

UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR de Physique

THÈSE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7
SPÉCIALITÉ : Champs, Particules, Matières

présentée et soutenue publiquement

par

Xavier A. MÉCHAIN

le 25 juin 1999

**Etude de la production de particules
charmées via les interactions de neutrinos
dans l'expérience NOMAD au CERN**

JURY

M.	F. VANNUCCI	Président du jury
MM.	J. BOUCHEZ	Directeur de thèse
	Y. DÉCLAIS	Expert externe
	M.-T. TRÀN	Rapporteur
	D. VIGNAUD	Rapporteur

À ma mère, à mon père.

Remerciements

À MM. Jacques Haïssinski, Joël Feltesse, et Michel Spiro qui m'ont accueilli au Service de Physique des Particules du Dapnia au CEA de Saclay pendant ces trois années de thèse.

À MM. François Vannucci, de l'université Paris 7, Minh-Tâm Tràn, de l'université de Lausanne, Yves Déclais, de l'institut de physique nucléaire de Lyon, Daniel Vignaud et Jacques Bouchez qui m'ont fait l'honneur d'être membres du jury, et tout particulièrement à Tâm et Daniel, les deux rapporteurs.

À M. Jean-Pierre Meyer, avec lequel j'ai démarré mes travaux et sur lequel on peut compter.

À M. Thierry Stolarczyk, pour son aide utile qui m'a permis de voir le bout de cette thèse, et pour m'avoir supporté.

À M. Jacques Bouchez, mon directeur de thèse, pour ses calculs faits à la main, pour son excellent sens physique... non ! pas de χ^2 ou d'erreurs statistiques à calculer sur cette page...

Aux membres de la collaboration NOMAD, notamment Robert Cousins, Didier Verkindt et surtout Jean-Marc Vieira pour son aide précieuse pour la simulation d'événements « charme ».

À Caren Hagner, qui a passé quelques temps avec l'équipe de Saclay. Danke sehr.

À Nathalie Besson, que j'ai dérangée maintes fois pour différents « schmurtz ».

À Gilles Barouch, qui, avec ces incessantes questions, m'a obligé quelquefois à revenir sur ce que je croyais évident. Il parviendra bien un jour à ce que les neutrinos soient cotés en bourse...

À MM. Jean Gosset et Alberto Baldisseri, physiciens du Service de Physique Nucléaire, qui m'ont proposé un stage pendant mon année de DEA « Champs, Particules, Matières ».

À MM. Marcel Banner, Jacques Bouchez, Yves Charon, et Daniel Vignaud qui m'ont permis de terminer dans de bonnes conditions cette thèse.

À toutes personnes rencontrées au SPP, au SPhN, et au LPNHE de Jussieu, qui m'ont apporté aide et sympathie.

Finalement, à toutes personnes qui, jusqu'à présent, malgré les difficultés, m'ont supporté, dans tous les sens du terme...

Paris, le 23 juin 1999,
Xavier.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	11
I Le neutrino sonde le nucléon	13
1 Le neutrino	15
1.1 Le petit neutre	15
1.2 Formalisme et modèle	16
1.2.1 Modèle standard	16
1.2.2 Interaction électro-faible	16
1.2.3 Résumé pour les neutrinos	18
1.3 Sources de neutrinos	18
1.4 Oscillations de neutrinos	19
1.4.1 Formalisme	19
1.4.2 Oscillations et NOMAD	20
2 Production de particules charmées et dileptons	23
2.1 La diffusion profondément inélastique	23
2.1.1 Modèle	24
2.1.2 Section efficace différentielle	24
2.2 Interaction courant-chargé de neutrinos	26
2.2.1 Modèle des partons	26
2.2.2 Définition des fonctions de structures	27
2.3 Production de particules charmées	29
2.3.1 Production du quark <i>charmé</i>	29
2.3.2 <i>Slow rescaling</i>	29
2.3.3 Hadronisation et fragmentation	31
2.3.4 Fonction de fragmentation	31
2.4 Désintégration semi-leptonique	32
2.5 Historique et résultats	33
II L'expérience NOMAD	39
3 Le faisceau de neutrinos	41
3.1 La zone de production	41

3.2	La composition du faisceau	43
4	NOMAD	47
4.1	Les sous-détecteurs	47
4.1.1	Le système de veto, V et V8	47
4.1.2	Le calorimètre avant, FCAL	47
4.1.3	Les plans de déclenchement, T1 et T2	50
4.1.4	Le calorimètre hadronique, HCAL	50
4.2	Les différents types de déclenchement	51
4.3	Le système d'acquisition	52
5	Le détecteur à rayonnement de transition	53
5.1	La géométrie	53
5.2	Le rayonnement de transition	53
5.3	L'identification des électrons	54
5.3.1	Cas de traces isolées	54
5.3.2	Cas des traces superposées	56
6	Le preshower et le calorimètre électromagnétique	57
6.1	Le preshower, PRS	57
6.2	Le calorimètre électromagnétique, ECAL	59
6.3	PRS et ECAL	59
7	Le système d'identification des muons, MUO	63
7.1	La géométrie du système	63
7.2	Détection et identification des muons	63
8	Les chambres à dérive	67
8.1	Introduction	67
8.2	Détection par ionisation	67
8.2.1	Ionisation et formation du signal	67
8.2.2	Chambre à dérive	68
8.3	La géométrie	68
8.3.1	Les parois	68
8.3.2	Les fils	69
8.3.3	Stéréoscopie et ambiguïtés	69
8.3.4	L'alimentation et l'électronique	69
8.4	Le gaz	71
8.5	Signaux électriques	72
8.6	Etude de largeur d'impulsions électriques	73
8.6.1	Montage expérimental et principe de la mesure	73
8.6.2	Résultats	74
8.7	Temps de dérive	78
8.8	Relation temps-distance	78
8.9	Reconstruction des traces	79
8.9.1	Repère	79
8.9.2	Allure des trajectoires	79
8.9.3	Reconstruction et ajustement	80
8.9.4	Fabrication des vertex	82
8.9.5	Vertex primaire	84
8.9.6	Autres utilisations des vertex	84

8.9.7	Améliorations à l'étude	85
8.10	Alignement	85
8.11	Performances des chambres à dérive	86
8.11.1	Efficacité des chambres à dérive	86
8.11.2	Résolution spatiale	86
8.11.3	Résolution sur l'impulsion	88
9	La simulation des événements de NOMAD	89
9.1	NEGLIB	89
9.1.1	NUBEAM	89
9.1.2	LUND	89
9.1.3	Autres codes	90
9.2	GENOM	90
9.3	LEPTO et AOT : production de quarks charmés	90
9.3.1	LEPTO	90
9.3.2	A.O.T.	90
9.3.3	Pondération	90
III	L'identification des électrons	93
10	Electrons et chambres à fils	95
10.1	Perte d'énergie	95
10.2	Modèles de traces	96
10.3	Ajustement traditionnel	96
10.4	Filtre de Kalman	97
10.4.1	Introduction	97
10.4.2	Traces, méthode et formalisme	97
10.5	Bremsstrahlung et variation de courbure	98
10.5.1	Ajustement	99
10.5.2	Ajustement avec 7 paramètres	99
10.5.3	Définition de variables	99
10.6	Localisation du Bremsstrahlung?	100
11	Nouvelle identification	103
11.1	Introduction	103
11.2	Traces isolées	104
11.2.1	Cas des traces simulées reconstruites	104
11.2.2	Cas des traces réelles reconstruites	105
11.3	Traces dans des interactions de neutrinos : une étude préliminaire	106
11.4	Identification des électrons avec les chambres à dérive	108
11.4.1	Introduction	108
11.4.2	Résultats sur données simulées	109
11.4.3	Données réelles	111
11.5	Autres critères que minf7	113
11.5.1	Utilisation du TRD	113
11.5.2	Longueur et pertes d'énergie	114
11.5.3	Résultats	116
11.6	Conclusion	116

IV	Production de <i>charme</i> et mer <i>étrange</i>	117
12	Variables cinématiques	119
12.1	Energie du neutrino ou énergie visible	119
12.1.1	Au vertex primaire	119
12.1.2	Energie visible	120
12.2	x, y, Q^2, W^2	124
13	Sélection des événements $\mu^- e^+$	135
13.1	Introduction	135
13.2	Premières sélections	136
13.2.1	Événements dans la cible	136
13.2.2	Événements ν_μ CC	136
13.2.3	Événements $\mu^- \ll e^+ \gg$	137
13.3	Réduction du bruit hadronique	137
13.4	Sélection des candidats « charme »	138
13.4.1	Définition du rapport de vraisemblance	142
13.5	Résultats	143
13.5.1	Contamination restante	144
13.5.2	Autres saveurs et courant neutres	144
13.5.3	Efficacité de sélection des événements « charme »	145
13.5.4	Asymétrie	145
13.5.5	Événements réels candidats	147
13.5.6	Taux de production	147
13.5.7	Production de K_s^0	150
13.6	Exemples de candidats	153
14	Masse du quark <i>charme</i>	157
14.1	Détermination avec la distribution en énergie	157
14.2	Utilisation de la courbe d'excitation	158
14.3	Discussion	159
15	Mer <i>étrange</i>	161
15.1	Poids AOT	161
15.2	Détermination de κ	162
15.2.1	Par la norme	162
15.2.2	Ajustement de κ tout en conservant la norme	162
15.3	Discussion	163
	Conclusion	165
	Bibliographie	167
A	Coupures sur <i>maxd7</i> et <i>minf7</i>	clxxi
B	Liste des membres de la collaboration NOMAD	clxxxix
	Résumé - <i>Abstract</i> - Mots clés - <i>Keywords</i>	cxcii

ntroduction

NOMAD a été conçu et construit pour la recherche d'éventuelles oscillations entre les saveurs de neutrinos. Compte tenu du grand nombre d'interactions de neutrinos muoniques observées, NOMAD complète aussi les nombreuses expériences de diffusion inélastique, notamment avec des neutrinos, qui ont lieu depuis vingt-cinq ans maintenant.

À l'aide des données acquises pendant les années 1995 à 1997, nous nous intéressons à la production de particules charmées, le quark *charme* étant signé par sa désintégration semi-leptonique en positron. Cette production permet, en effet, de remonter au contenu en quark *étrange* du nucléon. Dans cette thèse, nous allons donner le taux de *charme* produit, la masse du quark *charme*, et la proportion de *mer étrange* par rapport à la *mer non-étrange*.

Le but de cette thèse est multiple ; il s'agit de retrouver les résultats donnés par d'autres analyses effectuées dans la collaboration internationale NOMAD, de confirmer les résultats obtenus dans les études faites à partir d'événements dimuons, de s'assurer que l'ensemble des sous-détecteurs de NOMAD a correctement fonctionné et que nous comprenons toutes les informations qu'il nous fournit, enfin, de confronter nos résultats avec ceux des expériences antérieures.

Ce mémoire comporte **quatre parties** :

La **première** est consacrée à la théorie, à des rappels historiques et aux résultats d'expériences précédentes. Le neutrino est rapidement évoqué pour ensuite parler plus longuement de la diffusion profondément inélastique, de la production de particules charmées issues de la *mer étrange* du proton.

La **deuxième partie** présente le faisceau de neutrinos et le détecteur NOMAD avec ses différents sous-détecteurs. Dans la section 8.6 nous exposons aussi une étude faite à Saclay au début de mes travaux. Une rapide description sur la simulation d'événements termine cette partie.

L'objet de la **troisième** est une étude technique sur la possibilité d'identifier les électrons à partir de l'allure des traces dans les chambres à dérive. Nous verrons que la simulation nous motivait pour cet effort. En fait, il faudra avoir recours aux informations du TRD pour obtenir une identification raisonnable, mais non suffisante pour répondre au sujet de la thèse. En effet, nous pensions pouvoir enrichir notre lot d'événements *signal*, en cherchant à identifier plus d'électrons qu'il ne peut nous en être fournis par le programme de reconstruction.

Dans la **dernière partie**, nous présentons notre façon de sélectionner des événements μ^-e^+ candidats, de rejeter des divers bruits de fond. Puis, une étude par comparaison avec des événements simulés nous permet d'estimer la masse du quark *charme* et la proportion de mer étrange par rapport à la mer non-étrange.

Première partie

Le neutrino sonde le nucléon

Chapitre 1

Le neutrino

1.1 Le petit neutre

Au début du vingtième siècle, l'atome était considéré comme constitué de protons et d'électrons, ce qui posait problème avec le principe (maintenant, théorème) spin-statistique, et, en 1914, James Chadwick avait observé des spectres continus en énergie pour les électrons émis lors de désintégration β , ce qui remettait en cause le principe de la conservation de l'énergie. D'autre part, la mécanique quantique avait triomphé en physique atomique, moléculaire et pour certains processus nucléaires comme la désintégration α . C'est dans cette confusion que d'un côté, Niels Bohr était prêt à renoncer au principe de conservation de l'énergie, et que de l'autre, Wolfgang Pauli [1], en 1930, postula, *meine radioaktive Damen und Herren*, l'existence d'une particule neutre, de spin 1/2, de masse infime, échappant à toute détection d'alors, et appelé *neutron*.

En 1932, Chadwick découvrit le *neutron* (une nouvelle particule *lourde* qui clarifia la constitution des noyaux atomiques); en 1933, Anderson découvrit le positron, et en octobre 1933, à la conférence Solvay à Bruxelles, Pauli réaffirma, avec plus d'assurance, l'existence d'une particule émise avec l'électron lors de désintégration β . Elle fut rebaptisée, par Enrico Fermi, *neutrino* (*petit neutre*).

Rapidement, début 1934, Fermi publia une théorie de la désintégration β (*neutron* \rightarrow *proton* + *électron* + *neutrino*), théorie peu éloignée de la théorie actuelle de l'*interaction faible*; les physiciens comprennent que la section efficace d'interaction d'un neutrino avec la matière est ridiculement faible ($\sim 10^{-44}$ cm²) et sa masse doit aussi être quasiment nulle. Avec les idées émises par Ettore Majorana en 1937, on supposa que le neutrino pourrait être sa propre antiparticule; cette question reste toujours d'actualité.

Ainsi avec ces théories, les expérimentateurs cherchèrent à mettre en évidence cette nouvelle particule, tout d'abord de manière indirecte, en mesurant l'énergie de recul du noyau lors de désintégrations (ils montrèrent qu'un seul neutrino peut être émis), puis de manière directe, en le piégeant dans la matière par réaction inverse de la désintégration β . Luis Alvarez, en 1949, a proposé de détecter les neutrinos émis par des piles atomiques. Les neutrinos interagissant sur des noyaux de chlore, ³⁷Cl, donnent des noyaux d'argon, ³⁷Ar, qui sont radioactifs avec une période de 35 jours. Le problème était qu'il s'agissait en réalité d'antineutrinos et donc la réaction ne pouvait avoir lieu. Ce n'est finalement qu'en juin 1956 [3] que les antineutrinos (appelés alors neutrinos) ont été mis en évidence par les américains Cowan et Reines. Grâce à l'utilisation des liquides organiques scintillants, ils observaient en coïncidence retardée l'annihilation du positron et la capture du neutron avec production de photons. Madame Wu, en 1957, montre que l'interaction faible viole la parité (propriété prédite par Lee et Yang) : les neutrinos sont d'hélicité gauche.

Dans les années soixante commence la physique auprès des accélérateurs, et, en 1962,

Schwartz, Lederman et Steinberger montrent que le neutrino qui accompagne le muon (découvert dans le rayonnement cosmique en 1937), lors de la désintégration d'un pion, va toujours donner un muon (détecté alors par des chambres à étincelles) lors de son interaction dans la matière. Ils ont ainsi mis en évidence deux familles distinctes de neutrinos.

En 1973, au CERN, grâce à l'utilisation de grandes chambres à bulles, ont été observés les courants neutres ($\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$) avec une chambre nommée *Gargamelle*. La théorie de l'interaction électro-faible, due à Glashow, Salam et Weinberg, se confirme. Le troisième lepton chargé, le tau, est découvert en 1977. En 1983, l'équipe de Carlo Rubbia, au Cern, a mis en évidence les bosons de jauge W et Z^0 auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$. Et en 1990, avec le LEP au Cern, il a été montré qu'il existe seulement trois familles de neutrinos légers en comparant la largeur du pic de masse du Z^0 avec ce que prédit le modèle standard de l'interaction électro-faible.

Le petit neutre, né de l'imagination de Pauli, est finalement une particule bien réelle, même s'il reste quelques mystères.

1.2 Formalisme et modèle

1.2.1 Modèle standard

Dans ce document, le neutrino, du point de vue théorique, est celui que décrit le modèle standard de la physique des particules. Ce modèle est très bien vérifié par les expériences bien que les théoriciens aient de bonnes raisons pour dire qu'il doit être remplacé par un modèle plus complet, comme par exemple un modèle supersymétrique.

La table 1.1 donne quelques propriétés des « briques » élémentaires de la matière et des vecteurs des interactions entre ces briques. Les valeurs des masses sont issues de mesures expérimentales, sauf pour les gluons. Il faut rajouter que chaque quark a un nombre quantique de couleur (rouge, vert ou bleu) et chaque gluon une couleur et une anticouleur.

La première colonne de particules de la première table contient les particules élémentaires de la première famille qui constituent la matière ordinaire. Les deux colonnes suivantes contiennent les deux autres familles, des copies plus lourdes, qui sont générées lors de collisions violentes, mais qui existaient naturellement aux tout premiers instants du Big-Bang.

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique basée sur le groupe de jauge non-abélien $SU(3)$.

Nous allons décrire brièvement l'interaction électro-faible.

1.2.2 Interaction électro-faible

Cette interaction est décrite par une théorie de jauge basée sur les groupes des symétries locales $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [2]. Le L signifie que cette interaction ne fait intervenir que la *chiralité gauche* (*left*) des particules (chiralité droite pour les antiparticules). Le Y indique que l'invariance est associée à l'hypercharge Y et on a $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, où T_3 est la projection l'isospin faible T sur l'axe de quantification.

Les quarks et les leptons sont décrits par des bi-spineurs de Dirac, $\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$, où ψ_L est un spineur de Weyl de chiralité gauche et ψ_R est un spineur de chiralité droite. Mais les objets qui sont transformés sous $SU(2)$ sont des singulets ($T = 0$) ou des doublets ($T = \frac{1}{2}$) d'isospin faible.

		nom et masse			sensible à l'interaction		B	L_i $i = e, \mu, \tau$	Q	s
quarks	u	c	t	forte	électromagnétique	faible	$+\frac{1}{3}$	0	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$
	d	s	b						$-\frac{1}{3}$	
leptons	e^-	μ^-	τ^-				0	+1 si $j = i$ 0 sinon	-1	
	ν_e	ν_μ	ν_τ						0	
	1,5 à 5 MeV	1 à 1,7 GeV	≈ 170 GeV							
	3 à 9 MeV	60 à 170 MeV	4,1 à 4,4 GeV							
	511 keV	105,66 MeV	1,777 GeV							
	< 5,6 eV	< 170 keV	< 18,2 MeV							

nom	vecteur de l'interaction	masse	Q	s
gluons	forte	0	0	1
photons	électromagnétique	$< 2 \times 10^{-16}$ eV	$< 5 \times 10^{-30}$	
Z^0	faible	91,2 GeV	0	
W^\pm	faible	80,4 GeV	± 1	

TAB. 1.1 – Récapitulatif des propriétés des briques élémentaires de la matière (en haut) et des vecteurs d'interaction (en bas). B est le nombre baryonique, L , le nombre leptonique, Q , la charge électrique par rapport à celle du proton, s , le spin. Les antiquarks et les antileptons ont leurs nombres quantiques B , L , et Q , opposés à ceux des quarks et des leptons respectivement.

Les doublets sont : $\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$, et les doublets constitués avec les antiparticules droites. De plus, les hypercharges de deux membres d'un doublet sont égales.

Les singulets sont : u_R , d_R , c_R , s_R , t_R , b_R , e_R , μ_R , τ_R , et les antiparticules gauches. Il n'y a pas de neutrinos droits, ni d'antineutrinos gauches.

A chaque groupe de symétrie locale correspond des champs de jauge : 3 pour $SU(2)$ et 1 pour $U(1)$.

Pour respecter ces symétries, ces champs de matière et ces champs de jauge sont sans masse, ce qui est loin d'être ce que l'on observe. Pour y remédier, on introduit un doublet de scalaires complexes d'isospin faible, ϕ , qui impose un potentiel dans le vide :

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

avec m^2 et λ , positifs. V est symétrique pour ϕ nul, mais il est minimum pour $\phi_0^\dagger \phi_0 = \frac{m^2}{\lambda}$. Il y a brisure spontanée de symétrie ; on peut paramétriser ϕ autour de la valeur minimale, ϕ_0 , et par une transformation de jauge, on constate que trois des quatre champs scalaires constituant ϕ disparaissent : ce sont des bosons de Goldstone. ϕ ne s'écrit plus qu'en fonction que d'un champ scalaire, appelé boson de Higgs (non encore observé mais activement recherché).

Cette brisure spontanée est aussi appelée mécanisme de Higgs, tour de passe-passe qui fait apparaître des masses pour des champs qui doivent être au départ sans masse pour des raisons de symétrie. En réécrivant la densité de lagrangien de la théorie, le champ de jauge dû à $U(1)$ et un des trois champs dus à $SU(2)$, on obtient un champ neutre avec une masse (le Z^0 de l'interaction faible) et un champ neutre de masse nulle (le photon de l'interaction électromagnétique). On constate donc que les symétries $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont remplacées par la symétrie $U(1)_{EM}$. De plus, deux combinaisons linéaires des deux autres champs dus à $SU(2)$ donnent deux champs chargés avec une masse (le W^+ et le W^- de l'interaction faible). Cette

réécriture fait aussi apparaître des termes de masses pour tous les fermions sauf pour les neutrinos (le neutrino droit n'existe pas, et on observe bien une masse « nulle » pour les neutrinos).

A 10^{-14} s après le Big-Bang (température de 1 TeV), c'est ce processus qui se serait mis en place, l'interaction électro-faible n'est plus : l'interaction faible se différencie de l'interaction électromagnétique. Cette théorie est pour l'instant validée par l'observation expérimentale de toutes les particules des tables 1.1 (sauf pour le neutrino tauonique, mais son existence ne fait aucun doute).

1.2.3 Résumé pour les neutrinos

Ce sont des particules de masse et de charge nulles, de spin $\frac{1}{2}$, interagissant uniquement par interaction faible et de chiralité gauche.

1.3 Sources de neutrinos

Les neutrinos sont produits partout dans l'univers. Les premiers l'ont été dans l'amas de particules élémentaires lors du *Big-Bang*. Puis 1 seconde plus tard, ils se sont découplés de l'équilibre thermodynamique dans lequel ils se trouvaient avec les autres particules. Ces neutrinos *cosmologiques* ont actuellement une énergie de 1 μeV à 1 meV , sont indétectables encore aujourd'hui, et pourtant ils dominent l'univers par leur nombre (300 par cm^3).

Les étoiles constituent un deuxième type de sources. En effet, durant leur *vie*, en leur sein ont lieu des réactions thermonucléaires, dont les principales sont celles du type p-p. Des neutrinos électroniques sont produits avec des énergies allant de 100 eV à 10 MeV. La Terre reçoit chaque seconde 65 milliards de neutrinos *solaires* par cm^2 , mais du fait de leur faible énergie, ils sont détectés avec difficultés.

Même à leur *mort*, les étoiles de masse importante envoient d'importantes bouffées de neutrinos : si la masse de l'étoile est suffisante pour aller jusqu'à la synthèse de noyaux de fer, celle-ci arrive à un stade ultime appelé *supernova* ; son cœur s'effondre et expédie vers l'extérieur ses couches externes, et lors de sa transformation en *étoile à neutrons* des neutrinos sont émis avec des énergies allant de 100 eV à 10 MeV. Ce scénario a été confirmé par la détection de quelques neutrinos (comme attendu) dus à la supernova SN1987A du Grand Nuage de Magellan observée en 1987.

Une troisième source de neutrinos, qui est loin d'être négligeable pour les êtres vivants car elle participe à la température terrestre, est la radioactivité. Lors de la désintégration β sont émis des neutrinos dont l'énergie peut aller de 0,1 à 1 MeV.

Ensuite viennent, par ordre de moindre importance, les neutrinos *atmosphériques*, produits par désintégration de particules, elles même produites lors d'interactions de protons dans la haute atmosphère terrestre (*rayonnement cosmique*). Leur énergie va de 10 MeV à 1 PeV.

Enfin, à très faible intensité, on prédit des neutrinos émis par les *quasars* avec des énergies de 1 TeV à 10 PeV.

Les êtres humains ont aussi réussi à produire des sources de neutrinos. Des centrales nucléaires, là où est concentrée de la matière fissible, s'échappent des antineutrinos de 1 à 10 MeV. Ils sont détectables par des expériences de physique. Au CERN et aux États-Unis, à partir de faisceaux de protons accélérés, on produit des neutrinos et des antineutrinos dont l'énergie peut atteindre plusieurs centaines de GeV ; c'est le cas du faisceau produit pour NOMAD.

1.4 Oscillations de neutrinos

1.4.1 Formalisme

Termes de masses

Pour une particule de spin 1/2, le terme de masse, dit de Dirac, dans la densité de lagrangien est :

$$-m_D \bar{\psi} \psi = -m_D [\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L]$$

Pour les neutrinos cela nécessite l'existence des neutrinos droits, N_R .

On peut essayer de fabriquer d'autres termes de masses [2]. Supposons que l'on a les champs suivants :

$$\psi_{jL}, \quad j = 1, 2, \dots \quad \psi'_{kR}, \quad k = 1, 2, \dots$$

et définissons les partenaires conjugués de charge :

$$(\psi_{jL})^C, \quad (\psi'_{kR})^C$$

Si C est la matrice de conjugaison de charge on a :

$$\psi^C = C (\bar{\psi})^T, \quad C^{-1} \gamma^\mu C = -(\gamma^\mu)^T$$

où γ^μ est une matrice telle que $\{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = 2g_{\mu\nu}$ avec $g_{\mu\nu}$, un élément de la matrice de la métrique.

Le neutrino étant de charge nulle, il peut être sa propre antiparticule, *i.e.* un neutrino de Majorana. Un autre terme de masse, dit de Majorana, peut alors être :

$$-m_M \bar{\psi}^C \psi$$

En assemblant ces deux termes de masses, sous certaines conditions, on peut arriver au mécanisme de « see-saw » qui donne des neutrinos légers (ceux que l'on observerait) et des neutrinos lourds (non encore vus).

Actuellement, les expériences qui permettraient de savoir si les neutrinos sont de Dirac ou de Majorana sont celles qui recherchent des doubles désintégrations β sans aucune émission de neutrino.

Il existe aussi des expériences cherchant à mesurer directement la masse de neutrino: étude de la forme du spectre de désintégration β du tritium pour les ν_e , étude de la désintégration au repos du π pour les ν_μ , étude de la désintégration du τ dans les expériences au LEP pour le ν_τ . Les valeurs limites supérieures sont données dans la table 1.1.

Oscillations

Les états propres des masses des particules sont les états qui se propagent dans l'espace; ces états propres de masses ne sont pas forcément identiques aux états propres de saveurs (ceux donnés dans le modèle standard). Ils peuvent être des superpositions d'états. S'ouvre alors une nouvelle possibilité pour une observation indirecte du caractère massique des neutrinos : les oscillations entre les saveurs de neutrinos lors de la propagation des neutrinos [2].

Soient (ν_l) avec $l = e, \mu, \tau$, les états propres de saveurs et (ν_i) avec $i = 1, 2, 3$, les états propres de masses, on a : $\forall l, \nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i$ où U est la matrice unitaire de mélange. La

probabilité pour qu'un neutrino de saveur α à l'instant initial soit vu comme un neutrino de saveur β à l'instant t , *i.e.* après la distance L est :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = |\langle \nu(t) | \nu_\beta \rangle|^2 = \Re \left(\sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp \left[-i \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} L \right] \right)$$

où E est l'énergie des neutrinos. Il y a oscillations si la matrice de mélange est non diagonale et si $m_i^2 \neq m_j^2$.

Pour simplifier si on se place dans le cas de deux familles de neutrinos, en prenant U réelle, on obtient :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_{osc}} \right)$$

avec L_{osc} (km) = $2,48 \frac{E(\text{GeV})}{\Delta m^2 (\text{eV}^2)}$, la longueur d'oscillation et $\Delta m^2 \equiv |m_1^2 - m_2^2|$.

Le phénomène complet nécessite que les neutrinos, d'impulsion p , soient des paquets d'ondes et non des ondes planes. Donc à grandes distances par rapport à L_{osc} , les oscillations sont visibles si $L < L_{coh}$, avec $L_{coh} = \frac{p}{\sigma_p} L_{osc}$ et bien sur il faut que L_{osc} soit supérieure à la largeur σ_x du paquet d'onde.

En présence de matière à densité constante, la formulation de la probabilité est la même, mais l'angle de mélange et la longueur d'oscillation deviennent :

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\tan^2(2\theta)}{(1 - N_e / N_e^{rés})^2 + \tan^2(2\theta)} \quad L_m^{osc} = \frac{L_{osc}}{\sqrt{(1 - N_e / N_e^{rés})^2 + \cos^2(2\theta) + \sin^2(\theta)}}$$

où N_e est la densité électronique du milieu et il y a résonance à : $N_e^{rés} = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2p\sqrt{2}G_F}$.

Dans le cas de densité de matière variable, la densité dépend du temps. Si la variation se fait lentement devant la longueur d'oscillation, on a un guidage adiabatique, les états propres de propagation suivront cette variation. Dans le cas non adiabatique, il faut faire des approximations analytiques et utiliser du calcul numérique pour résoudre de façon réaliste l'évolution des neutrinos.

1.4.2 Oscillations et NOMAD

Les oscillations entre les saveurs de neutrinos entraîneraient soit des apparitions soit des disparitions de neutrinos d'une certaine saveur. Pour l'expérience NOMAD on compte sur l'apparition de neutrinos tauoniques dans un faisceau qui n'en contient pas et qui est essentiellement constitué de neutrinos muoniques.

L'expérience NOMAD, avec un détecteur placé à un peu moins d'un kilomètre de la zone de production des neutrinos dont l'énergie moyenne est de l'ordre de 20 GeV, est une expérience à *courte portée* (*short base line*); elle doit explorer la zone $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$, zone intéressante pour les neutrinos cosmologiques si on les considère comme porteurs de l'« actuelle » masse manquante.

La recherche d'éventuelles interactions de ν_τ dans la cible s'effectue par des critères cinématiques. Dans le plan transverse au faisceau de neutrinos, l'impulsion totale des produits de l'interaction doit être nulle (fig. 1.1). Or, tout ne peut être détecté et mesuré, c'est le cas des neutrinos, des hadrons neutres, d'une partie des photons. Pour des interactions ν_μ CC, seules des particules neutres dans la gerbe hadronique peuvent être manquées, donc, dans le plan transverse, le muon du courant chargé est quasiment opposé à la gerbe hadronique, l'impulsion manquante doit être faible et n'a pas de direction privilégiée. Pour des interactions ν_τ CC,

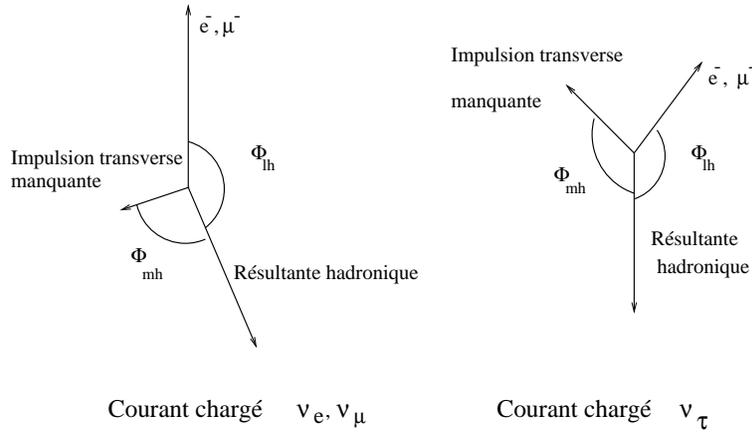


FIG. 1.1 – Distinction cinématique dans le plan transverse au faisceau entre les interactions par courant chargé d'un neutrino électronique ou muonique et d'un neutrino tauonique. Dans le premier cas, l'impulsion manquante est peu importante et n'a pas de direction privilégiée, dans l'autre, l'importante impulsion manquante est dans la direction de la désintégration du tau.

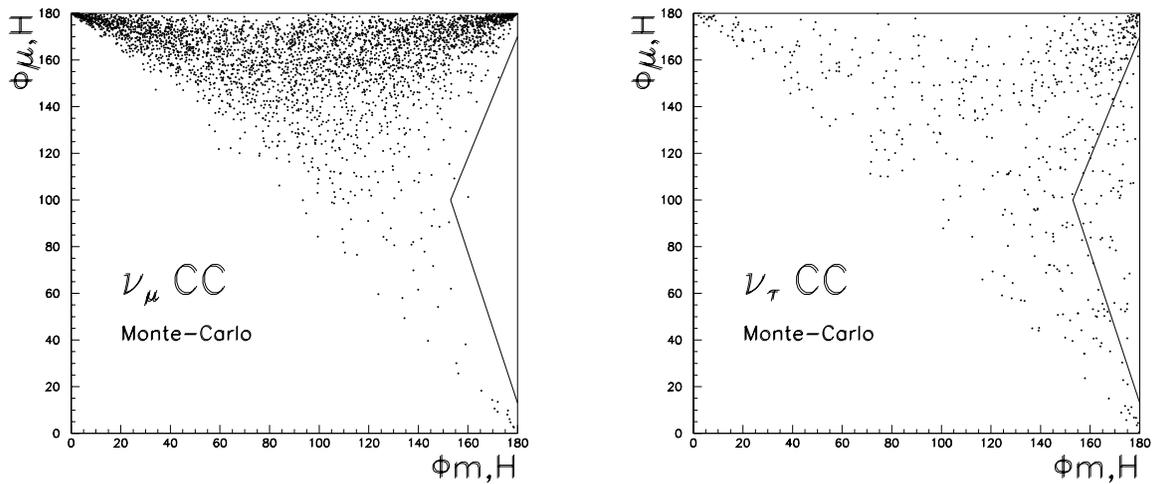


FIG. 1.2 – Diagrammes $\phi_{mH} - \phi_{\mu H}$ pour les interactions ν_μ CC (à gauche) et ν_τ CC (à droite). Le triangle sur la partie droite de chaque diagramme sélectionne les candidats ν_τ CC. Le triangle est quasiment vide pour les interactions ν_μ CC.

mode de désintégration	taux de branchement
$\nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$	17,4 %
$\nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	17,8 %
$\nu_\tau \pi^-$	11,1 %
$\nu_\tau \rho^-$	25,3 %
$\nu_\tau \pi^+ \pi^- \pi^-$ et $n\pi^0$	14,6 %

TAB. 1.2 – Canaux de désintégration du tau qui peuvent être détectés par NOMAD

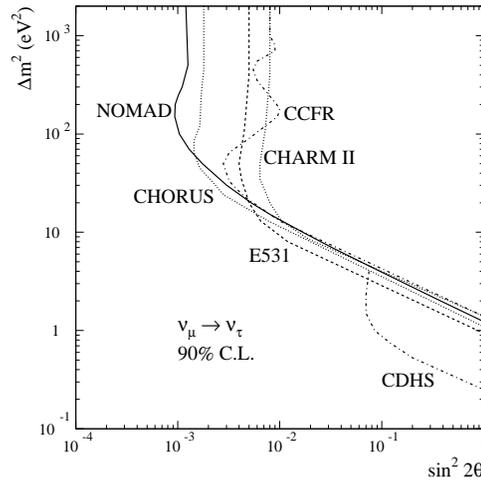


FIG. 1.3 – Diagrammes de contours d'exclusion. D'une part, les contours des expériences E531, CHARM II, CDHS, et CCFR, et d'autre part, les contours actuels pour les expériences NOMAD et CHORUS avec absence de signal à leur stade d'analyse [4].

la production du tau est immédiatement suivi par la désintégration de ce dernier fournissant ainsi un neutrino tauonique, et un antineutrino s'il s'agit d'une désintégration leptonique, donc l'impulsion manquante doit être importante à cause du ν_τ de l'état final, et dirigée approximativement dans la direction de désintégration du tau. Sur les diagrammes ϕ_{mH} versus $\phi_{\mu H}$ de la figure 1.2 les triangles dessinés montrent comment sont sélectionnés des événements ν_τ CC candidats.

Le tau peut aussi donner des hadrons lors de sa désintégration ; la table 1.2 montre les différents canaux possibles.

L'expérience NOMAD a acquis des données de 1995 à 1998, et la collaboration poursuit actuellement ses analyses. La plus récente [4], basée sur les données de 1995 à 1997, montre que la probabilité d'oscillations entre les neutrinos muoniques et tauoniques est inférieure à $0,6 \cdot 10^{-3}$ à 90 % de degré de confiance. Ceci correspond à (*cf.* fig. 1.3) :

$$\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) < 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ pour les grands } \Delta m^2, \text{ et } \Delta m^2 < 1,2 \text{ eV}^2 \text{ pour } \sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 1.$$

Certain que le neutrino existe, le chapitre suivant nous montre qu'il peut servir de sonde.

Chapitre 2

Production de particules charmées et dileptons

Le sujet de physique « phare » de l'expérience NOMAD est les oscillations entre les saveurs de neutrinos dans le but de signer leur caractère massif.

La prise de données est terminée et nous disposons d'environ 1 150 000 événements ν_μ CC. Ainsi de la physique plus « classique » peut être faite, aussi bien pour retrouver des résultats expérimentaux donnés par ailleurs, ce qui permet de valider les caractéristiques du détecteur et de donner confiance quant aux éventuelles découvertes d'oscillations, que d'apporter de nouveaux résultats.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler des notions sur la diffusion profondément inélastique et la production de particules charmées pour expliquer comment on peut remonter au contenu en quark étrange du nucléon.

2.1 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique (en anglais : deep inelastic scattering, DIS) est une interaction d'une particule sur une autre avec un important moment de transfert. Ici, on va s'intéresser à l'interaction d'un lepton de haute énergie sur les constituants des nucléons, où sont produits, en plus du lepton sortant, plusieurs hadrons. Le lepton incident sert alors de sonde afin d'étudier le contenu en quark des nucléons.

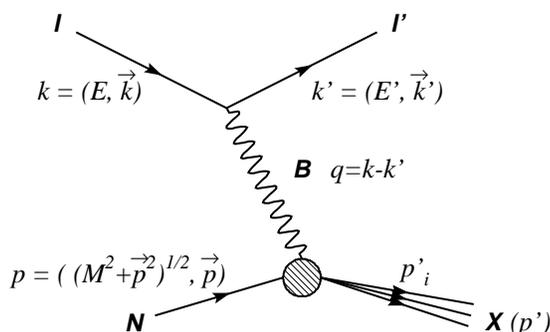


FIG. 2.1 – Schéma représentant la diffusion profondément inélastique d'un lepton l sur un nucléon N .

2.1.1 Modèle

Le schéma de la figure 2.1 représente un lepton l interagissant sur un nucléon N par l'intermédiaire un boson B virtuel caractérisant le type de l'interaction, en produisant un lepton l' de la même famille que l et plusieurs hadrons X issus de N .

On définit les quadri-vecteurs énergie-impulsion suivants :

- k , celui du lepton incident, d'énergie E et d'impulsion \vec{k} ,
- k' , celui du lepton sortant, d'énergie E' et d'impulsion \vec{k}' ,
- $q = k - k'$, celui du boson intermédiaire, de masse M_B et de largeur Γ_B ,
- p , celui du nucléon cible, de masse M et d'impulsion \vec{p} ,
- p'_i , celui du hadron i , d'énergie E_i , d'impulsion \vec{p}'_i ,
- $p' = \sum_i p'_i$, celui du *jet*.

2.1.2 Section efficace différentielle

La section efficace différentielle d'interaction s'écrit de la manière suivante :

$$d\sigma = \frac{1}{F} \sum_{int.} |\mathcal{M}|^2 D' D^X$$

où *int.* indique qu'il faut sommer sur tous les degrés de libertés internes des états initiaux et finals. De plus, F est le facteur de flux qui s'écrit comme :

$$F = 4\sqrt{(k.p)^2 - p^2.k^2},$$

qui vaut approximativement $4ME_i$, si on se place dans le référentiel du laboratoire, en supposant que le nucléon est au repos ($\vec{p} = \vec{0}$), et que le lepton incident est de masse nulle ($m_l \simeq 0$). D' et D^X sont des éléments différentiels d'espace de phase :

$$D' = \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \quad D^X = (2\pi)^4 \delta(k + p - k' - p') \prod_i \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}.$$

\mathcal{M} est l'élément de matrice d'interaction que l'on devrait calculer à partir des diagrammes de Feynman, en supposant que la masse de chaque lepton est nulle :

$$\sum |\mathcal{M}|^2 = \frac{g^4}{|\mathcal{P}|^2} L_{\mu\nu}(l, l') \mathcal{L}^{\mu\nu}(N, X)$$

où :

- g , est la constante de couplage dû au boson intermédiaire B
- $\mathcal{P} = q^2 - M_B^2 + iM_B\Gamma_B$ est le propagateur de B ,
- $L^{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique, et $\mathcal{L}^{\mu\nu}$ est le tenseur hadronique.

Le tenseur leptonique est parfaitement connu car on a un vertex de particules élémentaires $l \rightarrow l'B$. Il est calculé à partir du courant sur ce vertex et on obtient :

$$L^{\mu\nu}(l, l') = 4(k_\alpha k'_\beta) (g_V^2 + g_A^2) \{g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} + g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu} - g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} + i\mathcal{A}\varepsilon^{\mu\alpha\nu\beta}\}$$

où :

- α, β, μ, ν sont des indices entiers allant de 1 à 4,
- g_V et g_A sont de constantes relatives au type de l'interaction, si B est un photon alors $g_V = 1$ et $g_A = 0$, si B est un W^\pm alors $g_A \neq 0$ (*i.e.* il existe une partie vectorielle et une partie axiale),
- $g^{\mu\nu}$ est un élément de la matrice de la métrique,

- $\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}$ est un tenseur de rang 4 tel que ce coefficient vaut 1 pour les permutations paires de la suite d'indices $\{1234\}$, -1 pour les permutations impaires, et 0 autrement.
- \mathcal{A} est relié au type d'interaction car est égal à $\frac{2g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$.

Par contre, le tenseur hadronique est a priori méconnu car le nucléon est un objet composite. Mais la manière de s'en sortir est de mettre tout ce qui concerne la gerbe hadronique (*jet*) X dans un tenseur intégré :

$$\mathcal{W}^{\mu\nu} = \int D^X \frac{1}{4\pi M} \mathcal{L}^{\mu\nu}$$

et on fait un développement tensoriel en une somme de tenseurs connus avec des facteurs W_i qu'on appelle fonction de structure :

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\mu\nu} = & W_1 (-g_{\mu\nu}) + W_2 \left(\frac{p_\mu p_\nu}{M^2} \right) + W_3 \left(-i \frac{p^\alpha q^\beta}{2M^2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \right) \\ & + W_4 \left(\frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \right) + W_5 \left(\frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{M^2} \right) + W_6 \left(i \frac{p_\nu q_\mu - p_\mu q_\nu}{M^2} \right) \end{aligned}$$

La section efficace différentielle peut se réécrire avec ces deux tenseurs :

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega'} = \frac{1}{2} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{|\mathcal{P}|^2} \frac{E'}{E} L^{\mu\nu} \mathcal{W}_{\mu\nu}$$

où Ω' est l'angle solide du lepton l' . Lors de la contraction avec le tenseur leptonique, les termes associés aux facteurs W_4 , W_5 , W_6 s'annulent, et on obtient :

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega'} = \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 \frac{4E'^2}{|\mathcal{P}|^2} (g_V^2 + g_A^2) \left\{ 2W_1 \sin^2 \frac{\theta'}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta'}{2} + \mathcal{A} \frac{E + E'}{M} \sin^2 \frac{\theta'}{2} \right\}$$

où $\theta' \equiv (\vec{k}, \vec{k}')$ est l'angle de diffusion du lepton l' par rapport au lepton l .

Variabes cinématiques

Définissons d'abord deux variables sans dimension dites de Bjorken, qui sont des invariants de Lorentz, x et y :

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} \simeq \frac{2EE'}{M(E - E')} \sin^2 \frac{\theta'}{2}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu M}{p \cdot k} \simeq \frac{E - E'}{E}$$

Nous reviendrons sur la définition de x dans le modèle de partons. Nous nous apercevons que $y \simeq \frac{\nu}{E}$ peut être interprété comme la fraction d'énergie transférée par le boson intermédiaire B , dans le référentiel du laboratoire.

Nous définissons aussi deux autres variables : le moment de transfert au carré, Q^2 , et la masse du système hadronique, W^2 .

$$Q^2 = -q^2 \simeq 4EE' \sin^2 \frac{\theta'}{2}$$

$$W^2 = (p + k - k')^2 \simeq M^2 + 2M(E - E') - Q^2$$

Fonctions de structure

Redéfinissons des fonctions de structure qui soient sans dimension :

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= MW_1(Q^2, \nu) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(Q^2, \nu) \\ F_3(x, Q^2) &= \nu W_3(Q^2, \nu) \end{aligned}$$

Ces fonctions F_i , dites de structure, font que la section efficace est paramétrisée par celles-ci et elles sont déterminées expérimentalement. La section efficace différentielle s'écrit maintenant :

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2 \frac{8\pi ME}{|\mathcal{P}|^2} (g_V^2 + g_A^2) \left\{ xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2 + \mathcal{A}x F_3 y \left(1 - \frac{y}{2}\right) \right\}$$

2.2 Interaction courant-chargé de neutrinos

Prenons le cas, celui qui va nous intéresser dans tout ce document, où le lepton incident est un neutrino muonique, ν_μ , qui interagit par courant chargé, *i.e.* le lepton sortant un muon, μ^- , et le boson intermédiaire est un \mathbf{W}^+ .

Si, en plus des précédentes hypothèses simplificatrices, on néglige Q^2 par rapport à M_W^2 ($M_W \simeq 80$ GeV), alors la **section efficace différentielle** pour cette interaction s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G_F^2 ME}{\pi} \left\{ xy^2 F_1^\nu + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2^\nu + \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3^\nu \right\}$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi.

2.2.1 Modèle des partons

Pour interpréter ce qui se passe au niveau du nucléon lors de l'interaction, on introduit un modèle simple, le modèle des *partons* [5] [6].

Plaçons le nucléon dans le repère où son impulsion est infinie. Considérons le comme un ensemble d'objets appelés partons ; *i.e.* un ensemble de gluons, de quarks et d'antiquarks. Ces partons se déplacent presque parallèlement au nucléon à la même vitesse et partagent son impulsion ; ils seront distingués si Q^2 est assez grand ($Q^2 \gg 1$ GeV²) : le nucléon est sondé à des distances de l'ordre de $\frac{1}{Q}$. Le temps d'interaction du boson intermédiaire est très petit ($\sim \frac{1}{Q}$) par rapport au temps de réinteraction ($\sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$) des partons entre eux. Ainsi, pendant le temps de l'interaction, nous pouvons faire les deux hypothèses suivantes :

- les partons sont libres,
- le boson intermédiaire n'interagit qu'avec un et un seul parton.

On peut alors interpréter la diffusion profondément inélastique d'un neutrino sur un nucléon comme la somme incohérente de diffusions élastiques d'un neutrino sur un parton. Le parton sortant est automatiquement réintégré avec les autres par interaction. Ceci donne l'expression suivante de la section efficace :

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)}{d\xi dy} = \sum_{partons} \int_0^1 d\xi q_i(\xi) \sum_j \frac{d\hat{\sigma}(\nu_\mu \hat{i} \rightarrow \mu^- \hat{j})}{d\xi dy}$$

où $\frac{d\hat{\sigma}}{d\xi dy}$ est la section efficace de l'interaction lepton-parton ; il faut sommer sur tous les partons \hat{j} sortants possibles, puis sommer sur la distribution q en fraction ξ d'impulsion de N emportée par le parton initial \hat{i} , et enfin sommer sur tous les partons entrants possibles.

Dans ce référentiel, l'impulsion du nucléon, \vec{p} , peut se décomposer en une partie longitudinale et transversale, telles que $p_L \gg M$ et $p_\perp = 0$, et celui du parton *frappé*, \vec{p}_i , se décompose comme $p_{iL} = \xi p_L$ et $p_{i\perp} \simeq 0$ avec $p_{iL}^2 \gg M^2$. On peut alors écrire pour les quadri-vecteurs impulsion :

$$p_i \simeq \xi p .$$

En supposant toujours que la masse de chaque parton est négligeable donc nulle, la relation $(p_i + q)^2 = p_j^2$ devient $2\xi p \cdot q - Q^2 \simeq 0$, d'où :

$$\xi \simeq \frac{Q^2}{2p \cdot q} \equiv x .$$

Dans ce modèle naïf des partons, x , variable de Bjorken, peut être interprété comme la fraction d'impulsion du nucléon emportée par le parton \hat{i} lors de l'interaction avec le boson intermédiaire. x , comme y , appartient à l'intervalle $[0,1]$; le cas $x = 1$ correspond à la diffusion élastique sur le nucléon. De plus, les distributions des partons doivent vérifier :

$$\sum_i \int_0^1 dx x q_i(x) = 1$$

2.2.2 Définition des fonctions de structures

Lors de l'interaction avec le parton, on a à faire cette fois-ci à des particules élémentaires et donc la section efficace élastique $d\hat{\sigma}$ est calculable simplement.

En identifiant avec la formule générale de la section efficace, on détermine les fonctions de structure :

$$F_1 \propto \sum_i \frac{1}{2} q_i(x) (g_v^2(\hat{i}) + g_a^2(\hat{i}))$$

$$F_2 \propto \sum_i x q_i(x) (g_v^2(\hat{i}) + g_a^2(\hat{i}))$$

$$F_3 \propto \sum_i q_i(x) (g_v^2(\hat{i}) + g_a^2(\hat{i})) \mathcal{A}(\hat{i})$$

On s'aperçoit que les fonctions de structure ne dépendent que de la variable de Bjorken, x , et pas de Q^2 : c'est l'invariance d'échelle.

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_i(x, Q^2) \longrightarrow F_i(x)$$

De plus on remarque la relation dite de Callan-Gross :

$$F_2 = 2xF_1$$

Ces deux propriétés sont donc vraies à grand Q^2 , *i.e.* les quarks sont libres, n'interagissent pas : c'est la liberté asymptotique. Mais dès que l'on fait intervenir la chromodynamique quantique, interactions quark-gluon, gluon-gluon, apparaît une dépendance en Q^2 . Les équations d'Altarelli-Parisi donnent l'évolution des distributions en impulsion des partons en fonction du logarithme de Q^2 [7].

Les partons dans un nucléon sont les quarks, les antiquarks et les gluons ; les quarks et les antiquarks vont se coupler avec le boson W^+ lors de l'interaction. Notons par $u, d, s, c,$ les distributions en fraction d'impulsion x des quark *up, down, strange* et *charm*, et par $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c},$ les distributions des antiquarks correspondants ; on peut négliger le contribution des quarks *beauty* et *top* en raison de leur masse trop importante. On a les relations suivantes pour un proton :

$$\int u - \bar{u} = \int u_v = 2$$

$$\int d - \bar{d} = \int d_v = 1$$

$$\int s - \bar{s} = \int c - \bar{c} = 0$$

En effet un proton est constitué de deux quarks u et d'un quark d ; ces trois quarks sont dits de *valence*, le reste constitue la *mer* qui est globalement neutre.

Appelons $n(x)$ et $\bar{n}(x)$ les distributions en impulsions, de façon générique, des quarks et des antiquarks respectivement dans le nucléon ; pour les interactions de neutrinos et d'antineutrinos avec la matière, on a les sections efficaces différentielles suivantes :

$$\frac{d\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{2G_F^2 ME}{\pi} \{xn(x) + x\bar{n}(x)(1-y)^2\}$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 ME}{\pi} \{x\bar{n}(x) + xn(x)(1-y)^2\}$$

Prenons le cas de l'interaction d'un neutrino sur un proton :

$$\frac{d\sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 ME}{\pi} x \{d^p(x) + s^p(x) + [\bar{u}^p(x) + \bar{c}^p(x)](1-y)^2\}$$

Dans le cas de l'interaction sur un neutron, il s'agit de la même formule, mais il faut remplacer les p par des n . Mais dans un neutron il y a 2 quarks de valence d et un quark de valence u ; donc, grâce à la symétrie d'isospin fort, on peut tout réexprimer en fonction des distributions des quarks dans le proton en notant que $d^n(x) = u^p(x)$, $u^n(x) = d^p(x)$, $s^n(x) = s^p(x)$, et que $c^n(x) = c^p(x)$:

$$\frac{d\sigma^{\nu n}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 ME}{\pi} x \{u^p(x) + s^p(x) + [\bar{d}^p(x) + \bar{c}^p(x)](1-y)^2\}$$

La matière ordinaire est constituée d'atomes dont leur noyau est un assemblage de protons et neutrons. La cible de NOMAD contient 52,4 % de protons et 47,6 % de neutrons, elle est donc est approximativement *isoscalaire*, et dans ce cas, la section efficace différentielle pour l'interaction d'un neutrino dans notre cible est la moyenne des deux précédentes (en enlevant les p , mais il s'agit des distributions des quarks dans le proton) :

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G_F^2 ME}{\pi} x \{u(x) + d(x) + 2s(x) + [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x)](1-y)^2\}$$

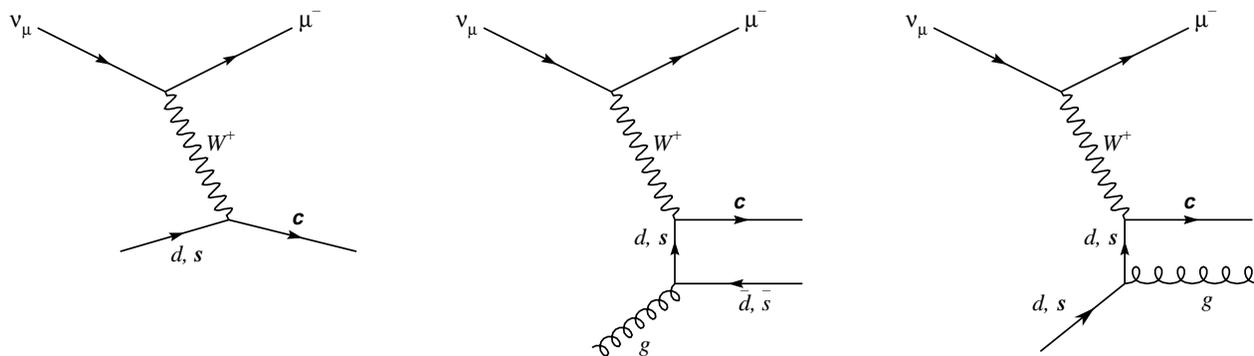


FIG. 2.2 – Principaux diagrammes de Feynman représentant la production de charme par interaction $\nu_\mu CC$: le premier diagramme est celui de l'ordre dominant, le deuxième montre la fusion boson-gluon intervenant à l'ordre subdominant, et le dernier est un exemple avec radiation d'un gluon.

2.3 Production de particules charmées

Lors des interactions de neutrinos sur la matière des particules charmées peuvent être produites, *i.e.* des particules contenant un quark *charme*.

2.3.1 Production du quark *charme*

Si l'on prend les quarks de saveurs définies, le quark c est produit lors de l'interaction du boson intermédiaire W^+ et d'un quark *étrange*, s . Les états propres de masse étant différents des états propres de saveurs, alors les quarks d et b peuvent aussi y contribuer. Donc il y aura production de quark c avec les quarks d et s (eux seuls en raison des masses) avec des corrections apportées à la section efficace par la matrice de mélange dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). De plus les distributions \bar{u} et \bar{d} ne peuvent intervenir car elles ne mènent pas à la production de *charme*. En raison de la masse du quark *charme*, on peut négliger la production de paires $c\bar{c}$, donc la distribution \bar{c} n'est pas considérée. Ainsi la section efficace différentielle de production de quark *charme* par interaction de neutrinos (au premier ordre) s'écrit comme suit :

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E}{\pi} \{ [xu(x) + xd(x)] |V_{cd}|^2 + 2xs(x) |V_{cs}|^2 \}$$

Les éléments de matrice V_{cd} et V_{cs} caractérisent les transitions $d \rightarrow c$ et $s \rightarrow c$; la distribution en quarks s est environ 10 fois plus faible que celle en quarks d ($\int xd(x) \simeq 0,2$ et $\int xs(x) \simeq 0,02$), mais, comme $|V_{cd}|^2 \simeq 0,05$ et $|V_{cs}|^2 \simeq 0,95$, les contributions de chaque transition sont donc du même ordre. Cette formulation au premier ordre correspond au premier des trois diagrammes de Feynman de la figure 2.2 : c'est le processus d'ordre dominant (Leading Order - L.O.). Mais il faudrait aussi tenir compte de la contribution des gluons lors de l'interaction avec le W^+ : le deuxième diagramme montre la fusion boson-gluon ; le processus d'ordre subdominant (Next to Leading Order - N.L.O.) intervient car $\int xg(x) \simeq 0,5$ (où $g(x)$ représente la distribution en impulsion des gluons dans le nucléon).

2.3.2 *Slow rescaling*

Précédemment, on ne faisait plus de différence entre la fraction ξ d'impulsion du nucléon emportée par le parton et la variable de Bjorken, x . Mais il est nécessaire de revenir sur l'hypothèse des masses nulles des partons. En effet, la masse du quark *étrange* est de l'ordre

de quelques centaines de MeV, mais surtout, celle du quark *charme* est de l'ordre du GeV, ce qui ne peut plus être négligé, et cela entraîne deux conséquences.

D'abord, revenons au vertex s (ou d) $W^+ \rightarrow c$; la relation $(p_i + q)^2 = p_j^2$ devient :

$$\xi^2 M^2 + \xi \frac{Q^2}{x} - (Q^2 + m_c^2) = 0$$

où m_c est la masse du quark c . La solution physique à cette équation est :

$$\xi = \frac{-Q^2}{2M^2x} + \frac{Q^2}{2M^2x} \sqrt{1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2} \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right)}$$

Etant à grand Q^2 , on peut faire un développement limité qui donne :

$$\xi \simeq x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right) \left[1 - \frac{M^2x^2}{Q^2} \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right)\right]$$

Finalement, après un dernier développement limité, on obtient :

$$\xi \simeq x \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}\right) \left(1 - \frac{M^2x^2}{Q^2}\right)$$

A présent, il faut remplacer x par ξ dans la formule de la section efficace. Si on définit les fonctions de structures comme dépendant de ξ , la section efficace différentielle devient :

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- cX)}{d\xi dy} = \frac{G_F^2 ME}{\pi} \{[\xi u(\xi) + \xi d(\xi)] |V_{cd}|^2 + 2\xi s(\xi) |V_{cs}|^2\} \left(1 - \frac{m_c^2}{2ME\xi}\right).$$

Comme le quark charme est nettement plus lourd que les quarks d et s , le produire entraîne une ouverture en énergie de la section efficace et on a $\frac{m_c^2}{2ME} \leq \xi \leq 1$.

La référence [8] donne une formulation plus complète de cette section efficace différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- cX)}{d\xi dy} &= \frac{G_F^2 ME}{\pi} \{[\xi u(\xi) + \xi d(\xi)] |V_{cd}|^2 + 2\xi s(\xi) |V_{cs}|^2\} \\ &\times \left(1 - \frac{m_c^2}{2ME\xi}\right) \times \Theta\left(\xi - \frac{m_c^2}{2ME}\right) \times \Theta\left(y - \frac{m_c^2}{2ME\xi}\right) \times \Theta[2MEy(1-x) + M^2 - M_C^2]. \end{aligned}$$

Θ est la fonction de Heaviside. Le premier terme avec cette fonction indique que l'énergie dans le centre de masse doit au moins être égale à la masse du quark *charme* : $2ME_{min}\xi = m_c^2$. Le deuxième impose un minimum sur y , le troisième exige que le carré de la masse invariante du système hadronique dépasse un minimum requis M_C^2 .

Finalement, si nous tenons compte de la violation de la relation de Callan-Gross, alors le terme $\left(1 - \frac{m_c^2}{2ME\xi}\right)$ devient :

$$\frac{1+R}{1+\left(\frac{2M\xi}{Q}\right)^2} \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) + \frac{xy}{\xi}$$

où $R = R(\xi, Q^2)$ est la fonction de structure longitudinale ($F_2(\xi, Q^2) = 2\xi F_1(\xi, Q^2) \times (1 + R(\xi, Q^2)) / (1 + 4M^2\xi^2/Q^2)$).

2.3.3 Hadronisation et fragmentation

Les quarks sont retenus, confinés, dans des objets de couleur neutre (blanc), les hadrons : les mésons (globalement constitués d'un quark et d'un antiquark de couleurs opposées), et les baryons (globalement composés de trois quarks, chacun de couleur différente, rouge, vert et bleu, la somme donnant un objet blanc). En plus de cette composition globale dite de valence s'ajoute dans les hadrons un ensemble de quarks, d'antiquarks et de gluons, globalement neutre (blanc). Leur comportement est régi par la chromodynamique quantique (QCD) basée sur le groupe de jauge non-abélien $SU(3)$. Les gluons sont les vecteurs de l'interaction forte entre les quarks, les antiquarks et eux-mêmes.

Lors de l'interaction du neutrino avec le nucléon, le boson intermédiaire transforme un quark en un autre, mais l'ensemble des quarks est en interactions et se constituent plusieurs hadrons. On peut schématiser le processus de hadronisation par deux phases :

- Une phase perturbative : à grand Q^2 , un seul parton libre est concerné et l'ensemble de partons produit une cascade de partons qui s'arrête quand la masse effective de chaque parton atteint un minimum. Cette cascade est gouvernée par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. La masse minimale est de l'ordre du GeV.
- Une phase non perturbative : Il existe deux types de modèles d'hadronisation, soit la fragmentation de corde (comme le Modèle de Lund) ou la fragmentation indépendante. Dans le premier cas, les quarks et les antiquarks sont à l'extrémité de cordes dont la raideur (~ 1 GeV/fm) quantifie le confinement des quarks. Une paire quark -antiquark se matérialise quand la corde se brise car de longueur suffisante. Dans le deuxième cas, la fragmentation d'un parton se fait de façon indépendante des autres.

2.3.4 Fonction de fragmentation

Ce processus d'hadronisation doit être pris en compte dans la section efficace.

Soit $D_q^H(z)$, les fonctions de fragmentation des quarks telles que, $D_q^H(z)dz$ soit la probabilité de trouver un hadron H dans un *jet* associé au quark q , portant une fraction (comprise entre z et $z + dz$) de l'impulsion du quark le long de sa ligne de vol ; on définit $z = (E + p_{\parallel})_H / (E + p_{\parallel})_q$. Cette fonction, dans le modèle simple des partons, ne dépend pas de Q^2 . De plus un quark donné se retrouve dans un seul hadron, d'où :

$$\sum_H \int_{z_{\min}}^1 D_q^H(z) dz = 1$$

où le signe somme prend en compte tous les hadrons possibles à partir du quarks q .

La fragmentation peut être décrite de façon différente selon qu'il s'agit d'un quark léger ou d'un quark lourd (c, b) [9] ; celle des quarks légers est en $z^{-1}(1-z)^2$.

Attacher deux quarks ou un antiquark légers au quark lourd influence assez peu le processus de fragmentation de ce dernier ; ainsi le quark lourd Q ou le hadron H contenant celui-ci ont quasiment la même énergie, et c'est la cinématique qui domine. L'amplitude du processus $Q \rightarrow H + q$ (fig. 2.3) est inversement proportionnel à $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$. En supposant que

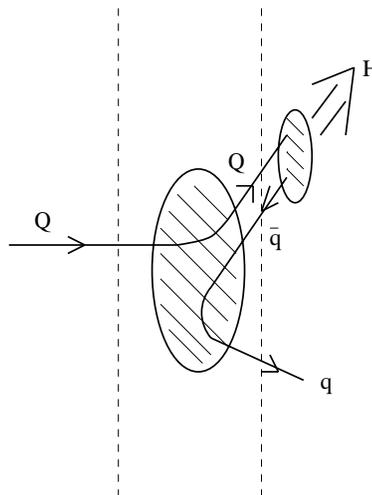


FIG. 2.3 – Schéma de la fragmentation d'un quark lourd Q en un méson H ($Q \bar{q}$) ; les lignes en pointillés séparent temporellement chaque sous-processus.

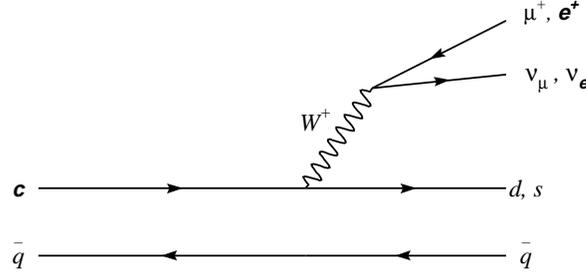


FIG. 2.4 – Principal diagramme de Feynman pour la désintégration semileptonique.

les masses du hadron et du quark lourd sont égales, $m_H \simeq m_Q$, on obtient :

$$\Delta E \propto 1 - (1/z) - \epsilon_Q / (1 - z)$$

La fonction de fragmentation donnée par Peterson [9] s'écrit alors, en prenant z^{-1} comme facteur d'espace de phase longitudinal (rayonnement de gluon),

$$D_Q^H(z) = \frac{N}{z [1 - (1/z) - \epsilon_Q / (1 - z)]^2}$$

où $\epsilon_Q \sim m_q^2 / m_Q^2$ est le rapport, au carré, des masses effectives des quarks léger et lourd, N est le facteur de normalisation. La collaboration CCFR [28] donne $\epsilon_Q = 0,20 \pm 0,04$ dans le cas de la production d'un hadron charmé. En supposant que le quark lourd part dans un seul hadron charmé alors $N \sim 4 \frac{\sqrt{\epsilon_Q}}{\pi}$. Il existe plusieurs modèles phénoménologiques donnant différentes formes pour la fonction de fragmentation (avec paramètre libre ajustable) : la collaboration CCFR [29] a aussi utilisé la fonction de fragmentation de Collins et Spiller. C'est celle de Peterson que nous utilisons dans NOMAD.

