de 10 à 30 GeV/c la limite des quantités de mouvement mesurables.

iv) Le calorimètre

Nous ne décrivons pas en détail la structure géométrique de ce détecteur, subdivisé en 3 sections de granularité décroissante. Les deux premières sont basées sur la technique dite "spaghetti" où des fibres scintillantes sont insérées dans une matrice en plomb, assurant ainsi un échantillonnage homogène de l'énergie déposée. Les fibres voisines sont regroupées sur la fenêtre d'entrée d'un photomultiplicateur, formant des cellules de lecture de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ et $8 \times 8 \text{ cm}^2$, respectivement pour la première et la deuxième section. La dernière section utilise la technique classique du sandwich de plaques de plomb et de rubans de scintillateurs.

L'épaisseur totale du calorimètre correspond à 5.2 longueurs d'interaction et 144 longueurs de radiation. Les signaux sont lus par un ensemble de 1256 photomultiplicateurs.

La résolution en énergie, mesurée dans différents faisceaux d'électrons et de pions, est donnée par

$$\sigma(E) = (13.8 \pm 0.9)\% \cdot \sqrt{E / \text{GeV}}$$

pour une gerbe électromagnétique, et

$$\sigma(E) = (32.3 \pm 2.4)\% \cdot \sqrt{E / \text{GeV}}$$

pour une gerbe hadronique.

Entre les plans des modules horizontaux et verticaux du calorimètre, sont insérés un total de 22 plans de chambres à dards ("streamer tubes") permettant de mesurer la trajectoire des muons pénétrants.

v) Le spectromètre muonique

La plupart des éléments qui constituent ce spectromètre ont été décrits précédemment. En effet, les six aimants toroïdaux équipés de plans de scintillateurs et de chambres à dérive faisaient initialement partie du détecteur CDHS [82] et ont servi de spectromètre dans le détecteur CHARM-II [47] (voir section I.4.2). Belle longévité ! De même, les 8 plans de tubes à "streamer" insérés derrière chaque aimant sont récupérés du calorimètre de CHARM-II, après des modifications mineures.

La résolution en quantité de mouvement varie entre approximativement 10% à 5 GeV/c et 20% à 100 GeV (voir figure 22 de l'annexe L).

vi) Le système de déclenchement

Ce système est constitué de 5 doubles plans de rubans de scintillateurs lus par un total de 312 photomultiplicateurs. Les deux premiers, situés en amont de la cible d'émulsion, sont utilisés comme véto pour rejeter les muons associés au faisceau et les interactions dans le sol ou le blindage précédant le détecteur. La tâche principale des trois autres est de sélectionner, en temps réel, les interactions de neutrinos susceptibles d'avoir eu lieu dans la cible. La condition imposée est l'existence d'au moins un signal dans chaque plan et d'au moins une combinaison de ces signaux compatible avec une trajectoire de pente $tg\theta < 0.25$ par rapport à l'axe du faisceau (voir figure 24 de l'annexe L). Le taux moyen de déclenchement est de 0.5 événement pour une éjection de 10^{13} protons du SPS vers la cible Neutrino, ce qui est compatible avec la vitesse de traitement des signaux issus des chaînes optoélectroniques qui impose moins de 3 événements par éjection.

Entre 1994 et 1997, $2.3 \cdot 10^6$ événements ont été collectés par cette logique de déclenchement. Environ 45% d'entre eux correspondent effectivement à des interactions de neutrinos dans la cible d'émulsion, le reste étant dû aux interactions dans les matériaux environnants.

Signalons, pour terminer, qu'à chaque éjection, une centaine d'interactions de neutrinos sont produites dans le calorimètre et le spectromètre de CHORUS. Des systèmes de déclenchement spécifiques (tels qu'une sélection des dimuons ou des interactions quasi-élastiques) sont utilisés pour en enregistrer une faible fraction, typiquement 2%. De plus, en 1998, la cible d'émulsion ayant été enlevée mais le faisceau étant toujours disponible, de grandes statistiques ($\sim 5 \cdot 10^6$) d'interactions à courant chargé ont pu être collectées, soit dans le calorimètre, soit dans des cibles passives de différents matériaux. Les premières ont été utilisées pour la mesure des fonctions de structure du nucléon [128], les secondes pour la mesure de la section efficace totale courant-charge en fonction du rapport Z/A du noyau cible [129].

II.4.4 L'étude du charme dans CHORUS

Dans cette section, nous mettons l'accent sur les résultats obtenus par diverses analyses des particules charmées observées dans l'émulsion. Cependant, nous présenterons brièvement, dans la première partie, les études réalisées à partir des événements dimuons dans le calorimètre, ceci afin de compléter la section II.3. Nous serons également assez succincts pour décrire, dans la deuxième partie, quelques analyses basées sur des statistiques partielles et spécifiquement orientées vers l'étude de D_s^* et de Λ_c^+ . Les caractéristiques de production de mésons D^0 feront l'objet de la troisième partie tandis que la quatrième regroupera des résultats impliquant également les particules charmées chargées.

Dans chaque analyse, le choix des critères de sélection et la détermination des efficacités de détection et des bruits de fond correspondant à ces critères constituent des éléments essentiels. Il serait, cependant, trop fastidieux (et mortellement ennuyeux pour le lecteur) de les décrire individuellement. Nous en donnerons un aperçu dans la troisième partie, en renvoyant pour plus de détails à l'annexe N.

a) Les événements dimuons dans le calorimètre

Un total de $5.6 \cdot 10^6$ événements ont été enregistrés avec le système de déclenchement "dimuon". Après sélection et coupures cinématiques, 15 111 événements $\mu^- \mu^+$ sont retenus, ce qui constitue la statistique la plus importante à ce jour (voir tableau II.3). L'analyse de cet échantillon est sur le point d'être publiée et nous avons incorporé aux tableaux II.4 et II.5 les paramètres mesurés [103]. Deux études plus spécifiques ont déjà été publiées.

- L'observation d'un signal [130] de 28.1 ± 12.3 (stat) ± 2.7 (syst) événements dus à la réaction

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + J/\psi + X \quad (94)$$

suivie de la désintégration muonique du J/ψ . Ce signal apparaît comme un pic dans la distribution de masse invariante des 2 muons lorsqu'on impose les conditions :

$$E_X < 10 \text{ GeV}$$

et $P_{\mu^+} > P_{\mu^-}$

nécessaires pour réduire le bruit de fond des courants chargés. La section efficace de la réaction (94) déduite de ce signal est estimée à

$$\sigma^{J/\psi} = (6.3 \pm 3.0) 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{nucléon} \quad (95)$$

Elle est comparée dans [130] à un modèle théorique basé sur un mécanisme de fusion Z-gluon. La valeur prédite est environ trois fois plus petite mais ne tient compte que de la production directe de J/ψ alors que la valeur expérimentale inclut un passage éventuel par un état excité ψ' , χ_c , ... Vu l'incertitude du résultat, l'accord est qualitativement satisfaisant.