Finalement, nous pouvons donner la section efficace différentielle de la production d'un hadron charmé :

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- H_c X')}{d\xi dy dz} = \frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- c X)}{d\xi dy} D_c^{H_c}(z)$$

2.4 Désintégration semi-leptonique

Le quark *charme*, un quark lourd ($\sim 1,5$ GeV), est instable, et les hadrons contenant ce quark vont se désintégrer par interaction faible, *i.e.* un boson W^+ , au moins, est émis à partir du quark *charme*. L'un des canaux possibles de désintégration est donc la désintégration semi-leptonique, *i.e.* émission d'un antilepton chargé et d'un neutrino de la même famille. La figure 2.4 représente le principal diagramme de Feynman, les autres quarks ou antiquarks sont dits spectateurs. Les autres canaux de désintégration sont la désintégration hadronique, où il n'y a que des hadrons dans l'état final, et le canal purement leptonique où le quark c s'annihile avec un antiquark \bar{s} ou \bar{d} pour donner un W^+ (mais le rapport de branchement est de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-4}$).

Les hadrons charmés produits sont principalement des D^0 , des D^+ , des D_s^+ et des Λ_c^+ , enfin quelques Ξ_c^+ et Ξ_c^0 , et de façon assez rare des Ω_c^0 . Dans le cas de NOMAD, ces hadrons ne sont pas forcément directement produits, mais ils sont issus de désintégration de hadrons charmés semblables mais plus lourds ; les D viennent, en moyenne pour plus de la moitié, de D^* ; les D sont alors accompagnés d'un photon ou de pions.

Hadrons charmés	masse (MeV)	$c\tau$ (μm)	$\mathcal{B}_{SL,i}$	f_i
D_0	$1864,5 \pm 0,5$	124,4	0,077	0,55
D^+	$1869,3 \pm 0,5$	317	0,172	0,27
D_s^+	$1968,5 \pm 0,6$	140	0,075	0,10
Λ_c^+	$2284,9 \pm 0,6$	61,8	0,045	0,08

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques de quelques hadrons charmés.

Pour chaque hadron charmé, $H_{c,i}$, le rapport de branchement se définit par le rapport des largeurs de désintégration suivant :

$$\mathcal{B}_{SL,i} = \frac{\sum_X \Gamma(H_{c,i} \rightarrow Xl^+\nu)}{\Gamma(H_{c,i} \rightarrow Y)}$$

où X représente des hadrons et le dénominateur est la largeur totale de désintégration. Le signe somme indique que l'on ne s'intéresse qu'à la désintégration semi-leptonique inclusive du hadron $H_{c,i}$.

De plus, on considère la production de particules charmées sans distinction parmi elles, on peut donc définir un rapport de branchement moyen :

$$\overline{\mathcal{B}}_c = \sum_i f_i \times \mathcal{B}_{SL,i}$$

où f_i est le taux de production du hadron charmé $H_{c,i}$ parmi les événements ν_μ CC avec une particule charmée produite (cf. table 2.1).

Ce rapport de branchement vaut $\overline{\mathcal{B}}_c = 10,4 \%$, et le taux attendu de production de *charm* dans les interactions ν_μ CC avec le faisceau de neutrinos qui traverse NOMAD est environ 5 % ; donc **le taux de production d'événement $\mu^- e^+$ dans NOMAD grâce à la production de *charm* serait de l'ordre de 5 ‰**.

Ainsi la section efficace différentielle de production de dilepton est :

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- l^+ X'')}{d\xi dy dz} = \frac{d\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- cX)}{d\xi dy} D_c(z) \overline{\mathcal{B}}_c (c \rightarrow l^+ \nu_l X')$$

2.5 Historique et résultats

Je ne prétends pas vouloir faire un historique exhaustif de la découverte du charme, mais je vais donner ici quelques points, avec comme fil directeur la production de dileptons.

Dans les années soixante-dix, deux types de détecteurs existaient pour l'observation d'interactions de neutrinos :

- A- un calorimètre hadronique suivi d'un spectromètre à muons : on mesurait les énergies et on détectait le passage de muons ; avec ce type de détecteur, le nombre d'événements était important.
- B- une chambre à bulles : les trajectoires étaient visibles et on pouvait faire de l'identification de particules ; pour ces expériences, la statistique était faible.

Fin 1974, simultanément à Brookhaven (Upton, New York) et à Stanford (San Francisco, Californie), des physiciens découvrent le J/Ψ , une paire quark charmé-antiquark charmé, confirmant ainsi le mécanisme de GIM proposé en 1970 avec l'existence d'un nouveau nombre quantique.

Dès 1975, des équipes avancèrent aussi l'hypothèse de la production d'un nouveau type de particules :

- Au Fermilab (près de Chicago, Illinois), des événements avec une paire muon-antimuon ont été vus dans des expériences de type A [10–13]. Ils ont pensé que le deuxième muon venait de la désintégration d'une nouvelle particule de masse de 2 à 4 GeV et d'une durée de vie inférieure à 10^{-10} s.
- A Brookhaven, dans une chambre à bulles cryogénique de sept pieds, remplie d'hydrogène, la réaction $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a été observée [14]. Ils ont déterminé que les particules produites avec le muon viendraient de la désintégration d'un Σ_c avec une masse de 2426 ± 12 MeV.
- Au CERN, avec la chambre à bulles Gargamelle, remplie de fréon lourd CF_3Br , ont été étudiés 3 événements avec un muon, un *positron*, et une particule *étrange* parmi les produits finaux ; après l'étude des bruits de fond possibles, ils en ont conclu à une production d'une particule charmée qui se désintègre ensuite [15, 16].
- Une autre expérience au Fermilab avec une chambre à bulles de quinze pieds, remplie à 20 % de néon et 80 % d'hydrogène, a permis d'observer la production du même type d'événements avec un K_S^0 pour la particule étrange ; ils en ont supposé la production d'une particule d'une durée de vie inférieure à 2×10^{-11} s et d'une masse d'environ 2 GeV [17].

Entre temps, en 1976, les premières particules charmées sont observés à Berkeley (près de San Francisco, Californie).

A partir de 1977, on essaie de déterminer des paramètres physiques :

- La collaboration CDHS, expérience de type A, a observé 335 événements avec une paire muon-antimuon ; le rapport de branchement de désintégration semi-leptonique est de 15 % si l'on suppose que la particule charmée est un D^+ , et la valeur moyenne de la variable de Bjorken x est plus faible pour la distribution en impulsion des quarks s que habituellement dans les événements $\nu_\mu CC$ [18].
- La collaboration CHARM [19] en 1981 donne une masse au quark charm de 1,5 GeV, la forme de la distribution des quarks s égale à $(1 - x)^\beta$ avec $\beta = 7,0 \pm 1,0$, et le rapport $\xi_s = \int xs(x) / \int xd(x) = 0,050 \pm 0,015$ pour une énergie visible du neutrino supérieure à 60 GeV.

Les expériences Mark II et Mark III donnent des rapports de branchement pour la désintégration semi-leptonique de particules charmées en positron : $(17,0 \pm 1,9 \pm 0,7)$ % pour le D^+ , $(7,5 \pm 1,1 \pm 0,4)$ % pour le D^0 , et $(4,5 \pm 1,7)$ % pour le Λ_c [20, 21], qui sont quasiment les valeurs actuelles.

A la fin des années quatre-vingts, la collaboration russe SKAT [24] qui a utilisé une chambre à bulles remplie de fréon lourd CF_3Br , donne des taux de production :

$$R_{\Lambda_c^+} = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+ X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)} = (6,2 \pm 3,1) \%$$

$$R_D = (2,8 \pm 0,9) \%$$

$$R_C = (9,0 \pm 3,2) \%$$

où D est les mésons D^+ et D^0 , et C correspond à toutes les particules charmées. Avec 25 événements $\mu^- e^+$ observés, le taux de production est de :

$$R^{\mu^- e^+} = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- e^+ X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)} = (2,0 \pm 0,4) \%$$

mais si on se place au dessus du seuil de production du charme, *i.e.* la masse invariante du jet est supérieure à la masse du Λ_c (2,3 GeV), alors ce rapport devient :

$$R_{W>2,3\text{ GeV}}^{\mu^-e^+} = (4,8 \pm 1,1) \text{‰}_{00}$$

L'observation d'événements μ^-e^- ou μ^+e^+ avait déjà été faite par plusieurs expériences. Ils sont dus à la production de paires $c\bar{c}$ et à l'excitation de quarks b . Cette collaboration donne le taux de production suivant :

$$R^{\mu^-e^-} < 1,7 \times 10^{-4}$$

La production de hadrons étranges est confirmée et traduit bien la production de charme qui se désintègre par interaction faible. Le nombre de particules étranges par événements μ^-e^+ ou μ^+e^- est de l'ordre de 1,2 [22,23] alors que le taux dans un lot d'interaction courant-charge est de 10 % environ par événement. L'expérience E53 [26] à Fermilab donne $1,35 \pm 0,24$.

L'expérience E53 a utilisé une chambre à bulles de quinze pieds, remplie à 64 % de néon et 36 % d'hydrogène, et 461 événements μ^-e^+ ont été observés, ce qui donne les taux de production suivants :

$$R_{\Lambda_c^+} = (4_{-2}^{+10}) \%$$

$$R_{D^0} = (1,7_{-0,7}^{+0,5}) \%$$

$$R_{D^+} = (1,3_{-0,5}^{+0,4}) \%$$

$$R^{\mu^-e^+} = (4,2 \pm 0,6) \text{‰}_{00}$$

Ils ont aussi déterminé le contenu en quark étrange par le rapport :

$$\eta_s = \frac{2 \int_0^1 x s(x) dx}{\int_0^1 x (u(x) + d(x)) dx} = 0,06 \pm 0,01$$

Cette valeur est assez proche de ξ_s donnée précédemment. Les taux de production peuvent être comparés [26] à ceux de l'expérience E531 à Fermilab [25] (de type A) où ont été sélectionnés 122 événements dimuons :

$$R_{\Lambda_c^+} = (0,8_{-0,2}^{+0,4}) \%$$

$$R_{D^0} = (2,4 \pm 0,4) \%$$

$$R_{D^+} = (1,7_{-0,6}^{+0,3}) \%$$

Ces taux sont compatibles entre les expériences, et le taux pour le lambda est mieux connu.

Enfin dans les années quatre-vingt-dix, plusieurs résultats sont donnés par la collaboration américaine CCFR. Le détecteur est du type A et il était soumis à un faisceau à large bande de neutrinos et d'antineutrinos dont l'énergie pouvait aller jusqu'à 600 GeV avec une moyenne à 150-180 GeV. Avec 6090 événements $\mu^- \mu^+$, le contenu en quark étrange du nucléon a pu être déterminé par une analyse, d'abord faite à l'ordre dominant (Leading Order), puis jusqu'à l'ordre subdominant (Next-to-Leading Order). De plus, avec 220 événements $\mu^- \mu^-$ et 25 événements $\mu^+ \mu^+$, ils ont obtenu $R^{\mu^- \mu^-} = (5,3 \pm 2,4) \times 10^{-5}$ et $R^{\mu^+ \mu^+} = (5,2 \pm 3,3) \times 10^{-5}$ [27].

Tout d'abord donnons les hypothèses posées par CCFR (μ^2 est l'échelle spécifiée par QCD) :

- les mers étrange et anti-étrange sont supposées identiques :

$$xs(x, \mu^2) = x\bar{s}(x, \mu^2),$$

- la distribution des antiquarks est paramétrée par une puissance β' :

$$x\bar{q}(x, \mu^2) = x\bar{u}(x, \mu^2) + x\bar{d}(x, \mu^2) + xs(x, \mu^2) \propto (1-x)^{\beta'},$$

- la distribution des quarks s est paramétrée par une puissance β et celle des antiquarks non-étranges par une puissance $\beta - \alpha$:

$$xs(x, \mu^2) \propto (1-x)^\alpha [x\bar{u}(x, \mu^2) + x\bar{d}(x, \mu^2)] \propto (1-x)^\beta,$$

- la proportion de mer étrange par rapport à la mer non-étrange est définie comme suit :

$$\kappa = \frac{\int_0^1 [xs(x, \mu^2) + x\bar{s}(x, \mu^2)] dx}{\int_0^1 [x\bar{u}(x, \mu^2) + x\bar{d}(x, \mu^2)] dx}.$$

Modèle	κ	α	η_s	B_c	$ V_{cd} $	m_c (GeV)
N.L.O.	0,477 +0,051-0,017 -0,050+0,036	-0,02 +0,66+0,08 -0,60-0,20	0,099 $\pm 0,008 \pm 0,004$	0,109 -0,003 +0,010 +0,006 -0,007	0,232 +0,018 -0,020	1,70 $\pm 0,19 \pm 0,02$
L.O.	0,373 +0,048 -0,041 $\pm 0,018$	2,50 +0,60+0,36 -0,55-0,25	0,064 +0,008 -0,007 $\pm 0,002$	0,105 $\pm 0,007 \pm 0,005$	0,209 $\pm 0,011 \pm 0,004$	1,31 +0,20+0,12 -0,22-0,11

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des grandeurs déduites des analyses au Leading Order et au Next-to-Leading Order de la collaboration CCFR.

La table 2.2 nous donne les valeurs des grandeurs calculées dans les analyses à l'ordre dominant [28] et avec l'ordre subdominant en plus [29]. On remarque plusieurs choses :

- κ est différent de 1 : il n'y a pas de symétrie $SU(3)_{saveur}$ dans la mer du proton avec les trois quarks les plus légers,
- Il n'y a pas de différence de forme entre la mer étrange et la mer non-étrange en allant jusqu'à l'ordre subdominant, alors que l'étude à l'ordre dominant donne $\beta = 9,45^{+0,60+0,36}_{-0,55-0,25}$ et $\beta' = 6,95 \pm 0,19^{+0,23}_{-0,29}$, d'où α largement différent de zéro. La figure 2.5 donne les distributions de la mer et de la mer étrange au L.O. et au N.L.O.,
- Le rapport de branchement et l'élément de matrice CKM sont deux quantités liées : on déduit une quantité en donnant une valeur connue pour l'autre ; au L.O., B_c est déterminé en prenant les valeurs des éléments de la matrice CKM dans la référence [37], alors que $|V_{cd}|$ est déterminé en prenant la moyenne mondiale sur B_c . Dans l'analyse au N.L.O., ils ont redéterminé $B_c (= 0,099 \pm 0,012)$ de façon indirecte à partir d'une autre expérience, pour donner $|V_{cd}|$,
- L'ordre jusqu'auquel on fait les calculs influe aussi sur la détermination de la masse. La valeur donnée au N.L.O. est semblable à celle donnée par une expérience de photoproduction du charme en 1990 : $m_c = 1,74^{+0,13}_{-0,18}$ GeV [30].

La collaboration CHARM II a donné en 1998 [31] les valeurs des mêmes grandeurs à l'ordre dominant (*cf.* tab. 2.3) à partir d'un lot de 4982 événements $\mu^- \mu^+$; les valeurs sont semblables à celles de CCFR, sauf pour le paramètre de la fonction de fragmentation de Peterson. ϵ vaut $0,22 \pm 0,05$ pour CCFR et $0,072 \pm 0,017$ pour CHARM II.

Modèle	κ	α	η	B_c	$ V_{cd} $	m_c (GeV)
L.O.	0,388	1,12	0,068	0,090 5	0,219	1,79
	$+0,074$ $-0,061 \pm 0,067$	$+0,78$ $-0,72 \pm 1,03$	$\pm 0,014$	$+0,0071$ $-0,0069 \pm 0,0074$	$\pm 0,012 \pm 0,011$	$+0,26$ $-0,28 \pm 0,27$

TAB. 2.3 – Tableau récapitulatif des grandeurs déduites des analyses au Leading Order de la collaboration CHARM II.

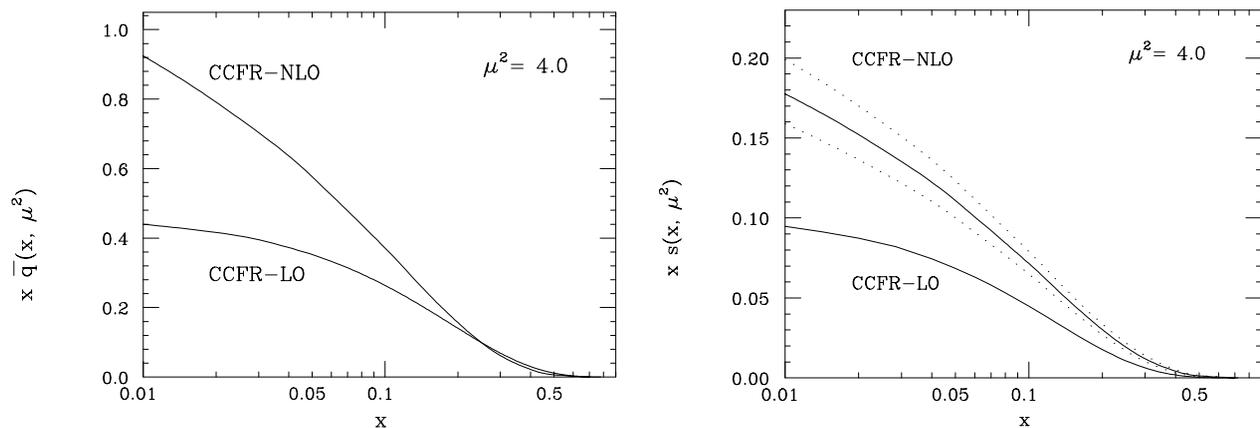


FIG. 2.5 – Distributions $x\bar{q}(x)$ et $xs(x)$ déterminées au L.O. et au N.L.O., avec l'échelle QCD, μ^2 , égale à 4 GeV (les pointillés sur le deuxième graphe indiquent l'incertitude à 1σ) [29].

Les expériences CDHS [32], FMMF [33], CHARM II et CCFR donnent des résultats compatibles entre-eux à partir d'événements $\mu^- \mu^+$; l'expérience NOMAD devrait confirmer ces résultats, et nous nous proposons ici de mesurer ces paramètres à partir d'événements $\mu^- e^+$.

Mais présentons d'abord l'expérience ...

Deuxième partie
L'expérience NOMAD

Chapitre 3

Le faisceau de neutrinos

Ici va être décrite la façon dont est produit le faisceau de neutrinos qui traverse NOMAD.

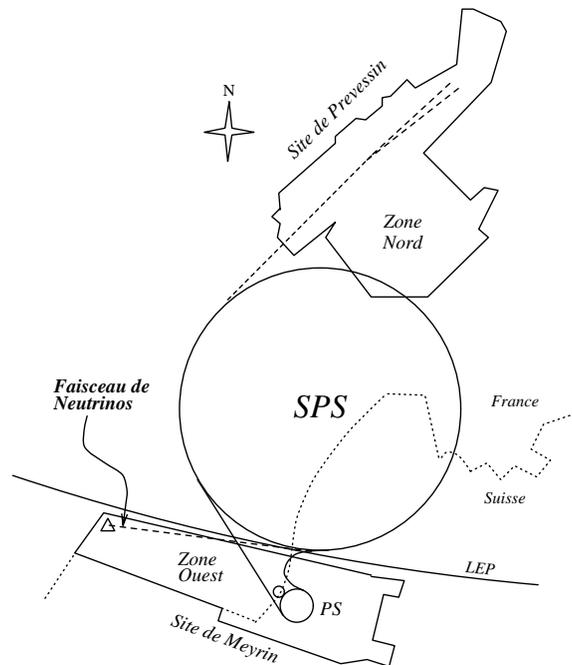


FIG. 3.1 – Vue schématique aérienne du SPS au CERN, le petit triangle situe NOMAD.

Le SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN, près de Genève (*cf.* fig. 3.1), produit un faisceau de protons d'énergie 450 GeV dont une partie est dirigée vers les halls de la *zone ouest*. Un cycle d'accélération dure 14,4 s avec deux extractions de $1,5 \times 10^{13}$ protons de 6 ms séparées de 2,6 s. Ces protons sont envoyés sur une cible, appelée *T9* (voir fig. 3.2.a), située à environ 1 km en amont des détecteurs CHORUS [34] et NOMAD. Le faisceau de protons a une forme gaussienne avec un σ de 0,5 mm au niveau de la cible.

3.1 La zone de production

Cette zone [35] [36] est représentée de façon schématique sur la figure 3.2. La *cible (target)*, *T9*, est constituée de 11 cylindres en *béryllium* de 10 cm de long et de 3 mm de diamètre, alignés le long du faisceau et séparés de 9 cm. Lors des interactions des protons avec la cible sont produits principalement des mésons π et K . Deux *BCT* (Beam Current Transformers) et des

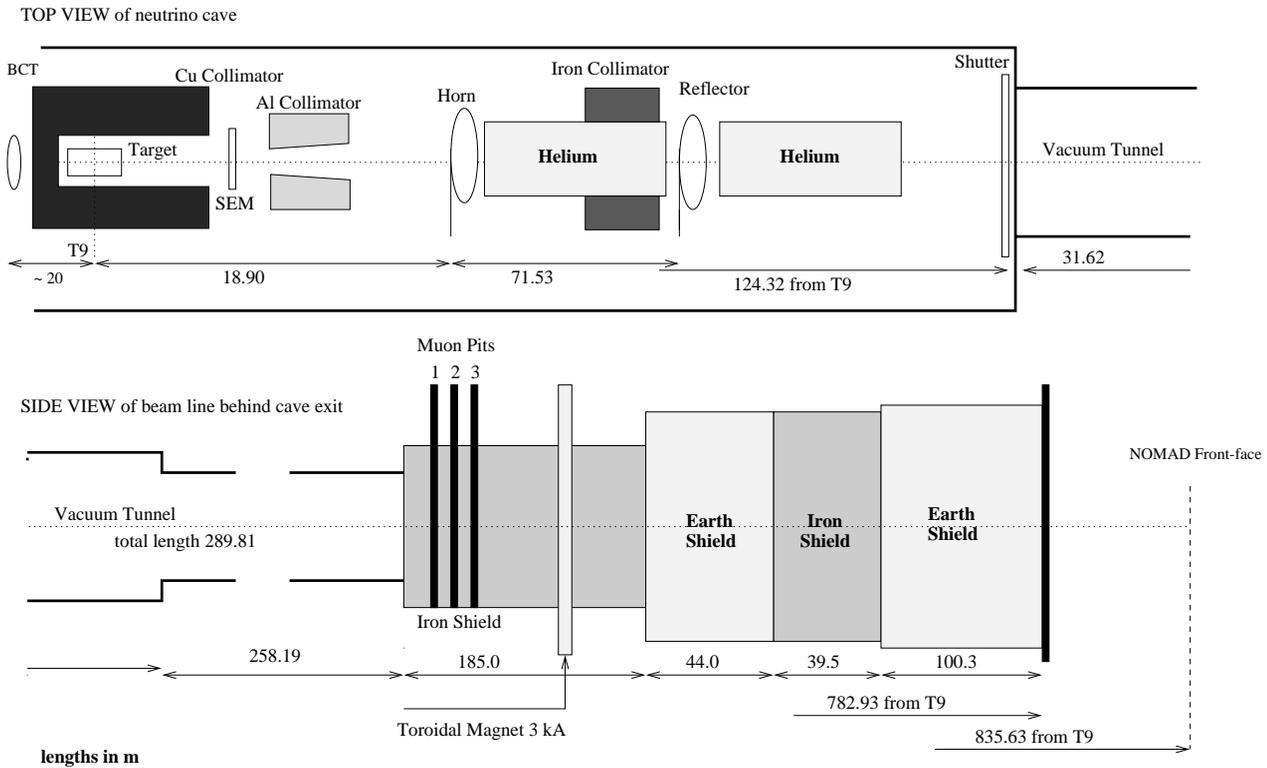


FIG. 3.2 – 3.2.a) Vue de dessus de la zone de production de neutrinos, de la cible au tunnel de désintégration, 3.2.b) Vue latérale de la ligne de purification du faisceau.

SEM (Secondary Emission Monitors) mesurent les flux des protons et des particules produites dans l'axe du faisceau incident. Ensuite un *collimateur* guide les particules chargées vers un système de lentilles magnétiques, la *corne* (*horn*) et le *réflecteur*, où elles sont triées selon le signe de leur charge : la corne et le réflecteur sont deux conducteurs en forme de cône parcourus par des courants d'environ 100 kA (opposés l'un par rapport à l'autre) lors de l'injection des protons ; le champ toroïdal ainsi créé entre les deux cônes focalise les particules d'un certain signe tout en défocalisant les autres. Les pions et les kaons se désintégrant leptoniquement ou semileptoniquement, on choisit le sens des courants pour que le système magnétique sélectionne les particules de charge positive afin d'obtenir un faisceau de neutrinos. Mais pour accentuer encore ce tri, un *collimateur* a été rajouté entre les deux cônes. De plus, à défaut de vide, les particules chargées se retrouvent à voyager dans des tubes remplis d'hélium jusqu'au *tunnel de désintégration* dans le but réduire les absorptions. Dans ce tunnel, sous *vide* (*vacuum*), les kaons et les pions se désintègrent sur une distance de 290 m avant de rencontrer un *système de blindage* (*shield*) en fer (*iron*) et en terre (*earth*) afin d'absorber les hadrons résiduels et d'arrêter par ionisations les muons. De plus un *aimant toroïdal* (*toroïdal magnet*) dévie les muons, qui passeraient en dehors du blindage, soit en les déviant davantage vers l'extérieur, soit en les ramenant dans le blindage pour les arrêter. Enfin, dans le premier blindage en fer, se trouve un *système de contrôle du faisceau* (*muon pits*) : des détecteurs au *silicium*, placés à différentes distances, mesurent le flux de muons ; ces mesures servent à contrôler la focalisation du faisceau, mais aussi à donner une valeur absolue du flux, les détecteurs étant calibrés indépendamment.

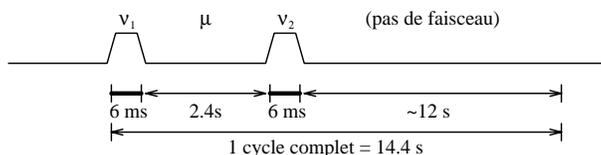


FIG. 3.3 – Cycle d’envoi de neutrinos.

	modes de désintégration	taux d’embranchement (%)
π^+	$\mu^+ \nu_\mu$	$\simeq 100$
K^+	$\mu^+ \nu_\mu$	$63,51 \pm 0,18$
	$\pi^+ \pi^0$	$21,16 \pm 0,14$
	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,59 \pm 0,05$
	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,73 \pm 0,04$
	$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,18 \pm 0,08$
	$\pi^0 e^+ \nu_e$	$4,82 \pm 0,06$
K_L	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$12,56 \pm 0,20$
	$\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$27,17 \pm 0,25$
	$\pi^\pm e^\mp \nu_e$	$38,78 \pm 0,27$

TAB. 3.1 – Différents modes de désintégration des π et des K .

3.2 La composition du faisceau

Les désintégrations des pions et des kaons (voir la table 3.1 [37]) vont générer le faisceau qui traverse NOMAD.

Le faisceau obtenu est essentiellement composé de ν_μ , mais il y a une contamination en antineutrinos, ainsi que ceux de la famille électronique. Les spectres en énergie de la figure 3.4 [38] montrent comment ces désintégrations contribuent à ces différentes composantes. Par exemple, les neutrinos muoniques d’énergie inférieure à 60 GeV viennent plutôt des pions, tandis qu’à plus haute énergie les kaons prennent le dessus. Le faisceau est dit à *large bande* car la focalisation par le système magnétique s’est faite indépendamment des impulsions des particules mères.

La figure 3.5 montre les spectres en énergie pour les différents types de neutrinos au niveau du détecteur, la table 3.2 [35], les abondances relatives, les énergies moyennes, et le nombre d’interactions courant-charge dans une cible de volume $2,6 \times 2,6 \times 4 \text{ m}^3$ si on suppose que $2,4 \times 10^{19}$ protons sont arrivés sur la cible (flux nominal prévu au bout de deux années de prises de données).

La contamination du faisceau en ν_τ est un nombre important pour l’expérience. Elle vient des trois réactions suivantes :

	E_ν moyenne (GeV)	abondance relative	événements ν CC
ν_μ	23,6	1,00	$1,15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	22,7	0,07	$0,39 \times 10^5$
ν_e	37,0	10^{-2}	$0,17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	33,2	3×10^{-3}	$0,22 \times 10^4$

TAB. 3.2 – Prédictions Monte Carlo au niveau du détecteur, pour un volume fiduciel de $2,6 \times 2,6 \times 4 \text{ m}^3$ et $2,4 \times 10^{19}$ protons arrivant sur cible.

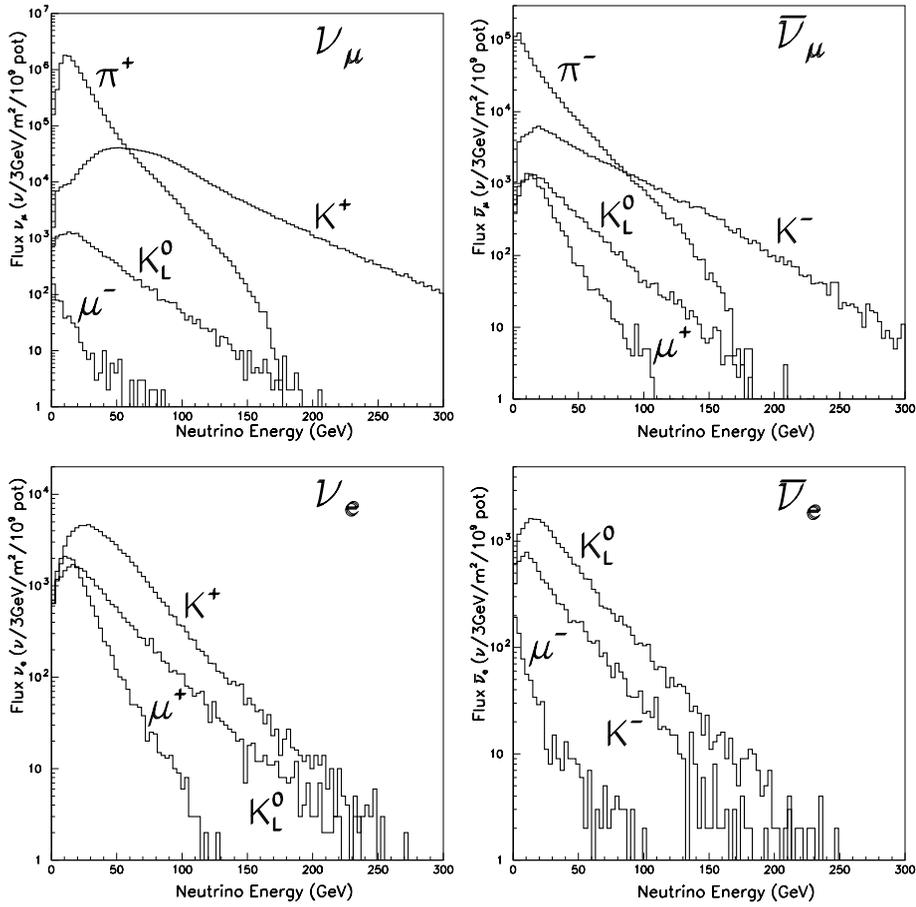


FIG. 3.4 – Contribution simulée des particules mères aux différentes composantes du faisceau (pot voulant dire protons sur cible, protons on target).

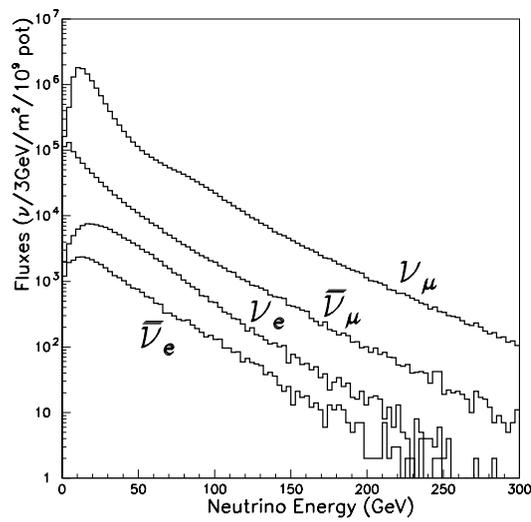


FIG. 3.5 – Spectres simulés en énergie des neutrinos.

$$\begin{aligned}
p + \text{nucléon} &\rightarrow D_s^\pm + X \\
D_s^\pm &\rightarrow \tau^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\tau \\
\tau^\pm &\rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\tau + X'
\end{aligned}$$

Cette contamination a été calculée en utilisant une paramétrisation empirique de la production hadronique de *charme* [39] et le modèle des *cordes quarks-gluons* [40]; le nombre relatif de ν_τ produits par les réactions précitées et interagissant dans le volume fiduciel de NOMAD est environ 5×10^{-6} fois le nombre d'interactions ν_μ courant-chargé. Après quelques critères de sélection, on s'attend à observer moins d'une interaction ν_τ courant-chargé de cette provenance pour la durée totale de l'expérience.

Les neutrinos produits vont parcourir en moyenne 625 m avant d'atteindre NOMAD, détecteur que nous allons maintenant décrire.

Chapitre 4

NOMAD

NOMAD (Neutrino Oscillation MAGnetic Detector), construit pour la recherche d'oscillations de neutrinos (*cf.* p. 19), est constitué d'un ensemble de *sous-détecteurs* (*cf.* fig. 4.1) qui vont successivement détecter l'interaction d'une particule incidente, suivre les trajectoires des particules produites, et donner des signatures caractéristiques selon le type de ces particules.

4.1 Les sous-détecteurs

Dans l'*aimant*, venant de l'expérience UA1, offrant un volume de $7,5 \times 3,5 \times 3,5 \text{ m}^3$ et produisant un champ de 0,4 T, sont placés 44 *chambres à dérive* (**DCH**), 9 modules constituant le *détecteur de rayonnement de transition* (**TRD**), 5 chambres à dérives insérées dans le TRD, 2 plans déclencheurs (**T1, T2**) qui englobent le TRD, un *détecteur de pieds de gerbes électromagnétiques* (**PRS**, preshower detector en anglais) et un *calorimètre électromagnétique* (**ECAL**). Cet aimant est entouré de parties métalliques instrumentables pour le retour de champ. La partie en amont constitue le *calorimètre avant* (**FCAL**) et est placé entre deux plans déclencheurs (**V8** en amont et **V** en aval). La partie en aval de l'aimant sert de *calorimètre hadronique* (**HCAL**). Puis finalement à l'arrière se trouve un *système de détection des muons* (**MUO**) : 6 chambres à dérives, un mur de fer, et à nouveau 4 chambres à dérives.

Décrivons ici quelques sous-détecteurs, les autres – DCH, TRD, PRS, ECAL, MUO – sont décrits plus en détail par la suite car ce sont ceux qui aident à l'identification des particules que nous recherchons : les électrons avec TRD, PRS et ECAL, les muons avec MUO et les interactions ont lieu dans DCH.

4.1.1 Le système de veto, V et V8

Il s'agit de 59 plans de scintillateurs couvrant une surface de $5 \times 5 \text{ m}^2$ placés devant l'aimant avec une bonne partie située derrière le FCAL. Un ensemble de 10 plans, appelé V8, est placé juste devant le FCAL. Ces plans, pour la plupart, sont vus aux deux extrémités par des photomultiplicateurs.

Ce système de veto rejette les particules chargées incidentes, les interactions de neutrinos produites dans le support en fer du détecteur, le rayonnement cosmique allant dans la direction du faisceau de neutrinos, dans un sens ou dans l'autre. L'efficacité de rejet est de 96 % et la contribution au temps mort de NOMAD lors de l'acquisition est de 4 %.

4.1.2 Le calorimètre avant, FCAL

Le pilier avant supportant le détecteur est constitué (fig. 4.3) de 23 plans de fer (4,9 cm d'épaisseur) dont les 20 premiers interstices ont été comblés chacun par 10 plans de scintillateur

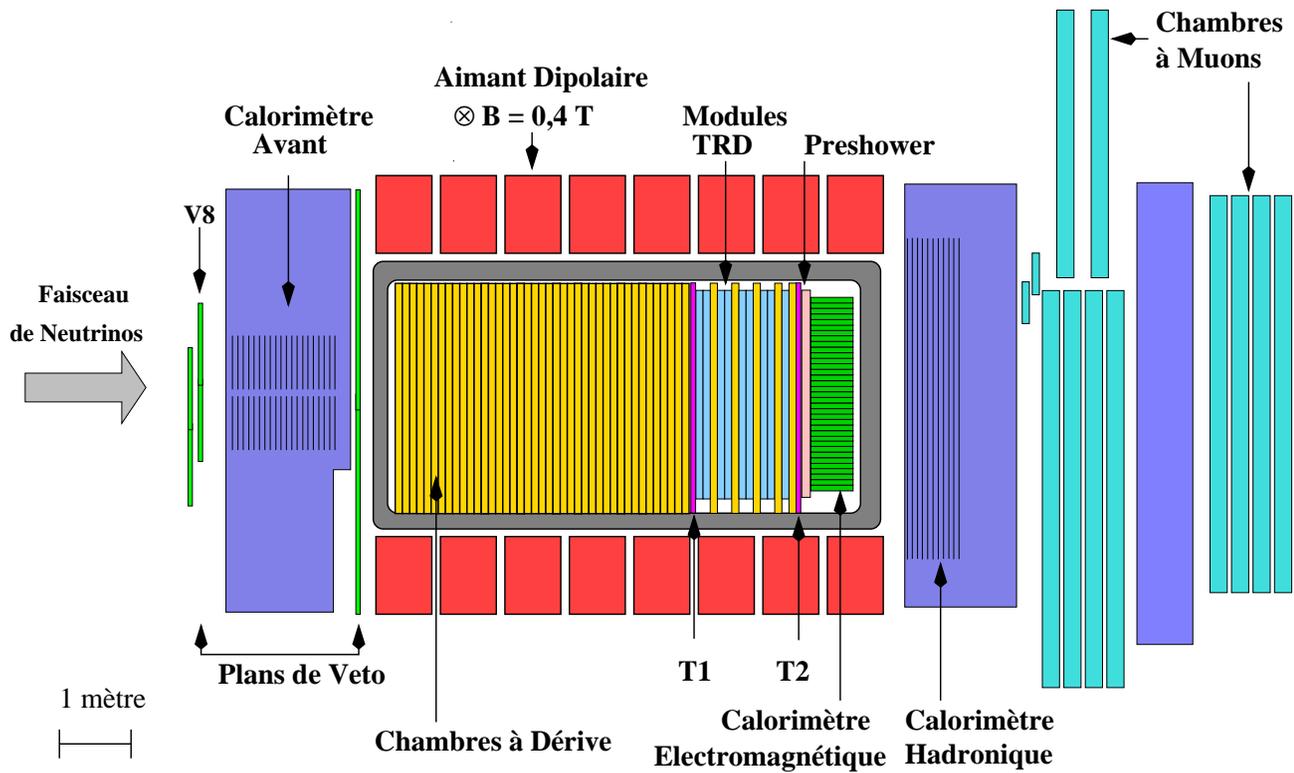


FIG. 4.1 – Vue latérale en coupe de NOMAD.

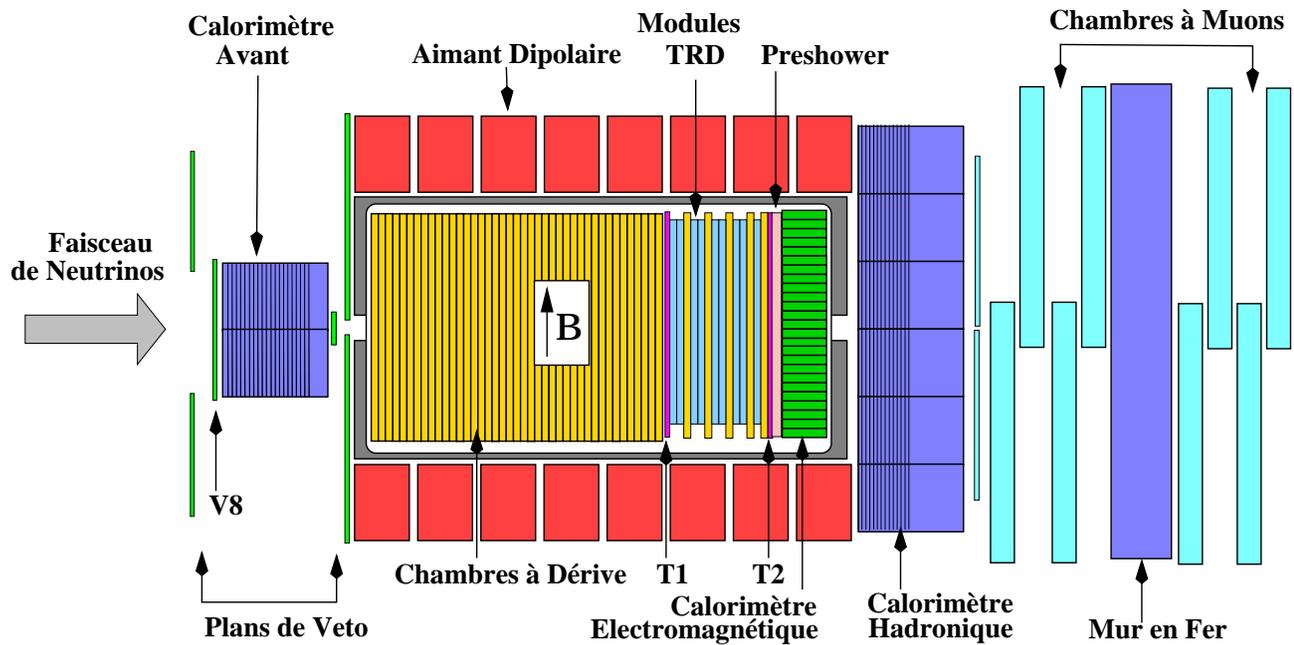


FIG. 4.2 – Vue du dessus en coupe de NOMAD.

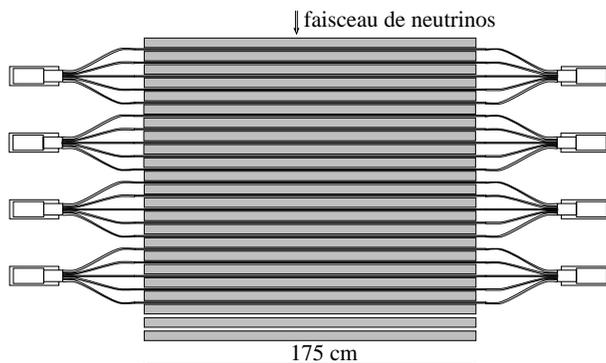


FIG. 4.3 – Vue de dessus du FCAL.

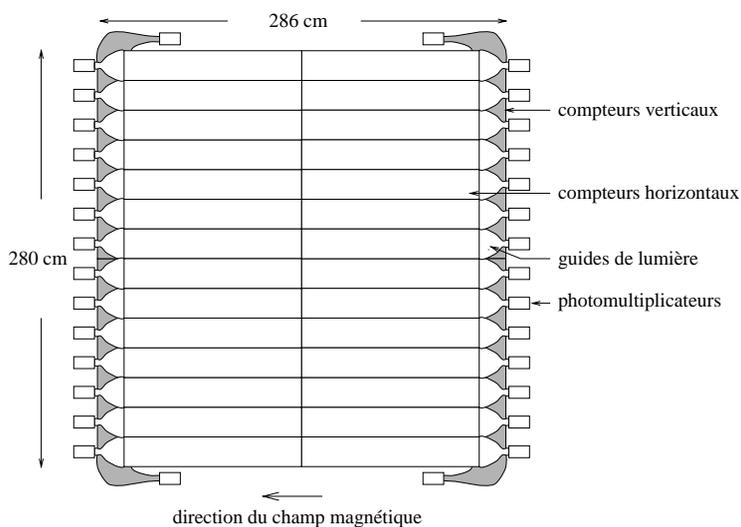


FIG. 4.4 – Vue de face d'un plan de déclenchement.

($175 \times 18,5 \times 0,6 \text{ cm}^3$ chacun). 40 photomultiplicateurs reçoivent la lumière des 200 plans regroupés par cinq. Le FCAL a donc une surface active de $1,75 \times 1,9 \text{ m}^2$, une masse totale d'environ 17,7 tonnes, et il représente 5 longueurs d'interactions nucléaires. Pour rappel, une longueur d'interaction nucléaire est le libre parcours moyen entre deux interactions inélastiques λ_I . On a $\lambda_I = A / \rho \mathcal{N}_A \sigma_I$, où A est le nombre de masse des atomes de la matière traversée, ρ est la densité du milieu, \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro et σ_I , la section efficace d'interaction nucléaire inélastique.

À l'aide de muons de très haute énergie, à leur minimum d'ionisation, de simulation de dépôts d'énergie, et de la distribution, très bien connue, de la variable y de Bjorken dans des interactions courant chargé de neutrinos, on peut calibrer le FCAL avec une précision de 2 %. Ainsi une particule au minimum d'ionisation traversant le FCAL dépose autant d'énergie dans les scintillateurs qu'un hadron d'énergie 430 MeV arrêté dans FCAL.

La masse importante du FCAL permet de faire de la physique du charme à haute statistique : FCAL sert de calorimètre pour la gerbe hadronique et ne passent principalement que les muons dont celui de la désintégration semileptonique du charme ; par contre, la désintégration en positron ne peut être observée. La physique de neutrinos lourds peut y être aussi étudiée.

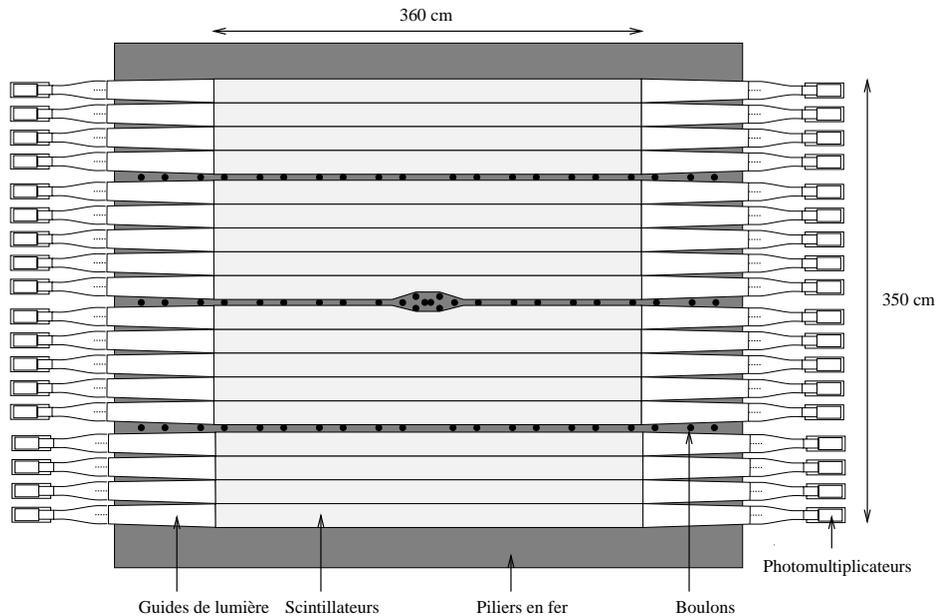


FIG. 4.5 – Vue de face du HCAL.

4.1.3 Les plans de déclenchement, T1 et T2

Un plan de déclenchement (*cf.* fig. 4.4) est constitué de 32 panneaux de scintillateurs couvrant une surface de $280 \times 286 \text{ cm}^2$. Chaque panneau est vu par un photomultiplicateur à l'une des deux extrémités.

T1 et T2 servent à détecter le passage de particules chargées et fournissent l'« origine » du temps de l'événement.

4.1.4 Le calorimètre hadronique, HCAL

Le pilier arrière qui supporte le détecteur a aussi été transformé en calorimètre : il est constitué de 23 plans de fer (4,9 cm d'épaisseur) dont les 11 premiers interstices ont été remplis chacun par 18 panneaux (*cf.* fig. 4.5) de scintillateur ($360 \times 18,3 \times 1 \text{ cm}^3$ chacun), ce qui fait une surface active de $3,6 \times 3,5 \text{ m}^2$ et une épaisseur de 3,1 longueurs d'interactions. Chaque panneau est complété à chaque extrémité par des guides de lumière. Ces derniers sont regroupés horizontalement par 11 et lus par des photomultiplicateurs. Le signal reçu est divisé en deux : une partie, envoyée vers un ADC, sert pour les mesures de position et d'énergie, l'autre, envoyée vers un TDC, donne le temps. Si on utilise des muons de calibration, on montre que la résolution en position horizontale est de l'ordre de 20 cm. Comme les hadrons commencent à déposer de l'énergie dans les 2,1 longueurs de matériaux (ECAL et bobine de l'aimant) qui se trouvent avant le HCAL, leur énergie E est une somme pondérée et la résolution de HCAL est de $120 \text{ \%}/\sqrt{E}$ (E en GeV).

Ce calorimètre sert à détecter les hadrons neutres (les neutrons et kaons), à mesurer l'énergie des hadrons chargés, à aider à distinguer les différentes contributions dans le ECAL venant des photons, des muons et des hadrons chargés. La détection des hadrons neutres est utile car elle améliore la reconstruction de quantités cinématiques comme l'impulsion transverse manquante, quantités très importantes pour l'observation ou non d'un signal d'oscillation, elle permet aussi de rejeter les événements où il y a interactions de neutrinos dans le ECAL en même temps qu'une interaction dans la cible DCH.

4.2 Les différents types de déclenchement

L'acquisition des données est pilotée par la carte électronique MOTRINO (MODular TRIGGER for NOMAD) qui est synchronisée avec le cycle du SPS (deux portes neutrinos et une porte muons). Cette carte gère la distribution des signaux pour les déclenchements, les temps morts et leur calculs, le stockage de l'heure, l'enregistrement des conditions de déclenchement et la vérification de celui-ci, et la modulation des taux de déclenchements.

$\overline{V} \times T1 \times T2$

C'est la condition principale pour l'acquisition d'événements : une interaction a lieu dans la cible DCH sans particules chargées incidentes passant par le veto V et des particules chargées produites traversent les plans T1 et T2. Il s'agit donc d'interactions de neutrinos, mais aussi de rayonnement cosmique, d'interactions de neutrinos dans la bobine de l'aimant, et des muons pour lesquels V est inefficace. Pour 10^{13} protons arrivant sur la cible de béryllium T9, environ 5 événements sont sélectionnés dont seulement 0,5 est potentiellement intéressant.

$\overline{V8} \times FCAL$

Ainsi sont sélectionnées les interactions de neutrinos ayant lieu dans le calorimètre avant, en demandant un dépôt minimal d'énergie de $4 m.i.p.$ soit environ 2 GeV. Les muons incidents sont rejetés grâce au veto V8. Pour 10^{13} protons arrivant sur T9, environ 6,5 événements sont sélectionnés.

$\overline{V8} \times FCAL' \times T1 \times T2$

Cette fois-ci, en demandant un dépôt minimal de $1,2 m.i.p.$, on ne retient que les interactions quasi-élastiques de neutrinos. La coïncidence avec T1 et T2 sert à réduire le bruit de fond. Pour 10^{13} protons arrivant sur T9, environ 1,5 événements sont sélectionnés.

$\overline{T1} \times \overline{T2} \times ECAL$

Le calorimètre électromagnétique sert de cible pour les neutrinos. La physique des oscillations y serait étudiée, mais aussi la désintégration de particules lourdes neutres. Les particules chargées incidentes, notamment les muons, sont rejetées par T1 et T2. ECAL devient efficace si un minimum d'environ 1 GeV est déposé. Pour 10^{13} protons arrivant sur T9, environ 2 événements sont sélectionnés.

$V \times T1 \times T2$ et $V8 \times FCAL' \times T1 \times T2$

Entre les deux bouffées de neutrinos, quelques milliers de muons, venant d'autres lignes de faisceau, traversent NOMAD et servent à l'alignement des chambres à dérive et à la calibration de différents sous-détecteurs nécessitant des particules au minimum d'ionisation. Ces deux conditions de déclenchement permettent d'en sélectionner un échantillon.

$V \times T1 \times T2 \times ECAL \times \overline{HCAL}$

Cette condition permet de constituer des lots assez purs d'électrons venant de désintégrations de muons ou de rayonnements delta pour étudier leur comportement dans le détecteur.

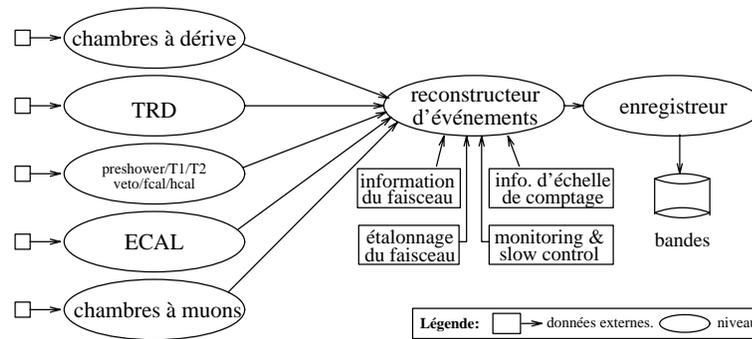


FIG. 4.6 – Configuration du logiciel d'acquisition de données (CASCADE).

Aléatoire

Cela permet d'étudier le taux d'occupation du détecteur par du bruit de fond et ainsi la contamination dans les autres sélections.

Sélection CHORUS-NOMAD

Différents plans de détection de CHORUS et NOMAD sont utilisés, ceci pour étudier la production de particules lourdes dans CHORUS qui se désintègreraient dans NOMAD.

4.3 Le système d'acquisition

L'acquisition se fait au rythme du cycle du SPS, et pour minimiser le temps mort, les informations venant des sous-détecteurs sont temporairement stockées dans des mémoires tampons, puis elles sont lues à la fin de chaque bouffée de neutrinos.

Le logiciel d'acquisition de données utilise le logiciel CASCADE créé au CERN. Une représentation schématique est donnée sur la figure 4.6.

Les sous-détecteurs envoient des signaux vers différents types d'ADC (analogic to digital converter) et des TDC (time to digital converter), puis tout est transmis au programme de reconstruction d'événements.

Le « slow control » est constitué d'une série d'ordinateurs qui contrôlent les hautes et basses tensions, les flux et les compositions des gaz, et la température en différents points du détecteur. Des valeurs anormales vont générer des alarmes pour une intervention rapide. De plus un échantillonnage de paramètres de fonctionnements des sous-détecteurs sont régulièrement stockés dans une base de données pour aider la reconstruction des événements.

Les informations et la calibration du faisceau, les informations des échelles de comptage, les conditions de sélections d'événements sont aussi utilisés pour la reconstruction. Des programmes de « monitoring » génèrent des histogrammes de contrôle qui permettent au personnel en poste de vérifier plusieurs fois par jour le bon fonctionnement des détecteurs.

Plus de 1,5 mégaoctets de données par minute sont enregistrés, mais en plus une quantité six fois plus importante sert uniquement à la calibration. Pendant les bouffées de neutrinos, le temps mort du système d'acquisition est de l'ordre de 10 % provenant des conversions numériques.

Chapitre 5

Le détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition, TRD, est l'un des sous-détecteurs importants de NOMAD. Le groupe du laboratoire d'Annecy-le-Vieux de physique des particules en a assuré la construction et a mis au point les algorithmes d'identification des électrons. Il est donc utile pour notre recherche de positrons et d'électrons.

5.1 La géométrie

Le TRD, [41] est formé de 9 modules (t) couplés à 5 chambres à dérive (c) : tctctctctctc. Chaque module (*cf.* fig. 5.1) est constitué d'un radiateur suivi d'un plan de détection. 315 feuilles de polypropylène ((CH₂)_n), chacune d'une surface de $2,85 \times 2,85 \text{ m}^2$ et d'une épaisseur de $15 \mu\text{m}$, séparées les unes des autres par $250 \mu\text{m}$ d'azote, forment un radiateur. Chaque feuille, étirée sur l'armature en aluminium, est gaufrée afin d'assurer l'espacement entre elles. 176 tubes verticaux, en mylar aluminisé de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur, de 3 m de long et de 16 mm de diamètre, séparées les uns des autres de 0,2 mm, sont remplis d'un mélange gazeux, 80 % de xénon et 20 % de méthane, et forment un plan de détection. Chaque tube comporte une anode centrale en tungstène doré, de $50 \mu\text{m}$ de diamètre, tendu à 100 g, et portée à 2 225 V. Chaque module est recouvert de peaux en mylar aluminisé et est balayé par de l'azote afin d'empêcher une contamination en eau et oxygène.

Chaque radiateur fait 0,01 longueur de radiation, ce qui donne pour l'ensemble du TRD, avec les chambres intercalées, 0,19 longueur de radiation.

5.2 Le rayonnement de transition

Le fonctionnement de ce détecteur est basé sur un processus électromagnétique, le rayonnement de transition, qui se produit lors d'un passage brusque d'une particule relativiste d'un milieu à un autre de nature diélectrique ou magnétique différente. L'intensité de ce rayonnement est proportionnelle au facteur de Lorentz γ ($= E/m$, E et m , l'énergie et la masse de la particule en mouvement) et il est émis dans un cône, accompagnant la particule, de demi angle $1/\gamma$ avec la direction de vol. Ainsi pour une énergie de 1 GeV, le γ du pion est de l'ordre de 7, alors que celui de l'électron est de l'ordre de 2 000, on peut donc séparer les électrons des autres particules. Cependant, la probabilité d'émission d'un photon est de l'ordre de α (1/137) et donc il faut utiliser une centaine de feuilles. L'absorption des photons du rayonnement de transition, qui ont une énergie de quelques keV pour des électrons de quelques GeV, impose un matériau de bas Z (numéro atomique) et une faible épaisseur pour les feuilles.

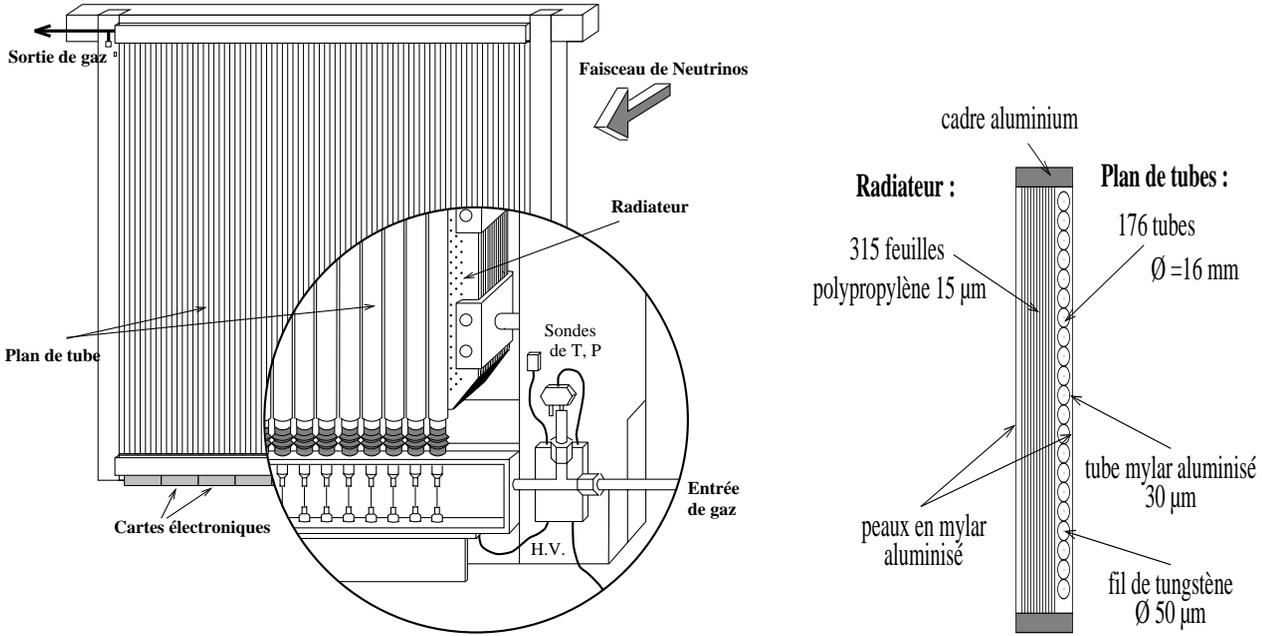


FIG. 5.1 – Vue schématique de la face arrière d'un module du TRD (à gauche). Coupe transversale d'un module (à droite).

5.3 L'identification des électrons

Le signal lu, après le passage d'une particule, est la somme du rayonnement de transition et de l'ionisation du gaz dans les tubes proportionnels. La figure 5.2 montre des distributions de l'énergie laissée dans un module de TRD par des pions, des muons, des électrons. Les pions et les muons donnent une distribution piquée à quelques keV dues à l'ionisation, tandis que pour les électrons, la distribution s'étale sur plusieurs dizaines de keV. L'étalonnage en énergie s'effectue à l'aide de sources de ^{55}Fe émettant des photons de 5,89 keV, placées dans chaque module; ces sources caractérisent aussi les changements de conditions de température, de pression, de composition des gaz...

5.3.1 Cas de traces isolées

L'identification des électrons [42, 44] par rapport aux pions est basée une méthode de rapport de vraisemblance. Pour chaque trace reconstruite dans le TRD, on calcule ce rapport de la façon suivante :

$$L = \sum_{i=1}^N \ln \frac{P(\varepsilon_i | e)}{P(\varepsilon_i | \pi)}$$

où $P(\varepsilon_i | e)$ est la probabilité pour un électron de déposer l'énergie ε_i dans le i^{e} module du TRD, i allant de 1 à N (≤ 9), $P(\varepsilon_i | \pi)$ est celle pour une particule autre que l'électron, en particulier un pion. Il a été montré en faisceau test que L ne dépendait que de l'énergie de la particule incidente et du nombre de modules de TRD touchés. De plus cette méthode est fiable pour des particules ayant des impulsions entre 0,5 et 50 GeV; en dessous de 500 MeV, les électrons ne vont pas assez vite, et au dessus de 50 GeV, le rayonnement de transition augmente pour les pions et les muons, ainsi que la perte par ionisation. Enfin, cette identification n'est réalisable en pratique que si au moins 4 des modules du TRD ont été touchés.

La figure 5.3 montre les distributions des rapports de vraisemblance pour des pions et des électrons de 10 GeV traversant les 9 modules du TRD. La coupure sur L , L_{th} , permet de n'avoir

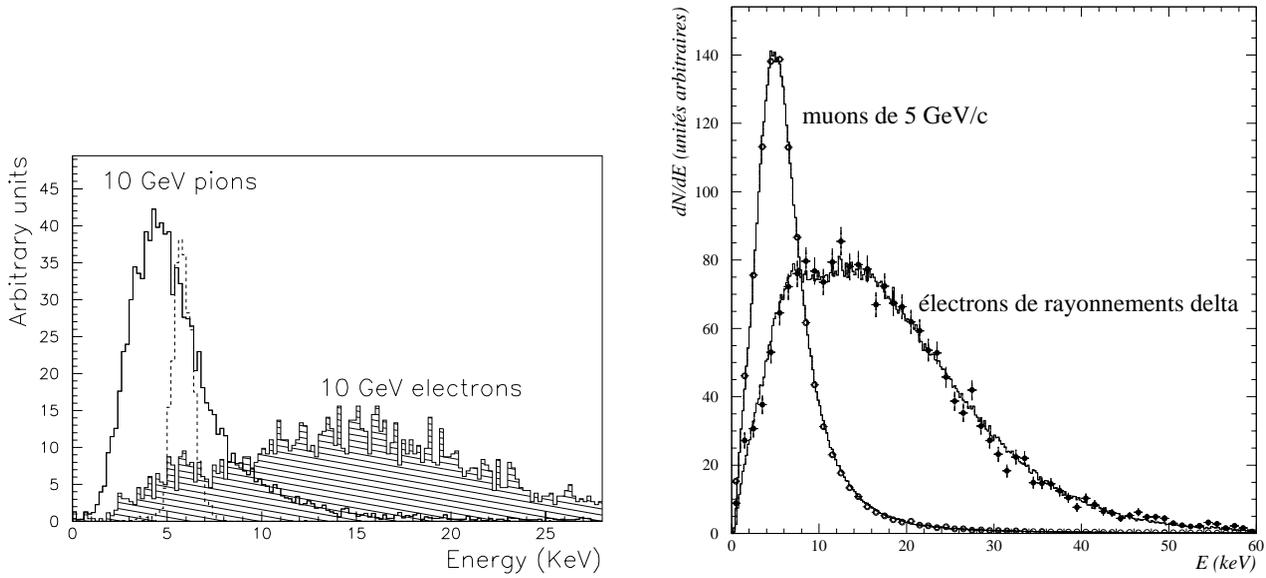


FIG. 5.2 – Distribution de l'énergie laissée dans un module du TRD par des pions et des électrons de 10 GeV de faisceaux tests (à gauche), la distribution en pointillés est celle des photons émis par une source de ^{55}Fe . Comparaison entre données réelles (cercles) et simulées (histogrammes) pour des muons de 5 GeV et des électrons de 2 GeV émis par des muons (à droite).

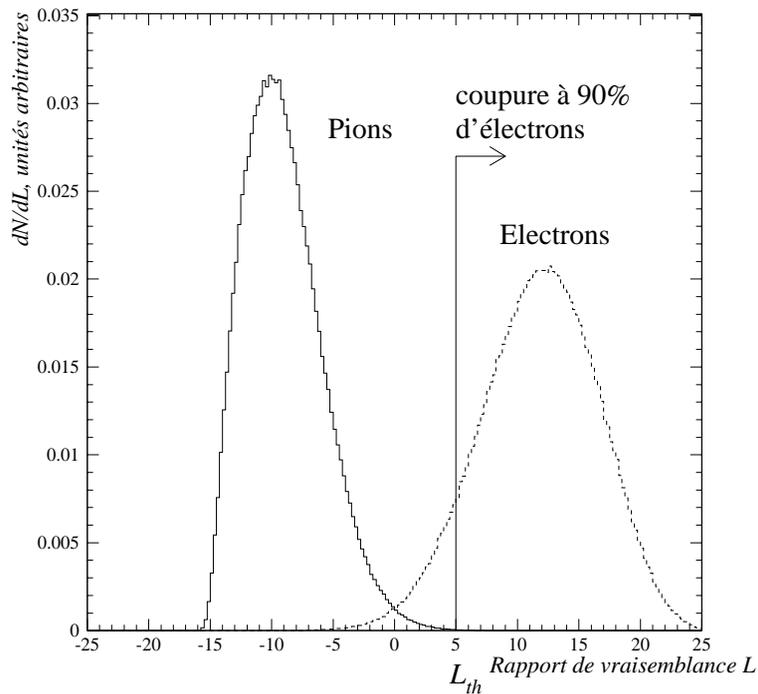


FIG. 5.3 – Distributions des rapports de vraisemblance pour des pions et des électrons d'impulsion de 10 GeV traversant les 9 modules de TRD (simulation Monte Carlo). La réjection en pions est de 10^3 pour une efficacité de sélection des électrons de 90 %.

qu'une contamination en pions de l'ordre de 10^{-3} avec une efficacité de sélection des électrons de 90 %. L_{th} dépend de l'énergie de la particule et du nombre de modules touchés.