- L'étude des événements à 3 muons dans l'état final [131 et annexe M]. Une centaine d'événements à 3 muons ont été observés dans l'ensemble des expériences précédentes [43]. Dans cette analyse, CHORUS confirme, sur la base des 42 événements $\mu^- \mu^- \mu^+$ observés dans le calorimètre, les interprétations avancées pour expliquer ce signal :
 - 23.1 ± 5.0 événements proviendraient de la désintégration muonique de mésons neutres (principalement η et ω) produits par courant chargé.
 - 8.3 ± 2.8 peuvent être attribués à la production par courant chargé d'une particule charmée se désintégrant en muon, le troisième muon provenant de la désintégration d'un π^- ou K^- de la gerbe hadronique.
 - la contribution du processus de conversion d'un photon virtuel en une paire de $\mu^+ \mu^-$ ("bremsstrahlung interne") est estimée à 8.6 ± 4.5 événements
 - la production par courant chargé d'une paire de particules charmées se désintégrant toutes deux en muon est estimée négligeable.

b) Les observations de D_s^* et de Λ_c^+

- i) Au cours de la phase 1 (voir II.4.3a), une recherche spécifique a été menée pour localiser dans l'émulsion les événements comportant une paire $\mu^- \mu^+$ dans l'état final et une

énergie déposée dans le calorimètre hadronique inférieure à 5 GeV. Un événement remarquable a été observé [132] : du vertex primaire sont issues deux traces dont la première correspond au μ^- identifié dans le spectromètre. La seconde présente deux coudes successifs, à des distances respectivement de 68 et 215 μm du vertex primaire. Au-delà, la direction de la trace correspond à celle du μ^+ reconstruit. L'interprétation la plus probable de cet événement est la chaîne de réaction

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + D_s^{*+} + N \quad (96 \text{ a})$$

$$D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ + \gamma \quad (96 \text{ b})$$

$$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \quad (96 \text{ c})$$

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \quad (96 \text{ d})$$

La réaction (96 a) est caractéristique d'une production diffractive [133]. La réaction (96 b) est supportée par une activité électromagnétique de 0.27 GeV dans le calorimètre. La désintégration (96 c) a un rapport de branchement d'environ 6%. Le mode (96 d) est bien connu, avec un rapport de branchement de 17%. Compte tenu de toutes les informations disponibles, on peut estimer à 0.6 ± 0.3 le nombre d'événements attendus selon la chaîne (96) à partir des 87 000 interactions à courant chargé (CC) utilisés dans l'analyse.

C'est malheureusement la seule désintégration de lepton τ observée dans CHORUS et il ne s'agit pas, comme espéré, d'un τ^- issu d'une interaction de ν_τ !

ii) Sur la base d'une statistique partielle de 50 000 ν_μ CC analysés avec la méthode "Net-Scan" (voir II.4.2), 2 100 événements ont été sélectionnés [134] comme contenant une possible activité secondaire sous forme d'au moins une trace ne convergeant pas à moins de 5 μm du vertex primaire. L'inspection visuelle de ces événements permet d'éliminer les contaminations dues à la diffusion multiple sur les traces de basse énergie, aux interactions hadroniques et aux traces passant à proximité du vertex primaire mais sans lien avec celui-ci. Les topologies de désintégration en 1 ou 3 particules chargées sont ensuite réparties en deux catégories selon la longueur de vol L, définie comme la distance entre les vertex primaire et secondaire :

catégorie A ($40 < L < 400 \mu\text{m}$) : 128 événements

catégorie B ($400 < L < 2400 \mu\text{m}$) : 210 événements

Le temps de vie du Λ_c^+ étant plus court (voir tableau II.2), on peut s'attendre à une contribution plus importante de Λ_c^+ dans la catégorie A que dans la catégorie B. Une analyse statistique comparant des distributions de L des deux catégories est développée dans [134]. Elle tient compte des efficacités de détection de Λ_c^+ , D^+ et D_s^+ ainsi que de la contamination uniforme en L des diffusions hadroniques simulant une topologie de désintégration en une branche (habituellement appelées "white kink").

Un signal de production de Λ_c^+ est clairement mis en évidence, avec un taux relatif à la section efficace totale CC de :

$$\frac{\sigma(\Lambda_c^+)}{\sigma_{CC}} = (1.54 \pm 0.35 \text{ (stat)} \pm 0.18 \text{ (syst)}) \times 10^{-2} \quad (97)$$

ce qui représente $(43 \pm 8 \pm 6)\%$ de la production de particules charmées chargées. Le modèle utilisé pour déterminer cette valeur suppose que 50% de la production de Λ_c^+ est de type quasi-élastique. La valeur centrale descend à $1.45 \cdot 10^{-2}$ pour 100% et monte à $1.80 \cdot 10^{-2}$ pour 0% de production quasi-élastique.

iii) Une analyse visant à séparer la production quasi-élastique de Λ_c^+ de la production inélastique est présentée dans [135]. Les réactions recherchées sont :

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \Lambda_c^+ \quad (98)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \Sigma_c^+ \text{ (ou } \Sigma_c^{+*}) \rightarrow \mu^- + \Lambda_c^+ + \pi^0 \quad (99)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \Sigma_c^{++} \text{ (ou } \Sigma_c^{++*}) \rightarrow \mu^- + \Lambda_c^+ + \pi^+ \quad (100)$$

Elles sont sélectionnées en imposant :

- une énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique inférieure à 2 GeV
- un nombre de traces au vertex primaire égal à 2 ou 3
- une distance de vol du candidat $\Lambda_c^+ < 200 \mu\text{m}$
- un angle ϕ entre les directions du μ^- et du candidat Λ_c^+ projetées dans le plan orthogonal au faisceau supérieur à 165° .

Un total de 13 événements survit à ces coupures, dont 9 peuvent être attribués aux réactions (98) ou (99) et 4 à la réaction (100). Le bruit de fond estimé est de 1.7 ± 0.6 événements, essentiellement dû à la production inélastique de Λ_c^+ .

Le taux de production des réactions (98) à (100) est évalué à

$$\frac{\sigma(QE)}{\sigma_{CC}} = (0.23_{-0.06}^{+0.12} \text{ (stat)}_{-0.03}^{+0.02} \text{ (sys)}) \times 10^{-2}$$

soit $15 \pm 9\%$ du taux fixé par (97). Le taux de la réaction (98) représente environ la moitié du taux des réactions quasi-élastiques.

c) La production de mésons D^0

Une première étude du taux de production de D^0 , basée sur une statistique partielle de 25 000 $\nu_\mu CC$, a été publiée en 2002 [136]. Nous ne nous y attarderons pas puisqu'aujourd'hui, le dépouillement suivant la méthode Net Scan est achevé pour environ 100 000 $\nu_\mu CC$. Un total de 1048 désintégrations de D^0 ont été sélectionnées et confirmées par inspection visuelle. Le bruit de fond, essentiellement dû aux désintégrations en 2 branches (notées V2) de Λ^0 et K_s^0 a été estimé à 37 événements. Le tableau II.11 précise le nombre de désintégrations observées en différentes topologies.

Tableau II.11 : Topologies des désintégrations observées

| | |
|--|---------------|
| Événements $\nu_\mu CC$ analysés dans l'émulsion | 93 807 |
| Candidats D^+, D_s^+, Λ_c^+ | 965 |
| Candidats D^0 en 2 branches (V2) | 819 |
| 4 branches (V4) | 226 |
| 6 branches (V6) | 3 |
| Total des particules charmées | 2013 |

Pour extraire des paramètres physiques à partir des événements observés, les efficacités de détection et les bruits de fond éventuels doivent être déterminés par une simulation des différentes étapes de l'expérience. Nous renvoyons à l'annexe N pour les références détaillées de chacune de ces étapes :

- génération des neutrinos suivant les caractéristiques du faisceau
- génération des interactions suivant les processus considérés. Différents générateurs sont utilisés pour évaluer les erreurs systématiques
- simulation des trajectoires dans le détecteur et de la réponse des détecteurs électroniques
- reconstruction de ces trajectoires à l'aide du logiciel utilisé pour les données réelles
- simulation de la procédure de scan-back jusqu'au vertex primaire (appliquée, en général, au μ^- reconstruit)
- simulation de la procédure Net Scan.

Cette dernière étape est la plus délicate car elle nécessite de reproduire des conditions réalistes pour le volume d'émulsion analysé : densité de grains, nombre de traces parasites, rayons δ , ... Elle est effectuée en utilisant des données réelles issues du microscope pour des volumes pris au hasard. On y ajoute les micro-traces correspondant aux traces simulées de l'événement généré et on soumet l'ensemble au programme de reconstruction et de sélection servant à l'analyse des événements réels.

La plupart des mesures de sections efficaces sont présentées sous forme d'un rapport à la section efficace inclusive des interactions $\nu_\mu CC$. La simulation de ceux-ci suit les mêmes étapes que pour les événements charmés, sauf la dernière, et c'est donc l'erreur systématique dans la simulation du Net Scan qui dominera l'incertitude sur l'efficacité relative. Tenant compte des légères différences entre les stations de dépouillement automatisé (voir II.4.2), l'erreur systématique totale est estimée à 4%. Trois analyses ont été effectuées sur la base des 1048 désintégrations de D^0 :

i) ... L'étude des propriétés de fragmentation [137]

La quantité de mouvement du D^0 n'est pas directement mesurable mais est fortement corrélée à l'angle moyen d'émission des produits de désintégration. Cette propriété est utilisée pour déterminer la distribution de p_D à partir des distributions angulaires mesurées.

L'énergie ν transférée au système hadronique (voir I.2.3) est déduite de l'énergie totale déposée dans le calorimètre après correction de l'énergie déposée par le muon et de l'énergie perdue dans les empilements d'émulsion traversés. Définissant $z = E^D / \nu$, une

analyse statistique que nous ne détaillerons pas ici permet de déterminer la distribution de z . Un ajustement par la fonction de Peterson (relation (83)) conduit à

$$\varepsilon_p = 0.108 \pm 0.017 \text{ (stat)} \pm 0.013 \text{ (syst)}$$

Les expériences dimuons utilisent une définition différente de z (relation (82)) et, pour permettre une comparaison avec les résultats du tableau II.6, l'ajustement a également été effectué avec cette définition :

$$\varepsilon_p^{\mu\mu} = 0.059 \pm 0.010 \text{ (stat)} \pm 0.008 \text{ (syst)}$$

et $\langle z \rangle = 0.63 \pm 0.03 \pm 0.01$

en bon accord avec les valeurs mesurées dans des faisceaux d'énergie similaire à CHORUS.

La largeur de la distribution P_t (voir relation (84)) est comparable à la résolution expérimentale et le paramètre b n'est donc pas mesurable. Par contre, les mesures angulaires étant très précises, il est possible de mesurer θ_{out} , l'angle entre le plan des leptons (ν_μ et μ^-) et la direction du D^0 . La distribution de $\text{tg } \theta_{out}$ est bien ajustée par :

$$\frac{dN}{d \text{tg } \theta_{out}} \propto e^{-\text{tg } \theta_{out} / b'}$$

avec $b' = 0.034 \pm 0.003$

ii) La mesure du taux de production et des rapports de branchement du D^0
([138] et annexe N)

Un grand nombre de modes de désintégration du D^0 ont été identifiés et leur rapport de branchement mesuré avec une assez grande précision [64]. Toutefois, une fraction non négligeable, de l'ordre de 30%, des désintégrations de D^0 ne sont pas, ou très peu, identifiables : celles où aucune particule chargée n'est émise, notées $D^0 \rightarrow V0$, et celles où 2 particules neutres ou plus sont émises, en plus des particules chargées.

L'analyse développée par CHORUS est basée sur l'argument suivant : la fraction des désintégrations en 6 branches, $B(D^0 \rightarrow V6)$, est très faible, de l'ordre de 10^{-3} . On peut s'attendre à une fraction du même ordre pour les modes $D^0 \rightarrow V4 + (2 \text{ neutres ou plus})$ alors que la somme des canaux à 4 branches explicitement identifiés correspond à une fraction [64] :

$$B(D^0 \rightarrow V4 + 0,1 \text{ neutre}) = 0.1339 \pm 0.0061 \quad (101)$$

La contribution des modes non identifiés peut donc être négligée pour la topologie $V4$.

A partir des événements observés, CHORUS détermine

$$B(D^0 \rightarrow V4)/B(D^0 \rightarrow V2) = 0.207 \pm 0.016 \pm 0.004 \quad (102)$$

et, utilisant (101),

$$B(D^0 \rightarrow V2) = 0.647 \pm 0.049 \pm 0.031 \quad (103)$$

alors que la somme des modes identifiés à 2 particules chargées est

$$B(D^0 \rightarrow V2 \text{ identifiés}) = 0.485 \pm 0.020$$

La contribution des modes non mesurables a été estimée par Wohl [140] à l'aide d'hypothèses de symétrie d'isospin, conduisant à

$$B(D^0 \rightarrow V2) \approx 0.64 \pm 0.03$$

en bon accord avec la mesure (103).

Sur la base des 3 événements $V6$ observés et de la normalisation (101), on obtient

$$B(D^0 \rightarrow V6) = (1.2_{-0.9}^{+1.3} \pm 0.2) \times 10^{-3} \quad (104)$$

et, combinant (101), (103) et (104),

$$B(D^0 \rightarrow V0) = 0.218 \pm 0.049 \pm 0.036 \quad (105)$$

en accord avec la prédiction de Wohl [140] ≈ 0.25 .