Une identification des électrons par rapport aux protons est réalisée pour des impulsions allant de 500 MeV à 1,5 GeV : en effet, les protons perdent énormément d'énergie par ionisation pour ces impulsions, ce qui n'est pas le cas pour les électrons.

5.3.2 Cas des traces superposées

C'est le cas des paires $e^+ e^-$ venant de la conversion de photons et des paquets de plusieurs particules qui proviennent des interactions de neutrinos et/ou de vertex secondaires et qui ont des impulsions transverses similaires, et qui passent par les mêmes tubes du TRD.

On constate une superposition quand plusieurs traces définies dans les chambres à dérives passent par la même série de tubes.

La méthode utilisée [43, 44] est celle du maximum de vraisemblance en testant quatre hypothèses pour deux traces superposées : (π, π) , (π, e) , (e, π) , et (e, e) . Là encore, l'identification ne se fait que si les deux traces ont au moins 4 coups en commun, et si leur impulsion est comprise entre 500 MeV et 50 GeV. De plus les énergies sont sommées pour chaque plan où les coups ne sont pas en commun. Dans le cas où il y a plusieurs valeurs de vraisemblance similaires, l'identification simple est appliquée aux coups non en commun, et ensuite on combine les résultats des deux méthodes. Si les deux traces ont moins de 4 coups en commun, c'est la première méthode qui est appliquée aux coups non en commun.

Les performances de cette méthode peuvent être illustrées par le tableau suivant, tiré de la référence [43], où l'on montre, pour des interactions ν_e CC simulées, comment sont identifiées des paires de particules qui traversent le TRD en se superposant.

	Reconstruits (%) par					
	simple identification			double identification		
Générés	$\pi * \pi$	$e * \pi$	$e * e$	$\pi * \pi$	$e * \pi$	$e * e$
$\pi * \pi$	0,9	0,0	99,1	83,4	15,2	1,4
$e * \pi$	1,6	0,0	98,4	9,2	38,4	52,4
$e * e$	0,1	0,0	99,9	3,4	12,6	84,0

Dans la partie gauche de ce tableau, nous voyons que si nous oublions que les dépôts d'énergie sont créés par plusieurs traces superposées, alors les deux traces sont « identifiées » comme électrons à plus de 98 % quelque soit le cas. Par contre, avec la seconde méthode, les paires $\pi * \pi$ et $e * e$ sont correctement identifiées à 84 %. Pour les paires $e * \pi$, l'identification reste difficile bien qu'une nette amélioration soit constatée : l'efficacité passe de 0 à 38 %.

Chapitre 6

Le preshower et le calorimètre électromagnétique

Le preshower, construit par l'équipe de Lausanne, sert d'abord à identifier les électrons, si le TRD fait défaut, puis ses informations sont combinées à celles du calorimètre électromagnétique pour donner les énergies et pour apporter une décision finale quant à l'identification des électrons.

6.1 Le preshower, PRS

En français, il s'agit d'un *détecteur de pieds de gerbes électromagnétiques*, appelé *preshower detector* en anglais. Dans ce document, par abus de langage, nous parlerons de *preshower*, PRS en abrégé.

Le détecteur de pied de gerbes électromagnétiques, situé juste devant le calorimètre électromagnétique, est constitué d'un convertisseur et de deux plans de détection (*cf.* fig. 6.1).

Le convertisseur est une plaque de 9 mm d'épaisseur en plomb avec 4 % d'antimoine ce qui correspond à 1,6 longueur de radiation et à 0,05 longueur d'interaction. Le premier plan de détection comporte 286 tubes proportionnels, le deuxième, 288. Ces tubes sont faits à partir de profilés en aluminium tréfilé et collés sur des plaques d'aluminium. Chacun des tubes a une section de $9 \times 9 \text{ mm}^2$, des parois de 1 mm d'épaisseur, une anode centrale en tungstène doré de $30 \mu\text{m}$ de diamètre, fixée avec une tension de 50 g et portée à 1500 V, et est rempli d'un mélange gazeux, 80 % d'argon pour l'ionisation et 20 % de CO_2 pour absorber les photons émis par l'argon.

Ce détecteur aide à l'identification :

- des photons, en les faisant se convertir en paires $e^+ e^-$,
- des électrons, car ils émettent alors des photons de bremsstrahlung,
- des pions, leurs dépôts d'énergie étant moins importants par rapport à ceux des électrons.

Les particules produites, amorce de développement d'une gerbe électromagnétique dans le convertisseur d'épaisseur finie, entrent dans les compteurs proportionnels qui mesurent le dépôt d'énergie (*cf.* fig. 6.2.a). On voit que l'on peut faire une séparation entre les électrons et les pions, la figure 6.2.b montre la contamination en pions pour différentes efficacités de sélection d'électrons : à 4 GeV cette contamination est inférieure à 10 % pour une efficacité de sélection d'électrons égale à 90 %.

Plus précisément, une particule est considérée comme un électron par le preshower si l'énergie (exprimée en m.i.p.) déposée dans celui-ci est supérieure à une limite :

$$E_{min} = 3,9 + 5,35 \ln p,$$

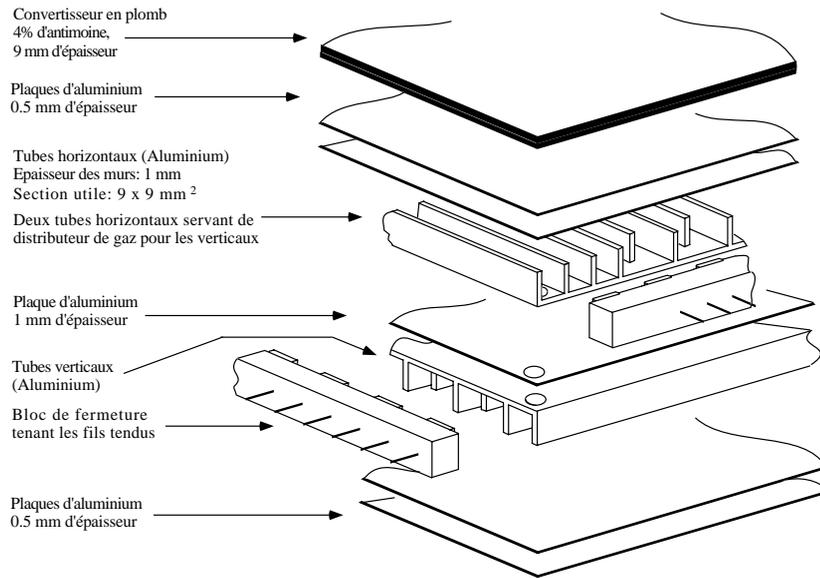


FIG. 6.1 – Vue explosée du détecteur de pied de gerbes.

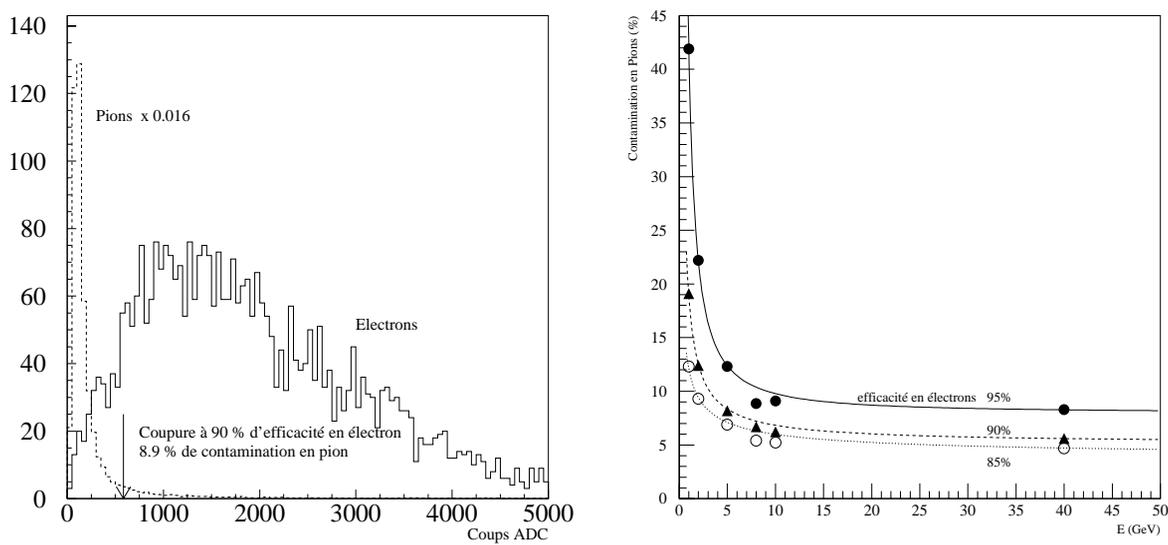


FIG. 6.2 – a) Distribution de l'énergie laissée dans le preshower par des électrons et des muons de 6 GeV.
 b) Contamination en pions en fonction de l'énergie et de l'efficacité en électrons.

où p est l'impulsion de la particule exprimée en GeV ; cette limite est donnée pour une efficacité de sélection des électrons de 90 %. De même, la contamination en pion, définie comme l'intégrale de la distribution en énergie pour les pions de la valeur limite minimale à l'infini, est donnée par la paramétrisation suivante :

$$PRSpioncont = 0,0510 + \frac{0,138}{\exp(0,90 \ln p)}.$$

6.2 Le calorimètre électromagnétique, ECAL

ECAL [45] est constitué de 875 blocs (25 colonnes et 35 lignes) en verre au plomb (composition en masse : 52,3 % de PbO, 40,2 % de SiO₂, 7 % de K₂O, 0,5 % de As₂O₃). Ils ont chacun un volume de $79 \times 112 \times 500$ mm³ (*cf.* fig. 6.3) ; les 50 cm de profondeur correspondent à 19,8 longueurs de radiation et à 1,6 longueur d'interaction. Ils terminés chacun par une partie orientée à 45° par rapport à l'axe des blocs, pour limiter à moins de 20 % les pertes sur le signal dues au champ magnétique. Sur ces parties finales sont placés des photomultiplicateurs tétrodes performants, pouvant fonctionner en champ magnétique, et qui convertissent la lumière Čerenkov, venant des gerbes électromagnétiques, en impulsions électriques.

Chaque bloc a été testé [46] avec des faisceaux d'électrons : la réponse est linéaire pour la gamme d'énergie 1,5 à 80 GeV (moins de 1 % de déviation), uniforme sur la surface de 3×3 m³ (moins de 0,5 % de déviation). Des muons de calibration ont servi à montrer que la réponse du calorimètre est stable dans le temps.

De plus, la résolution sur l'énergie (en GeV) est paramétrée de la façon suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E}}$$

avec a valant $(1,04 \pm 0,01)$ % et b , $(3,22 \pm 0,07)$ %. L'énergie mesurée dépend de l'angle d'incidence θ :

$$E(\theta) = E(0) \times \sqrt{\cos \theta}.$$

Ce calorimètre sert à mesurer les dépôts d'énergie laissés par les particules sur leur passage, et en particulier à mesurer l'énergie des électrons et des photons d'énergie allant de 100 MeV à 100 GeV. La figure 6.4 montre le spectre en énergie des électrons primaires venant des interactions ν_e courant-chargé. On constate le bon accord entre les données prises en 1995 et la simulation.

6.3 PRS et ECAL

Les mesures venant du PRS et du ECAL doivent être combinées : tout d'abord on doit corriger l'énergie perdue dans le ECAL à l'aide de celle perdue dans le preshower. De plus, la segmentation du PRS (9×9 mm²) étant plus fine que celle du ECAL (79×112 mm²), le preshower permet de dissocier différents dépôts d'énergie dans le ECAL s'il y a eu superposition, par exemple des photons de bremsstrahlung qui se superposent à l'électron qui les émet, ou bien deux photons venant de la désintégration d'un π^0 . La figure 6.5 montre que les π^0 sont reconstruits et on retrouve la masse obtenue en faisceau test : $(134,5 \pm 0,7)$ MeV et $\sigma = 11$ MeV ; la référence [37] donne $(134,9764 \pm 0,0006)$ MeV.

L'utilisation des deux détecteurs est utile aussi pour identifier les électrons tout en rejetant les pions (*cf.* fig. 6.6.a et b) ; en effet, on identifie les particules comme électrons si l'énergie laissée dans le PRS (en m.i.p.) est supérieure à :

$$0,836 + 6,86 \ln E - 0,22 \ln^2 E$$

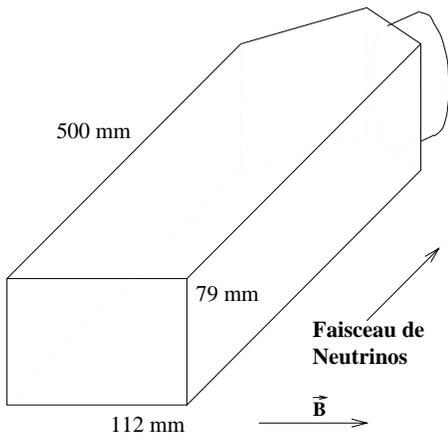


FIG. 6.3 – Schéma d'un bloc de verre au plomb de ECAL, avec sa tétrode.

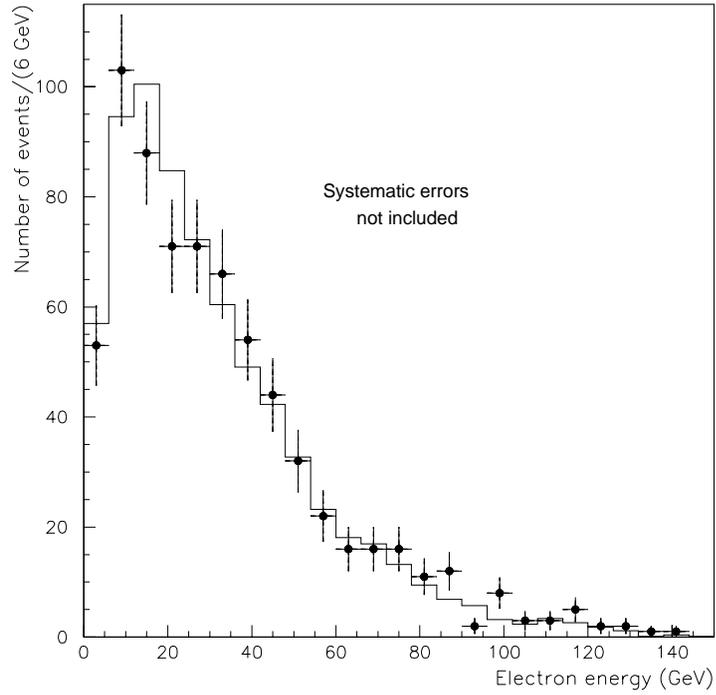


FIG. 6.4 – Spectre en énergie des électrons d'événements ν_e courant-chargé. Les points sont les données réelles de 1995 et l'histogramme est la simulation Monte Carlo.

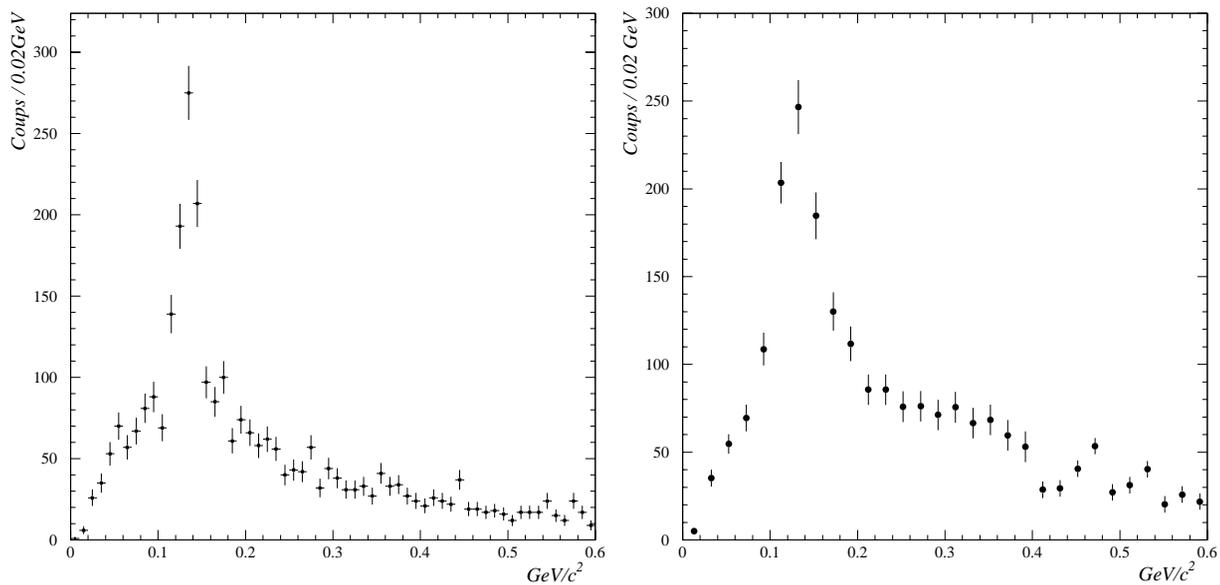


FIG. 6.5 – a) Masse invariante de deux photons dont l'énergie est mesurée par le ECAL. b) Masse invariante de systèmes composés d'une paire e^+e^- (conversion d'un photon dans DCH) et d'un photon. On voit ressortir le pic dû au π^0 .

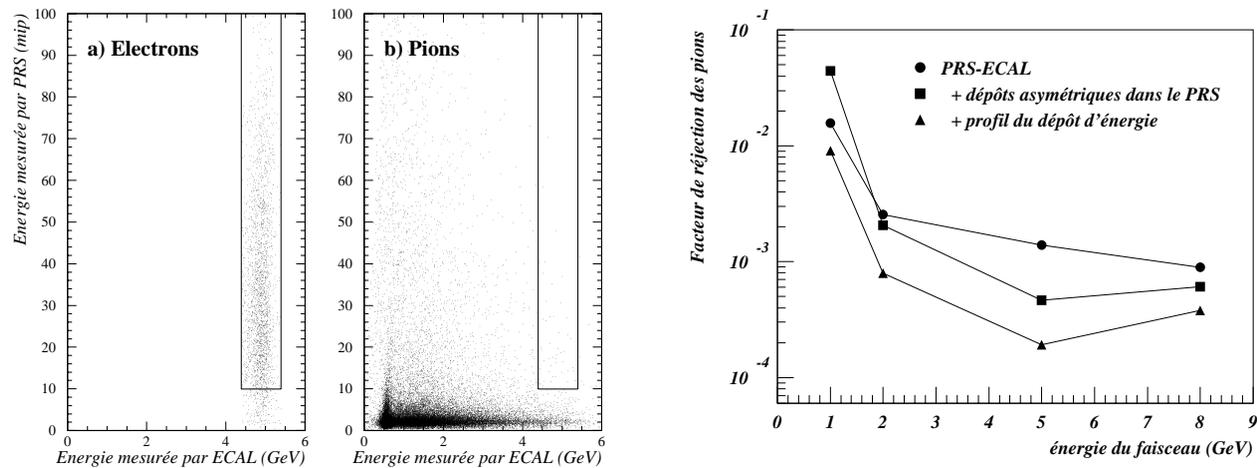


FIG. 6.6 – a) Energie laissée dans le PRS en fonction de celle dans le ECAL, par des électrons de 5 GeV. b) Energie laissée dans le PRS en fonction de celle dans le ECAL, par des pions de 5 GeV. On voit que le rectangle sélectionne presque tous les électrons tout en rejetant les pions. c) Pouvoir de réjection des pions en combinant les énergies laissées dans le ECAL et le PRS.

où E est l'énergie mesurée par le ECAL en GeV, corrigée de la linéarité et de la perte d'énergie dans le PRS. De plus, si on tient compte du profil du dépôt d'énergie laissée dans le ECAL, on peut obtenir un facteur de réjection des pions de quelques 10^3 dans la gamme d'énergie de 2 à 10 GeV tout en ayant 90 % d'efficacité de sélection sur les électrons (*cf.* fig. 6.6.c).

Chapitre 7

Le système d'identification des muons, MUO

MUO sert à signaler les particules qui sont capables de traverser tout NOMAD, *i.e.* les muons. Cette identification nous permet de signer les interactions par courant chargé de neutrinos muoniques.

7.1 La géométrie du système

Tout d'abord, ECAL, les bobines de l'aimant, et le pilier qui contient le HCAL servent de filtre en retenant les hadrons tout en laissant passer les muons. Le pilier est constitué de 23 plaques de fer (4,9 cm d'épaisseur) séparées par des espaces de 1,8 cm formant ainsi un mur de $5,8 \times 5,4 \times 1,5 \text{ m}^3$.

Ensuite sont placées des chambres à dérive provenant de l'expérience UA1 sur le collisionneur $p\bar{p}$ au CERN. Un mélange gazeux, 40 % argon - 60 % éthane, circule dans celles-ci. Chaque chambre a une surface active de $3,75 \times 5,55 \text{ m}^2$ avec deux plans de tubes à dérive en aluminium (*cf.* fig. 7.2) à l'horizontale et deux autres à la verticale. Elles sont regroupées par deux, séparées par un espace de 76 cm (*cf.* fig. 7.1) ce qui permet d'avoir un long bras de levier. Derrière le pilier se trouvent trois modules constituant la première station : deux modules, un peu décalés vers le bas par rapport au reste du détecteur et avec une partie centrale superposée, et un module, centré et placé au dessus des deux autres. Plusieurs petits panneaux de scintillateur ont été rajoutés pour fermer la petite ouverture entre les modules superposés. Une deuxième station, constituée de deux modules, avec partie centrale superposée, termine NOMAD après un mur absorbant en fer de 80 cm d'épaisseur. Ainsi est obtenue une surface active de 60 m^2 .

7.2 Détection et identification des muons

Un muon est une particule au minimum d'ionisation qui perd en moyenne environ 550 MeV dans le ECAL et environ 1,5 GeV dans le HCAL, qui traverse 8 longueurs d'interaction avant d'arriver à la première station et 13 longueurs d'interaction à la deuxième station. Il a 50 % de chance d'arriver à la première (deuxième) station s'il a une impulsion de 2,3 GeV (3,7 GeV).

Tout d'abord on reconstruit des segments de traces dans chaque projection (*cf.* fig. 7.1) à chaque station avec un minimum de trois coups. Ensuite on extrapole les traces chargées des chambres à dérive vers les chambres à muons et on essaie d'associer ces extrapolations à chaque projection des segments de traces. Si une association a pu se faire selon des critères de distance entre l'extrapolation et les coups dans MUO, de χ^2 , on essaie de reconstruire toute la

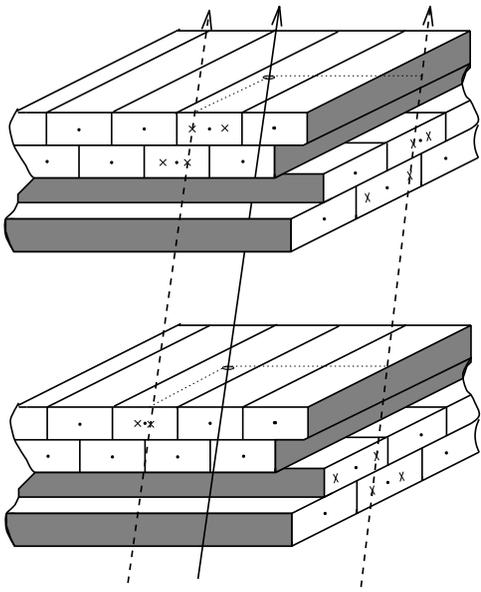


FIG. 7.1 - Coupe d'un module de chambres à muons illustrant l'arrangement des tubes à dérives. La flèche continue indique le passage d'un muon, les flèches en pointillés les projections reconstruites du segment de trace.

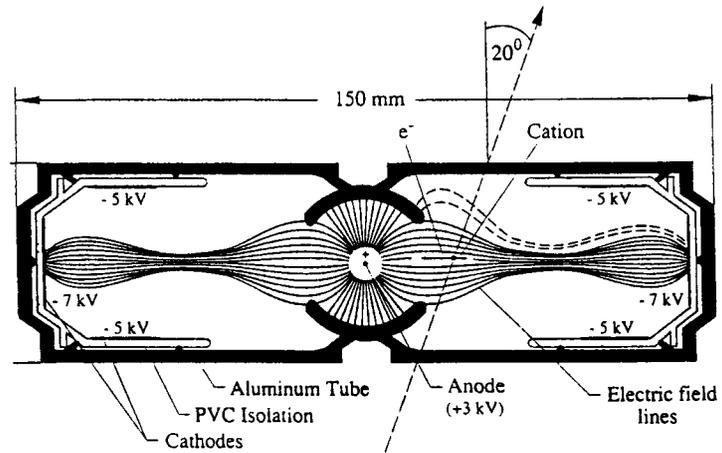


FIG. 7.2 - Coupe transversale d'un tube à dérives avec une représentation des lignes de champs. L'électrode circulaire centrale sert à empêcher l'arrivée tardive des électrons qui allongeraient les signaux électriques. Ici, un muon a traversé la cellule avec un angle d'incidence de 20° .

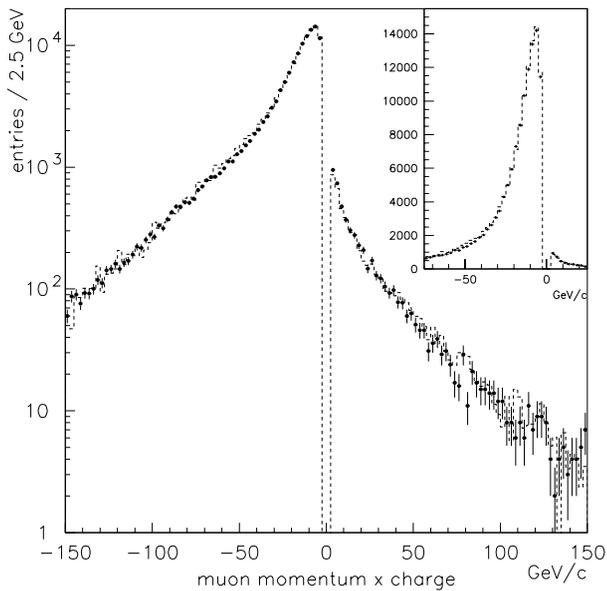


FIG. 7.3 - Spectre de l'impulsion, signée par la charge, des muons primaires venant des interactions de neutrinos. L'histogramme en pointillés correspond à la simulation Monte Carlo, les points aux données réelles prises en 1995.

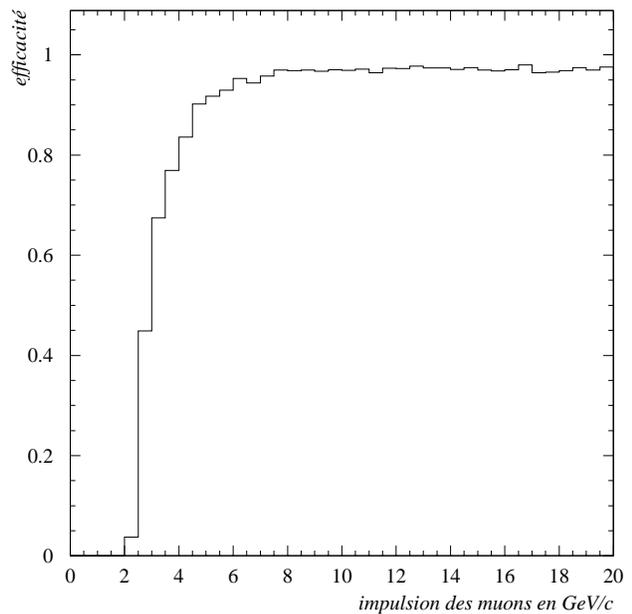


FIG. 7.4 - Efficacité de reconstruction des muons en fonction de leur impulsion pour des interactions ν_μ courant-charge. Elle inclut les efficacités dues aux reconstructions de la trace et des vertex dans la cible, à l'acceptance géométrique, à l'association entre les traces de la cible et de MUO...

trace avec ces nouvelles informations et on demande que son impulsion, mesurée dans DCH, soit supérieure à 2,5 GeV. La figure 7.3 montre le spectre des muons primaires venant des interactions ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$ courant-charge pour les données réelles prises en 1995, on constate le bon accord avec la simulation Monte Carlo. L'erreur pour des impulsions inférieures à 20 GeV est de 3 % et ensuite elle augmente lentement. La charge est déterminée de façon fiable jusqu'à 200 GeV. La résolution spatiale moyenne varie de 350 μm à 600 μm selon la qualité du gaz. La figure 7.4 montre l'efficacité d'association et donc d'identification des muons, en fonction de leur impulsion ; elle est quasiment constante (97 %) au dessus de 5 GeV.

Parmi les muons identifiés comme tels, si leur impulsion est supérieure à 4 GeV, il existe une contamination résiduelle en hadrons d'environ 10^{-3} , si nous désirons conserver une efficacité de détection de 90 % sur les muons.

Les chambres à muons peuvent être utilisées comme veto pour la recherche d'événements ne contenant pas de muons venant du vertex primaire, en demandant qu'il n'y ait aucun coup dans MUO associés à des candidats hadrons et que les dépôts d'énergie dans le ECAL et le HCAL ne correspondent pas à des dépôts caractéristiques d'une particule au minimum d'ionisation.

Chapitre 8

Les chambres à dérive

8.1 Introduction

L'ensemble de ces chambres à fils constitue le sous-détecteur le plus important de NOMAD : en effet, elles servent à la détection, lors de leur passage, de particules chargées produites dans des interactions, mais aussi de cible pour les neutrinos incidents de par leurs parois. Le champ magnétique permet d'estimer l'impulsion de ces particules.

Ceci suppose plusieurs qualités pour ces chambres :

- une masse suffisamment importante pour obtenir un grand nombre d'interactions de neutrinos,
- des matériaux à faible Z pour limiter la diffusion multiple,
- le deuxième point est renforcé par le fait que l'on veut identifier des électrons dans NOMAD, et il faut faire un compromis à cause du premier point,
- des matériaux non-magnétiques, non inflammables, non fumigènes,
- des chambres légères, certes, mais rigides et suffisamment étanches, pour garder les caractéristiques physiques,
- une construction des chambres soignée afin d'avoir une bonne résolution sur la position des traces, et une bonne estimation de l'impulsion, une centaine de plans de détection y aidant.

C'est le groupe NOMAD de Saclay, ainsi que des techniciens du CEA de Saclay, qui ont assuré la recherche et le développement, la construction, les tests, la surveillance de l'installation dans NOMAD, le bon fonctionnement, et les réparations de ces chambres à fils. Des physiciens de Jussieu et du CERN y ont aussi contribué, notamment pour les réparations.

56 Chambres ont été conçues pour assurer au maximum la présence de 49 d'entre elles dans le détecteur. Elles sont regroupées en modules de 4, 5 autres étant intercalées avec des modules du TRD. En avril 95, 2 modules étaient installés, en mai et juin, 4, en juillet et août, 8, d'août 95 à septembre 96, 11, et depuis avril 97, 10 modules et une chambre (les 3 premières chambres ayant été enlevées pour être remplacées par un prototype de trajectomètre au silicium).

8.2 Détection par ionisation

8.2.1 Ionisation et formation du signal

Dans ce sous-détecteur, les particules chargées électriquement sont détectées par leurs interactions, de nature électromagnétique, avec des molécules d'un milieu gazeux : la particule incidente cède un peu d'énergie pour briser une liaison électronique d'une molécule, ce qui donne ensuite une paire électron-ion : c'est l'ionisation. En présence de cathodes et d'anodes

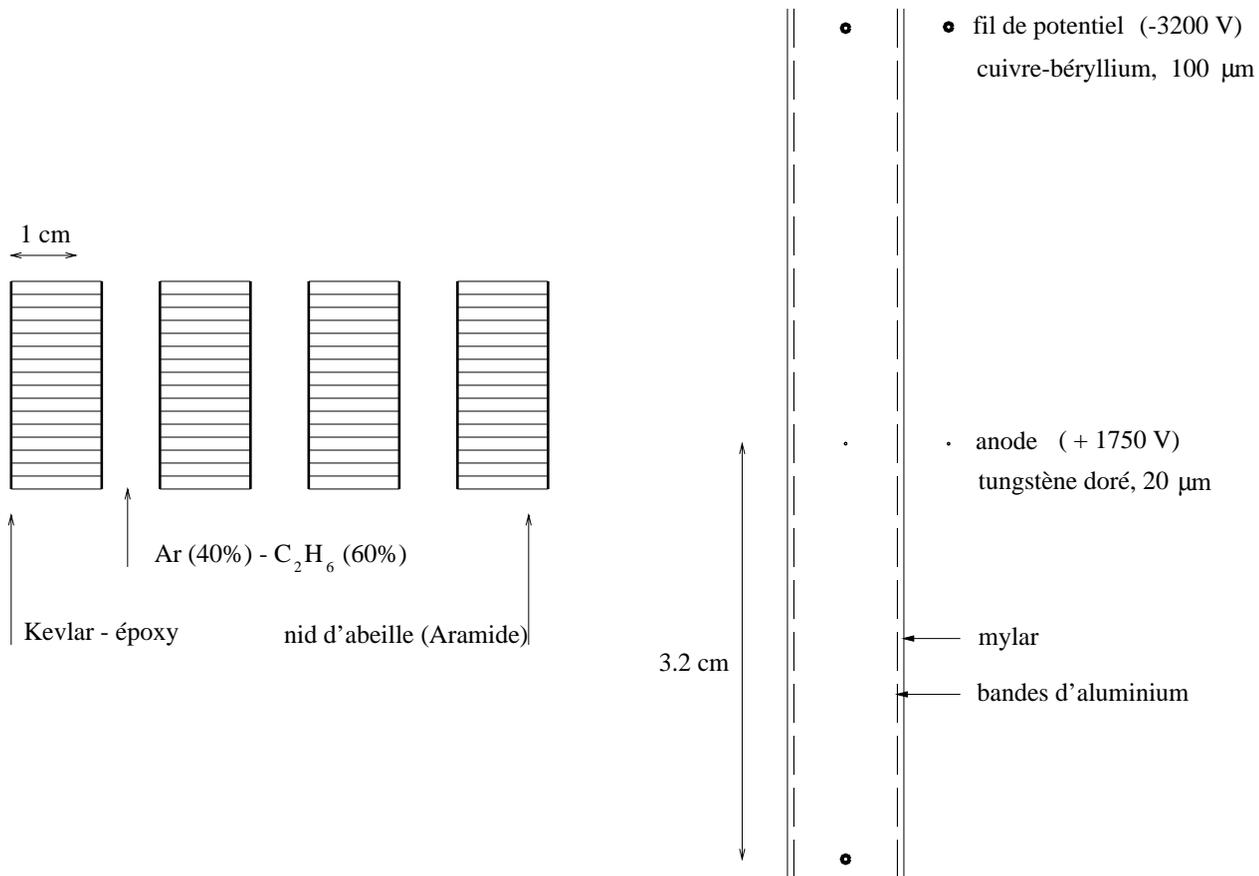


FIG. 8.1 – Coupe d'une chambre à dérive (à gauche), et d'une cellule de dérive (à droite).

portées à des potentiels, les électrons, rapidement, dérivent et diffusent. En s'approchant de l'anode, le champ est suffisamment fort pour que les électrons créent d'autres ionisations où des électrons, à leur tour, gagnant de l'énergie, ionisent, et ainsi de suite : c'est l'avalanche, qui a lieu très près de l'anode. Puis lentement les ions dérivent et diffusent vers les cathodes où ils se neutralisent.

L'avalanche ayant lieu près de l'anode, les électrons induisent un signal assez faible ; par contre les ions contribuent de façon importante au signal propagé.

8.2.2 Chambre à dérive

La mesure de la position de passage de la particule incidente est donnée par la durée de la *dérive* des électrons. L'origine des temps est donnée à partir de l'instant de passage de la particule dans les plans de déclenchement.

8.3 La géométrie

8.3.1 Les parois

Une chambre à dérive (fig. 8.1) [47], dans NOMAD, est la superposition de 4 panneaux, de $3 \times 3 \text{ m}^2$ de surface et 16 mm d'épaisseur, qui forment trois espaces gazeux de 8 mm d'épaisseur.

Chaque panneau est constitué de deux peaux en kevlar-époxy (aramide imprégné d'époxy) recouvrant une structure en nid d'abeilles en aramide et résine phénolique.

Sur les deux faces externes de chaque chambre sont collées des feuilles de mylar aluminisé reliées à la masse, servant ainsi de protection au rayonnement ambiant.

Sur les faces internes des bandelettes en aluminium sont collées pour servir de cathodes. En fait, il s'agit de 5 lés par plan, de 57,6 cm de largeur et de 3,5 m de longueur, en mylar aluminisé, collés à l'aide d'une colle polymérisante avec une précision inférieure à 500 μm sur la linéarité. Les bandelettes, obtenues par attaque chimique sur les lés, ont une largeur de 2,8 mm et sont séparées de 1,2 mm.

Les 4 panneaux sont maintenus espacés par un cadre en mélamine et 9 « espaceurs » (entretoises), en polystyrène, fixés par des tiges en acier sur des inserts, en mélamine, encastrés dans les panneaux.

8.3.2 Les fils

Les cathodes collées sur les parois (fig. 8.1) servent à créer le champ électrique qui va faire dériver les électrons et il faut des fils de lecture pour les collecter.

Ces anodes sont des fils en tungstène recouvert d'or, tendus à 53 g, et ont un diamètre de 20 μm (suffisamment gros pour résister aux contraintes mécaniques et suffisamment fins pour avoir un gain important en électrons collectés).

Des fils de potentiel ferment électriquement les cellules de dérive pour les séparer les unes des autres. Ces fils sont composés de cuivre et de béryllium, tendus à 200 g, et ont un diamètre de 100 μm .

Tous ces fils, parallèles, séparés de 3,2 cm, avec en alternance une cathode et une anode, sont soudés et collés à chaque extrémité sur deux supports, proche du cadre, d'où peut partir toute l'électronique. De plus, trois barrettes ont été collées sur les parois internes pour ensuite y fixer les fils, limitant ainsi leurs déplacements dus aux forces gravitationnelles et électrostatiques le long des 3 m, car les parties libres ne font plus que 75 cm. Cela permet de faire passer la flèche d'environ 1 mm à 50 μm , ce qui est appréciable quand on veut une précision sur la position des traces de l'ordre de la centaine de microns. Les fils peuvent être schématisés par 4 segments de droite.

8.3.3 Stéréoscopie et ambiguïtés

Pour pouvoir déterminer le point de passage dans un plan, il faut deux coordonnées : idéalement un plan de fils ayant une direction et un autre avec une direction perpendiculaire.

Dans NOMAD, a été choisi de placer l'électronique uniquement sur deux côtés opposés. Mais il faut perdre le moins possible en surface active, ainsi l'angle stéréoscopique est de 5° .

Placée dans le détecteur une chambre est à la verticale, les 44 fils de lecture du milieu et les bandelettes des parois correspondantes sont à l'horizontale (0°) comme le champ magnétique, les 41 fils de lecture du premier espace gazeux et ses bandelettes sont inclinés à 5° , et les 41 fils et les bandelettes du troisième à -5° . Ce faible angle permet de garder une excellente précision sur la position verticale, mais il en est autrement de la précision sur la position horizontale.

Déterminer le point de passage, c'est aussi savoir de quel côté du fil de lecture la particule incidente est passée.

Les trois plans de fils par chambre permettent de lever les ambiguïtés haut-bas grâce à leur angle et leur position. Ceci est également facilité par le fait que la position des fils d'une chambre à l'autre est décalée d'une demi-cellule, soit 3,2 cm : il y a eu construction de deux types de chambres.

8.3.4 L'alimentation et l'électronique

Sur le côté droit des chambres, pour chaque plan, une bande (bus) supportant des bandelettes d'aluminium, placées verticalement sert à distribuer les potentiels sur les cathodes : les

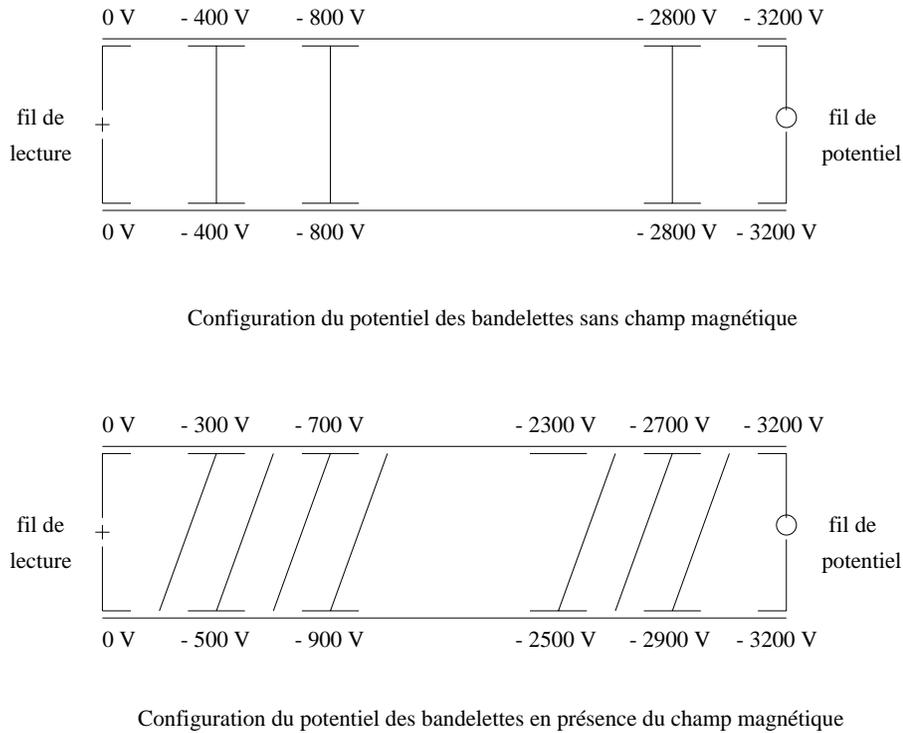


FIG. 8.2 – Les potentiels des bandelettes et les équipotentielles (traits verticaux et obliques) dues au champ électrique.

lés, débordant, sont repliés sur ce bus et agrafés en faisant coïncider les bandelettes. Le bus est connecté à un boîtier contenant un pont diviseur. Si on prend une demi-cellule de dérivation, en l'absence de champ magnétique, les potentiels sont fixés de $-3\,200\text{ V}$ à 0 V avec un pas de 400 V (fig. 8.2), et on obtient un champ électrique de 1 kV/cm , parallèle aux panneaux et perpendiculaire aux fils. On porte aussi les fils de potentiel à $-3\,200\text{ V}$ qui se trouvent face aux bandelettes portant ce même potentiel. Les fils de lecture, eux, sont face aux bandelettes portées à 0 V .

En présence de champ magnétique, les électrons, subissant la force de Lorentz, sont déviés d'un angle α par rapport à la direction du champ électrique et ne peuvent tous atteindre l'anode. Cet angle α vaut approximativement $\arctan(2 \times v_{\text{dérive}} \times B/E)$ où la vitesse de dérivation $v_{\text{dérive}} = 5\text{ cm}/\mu\text{s}$, le champ magnétique $B = 0,4\text{ T}$, et le champ électrique $E = 1\text{ kV/cm}$; ce qui donne $\alpha \simeq 22^\circ$. Un système de bascule électronique permet de changer les valeurs des résistances et par conséquent les potentiels afin que les électrons dérivent parallèlement aux parois vers l'anode (fig. 8.2)

Sur le côté gauche des chambres, se trouve l'électronique qui va recueillir les signaux venant des fils de lecture. Ces fils sensibles sont portés à $1\,750\text{ V}$, ce qui donne des équipotentielles concentriques et très resserrées autour de ces fils. La figure 8.3 schématise le montage de l'électronique : une grande résistance entre la haute tension et le fil pour protéger celui-ci et le reste de l'électronique, une capacité pour ne laisser passer que les variations de courant, puis un système de résistances, d'amplificateurs de courant, de capacités, pour amplifier les signaux, tout en minimisant les rebonds, réduisant les largeurs des impulsions électriques. Puis les signaux passent un discriminateur d'amplitude, sont transformés en signaux logiques qui vont vers un convertisseur temps-digitisation (TDC).

L'électronique en marche est source de chaleur : c'est pourquoi des tuyaux en cuivre dans lesquels de l'eau froide circule sont placés près des cartes électroniques. De plus, comme les plans externes de masse, des feuilles métalliques couvrent les tranches des chambres.

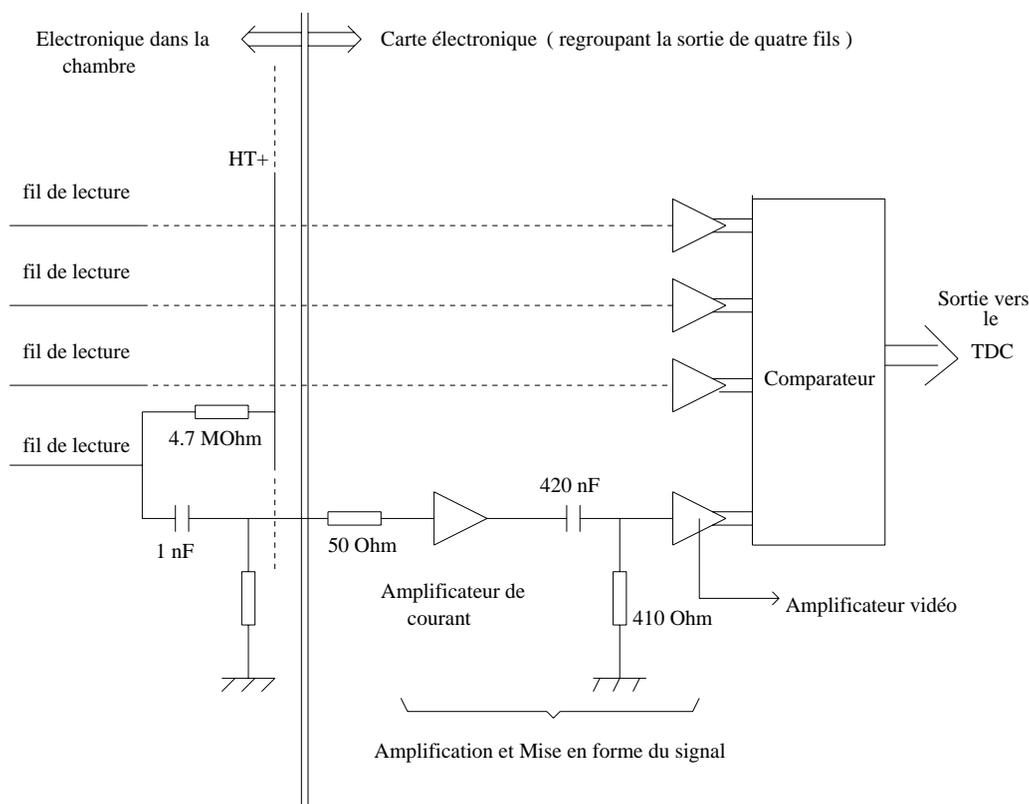


FIG. 8.3 – Schéma simplifié de l'électronique de lecture des fils.

8.4 Le gaz

La composition du gaz suit toujours le même principe : on choisit un gaz rare car l'ionisation est favorisée par rapport à l'excitation. Mais quand les atomes reviennent à leur état fondamental, ils émettent du rayonnement ultra-violet qui va arracher des électrons aux cathodes par effet photoélectrique, et créer ainsi une autre avalanche. De plus, lors de la neutralisation des ions sur les cathodes, des électrons secondaires peuvent être arrachés et créer également une avalanche.

La solution à ces décharges continues consiste à rajouter un gaz de molécules polyatomiques (un *quencher*) qui va absorber les U.V., qui créera moins d'électrons secondaires lors des neutralisations, et qui va même neutraliser les ions du gaz rare et ce sont les ions du quencher qui iront se neutraliser aux cathodes.

Pour NOMAD, le gaz rare choisi, car le moins cher, est l'*argon*, et le quencher est l'*éthane* (C_2H_6). Les proportions des gaz sont choisies pour que la vitesse de dérive reste à peu près constante sur une certaine plage de valeurs du champ électrique. La figure 8.4 nous montre que, pour un champ de $1kV/cm$, le mélange doit être de l'ordre de 50 %-50 %. Or les chambres à muons, venant de l'expérience UA1, ont été calibrées avec un mélange comprenant 60 % d'éthane. Pour avoir un système de gaz en commun, le mélange gazeux est donc 40 % d'argon et 60 % d'éthane.

Les chambres n'étant pas parfaitement étanches, la contamination en dioxygène et en eau peut être importante, cela a pour effet de diminuer le signal car l'oxygène est électronégatif. Les chambres sont donc maintenues en légère surpression par rapport à la pression atmosphérique et le mélange gazeux, constamment filtré, circule dans les chambres.

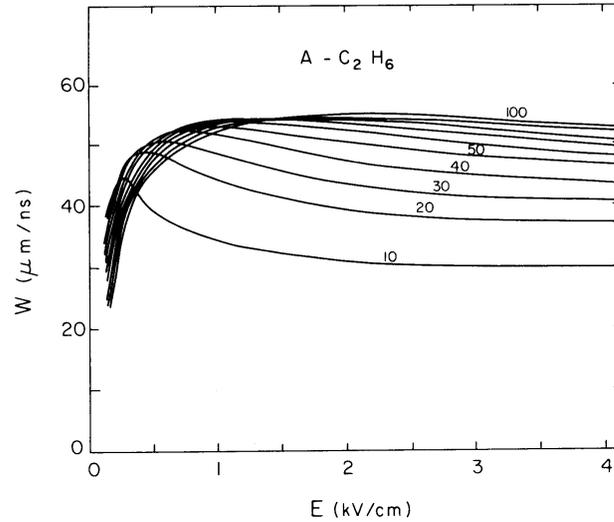


FIG. 8.4 – Vitesse de dérive comme fonction du champ électrique dans divers mélange gazeux argon-éthane, à une atmosphère et à 20 °C. Les nombres sur les courbes indiquent la proportion en éthane. Figure tirée de [48].

8.5 Signaux électriques

Quand une particule chargée passe dans une cellule à dérive, celle-ci laisse sur son passage des électrons qui vont dériver. Si la particule passe perpendiculairement aux parois, tous les électrons n'auront pas le même trajet, donc le signal aura une certaine largeur temporelle. Cette largeur augmente si la trajectoire de la particule est inclinée. Elle est aussi affectée par la distance entre le point de passage et l'anode. L'électronique de différenciation permet de collecter environ 10 % de la charge totale de l'avalanche en quelques dizaines de ns. Néanmoins, après le discriminateur, le signal logique garde trace de la largeur temporelle plus ou moins importante du signal. Dans la section 8.6, j'expose une étude de ces largeurs.

Une fois qu'un signal est lu par l'électronique, le discriminateur et le TDC ont chacun un temps mort d'environ 20 ns, ce qui correspond à 1 mm de zone insensible dans la cellule de dérive ; donc deux signaux sont séparés si l'intervalle de temps entre les deux est supérieur à 20 ns.

Mais ceci ne nous empêche pas d'être confronté au problème de rebonds, ou de signaux très rapprochés dans les temps. Leurs causes sont diverses :

- les rayonnements δ , *i.e.* des électrons arrachés à l'argon pendant l'ionisation et éjectés avec une énergie cinétique importante (de l'ordre du keV au lieu de la dizaine d'eV). Le « rebond » se produit aussi bien avant qu'après le vrai signal.
- lorsque les traces sont fortement inclinées, les paquets d'électrons sont suffisamment éloignés pour qu'il en arrive encore 50 ns environ après la détection d'un premier signal.
- lorsque la particule passe près de l'anode, là aussi les électrons sont étalés dans le temps.
- enfin les rebonds liés à l'électronique, aux fils bruyants.

Ces rebonds compliquent la reconstruction des traces, car on ignore lequel des signaux doit être utilisé.

De façon statistique, on peut repérer à chaque période d'acquisition, les fils morts et les fils bruyants. Cela traduit, dans un cas la connection d'un fil qui peut être cassé, dans l'autre un dysfonctionnement de la carte électronique. Dans tous les cas, ces fils sont répertoriés, pour aider la reconstruction des traces.

Il arrive aussi que l'on soit obligé de déconnecter les fils de potentiel d'un plan de fils pour garder un fonctionnement stable de ce plan ; ainsi les efficacités de détection sont diminuées

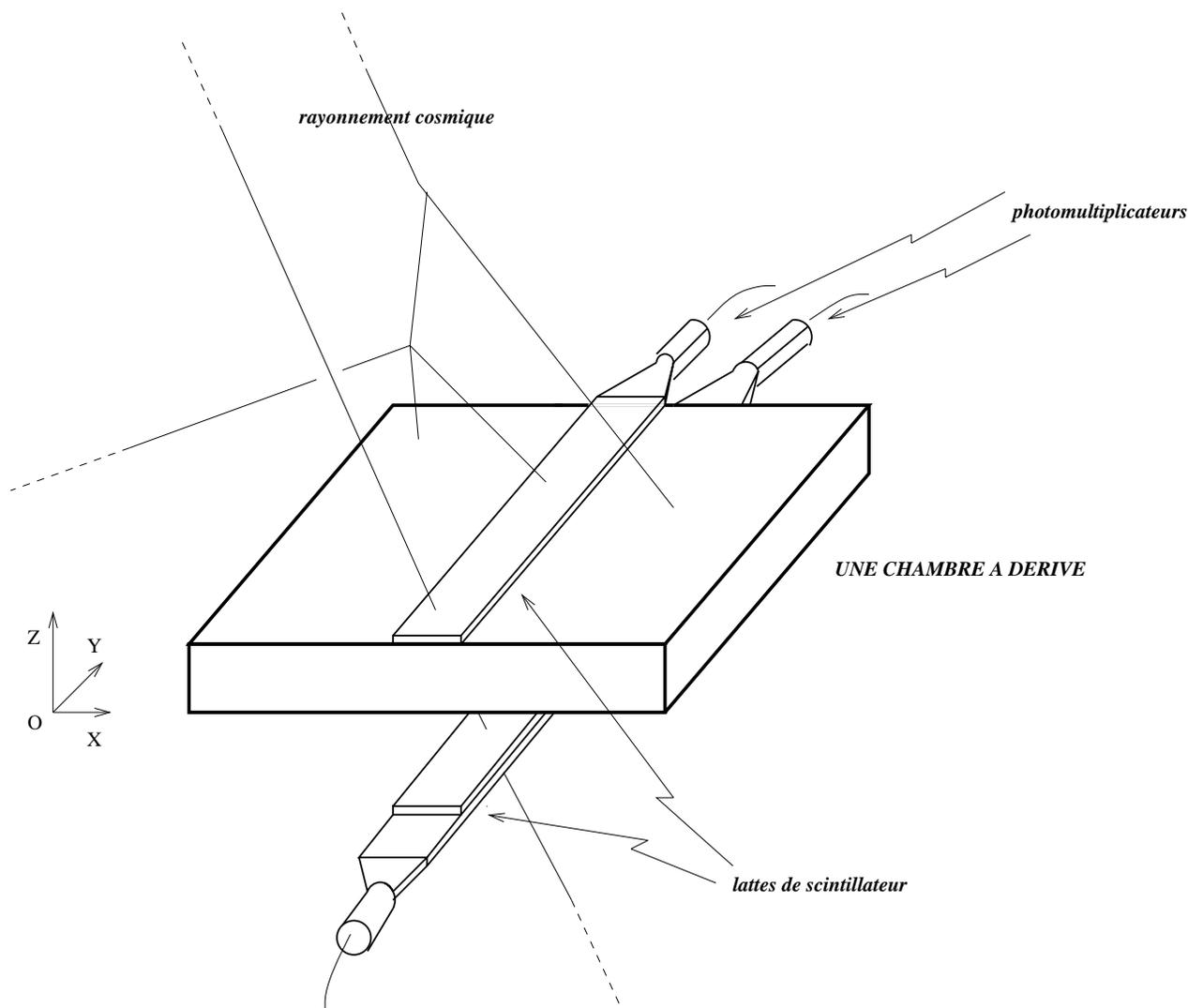


FIG. 8.5 – Montage expérimental : une chambre à fils couchée à l'horizontale subissant le rayonnement cosmique détecté par des photomultiplicateurs à l'aide de lattes de scintillateur.

en bout de cellules de dérivation. Et dans le pire des cas (mais rare), instabilité totale dans le fonctionnement, toute l'alimentation électrique du plan est coupée : on a donc tout un plan mort. Ces renseignements sont aussi conservés pour aider la reconstruction.

8.6 Etude de largeur d'impulsions électriques

Le but de cette étude était de modifier le programme de simulation Monte Carlo, dans lequel on supposait les largeurs temporelles des impulsions électriques, provoquées par le passage d'une particule chargée sur des fils de chambre à dérivation, distribuées de manière gaussienne. Pour cela, j'ai utilisé des données où le rayonnement cosmique traversait une chambre sur un banc de test au C.E.A. de Saclay.

8.6.1 Montage expérimental et principe de la mesure

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 8.5. Il s'agit en fait d'une chambre de NOMAD, sous gaz argon-éthane, sans champ magnétique, comprenant trois plans de fils avec des angles stéréo ($+5^\circ, 0^\circ, -5^\circ$) selon Ox ; les fils de lecture sont portés à 1 750 V, les fils de potentiels à $-3\ 200$ V. Trois lattes de scintillateurs reliés à des photomultiplicateurs sont

placés perpendiculairement aux fils à 0° au milieu de la chambre (un au dessus et deux en dessous). La coïncidence entre ces trois lattes (avec retard pour ceux du dessous) déclenche l'acquisition, la lecture des temps se fait par des convertisseurs TDC en mode *stop commun* *i.e.* le déclenchement + un retard d'environ 1 000 ns (le temps de dérive maximal étant de l'ordre de 640 ns); un signal sur un fil déclenche une horloge qui tourne jusqu'à ce *stop*.

Un signal sur un fil n'est pris en compte que si son amplitude dépasse une tension seuil et dans ce cas il est transformé en un signal logique délimité par les instants de début et de fin du signal, t_{up} et t_{down} ; d'où la **largeur temporelle de l'impulsion électrique** correspond à

$$t_{up} - t_{down} .$$

Les types d'événements que je veux sélectionner sont ceux où une seule particule (un muon du rayonnement cosmique) traverse la chambre en $x \simeq 1,50 \pm 0,15$ m en laissant un et un seul couple (t_{up}, t_{down}) par plan de fils.

La tension seuil est réglée de façon externe par une tension que l'on peut faire varier; des dizaines de milliers de déclenchements sont enregistrés pour les tensions externes de 10 , 12,5 , 15 , 17,5 , et 20 V; 10 V correspondant à une tension seuil de 7,5 mV. Cette étude à plusieurs seuils permet de prévoir le cas où l'on veut changer la valeur actuelle, 7,5 mV, pour essayer de s'affranchir des rebonds.

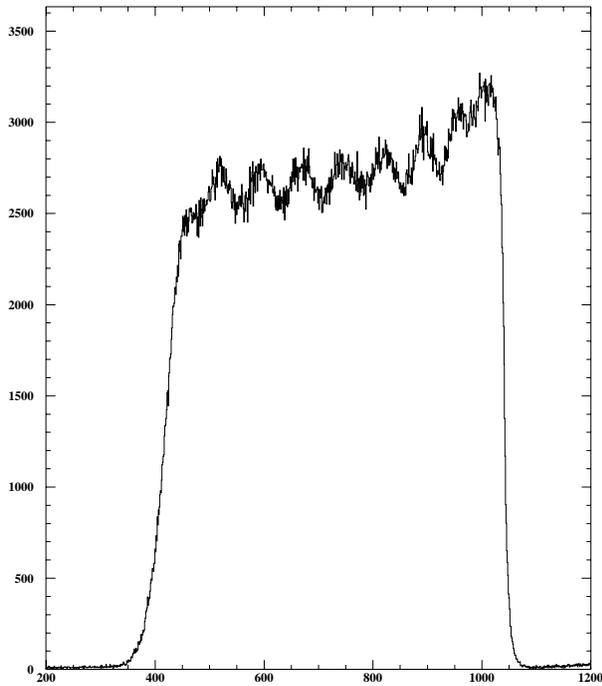
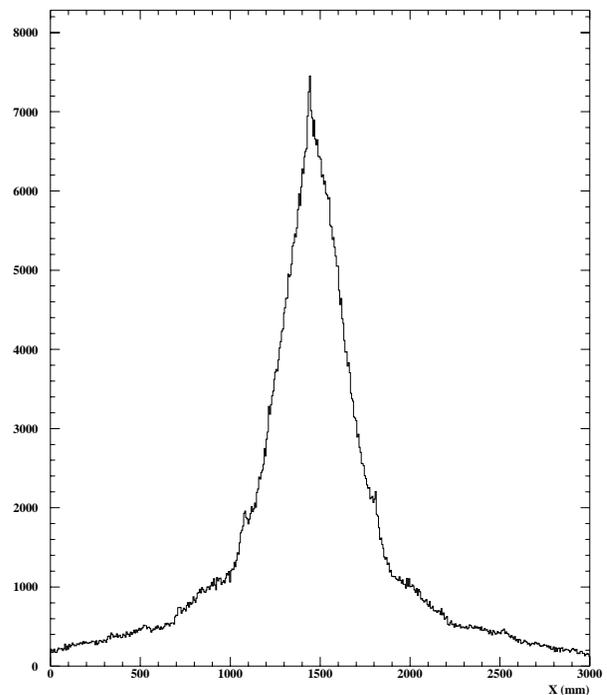
Pour être sûr qu'un seul muon a traversé la chambre, il faut reconstruire le point de passage en combinant les signaux des trois plans de fils. Tout d'abord il faut calculer les distances de dérive, distance entre le point initial d'ionisation et le fil de lecture. Les temps t_{up} mesurés sont corrigés par les différents temps de transit dans les câbles et l'électronique par rapport à un fil de référence : ceci est effectué grâce à l'acquisition de données où un signal test est envoyé sur le début de chaque fil de lecture. Puis la vitesse de propagation dans les lattes de scintillateur égale à $7,5 \text{ ns.m}^{-1}$ et la distance entre les plans de fils et les lattes de scintillateur sont prises en compte. Par contre, aucune correction due à l'inclinaison des trajectoires par rapport à la normale à la chambre n'est faite; il faudrait au moins une chambre supplémentaire superposée à celle du montage. Puis l'origine des temps est mesurée sur la distribution des t_{up} corrigés (fig. 8.6) en prenant la limite supérieure car elle correspond au cas où la particule passe quasiment sur le fil de lecture.

Les distances de dérive sont calculées en supposant la vitesse de dérive constante et valant $50 \mu\text{m.ns}^{-1}$. Reste à reconstruire les triplets, correspondant au passage de particules dans la chambre, en combinant trois distances de dérive, chacune prise dans chacun des trois plans de fils. Un triplet est gardé si la hauteur du triangle reconstruit, perpendiculaire au fil à 0° , à partir des fils touchés est inférieure à 5 mm, s'il était le seul situé dans la région des panneaux de scintillateur ($1,1 \text{ m} < x < 1,8 \text{ m}$) (fig. 8.7); puis parmi les triplets restants j'exige un seul t_{up} par plan et un seul couple (t_{up}, t_{down}) par fil touché. Par contre aucune distinction n'est faite sur la distance entre le point de passage de la particule et le fil de lecture.

8.6.2 Résultats

Les distributions $t_{up} - t_{down}$ sont dissymétriques avec une partie droite plus étalée (fig. 8.8). Les largeurs vont d'une vingtaine à une cinquantaine de nanosecondes avec une moyenne vers d'environ 30 ns. La paramétrisation de la distribution se fait donc par la somme d'une gaussienne \mathcal{G} et d'une distribution \mathcal{L} dite de Landau (fig. 8.9) :

$$\mathcal{L} = P_1 \cdot \exp \left\{ -1,7 \cdot \left[\left(\frac{x - P_2}{P_3} \right) + \exp \left(- \frac{x - P_2}{P_3} \right) \right] \right\}$$

FIG. 8.6 – Distribution des t_{up} corrigés.FIG. 8.7 – Position en x des triplets reconstruits.

$$\mathcal{G} = P_4 \cdot \exp \left\{ -0,5 \cdot \left(\frac{x - P_5}{P_6} \right)^2 \right\}$$

Les valeurs des paramètres P_i sont données pour le meilleur ajustement, sur la figure 8.10.

Finalement le programme de simulation Monte Carlo contient maintenant les courbes de paramétrisation pour les différentes valeurs de la tension externe (fig. 8.11). Pour l'expérience le seuil est resté à 7,5 mV.

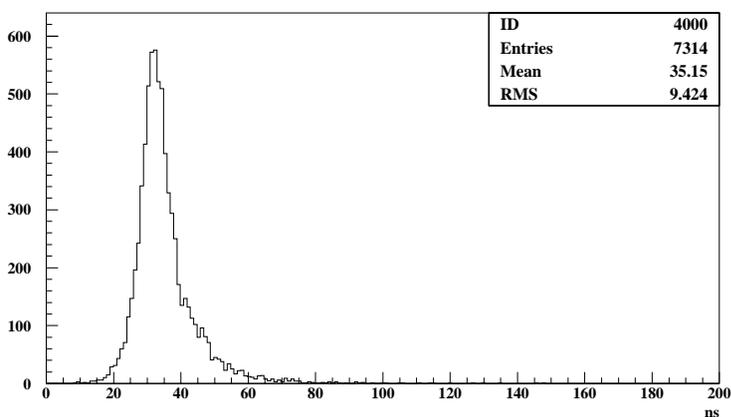
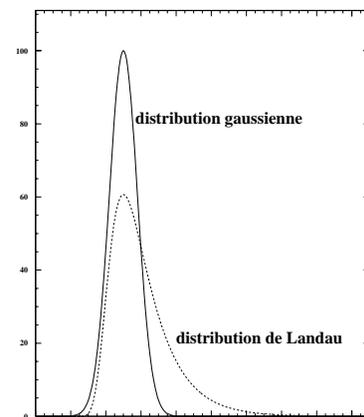
FIG. 8.8 – Distribution $t_{up} - t_{down}$, pour une tension externe à 15 V.

FIG. 8.9 – Distributions servant à la paramétrisation.