Utilisant uniquement les topologies $V4$ et la relation (101), le taux de production total de D^0 mesuré par CHORUS est :

$$\frac{\sigma(D^0)}{\sigma_{CC}} = (2.69 \pm 0.18 \pm 0.13) \times 10^{-2}$$

La dépendance de ce rapport en fonction de l'énergie du neutrino est comparée, dans la figure 2 de l'annexe N, aux résultats de E531 [108]. L'ajustement de cette distribution par un modèle analogue à celui décrit dans II.3.2 conduit à déterminer

$$m_c = (1.42 \pm 0.08) \text{ GeV} / c^2 \quad (106)$$

les autres paramètres étant définis dans le tableau 4 de l'annexe N.

Cette valeur peut se comparer favorablement aux résultats (LO) du tableau II.4.

iii) La mesure du taux de production de D^{+} [140]*

Le méson vectoriel D^{*+} (2010) se désintègre, avec un rapport de branchement de $(67.7 \pm 0.5)\%$ [64], suivant :

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \quad (107)$$

et sa production a pu être étudiée dans les expériences en chambre à bulles [141] ainsi que par NOMAD [104] en observant un pic à 2010 MeV dans la distribution de masse invariante des produits finals de la réaction (107). Dans l'analyse présentée par CHORUS, une stratégie différente est adoptée : le signal de (107) sera la présence d'un hadron de charge positive caractérisé par une très petite quantité de mouvement transverse, p_T , par rapport à la direction de vol du D^0 .

Afin de permettre une mesure de p_T et d'observer ce signal, les conditions suivantes sont imposées aux 1048 événements contenant un D^0 :

- le vertex se trouve dans les empilements 3 et 4 (pour les empilements 1 et 2, les plus en amont, l'énergie du π^+ est en général trop faible pour être correctement mesurée dans le spectromètre
- la longueur de vol du D^0 est supérieure à 100 μm
- seuls les hadrons avec une quantité de mouvement mesurée entre 0.4 et 4 GeV/c et formant un angle inférieur à 60 mrad avec la direction du D^0 sont retenus.

Seuls 31 événements survivent à cette sélection, 27 avec un hadron de charge positive et 4 de charge négative. Ces derniers reflètent l'existence d'un bruit de fond qui est estimé en détail dans [140]. Le signal de la réaction (107) est, finalement, de 22.1 ± 5.5 événements, ce qui se traduit, après les corrections d'efficacités, par la mesure

$$\frac{\sigma(D^{*+})}{\sigma(D^0)} = 0.38 \pm 0.09 \pm 0.05 \quad (108)$$

Sous l'hypothèse généralement admise d'une production égale de D^{*+} et de D^{*0} (qui se désintègre toujours en D^0), on obtient

$$\frac{\sigma(D^* \rightarrow D^0)}{\sigma(D^0)} = 0.63 \pm 0.17 \quad (109)$$

Malgré une erreur assez grande, il semble bien que la plupart des D^0 sont produits au travers de la production d'un méson vectoriel D^* .

d) Les analyses impliquant les topologies neutres et chargées

Des études semblables à celles présentées dans la section précédente sur le méson D^0 sont en voie d'achèvement pour les topologies chargées dues aux désintégrations de D^+ , D_s^+ et Λ_c^+ . La situation est cependant plus compliquée car :

- il faut pouvoir séparer les contributions de ces trois particules. Isoler un signal Λ_c^+ est réalisable sur la base de son temps de vie plus court, la séparation $D^+ - D_s^+$ est plus difficile

- outre une production par interaction fortement inélastique, le méson D_s^+ peut être produit diffractivement et le baryon Λ_c^+ par une réaction quasi-élastique
- le bruit de fond sur les topologies en une branche (C1) est plus élevé, dû aux diffusions hadroniques de type "white kink".

Toutes ces questions seront élaborées dans des publications en préparation que nous ne discuterons pas dans ce travail. Trois analyses, qui dépendent assez peu des réponses apportées à ces questions, ont été effectuées et nous les décrivons brièvement.

i) La production de charme par les antineutrinos [142]

Le faisceau neutrino du CERN-SPS possède une composante de 5% de $\bar{\nu}_\mu$ qui est mise à profit, dans cette analyse, pour évaluer le taux de la réaction



Parmi les 96 472 interactions CC reconstruites dans l'émulsion, 2704 ont un muon de charge positive et pas de μ^- identifié. Sur base d'un calcul de simulation, environ 80% de ces événements peuvent être attribués à la réaction (110), les autres étant dus à une mauvaise reconstruction de la charge d'un μ^- (~ 169) ou à la désintégration en μ^+ d'une particule charmée (~ 79) ou d'un méson π^+ , K^+ (~ 284).

L'analyse Net Scan des 2704 événements conduit, après confirmation par une inspection visuelle, à 40 topologies de désintégration (25 neutres et 15 chargées). Dans ces événements, le candidat μ^+ est associé à une trace du vertex primaire. Toutefois, le nombre d'interactions de ν_μ étant tellement plus important, des critères plus exigeants sont imposés sur la qualité de la détermination de la charge du muon et de son association avec une trace reconstruite dans les traceurs de la zone cible. 32 événements satisfont à ces critères, avec un bruit de fond résiduel de 3.2 ± 0.3 événements. Après corrections pour les efficacités de sélection, on obtient :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \bar{c} X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X)} = (5.0_{-0.9}^{+1.4}(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst})) \times 10^{-2}$$

Rappelons que, pour les interactions de ν_μ , CHORUS mesure un rapport de $6.1 \pm 0.6\%$ [134]. Etant donné les erreurs, la différence n'est pas significative mais est compatible avec une production réduite d'antibaryons charmés par antineutrinos.

ii) La production associée de paires $c\bar{c}$

Un premier événement, de type CC , présentant deux topologies de désintégration a été observé sur la base d'une statistique partielle [143]. La recherche est aujourd'hui achevée pour 30162 interactions à courant neutre^(*) (CN) et 95450 à courant chargé (CC).

^(*) ou, du moins, supposé tel vu l'absence dans l'état final d'un muon identifié.

Le tableau II.12 présente les doubles topologies observées, suivant la notation habituelle Cn ou Vn pour les désintégrations de particules chargées ou neutres en n branches. Avant CHORUS, un seul événement (de type CN) avait été observé en émulsion par E531 [108].