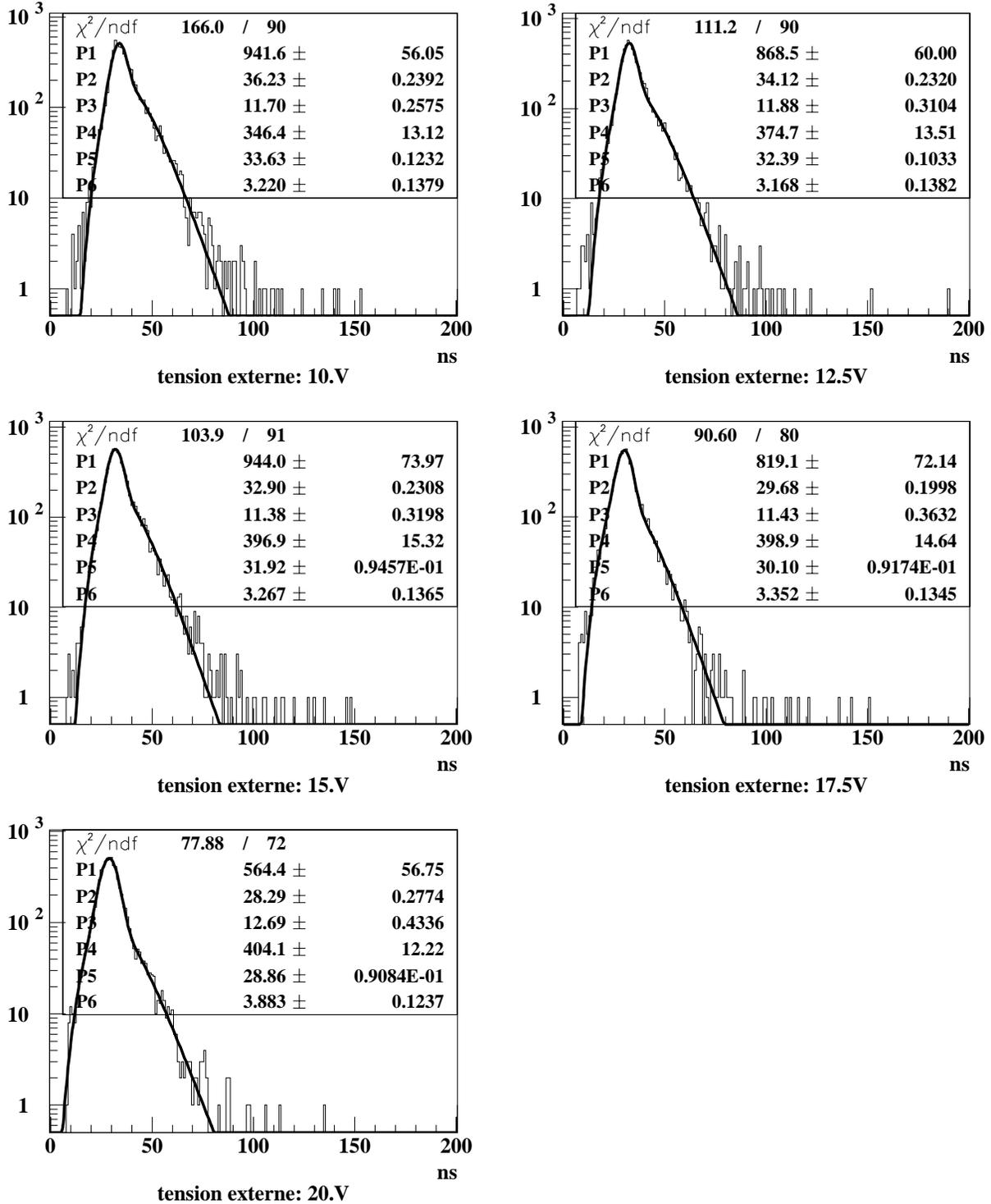


FIG. 8.10 – Distributions $t_{up} - t_{down}$, pour différentes valeurs de la tension externe, sur lesquelles sont superposées les courbes de paramétrisation.

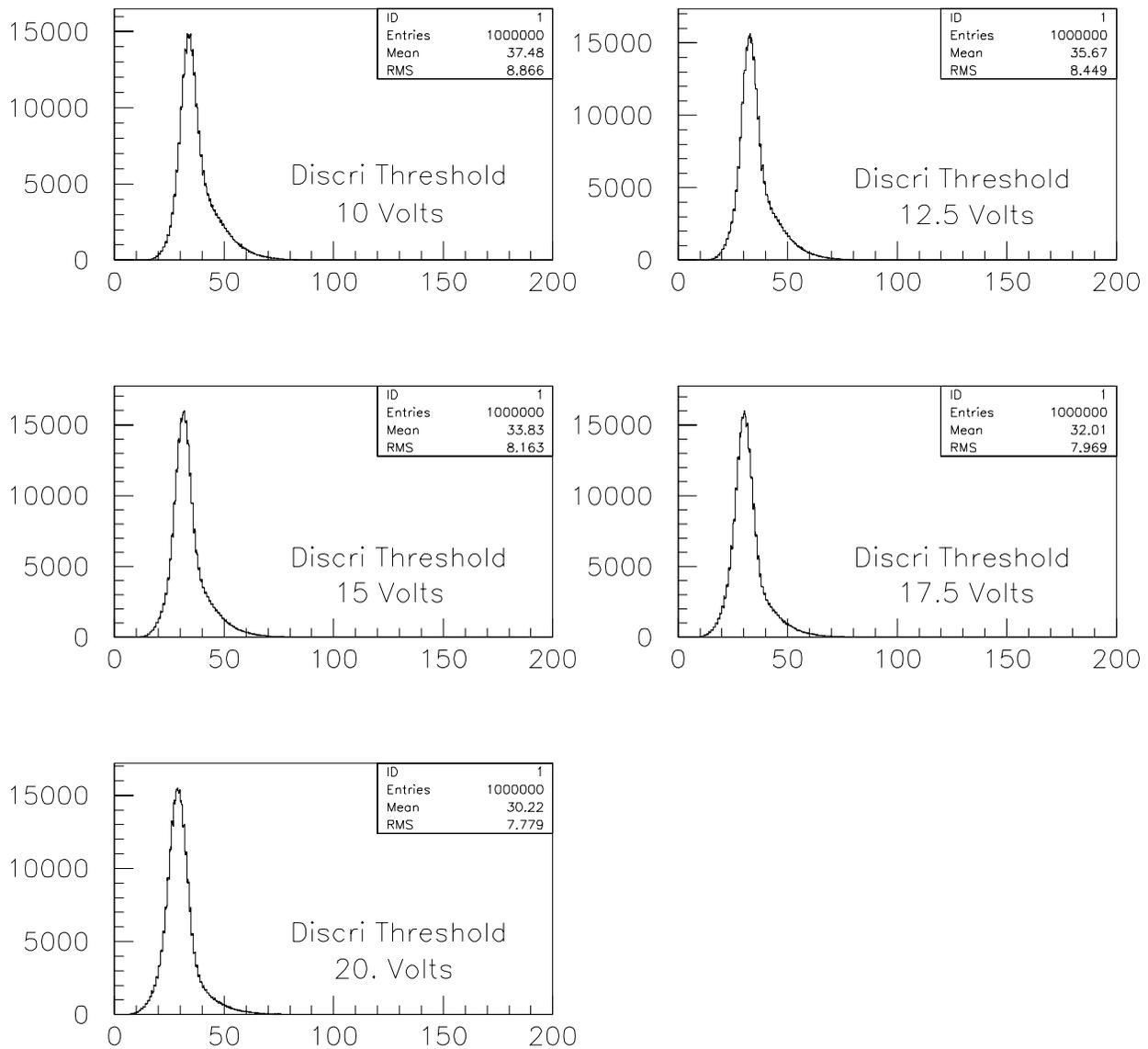


FIG. 8.11 – Distributions $t_{up} - t_{down}$, pour différentes valeurs de la tension externe, dans la simulation Monte Carlo.

8.7 Temps de dérive

Cette détermination du temps de dérive est en partie déjà expliquée dans la section 8.6.

Les TDC de NOMAD fonctionnent en stop commun, *i.e.* un déclenchement + un retard, et un signal sur un fil déclenche le comptage dans les TDC qui dure jusqu'à ce stop. L'instant de passage de la première particule atteignant le plan de déclenchement T2 sert de référence et le stop est défini 3,4 μs plus tard (en 95, ce retard valait 1,4 μs , mais on ne pouvait identifier des muons hors temps qui laissaient de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique dont le temps d'intégration est de quelques μs).

Pour calculer le temps de dérive, temps mis par le premier électron pour arriver sur l'anode, il faut tenir compte de paramètres déjà cités :

- le temps de vol de la particule incidente, que l'on peut estimer en posant pour la célérité celle de la lumière.
- le temps de transit de la lumière dans le scintillateur du plan T2, qui dépend du point d'impact des particules.
- le temps de propagation du signal le long des fils des chambres, qui dépend du point de passage des particules. L'équipe de Saclay a estimé la vitesse de propagation à 26 cm/ns.
- le temps de transit du signal dans l'électronique et les câbles menant aux TDC.

8.8 Relation temps-distance

Une fois le temps de dérive obtenu, il va servir pour déterminer la distance de dérive et ainsi la position du passage d'une particule par rapport à un fil.

Une demi-cellule de dérive (fig. 8.2) a une longueur de dérive importante (3,2 cm) par rapport à l'espace entre les panneaux (0,8 cm). Ainsi lorsque l'on est pas trop près de l'anode, le champ électrique peut être considéré comme constant (1 kV/cm). Ce champ électrique E fait dériver les électrons, le champ magnétique B fait dévier leur trajectoire, les molécules gazeuses influencent aussi leur trajectoire en les faisant diffuser. Tout cela fait que ces électrons vont parallèlement aux panneaux vers l'anode avec une vitesse moyenne v :

$$v = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{\tau}{\sqrt{1 + \left(\frac{eB}{m}\right)^2 \tau^2}}$$

où τ est le temps moyen entre deux collisions, m et e est la masse et la charge de l'électron. Toute la physique est derrière τ qui dépend de E , de B , de la composition et de la pression du gaz. Si tous ces paramètres sont constants alors on a une vitesse de dérive constante, et elle le restera même lors de légères variations de E d'après la figure 8.4. Dans NOMAD, elle est de l'ordre de 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$, ce qui fait une durée de 640 ns sur 3,2 cm.

A l'approche du fil de lecture, le champ s'intensifie pour atteindre environ 10 kV/cm à quelques centaines de microns de ce fil, ce qui ne donne pas la même vitesse de dérive.

En clair, il faut trouver un modèle pour la relation temps-distance. C'est l'instant d'arrivée des premiers électrons qui est pris en compte, et ils ne viennent pas forcément du milieu de la cellule notamment si la trajectoire de la particule chargée fait un angle différent de l'incidence normale avec les parois. La figure 8.12 indique la trajectoire empruntée par les électrons déclencheurs. Le modèle fait intervenir une sphère centrée sur l'anode, de 8 mm de diamètre (c'est la distance entre les parois), et une tangente à cette sphère parallèle à la trajectoire ; elles servent à définir le plus court parcours. Une partie parallèle aux parois s'effectue à une vitesse, v_2 , d'environ 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$, puis une partie radiale où la vitesse, v_1 , est réduite à cause du fort champ électrique (on ne se trouve plus sur le plateau, au maximum, de la courbe montrée sur la figure 8.4).

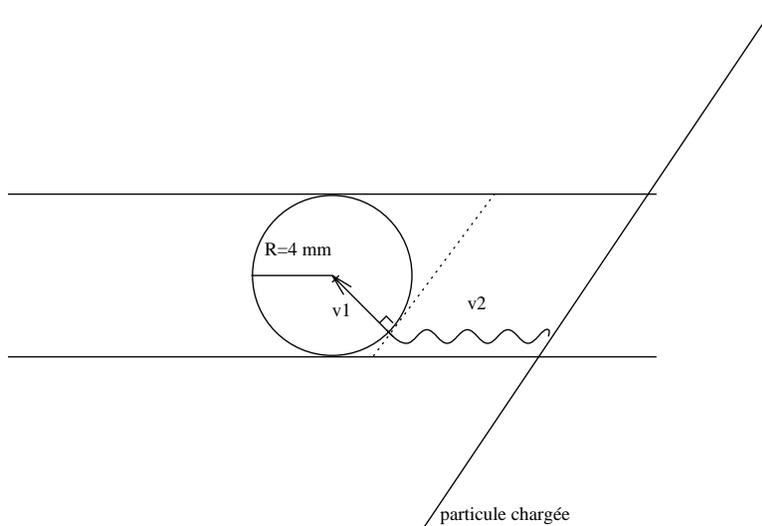


FIG. 8.12 – Modélisation de la dérive des premiers électrons déclencheurs.

8.9 Reconstruction des traces

8.9.1 Repère

Précisons, ici, le repère utilisé dans NOMAD (fig. 4.1) :

- l'axe (Oy) est confondu avec la verticale et est orienté vers le haut.
- l'axe (Oz) est l'horizontale, normale aux plans de chambres à dérivation, orientée en allant de ces chambres vers le calorimètre électromagnétique par exemple.
- l'axe (Ox) complète le repère orthonormé, orienté dans le même sens que le champ magnétique, *i.e.* vers la gauche si l'on regarde le détecteur dans le sens de l'orientation de l'axe (Oz).
- l'origine de ce repère est situé au milieu de la surface externe du premier panneau de la première chambre à dérivation dans la cible, ainsi les coordonnées x et y sont des valeurs dans l'intervalle $[-150 \text{ cm} ; +150 \text{ cm}]$, la coordonnée z qui repère en fait approximativement la position des plans de fils, prend des valeurs de 0 à 400 cm en ce qui concerne la cible. Le plan de déclenchement T2 se trouve à $z=570 \text{ cm}$.
- l'axe moyen du faisceau de neutrinos fait un angle $2,4^\circ$ vers le haut avec l'axe (Oz).

8.9.2 Allure des trajectoires

Les particules chargées, ayant une certaine énergie cinétique, subissent à la fois le champ magnétique qui fait courber leur trajectoire pour s'enrouler autour des lignes de ce champ et les champs électromagnétiques des atomes de la cible entraînant de multiples diffusions coulombiennes et des ionisations qui engendrent des pertes d'énergie (formule de Bethe-Bloch), qui peuvent aussi se traduire en du rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*). Donc la trajectoire de ces particules est une hélice s'enroulant autour des lignes du champ magnétique et dont le rayon de courbure diminue le long du parcours et ce d'autant plus que la perte d'énergie est grande.

- un muon, à haute énergie (plus de 1 GeV), est une particule qui traverse assez bien le détecteur. Il laisse une partie de son énergie (de l'ordre du GeV) dans les détecteurs calorimétriques notamment dans le HCAL. Dans la cible, les seuls incidents qui peuvent se produire sont la production de δ -rays, des électrons des atomes de la cible qui sont éjectés avec une énergie importante (de l'ordre du keV à quelques centaines de MeV), ou,

- pour un muon de faible énergie, la désintégration en un électron et deux neutrinos.
- pour des pions ou des kaons chargés, plusieurs processus peuvent se produire : la traversée du détecteur et son arrêt dans le HCAL avec une très faible possibilité d'atteindre quand même les chambres à muons, une interaction nucléaire qui peut être faible (simple déviation) ou importante (avec production de plusieurs particules sortantes), ou bien une désintégration, notamment en muons, ou en pions pour les kaons.
 - les hadrons neutres, comme les kaons et les lambdas, se désintègrent rapidement en des particules qui peuvent être détectées. Les neutrons ne subissent que des interactions nucléaires qui peuvent ainsi signaler leur présence.
 - les protons comme les autres hadrons subissent les interactions nucléaires et peuvent atteindre le HCAL, mais ce sont des particules qui s'arrêtent plus tôt, à énergie égale, à cause de leur masse importante (1 GeV). Ainsi ils déposent plus d'énergie le long de leur trajectoire, et terminent leur parcours avec une diminution importante de leur rayon de courbure.
 - les électrons sont des particules particulières. Tout d'abord, ils perdent de l'énergie par diffusions multiples, par ionisations, par production de δ -rays, mais perdent aussi une part importante de leur énergie par le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) à cause de leur faible masse, car l'amplitude de ce processus varie selon l'inverse du carré de la masse. Les photons de Bremsstrahlung sont principalement émis dans la direction de l'électron, ce qui se traduit simplement par une diminution de rayon de courbure. Pour bien apprécier l'importance de ce phénomène, si un électron traverse toute la longueur de la cible, il perd 63 % ($1-1/e$) de son énergie initiale ; ainsi la longueur de la cible, par définition, représente une longueur de radiation X_0 . La trajectoire des électrons peut se terminer en spiralant dans les chambres à dérive, ce qui pose des problèmes de reconstruction.

8.9.3 Reconstruction et ajustement

Qu'est-ce qu'une trace ?

Les chambres à dérive sont maintenues à la verticale, *i.e.* elles sont parallèles au plan oxy , et les fils sont quasiment à l'horizontale, *i.e.* parallèles à l'axe ox . Les particules produites sont principalement dirigées vers les z croissants. Une trace laissée par une particule chargée va être une succession de coups dans plusieurs chambres consécutives. Et donc la trajectoire de la particule est la chaîne des coups laissés. Mais le problème est de retrouver chaque chaîne de coups correspondant à chaque particule chargée parmi l'ensemble des coups laissés.

En chaque point de la trajectoire on doit pouvoir donner une paramétrisation de celle-ci qui s'apparente à celle d'une hélice : $(x, y, 1/R, \tan \lambda, \phi)$. Ces paramètres sont définis en chaque z , x et y sont les coordonnées dans l'espace, R est le rayon de courbure local. Si on projette la trajectoire d'une particule passant dans NOMAD dans le plan oyz , on obtient localement un arc de cercle, et les points (x, y) sont repérés par l'angle polaire ϕ . La trajectoire spirale grâce au champ magnétique et fait, localement, un angle λ avec sa projection sur le plan oyz .

Reconstruction

La reconstruction d'un événement comporte trois étapes : la fabrication des *triplets*, la collecte des coups, et l'ajustement des traces. La méthode employée est celle qui prend le moins de temps de calcul pour la reconstruction [49].

Fabrication des triplets

Une chambre à dérive de NOMAD est composée de trois plans de fils. Une particule ionisante traverse donc trois cellules de dérive et ce n'est que l'association des trois informations qui peut donner une estimation du passage de la particule. Cette position reste imprécise notamment en x (les fils sont quasiment tous à l'horizontale). Elle ne pourra s'affiner qu'avec la fabrication de la trace, notamment avec une détermination de son angle d'incidence par rapport au plan de la chambre. La première étape est donc de construire des triplets dans tout le volume de la cible en combinant les informations venant de trois cellules de dérive.

Si on appelle \mathbf{U} , \mathbf{Y} , \mathbf{V} , les coordonnées le long des axes, dans le plan des chambres, perpendiculaires aux fils, alors le passage d'une particule se fait à la coordonnée, appelée \mathbf{U} de façon générique, $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0(x) + s \times d(t_d, \mathbf{U}')$, où $\mathbf{U}_0(x)$ est la coordonnée du fil touché qui dépend de x à cause de l'angle que font les fils par rapport à l'horizontale. d est la distance de dérive qui dépend du temps de dérive t_d et de la pente \mathbf{U}' de la trajectoire dans le plan orthogonal au fil, s vaut ± 1 selon le passage par rapport au fil.

Avec les trois coups dans la chambre, il est possible de reconstruire *huit* triplets à cause de l'ambiguïté gauche-droite par rapport aux fils. Tout d'abord, on considère l'ordonnée des fils et les temps de transit en $x = 0$, la célérité de la particule est estimée par celle de la lumière, et l'angle d'incidence par rapport à la normale à la chambre est supposé nul. Alors le résidu de chaque triplet est calculé :

$$R_t = U + V - 2Y \cos(5^\circ) = -2x' \delta z \sin(5^\circ)$$

où x' est la pente de la trace dans le plan $x\theta z$, *i.e.* la dérivée de x par rapport à z , δz est la distance entre deux plans de mesure successifs (valant environ 2,5 cm). Les triplets sont sélectionnés en imposant que R_t soit inférieur à 3 cm. Si, pour une même association de trois coups, il existe plusieurs triplets passant cette coupure, alors le meilleur est choisi. On obtient ainsi une efficacité et une pureté de l'ordre de 70 %. De plus une première estimation de l'abscisse x est donnée et sert à recalculer la position des triplets.

Recherche d'hélices

On va rechercher des *amorces* de traces en associant trois triplets dans trois chambres différentes, en supposant que la particule, dans le champ magnétique, a une trajectoire hélicoïdale dont on en détermine les paramètres. Si on se place dans le plan $y\theta z$, la trajectoire est un cercle, ainsi on estime en chaque triplet la pente y' , *i.e.* la dérivée de y par rapport à z , ce qui permet de corriger y en introduisant une dépendance angulaire dans la relation temps-distance, puis en réitérant on corrige y' et x de chaque triplet. Les trois triplets offrant neuf mesures contraignent fortement l'acceptation des amorces ; en deux itérations, la convergence est atteinte et on peut arriver à imposer que le résidu (écart entre la mesure et l'estimation) en x soit inférieur à 2 cm et à obtenir une bonne efficacité d'association.

Collecte des coups

Pour chaque hélice trouvée, il s'agit de collecter les coups le long de celle-ci, dans un tube de 2 mm (fixé empiriquement) de largeur, et de faire ainsi des amorces de traces. La politique choisie est la suivante : on part de la région la plus en aval de la cible, là où les trajectoires sont le plus espacées, et on essaie d'associer par trois les triplets pour obtenir des hélices ; l'écart entre les triplets les plus extrêmes est de *sept* chambres, et on collecte les coups en imposant que chacun soit utilisé uniquement pour une seule trace. Puis on se décale en amont d'une chambre à la fois pour recommencer le processus jusqu'au début de la cible, puis on poursuit les recherches mais réduisant progressivement l'écart entre les deux triplets extrêmes. A chaque

décalage, les positions des triplets peuvent être recalculées car les coups sont utilisés dans les amorces.

Ensuite les amorces sont triées par longueur, de façon à les transformer en traces en commençant par les plus longues. Les fausses amorces pourront être éliminées car elles sont souvent courtes et construites à partir de coups venant des autres traces. De plus des amorces comportant au moins quatre coups manquants sont rejetées.

Ajustement des traces

La collection des coups étant faite, chaque trace doit être ajustée, et en chaque point on détermine les paramètres de l'hélice. En effet, la particule, d'une impulsion initiale donnée, traverse la matière sous un champ magnétique presque constant. Les paramètres à ajuster sont $x, y, 1/R, \tan \lambda, \phi$ et t_0 . t_0 est un sixième paramètre, un temps que l'on doit retrancher au temps dans les TDC, pour calculer le temps de dérive (*cf.* section 8.6 et suivante).

La méthode utilisée, le filtre de *Kalman* (dont je donnerai des détails dans la partie suivante), est un algorithme itératif de résolution des moindres carrés qui procède à la fois à un filtrage et à un ajustement de la trace en chaque point. Chaque coup d'une trace est conservé si le χ^2 de sa position par rapport à la trace ajustée sans lui n'est pas trop important ; une coupure à 10 permet de garder 99,8 % des bonnes associations (d'après la simulation). Tous les coups aberrants sont retirés de la liste formant la trace, celle-ci est réajustée, et on examine à nouveau le χ^2 des points pour purifier la trace. Il faut que chaque trace est un minimum de points, 20 points en principe.

Avec une trace ainsi purifiée, les paramètres de l'hélice peuvent définir une *route* pour continuer à collecter des coups en amont et en aval de la trace, puis recommencer la procédure d'ajustement.

Utilisation du TRD

Comme nous l'avons vu il est difficile dès le départ d'avoir une bonne estimation de la position x des coups dans les chambres à dérive à cause du faible angle stéréo. Or les plans de détections du rayonnement de transition sont des tubes verticaux de 16 mm de diamètre, et il existe cinq chambres à dérive intercalées entre les modules du TRD.

Donc la reconstruction des traces peut être commencée par la reconstruction des traces dans le TRD, où l'on connaît assez bien x et x' , puis on poursuit la reconstruction dans les chambres à dérive de la cible ; ainsi on a un premier « nettoyage » dans la cible en repérant les très longues traces, ce qui facilite ensuite le choix dans la reconstruction de traces dans la cible. C'est cette option qui a été choisie dans la version actuelle de reconstruction.

8.9.4 Fabrication des vertex

Qu'est-ce qu'un vertex ?

C'est le lieu où convergent plusieurs traces et qui traduit un processus physique. Par exemple un neutrino (invisible) interagit dans la cible et donne naissance à plusieurs particules dont des particules chargées qui laissent des traces concourantes au point d'interaction ; pour notre expérience ce point est le vertex primaire. Ensuite, on peut avoir des vertex secondaires d'où des traces chargées partent ; cela se produit lors de désintégration de particules chargées ou non, lors d'interactions nucléaires, lors d'émission d'électrons de δ -rays, lors de conversions de photons dans la matière en paires électron-positron. On définit aussi des vertex de fins de traces si elles s'arrêtent dans la cible, mais aussi, malheureusement, des vertex de traces *pendantes* (*hangers*), traces que l'on a pas réussi à rattacher à un autre vertex regroupant d'autres traces.

Pour ce dernier type de vertex, il s'agit d'un mélange de mauvaise reconstruction et de non-détection de particules neutres, comme les neutrons par exemple. Enfin, la distance entre deux plans de mesure étant d'au moins 2,3 cm, il est impossible de distinguer deux vertex physiques séparés de moins de 1 mm environ. On ne peut donc espérer voir le vol d'un tau, ou d'une particule charmée comme le D^+ par exemple.

Reconstruction des vertex

Elle intervient plusieurs fois à différents stades de la reconstruction des traces et ces deux reconstructions sont assez liées, de plus, celle des vertex fait aussi appel à la méthode du filtre de Kalman.

La recherche de vertex, telle qu'elle est faite actuellement (*fév. 98*) [50], est basée sur la distance entre les traces deux à deux. On commence par les distances les plus petites et on essaie d'associer aux futurs vertex les traces environnantes un peu plus éloignées en étant moins exigeant au cours des associations. Le défaut de cette méthode est d'ordonner les vertex lors de leur fabrication, ce qui est un handicap s'il y a des ambiguïtés dans les associations. On y remédie en essayant de faire entrer les traces pendantes dans les vertex trouvés, et d'associer toutes les traces de l'événement dans le vertex primaire si celui-ci existe ; mais on évite d'utiliser les traces issues d'un vertex de type V_0 . On appelle V_0 , deux traces, l'une due à une particule positive et l'autre à une négative, qui viennent d'un point et qui ne sont rattachés à aucune particule incidente visible. C'est le cas de la conversion d'un photon en paire électron-positron, de la désintégration d'un K_0s en π^+ et π^- ou d'un lambda en proton et π^- .

Lors de la procédure d'ajustement, il s'agit de déterminer la position (x_v, y_v, z_v) du vertex et les impulsions des n traces sortantes. En fait, par itération, on essaie de déterminer les paramètres $(1/p, x, y, x', y', t_0)$ de chaque trace au plan de référence $z = z_{ref,i}$ déterminé par l'itération précédente i , jusqu'à la convergence en un point où le χ^2 du vertex est au minimum ou bien la position du vertex ne bouge plus. Ensuite on caractérise la bonne association de chaque trace dans le vertex, en comparant l'ajustement du vertex avec ou sans chaque trace. Si la contribution d'une trace au χ^2 est trop importante, cette trace est donc retirée du vertex. Cette méthode fait défaut dans le cas où on a des traces quasiment parallèles, comme lors de la conversion de photons, et il faut alors aller dans les calculs à l'ordre supérieur pour déterminer le point de croisement.

Enfin il faut décider de la validité de chaque vertex en vérifiant plusieurs choses : on retire toutes traces commençant à plus de quatre plans sensibles du vertex, en tenant compte de zones difficiles (zones *mortes*, ou de très forte densité comme près de vertex primaire par exemple). On regarde en amont si le nombre de coups est important ou pas pour savoir s'il s'agit d'une trace incidente ou bien des coups venant des traces issues du vertex et il convient de les rajouter et de recommencer les ajustements. Enfin il est important de vérifier les bilans énergie-impulsions, les quantités de l'état final ne doivent pas être supérieures à celles de l'état initial. Lors de cette procédure, des traces peuvent être *retournées*, *i.e.* réajustées en faisant écouler le temps dans l'autre sens et considérées comme sortantes si elles étaient entrantes et *vice versa*.

Grâce à la recherche de V_0 , la masse des K_0s , figure 8.13, a été mesurée et vaut $497,3 \pm 0,4$ MeV avec une résolution de 11 MeV et sa durée de vie est de $(892 \pm 65) \times 10^{-13}$ s ; la résolution de 11 MeV est en accord avec la résolution sur les impulsions mesurées dans NOMAD et la référence [37] donne une masse de $497,672 \pm 0,031$ MeV et une durée de vie de $(892,7 \pm 0,9) \times 10^{-13}$ s.

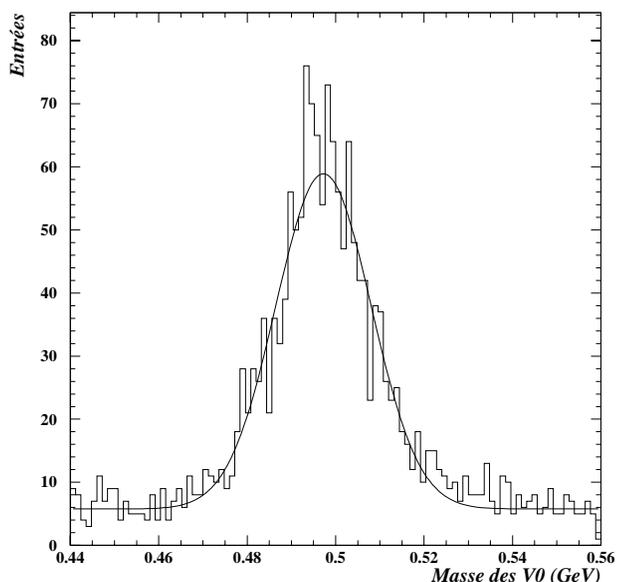


FIG. 8.13 – Distribution de la masse invariante des V_0 . On voit le pic correspondant aux K_0 s.

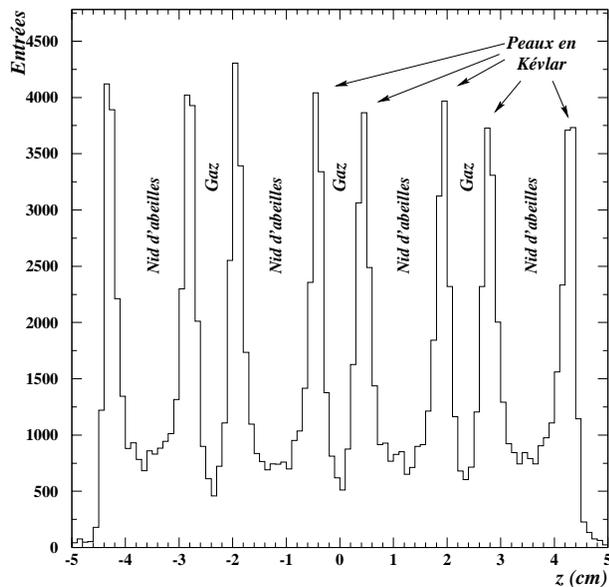


FIG. 8.14 – Distribution de la position des vertex primaires, dans des données réelles, sur l'épaisseur des chambres à dérive. Ici les données pour chaque chambre ont été superposées. On a une neutrino-graphie d'une chambre selon son épaisseur.

8.9.5 Vertex primaire

Une fois les vertex reconstruits, on peut rechercher le vertex primaire, *i.e.* là où a eu lieu l'interaction du neutrino incident avec la matière de la cible. On désigne comme vertex primaire le vertex le plus en amont dans la cible, en demandant toutefois qu'il y ait au moins une trace sortante ayant une impulsion de plus de 500 MeV. La figure 8.14 montre que l'on peut faire de la neutrino-graphie; on reconnaît la structure d'une chambre à dérive.

Le problème est qu'il existe encore quelques événements où le vertex primaire est mis au début d'une trace pendante; celle-ci mène à un vertex d'où partent plusieurs traces. En fait la trace pendante n'est pas ajustée dans le bon sens et est en réalité une trace sortante, partant en arrière à partir du deuxième vertex qui se trouve être le vertex primaire. La condition sur l'impulsion n'est pas suffisante même si l'on pense que les traces partant vers l'arrière ne peuvent avoir qu'une faible impulsion par effet d'*entraînement*.

Actuellement (*fév. 98*), des efforts sont fait [52] pour améliorer cette reconnaissance de vertex primaire en se basant sur la position en z , l'impulsion totale sortante de chaque vertex, le fait qu'une particule sortante domine le lot, le nombre de traces, le temps t_0 ajusté à chaque vertex, ainsi que l'erreur sur ce temps. L'étude en cours montre que l'on peut récupérer une bonne partie des cas topologiquement pathologiques.

8.9.6 Autres utilisations des vertex

La reconstruction des traces dans la cible ne s'arrête pas après la fabrication des vertex. Tout d'abord, le fait de construire des vertex peut obliger à ce que des traces soient cassées en créant ainsi d'autres vertex, que des traces soient rallongées; tout ceci nécessite de réajuster et les traces et les vertex.

Ensuite entre deux vertex proches, on peut chercher à collecter des coups pour créer une trace, même courte (l'impulsion sera alors assez mal déterminée).

Il existe aussi un algorithme qui utilise le vertex comme point d'appui. En effet pour la recherche de d'hélice, on s'appuyait sur trois triplets pour essayer d'établir une amorce; de

même, on peut utiliser deux triplets et un vertex existant pour poursuivre la reconstruction des traces à partir des coups restant dans la cible.

8.9.7 Améliorations à l'étude

Jusqu'à récemment [52], la variable t_0 n'était pas exploitée complètement. Elle servait lors de la fabrication des traces, mais pour les vertex, il est parfois difficile de faire concorder les t_0 des différentes traces. Il faut d'abord être sûr du vertex primaire. Ensuite les problèmes de t_0 , peuvent être dus à des traces à l'envers, à des protons de faibles impulsions considérés dans l'ajustement comme des pions, ou à des fausses traces. Une étude basée sur des événements simulés reconstruits, pour une impulsion inférieure à 1,5 GeV, le t_0 des protons que l'on essaie de connecter à un vertex est à plus de 3σ de la valeur moyenne à ce vertex. On peut ainsi identifier 10 à 15 % des protons. On arrive aussi à récupérer des traces en les retournant. Reste à prendre des décisions pour savoir si une trace est fausse ou pas quand toutes les autres hypothèses sont épuisées.

8.10 Alignement

Les chambres à dérive ont été construites avec précision afin de permettre la détermination de la trajectoire et de l'impulsion des particules. Mais rien n'étant parfait, et voulant obtenir une précision sur la position de traces de l'ordre de quelques centaines de micromètres, il faut procéder à ce qu'on appelle l'alignement. Pour se rapprocher des conditions physiques de l'expérience, sont utilisés des muons qui traversent le détecteur entre les deux bouffées de neutrinos (fig. 3.3) et qui viennent des halls voisins où ont lieu d'autres expériences. Ces muons sont quasiment horizontaux et sont peu courbés par le champs magnétiques car énergétiques. De plus, s'étant aperçu que certaines zones de la cible n'étaient pas suffisamment *arrosées* par ces muons, ce qui entraîne une mauvaise connaissance de ces zones, ont alors été utilisés en plus, depuis 97, des muons du halo qui sont *hors temps*, bien sûr, par rapport à une interaction d'un neutrino ayant déclenché l'enregistrement.

Méthode

On démarre avec des fichiers initiaux contenant les cinq points théoriques de colle maintenant les fils, déduits à partir de la position de référence mesurée pour chaque chambre par les géomètres, les temps de transit des signaux dans les câbles et l'électronique, mesurés avant l'expérience, une vitesse de dérive, $50\mu\text{m}/\text{ns}$ environ, unique pour chaque chambre et constante dans les cellules de dérive.

Après une première reconstruction de ces muons, on obtient une distribution des résidus sur la position (la différence entre la position mesurée de la trajectoire et celle calculée à partir des paramètres de l'hélice) ayant une largeur de l'ordre du millimètre et ils sont reconstruits en plusieurs morceaux alors qu'ils traversent généralement tous les 147 plans de mesure.

La procédure d'alignement [50] consiste à ajuster et modifier les paramètres des fichiers initiaux théoriques en s'aidant des distributions des résidus :

- la distribution de la moyenne de résidus en fonction de x donne l'écart entre la modélisation d'un fil de lecture et sa vraie forme, ceci permet d'ajuster les coordonnées des points de colle qui le maintiennent.
- la distribution de la moyenne des résidus signés (résidu \times signe, signe dû au passage d'un côté ou de l'autre des fils) en fonction du temps de dérive pour des traces d'incidence nulle par rapport à la normale des chambres doit être plate montrant ainsi une bonne relation temps-distance. A cause des caractéristiques (du gaz, des tensions électriques)

propres à chaque plan de mesure, les corrections sont faites plan par plan ; on a ainsi une relation temps-distance par plan.

- la distribution de la moyenne des résidus signés divisés par la vitesse de dérive corrigée par plan (*cf.* point précédent) permet de corriger le temps de transit des signaux dans l'électronique et les câbles.

Les corrections ont été appliquées les unes après les autres dans cet ordre pour arriver à une résolution de l'ordre de $200 \mu\text{m}$.

Pour étudier l'effet des traces à angle, ont été utilisés des muons cosmiques traversant le détecteur. On s'aperçoit d'un décalage entre les positions en z théorique et réelle des plans de mesure. Cette erreur est mesurée par la pente des résidus en fonction de l'angle d'incidence et on corrige le décalage.

Toutes les procédures de corrections sont répétées afin d'obtenir une minimisation des erreurs.

Corrections supplémentaires

Récemment des problèmes dans l'alignement ont été remarqués en plus du fait que des zones étaient moins bien connues. Il existe des plans où des lés sont décalés, entraînant ainsi une modification de la carte du champ électrique, d'où une perte d'efficacité de détection et des *queues* dans les distributions des résidus. De plus dans la procédure d'alignement, des tests de convergence ont dû être améliorés. Il est envisagé maintenant de donner une relation temps-distance par lés et non plus par plan de mesure (5 lés par plan).

8.11 Performances des chambres à dérive

8.11.1 Efficacité des chambres à dérive

La reconstruction des trajectoires des particules chargées doit donner des traces, après ajustement passant au mieux par les coups laissés dans les cellules de dérive. Quatre cas peuvent se présenter : le coup laissé a été associé à la trace, le coup est dans la cellule mais non associé, le coup est dans la cellule voisine, ou il n'y a pas de coup du tout.

On peut définir une efficacité de détection ou de lecture [51] des fils comme étant le rapport entre le nombre de cas de la première situation et le nombre total de cellule traversée ; c'est une efficacité minimale. Une efficacité maximale est de prendre en compte le nombre de coups dans les trois premières situations.

On peut alors décrire l'état du détecteur lors des prises de données : des plans de fils sans tension électrique, les zones inefficaces à cause des barres de support des fils (fig. 8.15). Les plans où les fils de potentiel (ceux qui ferment les cellules de dérive) sont déconnectés ont une perte d'efficacité de l'ordre de 12 % car les fins de cellules sont inefficaces. Des court-circuits entre deux bandelettes consécutives entraînent une perte de 50 %, et les lés mal alignés une perte de 15 % environ (fig. 8.16). Sinon de manière générale les chambres ont une efficacité de 98 % pour des traces dont l'angle d'incidence par rapport à la normale aux plans des chambres est inférieur à 10° . On observe une légère baisse jusqu'à 96 % pour les traces à plus grand angle. Les chambres défectueuses ont été remplacées dès que possible par des chambres fonctionnant correctement, puis réparées.

8.11.2 Résolution spatiale

La procédure d'alignement permet de mieux connaître les chambres à dérive dans le détecteur et de déterminer avec précision la position des traces.

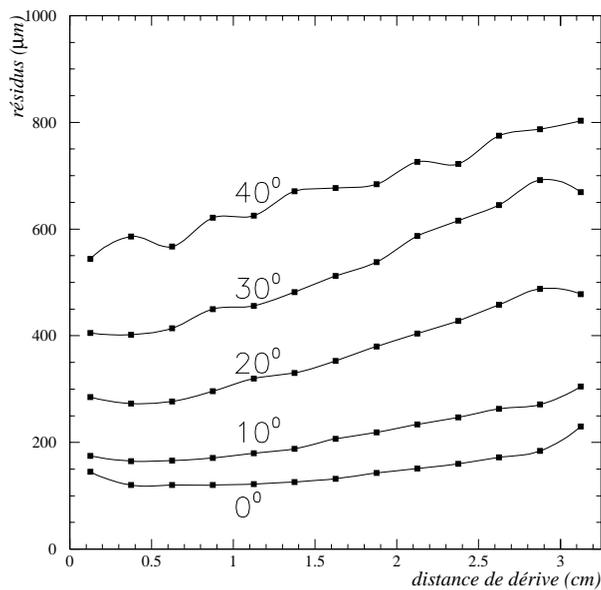
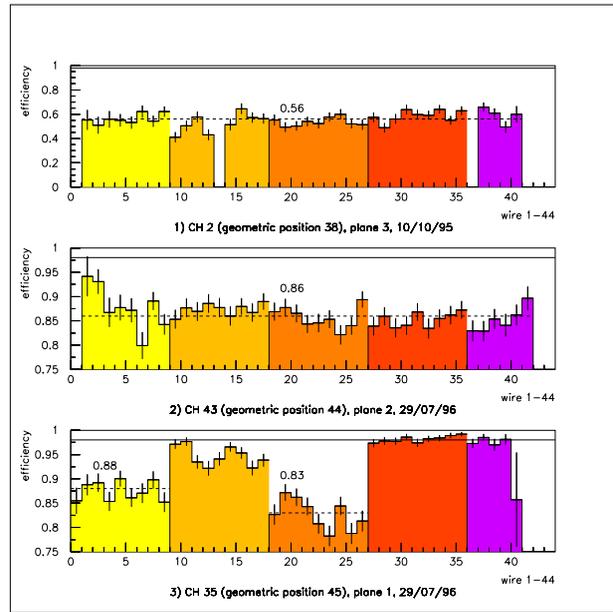
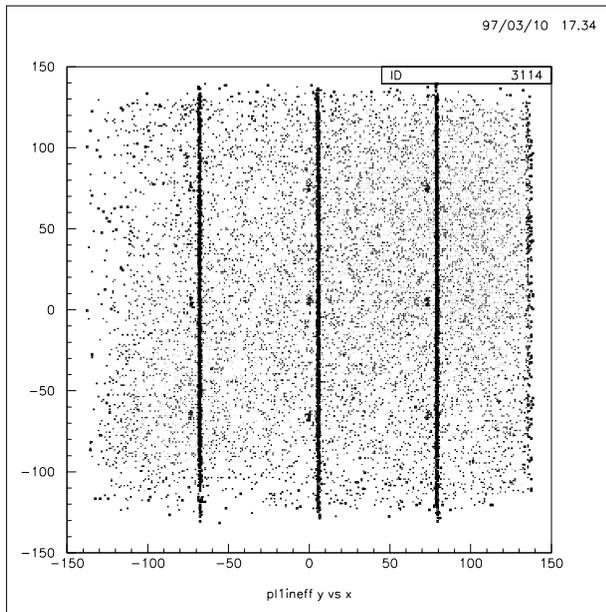


FIG. 8.17 – Résidus de traces en fonction de la distance de dérivation et de l'angle d'incidence.

La figure 8.17 montre la variation du résidu de la trace en fonction de son point de passage dans la cellule de dérive et de son angle d'incidence. Pour les petits angles on obtient une résolution de moins de $200 \mu\text{m}$; or, dans les événements, l'angle moyen de traces est de 10° environ, donc la résolution spatiale est de l'ordre de ce que l'on souhaitait. En revanche, elle se dégrade quand l'angle augmente et mais aussi quand la distance de dérive est plus grande; les traces à grand angle sont déjà très difficiles à reconstruire car la distance entre les coups est plus grande, l'efficacité des chambres diminue, et les rebonds sur les fils sont plus fréquents, on comprend alors pourquoi la résolution est mauvaise.

De plus, le faible angle stéréo (5°) fait que la résolution le long des fils est de 1,5 mm.

8.11.3 Résolution sur l'impulsion

Deux phénomènes physiques ([37], p. 146) contribuent à l'erreur sur l'impulsion p (en GeV) en chaque point de la trace : la diffusion multiple et l'erreur sur la mesure.

En traversant la matière, la diffusion multiple entraîne une erreur sur le rayon de courbure de la trajectoire de la particule, mais qui diminue si la longueur L (en mètres) de la trace augmente :

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{diff} \simeq \frac{0,05}{\sqrt{L}}$$

La deuxième contribution est due à l'erreur de mesure faite en chaque point de la trajectoire mais qui est atténuée quand le nombre de points et la longueur de la trace augmente :

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{mes} \simeq \frac{0,008 \times p}{\sqrt{L^5}}$$

Ainsi pour une trace assez courte, de l'ordre de 1 m, l'incertitude sur l'impulsion est environ 5 %, voire 10 -15 % si l'impulsion est de quelques dizaines de GeV; en effet la deuxième contribution est proportionnelle à l'impulsion, et donc, par exemple, pour une impulsion de 10 GeV, la diffusion multiple est dominante pour des longueurs de traces supérieures à 1,3 m. Pour des traces longues, de 3 m environ, l'incertitude peut baisser jusqu'à 3-4 %.

Chapitre 9

La simulation des événements de NOMAD

La génération d'un événement NOMAD comporte plusieurs parties : production de neutrinos, interactions dans les sous-détecteurs. Il y a deux grands ensembles de simulations, NEGLIB et GENOM. Ensuite sera exposé un logiciel qui gère mieux la production de particules charmées dans les diffusions profondément inélastiques.

9.1 NEGLIB

NEGLIB (NOMAD Event Generator LIBrary) est un ensemble de plusieurs logiciels.

9.1.1 NUBEAM

Ce logiciel [53] est basé sur les codes GBEAM de l'expérience de CHARM II et GBEAM+, construits à partir de GEANT [54]. Il sert à la simulation du faisceau de neutrinos, depuis la génération de kaons et de pions, produits par un faisceau de protons de 450 GeV frappant une cible de cuivre-béryllium, qui se désintègrent en vol dans le tunnel prévu à cet effet, jusqu'à l'absorption des particules restantes dans des blindages pour ne laisser passer que les neutrinos qui vont vers les détecteurs CHORUS et NOMAD. Les points de contrôle dans le blindage (*cf.* p. 41) qui détectent les muons ainsi que les interactions dans NOMAD sont utiles pour ajuster la simulation de la génération du faisceau.

La simulation de la génération du faisceau doit être encore améliorée car 50 % environ du flux de neutrinos est produit par des mésons de moins de 60 GeV/c, et on ne connaît le rapport numérique kaons/pions qu'à 15 % près. La collaboration SPY/NA56 [55] a réduit cette précision à environ 3 %.

9.1.2 LUND

Ce code gère la diffusion profondément inélastique qui est simulée en deux parties (deux codes) :

- LEPTO [56], qui décrit comment le neutrino interagit avec un quark : sont émis un lepton et un boson ; ce dernier frappe sur un quark pour en donner un autre.
- JETSET [57] décrit le comportement des quark spectateurs, la fragmentation du quark émis lors de l'interaction avec le boson, et la génération de la gerbe hadronique.

9.1.3 Autres codes

D'autres codes ont été récupérés, en particulier en provenance des expériences de chambres à bulles et ils simulent la diffusion quasi-élastique et la production de résonances. Sont aussi utilisés des codes qui gèrent la production de mésons D et de baryons Λ , la désintégration du lepton τ , ainsi que sa polarisation à cause de l'hélicité des neutrinos.

9.2 GENOM

GENOM [58] (GEANT pour NOMAD) simule la propagation des particules initiales produites, et leur devenir.

Ce code décrit la géométrie des sous-détecteurs, les matériaux qui les composent (nombre de protons, de neutrons, estimation du moment de Fermi).

Les particules sont suivies pas à pas : poursuite de leur parcours, interactions, générations de nouvelles particules par interactions ou désintégrations.

Sont aussi gérées les décisions de garder ou pas des informations, comme par exemple l'énergie déposée, ce qui sera utile ou pas pour la compréhension des événements.

Ensuite les informations sont numérisées, par exemple, sous forme de numéro de fil, de plan, ou de cellule, sous forme de durée. Dans la simulation par Monte Carlo de ces événements, on ne va pas jusqu'à la fabrication de signaux électriques car il faudrait faire exactement le chemin inverse lors de la reconstruction des événements.

9.3 LEPTO et AOT : production de quarks charmés

9.3.1 LEPTO

Dans ce logiciel, la description de la production de quarks charmés est incomplète. L'effet de seuil dû à la masse du quark charme est à peine perceptible : un seuil qui dépend de la masse du système hadronique agit sur la section efficace pour des neutrinos de quelques GeV. Or les mesures faites par la collaboration CCFR montrent que cet effet est visible, par rapport à ce que l'on obtient avec LEPTO, sur la section efficace jusqu'à 80 GeV environ. Ceci n'est pas sans poser des problèmes au regard du spectre en énergie des neutrinos traversant NOMAD : le spectre est piqué à de « basses » énergies, la valeur moyenne étant de l'ordre de 20 GeV. LEPTO surestime donc la proportion de charme produit.

La collaboration CCFR avait utilisé un autre générateur qui tient compte de la production de quarks lourds [59]. Nous l'appelons AOT, en référence à ses auteurs.

9.3.2 A.O.T.

Ce générateur utilise la variable ξ du *slow rescaling* définie page 29 à la place de $x_{Bjorken}$. Les contributions dues aux gluons sont mieux prises en compte pour le calcul des sections efficaces de production de charme. Ces dernières peuvent être calculées pour différentes masses du charme. Le calcul des évolutions des fonctions de structures est fait pour $Q^2 > 2,56 \text{ GeV}^2$. Cette coupure réduit de 26 % l'échantillon généré par LEPTO.

9.3.3 Pondération

Pour éviter de régénérer et de reconstruire notre lot d'événements « charme », on procède à une pondération des événements produits par le générateur LEPTO pour modifier la section

<i>indice</i>	x_i	y_j	E_k
1	0,025	0,050	9
2	0,057	0,100	15
3	0,093	0,150	21
4	0,130	0,253	27
5	0,163	0,306	33
6	0,203	0,390	39
7	0,247	0,483	45
8	0,293	0,570	51
9	0,353	0,650	57
10	0,443	0,740	69
11	1,000	0,823	81
12	-	0,910	93
13	-	1,000	138
14	-	-	183
15	-	-	228
16	-	-	249

TAB. 9.1 – Valeurs des bornes supérieures pour chacun des intervalles des variables $x_{Bjorken}$, $y_{Bjorken}$, et E_ν (en GeV).

efficace de production du charme. Cette pondération est fonction de la cinématique et de la masse du quark *charme*. Cette dernière dépendance va nous permettre d'estimer cette masse.

Des tables [60] de poids ont été produites pour des masses allant de 0,5 à 1,9 GeV avec un pas de 0,1 GeV. A chaque cellule $[x_i; x_{i+1}] \times [y_j; y_{j+1}] \times [E_k; E_{k+1}]$ est attribué un poids :

$$\mathcal{W}^{LEPTO \rightarrow AOT} = \frac{\sigma_{ijk}^{AOT}}{\sigma_{ijk}^{LEPTO}}$$

où i , j , et k sont les indices des intervalles des variables de Bjorken x , y , et des énergies des neutrinos E , σ_{ijk}^Λ est la section efficace moyenne prise sur l'ensemble des événements produits par le générateur Λ et dont les variables cinématiques appartiennent à la cellule ijk . Les valeurs des indices ainsi que les bornes des intervalles sont définies dans la table 9.1.

La largeur de chaque intervalle n'est pas constante afin d'avoir une statistique suffisante pour chaque cellule.

La section efficace pour chacun des générateurs vaut :

$$\sigma_{ijk} = \frac{\Delta N_{ijk}}{\Delta x_i \Delta y_j \Delta \phi_k}$$

où ΔN_{ijk} est le nombre d'événements dans la cellule ijk , Δx_i et Δy_j sont les largeurs des intervalles en x et y , et $\Delta \phi_k$ est la fraction de flux définie par l'intervalle en énergie de largeur ΔE_k :

$$\Delta \phi_k = \int_{E_k}^{E_k + \Delta E_k} \frac{d\phi}{dE} dE$$

où $d\phi/dE$ est la distribution de flux de neutrinos en fonction de l'énergie.

D'autres tables [60] de poids ont été générées en supposant que la production de quark c est due uniquement à la diffusion sur un quark d . Elles serviront à déterminer la composante *étrange* de la mer du proton.

Troisième partie
L'identification des électrons

Chapitre 10

Electrons et chambres à fils

Nous avons décrit, au chapitre 8, les chambres à dérive qui servent de détecteurs, échelonnées le long des trajectoires des particules produites lors des interactions de neutrinos. Les électrons sont des particules qui émettent des photons en traversant les parois des chambres, ceci les distingue des autres particules, comme nous le verrons dans ce chapitre et le suivant.

10.1 Perte d'énergie

En traversant la matière, [37] les particules chargées perdent l'énergie dE par unité de longueur dx par diffusions multiples et ionisations selon la formule de **Bethe-Bloch** :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \mathcal{N}_A \alpha^2 \hbar^2 z^2 Z}{m_e A \beta^2} \times \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

où ρ , Z et A sont la densité, le numéro atomique, et le nombre de masse atomique du milieu traversé, β ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) et z , la vitesse par rapport au milieu et la charge de la particule incidente, m_e , la masse de l'électron auquel l'énergie a été cédée, I , l'énergie moyenne d'excitation ($\simeq 80$ eV pour la cible), α , la constante de structure fine, \mathcal{N}_A , le nombre d'Avogadro, et δ est un terme correctif dû à l'effet de densité.

Pour des particules très légères, comme les électrons, la formule précédente est légèrement différente, mais de plus on doit tenir compte de la perte d'énergie par Bremsstrahlung.

On peut se représenter l'émission de rayonnement de freinage, ou **Bremsstrahlung**, de la manière suivante : un électron de haute énergie est entouré d'un nuage de photons virtuels ; quand il est accéléré par le champ électromagnétique d'un atome, il est abruptement défléchi et un de ces photons virtuels est *éjecté* en devenant réel. Par exemple, un électron ayant une impulsion de 10 GeV, traversant un matériau de numéro atomique $Z = 6$, perd son énergie par Bremsstrahlung pour 16,3 % à cause des électrons des orbites atomiques et pour 83,7 % par interactions avec les noyaux [61].

Donnons quelques propriétés :

- l'amplitude de ce processus varie comme l'inverse du carré de la masse de la particule incidente (donc très fréquent pour des électrons),
- la distribution angulaire d'émission du photon est très piquée dans la direction de la particule incidente,
- le spectre en énergie E_γ des photons émis varie comme l'inverse de E_γ ,
- pour des électrons de haute énergie, c'est pratiquement la seule perte d'énergie.

La dernière remarque a mené à la définition de la longueur de radiation, X_0 , qui est la distance moyenne pour qu'un électron perde 63 % ($= 1 - 1/e$) de son énergie initiale et une

valeur (en mètres) peut être donnée par la formule suivante [37] :

$$X_0 = \frac{716,4 A}{\rho Z (Z + 1) \ln \left(287 / \sqrt{Z} \right)}$$

où Z , A , et ρ (en g.cm^{-3}) sont le numéro atomique, le nombre de masse atomique, et la densité du matériau traversé ; ce qui donne pour la cible de NOMAD, si on pose $A = 2Z = 12$ et $\rho = 0,0986 \text{ g.cm}^{-3}$, une longueur $X_0 = 436 \text{ cm}$ (mais il faut en pratique tenir compte de chaque constituant de la cible).

L'énergie ainsi perdue est donnée par :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0}$$

où E est l'énergie de la particule incidente.

Les particules perdent aussi de l'énergie par émissions de **rayonnement δ** , et **interactions nucléaires**.

10.2 Modèles de traces

Lors de la recherche des coups et de l'ajustement des traces, l'extrapolation tient compte d'un modèle de trace. Comme les pions sont les particules majoritairement produites dans nos événements, on considère dans un premier temps que toutes les traces sont dues à des pions (masse de 139,6 MeV). Lorsque l'ajustement ne converge pas sur les points collectés, on essaie le modèle dit *proton* où la perte d'énergie par ionisation est plus importante (masse de 938 MeV). Puis, si des détecteurs *déclarent* que la particule ayant laissé la trace peut être un électron (masse de 511 keV), alors le modèle est de nouveau changé, avec une diffusion multiple plus importante, et une perte d'énergie par rayonnement de freinage. Dans ce dernier cas, l'émission de photons très énergétiques ne peut être simulée et la *route* pour la collecte des coups est plus large que dans le cas d'un ajustement du type *pion*.

10.3 Ajustement traditionnel

On a déjà vu qu'une trace est une liste chaînée de coups laissés dans les plans des chambres à dérive. A chacun des plans (z fixé) on doit déterminer les paramètres de la trajectoire hélicoïdale ($\vec{x} = (x, y, 1/R, \tan \lambda, \phi, t_0)$) à partir des N mesures des positions U des coups ($\vec{m}^{data} = (m_1^{data}, m_2^{data}, \dots, m_N^{data})$), N valant au maximum 147. La méthode ordinaire utilisée pour un ajustement est celle des moindres carrées, *i.e.* en minimisant :

$$\chi^2(\vec{x}) = (\vec{m}^{data} - \vec{m}^{théo}(\vec{x}))^T [V^{(m)}]^{-1} (\vec{m}^{data} - \vec{m}^{théo}(\vec{x}))$$

où $\vec{m}^{théo}$ sont les positions prédites, extrapolées en utilisant un modèle de trace, $V^{(m)}$ est la matrice $N \times N$ d'erreurs des résidus qui doit être inversée et qui est non diagonale à cause de la diffusion multiple.

On s'aperçoit rapidement que cette méthode est trop lourde, car N est de l'ordre de 100, et l'ajustement sera fonction de l'endroit en z où on se place à cause de la diffusion multiple à caractère aléatoire. Il faudrait aussi avoir la possibilité d'ajouter et d'enlever chaque coup pour *filtrer* lors de l'ajustement. Il est donc préférable d'employer une autre méthode moins coûteuse en temps de calcul et donnant le même résultat.

10.4 Filtre de Kalman

10.4.1 Introduction

Le filtre de Kalman [62] sert à déterminer l'évolution d'un vecteur d'état sous des contraintes dynamiques avec la présence de perturbations aléatoires. C'est un processus itératif, basé sur une discrétisation, qui fait à la fois filtre (va vers une évolution la plus réaliste parmi les cas possibles) et ajustement (comparaison entre mesures et modèle). Cette méthode a été mise au point dans les années soixante pour le calcul de trajectoires de fusées et de missiles détectés par radars (on discrétise le temps de vol). Elle est aussi utilisée de nos jours en physique des hautes énergies pour *la recherche et l'ajustement* des traces laissées par des particules chargées dans un détecteur gazeux ; c'est précisément le cas de NOMAD (la discrétisation est, pour notre expérience, imposée par les plans de fils de la cible s'échelonnant le long de l'axe θz). La méthode est aussi utilisée pour la reconstruction réaliste des vertex : là, le processus itératif, discret, est le fait d'ajouter les traces les unes après les autres pour former un vertex, et il n'y a pas de perturbations stochastiques.

10.4.2 Traces, méthode et formalisme

Pour notre cas, il s'agit de déterminer le vecteur d'état $\vec{x} = (x, y, 1/R, \tan \lambda, \phi, t_0)$ à chaque plan k en $z = z_k$ par une estimation \tilde{X}_k . L'estimation de ce vecteur au plan k peut se faire en utilisant les j premiers plans de mesure : c'est l'estimation *avant* : $\tilde{X}_k^{F_j}$. On peut utiliser les plans j à N (nombre total de plans) : c'est l'estimation *arrière* : $\tilde{X}_k^{B_j}$. Ainsi pour l'estimation *avant* (*arrière*), l'estimation est prédite si $j < k$ ($j > k$), filtrée si $j = k$, et lissée si $j > k$ ($j < k$).

équation d'évolution

$$\tilde{X}_k = f_{k-1}(\tilde{X}_{k-1}) + w_{k-1}$$

où f_k traduit l'évolution déterministe, par exemple une équation du mouvement, les lois physiques. Pour notre cas, c'est le modèle de trace, qui tient compte du champ magnétique (mesuré et ajusté par des polynômes), et de la perte d'énergie par ionisation et rayonnement de freinage. w_k représente les perturbations stochastiques que subit le système ; cela peut être la turbulence pour la fusée, pour nous ce sont des fluctuations de la trajectoire dues aux pertes d'énergie causées par la diffusion multiple aléatoire. On suppose que w_k est un bruit gaussien, avec une espérance mathématique nulle, et on appelle Q_k sa matrice de covariance.

Dans le cas linéaire ou quand on linéarise, on obtient

$$\tilde{X}_k = F_{k-1}\tilde{X}_{k-1} + w_{k-1}$$

où F_k est une matrice de transport.

équation de mesure

$$m_k = h_k(\tilde{X}_k) + \varepsilon_k$$

où h_k relie la mesure au vecteur d'état, ε_k est le bruit stochastique, l'incertitude sur la mesure. On suppose là encore que ε_k est gaussien, avec une espérance nulle et on appelle V_k sa matrice de covariance.

Dans le cas linéaire,

$$m_k = H_k\tilde{X}_k + \varepsilon_k.$$

Pour notre cas, $m_k = U_0 \left(\tilde{X}_k \right) + s \times d \left(\tilde{t}_k, \tilde{U}'_k \right)$.

On appelle aussi le résidu :

$$r_k = m_k - H_k \tilde{X}_k$$

avec sa matrice de covariance R_k .

ajustement par le filtre

Soit C_k , la matrice de covariance de \tilde{X}_k . L'extrapolation de la trace du plan $k-1$ au plan k prédit pour le vecteur d'état et la matrice de covariance :

$$\begin{aligned} \tilde{X}_k^{k-1} &= F_{k-1} \tilde{X}_{k-1}, \\ C_k^{k-1} &= F_{k-1} C_{k-1} F_{k-1}^T + Q_{k-1}, \end{aligned}$$

et pour le résidu :

$$\begin{aligned} r_k^{k-1} &= m_k - H_k \tilde{X}_k^{k-1}, \\ R_k^{k-1} &= V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T. \end{aligned}$$

Pour une extrapolation *arrière*, il suffit de remplacer seulement $k-1$ dans les formules par $k+1$.

Le filtre *avant* donne ensuite au plan k :

$$\begin{aligned} \tilde{X}_k &= \tilde{X}_k^{k-1} + K_k \left(m_k - H_k \tilde{X}_k^{k-1} \right), \\ C_k &= (I - K_k H_k) C_k^{k-1}, \\ r_k &= (I - H_k K_k) r_k^{k-1}, \\ R_k &= V_k - H_k C_k H_k^T, \end{aligned}$$

où K_k est la matrice de gain de Kalman : $K_k = C_k^{k-1} H_k^T (V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T)^{-1}$. Pour le filtre *arrière*, il faut seulement remplacer $k-1$ par $k+1$. La matrice de covariance initiale est prise diagonale avec pour valeurs, 10^6 fois les valeurs typiques après ajustement.

Ensuite l'incrément de χ^2 est :

$$\chi_+^2 = r_k^T R_k^{-1} r_k,$$

ce qui donne au plan k :

$$\chi_k^2 = \chi_{k-1}^2 + \chi_+^2;$$

le χ^2 total de la trace est la somme de ces incréments.

Les calculs des filtres *avant* et *arrière* donnent l'ajustement des paramètres de la trace au premier et dernier point de la trace, puis le *lissage* est effectué entre ces deux points par les estimations lissées.

10.5 Bremsstrahlung et variation de courbure

L'émission d'un photon de Bremsstrahlung, pour les électrons, se fait suivant la tangente à la trajectoire de la particule incidente, par conséquent ce processus n'implique qu'une augmentation de courbure ; c'est ce que l'on constate quand les électrons spiralent dans un champ magnétique avec un rayon qui diminue.

De fait, à l'endroit de chaque émission de photon il devient difficile de faire un ajustement si l'on considère la particule comme un pion. Néanmoins, on peut essayer de déceler ce processus grâce à un ajustement avec un paramètre en plus.

10.5.1 Ajustement

Le filtre *avant* sert à faire des prédictions : les résultats au k^e coup de trace en considérant les mesures des k premiers coups sont utilisés pour le calcul des paramètres au $(k + 1)^e$ coup. k est un entier allant de 7 à N (7, car l'ajustement se fait sur 6 paramètres)

On peut alors appeler :

- $\chi_{F,min}^2$, la valeur du χ^2 du filtre *avant* à son minimum.
- $\vec{x}_{F,min}$, les 6 paramètres au k^e coup donnant $\chi_{F,min}^2$.
- $V_F^{(x_F)}$, la matrice 6×6 d'erreur sur $\vec{x}_{F,min}$.

De même, pour le filtre *arrière* on utilise les mesures du k^e au N^e coup et les résultats des coups après le k^e pour le calcul des paramètres du k^e coup. Ici, k est un entier allant de N-7 à 1.

On peut alors appeler :

- $\chi_{B,min}^2$, la valeur du χ^2 du filtre *arrière* à son minimum.
- $\vec{x}_{B,min}$, les 6 paramètres au k^e coup donnant $\chi_{B,min}^2$.
- $V_B^{(x_B)}$, la matrice 6×6 d'erreur sur $\vec{x}_{B,min}$.

Ensuite le *lissage* consiste à prendre une moyenne pondérée de $\vec{x}_{F,min}$ et $\vec{x}_{B,min}$ à chaque coup.

On obtient alors :

- $\chi_{full6,min}^2$, la valeur du χ^2 à son minimum en utilisant les mesures de toute la trace.
- $\vec{x} = (x, y, 1/R, \tan \lambda, \phi, t_0)$, les paramètres de la trace au k^e coup donnant $\chi_{full6,min}^2$.
- $V^{(x)}$, la matrice 6×6 d'erreur sur \vec{x} .

10.5.2 Ajustement avec 7 paramètres

Considérons en chaque point de la trace le vecteur d'état suivant :

$$\vec{\alpha} = (x, y, 1/R_F, 1/R_B, \tan \lambda, \phi, t_0),$$

où R_F et R_B sont les rayons de courbure des filtres *avant* (F) et *arrière* (B). On peut maintenant chercher $\vec{\alpha}$ qui va minimiser le χ^2 avec ces 7 paramètres. Ce dernier peut s'écrire facilement [63] avec des quantités déjà calculées :

$$\begin{aligned} \chi_{full7}^2(\vec{\alpha}) &= \chi_{F,min}^2 + \chi_{B,min}^2 + \chi_{FB}^2(\vec{\alpha}) \\ \chi_{FB}^2(\vec{\alpha}) &= (\vec{x}_{F,min} - \vec{x}_F^{théo}(\vec{\alpha}))^T \left[V_F^{(x_F)} \right]^{-1} (\vec{x}_{F,min} - \vec{x}_F^{théo}(\vec{\alpha})) \\ &\quad + (\vec{x}_{B,min} - \vec{x}_B^{théo}(\vec{\alpha}))^T \left[V_B^{(x_B)} \right]^{-1} (\vec{x}_{B,min} - \vec{x}_B^{théo}(\vec{\alpha})) \end{aligned}$$

Il suffit donc de minimiser $\chi_{FB}^2(\vec{\alpha})$ pour obtenir $\chi_{full7,min}^2(\vec{\alpha})$.