Tableau II.12 : Événements $c\bar{c}$ observés dans CHORUS

| Interaction primaire | Topologie |
|----------------------|---------------|
| CN | V2 + V2 |
| CN | C1 + V2 |
| CN | C3 + V4 |
| CC | C1 + V2 [142] |
| CC | C1 + C3 |
| CC | C1 + V2 |
| CC | V2 + V4 |
| CC | C3 + V6 |

L'estimation des bruits de fond est de 0.12 ± 0.02 événement pour la catégorie CN et 0.79 ± 0.10 pour la catégorie CC. Les taux de production suivants sont déterminés [144] :

$$\frac{\sigma(\mu^- c\bar{c} X)}{\sigma^{CC}} = (3.9 \pm 1.9(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})) \times 10^{-4}$$

$$\frac{\sigma(\nu_\mu c\bar{c} X)}{\sigma^{NC}} = (3.5 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})) \times 10^{-4}$$

qualitativement en accord avec les prédictions QCD basées sur un mécanisme de bremsstrahlung de gluons pour les courants chargés et de fusion Z-gluon pour les courants neutres (voir, par exemple, [145]).

iii) La mesure du taux de production de dimuons en émulsion

Du point de vue statistique, la cible d'émulsion de CHORUS ne peut certainement pas rivaliser avec les énormes calorimètres des expériences électroniques présentées dans II.3. Toutefois, comme nous l'avons vu, l'interprétation des résultats dimuons passe par une modélisation complexe qui, outre la production du quark c , fait intervenir sa fragmentation en particules charmées et les désintégrations muoniques de celles-ci. Une observation directe des particules charmées reste donc intéressante puisqu'elle permet de se libérer d'une large part des erreurs systématiques liées à cette modélisation.

Une analyse basée sur une statistique partielle a déjà été publiée [146] et l'analyse reportée ci-dessous est en voie de publication [147].

Le tableau II.13 résume les statistiques disponibles selon les différentes topologies ainsi que l'estimation du bruit de fond obtenue par une simulation Monte-Carlo. Les deux dernières colonnes correspondent aux topologies pour lesquelles une des traces issues de la désintégration est identifiée comme muon selon certains critères que nous ne détaillerons pas ici. Il faut cependant remarquer que c'est la partie la plus délicate de l'analyse : les muons secondaires ont une énergie moyenne assez faible, $\langle E_\mu \rangle \sim 4$ GeV, et beaucoup ne pénètrent pas suffisamment loin dans le spectromètre pour être identifiés comme μ^+ avec certitude. Les

critères utilisés tendent à établir le meilleur compromis entre l'efficacité et la pureté de la sélection des muons.

Tableau II.13 : Désintégrations observées et bruits de fond

| Topologie | Nombre observé | Bruit | Avec μ | Bruit |
|-----------|----------------|----------------|------------|-------|
| C1 | 452 | 43.3 ± 2.4 | 39 | 10.3 |
| V2 | 819 | 36.6 ± 3.5 | 39 | 11.4 |
| C3 | 491 | 3.8 ± 0.2 | 16 | 7.2 |
| V4 | 226 | $\ll 1$ | 2 | 0.03 |
| C5 | 22 | 1.5 ± 0.1 | 0 | - |
| V6 | 3 | $\ll 1$ | 0 | - |

Pour chacune des topologies, en notant n le nombre de branches, on définit le taux moyen de désintégration muonique

$$\bar{B}_n = \sum_i f_{D_i} B_n(D_i \rightarrow \mu^+ X) \quad (111)$$

où la somme sur i représente la combinaison des contributions respectives de D^0 , D^+ , D_s^+ et Λ_c^+ , chaque espèce étant produite avec un taux partiel (normalisé à 1) f_{D_i} . Bien sûr, pour n pair, seul le terme $i = D^0$ intervient et il est absent pour n impair. On peut écrire (111) en termes de quantités mesurables :

$$\bar{B}_n = \frac{N_{2\mu}^n - N_{bruit}^n}{N^n \varepsilon_\mu^{id}} \cdot R_n \quad (112)$$

avec

$$R_n = \frac{\sum_{D_i \rightarrow n} f_{D_i} \varepsilon_{D_i}}{\sum_{D_i \rightarrow n} f_{D_i} \varepsilon_{D_i}^\mu} \quad (113)$$

un indice n étant sous-entendu dans les coefficients du membre de droite. Les efficacités de sélection d'une particule donnée dans une topologie donnée sont notées ε_{D_i} et $\varepsilon_{D_i}^\mu$ pour le mode muonique, ε_μ^{id} étant l'efficacité d'identification du muon.

Le point important à souligner est que ces efficacités, évaluées par Monte-Carlo, varient assez peu, pour une topologie donnée, selon la nature de la particule D_i . Le rapport R_n dépendra donc très faiblement des taux partiels f_{D_i} encore assez mal connus.

En combinant les évaluations de (112) pour $n = 2$ et 4, on obtient

$$B(D^0 \rightarrow \mu^+ X) = (6.2 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst}))\%$$

tandis qu'en combinant l'ensemble des topologies, il vient

$$\bar{B}_\mu = (7.3 \pm 0.8_{-0.3}^{+0.8})\% \quad (114)$$

En considérant l'ensemble des 93 807 interactions CC utilisées dans cette analyse, on déduit également le taux relatif moyen de dimuons :

$$\frac{\sigma^{\mu\mu}}{\sigma^{CC}} = (3.36 \pm 0.16 \pm 0.12) \times 10^{-3}$$

L'évolution de ce rapport en fonction de l'énergie du neutrino est en bon accord avec la moyenne des expériences dimuons. Pour une énergie visible $E_{vis} > 30$ GeV, celles-ci ont déterminé (voir tableau II.7) une valeur moyenne (LO) de

$$|V_{cd}|^2 \cdot \bar{B}_\mu = (4.74 \pm 0.27) \times 10^{-3} \quad (115)$$

L'analyse décrite ci-dessus a été répétée, en se limitant aux événements d'énergie supérieure à 30 GeV pour donner :

$$\bar{B}_\mu (> 30 \text{ GeV}) = (8.3 \pm 1.6^{+1.3}_{-0.7})\% \quad (116)$$

Combinant les erreurs statistiques et systématiques, on obtient de (115) et (116)

$$|V_{cd}| = 0.239 \pm 0.029 \quad (117)$$

Rappelons que, en imposant l'unitarité de la matrice de mélange CKM pour trois générations [148], on obtient une contrainte plus précise, à 90% de niveau de confiance

$$0.221 < |V_{cd}| < 0.227 \quad (118)$$

En combinant l'ensemble des déterminations de \bar{B}_μ [96, 97, 146] et la contrainte (115), le Particle Data Group [148] obtient les valeurs moyennes

$$\bar{B}_\mu = (9.23 \pm 0.73)\% \quad (119)$$

et

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.012 \quad (120)$$

Ces valeurs, toutefois, ne tiennent pas compte du taux de branchement de D^0 en particules neutres mesuré par CHORUS (relation (105) et [138]). En effectuant cette correction, on obtient

$$\bar{B}_\mu = (8.8 \pm 0.6)\% \quad (121)$$

et

$$|V_{cd}| = 0.232 \pm 0.010 \quad (122)$$

toujours compatible avec la contrainte d'unitarité (118).