10.5.3 Définition de variables

A partir des quantités précitées on peut définir un certain nombre de variables [63] dont les deux suivantes, retenues pour nos analyses.

En chaque point de la trace on peut définir **la différence normalisée des courbures** :

$$D7Rm1 = \frac{1/R_B - 1/R_F}{\sigma},$$

où σ est la racine carrée de la covariance du numérateur (comme les rayons de courbure sont signés, un facteur égal à l'opposé de la charge électrique permet de traiter toutes les particules

de la même façon). On remarque que cette variable sera sensible aux variations brutales de courbure et qu'elle peut indiquer les *accidents* le long des traces.

La deuxième variable est le **rapport des χ^2 avec 7 et 6 paramètres** en chaque point :

$$F7 = \frac{\chi_{full7,min}^2 / (N - 7)}{\chi_{full6,min}^2 / (N - 6)}.$$

On voit que si l'ajout d'un paramètre améliore le χ^2 , alors $F7$ va prendre des petites valeurs inférieures à 1 ; dans le cas contraire où il n'y a pas d'amélioration ce rapport tend vers 1. En effet, pour une trace laissée par un électron, l'ajustement avec le modèle pion doit donner un mauvais χ^2 , et donc l'apport d'un septième paramètre sous la forme d'un deuxième rayon de courbure peut l'améliorer et on s'attend à des petites valeurs de $F7$ pour les points difficiles, tandis que $F7$ doit être proche de 1 pour les traces laissées par des pions ou des muons.

10.6 Localisation du Bremsstrahlung ?

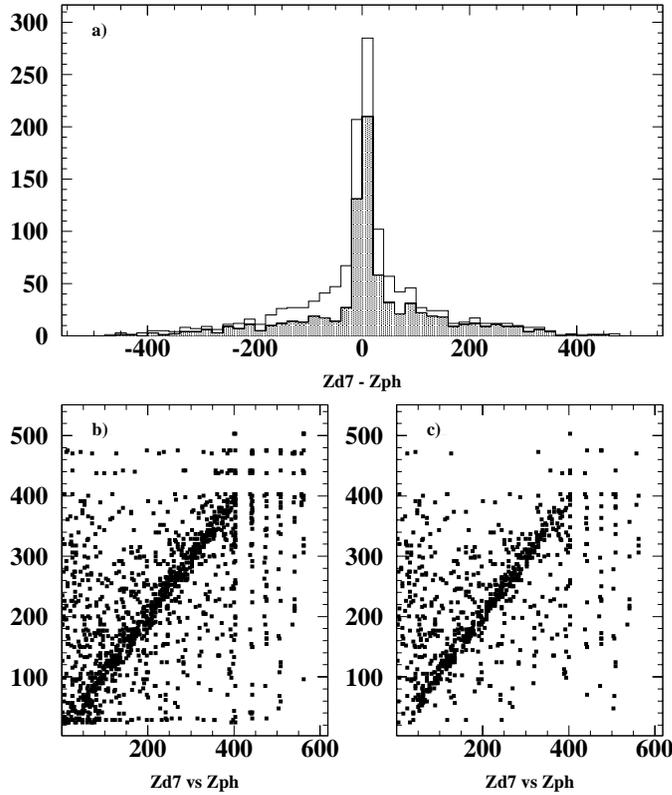


FIG. 10.1 – a) Différence en z (en cm) entre la position de $maxd7$ et celle de l'émission du photon (d'après la simulation) le plus énergétique. L'histogramme hachuré est obtenu quand $maxd7$ est supérieur à 3. b) Position en z (en cm) de $maxd7$ en fonction de celle de l'émission du photon le plus énergétique. c) Même diagramme que le précédent, mais dans le cas où $maxd7$ est supérieur à 3.

D7Rm1 est sensible aux variations brutales de courbure : on peut se demander si une valeur maximale de D7Rm1 à un endroit ne traduirait pas une émission d'un photon très énergétique. Pour des électrons simulés, traversant toute la cible, avec une impulsion de 5 GeV, la figure 10.1.a montre la différence entre la position du maximum de D7Rm1, $Zd7$, le long de la trace après reconstruction, et celle de l'émission (d'après l'événement simulé par Monte Carlo) du photon le plus énergétique, Zph . Les figures 10.1.b et 10.1.c montrent les corrélations

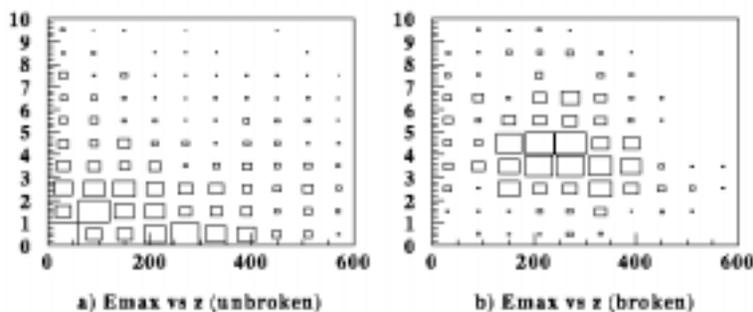


FIG. 10.2 – Energie du photon le plus énergétique en fonction de la position en z (en cm) de son émission. A gauche dans le cas où la reconstruction donne la trace en un seul morceau, à droite dans le cas où la trace a été reconstruite en deux morceaux.

entre $Zd7$ et Zph . On remarque bien la corrélation attendue mais la figure 10.1.a indique aussi des différences de l'ordre de quelques mètres ce qui correspond à la longueur de la trace : la différence de position est inférieure à 1m pour 70 % des événements, et inférieure à 50 cm pour 54 %. Si l'on impose que le maximum de $D7Rm1$, $maxd7$, soit supérieur à 3, on note une réduction des queues de la distribution mais qui n'est pas significative.

On peut reprendre les comparaisons précédentes, en remplaçant $maxd7$ par le minimum de $F7$, mais on constate le même phénomène : 69 % des événements pour moins de 1 m, 51 % pour moins de 50 cm.

La position du maximum de $D7Rm1$ n'est pas forcément liée à la position de l'émission du photon le plus énergétique. Il est donc difficile de prendre la décision de casser les traces à $Zd7$, et de chercher dans le calorimètre électromagnétique un dépôt d'énergie important distinct de celui de la particule chargée (l'électron). Une étude faite par ailleurs a montré que pour des traces d'électrons, si on extrapolait en ligne droite vers le calorimètre la direction donnée par le vecteur impulsion de la trace à l'endroit du maximum de $D7Rm1$, alors, premièrement, on pouvait sans trop de difficultés collecter un dépôt d'énergie, mais, deuxièmement, le résultat est le même si on choisit au hasard sur la trace le vecteur à extrapoler. Ceci s'explique par le fait que les parties de trajectoire reconstruites sont suffisamment tendues et que le Bremsstrahlung se produit tout le long de la trace.

Néanmoins $maxd7$ est bien lié à ce qui se passe le long de la trajectoire : en effet, le désaccord vu précédemment est parfois dû au fait qu'une succession d'émissions localisées de photons d'énergie moins importante que celle du photon considéré fait nettement plus de « dégâts ». Dans la suite de l'exposé, le maximum de $D7Rm1$ et le minimum de $F7$ seront toujours utilisés, et seront notés en abrégé *maxd7* et *minf7*.

Une autre raison de désaccord est que le programme de reconstruction ait déjà « cassé » la trace, *i.e.* reconstruite en deux morceaux, à cause d'un photon hautement énergétique. C'est ce que montre la figure 10.2 : il s'agit de l'énergie du photon le plus énergétique le long de traces d'électrons de 10 GeV en fonction de la position de ce photon (donnée par la simulation), pour les traces reconstruites en un seul morceau sur la figure 10.2.a et pour les traces reconstruites en deux morceaux sur la figure 10.2.b. Pour les traces *non cassées*, l'énergie de photon est faible par rapport à celle de l'électron ; si elle est importante alors l'émission est plutôt située aux extrémités de la trace, *i.e.* là où l'ajustement est moins précis, ainsi la trace reconstruite est en un seul morceau. Pour les traces *cassées*, l'énergie du photon est plus importante que dans le cas précédent et l'émission a lieu au milieu de la trajectoire, d'où les deux morceaux après reconstruction.

Les positions de $maxd7$ et de $minf7$ ne peuvent nous indiquer à coup sûr les phénomènes qui s'y sont produits, mais les valeurs de $maxd7$ et $minf7$ témoignent des émissions des photons

par rayonnement de freinage le long de la trajectoire des électrons.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser aux valeurs de $\max d_7$ et $\min f_7$ pour les électrons par rapport à celles pour les autres types de particules et tenter d'apporter un nouveau moyen d'identification des électrons.

Chapitre 11

Nouvelle identification

11.1 Introduction

Le processus d'identification des électrons, pendant la deuxième phase¹ du programme de reconstruction, suit la chaîne décrite par la figure 11.1.

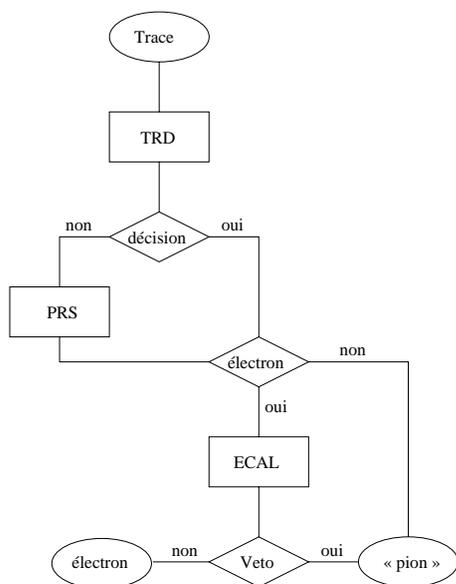


FIG. 11.1 – Chaîne d'identification des électrons.

Tout d'abord, avec les signaux laissés dans les modules de TRD, une trace est identifiée comme électron ou non selon les algorithmes décrits page 54. Si aucune décision par le TRD n'a pu être prise, le preshower identifie la trace comme électron si le dépôt d'énergie est supérieur à un seuil, voir page 57, et si la contamination en pion est inférieure à 0,1. Ensuite le calorimètre électromagnétique peut contredire l'identification de la particule comme électron si le rapport suivant est inférieur à 0,85 (veto) :

$$eop = \frac{E}{P - \sigma_P}$$

où E est l'énergie attribuée à la particule par l'algorithme de reconstitution des dépôts d'énergie, P , l'impulsion extrapolée depuis les chambres à dérive à la surface du calorimètre avec son erreur σ_P .

Les performances d'identification du TRD, du preshower et du calorimètre sont données dans les chapitres 5 et 6. Le pouvoir de réjection des pions de 10^3 pour le TRD, d'une part, et pour l'ensemble PRS-ECAL, d'autre part, avec une efficacité de sélection des électrons de 90 %, est obtenu en faisceaux-tests, où les particules sont isolées. Ces résultats montrent de bons pouvoirs de séparation entre les électrons et les pions.

Mais avec des interactions de neutrinos, à cause des superpositions des dépôts d'énergie dues à plusieurs traces, le facteur de réjection des pions est moins élevé ; par exemple, il est de l'ordre de 10^{-2} pour le TRD.

¹La première phase de reconstruction consiste en la reconstruction des « objets » dans chacun des sous-détecteurs (*e.g.* traces dans DCH). La mise en commun des informations et leurs modifications se font pendant la deuxième phase pour aboutir ensuite à l'identification ou non de chaque particule.

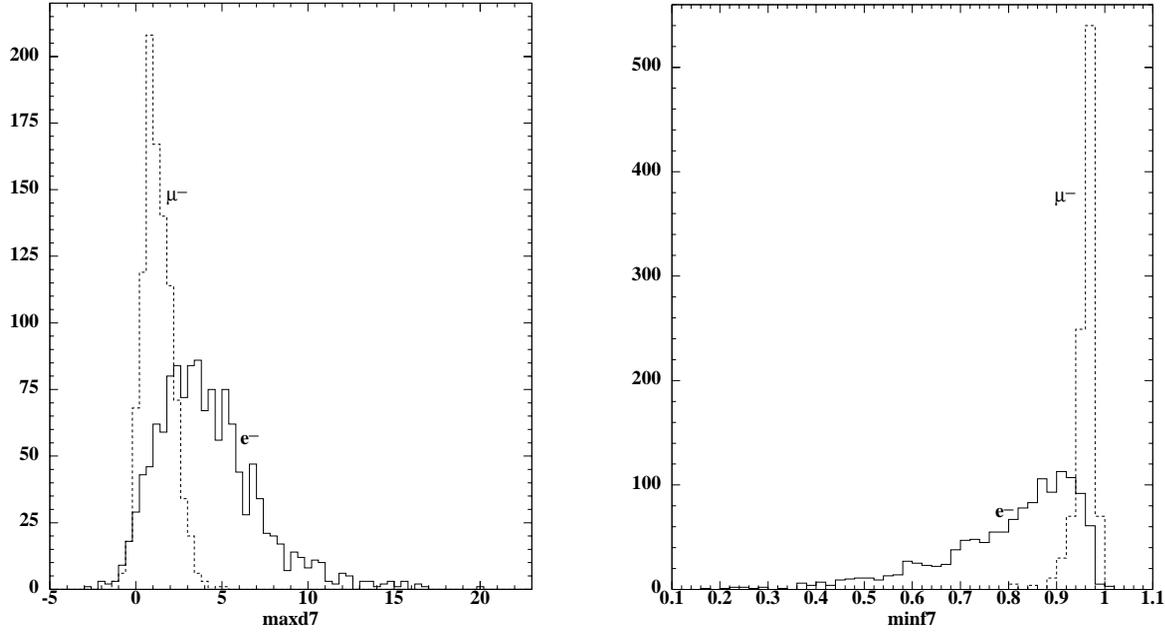


FIG. 11.2 – Distributions de maxd7 (à gauche) et de minf7 (à droite) pour des électrons (traits pleins) et des muons (traits pointillés) de 5 GeV traversant toute la cible.

De plus, les positrons de désintégration semi-leptonique des particules charmées ont un spectre en énergie piqué à basse énergie, environ 1 GeV, avec une queue de distribution allant à plusieurs GeV. Une bonne fraction de ces positrons de basse énergie ne peut être identifiée.

Enfin, si ces positrons ne traversent pas le TRD, aucune identification n'est possible.

La première partie des analyses de cette thèse sera de chercher à identifier des électrons grâce à leur comportement, *dans les chambres à dérive*, différent de celui des pions.

Nous verrons par la suite que des informations venant du TRD sont utiles pour cette nouvelle méthode d'identification des électrons.

11.2 Traces isolées

L'espoir d'identifier des électrons dans les chambres à dérive est né à la lueur des distributions de la figure 11.2.

Des électrons et des muons, ayant 5 GeV pour impulsion, ont été simulés par Monte Carlo ; ils partent du début de la cible et traversent, si possible, les autres sous-détecteurs. Les muons sont des particules qui émettent très peu de photons de bremsstrahlung, mais quelques δ -rays.

Comme on s'y attendait, maxd7 prend des valeurs plus élevées pour les électrons que pour les muons, et minf7 est nettement plus faible pour les électrons que pour les muons. De plus, les distributions pour les muons sont étroites alors qu'elles sont assez étalées pour les électrons, et donc on peut rejeter les muons, tout en gardant une assez bonne efficacité pour les électrons, en prenant des valeurs supérieures à 3 environ pour maxd7 et inférieures à 0,9 environ pour minf7 .

11.2.1 Cas des traces simulées reconstruites

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à des traces simulées de particules, ayant une impulsion initiale de valeur définie, qui traversent au moins toute la cible.

impulsion (GeV)	2	5	10
maxd7 [eff. %]	2,88 [53±2]	2,76 [64±2]	2,72 [66±2]
minf7 [eff. %]	0,91 [70±2]	0,91 [75±2]	0,91 [76±2]

TAB. 11.1 – Coupures sur maxd7 et min f7 rejetant 95 % des muons d’un lot de muons simulés et reconstruits. Les nombres entre crochets correspondent au pourcentage d’électrons (simulés et reconstruits) restants après coupures. On voit l’évolution des coupures en fonction de l’impulsion des particules.

longueur (m)	1 à 2	2 à 3	3 à 4	4 à 5	5 à 6	toutes
maxd7 [eff. %]	2,3 [42±4]	2,2 [54±3]	2,8 [60±3]	2,6 [70±4]	2,6 [82±5]	2,5 [55±2]
minf7 [eff. %]	0,6 [14±3]	0,8 [32±3]	0,9 [54±3]	0,9 [64±4]	0,9 [78±5]	0,8 [39±2]

TAB. 11.2 – Coupures sur maxd7 et min f7 rejetant 95 % des muons d’un lot de muons simulés et reconstruits, l’impulsion initiale étant de 5 GeV. Les nombres entre crochets correspondent au pourcentage d’électrons (simulés et reconstruits) restants après coupures. Ici, l’évolution des coupures est vue en fonction de la longueur de la trace reconstruite.

Le but est de sélectionner des électrons tout en rejetant le plus possible de muons. Il faut donc donner une valeur minimale pour maxd7 et/ou une valeur maximale pour minf7. Comme il y aura toujours une contamination d’autres particules parmi les « électrons » sélectionnés, les coupures ont été dans un premier temps déterminées pour rejeter 95 % des événements d’un lot où ce sont des muons qui traversent la cible. L’efficacité aux électrons est déterminée ensuite en appliquant ces coupures sur des événements comprenant chacun un électron incident. Chaque lot contient 1 000 événements.

La table 11.1 donne les valeurs de coupures et les efficacités aux électrons pour trois valeurs précises de l’impulsion des particules. Les coupures varient peu, mais l’efficacité augmente légèrement avec l’impulsion. La légère baisse de la coupure pour maxd7 quand l’impulsion augmente s’explique par le fait que les traces sont plus tendues et moins sujettes à de variations de courbure importantes. Par contre les efficacités aux électrons sont meilleures pour les coupures sur minf7 que sur maxd7 à une valeur donnée de l’impulsion : les coupures rejettent les événements de façon différente.

L’évolution des coupures en fonction de la longueur de la trace reconstruite est montrée dans la table 11.2. Mille électrons et mille muons ayant 5 GeV d’impulsion initiale ont été produits avec une longueur aléatoire et pouvant ne traverser la cible que partiellement. Là encore l’efficacité augmente avec la longueur, mais elle est meilleure pour maxd7 que pour minf7. L’augmentation de la coupure pour maxd7 peut s’expliquer par le fait que plus la trace est longue plus il est probable qu’il y ait des « incidents » le long des traces. La dernière colonne nous montre à travers les efficacités qu’il est nécessaire d’établir les coupures pour différentes longueurs de traces.

11.2.2 Cas des traces réelles reconstruites

Les valeurs des coupures ont été déterminées sur des événements simulés et reconstruits. Pour vérifier ce qui se passe pour des traces réelles, nous avons tout d’abord utilisé 5 100 événements comprenant des muons du *flat top* (période entre les deux bouffées de neutrinos d’un cycle, pendant laquelle NOMAD est traversé par des faisceaux de muons d’autres expériences) et, afin de pouvoir comparer avec des données simulées, la position et l’impulsion de chaque muon réel à l’entrée de la cible ont été extraites et utilisées dans la génération d’événements simulés.

Les valeurs trouvées pour les événements simulés sont très semblables à celles précitées : 2,58 pour maxd7 et 0,89 pour minf7. Mais les valeurs pour les muons du flat top sont différentes :

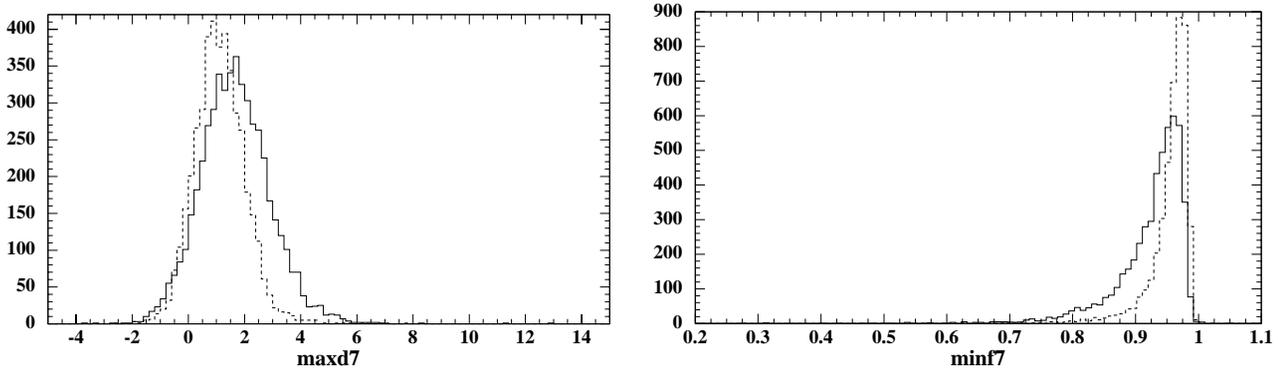


FIG. 11.3 – Distributions de $maxd7$ (à gauche) et de $minf7$ (à droite). Les courbes en trait plein concernent les muons du flat top, celles en pointillés les muons simulés avec la même cinématique.

3,78 pour $maxd7$ et 0,81 pour $minf7$. Elles montrent que pour les données réelles les variations de courbure sont plus importantes pour les muons et qu'il faut couper à des valeurs plus hautes (basses) pour $maxd7$ ($minf7$) afin de continuer à rejeter 95 % des muons (*cf.* fig. 11.3).

La différence majeure entre les données simulées et les données réelles est l'alignement des chambres à dérive au sein de la cible : dans la simulation l'alignement est parfait, donc les variations de courbures sont uniquement dues aux interactions des particules incidentes avec la matière. Dans le cas des événements réels, les positions des chambres, des plans, des fils sont connues avec une certaine précision et ceci s'ajoute aux variations de courbures mesurées.

De plus, une simulation ne sera jamais parfaite et complète. Au moment de ces tests, certains effets n'étaient pris en compte dans la simulation et la méthode d'alignement devait être améliorée.

Néanmoins les événements utilisés jusqu'à présent étaient très simples : une particule incidente traversait le détecteur. Regardons ce que l'on obtient avec des événements comprenant des interactions de neutrino dans la cible.

11.3 Traces dans des interactions de neutrinos : une étude préliminaire

On refait ce qui a été fait auparavant avec des traces incluses dans des événements qui sont des interactions de neutrinos dans la cible DCH.

Quatre lots d'événements sont utilisés pour effectuer la comparaison entre données simulées et réelles :

- 6 000 événements Monte Carlo ν_μ CC,
- 2 000 événements Monte Carlo ν_e CC,
- 4 000 événements réels sélectionnés par le système de déclenchement \overline{VT}_1T_2 , avec un vertex primaire reconstruit dans le volume fiduciel défini par $|x| < 1,3$ m, $|y| < 1,3$ m, et $0,05 < z < 4$ m. Une large proportion de ce lot est composée d'événements ν_μ CC candidats,
- 822 événements réels ν_e CC candidats. Ils ont été sélectionnés de la même façon que pour le lot précédent, avec en plus une recherche et une identification d'un électron candidat comme l'électron de l'interaction courant chargé.

Pour chacun des événements de ces lots, on récupère le muon ou l'électron du courant chargé, et on réajuste la trace avec un modèle pion (car pour les électrons, le modèle de trace est changé à la suite de l'identification comme électron, modèle qui prend en compte en moyenne les pertes d'énergie par Bremsstrahlung).

	Monte Carlo	Données réelles
maxd7 [eff. %]	2,52 [38,4±2,0]	3,60 [16,4±2,0]
minf7 [eff. %]	0,82 [31,2±2,0]	0,79 [15,7±2,0]

TAB. 11.3 – Comparaison des coupures sur maxd7 et minf7 établies avec des muons reconstruits provenant d'événements simulés par Monte Carlo et d'événements réels. Les pourcentages entre crochets donnent l'efficacité aux électrons dans chaque cas.

Finalement sont sélectionnés :

- 4205 muons et 1034 électrons des lots Monte Carlo,
- 726 muons du lot « \overline{VT}_1T_2 »,
- 482 électrons du dernier lot.

La table 11.3 nous montre ce que nous avons déjà remarqué avec les muons de flat top, *i.e.* la différence entre les données simulées et réelles. De plus, l'efficacité aux électrons pour les données réelles est moitié moindre que pour les données simulées. Cette diminution est accentuée par le fait que les valeurs des coupures sont moins favorables pour la sélection des électrons.

En tentant un découpage selon la longueur de la trace et l'énergie de la particule, en tenant compte de la statistique, les tables 11.4 nous montrent les différentes valeurs des coupures pour maxd7 et minf7. Le fait de distinguer traces courtes et longues donne une différence pour les coupures mais aussi une efficacité deux fois meilleure pour les traces longues que les courtes. Le fait de séparer les hautes et basses énergies ne change pas les coupures sur minf7 mais légèrement pour maxd7 ; par contre les efficacités sont moins bonnes pour les très hautes énergies. De plus, de manière générale les efficacités après coupure sur maxd7 sont supérieures à celle obtenues après coupure sur minf7.

maxd7 [eff. %]	$l < 3,5$ m		$l > 3,5$ m	
	Monte Carlo	Données réelles	Monte Carlo	Données réelles
E < 15 GeV	2,30 [35,5±2,7]	2,84 [23,5±3,3]	2,66 [66,7±3,7]	3,48 [39,1±7,2]
E > 15 GeV	2,26 [25,8±2,4]	3,30 [13,1±2,4]	2,72 [56,8±3,6]	4,54 [31,3±5,7]

minf7 [eff. %]	$l < 3,5$ m		$l > 3,5$ m	
	Monte Carlo	Données réelles	Monte Carlo	Données réelles
E < 15 GeV	0,76 [23,4±2,4]	0,74 [10,6±2,4]	0,90 [62,5±3,8]	0,88 [39,1±7,2]
E > 15 GeV	0,77 [16,4±2,0]	0,77 [11,1±2,3]	0,90 [47,9±3,6]	0,86 [31,3±5,7]

TAB. 11.4 – La comparaison est effectuée en fonction de la longueur, l , (traces courtes ou longues) et de l'énergie (traces de basse ou haute énergie).

En conclusion à cette étude préliminaire, nous avons vu que :

- les coupures sur maxd7 donnent une meilleure efficacité de sélection des électrons que celles sur minf7,
- pour les données réelles les valeurs des coupures diffèrent de celles de la simulation,
- l'efficacité de sélection des électrons est moins bonne pour les données réelles à cause du point précédent,
- il est nécessaire d'étudier ces coupures selon la longueur des traces reconstruites et de leur impulsion.

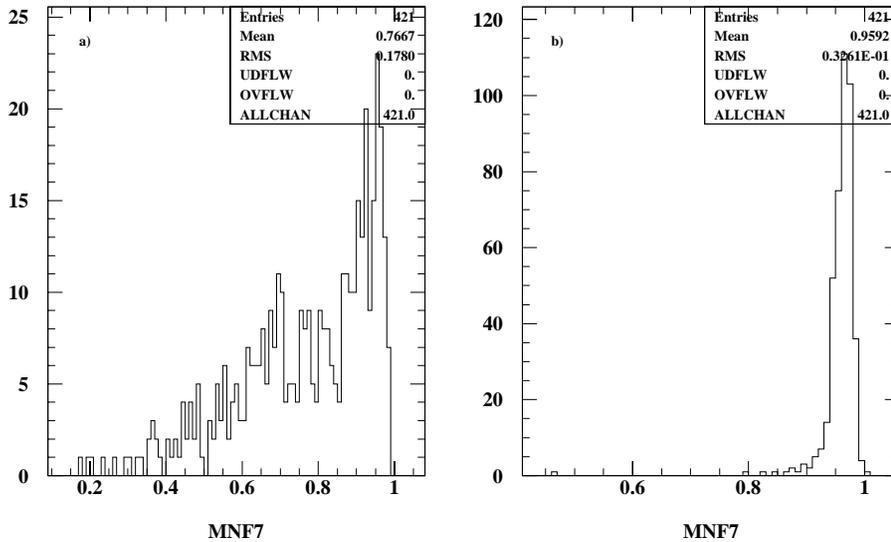


FIG. 11.4 – Distributions de $mnf7$ pour des traces d'électrons. a) modèle « pion ». b) modèle « électron ».

11.4 Identification des électrons avec les chambres à dérive

11.4.1 Introduction

Nous avons entrepris une identification des électrons dans les chambres à dérive dans le but d'obtenir plus de signal pour l'analyse « charme ». Nous avons donc utilisé un lot de 30 000 événements ν_μ CC Monte Carlo reconstruits, dans lesquels ont été générés une particule charmée et un positron. Dans ce lot, pour 87,3 % des cas le positron provient de la désintégration semi-leptonique de la particule charmée. Cette caractéristique donne donc plus de positrons à étudier que dans un lot non biaisé.

Tout d'abord nous avons séparé particules identifiées (*i.e.* le programme de reconstruction a pu donner un type) et non identifiées pour les raisons suivantes :

- les particules identifiées sont des particules qui traversent au moins le TRD,
- $minf7$ est calculée au moment où l'on veut récupérer cette variable. Or, à la fin de la reconstruction complète de chaque événement, les traces identifiées comme électron ont vu leur modèle d'ajustement changé en celui pour les électrons, et par conséquent l'ajout d'un deuxième rayon de courbure en chaque coup dans l'ajustement des traces en question améliore assez peu le χ^2 , donc $minf7$ va se rapprocher de 1 et cette variable sera nettement moins discriminante (*cf.* fig. 11.4).

Ensuite les traces doivent avoir une longueur minimale. En effet, D7Rm1 n'est pas défini pour les sept premiers et les sept derniers coups de chaque trace, car pour l'ajustement il faut cinq variables pour le modèle de trace en hélice, une sixième qui fait intervenir le temps, et une septième si on rajoute un deuxième rayon de courbure. Donc D7Rm1 n'est défini si la trace comporte moins de 15 coups soit une longueur de 50 cm environ. De plus il faut un nombre suffisant de coups sur la trace où la variable est définie pour que leur valeur ait vraiment un sens et que l'on ose en chercher la valeur maximale. Ainsi, pour cette identification, nous considérerons uniquement les **traces formées à partir de 30 coups, soit 1 m environ**.

Pour la répartition selon de la longueur, nous avons tenu compte du fait que la trace s'arrête ou pas dans le TRD, *i.e.* la trace comporte-t-elle des coups ou pas dans les chambres à dérive intercalées avec les modules du TRD :

- la dernière chambre touchée est **avant le TRD**, alors on considère les traces de **longueur inférieure et supérieure à 2 m**.

– **Sinon** les intervalles de longueurs sont (en m) : **[1; 2,5]**, **[2,5; 3,5]**, et **[3,5; ~7]**.

identifié	e^+	e^-	μ^-	π^+	π^-	p
nombre	15 987	8 057	19 813	6 715	7 825	1 112
moyenne (GeV)	2,94	1,27	26,91	4,38	4,06	2,06
rms (GeV)	3,44	1,82	29,76	3,53	3,38	2,33
domaine (GeV)	0 - 10	0 - 5	2 - 80	0 - 10	0 - 10	0,25 - 4

non identifié	e^+	e^-	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
nombre	20 509	11 900	3 961	22 524	18 179	3 156	4 041	12 448	71
moyenne (GeV)	0,77	0,33	1,79	1,23	1,21	1,75	3,04	1,51	3,72
rms (GeV)	1,30	0,46	1,91	1,59	1,65	1,90	3,11	1,26	3,33
domaine (GeV)	0 - 5	0 - 1	0 - 5	0 - 3	0 - 3	0 - 3	0 - 3	0 - 3	0 - 5

TAB. 11.5 – *Caractéristiques des distributions des impulsions des particules reconstruites en fonction du type simulé de la particule. La première table donne les particules dont l'identification, donnée par le programme de reconstruction, correspond à la simulation. La seconde table regroupe les particules non identifiées. Les distributions des impulsions ont été tronquées à 20 GeV, sauf pour les muons reconnus (on garde plus de 97 % des particules de 26 666 événements).*

La table 11.5 donne les caractéristiques des distributions des impulsions des particules reconstruites en fonction du type simulé. En première partie, le type reconstruit correspond à celui simulé, dans la deuxième, les particules n'ont pas été identifiées.

Nous remarquons que les particules identifiées sont en moyenne plus énergétiques que les non identifiées.

Nous voyons que les domaines de définition des impulsions pour les traces non identifiées restent étroits. De plus, nous souhaitons récupérer des positrons de basse énergie pour le signal « charme ». Nous nous limiterons donc aux **impulsions inférieures à 5 GeV**.

Aussi pour répartir les particules dans des lots de statistiques suffisantes les **intervalles d'impulsion** seront (en GeV) : **[0; 0,8]**, **[0,8; 1,3]**, **[1,3; 1,8]**, **[1,8; 2,3]**, et **[2,3; 5]**.

Enfin, comme les particules majoritairement produites lors des interactions de neutrinos sont des pions, les coupures ont été déterminées afin d'éliminer **99 %** de ces pions.

Nous avons étudié la séparation électrons/autres-particules en fonction de la longueur des traces et de leur impulsion. Les résultats détaillés de cette étude sont donnés sous forme de tables dans l'annexe A, les tables A.1 à A.10 pour maxd7 et les tables A.11 à A.20 pour minf7. Nous ne rapporterons ici que les principaux résultats.

11.4.2 Résultats sur données simulées

maxd7

Nous avons remarqué que pour une impulsion inférieure à 0,8 GeV, les protons reconstruits font placer assez haut la coupure sur maxd7. Ceci s'explique par le fait qu'à faible impulsion (par rapport à la masse) les protons déposent rapidement toute leur énergie par ionisation ; leur trajectoire se termine avec une forte courbure, ce qui n'est pas sans rappeler le comportement des trajectoires des électrons, d'où une difficulté de distinction.

Nous observons à nouveau que, pour un intervalle de longueurs donné, la coupure sur maxd7 baisse pour les muons si l'impulsion augmente. Mais il n'en est pas de même pour les autres types de particules ; de plus, ne connaissant pas le véritable type des particules dans les données réelles, nous ne pouvons distinguer les différents types, il faut donc donner une

sans TRD	$1 < l \leq 2 \text{ m}$	$l > 2 \text{ m}$	
maxd7	4,9	5	
efficacités	$\sim 5 \%$	$\sim 20 \%$	
avec TRD	$1 < l \leq 2,5 \text{ m}$	$2,5 < l \leq 3,5 \text{ m}$	$l > 3,5 \text{ m}$
maxd7	4 ou 5	5	6 ou 7
efficacités	10 à 20 %	15 à 20 %	20 à 30 %

TAB. 11.6 – Valeurs des coupures sur maxd7 afin de sélectionner des électrons non reconnus tout en rejetant 99 % des autres types de particules. Cette sélection s'effectue en fonction de la longueur, l , de la trace reconstruite, et est différente si la dernière chambre à dérive touchée est avant ou non le TRD.

sans TRD	$1 < l \leq 2 \text{ m}$	$l > 2 \text{ m}$	
maxd7	4,5	5	
efficacités	$\sim 10 \%$	$\sim 20 \%$	
avec TRD	$1 < l \leq 2,5 \text{ m}$	$2,5 < l \leq 3,5 \text{ m}$	$l > 3,5 \text{ m}$
maxd7	4 ou 5	5	5
efficacités	5 à 10 %	5 à 10 %	20 à 30 %

TAB. 11.7 – Valeurs des coupures sur maxd7 afin de sélectionner des électrons identifiés tout en rejetant 99 % des autres types de particules identifiées. Cette sélection s'effectue en fonction de la longueur, l , de la trace reconstruite, et est différente si la dernière chambre à dérive touchée est avant ou non le TRD.

valeur de coupure sur maxd7, quels que soient le type de particules et la valeur de l'impulsion. Cet abandon de la dépendance en fonction de l'impulsion nous impose d'imposer des valeurs élevées pour la coupure sur maxd7.

De plus, nous ne tenons pas compte des valeurs données pour les protons ayant une impulsion inférieure à 0,8 GeV pour le choix des coupures.

Les tables 11.6 et 11.7 donnent les valeurs des coupures sur maxd7 en fonction de la longueur, du fait que les particules sont identifiées ou non et du fait que la dernière chambre touchée se situe avant ou dans le TRD. Les valeurs données pour le cas des particules identifiées sont dues à l'étude sur les pions seuls, car les muons ne sont identifiés qu'au delà de 2 GeV.

Des nombres plus précis pourraient être donnés si nous disposions d'une statistique plus importante.

Malheureusement, maxd7 n'est pas disponible dans les banques de données résumées (pour un accès plus rapide pour une étude sur une grande statistique), alors que cette variable semblait être plus favorable pour la sélection des électrons. Nous n'utiliserons alors que minf7 pour notre étude.

minf7

Pour les particules non identifiées, nous avons remarqué que les valeurs des coupures sur minf7 variaient peu en fonction des intervalles d'impulsion, nous avons donc choisi d'abandonner cette dépendance en moyennant les coupures, tout en tenant compte des faibles statistiques de certaines catégories.

De plus, dans les données réelles, comme précédemment, le véritable type de la particule est inconnu, par conséquent, il faut aussi moyennner sur les catégories de particules. Dans les tables 11.8, nous donnons les coupures à appliquer sur minf7 afin de sélectionner des électrons ; les autres types de particules étant rejetés à 99 %.

sans TRD	$1 < l \leq 2 \text{ m}$	$l > 2 \text{ m}$	
minf7	0,6	0,7	
efficacités	7 à 15 %	10 à 20 %	
avec TRD	$1 < l \leq 2,5 \text{ m}$	$2,5 < l \leq 3,5 \text{ m}$	$l > 3,5 \text{ m}$
minf7	0,55	0,65	0,75
efficacités	5 à 15 %	15 à 20 %	25 à 50 %

TAB. 11.8 – Valeurs des coupures sur minf7 afin de sélectionner des électrons non reconnus tout en rejetant 99 % des autres types de particules. Cette sélection s'effectue en fonction de la longueur, l , de la trace reconstruite, et est différente si la dernière chambre à dérive touchée est avant ou non le TRD.

Par contre, les efficacités de sélection des électrons (et des positrons) varient en fonction du type de particules et de la longueur. Dans les tables 11.8, nous donnons les efficacités moyennées sur le type de particules.

Les efficacités les plus favorables sont celles obtenues pour les traces de grande longueur et passant par le TRD.

11.4.3 Données réelles

Nous devons récupérer des pions, des protons, et des électrons dans les données réelles ; nous allons nous assurer de l'identification des particules en identifiant des particules neutres qui se désintègrent ou qui se matérialisent : $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$. L'identification des K_s^0 et Λ^0 est basée sur une étude [50] faite dans la collaboration.

A la recherche de K_s^0

On récupère les vertex de type V_0 (vertex où convergent deux traces de charges opposées) dans les données réelles prises en 1995 et 1996 et on exige une liste de conditions :

- la masse invariante du système (deux pions) est comprise entre 0,4607 et 0,5347 GeV ($\pm 3\sigma$),
- l'impulsion transverse du V_0 par rapport à la droite (vertex primaire, V_0) est inférieure à 0,1 GeV : on récupère les V_0 issus du vertex primaire,
- l'impulsion transverse, par rapport à la ligne de vol du V_0 , de la particule chargée positivement est supérieure à 30 MeV : les paires e^+e^- sont éliminées,
- l'impulsion précédente est inférieure à 230 MeV car l'impulsion de chaque pion dans le centre de masse d'un K_s^0 est de 206 MeV : du bruit de fond est éliminé,
- le cosinus de l'angle entre la ligne de vol du V_0 et celle de la particule chargée positivement, dans le centre de masse du V_0 , est inférieur à 0,6 : des Λ^0 sont éliminés car ils forment un pic à la valeur 1 pour ce cosinus,
- la distance propre du V_0 est inférieure à 16 cm (= 6 fois le $c\tau_0$ du K_s^0) : du bruit de fond est éliminé.

La figure 11.5.a montre le pic de masse du K_s^0 : il est centré sur 497,8 MeV avec une largeur de 12,1 MeV. Sur la figure, la contrainte sur la masse invariante est relâchée (comprise entre 0,3977 et 0,5977 GeV).

A la recherche de Λ^0

On procède de la même façon que précédemment, mais les conditions sont différentes :

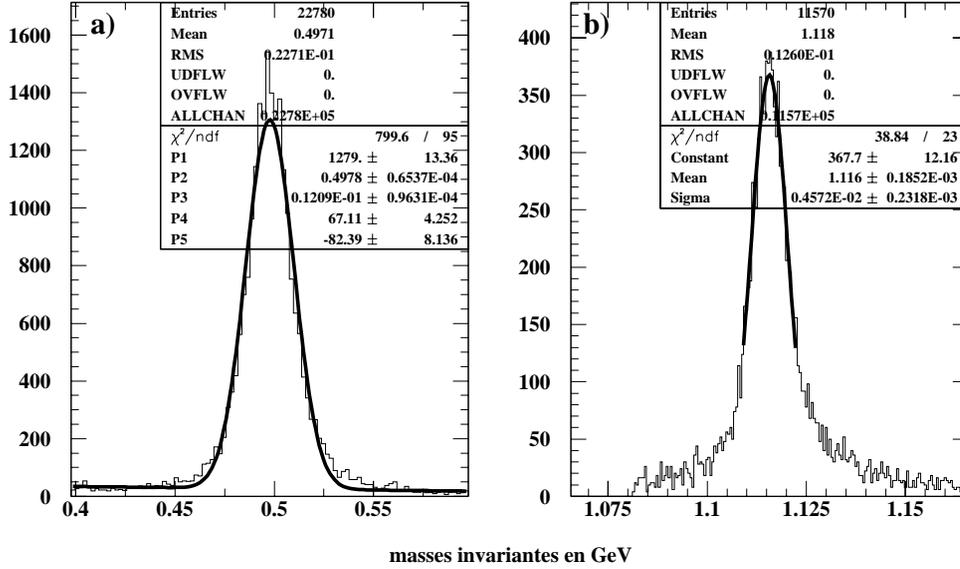


FIG. 11.5 – Masses invariantes des V_0 issus des données réelles prises en 1995 et 1996. Pics obtenus a) après une sélection « K_s^0 ». b) après une sélection « Λ^0 ».

- la masse invariante du système (un proton et un pion) est comprise entre 1,1047 et 1,1267 GeV ($\pm \sim 2\sigma$),
- la masse invariante avec l'hypothèse K_s^0 (deux pions) est hors de l'intervalle [0,4607; 0,5347] (GeV) : cela élimine des K_s^0 ,
- l'impulsion transverse du V_0 par rapport à la droite (vertex primaire, V_0) est inférieure à 0,1 GeV,
- l'impulsion transverse, par rapport à la ligne de vol du V_0 , de la particule chargée positivement est supérieure à 30 MeV,
- l'impulsion précédente est inférieure à 120 MeV car l'impulsion du proton (ou du pion) dans le centre de masse d'un Λ^0 est de 101 MeV,
- la distance propre du V_0 est inférieure à 47 cm (= 6 fois le $c\tau_0$ du Λ^0).

Pour la figure 11.5.b, la masse invariante est comprise entre 1,0657 et 1,1657 GeV. Le pic est centré sur 1,116 GeV avec une largeur de 4,6 MeV.

A la recherche de photons convertis

On récupère les vertex de type V_0 dans les données réelles prises en 1995, puis on devient exigeant:

- il n'y a que deux traces de charges opposées à chacun de ces vertex,
- les deux traces ont été reconnues comme électron et positron par le programme de reconstruction.

Résultats

Nous avons ainsi obtenu différents lots de particules identifiées : des pions venant de K_s^0 , des protons venant de Λ^0 , des électrons et des positrons venant de photons.

Pour ces derniers, les traces ont été ajustées à nouveau avec un modèle « pion » afin que leur valeur de minf7 soit significative.

Nous pouvons maintenant déterminer les valeurs des coupures sur minf7, en fonction de l'impulsion et de la longueur pour éliminer 99 % du contenu du lots de pions et de protons :

nous constatons que les valeurs données dans la table 11.8 correspondent aussi aux valeurs qu'il faut appliquer aux données réelles (tables A.21 à A.25).

La faible statistique de certaines catégories rend difficile le jugement, mais la sélection des électrons est d'autant meilleure que les traces sont longues : cela va de quelques pour cent pour les traces courtes à une vingtaine de pour cent pour les plus longues. Ces pourcentages restent néanmoins légèrement inférieurs à ceux obtenus avec les données simulées (tables A.26 et A.27).

Si nous appliquons les coupures de la table 11.8 à chacun des lots, nous gardons : 0,66 % du lot de pions, 1,29 % du lot de protons, 6,3 % du lot d'électrons et de positrons. Si nous nous fions aux lots de pions, nous pourrions relâcher les coupures sur `minf7` pour sélectionner plus d'électrons.

En appliquant également ces coupures sur des traces non identifiées de moins de 5 GeV issues du vertex primaire de 140 883 événements ν_μ CC simulés, nous gardons 9,8 % de positrons et 8,5 % d'électrons alors que nous ne gardons que 1,1 % des autres traces positives et 0,7 % des autres traces négatives.

De plus, en utilisant le lot des 30 000 événements ν_μ CC Monte Carlo, nous pouvons appliquer les coupures sur `minf7` à toutes les traces reconstruites, et étudier la répartition des particules restantes selon leurs types simulé et reconstruit. La table 11.9 indique que :

- on pourrait récupérer des électrons identifiés à tort comme des pions ou des protons,
- mais parmi les particules non identifiées, il reste encore 18 % de particules qui ne sont pas des électrons ou des positrons, ou plus exactement il reste 23 % de particules négatives autres que des électrons,

		types simulés									
		e^+	e^-	μ^+	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
types reconstruits	?	1916	594	29	22	155	129	19	19	169	
	e^+, e^-	149	144							1	
	μ^+	2		2	1	2		1			
	μ^-				38		4		2		
	π^+	304				42		5		26	
	π^-		28		2		38		37		2
	p	42	4			2	1			6	

TAB. 11.9 – La répartition des particules restantes après les coupures sur `minf7` d'après leurs types simulé et reconstruit. La table donne le type simulé versus le type reconstruit. Le « ? » signifie que le programme de reconstruction n'a pu donner le type de la particule.

Il est exclu d'avoir un lot suffisamment pur en électrons et positrons. Il est donc nécessaire de trouver d'autres critères pour aider cette identification avec les chambres à dérive.

11.5 Autres critères que `minf7`

Nous voulons voir si l'ajout de critères supplémentaires peut renforcer la discrimination.

11.5.1 Utilisation du TRD

Une réduction du bruit de fond peut être apportée *si au moins 4 plans de détection sur les 9 du TRD ont été touchés*. L'une des informations disponibles est la contamination en pion de la trace (*cf.* page 54). Pour une trace donnée, d'impulsion p et comportant N coups dans le TRD, on calcule le rapport de vraisemblance L_0 , et en intégrant à partir de cette valeur la

sans TRD	$1 < l \leq 2 \text{ m}$	$l > 2 \text{ m}$
minf7	0,7	0,7
pioncont	0,032	0,1

avec TRD	$1 < l \leq 2,5 \text{ m}$	$2,5 < l \leq 3,5 \text{ m}$	$l > 3,5 \text{ m}$
minf7	0,55	0,7	0,8
pioncont	0,000 32	0,001	0,003 2

TAB. 11.10 – Couples des coupures à appliquer sur minf7 et pioncont en fonction de la longueur, l , de la trace et si la trace (d'après les chambres à dérive) s'arrête ou pas avant le TRD. Une « trace TRD » peut être associée à une trace donnée par les chambres à dérive même si cette dernière s'arrête avant.

distribution simulée de rapport de vraisemblance pour les pions d'impulsion p avec N coups dans le TRD, on obtient la *contamination en pion* de cette trace :

$$Pioncont = \int_{L_0}^{+\infty} f(L_\pi, p, N)$$

Pour le programme de reconstruction, l'identification par le TRD est telle qu'une trace est considérée comme venant d'un électron si celle-ci a une contamination en pion inférieure à 0,001. Cette décision peut être contredite par le calorimètre électromagnétique qui sert de veto.

Nous allons utiliser cette variable, *pioncont*, afin de poursuivre notre identification. De plus, mettre une coupure sur cette variable peut peut-être permettre un relâchement des coupures sur minf7 qui sont extrêmement sévères.

On a balayé l'intervalle en mnf7 de 0,5 à 0,95 avec un pas de 0,05, et l'intervalle en $\log_{10}(pioncont)$ de $-3,5$ à $-0,5$ avec un pas de 0,5, pour déterminer le couple de coupures qui donnera le plus d'électrons tout en rejetant tout les autres types de particules ; le couple choisi tient compte aussi de la recherche du minimum de l'erreur sur le signal sélectionné ($\sqrt{\frac{1}{s} + \frac{2f}{s^2}}$, où s , est le nombre d'électrons sélectionnés et f , le nombre de particules sélectionnées mais d'un autre type). La table 11.10 donne les valeurs des coupures retenues.

11.5.2 Longueur et pertes d'énergie

Les électrons perdent beaucoup d'énergie par Bremsstrahlung et pour garder le concept de D7Rm1 on peut aussi regarder la variable suivante :

$$\frac{\Delta p}{l} = \left(\frac{p_{initiale} - p_{finale}}{l} \right)_{DCH}$$

où $p_{initiale}$, p_{finale} , et l sont les impulsions initiale et finale et la longueur de chaque trace dans les chambres à dérive. Cette quantité mesure la perte totale d'énergie dans les chambres à dérive par unité de longueur de trace reconstruite.

Prenons par exemple des traces non identifiées issues du vertex primaire d'événements ν_μ CC et qui s'arrêtent dans le TRD, la figure 11.6 nous montre que réclamer une perte d'énergie par unité de longueur supérieure à $1,5 \times 10^{-4}$ GeV/cm divise par deux un lot d'électrons et par cinq le lot des autres particules. Ceci est intéressant pour poursuivre l'identification des électrons non reconnus.

D'autres informations venant du TRD, du preshower ou du calorimètre électromagnétique ont été testées pour améliorer cette identification parmi les traces non identifiées par le programme de reconstruction, mais elles n'apportent rien de plus.

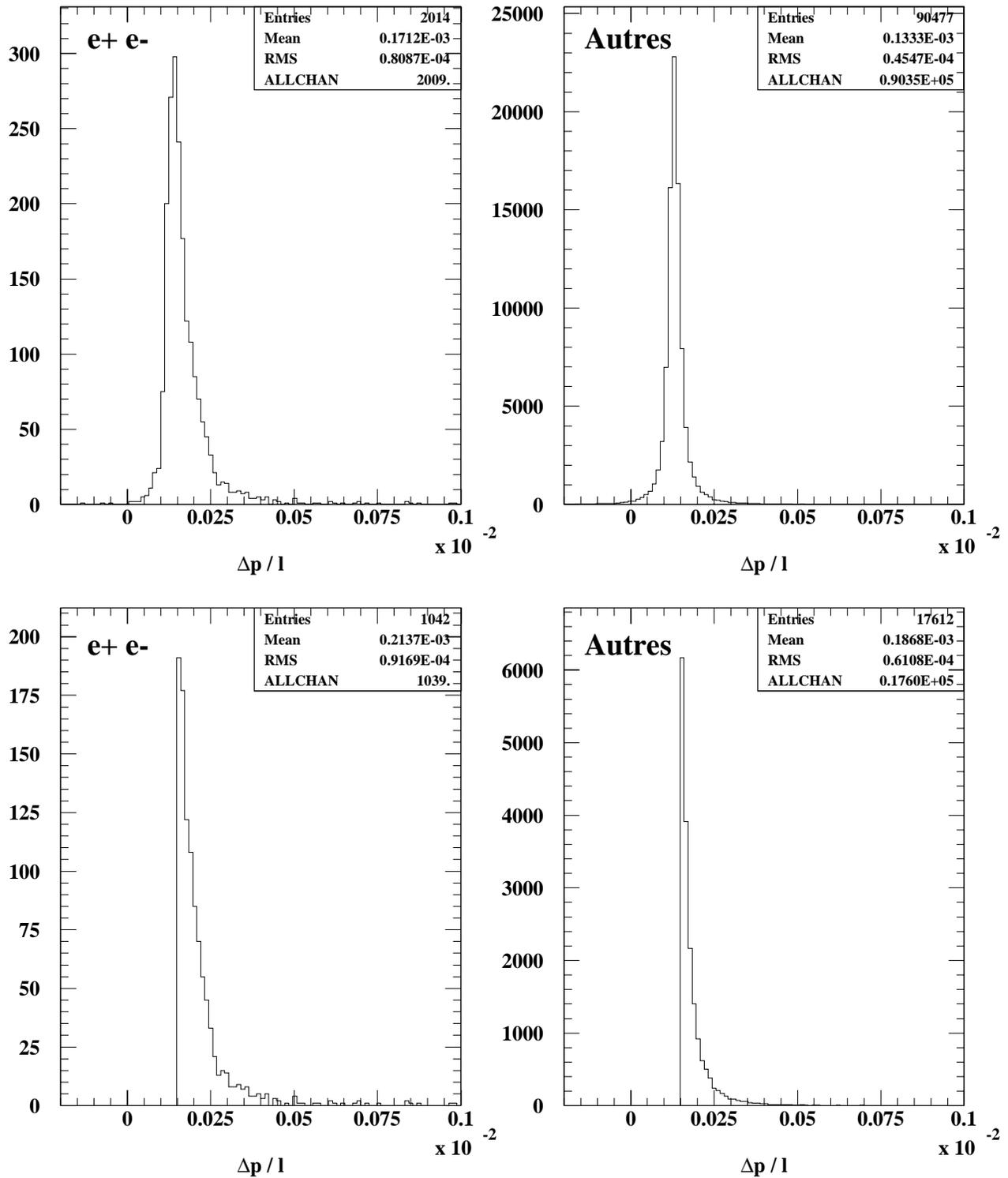


FIG. 11.6 – Distributions de la perte d'énergie par unité de longueur pour des électrons et positrons non identifiés, à gauche, pour les autres particules non identifiées, à droite. En bas, on demande que cette perte soit supérieure à $1,5 \times 10^{-4}$ GeV/cm.

11.5.3 Résultats

Appliquons maintenant ces deux critères à des traces venant d'événements ν_μ CC ; l'impulsion de ces traces est inférieure à 5 GeV, leur longueur est supérieure à 1 m, et les particules générant celles-ci ne sont pas identifiées. Demandons que le vertex primaire reconstruit soit inclus dans un volume fiduciel défini par $|x| < 1,2$ m, $|y| < 1,2$ m, et $0,05 < z < 3,5$ m, qu'il y ait un et un seul muon venant du vertex primaire et au moins deux traces chargées issues de ce vertex.

Dans le cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe avant le TRD (table A.28), la coupure sur $\Delta p/l$ élimine 20 % des électrons et 50 % des pions, kaons, ou protons. Dans le cas où la chambre est parmi les modules du TRD (table A.29), la coupure élimine 40 % des électrons et 70 à 80 % des pions, kaons ou protons. De plus, dans le deuxième cas, la coupure sur la contamination en pions élimine 20 % des électrons et plus de 85 % des pions, kaons et protons.

Si nous rajoutons la coupure sur minf7 , alors il reste 8 % environ d'électrons et de positrons, tandis qu'il reste moins de 6‰ des pions et des kaons et moins de 1 % des protons ; ces derniers nombres tombent à 0,5‰ pour les pions et 1‰ pour les protons dans le cas où la contamination en pions dans le TRD est connue.

Néanmoins, malgré ces excellents pouvoirs de réjection, la supériorité numérique des pions et des protons fait que le lot reste fortement contaminé par ces derniers dans le cas où il n'y a pas d'information venant du TRD : le rapport particules non électroniques sur particules électroniques est environ de 1,3. La situation est plus favorable dans le cas où l'information du TRD est connue, le rapport est plutôt de l'ordre de 0,5.

11.6 Conclusion

Le but de cette étude était de savoir s'il était possible de récupérer une partie des positrons, non identifiés par la phase 2 de reconstruction, venant de désintégrations de particules charmées produites par interactions de neutrinos. Ce type d'événements ayant une probabilité assez faible (0,57 %), l'identification décrite précédemment n'a pas à elle seule un pouvoir de séparation électron/hadron suffisant. De plus, il faudrait ensuite chercher à séparer les positrons du « charme » et ceux de paires e^+e^- venant de conversions ou de Dalitz. Par conséquent, ce but, assez louable, ne peut être atteint.

Mais nous avons montré que le comportement des électrons dans les chambres à dérive offre un potentiel de discrimination non utilisé jusqu'à présent, mais qui peut s'avérer utile dans toute analyse cherchant à rejeter ou sélectionner des électrons, qui peut être combiné aux autres critères basés sur les informations venant du TRD ou du calorimètre. Pour ce faire, il faudrait connaître minf7 pour toutes les traces dans le cas d'un ajustement avec l'hypothèse « pion », trouver un traitement spécial pour ces protons de basses énergies et non identifiés, et même réutiliser maxd7 dans de meilleures conditions.

Maintenant l'étude va se faire avec les électrons identifiés par le programme de reconstruction, électrons identifiés principalement par le TRD, ou par le preshower si le TRD ne peut rien dire ; le calorimètre électromagnétique sert de veto pour infirmer ou non la décision du TRD ou du PRS.

Quatrième partie

Production de *charme* et mer *étrange*

Chapitre 12

Variables cinématiques

Pour poursuivre l'analyse sur l'étude du contenu en quark étrange du proton, il est nécessaire de calculer les variables cinématiques comme $x_{Bjorken}$ ou Q^2 par exemple. Nous allons exposer comment les calculer, en expliquant tout d'abord comment nous pouvons obtenir une assez bonne estimation de l'énergie du neutrino incident. Deux lots avec des événements ν_μ courant-chargé simulés et reconstruits ont été utilisés : un premier lot d'événements sans biais à la génération, mais dans lequel nous avons enlevé les événements où il y a désintégration semi-leptonique d'une particule charmée (lot ν_μ courant-chargé) et un deuxième où il y a désintégration en positron d'une particule charmée (lot « charme »).

12.1 Energie du neutrino ou énergie visible

Le neutrino arrive dans la cible avec la direction $(0; \sin \omega; \cos \omega)$, avec ω valant 42,73 mrd, soit 2,4° (la dispersion autour de cette valeur est de 4 mrd).

Son énergie est déterminée en collectant les informations de DCH, TRD, PRS et ECAL. Cela dépend donc de la qualité de la reconstruction de l'événement et de ce qui aura été manqué : on obtient donc une énergie *visible*.

12.1.1 Au vertex primaire

Du vertex primaire, lieu de l'interaction dans la cible du neutrino incident, partent des particules neutres et chargées. Mais on ne récupère pas tout à la reconstruction, il faut décider de ce qu'il faut associer à ce vertex :

- les traces chargées déjà associées à ce vertex,
- les « photons » qui sont des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique non associés à des traces chargées et sont, par choix, rattachés au vertex primaire.
- pour les traces chargées et isolées, considérons la distance entre le vertex et l'intersection de la direction de l'impulsion de la trace et le plan perpendiculaire à cette direction et passant par le vertex. Si cette distance est inférieure à 10 cm, alors cette trace est supposée venir du vertex primaire.
- pour les particules neutres (K_s^0 , Λ^0 , γ) qui se sont désintégrées ou matérialisées en deux traces chargées, considérons le même type de distance que précédemment avec la somme des deux vecteurs impulsions. La distance doit être inférieure à 6 cm.
- pour les particules neutres qui se sont « désintégrées » en plusieurs traces chargées, les traces chargées sont rattachées au vertex primaire si elles commencent à moins de 1 m de ce vertex.

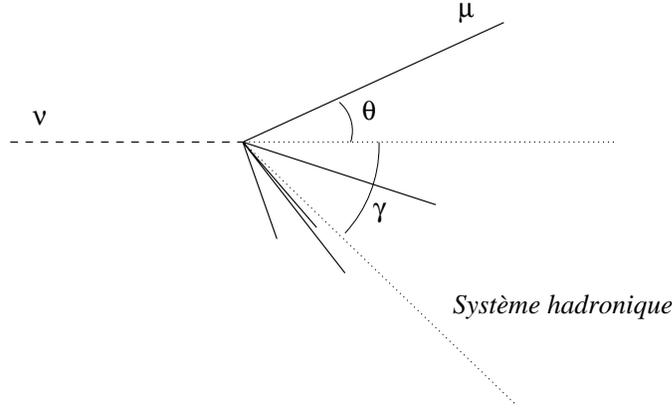


FIG. 12.1 – Définition des angles de l'interaction sur le nucléon supposé fixe : θ est l'angle entre la direction initiale de muon et celle de la ligne de vol du neutrino incident ; γ est l'angle entre la direction de la gerbe hadronique et celle de la ligne de vol du neutrino. La comparaison entre les angles reconstruits et simulés est montrée avec la figure 12.8.

12.1.2 Energie visible

Sachant que l'association n'est pas parfaite et que certaines traces ont échappé à la détection, étudions plusieurs estimateurs de l'énergie du neutrino.

1. Les particules sont relativistes, négligeons les masses. L'énergie du neutrino est la somme des normes des impulsions \vec{p}_i :

$$E_1 = \sum_i \|\vec{p}_i\|$$

2. Le neutrino a une masse nulle (ou presque). Alors on considère la norme de la somme des impulsions :

$$E_2 = \left\| \sum_i \vec{p}_i \right\|$$

3. On essaie de pallier au fait qu'il manque des traces : on suppose que la direction de la gerbe hadronique est assez bien connue, et on applique la conservation de l'impulsion dans le plan transverse à la ligne de vol du neutrino. A partir des deux angles définis sur la figure 12.1, l'énergie de neutrino peut s'écrire comme suit :

$$E_3 = \|\vec{p}_\mu\| \frac{\sin(\theta + \gamma)}{\sin \gamma}$$

4. On considère que l'énergie de la gerbe hadronique, $E_{jet} = \sum \|\vec{p}_{i,jet}\|$, est mal déterminée et on la corrige par le rapport des composantes transverses du muon et de la gerbe hadronique, p_μ^\top et p_{jet}^\top :

$$E_4 = E_\mu + E_{jet} \frac{p_\mu^\top}{p_{jet}^\top}$$

Chacun de ces estimateurs est comparé avec l'énergie simulée de neutrino (cf. fig. 12.2 et 12.3). Pour s'affranchir du moment de Fermi (l'impulsion des nucléons à l'intérieur du noyau atomique), l'énergie simulée du neutrino est donnée par la norme de la somme des impulsions simulées des particules sortantes du vertex primaire simulé.

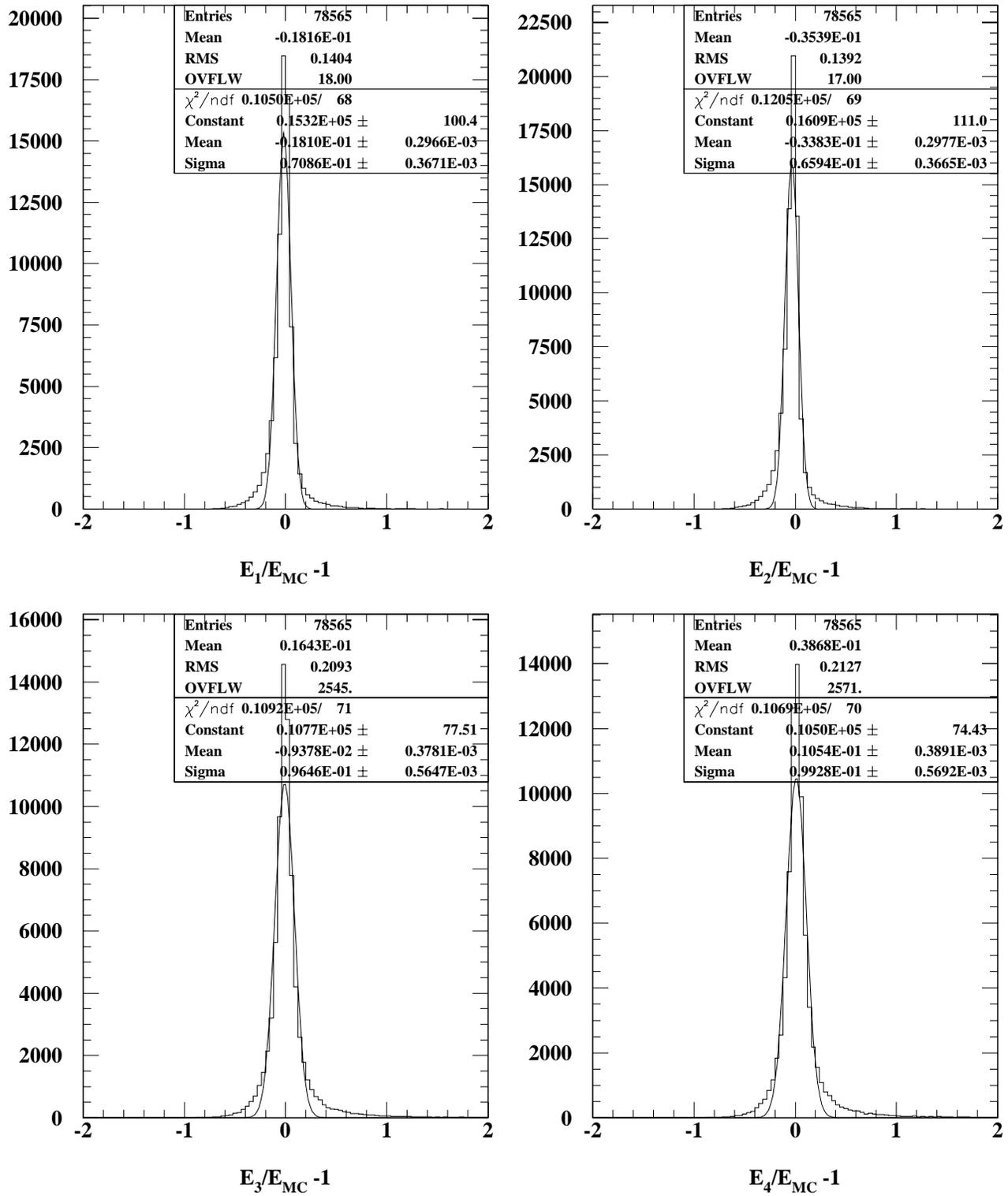


FIG. 12.2 – Distributions des différences relatives entre les estimateurs d'énergie (définis dans le texte) et l'énergie du neutrino simulée. Cas des événements « ν_μ CC ».