En guise de conclusion

Dans ce travail, nous avons tenté de décrire l'évolution au cours des trente dernières années de deux domaines de recherche en physique du neutrino, examinés à travers le filtre déformant des expériences auxquelles nous avons participé. Le tableau présenté ne se caractérise sûrement pas par la rigueur et la netteté d'une épure d'architecte et ne se prête donc pas à une conclusion claire du style « Veni, vidi, vici » ! Pour poursuivre dans la métaphore picturale, il s'agirait plutôt d'un tableau de style impressionniste, dont les lignes directrices sont parfois difficiles à deviner. Tentons d'en dégager quelques unes.

La première, sans doute, est l'imbrication profonde entre l'évolution des idées et celle des techniques. Le souhait de vérifier les prédictions du Modèle Standard entraîne la construction de détecteurs plus performants, la mesure par ceux-ci de l'angle de mélange électrofaible guide la conception du collisionneur proton-antiproton au CERN dont le succès entraîne la construction du LEP, qui fixe des limites indirectes sur la masse du Higgs justifiant l'extension au LEP200 et la réalisation du projet LHC. A chaque stade, les expérimentateurs et les ingénieurs sont confrontés à de nouveaux défis qui, à peine surmontés, suscitent de nouvelles idées, de nouvelles demandes. Un autre exemple, plus modeste et plus proche des sujets abordés dans ce travail, est celui des expériences en émulsion. Le besoin d'analyser de grandes statistiques pousse au développement de microscopes automatisés. Les progrès technologiques dans le domaine des caméras CCD et des processeurs de traitement d'images permettent ensuite de réaliser la phase 2 de CHORUS et de concevoir OPERA, une expérience exigeant des vitesses de dépouillement encore bien plus élevées.

L'autre idée que nous aimerions défendre est qu'en dehors des aspects techniques, la quête incessante d'une plus grande précision ne relève pas d'une obstination à simplement vouloir faire mieux que l'expérience précédente. Bien souvent, c'est au travers d'effets subtils que s'établissent des liens entre des sujets de recherche à première vue disjoints. Un des exemples les plus remarquables est la prédiction correcte de la masse du quark top via les corrections radiatives qu'il induit sur les paramètres électrofaibles. A plusieurs reprises dans notre travail, de tels liens, certes moins spectaculaires, ont été évoqués : les fonctions de fragmentation et les rapports de branchement des particules charmées observées en émulsion serviront à contraindre la modélisation des événements dileptons. A leur tour, ceux-ci seront utilisés pour une meilleure détermination de la masse effective du quark c, ce qui aura pour effet immédiat de diminuer l'erreur systématique sur la mesure de $\sin^2\theta_W$ dans les interactions neutrino-nucléon. De même, la mesure indépendante du taux moyen de désintégration muonique, B_{μ} , permet de mesurer V_{cd} et d'ainsi tester l'unitarité de la matrice CKM. Un autre exemple possible, bien que non encore établi, est le lien entre la valeur différente de $\sin^2\theta_W$ mesurée par NuTeV et une éventuelle asymétrie de la composante $s\bar{s}$ de la mer. C'est ainsi, par petites touches successives, que se dégage une vue d'ensemble cohérente de processus très divers ou que, mieux encore, se découvre la minuscule fissure par laquelle tentera de se faufiler une nouvelle théorie. Il suffit, pour s'en convaincre, de voir l'avalanche de papiers théoriques qui a suivi l'annonce d'un possible désaccord (à la neuvième décimale !) entre la mesure du moment magnétique anomal du muon et la prédiction du Modèle Standard.

Notre dernier commentaire, plus subjectif, porte sur les joies et les peines de deux types différents d'expériences : les exploratoires et les quantitatives. Dans les premières, on sait vaguement ce qu'on recherche mais on n'est pas sûr de le trouver. Pour la première diffusion numue dans Gargamelle, la première désintégration charmée en émulsion, le premier lepton tau vu dans CHORUS, c'est l'explosion de joie et des bouchons de champagne ! Mais cette

joie est éphémère et les curiosités d'un jour deviennent très rapidement des banalités. Dans les secondes, on sait fort bien où on veut aller mais la route pour y parvenir est semée d'embûches : calibration des détecteurs, optimisation des efficacités, réduction des bruits de fond... C'est une lutte constante et parfois très longue avec, au bout, le sentiment du devoir accompli et, dans le meilleur des cas, le plaisir de voir « son » expérience figurer honorablement dans la dernière édition de Review of Particle Physics. L'expérience idéale est celle qui conduit simultanément à une découverte basée sur une poignée d'événements rares et à une analyse statistique précise des autres données. C'est ce que nous pouvons souhaiter de mieux à tous nos collègues au futur LHC.

Le mot « futur » vient d'être lâché et il est temps, pour conclure, de s'interroger sur les perspectives d'avenir de la physique du neutrino aux accélérateurs. A moyen terme, l'attention est focalisée sur les phénomènes d'oscillation détectables à grande distance de la source et la physique « classique » des interactions de neutrinos ne progressera pas dans ces expériences. Par contre, des faisceaux intenses et bien collimés de neutrinos existeront gratuitement au LHC, résultant de la production abondante de mésons charmés à petit angle par rapport à l'axe des faisceaux. Un détecteur de surface réduite, de l'ordre du mètre carré, situé à quelques centaines de mètres d'un point d'intersection, pourrait collecter de grandes statistiques d'interactions de numu, nue et même nutau s'étendant jusqu'à des énergies de plusieurs TeV. Des idées de détecteurs possibles circulent mais aucun projet précis n'a encore vu le jour, les problèmes d'implémentation dans le tunnel du LHC n'étant pas résolus.

A plus long terme, les perspectives offertes par un anneau de stockage de muons d'environ 50 GeV sont extrêmement prometteuses. Un taux de désintégration d'environ 10^{20} muons par an semble techniquement réalisable et justifie le terme d'usine à neutrinos souvent attaché à ce projet. Le faisceau de neutrinos est non seulement très intense mais aussi parfaitement déterminé et très collimé. Son intérêt pour les expériences d'oscillation à longue distance est évident. En complément, un détecteur proche, même de dimensions très modestes, pourrait rapidement accumuler des statistiques se chiffrant en centaines de millions. Outre l'étude très précise des fonctions de structure pour Q^2 entre 1 et $100 \text{ GeV}^2/c^2$, une telle expérience permettrait la mesure de $\sin^2 2\theta_W$ avec une incertitude de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$, soit une précision comparable à celle de l'ajustement global actuel. Les priorités scientifiques et budgétaires décideront, dans 10 ans environ, de la transformation de ce projet en réalité.

Encore plus proche de la science-fiction, l'étape suivante serait tout naturellement l'évolution d'un anneau de stockage de haute énergie en collisionneur $\mu^+ \mu^-$. Autour de $\sqrt{s} = MH$, un tel accélérateur permettrait une analyse du boson de Higgs aussi précise que celle du boson Z au LEP. Il est amusant de penser qu'un des obstacles majeurs à cet ambitieux projet est le niveau trop élevé de radioactivité induite par les neutrinos autour des zones de collision. De quoi faire se retourner Wolfgang Pauli dans sa tombe !