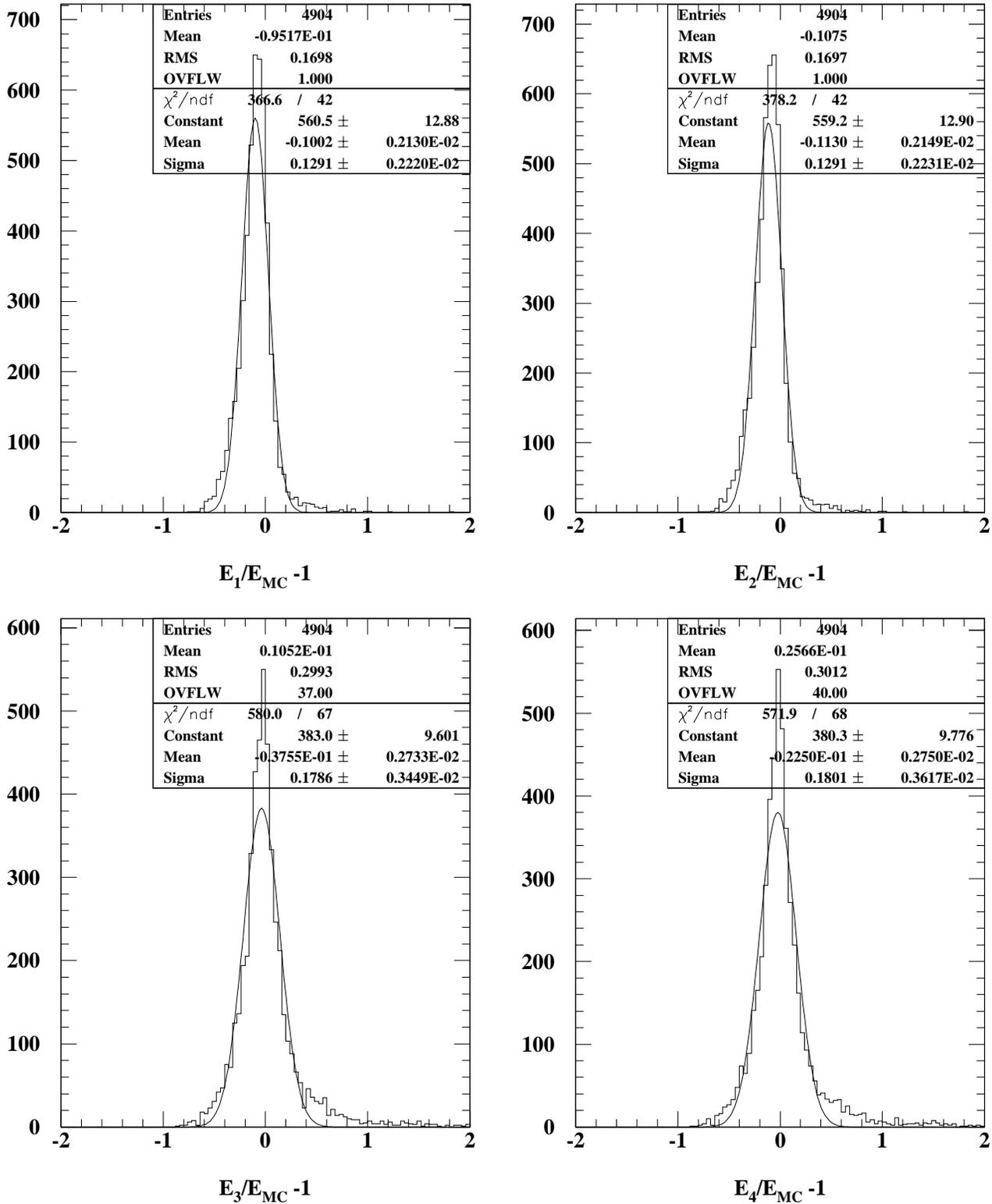


FIG. 12.3 – Distributions des différences relatives entre les estimateurs d'énergie (définis dans le texte) et l'énergie du neutrino simulée. Cas des événements « charme ».

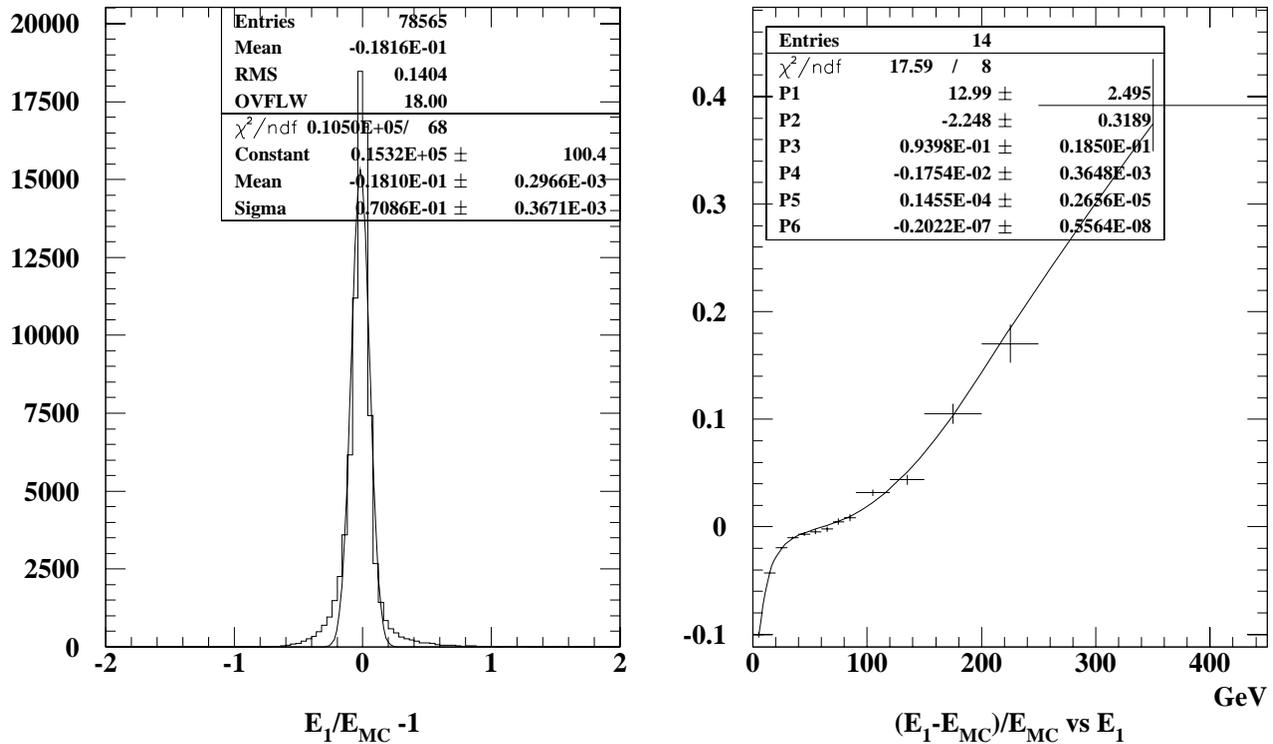


FIG. 12.4 – Distribution des différences relatives entre E_1 et l'énergie simulée E_{MC} (à gauche). La même distribution moyennée en fonction de l'énergie E_1 (à droite); les paramètres de l'ajustement vont servir à corriger le biais. Cas des événements ν_μ CC.

D'après la figure 12.2, avec les deux premières méthodes, on sous-estime l'énergie le plus souvent, et la deuxième méthode donne un biais plus important. Avec la troisième méthode, on a recentré la distribution de la différence relative, mais la largeur de la gaussienne ajustée sur cette distribution est plus large. C'est en partie dû au fait que l'on surestime l'énergie quand l'angle γ , mal déterminé, vaut presque 0. Le quatrième, qui consiste à dire que la correction sur la composante longitudinale de l'impulsion de la gerbe hadronique est identique à celle sur la composante transverse, a tendance à surestimer l'énergie. De plus, avec les deux dernières méthodes, le nombre d'événements où l'énergie estimée est anormalement élevée est de l'ordre de 3 %. Ces deux types de corrections ne semblent pas convenir totalement.

On garde donc la première méthode de calcul et on corrige le biais en fonction de l'énergie mesurée : par intervalle d'énergie mesurée, on moyenne toutes les valeurs de différence relative avec la simulation. Puis on ajuste empiriquement la courbe obtenue par un rapport de deux polynômes :

$$\frac{E_1 - E_{MC}}{E_{MC}} = f(E_1) = \frac{P_2 + P_3 \cdot E_1 + P_4 \cdot (E_1)^2 + P_5 \cdot (E_1)^3 + [P_6 \cdot (E_1)^4]}{P_1 + E_1}$$

Dans le cas des événements « charme », pour des raisons d'ajustement, le paramètre P_6 est strictement égal à zéro.

Avant de faire l'ajustement, nous sélectionnons des événements, dont le vertex primaire reconstruit est situé dans le volume fiduciel (voir le chapitre suivant), ayant un muon identifié et rattaché au vertex primaire, et n'ayant aucune trace d'impulsion nulle ou supérieure à 250 GeV (cas rares) ou avec une erreur relative sur l'impulsion supérieure à 20 %. Pour les événements « charme », un positron (ou un électron) identifié et rattaché au vertex primaire est exigé, car les événements sélectionnés auront cette caractéristique.

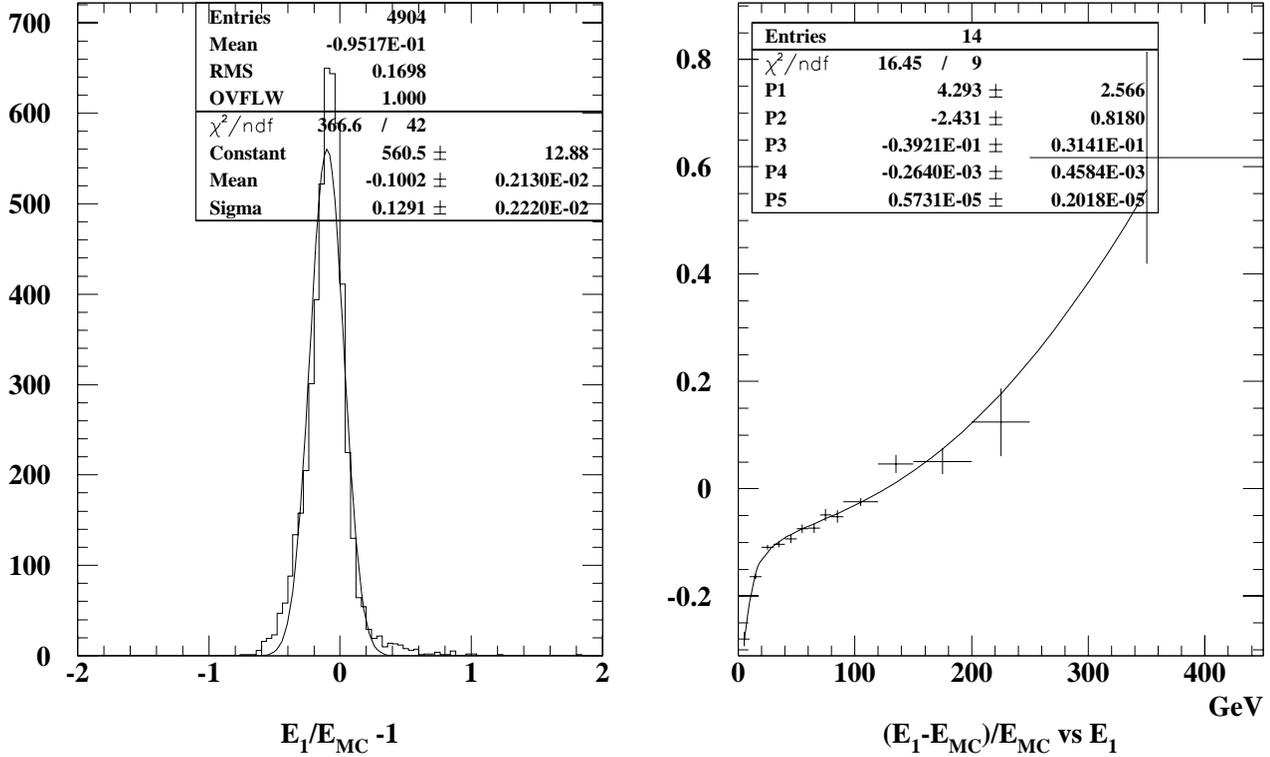


FIG. 12.5 – Distribution des différences relatives entre E_1 et l'énergie simulée (à gauche). La même distribution moyennée en fonction de l'énergie E_1 (à droite). Cas des événements « charme ».

Les figures 12.4 et 12.5 montrent les ajustements ainsi que les valeurs des paramètres. La dernière tranche d'énergie comporte peu d'événements, car la distribution des énergies générées est coupée à 300 GeV et atteint cette valeur avec une faible probabilité (les neutrinos sont générés grâce à un faisceau de protons de 450 GeV).

Finalement on recalcule l'énergie de chaque événement comme suit :

$$E'_1 = \frac{E_1}{1 + f(E_1)}$$

Avec cette correction de l'énergie, la distribution des différences relatives est mieux centrée, mais au prix d'un léger élargissement de la gaussienne ajustée sur la distribution dû au fait que la correction à effectuer a été déterminée sur un comportement moyen de la distribution en fonction de l'énergie (*cf.* fig. 12.6 et 12.7).

Avant la correction de l'énergie, les estimateurs ne sont pas trop biaisés pour des événements ν_μ courant-chargeé (lot où il n'y a pas de désintégration semi-leptonique dans le cas de production de particules charmées), donc on peut supposer que la méthode est satisfaisante. Pour les événements où il y a une désintégration semi-leptonique en positron d'une particule charmée produite, les distributions des différences relatives sont fortement biaisées et les énergies doivent être absolument corrigées : Le neutrino de la désintégration emporte une énergie non négligeable.

12.2 x, y, Q^2, W^2

Les variables x, y, Q^2, W^2 sont directement calculables à partir de l'énergie visible du neutrino et de l'énergie du muon du courant-chargeé (*cf.* p. 25).

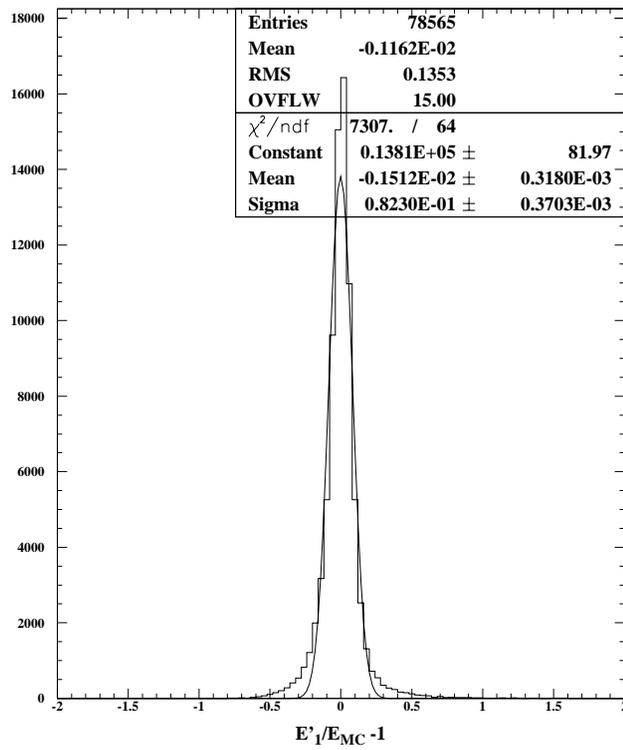


FIG. 12.6 – Distributions des différences relatives entre E_1' et l'énergie simulée après correction des énergies E_1 . Cas des événements ν_μ CC.

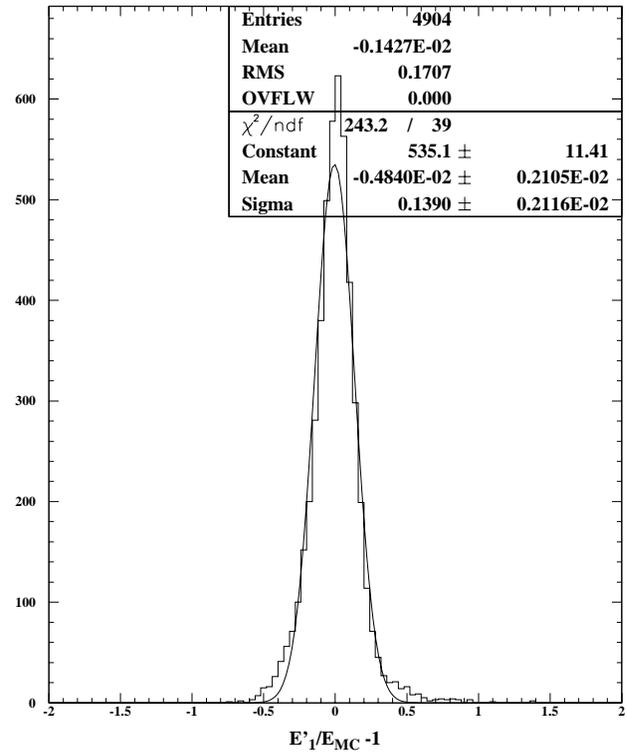


FIG. 12.7 – Comme la figure précédente, mais cas des événements « charme ».

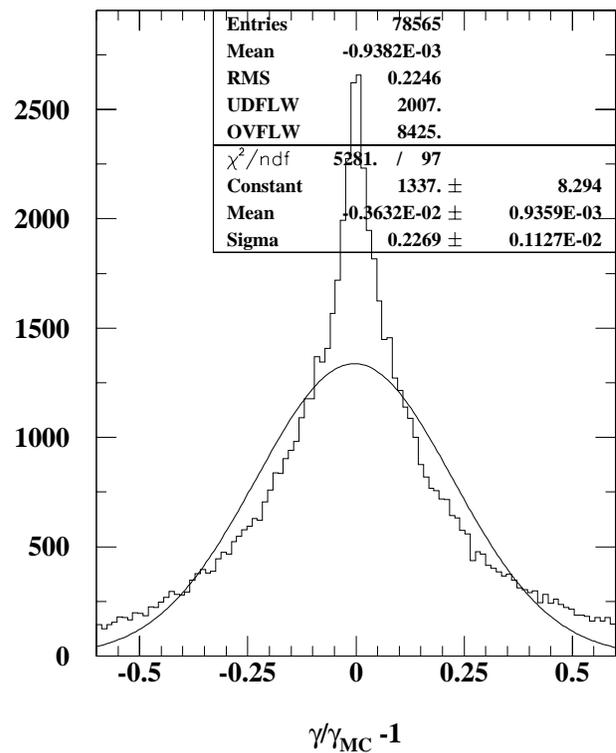
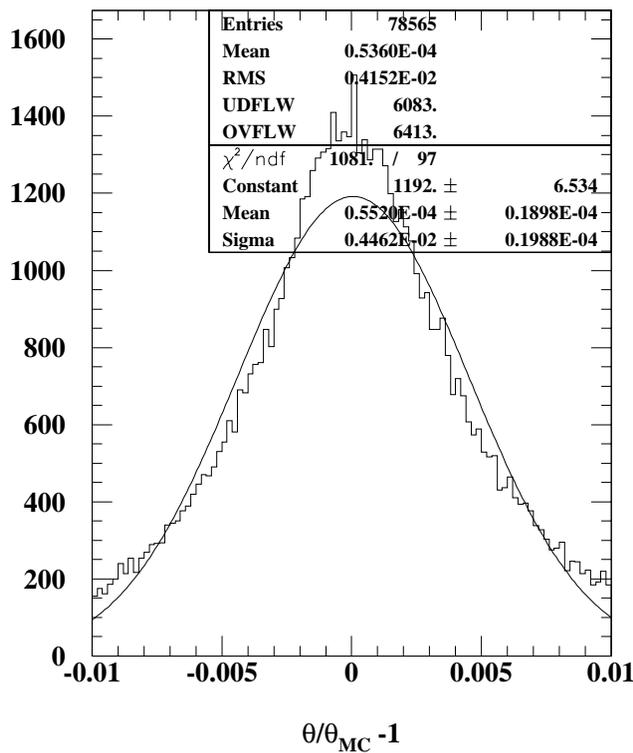


FIG. 12.8 – Distributions des différences relatives entre les angles (θ et γ) reconstruits et simulés (cf. fig. 12.1 pour la définition des angles). L'angle θ est bien reconstruit : le muon du courant-charge est correctement récupéré. Les longues queues pour l'angle γ font que le calcul de E_3 n'est pas toujours valable.

Si l'énergie visible est calculée à partir de E_1 , alors les variables cinématiques sont mal calculées notamment pour les événements « charme » (cf. 12.9 et 12.11).

Si nous partons des énergies corrigées E'_1 , les distributions des différences relatives entre les variables calculées et simulées (cf. 12.10 et 12.12) sont nettement mieux centrées, mais légèrement plus larges pour les événements « ν_μ CC ».

Si nous considérons les énergies calculées par la formule E_3 et comparons les nouvelles distributions à celles obtenues à partir des énergies corrigées E'_1 , nous constatons que les distributions sont moins bien centrées, et qu'elles sont plus larges et moins piquées pour les événements « charme » et pour les variables W^2 et Q^2 dans le cas des événements « ν_μ CC » (cf. 12.13 et 12.14).

Nous remarquons les mêmes phénomènes, voire plus marqués, si nous partons de l'énergie E_4 (cf. 12.15 et 12.16).

Il semble donc préférable de corriger l'énergie E_1 pour avoir le meilleur estimateur de l'énergie de neutrino incident et pour ensuite calculer les variables cinématiques. Nous pourrions appliquer la correction trouvée pour les événements « charme » aux événements candidats et calculer par exemple, la variable x .

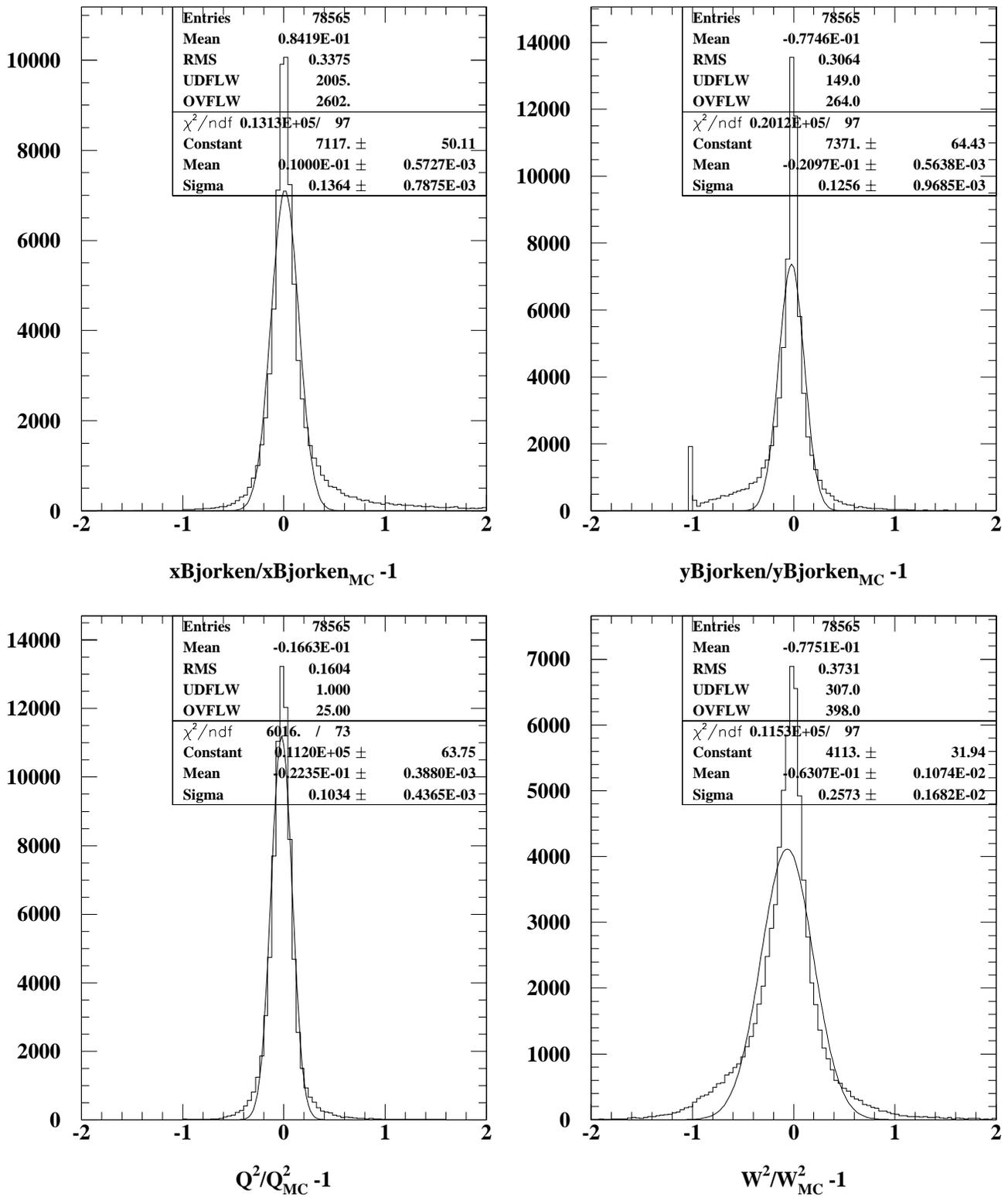


FIG. 12.9 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (sans correction de l'énergie) et les valeurs simulées. Cas des événements ν_μ CC.

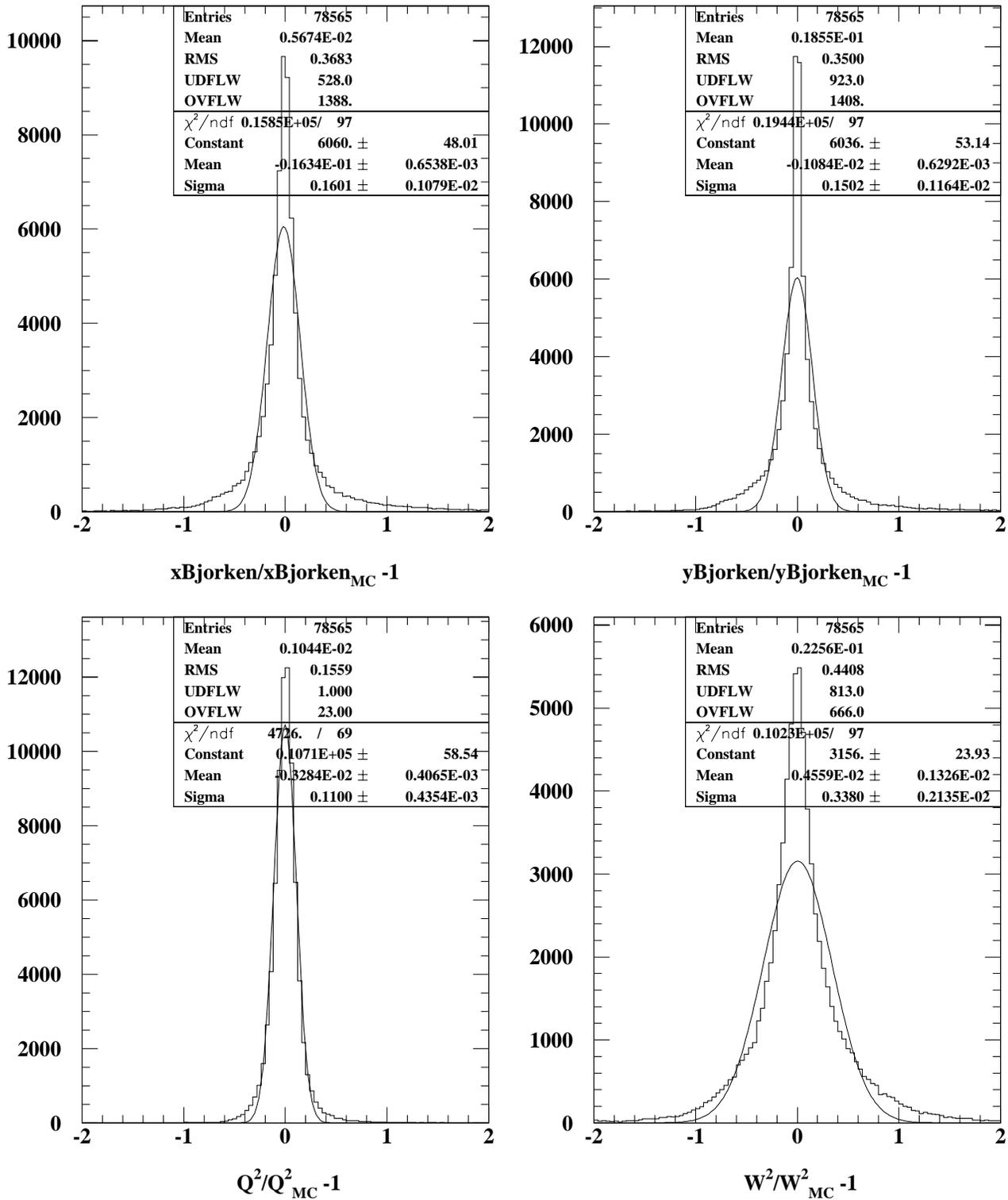


FIG. 12.10 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après correction de l'énergie) et les valeurs simulées. Cas des événements ν_μ CC.

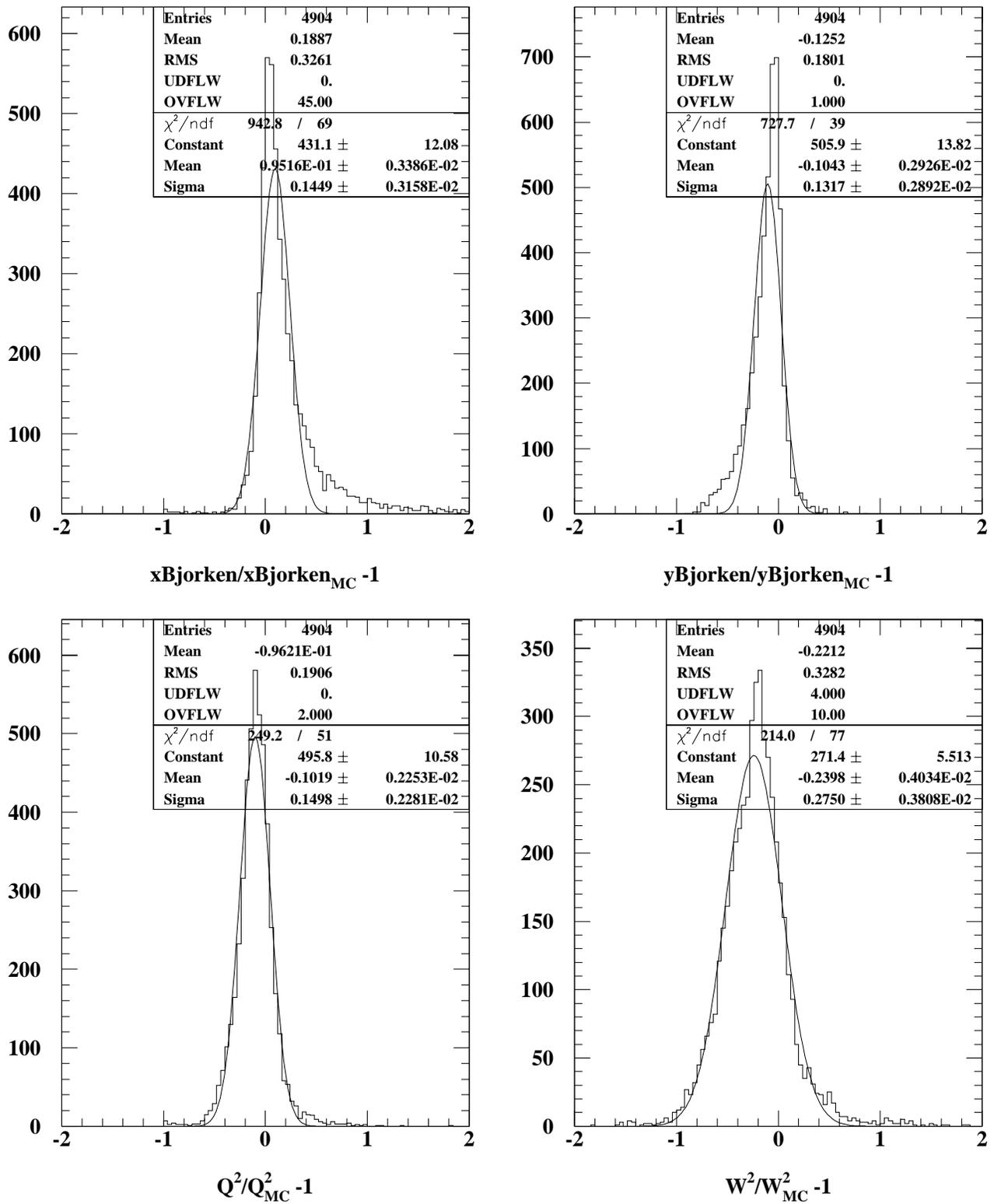


FIG. 12.11 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (sans correction de l'énergie) et les valeurs simulées. Cas des événements « charme ».

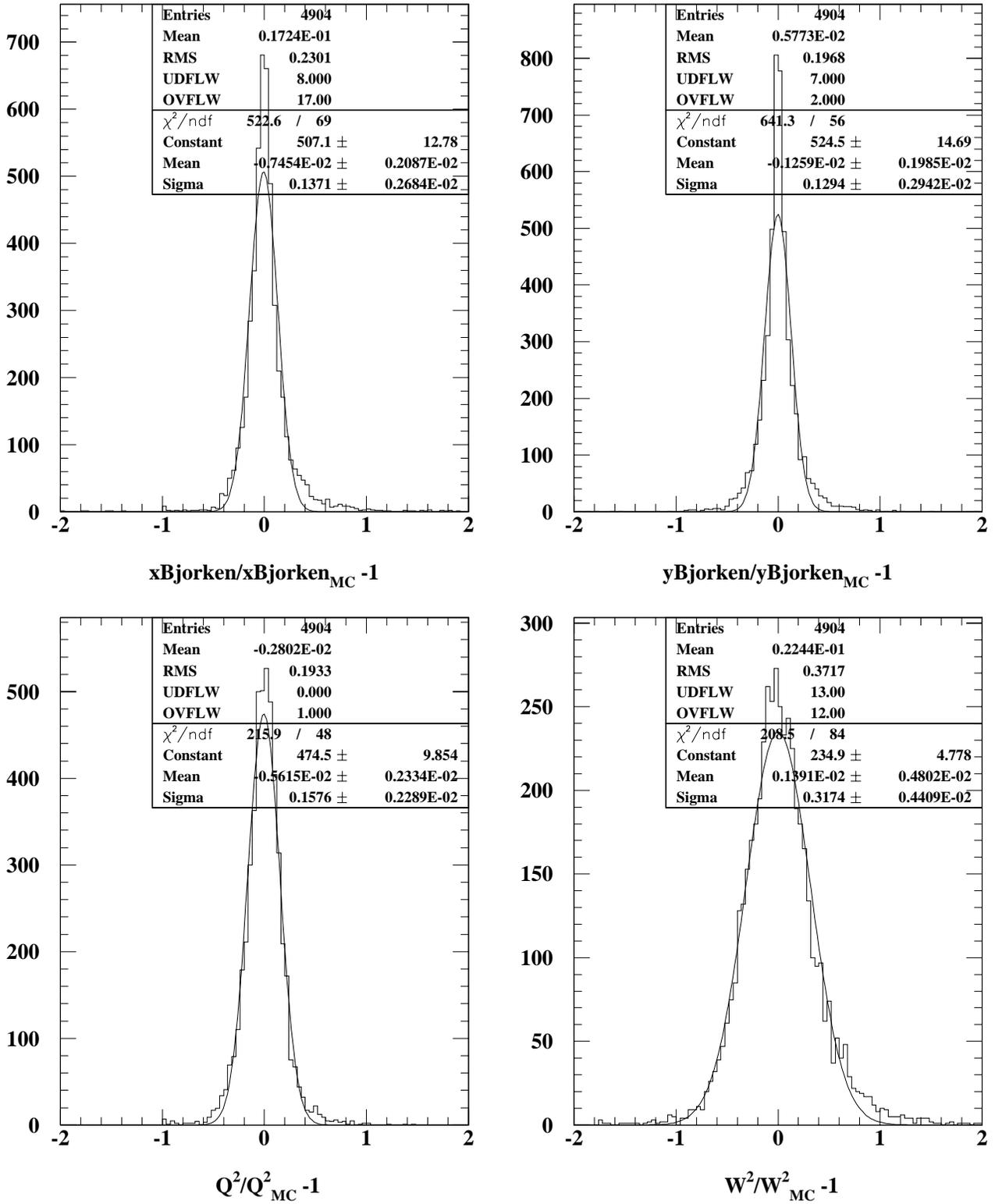


FIG. 12.12 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après correction de l'énergie) et les valeurs simulées. Cas des événements « charme ».

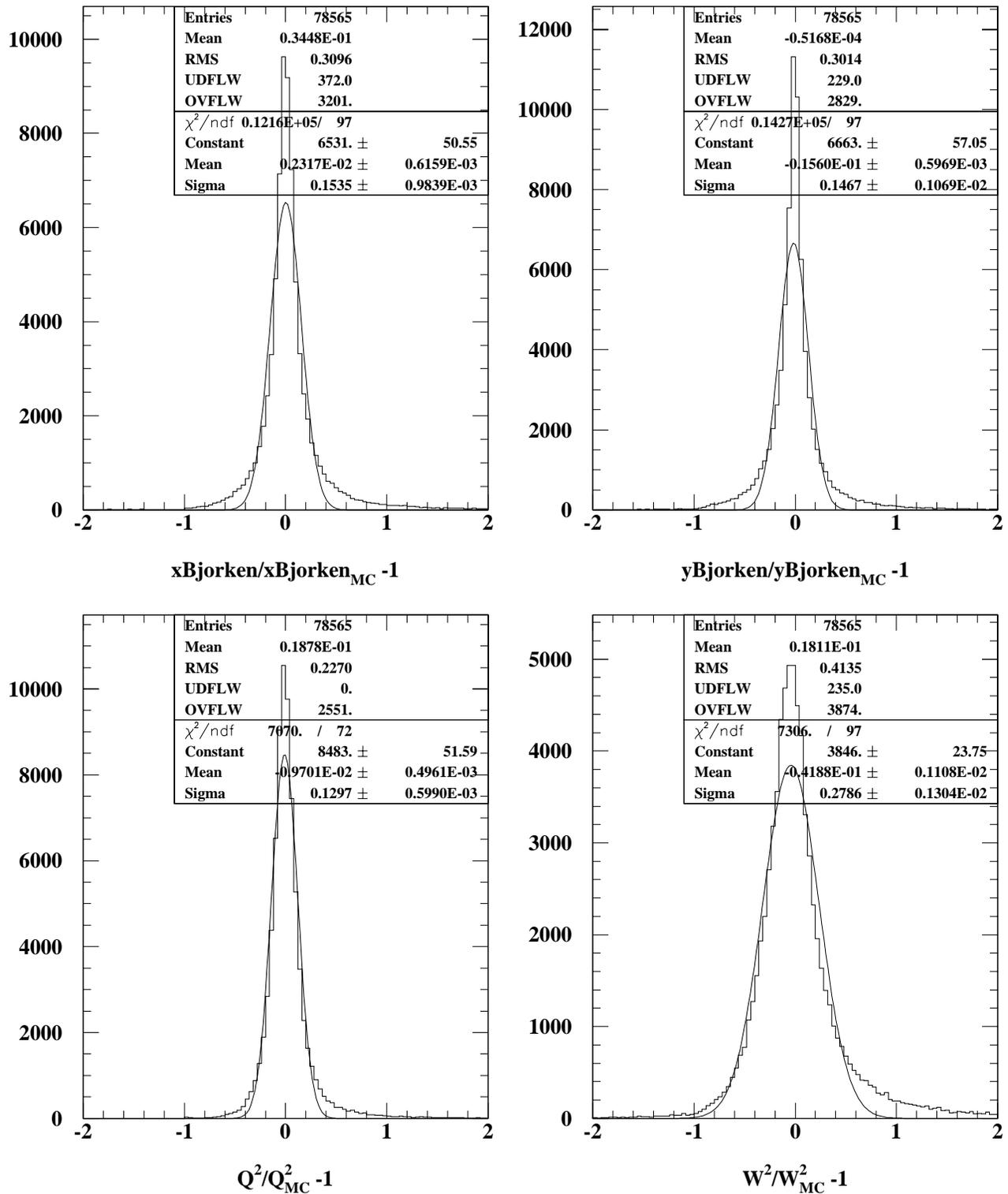


FIG. 12.13 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après calcul de l'énergie E_3) et les valeurs simulées. Cas des événements ν_μ CC.

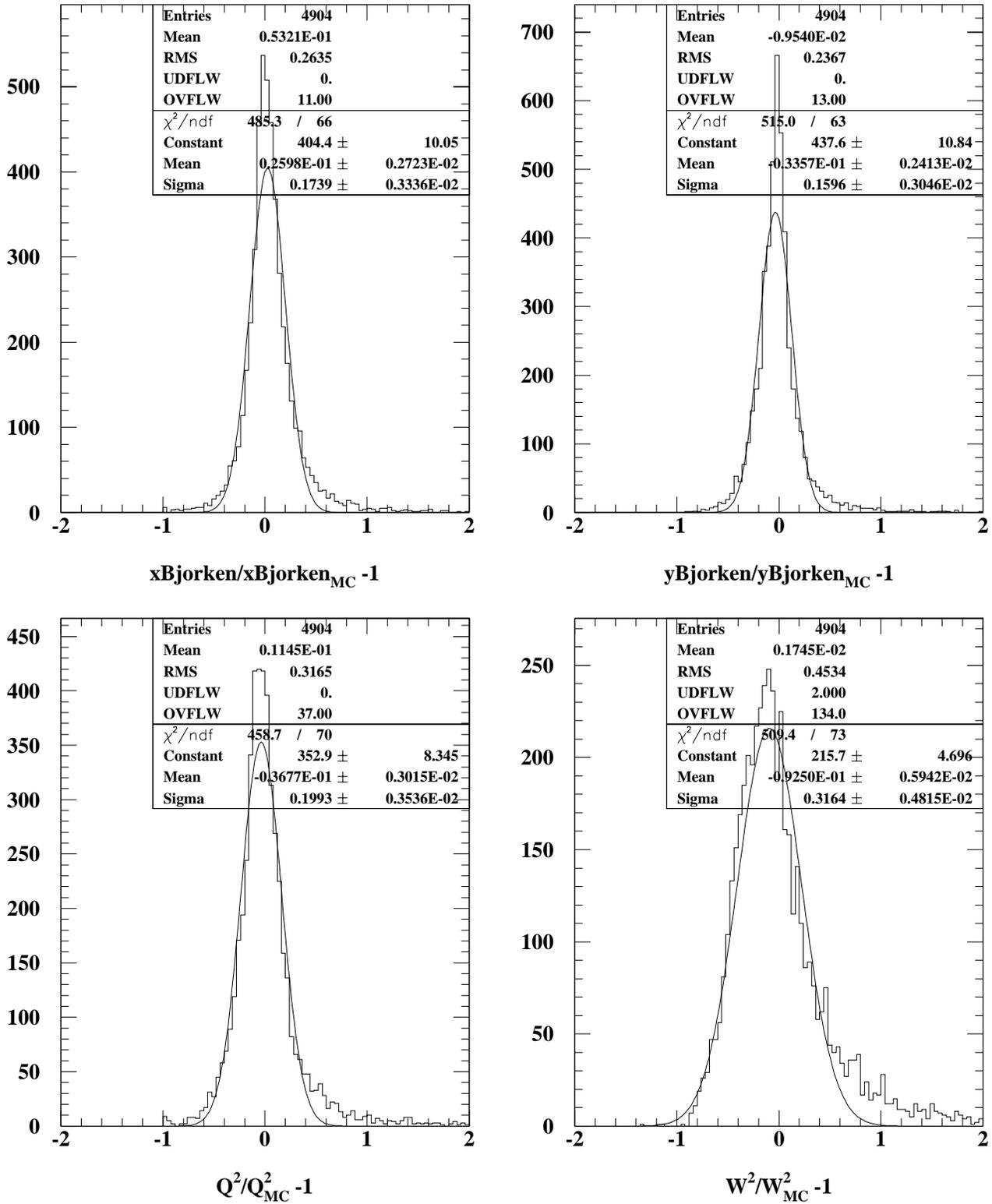


FIG. 12.14 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après calcul de l'énergie E_3) et les valeurs simulées. Cas des événements « charme ».

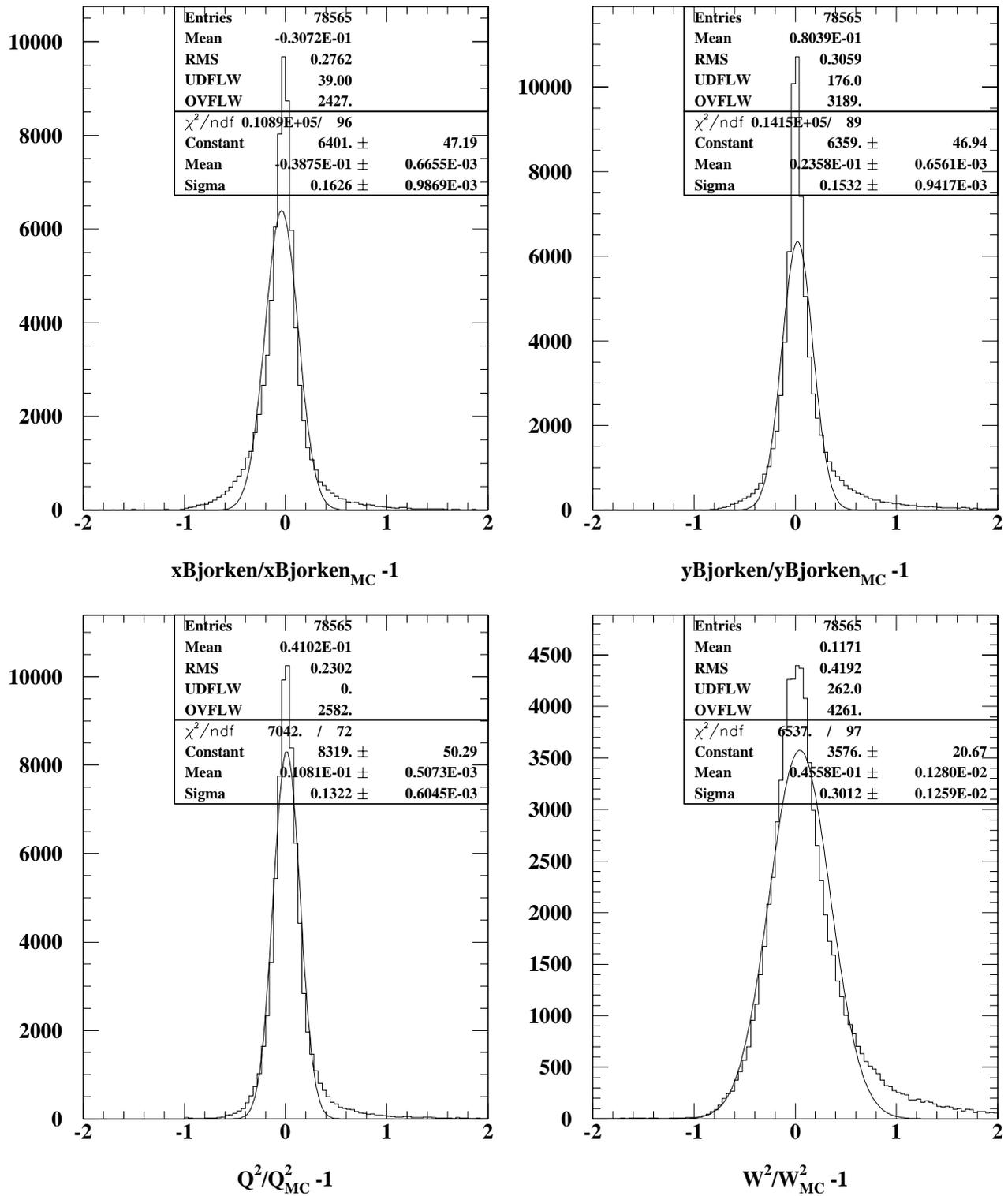


FIG. 12.15 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après calcul de l'énergie E_4) et les valeurs simulées. Cas des événements ν_μ CC.

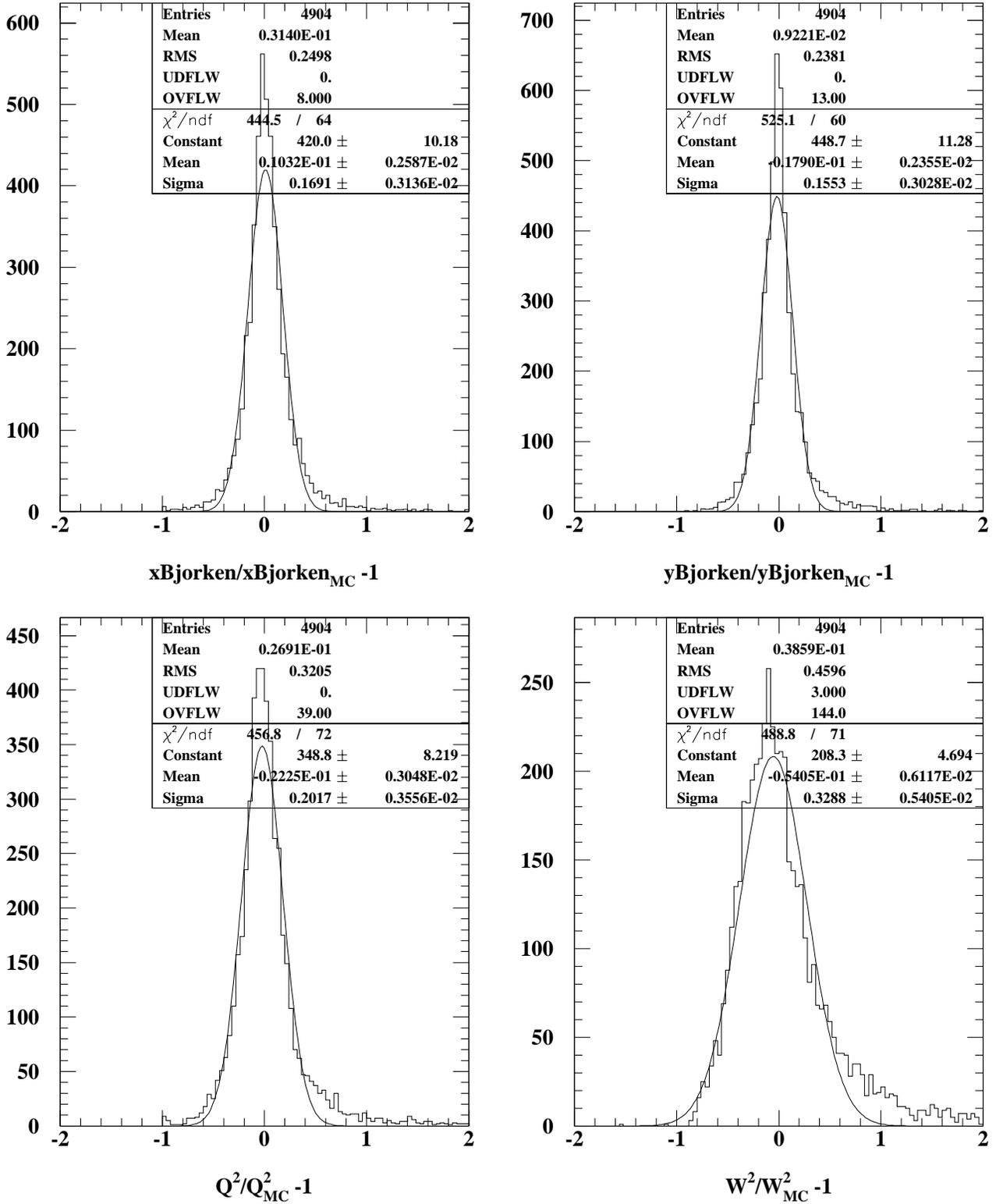


FIG. 12.16 – Distributions des différences relatives entre les variables cinématiques calculées (après calcul de l'énergie E_4) et les valeurs simulées. Cas des événements « charme ».

Chapitre 13

Sélection des événements $\mu^- e^+$

13.1 Introduction

NOMAD a acquis $3,3 \cdot 10^6$ événements $\bar{\nu} \cdot T1.T2$ (*cf.* p. 51) de 1995 à 1998, ce qui correspond, en tenant compte des efficacités de reconstruction et de sélection des événements $\nu_\mu CC$, à environ 1 150 000 événements $\nu_\mu CC$.

Dans notre analyse, seront utilisés les événements de 1995 où la cible était complète (*i.e.* 43,4 %), ceux de 1996 et 87 % des événements de 1997; ceci correspond à 2 113 676 événements $\bar{\nu} \cdot T1.T2$.

Nous recherchons des événements du type $\mu^- e^+$, *i.e.* des événements comportant un muon qui proviendrait de l'interaction d'un neutrino muonique et un positron qui serait issu de la désintégration semi-leptonique d'une particule charmée produite lors de l'interaction.

Pour cela, nous imposons successivement une série de critères : on recherche une interaction d'un neutrino muonique par courant chargé, reconstruit, ayant lieu dans le volume central de la cible pour limiter les pertes de particules non identifiées; ensuite, nous nous intéressons aux cas où un positron est identifié, en essayant tout d'abord de s'assurer qu'il s'agit bien d'un positron, puis une distinction entre positrons du bruit de fond (*cf.* ci-dessous) et positrons venant du « charme » est faite.

Bruit de fond

Le taux d'événements recherchés est de l'ordre de 0,5 %; il faut donc réduire de façon importante le bruit de fond. Il est de plusieurs sources.

La plus importante est due aux paires $e^+ e^-$ produites près du vertex primaire par conversion de photons ou par désintégration Dalitz de π^0 (1,2 % des π^0) ou de η (0,5 % des η). En principe, le positron a la même probabilité que l'électron de ne pas être ou être mal reconstruit (paires asymétriques) : une soustraction des événements $\mu^- e^-$ aux événements $\mu^- e^+$ éliminera la contribution due à ces paires.

La deuxième source importante de bruit de fond est composée de hadrons qui ont été reconnus comme électrons ou positrons par le TRD sans que le calorimètre électromagnétique contredise ce fait. Cette composante hadronique est en moyenne de charge positive et vient contaminer le lot d'événements que l'on souhaite sélectionner.

Une autre source de contamination potentielle vient des interactions dues aux autres types de neutrinos : ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , et $\bar{\nu}_\mu$. Cela reste négligeable et peut être estimé par simulation Monte Carlo.

Lots d'événements utilisés

- A** : 25 957 événements simulés constitués d'une interaction d'un neutrino muonique par courant chargé avec la production d'une particule charmée qui se désintègre en un positron.
- B** : 1 904 780 événements simulés constitués d'une interaction d'un neutrino muonique par courant chargé (dont 9 591 sont du type des événements du lot A).
- C** : 2 113 676 événements acquis par NOMAD pendant les années 1995, 96, et 97. La cible était constituée de 44 chambres fin 1995 et en 1996, et de 41 chambres en 1997.

La version du programme de reconstruction¹ est identique pour les lots B et C. Celle du lot A est plus vieille mais assez proche, et il a été vérifié, avec une partie du lot A reconstruite avec la version compatible avec les deux autres lots, que les efficacités de reconstruction, de sélection d'événements courant chargé ou d'événements $\mu^- e^+$ sont quasiment identiques.

Il est aussi important de noter que pour le lot A, la masse du quark charme est nulle, alors qu'elle est mise à 1,31 GeV pour les événements « charme » du lot B. Néanmoins nous utilisons le lot A comme le lot de référence pour la production d'événements $\mu^- e^+$ car la statistique est plus importante et des tables [60] des poids ont été produites pour pondérer ces événements.

13.2 Premières sélections

13.2.1 Événements dans la cible

Tout d'abord l'événement doit être reconstruit ; pour cela on demande la présence d'un vertex primaire reconstruit, garantissant ainsi que le programme de reconstruction est arrivé à terme et la densité de coups dans les chambres à dérive n'est pas trop importante (le rapport entre le nombre total de fils touchés et le nombre de plans contenant ces fils doit être inférieur à 8). Pour les événements réels ne sont gardés ceux ayant un minimum de deux traces au vertex primaire.

Ensuite on définit un volume fiduciel, *i.e.* un volume dans lequel ont lieu les interactions de neutrinos et tel qu'il y ait peu de pertes sur les bords de la cible, dans l'aimant. Le volume de la cible est $300 \times 300 \times 400 \text{ cm}^3$ et avec la définition du repère utilisé (*cf.* 79), la table suivante donne les volumes fiduciels choisis :

données réelles 10 modules	$ x < 130 \text{ cm}$	$38 < z < 350 \text{ cm}$
données 11 modules et données simulées	$ y < 130 \text{ cm}$	$10 < z < 350 \text{ cm}$

La sélection due au volume fiduciel est de 77 % sur les événements reconstruits des lots A et B. Pour les événements réels (lot C), la sélection est en moyenne de 58 % : les interactions qui ont lieu près de bord de la cible, voire dans l'aimant, sont éliminées et des événements dus au rayonnement cosmique sont aussi supprimés.

13.2.2 Événements ν_μ CC

Les muons sont produits soit par interactions de neutrinos muoniques soit par désintégrations de pions et de kaons. En s'intéressant à un petit volume autour du vertex primaire, on récupère un muon qui est le muon primaire pour plus de 99 % des cas pour les événements simulés. Pour le lot B, on qualifie d'événement ν_μ CC environ 84 % des événements précédemment sélectionnés ; dans le cas des données réelles (lot C) il reste en moyenne 53 % des événements (les courants neutres sont éliminés et les inefficacités de reconstruction sont plus importantes).

Les événements ainsi sélectionnés sont appelés événements « 1μ ».

¹La version du code de reconstruction est reconvr7r7.

échantillon	lot A « charme »	lot B Monte Carlo	lot C			
			11 mod. 95 & 96	10 mod. 97	total	
Au départ	29 971	1 904 780	223 807	842 415	1 047 454	2 113 676
$c \rightarrow e^+$	25 957	9 591				
$c \not\rightarrow e^+$	4 014	1 895 189				
Reconstruits	29 732	1 839 255	223 108	782 358	1 045 282	2 050 748
$c \rightarrow e^+$	25 957	9 591				
$c \not\rightarrow e^+$	3 775	1 829 664				
Vol. fid.	22 976	1 415 115	125 445	514 028	515 584	1 155 057
$c \rightarrow e^+$	20 090	7 411				
$c \not\rightarrow e^+$	2 886	1 407 704				
1 μ^-	17 705	1 186 930	66 940	282 735	260 873	610 548
$c \rightarrow e^+$	15 596	5 884				
$c \not\rightarrow e^+$	2 109	1 181 046				
1 e^+ et 0 e^-	5 853	52 496	3 328	15 405	13 403	32 136
$c \rightarrow e^+$	5 617	2 612				
$c \not\rightarrow e^+$	236	49 884				
1 e^- et 0 e^+	359	16 307	907	4 159	3 682	8 748
$c \rightarrow e^+$	213	72				
$c \not\rightarrow e^+$	146	16 235				

TAB. 13.1 – Sélections successives appliquées aux différents lots d'événements : ce que l'on a au départ, après reconstruction, après la définition du volume fiduciel, après la récupération d'un seul muon au vertex primaire, et après la récupération d'un seul « électron » primaire (électron ou positron). A chaque fois, en plus, la distinction entre des événements « charme » et les autres est faite.

13.2.3 Evénements $\mu^- e^+$

Il s'agit maintenant de récupérer le positron venant du charme. Une première étape pour réduire le bruit de fond dû aux paires e^+e^- est d'exiger un seul électron ou positron (reconnu comme tel par le programme de reconstruction, voir section 11.1) au vertex primaire ; la sélection des candidats avec un électron permettra plus tard d'éliminer statistiquement les paires asymétriques mal reconstruites. A partir des événements « $1\mu^-$ », cette nouvelle sélection nous donne 4 à 5 % d'événements avec un positron et 1,4 % avec un électron pour les lots B (simulation) et C (données réelles). On obtient respectivement 36,6 % et 1,4 % pour le lot A (événements « charme »). On constate que cette sélection a le même effet pour tous les lots utilisés, événements « charme » $\mu^- e^+$ mis à part.

Les évolutions numériques après chaque coupure jusqu'à présent citée sont montrées dans la table 13.1.

13.3 Réduction du bruit hadronique

Parmi les électrons et les positrons, précédemment cités, identifiés par le programme de reconstruction une bonne partie sont en réalité des hadrons d'après la simulation : 37 % des candidats électrons, et 80 % des candidats positrons (à cause des protons).

Trois critères de sélection ont été retenus pour purifier le lot d'électrons identifiés ; leurs effets sont montrés dans la table 13.2 :

- aucune superposition de signaux de traces avec ceux de la trace candidate dans les pailles verticales du TRD. La contamination hadronique restante est de 26 % pour les électrons et de 83 % pour les positrons. Ce critère agit peu sur les protons.
- les traces doivent atteindre le calorimètre électromagnétique ; cette coupure (géométrique) est assez sévère pour les hadrons et agit comme un veto pour les protons : il reste 8 %

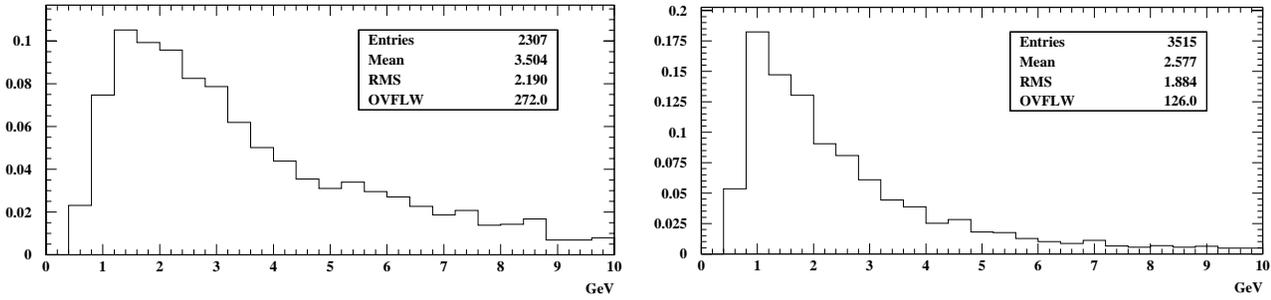


FIG. 13.1 – Spectres en impulsion des vrais positrons sélectionnés pour les événements « charme » (à gauche) et pour les événements « bruit de fond » (à droite).

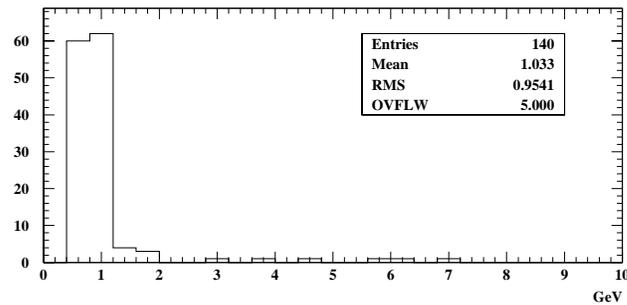


FIG. 13.2 – Spectre en impulsion des protons sélectionnés comme positrons pour les événements « bruit de fond ».

d’hadrons pour les électrons et 15 % pour les positrons après ces deux premières coupures.

- l’acceptance aux électrons dans le TRD doit être inférieure à 70 % : la contamination finale en hadrons est de 3,7 % pour les électrons et de 8 % pour les positrons (le double car il reste des protons).

Il a été vérifié que la plupart des protons restant après l’application des trois critères précédents ont une impulsion (de l’ordre de 1 GeV, voire moins) dirigée vers le bas, si bien qu’ils atteignent quand même le calorimètre électromagnétique grâce au champ magnétique.

On peut noter que, pour les événements du lot B, le nombre d’événements avec un vrai positron ou électron a été réduit de 65 %, mais le nombre d’événements avec un proton de 99,5 %, et avec un pion de 99 %. Pour les événements du lot A, le nombre d’événements avec un vrai positron a été réduit de 56 % ; ceci est un peu moins élevé que pour le lot B, mais reste du même ordre.

13.4 Sélection des candidats « charme »

La contribution due aux paires asymétriques reste importante, et il s’agit de la réduire encore. La technique employée est le rapport de vraisemblance, dans le but de séparer les événements avec un positron venant de la désintégration du charme et ceux avec un positron venant d’une paire e^+e^- .

Quatre variables ont été retenues pour servir à cette méthode :

- l’impulsion, \mathbf{p} , des positrons candidats : en effet, l’impulsion des positrons venant de désintégration du charme est en moyenne plus importante que celle des positrons des paires (*cf.* fig. 13.1). La coupure sur le rapport de vraisemblance va éliminer les faibles impulsions, ce qui va contribuer aussi à diminuer la contamination en protons (*cf.* fig. 13.2).
- l’angle, θ , entre le positron candidat et la particule de signe opposé la plus proche dans la gerbe hadronique non rattaché à un V0, est considéré : dans les paires, l’angle d’ouverture

	Particules	$e^- bdf$	$e^+ bdf$	$e^+ charm$
	Toutes	16 235	49 884	5 617
	Electrons	10 235	10 000	5 232
	Protons	33	28 019	228
	Pions	5 116	10 753	131
	Kaons	623	1 009	26
TRD	Toutes	9 414	39 652	4 802
	Electrons	6 974	6 633	4 475
	Protons	29	26 341	215
	Pions	1 990	6 013	96
	Kaons	301	602	16
Calo	Toutes	10 077	11 265	3 805
	Electrons	7 290	6 876	3 749
	Protons	0	546	4
	Pions	2 437	3 519	48
	Kaons	251	301	4
Elacc	Toutes	13 242	41 777	4 570
	Electrons	9 047	8 960	4 273
	Protons	32	23 863	192
	Pions	3 542	8 091	85
	Kaons	454	781	20
TRD, Calo	Toutes	4 990	4 880	3 117
	Electrons	4 602	4 168	3 089
	Protons	0	204	0
	Pions	331	457	26
	Kaons	35	46	2
TRD, Calo, Elacc	Toutes	3 962	3 823	2 319
	Electrons	3 816	3 515	2 307
	Protons	0	140	0
	Pions	121	146	11
	Kaons	13	21	1

TAB. 13.2 – Contamination hadronique : tout d'abord, la contamination à la sortie de la table 13.1, puis celles en appliquant séparément chacun des trois critères de sélection (pas de superposition dans le TRD, ECAL est atteint, l'acceptance aux électrons dans le TRD est inférieure à 0,7), ensuite la contamination après les deux premiers critères de sélection, enfin celle après les trois critères appliqués. La dernière colonne concerne les événements du lot A, les deux précédentes, ceux du lot B, considérés comme des événements « bruit de fond » (bdf).

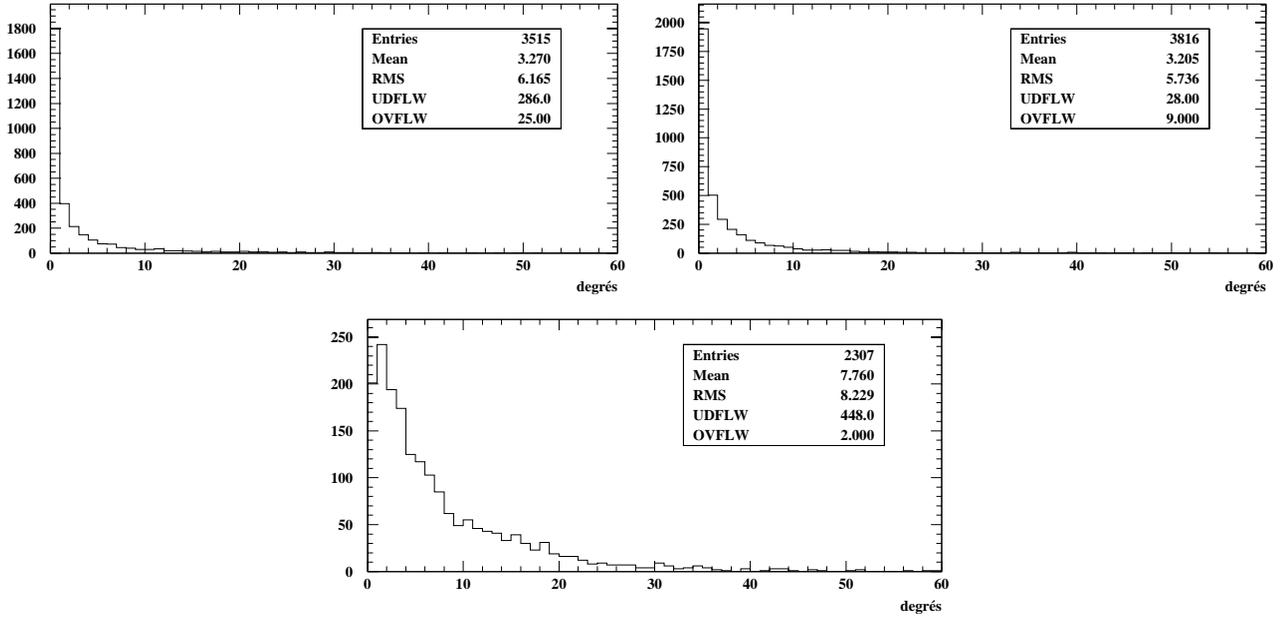


FIG. 13.3 – Distributions des angles géométriques α_{xz} pour les vrais positrons (en haut à gauche) et les vrais électrons (en haut à droite) des événements « bruit de fond », et pour les positrons (en bas) des événements « charme ». Les quantités UDFLW indiquent, ici, le nombre de cas où l'angle n'existe pas.

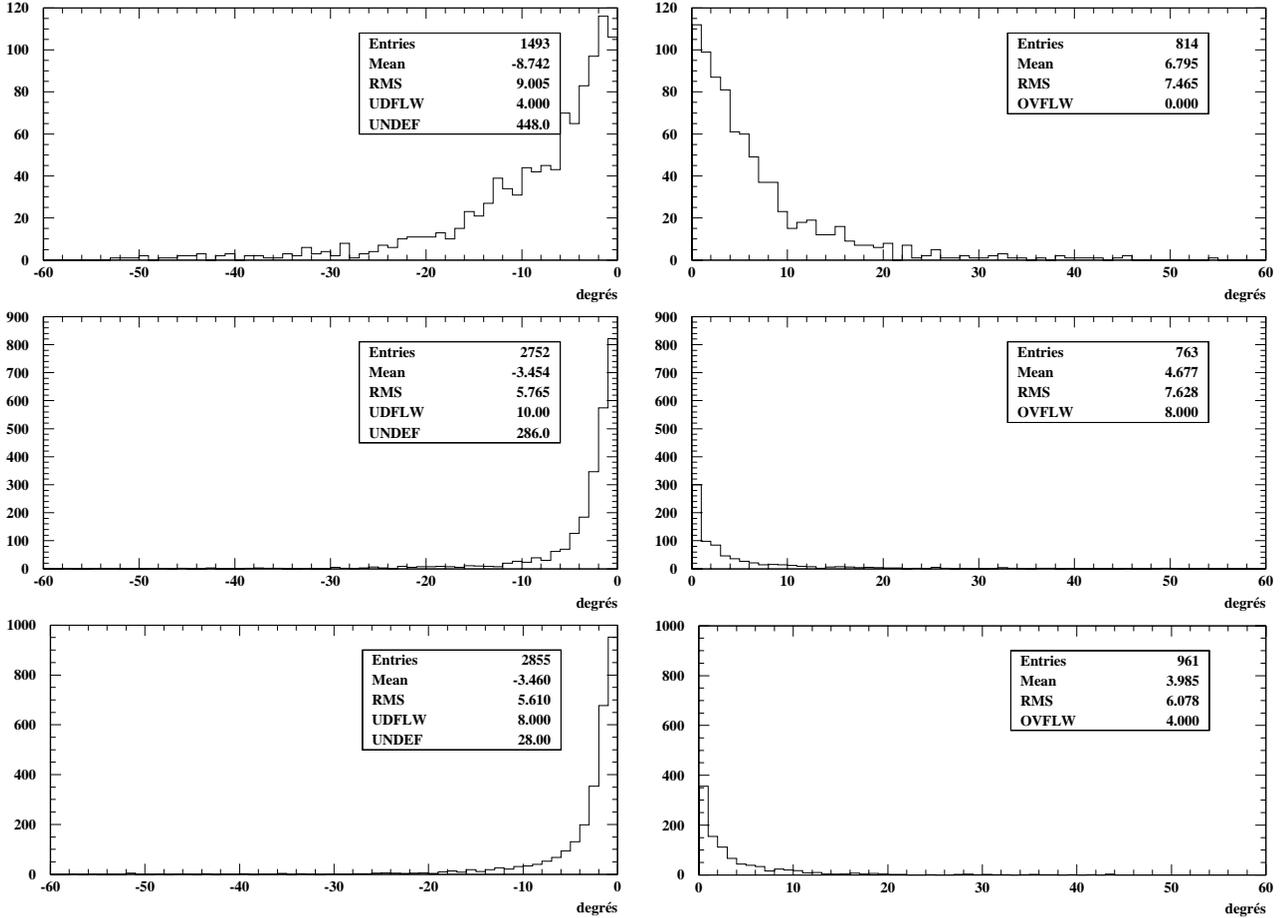


FIG. 13.4 – Distributions des angles orientés α_{yz} pour les vrais positrons (au milieu) et les vrais électrons (en bas) des événements « bruit de fond », et pour les positrons (en haut) des événements « charme ». Les quantités UNDEF indiquent, ici, le nombre de cas où l'angle n'existe pas.

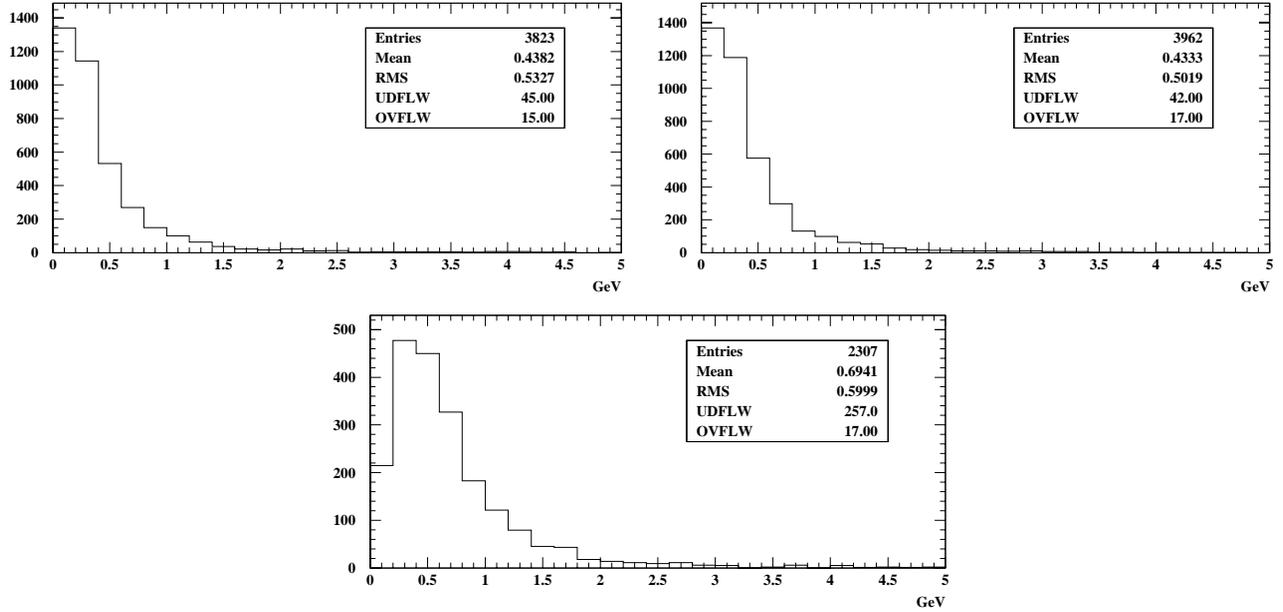


FIG. 13.5 – Distributions de Q_T pour les positrons (en haut à gauche) et les électrons (en haut à droite) sélectionnés des événements « bruit de fond », et pour les positrons (en bas) sélectionnés des événements « charme ». Les quantités UDFLW indiquent, ici, le nombre de cas où l'angle $(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{h,\varphi^+})$ n'existe pas.

entre les deux membres de celle-ci est en général assez faible, tandis que le positron du charme n'est pas corrélé de manière aussi forte avec les autres traces de la gerbe hadronique.

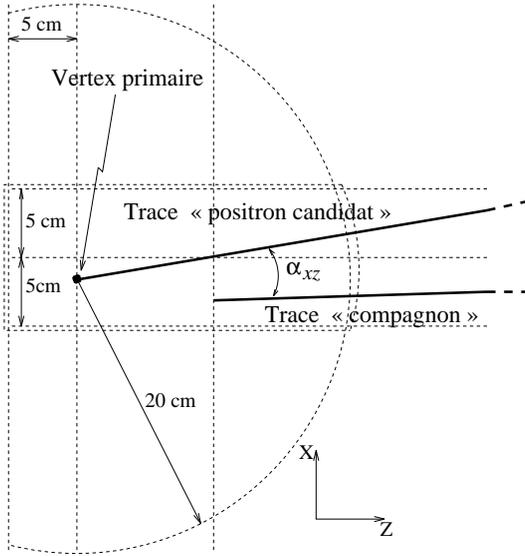
Mais on n'utilisera pas cet angle dans l'espace, et on le remplacera par ses projections dans les plans xOz et yOz , respectivement α_{xz} et α_{yz} . La motivation de ce choix est que l'ouverture entre les deux membres des paires augmente dans le plan yOz grâce au champ magnétique et le vertex du V0 n'est forcément bien connu, des corrections d'angle devraient être effectuées. Dans le plan xOz , au départ des traces, ces dernières sont quasiment parallèles et donc aucune correction d'angle n'est nécessaire.

- Q_T , la projection du vecteur impulsion du positron candidat, \vec{p}_{e^+} , sur le plan transverse à la direction moyenne de la gerbe hadronique donnée par son vecteur impulsion, \vec{p}_h , le positron, ici, n'est pas inclus pour la définition de la gerbe ; la masse d'une particule charmée est telle que le positron issu de sa désintégration peut être émis avec une forte impulsion et à grand angle par rapport à la gerbe hadronique. C'est un critère d'isolation.

$$Q_T = \|\vec{p}_{e^+}\| \cdot |\sin(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{h,\varphi^+})| = \frac{\|\vec{p}_{e^+} \wedge \vec{p}_{h,\varphi^+}\|}{\|\vec{p}_{h,\varphi^+}\|}$$

Q_T peut ne pas être défini si le positron candidat est la seule particule constituant la gerbe, ainsi que θ , s'il n'y a de particules de signe opposé dans la gerbe hadronique.

Notons que, pour définir Q_T , seules les trajectoires chargées et rattachées au vertex primaire sont prises en compte.



Mais pour la définition des angles α , on recherche un « compagnon » à la trace « positron candidat » parmi les traces rattachées au vertex primaire et celles appartenant au volume défini de la façon suivante (cf. la figure ci-contre) :

- le premier coup de la trace doit être à moins de 20 cm, dans l'espace, du vertex primaire,
- la position en z de ce premier coup ne doit pas être au delà de 5 cm en amont de la position en z du vertex primaire,
- la différence en x , dans le plan xOz , entre le premier coup de la trace et la trace positron candidat à z fixé, doit être inférieure à 5 cm.

Ensuite, parmi toutes les traces retenues, on choisit comme compagnon celle qui donne le plus petit angle θ et on calcule les deux angles α_{xz} et α_{yz} (tous ces angles sont calculés à partir des impulsions prises aux vertex de début de traces).

D'après la simulation, nous avons récupéré une vraie paire e^+e^- pour 63,3 % des événements μ^-e^+ et pour 56,8 % des événements μ^-e^- dans le cas du « bruit de fond ». Pour les événements « charme », le taux n'est que 4,5 %.

La figure 13.3 donne les distributions des angles α_{xz} des vrais positrons et des vrais électrons (« vrai » veut dire accord entre la simulation et l'identification issue de la reconstruction) pour les événements « bruit de fond » et des positrons pour les événements « charme ». Dans le premier cas, les angles sont principalement petits, ce qui traduit bien le fait qu'il s'agit de paires e^+e^- . Dans le deuxième cas, la distribution est plus large indiquant ainsi que le positron issu du charme est distinct des autres particules.

La figure 13.4 donne les distributions des angles α_{yz} des vrais positrons et des vrais électrons pour les événements « bruit de fond » et des positrons pour les événements « charme ». nous constatons le même phénomène que précédemment. Les angles α_{yz} sont orientés de la trace négative vers la positive; pour une vraie paire e^+e^- dans NOMAD l'angle est positif. Or nous observons beaucoup d'angles négatifs traduisant ainsi le fait que l'une ou les deux traces ont été rattachées à tort au vertex primaire et qu'il est bien question de paires. Dans le cas du charme, il y a quasiment autant d'angles positifs que négatifs, ce qui est attendu.

Enfin, la figure 13.5 montre les distributions de Q_T des positrons et des électrons sélectionnés pour les événements « bruit de fond » et des positrons pour les événements « charme ». La moyenne de la distribution est plus élevée pour le second cas comme attendu.

13.4.1 Définition du rapport de vraisemblance

Les événements issus du lot A servent à obtenir la fonction de probabilité de signal, $s(\vec{x})$, et ceux du lot B la fonction de densité de probabilité de bruit de fond, $b(\vec{x})$, \vec{x} étant le vecteur constitué par l'ensemble des variables servant à la discrimination. Si les variables sont décorréelées alors les fonctions de densité de probabilité sont le produit des fonctions de densités impliquant une variable à la fois.

La définition de rapport de vraisemblance est :

$$\mathcal{L} = \frac{s(\vec{x})}{b(\vec{x})} = \frac{s(x_1) s(x_2) \dots}{b(x_1) b(x_2) \dots}$$

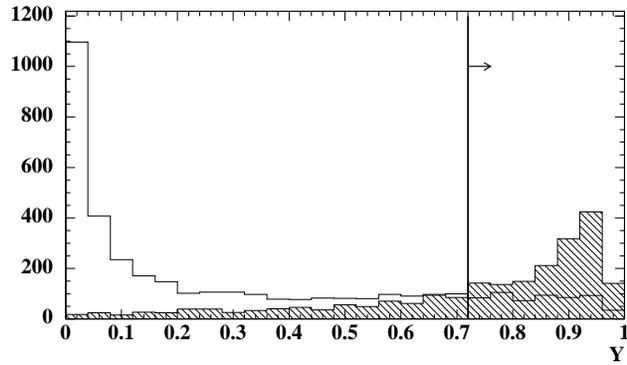


FIG. 13.6 – Distributions de \mathcal{Y} pour le « bruit de fond » (histogramme blanc) et pour les événements « charme » (histogramme hachuré). La ligne verticale indique la coupure sur \mathcal{Y} pour sélectionner les événements « charme ».

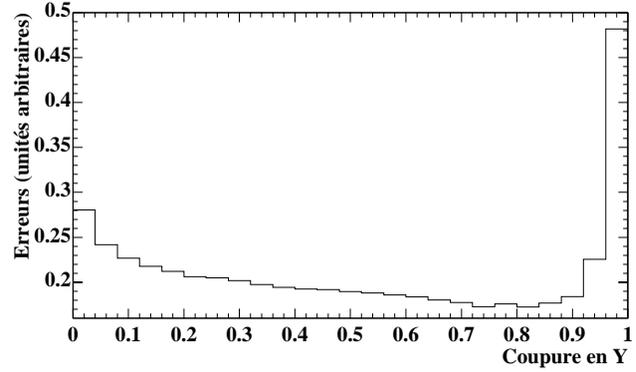


FIG. 13.7 – Erreur sur le signal en fonction de la coupure en \mathcal{Y} .

Pour des raisons de commodité, les distributions de densité de probabilité sont transformées, afin que les intervalles contenant les x_i soient bornées ; la table suivante donne les transformations appliquées aux variables. Ces transformations sont des fonctions croissantes.

variables	transformations
p	$1 - \exp(-0,1p)$
α_{xz}	$\log(\alpha_{xz})$
$\alpha_{yz} (\geq 0)$	$\log(\alpha_{yz})$
$\alpha_{yz} (< 0)$	$-\log(-\alpha_{yz})$
Q_{\top}	$1 - \exp(-Q_{\top})$

De plus, au lieu d'utiliser \mathcal{L} , on utilise une variable bornée entre 0 et 1 :

$$\mathcal{Y} = \frac{s(\vec{x})}{s(\vec{x}) + b(\vec{x})} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\mathcal{L}}}$$

En principe, \mathcal{L} est un vrai rapport de vraisemblance si les distributions de \mathcal{L} pour le signal, $\mathcal{S}(\mathcal{L})$, et pour le bruit de fond, $\mathcal{B}(\mathcal{L})$, satisfont la relation $\mathcal{S}(\mathcal{L}) = \mathcal{L}\mathcal{B}(\mathcal{L})$. De plus, la valeur moyenne de $\mathcal{B}(\mathcal{L})$ doit être égale à 1.

Cependant, on s'écartera d'un vrai rapport de vraisemblance car on ne traitera pas les corrélations entre les variables, sauf quand certaines d'entre elles sont indéfinies en même temps.

13.5 Résultats

Une coupure sur le rapport de vraisemblance, plus exactement sur \mathcal{Y} , permet de réduire le « bruit de fond ».

La figure 13.6 montre les distributions de \mathcal{Y} pour le « bruit de fond » et les événements « charme ». La coupure est déterminée en minimisant l'erreur relative err sur le nombre d'événements « charme » du lot B :

$$err = \frac{\sqrt{evt + 2.bdf}}{evt}$$

où evt est le nombre d'événements sélectionnés du lot A rapportés au nombre d'événements « charme » du lot B, bdf est le nombre d'événements « bruit de fond » passant la coupure sur \mathcal{Y} . La figure 13.7 montre l'erreur sur le signal en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} ; l'erreur est minimale pour la coupure à 0,72.

La figure 13.8 présente le rapport des distributions de \mathcal{L} pour le « bruit de fond » et les événements « charme ». Nous constatons que la relation $\mathcal{S}(\mathcal{L}) = \mathcal{L} \cdot \mathcal{B}(\mathcal{L})$ est assez bien vérifiée malgré la non prise en compte des corrélations entre variables.

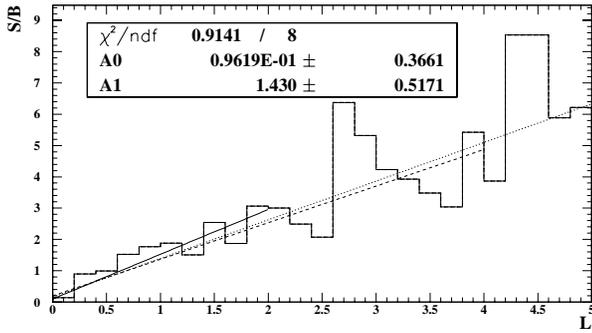


FIG. 13.8 – Rapport des distributions de \mathcal{L} pour le signal \mathcal{S} et le bruit de fond \mathcal{B} . Des droites $y = A0 + A1 \cdot x$ ajustées sur l'histogramme pour différents intervalles en \mathcal{L} tentent de montrer la relation $\mathcal{S}(\mathcal{L}) = \mathcal{L} \cdot \mathcal{B}(\mathcal{L})$.

	Particules	$e^- bdf$	$e^+ bdf$	$e^+ charm$
	Toutes	3 962	3 823	2 319
	Electrons	3 816	3 515	2 307
	Protons	0	140	0
	Pions	121	146	11
	Kaons	13	21	1
\mathcal{L}	Toutes	640	569	1 525
	Electrons	612	503	1 521
	Protons	0	10	0
	Pions	24	48	4
	Kaons	1	8	0

TAB. 13.3 – La première partie de cette table reprend les contaminations après la réduction du bruit hadronique (cf. tab. 13.2), la deuxième donne les contaminations après coupure sur le rapport de vraisemblance.

Par rapport au stade précédent, les événements du lot B ont été réduits de 84 à 85 %, tandis que les événements du lot A l'ont été de 34 % (cf. tab. 13.3).

La présence du « bruit de fond » reste malgré tout importante.

13.5.1 Contamination restante

Pour les événements $\mu^- e^-$, la pureté en électron est de 95,7 %, la contamination est due aux pions ; pour les événements $\mu^- e^+$, la pureté en positron n'est que de 88 %, les contaminations en protons et en pions sont respectivement 1,9 % et 8,5 %. Il est normal d'avoir nettement plus de pions et de kaons de charge positive, car dans les interactions de neutrinos par courant chargé le boson de jauge est le W^+ . De plus, lors de la coupure sur le rapport de vraisemblance, a été éliminée une bonne partie des paires à petit angle d'ouverture, d'où une augmentation de la contamination, proportionnellement, car si le positron candidat est un hadron il a moins de chance de faire un petit angle avec une autre particule, et l'événement ressemblera plus à un événement « signal ».

13.5.2 Autres saveurs et courant neutres

Les coupures précédentes ont été déterminées sur des événements simulés $\nu_\mu CC$; nous pouvons vérifier leur effet sur les événements obtenus par interaction courant chargé avec des neutrinos électroniques, ou des antineutrinos électroniques et muoniques et par des interactions courant neutres.

La table 13.4 donne le nombre d'événements $\mu^- e^+$ et $\mu^- e^-$ sélectionnés par notre analyse dans les événements réels, hors événements « charme », d'après la simulation. Les nombres sont ramenés à celui des événements $\nu_\mu CC$ par le facteur N_1 , puis un deuxième, N_2 , tient compte des différentes abondances (cf. p. 43) et des différences d'interactions [64, 65].

<i>Interactions</i>	ν_μ CC	ν_μ NC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ NC	ν_e CC	ν_e NC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ NC
<i>nombre</i>	1 904 780	527 980	311 238		266 230		264 352	
$\mu^- e^+$	569	0	2	0	0	0	356	0
$\mu^- e^-$	640	2	2	2	187	2	1	2
N_1	1	3,61	6,12	3,61	7,16	3,61	7,2	3,61
N_2	1	0,333	0,035	0,012	0,01	0,003 3	0,001 5	0,000 5
$\mu^- e^+$	569	0	1	0	0	0	4	0
$\mu^- e^-$	640	3	1	0	14	0	0	0

TAB. 13.4 – Nombre d'événements $\mu^- e^+$ et $\mu^- e^-$ sélectionnés par notre analyse dans les événements réels, hors événements « charme », d'après la simulation. La répartition est faite par type d'interactions. N_1 est un premier facteur qui ramène le nombre d'événements à celui des événements ν_μ CC. N_2 est un deuxième facteur qui tient compte des différentes abondances et des différences d'interactions. Pour les interactions courant neutre (NC), les nombres sont pris sur les interactions ν_μ NC.

Les interactions qui pourraient rajouter du bruit de fond sont les interactions ν_e CC ; mais l'asymétrie de charge n'est quasiment pas changée, nous négligeons donc cette contribution face au bruit de fond donné par la première colonne concernant les interactions ν_μ CC.

13.5.3 Efficacité de sélection des événements « charme »

Nous pouvons déterminer l'efficacité de sélection des événements « charme » à partir du lot A. En effet, il s'agit de déterminer, parmi les événements du lot A reconstruits et identifiés comme des interactions ν_μ CC, le pourcentage de ceux qui ont été sélectionnés comme des événements « charme » $\mu^- e^+$. La figure 13.9 montre les efficacités (de l'ordre de 10 %) qui varient en fonction de l'énergie visible (non corrigée) des événements, et ce pour deux valeurs associées à la masse du quark *charm* ; il a peu de variation en fonction de la masse, par contre les événements aux hautes énergies sont plus fortement supprimés.

13.5.4 Asymétrie

Asymétrie globale

Nous appellerons *asymétrie globale*, k_{as} , le rapport entre le nombre d'événements $\mu^- e^+$ et le nombre d'événements $\mu^- e^-$ dans le lot B qui ne contient pas de « signal ».

Tout d'abord, on a pu noter que ce rapport peut être supérieur ou inférieur à 1 en fonction des coupures imposées.

Si le seul bruit de fond était les paires $e^+ e^-$ mal reconstruites alors k_{as} serait sensiblement égal à 1 ; mais la contamination en hadrons, même faible, est non nulle.

D'après le lot d'événements ν_μ CC simulés, après toutes les coupures, dont le rapport de vraisemblance basé sur les variables p , α_{xz} , α_{yz} , et Q_T , l'asymétrie vaut :

$$k_{as} = 0,89 \pm 0,05$$

Asymétrie *versus* l'énergie visible ou $x_{Bjorken}$

L'asymétrie, définie précédemment, peut être donnée en fonction de l'énergie visible de l'événement ou de $x_{Bjorken}$. Ceci sera utile plus tard lors de la soustraction du bruit de fond. La figure 13.10 montre cette asymétrie en fonction de chaque variable (une asymétrie en deux dimensions n'est pas possible à cause de manque de statistique).

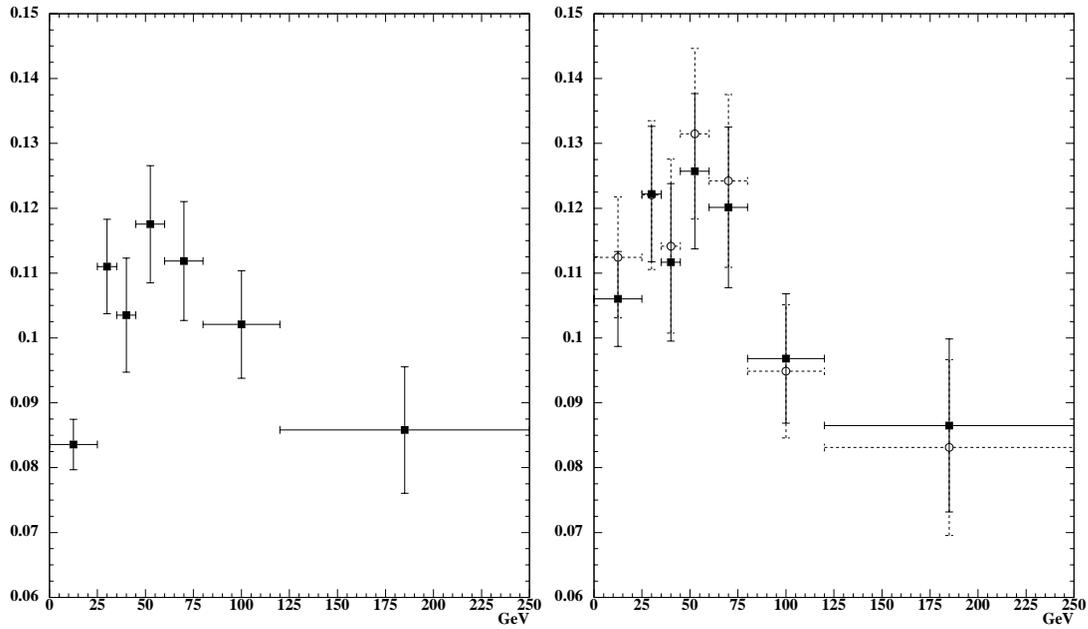


FIG. 13.9 – Efficacités de sélection, d'après les simulations, des événements « charme » en fonction de l'énergie visible non corrigée (en GeV) des événements. A gauche, il n'y a pas de coupure en Q^2 et la masse du quark charme est nulle. A droite, on exige que $Q^2 > 2,56 \text{ GeV}^2$ pour pouvoir pondérer les événements afin de tenir compte de la masse. Pour les traits pleins, on a considéré la masse du quark charme à $0,5 \text{ GeV}$; pour les traits pointillés, elle est à $1,9 \text{ GeV}$.

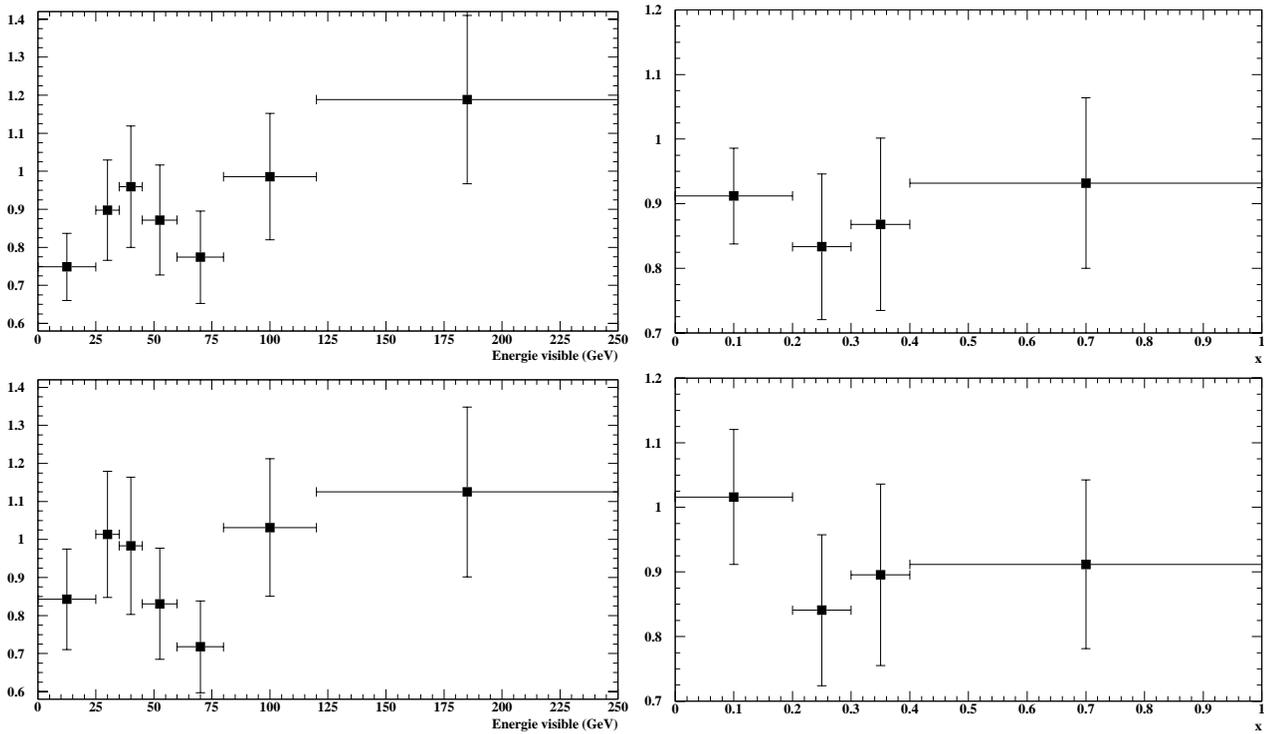


FIG. 13.10 – L'asymétrie entre le nombre d'événements $\mu^- e^+$ et le nombre d'événements $\mu^- e^-$ dans le « bruit de fond » en fonction de l'énergie visible non corrigée (à gauche) ou de $x_{Bjorken}$ (à droite), avec (en bas) ou sans (en haut) la coupure en Q^2 ($Q^2 > 2,56 \text{ GeV}^2$).

<i>coupures</i>	$\mu^- e^-$	$\mu^- e^+$
<i>dileptons</i>	8 748	32 136
<i>TRD, Calo, Elacc</i>	1 922	2 424
\mathcal{L}	492	801

TAB. 13.5 – Evolution du nombre d'événements après chaque coupure : des événements avec un muon et un lepton électronique, réduction du bruit hadronique, coupure sur le rapport de vraisemblance, \mathcal{L} , pour sélectionner les événements « charme ».

13.5.5 Événements réels candidats

Appliquons toutes ces coupures sur les événements réels du lot C, *i.e.* les coupures pour réduire le bruit hadronique et la coupure sur le rapport de vraisemblance. La table 13.5 montre l'évolution de la statistique à différents stades. Finalement, il reste **492 événements $\mu^- e^-$** et **801 événements $\mu^- e^+$** . En tenant compte de l'asymétrie globale, nous pouvons calculer brutalement le **nombre d'événements « signal »** ($801 - 0,89 \times 492$) et nous obtenons :

$$364 \pm 43.$$

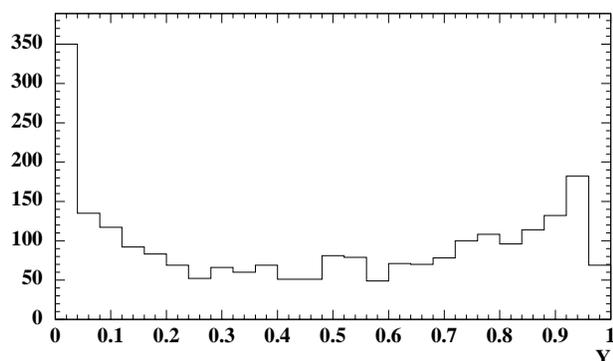


FIG. 13.11 – Distribution de \mathcal{Y} pour les événements réels $\mu^- e^+$.

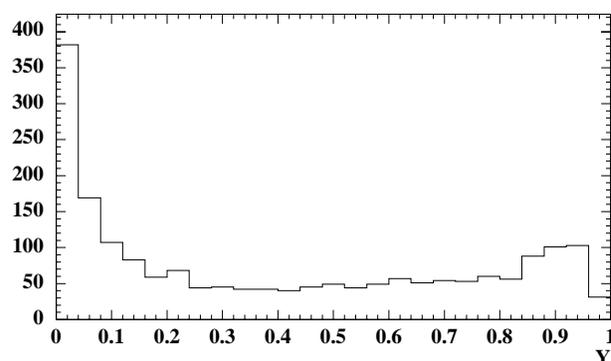


FIG. 13.12 – Distribution de \mathcal{Y} pour les événements réels $\mu^- e^-$.

13.5.6 Taux de production

Nous voulons calculer le taux de production à partir des distributions en énergie des événements réels $1\mu^-$ et $\mu^- e^+$ sans coupure en Q^2 .

Nous avons 608 787 événements $1\mu^-$ dont l'énergie visible (corrigée comme pour des événements $1\mu^-$) est inférieure à 250 GeV (le spectre en énergie est donné sur la figure 13.16.b).

La distribution en énergie des événements réels $\mu^- e^+$ est obtenue par soustraction :

- l'énergie des événements réels $\mu^- e^+$ et $\mu^- e^-$ est corrigée comme s'ils étaient tous des événements « charme »,
- l'asymétrie du bruit de fond et l'efficacité de sélection des événements « charme » sont fonctions de l'énergie visible corrigée comme dans le point précédent,
- la distribution des événements réels $\mu^- e^-$ est multipliée par l'asymétrie puis soustraite à celles des événements réels $\mu^- e^+$. La distribution résultante est divisée par les efficacités de sélection pour donner notre distribution d'événements réels $\mu^- e^+$ supposés issus de la production de quark *charme*.

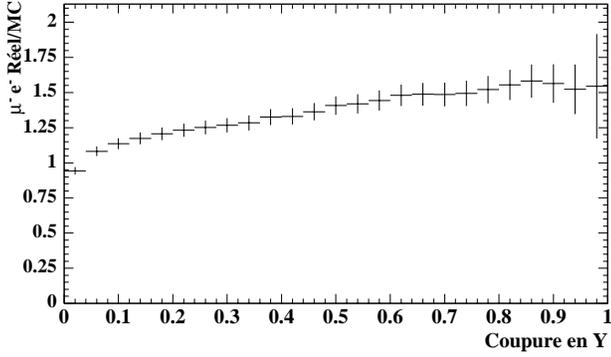


FIG. 13.13 – Rapport entre les événements $\mu^- e^-$ réels et ceux simulés en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} .

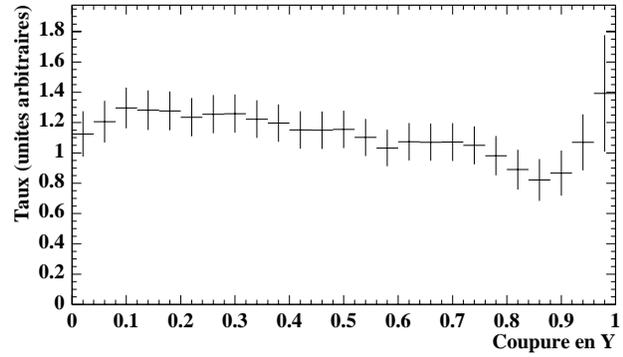


FIG. 13.14 – Taux de production par rapport à la simulation en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} . Cas où l'on ne tient pas compte de l'asymétrie, i.e. elle est laissée à 1.

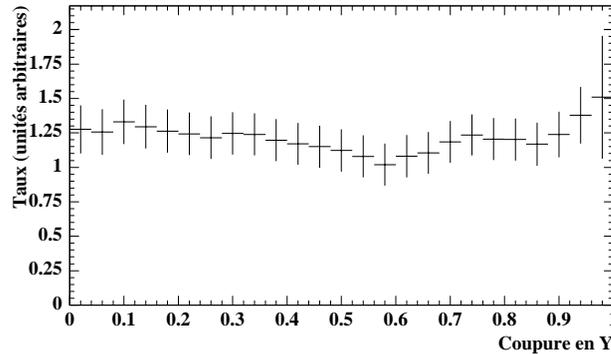


FIG. 13.15 – Taux de production par rapport à la simulation en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} . L'asymétrie en fonction de la coupure en \mathcal{Y} est prise en compte.

Nous obtenons alors (cf. fig. 13.16.a) :

$$(3\,477 \pm 481) \text{ événements } \mu^- e^+.$$

Le rapport des deux premières distributions nous donne le taux de production en fonction de l'énergie (cf. fig. 13.16.c) ; nous voyons l'ouverture du seuil en fonction de l'énergie due à la masse du quark *charme*. Nous obtenons ainsi **le taux global de production de particules charmées se désintégrant semi-leptoniquement en positron** :

$$(5,71 \pm 0,79) \text{ } \%.$$

Systématiques

Les figures 13.11 et 13.12 montrent les distributions de \mathcal{Y} pour les événements réels $\mu^- e^+$ et $\mu^- e^-$ respectivement. Pour les événements $\mu^- e^-$, qui ne sont que des événements « bruit de fond », nous notons une bosse pour $\mathcal{Y} > 0,8$; ceci était déjà remarqué dans la même distribution pour les événements simulés, mais moins marqué. D'après la simulation, il s'agit d'événements avec de vrais électrons : les coupures sur les angles réels (distributions légèrement plus larges) enlèvent moins de bruit de fond que prévu par la simulation.

La figure 13.13 donne le rapport des nombres entre les événements $\mu^- e^-$ réels et ceux simulés en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} (le rapport entre les nombres d'événements

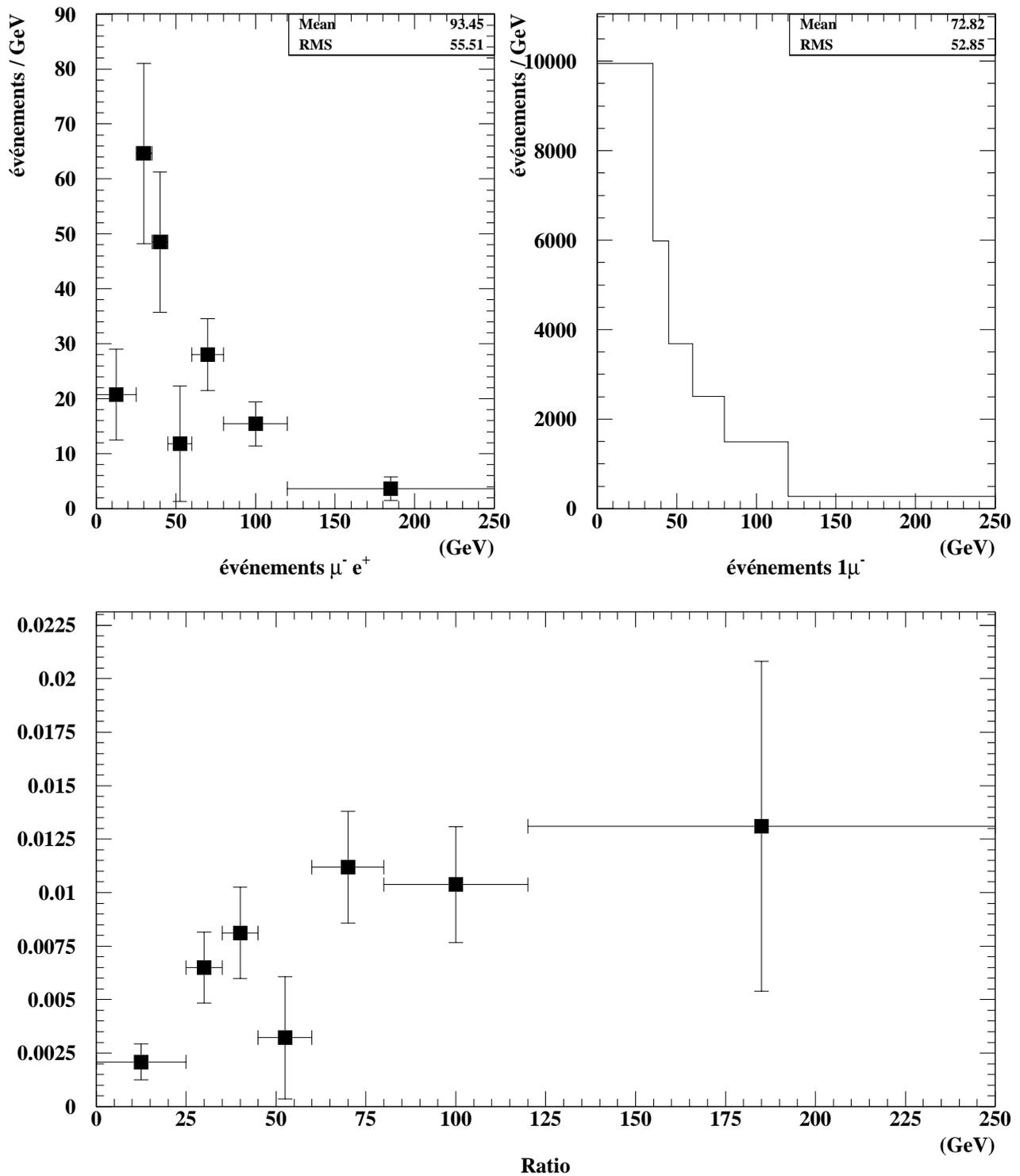


FIG. 13.16 – a) Distribution d'énergie pour les événements réels $\mu^- e^+$ sélectionnés; l'asymétrie du bruit de fond en fonction de l'énergie a été prise en compte ainsi que l'efficacité de sélection des événements « charme » d'après la simulation (en haut à gauche). b) Distribution d'énergie pour tous les événements réels sélectionnés comme étant des interactions $\nu_\mu CC$ (en haut à droite). c) Le rapport des deux distributions ci-dessus montrant ainsi l'ouverture du seuil en énergie pour la production de particules charmées se désintégrant en positron (en bas).

« $1\mu^-$ » pour les données réelles et simulées est pris en compte). Avant la coupure en \mathcal{Y} , le rapport est de 1 : nous avons autant de « bruit de fond » dans les deux cas. Après une coupure $\mathcal{Y} > 0,72$, nous constatons que le rapport est de 1,5. Nous pouvons supposer que ce rapport est le même pour les événements μ^-e^+ du « bruit de fond », et que l'on peut faire la soustraction avec la même asymétrie donnée par la simulation ; mais cela pose un problème sur la valeur réelle de l'asymétrie et de son erreur systématique.

Nous pouvons signaler ici l'importance de prendre en compte l'asymétrie entre les événements μ^-e^+ et μ^-e^- du « bruit de fond ». En effet, avant de choisir le jeu de variables $(p, \alpha_{xz}, \alpha_{yz}, Q_\top)$, nous avons utilisé plusieurs combinaisons impliquant ou non les variables p , θ , α_{xz} , α_{yz} , et Q_\top , et nous avons choisi le lot donnant le meilleur rapport *signal/bruit* d'après la simulation. Nous avons constaté que la distribution du nombre d'événements réels *signal*, corrigée de l'efficacité de sélection du *signal charme*, pour chaque jeu de variables, a une dispersion, autour de la valeur moyenne, de 3 % en tenant compte de l'asymétrie donnée par la simulation, et une dispersion de 10 % si l'asymétrie est laissée à 1. Ceci nous donne confiance pour prendre en compte l'asymétrie.

La figure 13.15 montre le taux de production par rapport à la simulation en fonction de la coupure imposée sur \mathcal{Y} . Nous constatons que ce taux est assez stable car l'asymétrie en fonction de la coupure en \mathcal{Y} est prise en compte ; c'est moins le cas pour une asymétrie égale à 1 (*cf.* fig. 13.14). Une systématique de 10 % sur le « signal » rend compte des fluctuations et est conservatif. Ce qui donne pour le taux de production suivant :

$$(5,71 \pm 0,79 \pm 0,58) \text{‰}.$$

Ce taux correspond au spectre de neutrinos traversant NOMAD, néanmoins la figure 13.17 (issue de la référence [31]) nous permet de faire des comparaisons. Notre taux est plus élevé, mais les barres d'erreurs de la figure 13.16.c sont importantes.

Nous pourrions aussi déterminer une erreur systématique « théorique ». La simulation dépend d'un certain nombre de paramétrisations :

- la fonction de fragmentation ; elle comporte un paramètre ajustable (déterminé par des expériences au LEP). La collaboration NOMAD a choisi la fonction de Peterson, CCFR a aussi utilisé celle de Collins et Spiller.
- les distributions des quarks, qui entrent dans les fonctions de structure ; elles sont aussi paramétrées, avec des lois de puissance.
- le choix de l'échelle QCD.
- la distribution de l'impulsion transverse des hadrons charmés par rapport à la direction du boson W suit une exponentielle du carré de cette impulsion.
- les taux de production des particules charmées et les taux d'embranchement de désintégration.

Les écarts que nous obtiendrions en changeant les paramétrisations nous donneraient cette erreur systématique.

Néanmoins, ce genre d'étude fort long nous aurait obligé à développer une chaîne de programmes Monte Carlo différents de celui utilisé dans cette thèse, et le manque de temps ne nous a pas permis de mener à bien cette entreprise. Le résultat présenté ci-dessus correspond donc explicitement au Monte Carlo AOT décrivant la production de *charme*.

13.5.7 Production de K_s^0

Un des moyens de vérifier que l'on a bien sélectionné des événements avec production d'une particule charmée est de constater que le lot obtenu contient, en proportion, plus de particules étranges qu'un lot d'événements « tout venant » : pour NOMAD, il s'agit de comparer les productions de K_s^0 ; pour cela, on emploiera la méthode décrite page 111.

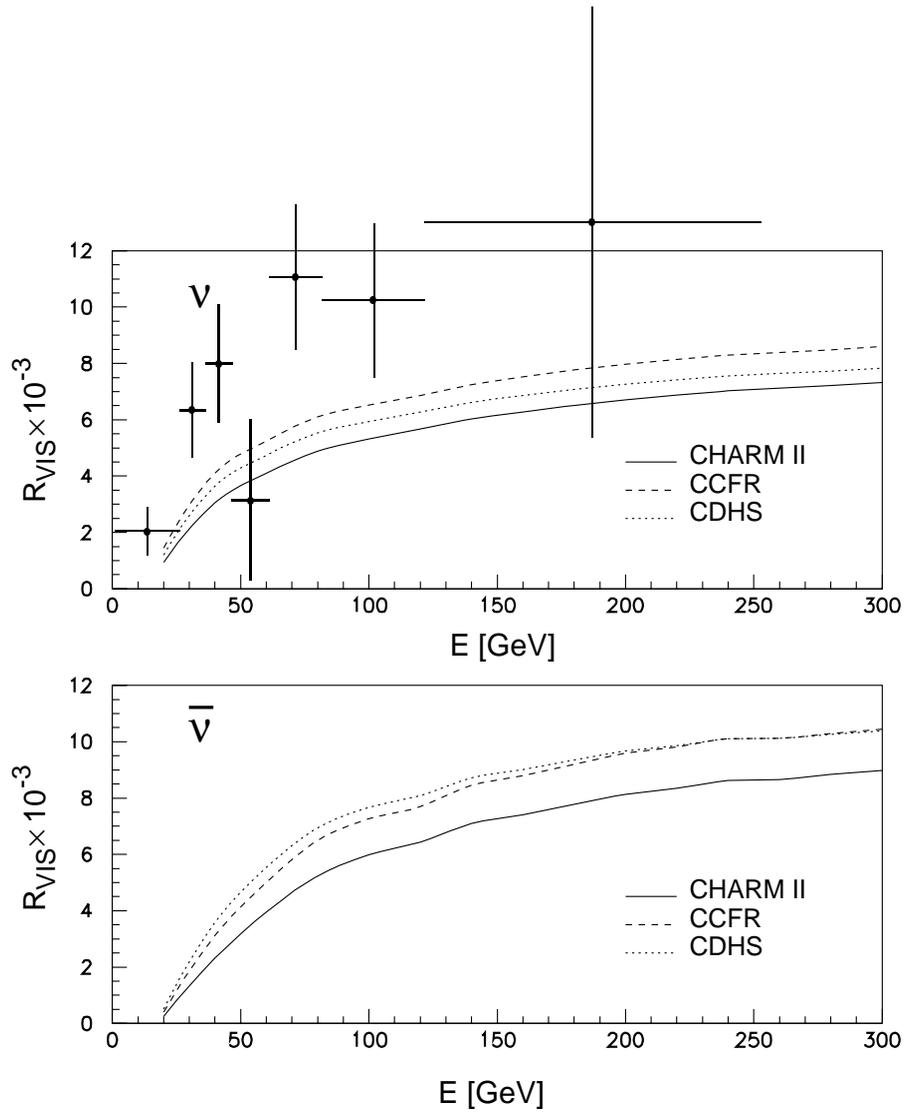


FIG. 13.17 – Rapports des sections efficaces $\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^- \mu^+ X)$ et $\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^\mp Y)$ avec $Q^2 > 6 \text{ GeV}^2$ et $E_\nu - E_\mu > 15 \text{ GeV}$ (E_ν et E_μ sont les énergies du neutrino et du muon de l'interaction courant chargé). Les courbes correspondent aux rapports des sections efficaces calculés avec les paramètres fournis par les analyses des collaborations CHARM II, CCFR, et CDHS. Les croix sur le premier graphe ont été rajoutées et sont celles de la figure 13.16.c.

Proportion dans le « tout venant »

A partir de 2 113 676 événements réels, on obtient 710 704 événements reconstruits avec un muon au vertex primaire et étant dans le volume fiduciel. En recherchant des K_s^0 , on obtient le pic de masse invariante de la figure 13.18.a ; en proposant un ajustement de cette courbe avec une gaussienne sur une droite, on peut intégrer la surface sous la gaussienne et estimer le nombre de K_s^0 . Si on appelle N , ce nombre, σ et A , l'écart-type et l'amplitude de la gaussienne, on a alors :

$$N = \sqrt{2\pi}\sigma A,$$

$$N = (7522 \pm 168) K_s^0.$$

Sans tenir compte des efficacités de reconstructions des paires, le **taux de production** est de :

$$\alpha_b = (1,059 \pm 0,024) \%$$

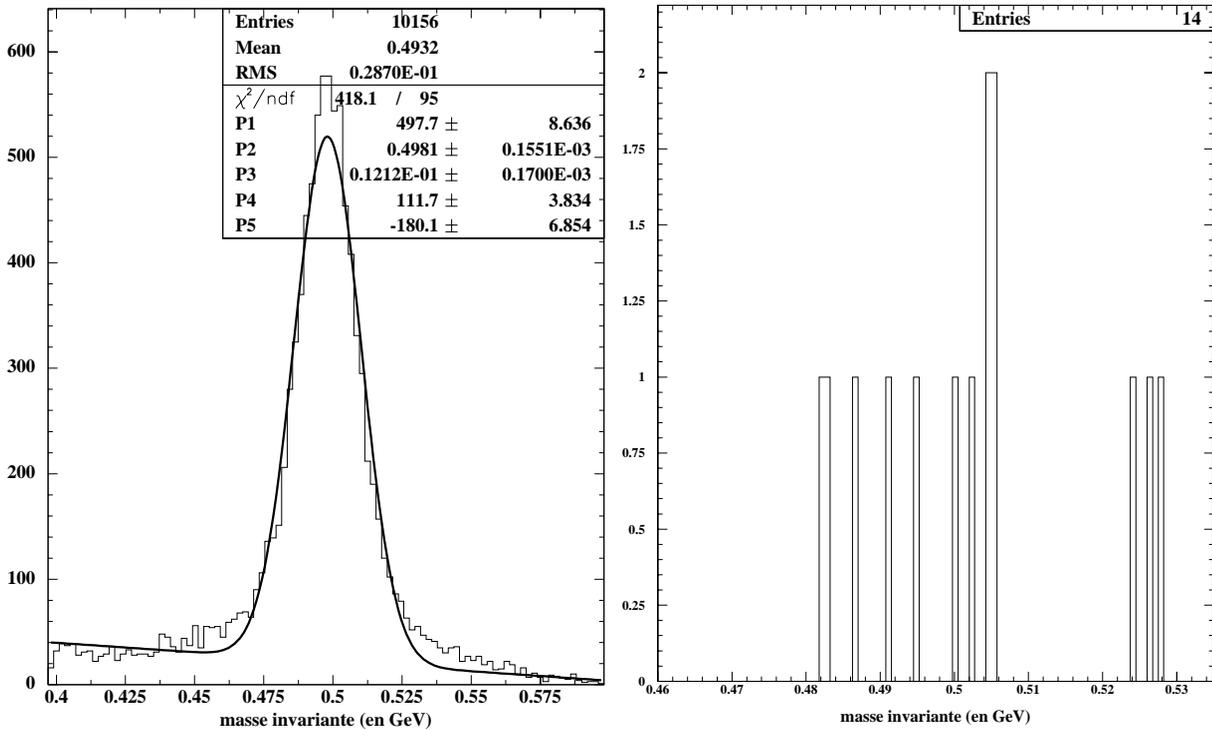


FIG. 13.18 – a) Pic de masse des K_s^0 dans des événements « tout venant » (à gauche), b) les masses des K_s^0 trouvées dans les 845 événements « $\mu^- e^+$ » sélectionnés (à droite).

Taux dans les événements $\mu^- e^+$

Maintenant on peut calculer le taux de production dans les événements que nous avons sélectionnés. En appliquant la même méthode de recherche des K_s^0 , nous obtenons 14 K_s^0 dans les 801 événements $\mu^- e^+$ (fig. 13.18.b) et 8 dans les 492 événements $\mu^- e^-$.

Tenons compte uniquement du fait que l'on ait trouvé $N_K (= 14) K_s^0$ dans les 801 événements $\mu^- e^+$ et qu'il y ait 492 événements $\mu^- e^-$. Alors, le nombre d'événements « bruit de

fond », N_b , dans les événements $\mu^- e^+$ vaut $492 \times$ asymétrie ($= 437, 42$), le nombre d'événements « signal charme », N_s , $363, 58 \pm 42, 72$, et le taux de production de K_s^0 est :

$$\frac{N_K - \alpha_b N_b}{N_s},$$

ce qui donne numériquement :

$$(2, 58 \pm 1, 07) \%$$

On peut aussi donner un **taux d'enrichissement**, *i.e.* le rapport entre les taux de production des événements « charme » et « tout venant » :

$$2, 44 \pm 1, 02.$$

Nous observons donc un excès de production de K_s^0 dans nos événements sélectionnés.

13.6 Exemples de candidats

Ici suivent deux exemples de candidats « charme » $\mu^- e^+$. Nous avons choisi deux événements comportant un K_s^0 afin d'augmenter la probabilité qu'ils soient réellement du type des événements recherchés (*cf.* fig. 13.19 et 13.20).

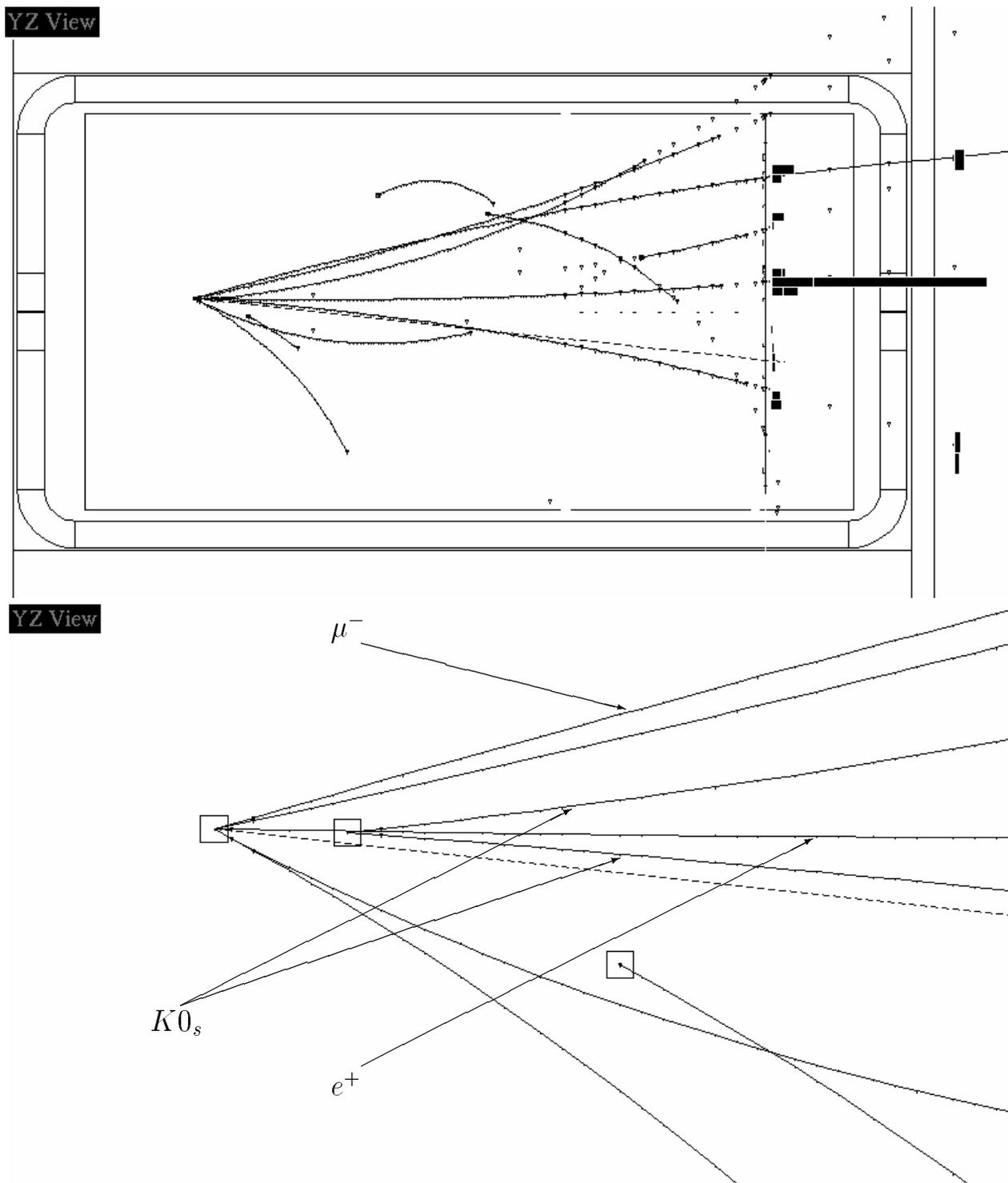


FIG. 13.19 – Événement 33 794, Run 12 580 : un événement pris en 1996, candidat « charme » $\mu^- e^+$. La vue du haut montre l'événement dans son ensemble avec toutes les traces dans les chambres à dérive et le TRD, et les dépôts d'énergie dans la calorimétrie. Celle du bas présente une vue rapprochée.

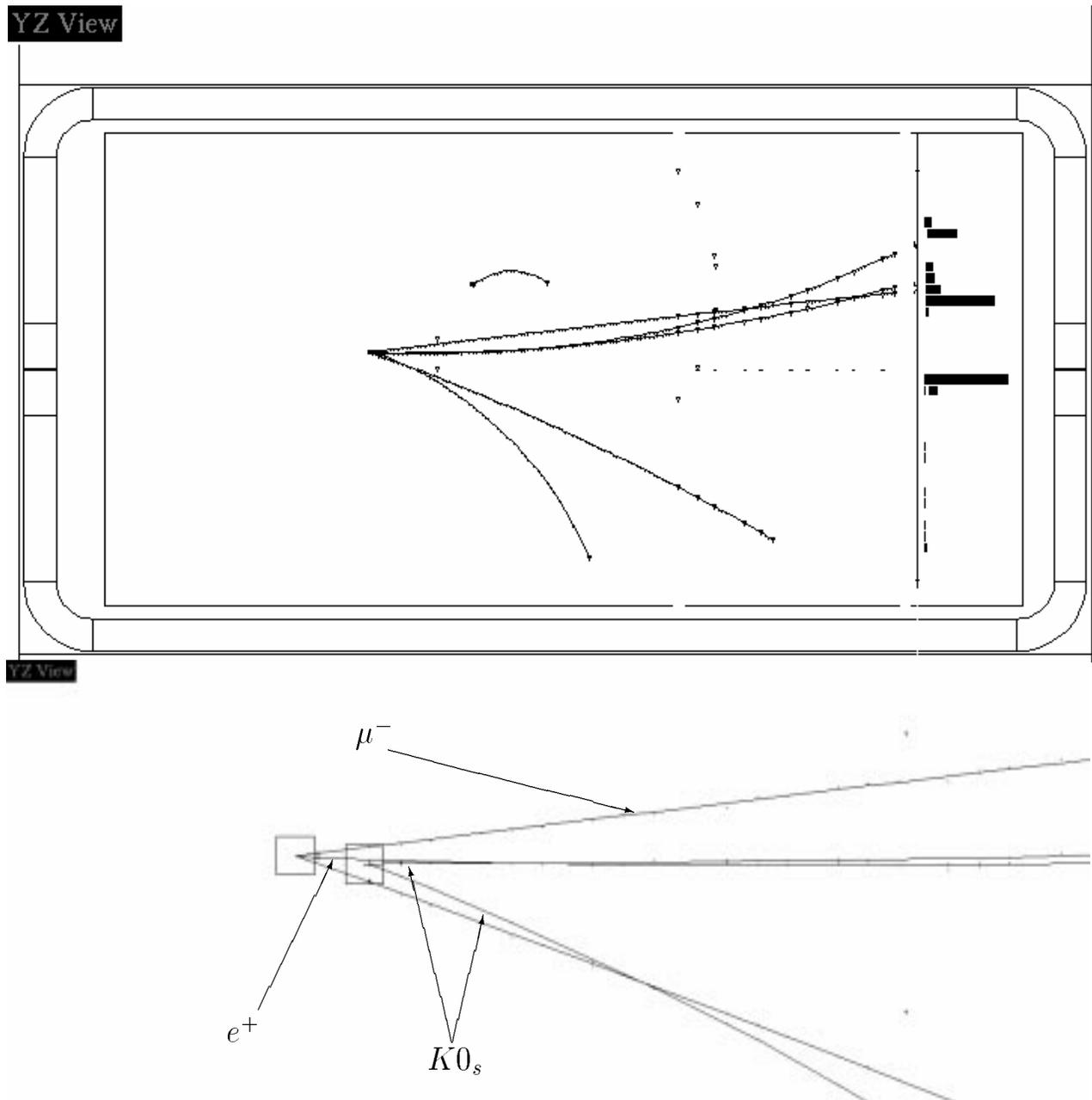


FIG. 13.20 – Événement 15487, Run 15897 : un événement pris en 1997, candidat « charme » $\mu^- e^+$. La vue du haut montre l'événement dans son ensemble avec toutes les traces dans les chambres à dérive et le TRD, et les dépôts d'énergie dans la calorimétrie. Celle du bas présente une vue rapprochée.

Chapitre 14

Masse du quark *charme*

L'effet de seuil en énergie dû à la masse du quark *charme* fait que nous allons déterminer cette masse à l'aide de la distribution de l'énergie visible des événements. Nous comparerons cette distribution pour les événements réels candidats à celle donnée par la simulation Monte Carlo. La distribution simulée est obtenue à partir de celle produite par le générateur LEPTO pondérée par des poids (*cf.* page 90), fonctions de x , y , de l'énergie du neutrino incident et de la masse du quark *charme*, permettant de reproduire les prédictions du générateur AOT.

Une deuxième étude faite à partir de la courbe d'excitation $\mu^- e^+ / \mu^-$ en fonction de l'énergie visible des événements est aussi présentée.

14.1 Détermination avec la distribution en énergie

Nous utilisons les distributions en énergie visible corrigée des événements $\mu^- e^+$ et $\mu^- e^-$ (supposés événements « charme » pour la correction de l'énergie). Celle des événements $\mu^- e^-$ est corrigée de l'asymétrie en fonction de l'énergie et notre distribution expérimentale est obtenue en soustrayant la précédente à celle des événements $\mu^- e^+$.