RÉFÉRENCES

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 264; 27 (1971) 1688;
S. Weinberg, Phys. Rev. D5 (1972) 1412;
A. Salam and J.C. Ward Phys. Lett. 13 (1964) 168.
- [2] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36.
- [3] Topical Conference on Weak Interactions, CERN 69-7 (1969).
- [4] D.C. Cundy et al. , Phys. Lett. B31 (1970) 478.
- [5] International Colloquium on Bubble Chambers, Heidelberg, CERN 67-26 (1967).
- [6] H. Burmeister et al., International Conference on data handling systems in high energy physics, Cambridge, CERN 70-21, 651 (1970).
- [7] D. Bertrand et al., IIHE, 76-1 (1976).
- [8] W. Van Doninck, Thèse de doctorat VUB (1977).
- [9] S. Van der Meer, CERN 62-16 (1962).
- [10] J. Friedman and H. Kendall, Annual Review of Nuclear Science 22, (1972) 203.
- [11] G. 't Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B44, (1972) 189.
- [12] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 121. (reproduit en annexe A)
- [13] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138. (reproduit en annexe B)
- [14] F.J. Hasert et al., Nuclear Physics B73 (1974) 1. (reproduit en annexe C)
- [15] A. Pais and S.B. Treiman, Phys. Rev. D6 (1972) 2700.
E.A. Paschos and L. Wolfenstein, Phys. Rev. D7 (1973) 91.
- [16] A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 801 ;
B. Aubert, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1454.
- [17] D. Haidt, APS Conference, Washington, April 1974.
- [18] S. Weinberg, *The making of the Standard Model*, p. 9-23, Prestigious Discoveries at CERN, ed. R. Cashmore, L. Maiani et J.P. Revol, Springer, Berlin, 2004.
- [19] T. Morii, C.S. Lim et S.N. Mukherjee, *The Physics of the Standard Model and Beyond*, World Scientific Publishing, 2004.
- [20] Review of Particle Physics, Particle Data Group, Physics Letters B592 (2004)114-131.
- [21] G. Wilquet, Thèse d'agrégation à l'Enseignement Supérieur, ULB (2005).
- [22] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [23] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132.
- [24] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- [25] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [26] Review of Particle Physics, Particle Data Group, Physics Letters B592 (2004)166-179.
- [27] *ibid.*, p.312.
- [28] S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970)1285.
- [29] J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404 ;
J. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [30] J. Blietschau et al., Nucl. Phys. B114 (1976) 189.
- [31] J. Blietschau et al., Phys. Lett. B73 (1978) 232.
- [32] E. Fett et al., Nucl. Instr. 144 (1977) 109.
- [33] W. Krenz et al., Nucl. Phys. B135 (1978) 45. (reproduit en annexe D)

- [34] O. Erriquez et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 37.
- [35] P.Q. Hung and J.J. Sakurai, Phys. Lett. 63B (1976) 295.
- [36] G.L. Fogli, Nucl. Phys. B207 (1982) 322;
G.L. Fogli, Phys Rev. D34 (1986) 751.
- [37] M. Pohl et al., Phys. Lett. 79B (1978) 501.
- [38] D. Allasia, Nucl. Phys. B307 (1988) 1.
- [39] S. Bonetti, Phys. Lett. 82B (1979) 461.
- [40] H. Faissner et al., Phys. Lett. 68B (1977) 377.
- [41] N. Armenise et al., Phys. Lett. 86B (1979) 225.
- [42] D. Bertrand et al., Phys. Lett. 84B (1979) 354.
- [43] U. Amaldi et al., Phys. Rev. D36 (1987) 1385.
- [44] G.P. Zeller et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 091802.
- [45] UA1 : G. Arnison et al., Phys. Lett. 166B (1986) 484 ;
UA2 : R. Ansari et al., Phys. Lett. 186B (1987) 440.
- [46] P. Vilain, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 19 (1991) 306.
- [47] K. De Winter et al., Nucl. Instr. and Meth. A278 (1989) 670 (reproduit en annexe E).
- [48] D. Geiregat et al., Nucl. Instr. and Meth. A325 (1993) 92.
- [49] K. De Winter et al., Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 170.
- [50] D. Geiregat et al., Phys. Lett. 232B (1989) 539;
D. Geiregat et al., Phys. Lett. 259B (1991) 499;
P. Vilain et al., Phys. Lett. 281B (1992) 159;
P. Vilain et al., Phys. Lett. 302B (1993) 351.
- [51] P. Vilain et al., Phys. Lett. 335B (1994) 246 (reproduit en annexe F).
- [52] D. Rein et L.M. Sehgal, Nucl. Phys. B223 (1983) 29.
- [53] A. Bel'kov et B. Kopeliovich, Sov. J. Nucl. Phys. 46 (1987) 499.
- [54] V.A. Novikov et al., Mod. Phys. Lett. A8 (1993) 2529.
- [55] P. Vilain et al., Phys. Lett. 320B (1994) 203.
- [56] E. Paschos et L. Wolfenstein, Phys. Rev. D7 (1973) 91.
- [57] W. Marciano et J. Rosner, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2963.
- [58] Une revue des théories de grande unification est présentée par S. Raby dans Review of Particle Physics, Phys. Lett. B592 (2004) 160.
- [59] H.E. Haber, Phys. Lett. B592 (2004) 1003.
- [60] S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [61] M.K. Gaillard et B.W. Lee, Phys. Rev. D10 (1974) 897.
- [62] A. Bamberger et al., Nucl. Phys. B134 (1978) 1 (reproduit en annexe G).
- [63] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B112 (1976) 233.
- [64] Review of Particle Physics, Phys. Lett. B592 (2005) 659-711 et 977-993.
- [65] a) NA16 : M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. 135B (1984) 237;
b) NA27 : M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. C, Particles and Fields 40 (1988) 321.
- [66] A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 419.
- [67] H. Deden et al., Phys. Lett. 58B (1975) 361 (reproduit en annexe H).
- [68] E.H.S. Burhop et al., Nuovo Cimento 39 (1965) 1037.
- [69] C.H.S. Burhop et al., Phys. Lett. 65B (1976) 299 (reproduit en annexe I).
- [70] A.L. Read et al., Phys. Rev. D19 (1979) 1287.
- [71] D. Allasia et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 13 (reproduit en annexe J).
- [72] C. Angelini et al., Phys. Lett. 80B (1979) 428.
- [73] C. Angelini et al., Phys. Lett. 84B (1979) 150.
- [74] D. Allasia et al., Phys. Lett. 87B (1979) 287.

- [75] J. Kirkby, Proc. 1979, *Int. Symp. on lepton and photon interactions*, Fermilab, Batavia, p. 107.
- [76] Pour une compilation des résultats publiés avant 1979, voir C. Baltay, proc. 19th Int. Conf. On High Energy Physics (Tokyo, 1978) 882.
- [77] N. Armenise et al., Phys. Lett. 86B (1979) 115.
- [78] N. Armenise et al., Phys. Lett. 94B (1980) 527.
- [79] H.C. Ballagh et al., Phys. Rev. D24 (1981) 7.
- [80] A. Haatuft et al., Nucl. Phys. B222 (1983) 365.
- [81] N.J. Baker et al., Phys. Rev. D32 (1985) 531.
- [82] H. Abramowicz et al., Z. Phys. C., Particles and Fields 15 (1982) 19.
- [83] K. Lang et al., Z. Phys. C., Particles and Fields 33 (1987) 483.
- [84] C.Foudas et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1207.
- [85] S.A. Rabinowitz et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 134.
- [86] P. Vilain et al., Eur. Phys. Journal, C11 (1999) 19 (reproduit en annexe K).
- [87] P. Astier et al., Phys. Lett., B486 (2000) 35.
- [88] Y.L. Dokshitzer, Soviet Physics JETP, 46 (1977) 641;
V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Soviet Journal of Nuclear Physics 15 (1972) 438;
G. Altarelli and G. Parisi, Nuclear Physics B126 (1977) 298.
- [89] H.L. Lai et al., Phys. Rev. D51 (1995) 4763.
- [90] A.O. Bazarko et al., Z. Phys. C65 (1995) 189.
- [91] V. Lemaître : Production inclusive de particules charmées par interaction neutrino-nucléon dans l'expérience CHARM II. Thèse de doctorat UC Louvain-la-Neuve 1995.
- [92] H. Georgi et H.D. Politzer, Phys Rev. D14 (1976) 1829.
- [93] M.A.G. Aivagis et al., Phys. Rev.D50 (1994) 3085 ;
M.A.G. Aivagis et al., Phys. Rev. D50 (1994)3102.
- [94] D.Yu. Bardin, Preprint JINR, E2. 86. 260. mc (1986).
- [95] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983)105.
- [96] N. Ushida et al., Phys. Lett. B206 (1988) 375.
- [97] T. Bolton, Preprint KSU- Hep- 97- 04 (1997) hep- ex/9708 014.
- [98] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50 (1994).
[99] G. Ingelman et al., preprint Desy 96-057,1996.
[100] GEANT, IT/ASD Group, CERN Program Library Q123,1995.
[101] L. Camilleri, Neutrino 2004 Conference, Paris, 2004.
[102] M. Goncharov et al., Phys. Rev. D64 (2001) 112006.
[103] A. Cocco, Conference DISO4, Slovakia, 2004.
[104] P. Astier et al., Phys. Lett. B526 (2002) 278.
[105] O. Biebel et al., Phys. Rev. D66 (2002) 010001.
[106] S. Frixione et al., Nucl. Phys. B431 (1994) 453.
[107] M.Bargiotti et al., Riv. Nuovo Cimento 23N3 (2000).
- [108] N.Ushida et al., Phys. Lett. B206 (1988) 375.
- [109] N.Ushida et al., Nucl. Instr. and Methods 224 (1984) 50.
- [110] T. Bolton, hep-ex/9708014, 1997.
- [111] S. Aoki et al., Nucl. Instr. and Methods A274 (1989) 64.
- [112] S. Aoki et al., Nucl. Instr. and Methods B51 (1990) 466.
- [113] K. Kodama et al., Nucl. Instr. and Methods A2889 (1990) 146;
K. Kodama et al., Phys.Lett . B263 (1991) 573 ;
K. Kodama et al., Phys. Lett. B303 (1993) 359.
- [114] T. Nakano, Ph. D Thesis, Nagoya University, 1997.
- [115] B. Van de Vyver, Ph. D Thesis, Vrije Universiteit Brussel, 2002.
- [116] G. Rosa et al., Nucl. Instr. and Meth. A394 (1997) 357.
- [117] K. Kodama et al., Phys. Lett. B504 (2001) 518.

- [118] M.Guler et al., OPERA Experiment Proposal, CERN/SPSC 2000-028 (2000).
- [119] N. D'Ambrosio et al., Nucl. Instr. and Meth. A525 (2004) 193.
- [120] H. Harari, Phys. Lett. B216 (1989) 413.
- [121] N. Armenise et al., CHORUS Proposal, CERN-SPSC/90-42, 1990.
- [122] E. Eskut et al., Nucl. Instr. and Meth. A401 (19978) 7.
- [123] S. Aoki et al., Nucl. Instr. and Meth. A344 (1994) 143.
- [124] P. Annis et al., Nucl. Instr. and Meth. A412 (1998) 19.
- [125] F. Bergsma et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 243.
- [126] J.W.E. Uiterwijk et al., Nucl. Instr. And Meth. A409 (1998) 682.
- [127] S. Aoki et al., Nucl. Instr. and Meth. A488 (2002) 144.
- [128] G. Öngüt et al., CERN-PH-EP/2005.
- [129] A. Kayis-Topaksu et al., Eur. Phys. J. C30 (2003) 159.
- [130] E. Eskut et al., Phys. Lett. B503 (2001) 1.
- [131] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B596 (2004) 44 (reproduit en annexe M).
- [132] P. Annis et al., Phys. Lett. B435 (1998) 458.
- [133] B.Z. Kopeliovich et P. Marage, J. Mod. Phys. A8 (1993) 1513.
- [134] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B555 (2003) 156.
- [135] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B575 (2003) 198.
- [136] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B527 (2002) 173.
- [137] G. Öngüt et al., Phys. Lett. B604 (2004) 145.
- [138] G. Öngüt et al., CERN-PH-EP-2005-008, accepté le 14 mars 2005 pour publication par Phys. Lett. B (reproduit en annexe N).
- [139] C.G. Wohl, The sad state of charmed particle branching fractions, PDG internal note.
- [140] G. Öngüt et al., CERN-PH-EP-2005-010, accepté le 25 février 2005 pour publication par Phys. Lett. B.
- [141] A.E. Asratyan et al., Z. Phys. C68 (1995) 43;
A.E. Asratyan et al., Z. Phys. C76 (1997) 647.
- [142] G. Öngüt et al., Phys. Lett. B604 (2004) 11.
- [143] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B539 (2002) 188.
- [144] G. Öngüt et al., soumis pour publication à Phys. Lett. B.
- [145] D. Becirevic et al., Phys. Lett. B624 (2002) 115.
- [146] A. Kayis-Topaksu et al., Phys. Lett. B549 (2002) 48.
- [147] G. Öngüt et al., CERN-PH-EP-2005, à soumettre à Phys. Lett. B.
- [148] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys. Lett. B592 (2004) 130.