La comparaison est faite avec la distribution simulée par LEPTO et pondérée par les poids AOT. Cette pondération dépend de la masse, m_c , du quark *charme*, que nous faisons varier de 0,5 à 1,9 GeV avec un pas de 0,1 GeV. Pour chaque valeur de masse, nous calculons le χ^2 suivant :

$$\chi_{m_c}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[n_D(i) - K_{m_c} n_{m_c}(i)]^2}{\sigma_D^2(i) + K_{m_c}^2 \sigma_{m_c}^2(i)}$$

où

- N est le nombre d'intervalles en énergie de la distribution expérimentale,
- $n_D(i) = n_D^+(i) - A(i).n_D^-(i)$ est le nombre d'événements dans le i^e canal de l'histogramme expérimental. $A(i)$ est l'asymétrie pour le canal i ,
- $n_{m_c}(i)$ est le nombre d'événements simulés pour le même canal en énergie,

- $K_{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^N n_D(i)}{\sum_{i=1}^N n_{m_c}(i)}$ est la normalisation du nombre d'événements simulés par rapport au nombre d'événements réels,

- $\sigma_D^2(i) = n_D^+(i) + A^2(i).n_D^-(i) + [n_D^-(i)]^2 . \sigma_{A(i)}^2$ est le carré de l'erreur sur $n_D(i)$,

– $\sigma_{m_c}^2(i) = \sum_{k_i=1}^{N_i} \omega_{k_i}^2$ est le carré de l'erreur sur $n_{m_c}(i)$. ω_{k_i} est le poids associé au k_i^e événement dans le i^e canal, et N_i est le nombre d'entrée pour ce canal.

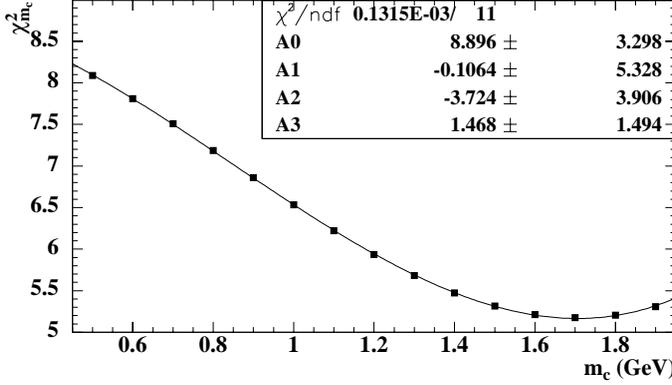


FIG. 14.1 – Courbe de $\chi_{m_c}^2$ en fonction de la masse, m_c , du quark charme. Elle est ajustée par un polynôme du troisième degré : $\chi_{m_c}^2 = A0 + A1.m_c + A2.m_c^2 + A3.m_c^3$.

La figure 14.1 montre la variation de $\chi_{m_c}^2$ en fonction de la masse, m_c , du quark *charme*. Grâce à un ajustement par un polynôme du troisième degré, le minimum est trouvé pour une masse de 1,70 GeV. Si on détermine l'erreur statistique sur cette valeur en regardant celles obtenues pour un $\chi_{m_c}^2$ valant le minimum augmenté d'une unité, nous donnons la valeur suivante pour la **masse du quark charme** :

$$1,70 \pm 0,57 \text{ GeV}$$

14.2 Utilisation de la courbe d'excitation

Cette fois-ci, nous allons comparer la courbe d'excitation expérimentale avec celle simulée qui dépend de la masse supposée du quark *charme*, *via* le rapport, r , des courbes expérimentale et simulée.

Pour chaque intervalle i en énergie nous avons le rapport suivant :

$$r_i = \frac{1}{F} \cdot \frac{n_D(i)}{MU_D(i)} \cdot \frac{MU_{MC}(i)}{n_{m_c}(i)}$$

où

- $n_D(i)$ et $n_{m_c}(i)$ sont les nombres définis dans la section précédente,
- $MU_D(i)$ et $MU_{MC}(i)$ sont les nombres d'événements dans le i^e canal des distributions d'énergie des événements « 1μ » pour les données réelles et simulées. Pour ces distributions, la correction appliquée sur l'énergie est celle déterminée pour les événements « 1μ », et le Q^2 de ces événements est supérieur à $2,56 \text{ GeV}^2$,
- F est le facteur à appliquer aux événements « charme » du lot A pour donner la bonne fraction (prise à $5,34 \text{ ‰}$) de ces événements dans le lot d'événements simulés $\nu_\mu \text{ CC}$. Pour nous, ce facteur vaut environ 0,38.

Prenons le χ^2 suivant :

$$\chi_\rho^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_i - \rho)^2}{\sigma_i^2} \Bigg|_{m_c}$$

où N est le nombre d'intervalles en énergie et σ_i est l'erreur sur r_i . Fixons le paramètre libre ρ en minimisant le χ^2 :

$$\frac{\partial \chi_\rho^2}{\partial \rho} = 0 \quad \implies \quad \rho = \rho_{opt} \quad \text{et} \quad \chi_\rho^2(\rho = \rho_{opt}) = \chi_{\rho_{opt}}^2$$

$$\rho_{opt} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{r_i^2}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad \sigma_{\rho_{opt}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}$$

En fait, s'il y a accord entre les courbes expérimentale et simulée, r_i doit être constant en fonction de l'énergie et ρ_{opt} est la valeur optimisée de cette constante; $\sigma_{\rho_{opt}}$ est l'erreur sur ρ_{opt} .

La figure 14.2 montre le χ^2 pour la valeur optimisée du paramètre en fonction de la masse, m_c , du quark *charme*. Le minimum de cette courbe, $\chi_{\rho_{opt_{min}}}^2$, nous donne une valeur de **1,7 ± 0,6 GeV pour m_c** , ce qui correspond à une valeur de **1,75 ± 0,28 pour ρ_{opt}** (cf. fig. 14.3).

La figure 14.4 présente, dans le plan $(\rho; m_c)$, les courbes de niveau de χ_ρ^2 : pour chaque valeur de m_c nous donnons les deux valeurs de ρ satisfaisant l'équation suivante :

$$\chi_{\rho_{opt_{min}}}^2 + C_{CL} = \chi_{\rho_{opt}}^2 + \frac{(\rho - \rho_{opt})^2}{\sigma_{\rho_{opt}}^2} \quad \text{avec} \quad 1 - CL = \exp\left(-\frac{C_{CL}}{2}\right)$$

où CL est le degré de confiance. Le point central de la figure correspond à $\chi_{\rho_{opt_{min}}}^2$, ensuite nous avons le contour à 39,35 % de degré de confiance, *i.e.* $\chi_\rho^2 = \chi_{\rho_{opt_{min}}}^2 + 1$, puis les contours à 68,27, 90, 95 et 99 % de degré de confiance. Nous avons aussi placé la valeur de la masse donnée par la collaboration CCFR à l'ordre dominant de son analyse.

Il convient de remarquer que l'erreur systématique de 10 % observé sur le taux de production n'a pas été pris en compte dans la construction de la figure 14.4. Il faudrait rajouter quadratiquement une erreur de 10 % sur la valeur de ρ_{opt} et nous obtiendrions, pour notre valeur de la masse du quark *charme*,

$$\rho_{opt} = 1,75 \pm 0,33.$$

14.3 Discussion

Tout d'abord, notre valeur pour la masse du quark *charme* est compatible avec les études précédentes (1,30 ± 0,36 GeV par une étude précédente dans NOMAD, 1,31 ± 0,25 GeV pour la collaboration CCFR, 1,79 ± 0,38 GeV pour la collaboration CHARM II).

La figure 14.4 montre que le paramètre ρ et la masse m_c sont fortement corrélés. Notre problème est que nous connaissons mal le taux de production asymptotique aux hautes énergies ; notre ajustement se fait sur l'ouverture du seuil à des énergies modérées.

Si on croit les résultats de CCFR, pour une masse de 1,3 GeV, nous obtenons $\rho_{opt} = 1,36 \pm 0,22$ soit un excès de 36 % d'événements $\mu^- e^+$ dans les données de NOMAD par rapport à ce que prévoit AOT. Mais notre nombre d'événements dépend de l'asymétrie, qui nous a servi lors de la soustraction du fond, et de son erreur systématique. En incluant l'erreur systématique sur le taux de production, on obtient $\rho_{opt} = 1,36 \pm 0,26$.

Si l'on prend m_c et κ tels que trouvés par la collaboration CCFR, nous pouvons extraire de ce taux de production un rapport d'embranchement moyen semileptonique du charme de $(1,36 \pm 0,26) \times \overline{B}_c$, où \overline{B}_c est le rapport d'embranchement utilisé par la simulation AOT.

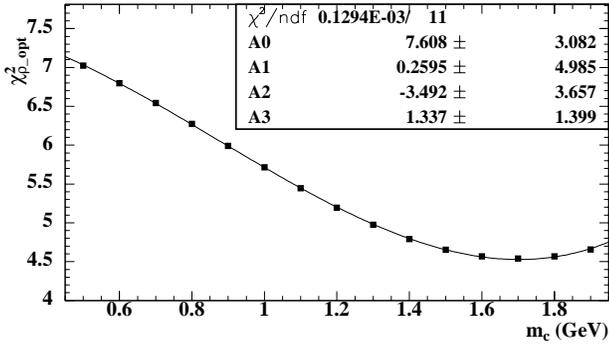


FIG. 14.2 – Courbe de $\chi_{\rho_{opt}}^2$ en fonction de la masse, m_c , du quark charme. Elle est ajustée par un polynôme du troisième degré : $\chi_{\rho_{opt}}^2 = A0 + A1.m_c + A2.m_c^2 + A3.m_c^3$.

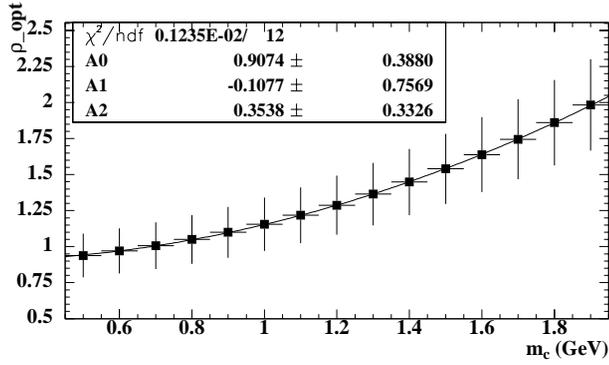


FIG. 14.3 – Courbe de ρ_{opt} en fonction de la masse, m_c , du quark charme. Elle est ajustée par un polynôme du deuxième degré : $\rho_{opt} = A0 + A1.m_c + A2.m_c^2$.

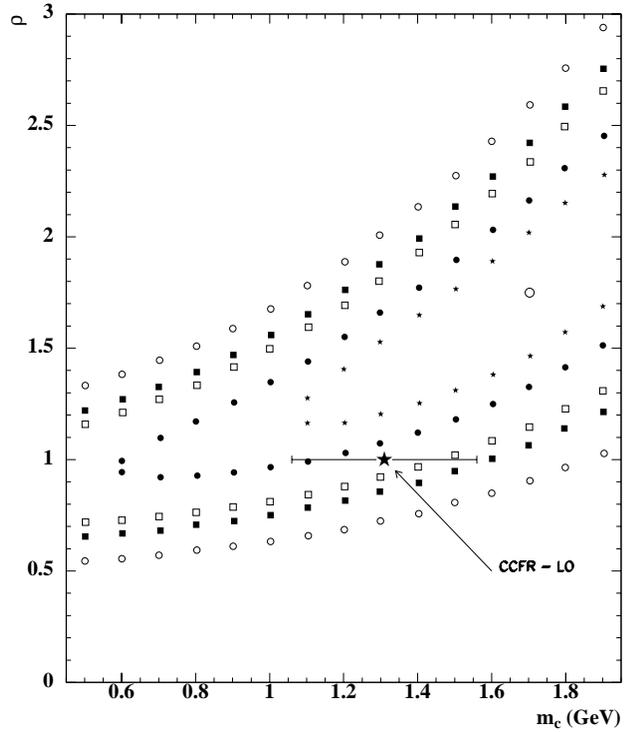


FIG. 14.4 – Diagramme ρ versus m_c . Le point central correspond à notre analyse et sont tracés autour les contours à 39,35, 68,27, 90, 95, et 99 % de confiance. L'étoile noire avec la barre d'erreur sur la masse correspond à la valeur donnée par la collaboration CCFR pour l'analyse à l'ordre dominant.

Chapitre 15

Mer étrange

La production du quark *charme* est le résultat de l'interaction d'un neutrino sur un quark d ou un quark s (voir la partie théorie). Nous pouvons donc écrire que la distribution en x est telle que :

$$\left. \frac{dN}{dx} \right|^{d+s} = \left. \frac{dN}{dx} \right|^d + \kappa \left. \frac{dN}{dx} \right|^s \quad \text{où} \quad \kappa = \frac{\int_0^1 [xs(x) + x\bar{s}(x)] dx}{\int_0^1 [x\bar{u}(x) + x\bar{d}(x)] dx}$$

Dans le générateur AOT, la valeur de κ_{AOT} vaut 0,373 *i.e.* la valeur donnée par la collaboration CCFR pour son analyse à l'ordre dominant.

Nous allons donc déterminer κ en comparant les distributions en x expérimentale et simulés.

15.1 Poids AOT

Dans cette analyse la masse du quark *charme* est supposée égale à 1,31 GeV *i.e.* la valeur donnée par la collaboration CCFR dans son analyse à l'ordre dominant.

L'équation précédente, pour le cas $\kappa = \kappa_{AOT}$, devient :

$$\left. \frac{dN}{dx} \right|_{AOT}^{d+s} = \left. \frac{dN}{dx} \right|^d + \kappa_{AOT} \left. \frac{dN}{dx} \right|^s$$

Ce qui donne pour le cas général :

$$\left. \frac{dN}{dx} \right|^{d+s} = \left(1 - \frac{\kappa}{\kappa_{AOT}} \right) \left. \frac{dN}{dx} \right|^d + \frac{\kappa}{\kappa_{AOT}} \left. \frac{dN}{dx} \right|_{AOT}^{d+s}$$

Ainsi les poids, qui doivent être appliqués aux événements simulés par LEPTO pour obtenir des événements à la AOT, s'écrivent :

$$\omega_{tot} = \left(1 - \frac{\kappa}{\kappa_{AOT}} \right) \omega_d + \frac{\kappa}{\kappa_{AOT}} \omega_{ds}$$

où ω_d est le poids déterminé en supposant que la production de quark c est seulement due à la diffusion sur un quark d , et ω_{ds} est le poids qu'il faut appliquer si κ vaut κ_{AOT} .

15.2 Détermination de κ

15.2.1 Par la norme

Une première méthode consiste à utiliser seulement le nombre d'événements « charme » sélectionnés après analyse.

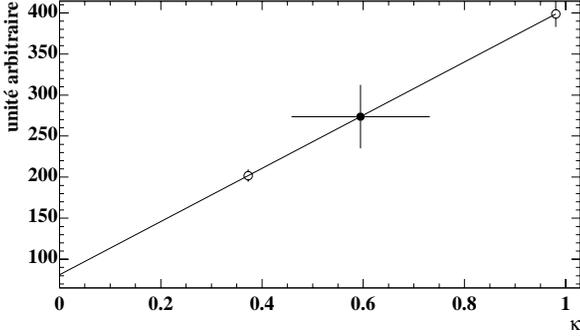


FIG. 15.1 – Variation du nombre d'événements (efficacités de sélection des événements non prises en compte) en fonction de κ . Les ronds blancs et la droite correspondent à la simulation. La droite nous permet de placer le point noir correspondant au nombre d'événements réels.

La figure 15.1 montre le nombre d'événements simulés (efficacités de sélection non prises en compte) par les ronds blancs pour κ valant 0, κ_{AOT} et 0,98. En connaissant le nombre d'événements réels, la droite reliant les points de la simulation nous donne (le point noir) une valeur de κ correspondante :

$$0,595 \pm 0,123_{stat}$$

Si on tient compte de l'erreur systématique de 10 % sur le taux de production d'événements « charme » dans les événements réels, alors κ prend la valeur de :

$$0,595 \pm 0,123_{stat} \pm 0,085_{syst}$$

15.2.2 Ajustement de κ tout en conservant la norme

Dans cette deuxième méthode, nous allons prendre en compte et la forme de la distribution de la variable de Bjorken, x , et la norme des distributions. La comparaison est faite entre la distribution expérimentale en x et celles simulées et pondérées par les poids AOT. Nous faisons varier κ de 0 à 0,98 avec un pas de 0,02. Pour chaque valeur de κ , nous calculons le χ^2 suivant :

$$\chi^2_{\kappa} = \sum_{i=1}^N \frac{[n_D(i) - \varepsilon F n_{\kappa}(i)]^2}{\sigma_D^2(i) + (\varepsilon F)^2 \sigma_{\kappa}^2(i)}$$

où

- N est le nombre d'intervalles en x de la distribution expérimentale,
- $n_D(i) = n_D^+(i) - A(i).n_D^-(i)$ est le nombre d'événements dans le i^e canal de l'histogramme expérimental. $A(i)$ est l'asymétrie pour le canal i ,
- $n_{\kappa}(i)$ est le nombre d'événements simulés pour le même canal en x ,
- $\sigma_D^2(i) = n_D^+(i) + A^2(i).n_D^-(i) + [n_D^-(i)]^2.\sigma_A^2(i)$ est le carré de l'erreur sur $n_D(i)$,
- $\sigma_{\kappa}^2(i) = \sum_{k_i=1}^{N_i} \omega_{k_i}^2$ est le carré de l'erreur sur $n_{\kappa}(i)$. ω_{k_i} est le poids associé au k_i^e événement dans le i^e canal, et N_i est le nombre d'entrée pour ce canal.
- F est le facteur à appliquer aux événements « charme » du lot A pour donner le bonne fraction de ces événements dans le lot d'événements simulés ν_{μ} CC.
- ε est le rapport entre les événements « $1\mu^-$ » du lot d'événements réels (lot C) et ceux du lot simulé (lot B). Pour nous, ε vaut environ 0,51.

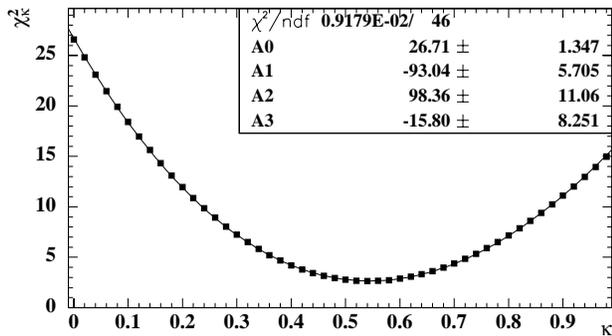


FIG. 15.2 – Courbe de χ_κ^2 en fonction de κ . Elle est ajustée par un polynôme du troisième degré : $\chi_\kappa^2 = A_0 + A_1.\kappa + A_2.\kappa^2 + A_3.\kappa^3$.

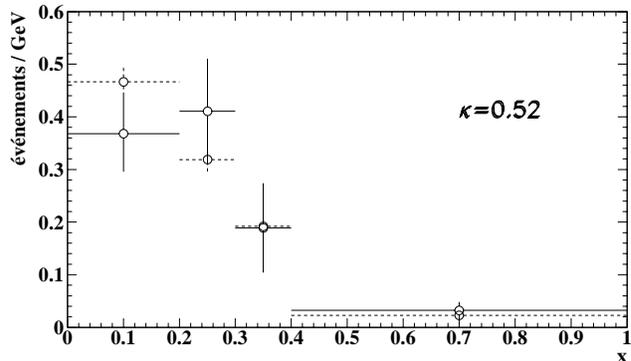


FIG. 15.3 – Distributions normalisées de x_{Bjorken} pour les événements réels μ^-e^+ candidats (traits pleins) et pour les événements simulés avec $\kappa = 0,52$ (traits en pointillés). L'efficacité de sélection des événements « charme » n'est pas prise en compte.

La figure 15.2 montre l'évolution de χ_κ^2 en fonction de κ . Le minimum est trouvé pour κ valant 0,55. Si on détermine l'erreur statistique en donnant les valeurs de κ pour le minimum augmenté d'une unité, nous obtenons pour κ par cette méthode la valeur de :

$$0,55 \pm 0,12_{\text{stat.}}$$

Si on tient compte de l'erreur systématique de 10 % sur le taux de production dans les données réelles, alors nous calculons un pseudo χ_κ^2 dépendant d'un paramètre α , en remplaçant $n_D(i)$ par $\alpha.n_D(i)$ et en ajoutant un terme supplémentaire, $\left(\frac{\alpha-1}{0,1}\right)^2$. Pour chaque valeur de κ , α est déterminé en minimisant le χ_κ^2 par rapport à ce paramètre, puis le minimum de $\chi_\kappa^2(\alpha = \alpha_{\text{min}})$ en fonction à κ est trouvé. Nous obtenons alors pour κ , avec une erreur globale, la valeur de :

$$0,52 \pm 0,14_{\text{stat+syst.}}$$

15.3 Discussion

Le premier problème rencontré est un léger déficit dans la distribution en x pour les données réelles par rapport à la simulation (*cf.* fig. 15.3) : un ajustement avec seulement la forme mène à une quasi absence de mer étrange, ce qui est en contradiction avec le fait d'avoir sélectionné des événements « charme ».

Si la norme est prise en compte alors la valeur de κ prend des valeurs plus raisonnables mais un peu élevées ce qui correspond bien à l'excès d'événements observé par rapport à la prédiction AOT et montré dans le chapitre précédent. Notre troisième détermination est un peu plus basse car la prise en compte de l'erreur systématique directement sur le taux de production fait perdre de l'importance à la norme face à la forme.

Notre valeur de κ ($0,52 \pm 0,14$) est compatible avec les résultats déjà obtenus :

- une étude dans NOMAD avec des événements μ^-e^+ donne $0,34 \pm 0,09$,
- une étude dans NOMAD avec des événements $\mu^- \mu^+$ produits par interactions dans le FCAL [66] donne $0,46_{-0,07-0,13}^{+0,09+0,17}$,
- la collaboration CCFR avec des événements $\mu^- \mu^+$ a obtenu $0,373_{-0,041}^{+0,048} \pm 0,018$,

– la collaboration CHARM II avec des événements $\mu^- \mu^+$ a trouvé $0,388_{-0,061}^{+0,074} \pm 0,067$.

Pour les deux dernières collaborations, κ est mieux déterminé car elles ont pu mesurer la production de charme *via* l'interaction d'antineutrinos sur la mer uniquement étrange.

Notons pour conclure ce chapitre que la valeur de κ extraite des données dépend fortement du rapport d'embranchement moyen du charme en positron, \overline{B}_c . Les valeurs ci-dessus de κ ont été obtenus avec $\overline{B}_c = \overline{B}_c^{\text{AOT}} = 10,4\%$. Alternativement, si l'on fixe $\kappa = \kappa_{\text{AOT}}$, \overline{B}_c devient $(1,36 \pm 0,26) \times \overline{B}_c^{\text{AOT}}$ (*cf.* chap. précédent).

Nous pouvons en fait donner une relation analytique pour les valeurs de \overline{B}_c et κ décrivant pour le taux de charme dans nos données, à savoir :

$$\frac{\overline{B}_c}{\overline{B}_c^{\text{AOT}}} (a + b.\kappa) = N_v$$

où a vaut $(81,1 \pm 2,6)$, b , $(324,0 \pm 16,3)$, et N_v , le nombre d'événements vus, est $273,7 \pm 38,7$.

La seule manière de décorréler κ de \overline{B}_c serait de déterminer κ par la forme seule de la distribution en x . Cette détermination, cependant, nécessite d'une part une bonne connaissance des distributions en x des quark de valence d et des quarks s de la mer, et exige d'autre part une statistique plus importante que celle dont nous disposons.

Conclusion

Pour rechercher d'éventuelles interactions de neutrinos tauoniques, NOMAD fut optimisé pour obtenir une excellente identification des électrons avec un fort pouvoir de réjection des hadrons. Il est donc naturel de rechercher des événements avec désintégration semi-électronique de particules charmées, que les expériences CHARM et CCFR ne peuvent observer et que les expériences de chambres à bulles ont obtenus dans les années 80 avec une faible statistique.

Un premier travail a permis de mettre en évidence un pouvoir de discrimination potentiel basé sur l'allure des trajectoires des particules à travers la cible, constituée de chambres à dérive, afin d'identifier des électrons. Les informations disponibles sur les banques résumées de données ne permettent pas actuellement d'en profiter, mais le pourraient utilement à l'avenir, en association avec d'autres critères de sélection.

Pour extraire le signal « charme », nous avons utilisé une méthode de rapport de vraisemblance, en principe optimal pour l'isolation d'un signal. Cette étude a montré un pouvoir séparateur moins élevé dans les données réelles que celui prédit par la simulation Monte Carlo.

Néanmoins, parmi 608 787 événements réels, identifiés comme des interactions de ν_μ par courant chargé, nous avons sélectionné 801 événements $\mu^- e^+$ et 492 événements $\mu^- e^-$. Ceci nous permet de donner un signal de charme en positron avec une efficacité de 10 % et un rapport signal sur bruit de 0,8, et de mesurer la production de charme dans les événements au taux de $(5,71 \pm 0,79_{stat} \pm 0,58_{sys}) \%$.

L'étude des événements charme nous a ensuite permis d'estimer la masse du quark charmé et la fraction de mer étrange dans le proton.

Les résultats sur la masse, $m_c = 1,7 \pm 0,6$ GeV, quoique compatible avec les résultats de CCFR, favorise la valeur plus haute, trouvée par CHARM II.

La mesure de la fraction de mer étrange par rapport à la mer non étrange est moins facile dans NOMAD que dans CCFR ou CHARM II, du fait de l'absence de données en antineutrinos. La fraction de mer étrange ($\kappa = 0,52 \pm 0,14$) est trouvée plus élevée, mais ceci est principalement dû à un taux global de production de charme plus important que celui prédit par la simulation AOT, qui est ajustée sur le taux mesuré par CCFR.

En conclusion, cette étude a montré que le détecteur NOMAD permet d'extraire un signal non ambigu représentant 5.10^{-4} des événements courant chargé par l'identification d'un positron unique au sein de la gerbe hadronique avec une signification statistique de 6σ . Ce résultat illustre et valide la méthode choisie par NOMAD pour mettre en évidence d'éventuelles oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par la recherche d'électrons issus de la désintégration du tau. Notons que dans ce dernier cas, l'isolation du signal est plus facile que dans le cas du charme, du fait que l'électron recherché est d'une part plus énergétique, et d'autre part isolé de la gerbe hadronique; ces deux critères assurant une identification plus aisée de l'électron recherché.

Bibliographie

- [1] M. Cribier *et al.*, La lumière des neutrinos, *Seuil/science ouverte*, février 1995.
- [2] Ecole de Gif 92, Le neutrino et ses mystères, *tome 1, septembre 1992*.
- [3] C. L. Cowan *et al.*, Detection of the free neutrino: a confirmation, *Science*, Vol. 124, p. 103, juillet 1956.
- [4] P. Astier *et al.*, A more sensitive search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in NOMAD, *Phys. Lett. B* 453 (1999) 169.
- [5] J. Kaplan, Diffusion inélastique des leptons et modèle des partons, *GIF 77, 6-16 septembre 1997*, et cours de D.E.A.
- [6] F. E. Close, An Introduction to quarks and partons, *Academic Press*, 1979.
- [7] G. Altarelli et G. Parisi, *Nucl. Phys. B* 126 (1977) 298.
- [8] T. Bolton, Determining the CKM parameter V_{cd} from νN charm production, *hep-ex/9708014* (1997).
- [9] C. Peterson *et al.*, Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra, *Phys. Rev. D* 17 (1983) 105.
- [10] A. Benvenuti *et al.*, Observation of new-particle production by high energy neutrinos and antineutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 419.
- [11] A. Benvenuti *et al.*, Further observation of dimuon production by neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1199.
- [12] A. Benvenuti *et al.*, Characteristics of dimuons as evidence for a new quantum number, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1203.
- [13] A. Benvenuti *et al.*, Dimuons produced by antineutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1249.
- [14] E. G. Cazzoli *et al.*, Evidence for $\Delta S = -\Delta Q$ currents or charmed baryon production, *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 1125.
- [15] H. Deden *et al.*, Strange particle production and charmed particle search in the Gargamelle neutrino experiment, *Phys. Lett.* 58B (1975) 361.
- [16] J. Blietschau *et al.*, Observation of muon-neutrino reactions producing a positron and a strange particle, *Phys. Lett.* 60B (1976) 207.
- [17] J. von Krogh *et al.*, Observation of $\mu^- e^+ K_S^0$ events produced by a neutrino beam, *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 710.
- [18] M. Holder *et al.*, Opposite sign dimuon events produced in narrow band neutrino and antineutrino beams, *Phys. Lett.* 69B (1977) 377.
- [19] M. Jonker *et al.*, Experimental study of opposite-sign and same-sign dimuon events produced in wide-band neutrino and antineutrino beams, *Phys. Lett.* 107B (1981) 241.
- [20] E. Vella *et al.*, Observation of semileptonic decays of charmed baryons, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1515.

-
- [21] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Direct measurement of charmed D^+ and D^0 semileptonic branching ratios, *Phys. Rev. Lett.* *54* (1985) 1976.
- [22] P. Marage *et al.*, Study of μe events produced in antineutrino interactions, *Z. Phys. C21* (1984) 307.
- [23] N. J. Baker *et al.*, Opposite-sign dilepton production in ν_μ interactions, *Phys. Rev. D32* (1985) 531.
- [24] V. V. Ammosov *et al.*, Final result on μe pair production in neutrino interactions in the SKAT freon bubble chamber experiment, *Z. Phys. C40* (1988) 493.
- [25] N. Ushida, Cross sections for neutrino production of charmed particles, *Phys. Lett.* *206B* (1988) 375.
- [26] N. J. Baker *et al.*, $\mu^- e^+$ dilepton production in charged-currents ν_μ interactions, *Phys. Rev. D43* (1991) 2765.
- [27] P. H. Sandler *et al.*, Neutrino production of same-sign dimuons at the Fermilab Tevatron, *Z. Phys. C57* (1993) 1.
- [28] S.A. Rabinowitz *et al.*, Measurement of the strange sea distribution using neutrino charm production, *Phys. Rev. Lett.* *70* (1993) 134.
- [29] A. O. Bazarko *et al.*, Determination of the strange quark content of the nucleon from a next-to-leading-order QCD analysis of neutrino charm production, *Z. Phys. C65* (1995) 189.
- [30] J. C. Anjos, Photon-gluon-fusion analysis of charm photoproduction, *Phys. Rev. Lett.* *65* (1990) 2503.
- [31] The CHARM II Collaboration, Leading-order QCD analysis of neutrino-induced dimuons events, *CERN-EP/98-128* (1998).
- [32] H. Abramowicz, Experimental study of opposite-sign dimuons produced in neutrino and antineutrino interactions, *Z. Phys. C15* (1982) 19.
- [33] B. Strongin *et al.*, Study of opposite-sign dimuons production in high-energy neutrino-nucleon interactions, *Phys. Rev. D43* (1991) 2778.
- [34] E. Eskut *et al.*, CHORUS Collaboration, *NIM A 401* (1997) 7.
- [35] The NOMAD Experiment at the CERN SPS, CERN-PPE/97-059, *NIM A 404* (1998) 96.
- [36] Study of ν_μ CC interactions and Search for $\nu_\mu - \nu_\tau$ oscillations in the channel $\tau^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ with NOMAD, *thèse de Burkhard Schmidt, juillet 1997, Dortmund*.
- [37] Particle Data Group, Particles and Field, *Physical Review D54* (1996) Part I
- [38] Contributed paper to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, *présenté par V. Valuev, Août 1997, Jérusalem*.
- [39] B. Van de Vyver and P. Zucchelli, Prompt ν_τ background in wide band ν_μ beams, *NIM A 385* (1997) 91.
- [40] M.C. Gonzalez-Garcia and J.J. Gomez-Canedas, Prompt ν_τ fluxes in present and future tau neutrino experiments, *Phys. Rev. D55* (1997) 1297.
- [41] G. Bassompierre *et al.*, A large area transition radiation detector for the NOMAD experiment, LAPP-EXP-97-05, *NIM A 403* (1998) 363.
- [42] T. Fazio *et al.*, NOMAD TRD electron identification : methods and first results, *mémo interne, 1995*.
- [43] P. Nédélec *et al.*, NOMAD TRD identification of overlapping tracks, *mémo interne, 1996*.

- [44] G. Bassompierre *et al.*, Performance of the NOMAD transition radiation detector, LAPP-EXP-97-06, *NIM A 411 (1998) 63*.
- [45] D. Autiero *et al.*, The electromagnetic calorimeter of the NOMAD experiment, *NIM A 373 (1996) 358*.
- [46] D. Autiero *et al.*, Test beam performance of the electromagnetic calorimeter of the NOMAD experiment, *NIM A 387 (1997) 352*.
- [47] J.-P. Meyer, The drift chamber chemical composition, *mémo interne, 1996*.
- [48] A. Peisert et F. Sauli, Drift and diffusion of electrons in gases : a compilation, *CERN yellow report 84-08*.
- [49] E. Gangler, Recherche d'oscillations de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow 3\pi$, *thèse de doctorat, Paris VI, avril 1997*.
- [50] K. Schahmanèche, Etude de la production de particules neutres étranges et charmées dans les interactions de neutrinos de haute énergie, *thèse de doctorat, Paris VI, avril 1997*.
- [51] C. Hagner, Drift chamber efficiency, *mémo interne, 1997*.
- [52] N. Besson, Recherche d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow \rho$, *thèse de doctorat, Paris VII, en cours*.
- [53] S. Tovey *et al.*, The neutrino flux at NOMAD, *mémo interne, 1995*.
L. Casagrande *et al.*, The alignment of the CERN west area neutrino facility, *CERN Yellow report #CERN96-06*.
- [54] GEANT, Detector description and application and simulation tools, *CERN program library, long writeup W5013*.
- [55] G. Ambrosini *et al.*, Measurement of charged particle production from 450 GeV/c protons on beryllium, *CERN-EP/99-19, 1999*.
- [56] G. Ingelman, Lepto 6.1, The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepto-nucleon scattering, *dans Proc. of Physics at HERA, édité par W. Buchmueller, G. Ingelman, DESY, Hamburg (1992) 1366*.
- [57] T. Sjöstrand, JETSET 7.4, *Computer Phys. Commun. 39 (1986) 347; Computer Phys. Commun. 43 (1987) 367; Computer Phys. Commun. 82 (1994) 74*.
- [58] J. Altegoer *et al.*, NOMAD GEANT offline manual.
R. Das and S.R. Mishra, Measurement of neutrino flux in NOMAD, *mémo interne, 1997*.
- [59] M. Aivazis, F. Olness, W. K. Tung, Leptoproduction of heavy quarks I & II, *hep-ph/9312318 & hep-ph/9312319*.
- [60] J.-M. Vieira, Production de quarks charmés et détermination de la mer étrange de quarks dans l'expérience NOMAD, *thèse de doctorat, Lausanne, juin 1998*.
- [61] S.M. Seltzer et M.J. Berger, Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons, *NIM B12 (1985) 95*.
- [62] R. Frühwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, *NIM A262 (1987) 444*.
- [63] R. Cousins, Some extended tools for track breakpoint analysis, *mémo interne, 1996*.
- [64] Phys. Rev. D45 (1992) Vol. II, Part I, p. III.82.
- [65] J.M. Conrad *et al.*, Precision measurements with high energy neutrino beams, *hep-ex/9707015, juillet 1997*.
- [66] P. Astier *et al.*, Neutrino production of opposite sign dimuons in the NOMAD experiment, *à paraître*.

Annexe A

Coupures sur $maxd7$ et $minf7$

Cette annexe présente en détail la détermination des coupures sur $maxd7$ et $minf7$ sous forme de tables. L'étude est rapportée dans la troisième partie du mémoire.

Utilisation de $maxd7$

Les tables A.1 à A.10 sont concernées.

$lg \leq 200$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	8578.	761.	389.	215.	430.
$\mu^+\mu^-$	#	799.	203.	141.	110.	309.
	% rest.	0.88 ± 0.33	0.99 ± 0.69	0.71 ± 0.71	0.91 ± 0.90	0.97 ± 0.56
	MxD7 cut	4.86	4.06	3.23	3.68	3.26
	% selec.	5.16 ± 0.24	12.61 ± 1.20	23.65 ± 2.15	13.49 ± 2.33	19.30 ± 1.90
$\pi^+\pi^-$	#	9149.	2761.	1322.	777.	1307.
	% rest.	0.98 ± 0.10	0.91 ± 0.18	0.98 ± 0.27	0.90 ± 0.34	0.99 ± 0.27
	MxD7 cut	3.62	3.68	3.55	4.32	3.81
	% selec.	10.29 ± 0.33	16.03 ± 1.33	19.79 ± 2.02	8.84 ± 1.94	14.42 ± 1.69
proton	#	1728.	1211.	843.	481.	590.
	% rest.	0.98 ± 0.24	0.99 ± 0.28	0.95 ± 0.33	0.83 ± 0.41	0.85 ± 0.38
	MxD7 cut	6.53	4.61	3.84	3.87	4.16
	% selec.	2.27 ± 0.16	8.94 ± 1.03	15.94 ± 1.86	12.56 ± 2.26	12.33 ± 1.59
K^+K^-	#	429.	498.	353.	249.	508.
	% rest.	0.93 ± 0.46	0.80 ± 0.40	0.85 ± 0.49	0.80 ± 0.57	0.98 ± 0.44
	MxD7 cut	4.80	3.81	3.36	4.26	3.52
	% selec.	5.32 ± 0.24	14.85 ± 1.29	22.62 ± 2.12	9.30 ± 1.98	16.74 ± 1.80
Autres	#	203.	138.	110.	69.	397.
	% rest.	0.99 ± 0.69	0.72 ± 0.72	0.91 ± 0.90	0.00 ± 0.00	0.76 ± 0.43
	MxD7 cut	4.45	3.42	5.57	2.91	4.83
	% selec.	6.31 ± 0.26	18.66 ± 1.41	6.68 ± 1.27	22.33 ± 2.84	6.05 ± 1.15

TAB. A.1 – Valeurs des coupures pour **maxd7** en fonction du type simulé de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe avant le TRD, les traces ont une longueur lg inférieure à 200 cm et les particules n'ont pas été reconnues. « % rest. » signifie le pourcentage restant de la catégorie de particule en question, « % selec. », le pourcentage d'électrons sélectionnés, « # », nombre de particules, et « Autres », les particules mal identifiées en regard à la simulation.

$200 < lg$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	5857.	663.	298.	185.	239.
$\mu^+\mu^-$	#	1059.	259.	193.	146.	387.
	% rest.	0.94 ± 0.30	0.77 ± 0.54	0.52 ± 0.52	0.68 ± 0.68	0.78 ± 0.45
	MxD7 cut	5.92	4.80	4.67	3.62	3.55
	% selec.	7.09 ± 0.34	20.51 ± 1.57	22.15 ± 2.41	25.95 ± 3.22	37.24 ± 3.13
$\pi^+\pi^-$	#	7736.	2524.	1161.	657.	1049.
	% rest.	0.98 ± 0.11	0.95 ± 0.19	0.95 ± 0.28	0.91 ± 0.37	0.95 ± 0.30
	MxD7 cut	4.29	4.32	4.06	4.13	4.58
	% selec.	14.80 ± 0.46	25.94 ± 1.70	27.85 ± 2.60	22.16 ± 3.05	25.10 ± 2.80
proton	#	958.	1087.	715.	393.	500.
	% rest.	0.94 ± 0.31	0.92 ± 0.29	0.98 ± 0.37	0.76 ± 0.44	0.80 ± 0.40
	MxD7 cut	7.20	4.90	4.38	4.13	4.29
	% selec.	4.32 ± 0.27	20.36 ± 1.56	24.83 ± 2.50	22.16 ± 3.05	27.62 ± 2.89
K^+K^-	#	325.	413.	283.	205.	408.
	% rest.	0.92 ± 0.53	0.97 ± 0.48	0.71 ± 0.50	0.98 ± 0.69	0.98 ± 0.49
	MxD7 cut	5.18	3.74	3.14	3.39	3.46
	% selec.	9.94 ± 0.39	34.69 ± 1.85	40.27 ± 2.84	29.19 ± 3.34	38.91 ± 3.15
Autres	#	112.	68.	67.	54.	330.
	% rest.	0.89 ± 0.89	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.91 ± 0.52
	MxD7 cut	6.50	5.09	4.61	4.80	4.51
	% selec.	5.55 ± 0.30	17.80 ± 1.49	22.15 ± 2.41	14.05 ± 2.56	25.52 ± 2.82

TAB. A.2 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 200 cm.

$lg \leq 200$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3102.	314.	160.	108.	295.
$\mu^+\mu^-$	#					80.
	% rest.					0.00 ± 0.00
	MxD7 cut					3.68
	% selec.					12.20 ± 1.91
$\pi^+\pi^-$	#	524.	189.	126.	105.	471.
	% rest.	0.95 ± 0.42	0.53 ± 0.53	0.79 ± 0.79	0.95 ± 0.95	0.85 ± 0.42
	MxD7 cut	4.03	3.20	3.17	2.94	4.45
	% selec.	7.41 ± 0.47	22.61 ± 2.36	17.50 ± 3.00	24.07 ± 4.11	8.47 ± 1.62
proton	#	32.	55.	26.	18.	46.
	% rest.	0.00 ± 0.00				
	MxD7 cut	5.25	5.22	3.71	1.92	4.35
	% selec.	3.61 ± 0.33	8.60 ± 1.58	13.75 ± 2.72	44.44 ± 4.78	8.47 ± 1.62

TAB. A.3 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur inférieure à 200 cm et les particules sont reconnues avec le même type que dans la simulation.

$200 < l_g$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	1531.	172.	73.	34.	136.
$\mu^+\mu^-$	#					155.
	% rest.					0.65 ± 0.64
	MxD7 cut					4.80
	% selec.					24.26 ± 3.68
$\pi^+\pi^-$	#	399.	143.	81.	53.	374.
	% rest.	0.75 ± 0.43	0.70 ± 0.70	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.80 ± 0.46
	MxD7 cut	4.48	4.29	6.59	6.59	5.09
	% selec.	12.48 ± 0.84	25.58 ± 3.33	6.85 ± 2.96	11.76 ± 5.53	20.59 ± 3.47
proton	#	14.	41.	28.	19.	47.
	% rest.	0.00 ± 0.00				
	MxD7 cut	7.04	4.77	4.99	3.42	5.82
	% selec.	3.85 ± 0.49	22.09 ± 3.16	21.92 ± 4.84	35.29 ± 8.20	13.97 ± 2.97

TAB. A.4 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 200 cm.

$l_g \leq 250$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	5376.	574.	196.	110.	110.
$\mu^+\mu^-$	#	540.	221.	149.	145.	173.
	% rest.	0.93 ± 0.41	0.90 ± 0.64	0.67 ± 0.67	0.69 ± 0.69	0.58 ± 0.58
	MxD7 cut	5.28	3.84	3.36	2.91	5.54
	% selec.	5.73 ± 0.32	20.03 ± 1.67	25.51 ± 3.11	19.09 ± 3.75	9.09 ± 2.74
$\pi^+\pi^-$	#	5495.	2743.	1398.	839.	877.
	% rest.	0.95 ± 0.13	0.98 ± 0.19	0.93 ± 0.26	0.95 ± 0.34	0.91 ± 0.32
	MxD7 cut	3.84	3.84	3.81	3.81	4.74
	% selec.	11.92 ± 0.44	20.03 ± 1.67	20.92 ± 2.91	12.73 ± 3.18	10.91 ± 2.97
proton	#	799.	1130.	726.	438.	415.
	% rest.	0.88 ± 0.33	0.97 ± 0.29	0.96 ± 0.36	0.91 ± 0.45	0.96 ± 0.48
	MxD7 cut	6.43	4.06	3.78	4.32	3.68
	% selec.	3.55 ± 0.25	17.77 ± 1.60	20.92 ± 2.91	7.27 ± 2.48	19.09 ± 3.75
K^+K^-	#	243.	337.	326.	235.	304.
	% rest.	0.82 ± 0.58	0.89 ± 0.51	0.92 ± 0.53	0.85 ± 0.60	0.99 ± 0.57
	MxD7 cut	3.97	3.87	3.68	3.14	3.58
	% selec.	11.05 ± 0.43	19.86 ± 1.67	21.94 ± 2.96	19.09 ± 3.75	20.91 ± 3.88
Autres	#	330.	259.	289.	297.	1363.
	% rest.	0.91 ± 0.52	0.77 ± 0.54	0.69 ± 0.49	0.67 ± 0.47	0.95 ± 0.26
	MxD7 cut	4.35	4.90	3.62	3.20	4.48
	% selec.	9.15 ± 0.39	10.63 ± 1.29	22.45 ± 2.98	18.18 ± 3.68	11.82 ± 3.08

TAB. A.5 – Valeurs des coupures pour **maxd7** en fonction du type simulé de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe parmi les modules du TRD, les traces ont une longueur l_g inférieure à 250 cm et les particules n'ont pas été reconnues.

$250 < lg \leq 350$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3452.	700.	244.	111.	103.
$\mu^+\mu^-$	#	721.	396.	305.	285.	346.
	% rest.	0.97 ± 0.37	0.76 ± 0.44	0.98 ± 0.57	0.70 ± 0.49	0.87 ± 0.50
	MxD7 cut	5.63	5.25	4.80	4.32	4.16
	% selec.	10.28 ± 0.52	16.57 ± 1.41	22.95 ± 2.69	24.32 ± 4.07	23.30 ± 4.17
$\pi^+\pi^-$	#	6402.	4464.	2398.	1480.	1472.
	% rest.	1.00 ± 0.12	0.99 ± 0.15	0.92 ± 0.19	0.95 ± 0.25	0.88 ± 0.24
	MxD7 cut	4.38	3.87	4.16	5.18	3.74
	% selec.	17.79 ± 0.65	31.29 ± 1.75	27.46 ± 2.86	17.12 ± 3.58	27.18 ± 4.38
proton	#	463.	1680.	1235.	683.	658.
	% rest.	0.86 ± 0.43	0.95 ± 0.24	0.97 ± 0.28	0.88 ± 0.36	0.91 ± 0.37
	MxD7 cut	7.62	4.77	4.10	4.13	4.54
	% selec.	4.35 ± 0.35	22.57 ± 1.58	27.87 ± 2.87	27.03 ± 4.22	22.33 ± 4.10
K^+K^-	#	226.	526.	433.	376.	440.
	% rest.	0.88 ± 0.62	0.95 ± 0.42	0.92 ± 0.46	0.80 ± 0.46	0.91 ± 0.45
	MxD7 cut	4.61	4.83	3.78	3.81	3.81
	% selec.	16.28 ± 0.63	21.86 ± 1.56	31.15 ± 2.96	30.63 ± 4.38	27.18 ± 4.38
Autres	#	518.	485.	520.	489.	2649.
	% rest.	0.97 ± 0.43	0.82 ± 0.41	0.96 ± 0.43	0.82 ± 0.41	0.98 ± 0.19
	MxD7 cut	4.74	5.34	3.81	3.87	4.45
	% selec.	15.41 ± 0.61	15.00 ± 1.35	30.74 ± 2.95	30.63 ± 4.38	22.33 ± 4.10

TAB. A.6 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur comprise entre 250 et 350 cm.

$350 < lg$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	1087.	666.	244.	151.	155.
$\mu^+\mu^-$	#	437.	419.	382.	335.	454.
	% rest.	0.92 ± 0.46	0.95 ± 0.48	0.79 ± 0.45	0.90 ± 0.51	0.88 ± 0.44
	MxD7 cut	7.71	7.17	7.26	4.86	6.53
	% selec.	13.98 ± 1.05	22.97 ± 1.63	28.69 ± 2.90	50.33 ± 4.07	26.45 ± 3.54
$\pi^+\pi^-$	#	3373.	3977.	2598.	1713.	1910.
	% rest.	0.98 ± 0.17	0.96 ± 0.15	0.96 ± 0.19	0.99 ± 0.24	0.99 ± 0.23
	MxD7 cut	5.15	6.37	4.48	4.74	5.54
	% selec.	29.90 ± 1.39	30.18 ± 1.78	56.15 ± 3.18	51.66 ± 4.07	35.48 ± 3.84
proton	#	184.	1159.	1075.	697.	736.
	% rest.	0.54 ± 0.54	0.95 ± 0.28	0.93 ± 0.29	0.72 ± 0.32	0.95 ± 0.36
	MxD7 cut	9.50	5.12	4.35	4.35	4.10
	% selec.	7.82 ± 0.81	41.14 ± 1.91	58.61 ± 3.15	56.95 ± 4.03	52.90 ± 4.01
K^+K^-	#	103.	372.	421.	414.	530.
	% rest.	0.97 ± 0.97	0.81 ± 0.46	0.95 ± 0.47	0.97 ± 0.48	0.94 ± 0.42
	MxD7 cut	4.70	3.94	4.38	4.61	5.09
	% selec.	33.58 ± 1.43	54.96 ± 1.93	57.79 ± 3.16	52.98 ± 4.06	43.23 ± 3.98
Autres	#	266.	399.	429.	463.	3398.
	% rest.	0.75 ± 0.53	0.75 ± 0.43	0.93 ± 0.46	0.65 ± 0.37	0.97 ± 0.17
	MxD7 cut	6.18	6.69	5.31	4.51	4.80
	% selec.	21.99 ± 1.26	26.88 ± 1.72	45.90 ± 3.19	54.30 ± 4.05	46.45 ± 4.01

TAB. A.7 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 350 cm.

$lg \leq 250$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3752.	1492.	850.	585.	1357.
$\mu^+\mu^-$	#				10.	529.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.95 ± 0.42
	MxD7 cut				6.21	3.20
	% selec.				2.91 ± 0.69	21.00 ± 1.11
$\pi^+\pi^-$	#	371.	209.	400.	360.	1852.
	% rest.	0.81 ± 0.46	0.96 ± 0.67	0.75 ± 0.43	0.83 ± 0.48	0.97 ± 0.23
	MxD7 cut	3.71	3.04	3.97	5.02	3.84
	% selec.	9.83 ± 0.49	19.77 ± 1.03	10.82 ± 1.07	6.15 ± 0.99	14.52 ± 0.96
proton	#	155.	78.	22.	38.	64.
	% rest.	0.65 ± 0.64	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	MxD7 cut	4.67	5.12	3.78	2.72	3.23
	% selec.	5.36 ± 0.37	4.96 ± 0.56	12.00 ± 1.11	26.67 ± 1.83	20.71 ± 1.10

TAB. A.8 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur inférieure à 250 cm et les particules sont reconnues avec le même type que dans la simulation.

$250 < lg \leq 350$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	2422.	1959.	1333.	852.	2167.
$\mu^+\mu^-$	#				16.	1211.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.91 ± 0.27
	MxD7 cut				2.43	3.62
	% selec.				46.60 ± 1.71	29.49 ± 0.98
$\pi^+\pi^-$	#	385.	316.	887.	798.	3873.
	% rest.	0.78 ± 0.45	0.95 ± 0.55	0.90 ± 0.32	0.88 ± 0.33	0.96 ± 0.16
	MxD7 cut	5.02	4.99	4.19	3.55	4.13
	% selec.	6.07 ± 0.49	10.87 ± 0.70	17.40 ± 1.04	27.93 ± 1.54	22.61 ± 0.90
proton	#	286.	137.	40.	51.	96.
	% rest.	0.70 ± 0.49	0.73 ± 0.73	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	MxD7 cut	5.82	4.70	4.54	6.66	2.69
	% selec.	3.84 ± 0.39	13.27 ± 0.77	14.03 ± 0.95	4.23 ± 0.69	43.01 ± 1.06

TAB. A.9 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur comprise entre 250 et 350 cm.

$350 < lg$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	549.	977.	745.	624.	1752.
$\mu^+\mu^-$	#				26.	1948.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.98 ± 0.22
	MxD7 cut				2.69	4.35
	% selec.				61.54 ± 1.95	40.24 ± 1.17
$\pi^+\pi^-$	#	194.	262.	817.	878.	5343.
	% rest.	0.52 ± 0.51	0.76 ± 0.54	0.98 ± 0.34	0.91 ± 0.32	0.97 ± 0.13
	MxD7 cut	3.84	5.28	4.19	4.00	4.38
	% selec.	24.77 ± 1.84	22.31 ± 1.33	40.13 ± 1.80	38.14 ± 1.94	39.90 ± 1.17
proton	#	96.	131.	52.	43.	101.
	% rest.	0.00 ± 0.00	0.76 ± 0.76	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.99 ± 0.99
	MxD7 cut	10.02	6.43	15.14	3.81	3.87
	% selec.	0.36 ± 0.26	13.41 ± 1.09	0.67 ± 0.30	41.67 ± 1.97	46.23 ± 1.19

TAB. A.10 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 350 cm.

$lg \leq 200$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	8578.	761.	389.	215.	430.
$\mu^+\mu^-$	#	799.	203.	141.	110.	309.
	% rest.	0.88 ± 0.33	0.99 ± 0.69	0.71 ± 0.71	0.91 ± 0.90	0.97 ± 0.56
	MnF7 cut	0.58	0.64	0.69	0.70	0.66
	% selec.	5.16 ± 0.24	10.25 ± 1.10	15.68 ± 1.84	14.42 ± 2.40	10.93 ± 1.50
$\pi^+\pi^-$	#	9149.	2761.	1322.	777.	1307.
	% rest.	0.86 ± 0.10	0.83 ± 0.17	0.98 ± 0.27	0.90 ± 0.34	0.92 ± 0.26
	MnF7 cut	0.60	0.62	0.63	0.59	0.61
	% selec.	6.03 ± 0.26	8.94 ± 1.03	11.31 ± 1.61	6.98 ± 1.74	7.91 ± 1.30
proton	#	1728.	1211.	843.	481.	590.
	% rest.	0.87 ± 0.22	0.83 ± 0.26	0.83 ± 0.31	0.83 ± 0.41	0.85 ± 0.38
	MnF7 cut	0.44	0.61	0.62	0.59	0.60
	% selec.	1.94 ± 0.15	8.41 ± 1.01	9.77 ± 1.51	6.98 ± 1.74	7.44 ± 1.27
K^+K^-	#	429.	498.	353.	249.	508.
	% rest.	0.93 ± 0.46	0.80 ± 0.40	0.85 ± 0.49	0.80 ± 0.57	0.98 ± 0.44
	MnF7 cut	0.59	0.63	0.59	0.65	0.62
	% selec.	5.57 ± 0.25	9.46 ± 1.06	8.74 ± 1.43	10.23 ± 2.07	8.60 ± 1.35
Autres	#	203.	138.	110.	69.	397.
	% rest.	0.99 ± 0.69	0.72 ± 0.72	0.91 ± 0.90	0.00 ± 0.00	0.76 ± 0.43
	MnF7 cut	0.60	0.68	0.58	0.64	0.44
	% selec.	6.03 ± 0.26	14.06 ± 1.26	8.48 ± 1.41	8.37 ± 1.89	2.33 ± 0.73

TAB. A.11 – Valeurs des coupures pour **minf7** en fonction du type simulé de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe avant le TRD, les traces ont une longueur lg inférieure à 200 cm et les particules n'ont pas été reconnues.

Utilisation de minf7

Les tables A.11 à A.20 sont concernées.

$200 < lg$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	5857.	663.	298.	185.	239.
$\mu^+\mu^-$	#	1059.	259.	193.	146.	387.
	% rest.	0.94 ± 0.30	0.77 ± 0.54	0.00 ± 0.00	0.68 ± 0.68	0.78 ± 0.45
	MnF7 cut	0.64	0.77	0.76	0.78	0.82
	% selec.	7.17 ± 0.34	22.78 ± 1.63	21.48 ± 2.38	17.30 ± 2.78	35.98 ± 3.10
$\pi^+\pi^-$	#	7736.	2524.	1161.	657.	1049.
	% rest.	0.96 ± 0.11	0.87 ± 0.19	0.95 ± 0.28	0.76 ± 0.34	0.95 ± 0.30
	MnF7 cut	0.66	0.73	0.74	0.74	0.74
	% selec.	8.40 ± 0.36	17.50 ± 1.48	18.46 ± 2.25	14.05 ± 2.56	20.50 ± 2.61
proton	#	958.	1087.	715.	393.	500.
	% rest.	0.94 ± 0.31	0.74 ± 0.26	0.98 ± 0.37	0.76 ± 0.44	0.80 ± 0.40
	MnF7 cut	0.56	0.68	0.71	0.74	0.75
	% selec.	4.08 ± 0.26	13.27 ± 1.32	16.11 ± 2.13	14.05 ± 2.56	20.50 ± 2.61
K^+K^-	#	325.	413.	283.	205.	408.
	% rest.	0.62 ± 0.43	0.97 ± 0.48	0.71 ± 0.50	0.98 ± 0.69	0.74 ± 0.42
	MnF7 cut	0.59	0.76	0.75	0.80	0.76
	% selec.	5.02 ± 0.29	21.57 ± 1.60	20.47 ± 2.34	21.08 ± 3.00	23.85 ± 2.76
Autres	#	112.	68.	67.	54.	330.
	% rest.	0.89 ± 0.89	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.91 ± 0.52
	MnF7 cut	0.62	0.77	0.79	0.76	0.69
	% selec.	6.25 ± 0.32	22.78 ± 1.63	25.50 ± 2.52	15.14 ± 2.63	15.48 ± 2.34

TAB. A.12 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 200 cm.

$lg \leq 200$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3102.	314.	160.	108.	295.
$\mu^+\mu^-$	#					80.
	% rest.					0.00 ± 0.00
	MnF7 cut					0.72
	% selec.					4.07 ± 1.15
$\pi^+\pi^-$	#	524.	189.	126.	105.	471.
	% rest.	0.95 ± 0.42	0.53 ± 0.53	0.79 ± 0.79	0.95 ± 0.95	0.85 ± 0.42
	MnF7 cut	0.61	0.70	0.71	0.67	0.54
	% selec.	5.71 ± 0.42	6.05 ± 1.35	7.50 ± 2.08	1.85 ± 1.30	0.00 ± 0.00
proton	#	32.	55.	26.	18.	46.
	% rest.	0.00 ± 0.00				
	MnF7 cut	0.70	0.45	0.69	0.62	0.67
	% selec.	11.70 ± 0.58	1.27 ± 0.63	5.62 ± 1.82	0.93 ± 0.92	2.71 ± 0.95

TAB. A.13 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur inférieure à 200 cm et les particules sont reconnues avec le même type que dans la simulation.

$200 < lg$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	1531.	172.	73.	34.	136.
$\mu^+\mu^-$	#					155.
	% rest.					0.65 ± 0.64
	MnF7 cut					0.79
	% selec.					0.74 ± 0.73
$\pi^+\pi^-$	#	399.	143.	81.	53.	374.
	% rest.	0.75 ± 0.43	0.70 ± 0.70	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.80 ± 0.46
	MnF7 cut	0.68	0.71	0.61	0.82	0.70
	% selec.	5.75 ± 0.59	3.49 ± 1.40	0.00 ± 0.00	2.94 ± 2.90	0.00 ± 0.00
proton	#	14.	41.	28.	19.	47.
	% rest.	0.00 ± 0.00				
	MnF7 cut	0.85	0.84	0.76	0.85	0.74
	% selec.	32.99 ± 1.20	8.14 ± 2.08	1.37 ± 1.36	5.88 ± 4.04	0.00 ± 0.00

TAB. A.14 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 200 cm.

$lg \leq 250$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	5376.	574.	196.	110.	110.
$\mu^+\mu^-$	#	540.	221.	149.	145.	173.
	% rest.	0.93 ± 0.41	0.45 ± 0.45	0.67 ± 0.67	0.69 ± 0.69	0.58 ± 0.58
	MnF7 cut	0.50	0.61	0.65	0.64	0.57
	% selec.	4.11 ± 0.27	12.89 ± 1.40	15.31 ± 2.57	7.27 ± 2.48	4.55 ± 1.99
$\pi^+\pi^-$	#	5495.	2743.	1398.	839.	877.
	% rest.	0.95 ± 0.13	0.95 ± 0.19	0.93 ± 0.26	0.95 ± 0.34	0.91 ± 0.32
	MnF7 cut	0.61	0.60	0.64	0.61	0.59
	% selec.	8.02 ± 0.37	11.32 ± 1.32	14.29 ± 2.50	6.36 ± 2.33	8.18 ± 2.61
proton	#	799.	1130.	726.	438.	415.
	% rest.	0.75 ± 0.31	0.97 ± 0.29	0.69 ± 0.31	0.91 ± 0.45	0.96 ± 0.48
	MnF7 cut	0.46	0.60	0.55	0.57	0.58
	% selec.	3.31 ± 0.24	11.32 ± 1.32	8.16 ± 1.96	3.64 ± 1.78	8.18 ± 2.61
K^+K^-	#	243.	337.	326.	235.	304.
	% rest.	0.82 ± 0.58	0.89 ± 0.51	0.92 ± 0.53	0.85 ± 0.60	0.33 ± 0.33
	MnF7 cut	0.59	0.54	0.64	0.70	0.65
	% selec.	7.07 ± 0.35	8.36 ± 1.16	14.29 ± 2.50	11.82 ± 3.08	10.00 ± 2.86
Autres	#	330.	259.	289.	297.	1363.
	% rest.	0.91 ± 0.52	0.77 ± 0.54	0.69 ± 0.49	0.34 ± 0.34	0.88 ± 0.25
	MnF7 cut	0.56	0.65	0.64	0.57	0.59
	% selec.	6.01 ± 0.32	16.03 ± 1.53	14.29 ± 2.50	3.64 ± 1.78	8.18 ± 2.61

TAB. A.15 – Valeurs des coupures pour **minf7** en fonction du type simulé de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe parmi les modules du TRD, les traces ont une longueur lg inférieure à 250 cm et les particules n'ont pas été reconnues.

$250 < lg \leq 350$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3452.	700.	244.	111.	103.
$\mu^+\mu^-$	#	721.	396.	305.	285.	346.
	% rest.	0.69 ± 0.31	0.76 ± 0.44	0.98 ± 0.57	0.70 ± 0.49	0.87 ± 0.50
	MnF7 cut	0.62	0.64	0.70	0.67	0.67
	% selec.	10.05 ± 0.51	14.14 ± 1.32	19.67 ± 2.54	16.22 ± 3.50	16.50 ± 3.66
$\pi^+\pi^-$	#	6402.	4464.	2398.	1480.	1472.
	% rest.	1.00 ± 0.12	0.85 ± 0.14	0.92 ± 0.19	0.88 ± 0.24	0.95 ± 0.25
	MnF7 cut	0.65	0.69	0.68	0.67	0.71
	% selec.	12.34 ± 0.56	19.43 ± 1.50	18.85 ± 2.50	16.22 ± 3.50	18.45 ± 3.82
proton	#	463.	1680.	1235.	683.	658.
	% rest.	0.86 ± 0.43	0.95 ± 0.24	0.97 ± 0.28	0.88 ± 0.36	0.76 ± 0.34
	MnF7 cut	0.54	0.63	0.65	0.69	0.64
	% selec.	5.94 ± 0.40	13.86 ± 1.31	17.62 ± 2.44	18.02 ± 3.65	13.59 ± 3.38
K^+K^-	#	226.	526.	433.	376.	440.
	% rest.	0.44 ± 0.44	0.95 ± 0.42	0.46 ± 0.33	0.80 ± 0.46	0.91 ± 0.45
	MnF7 cut	0.66	0.66	0.66	0.71	0.74
	% selec.	13.04 ± 0.57	16.43 ± 1.40	18.03 ± 2.46	20.72 ± 3.85	21.36 ± 4.04
Autres	#	518.	485.	520.	489.	2649.
	% rest.	0.97 ± 0.43	0.82 ± 0.41	0.96 ± 0.43	0.82 ± 0.41	0.94 ± 0.19
	MnF7 cut	0.63	0.69	0.74	0.71	0.66
	% selec.	10.57 ± 0.52	19.43 ± 1.50	23.77 ± 2.73	20.72 ± 3.85	16.50 ± 3.66

TAB. A.16 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur comprise entre 250 et 350 cm.

$350 < lg$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	1087.	666.	244.	151.	155.
$\mu^+\mu^-$	#	437.	419.	382.	335.	454.
	% rest.	0.92 ± 0.46	0.95 ± 0.48	0.79 ± 0.45	0.90 ± 0.51	0.88 ± 0.44
	MnF7 cut	0.64	0.68	0.64	0.79	0.75
	% selec.	17.20 ± 1.14	27.78 ± 1.74	27.46 ± 2.86	50.99 ± 4.07	36.13 ± 3.86
$\pi^+\pi^-$	#	3373.	3977.	2598.	1713.	1910.
	% rest.	0.92 ± 0.16	0.93 ± 0.15	0.89 ± 0.18	0.93 ± 0.23	0.99 ± 0.23
	MnF7 cut	0.73	0.72	0.78	0.75	0.74
	% selec.	29.25 ± 1.38	32.13 ± 1.81	47.13 ± 3.20	45.70 ± 4.05	32.26 ± 3.75
proton	#	184.	1159.	1075.	697.	736.
	% rest.	0.54 ± 0.54	0.60 ± 0.23	0.84 ± 0.28	0.86 ± 0.35	0.95 ± 0.36
	MnF7 cut	0.51	0.76	0.78	0.77	0.79
	% selec.	8.56 ± 0.85	38.14 ± 1.88	47.13 ± 3.20	48.34 ± 4.07	46.45 ± 4.01
K^+K^-	#	103.	372.	421.	414.	530.
	% rest.	0.97 ± 0.97	0.81 ± 0.46	0.95 ± 0.47	0.97 ± 0.48	0.94 ± 0.42
	MnF7 cut	0.72	0.80	0.79	0.79	0.79
	% selec.	26.77 ± 1.34	46.40 ± 1.93	48.36 ± 3.20	50.99 ± 4.07	46.45 ± 4.01
Autres	#	266.	399.	429.	463.	3398.
	% rest.	0.75 ± 0.53	0.50 ± 0.35	0.93 ± 0.46	0.65 ± 0.37	0.91 ± 0.16
	MnF7 cut	0.71	0.74	0.78	0.80	0.76
	% selec.	25.39 ± 1.32	35.14 ± 1.85	47.13 ± 3.20	53.64 ± 4.06	38.71 ± 3.91

TAB. A.17 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 350 cm.

$lg \leq 250$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	3752.	1492.	850.	585.	1357.
$\mu^+\mu^-$	#				10.	529.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.76 ± 0.38
	MnF7 cut				0.35	0.63
	% selec.				0.17 ± 0.17	1.25 ± 0.30
$\pi^+\pi^-$	#	371.	209.	400.	360.	1852.
	% rest.	0.54 ± 0.38	0.96 ± 0.67	0.75 ± 0.43	0.83 ± 0.48	0.92 ± 0.22
	MnF7 cut	0.64	0.68	0.64	0.55	0.63
	% selec.	4.26 ± 0.33	3.22 ± 0.46	1.41 ± 0.40	1.20 ± 0.45	1.25 ± 0.30
proton	#	155.	78.	22.	38.	64.
	% rest.	0.65 ± 0.64	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	MnF7 cut	0.69	0.70	0.67	0.83	0.70
	% selec.	6.00 ± 0.39	3.95 ± 0.50	1.88 ± 0.47	13.33 ± 1.41	2.80 ± 0.45

TAB. A.18 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur inférieure à 250 cm et les particules sont reconnues avec le même type que dans la simulation.

$250 < lg \leq 350$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	2422.	1959.	1333.	852.	2167.
$\mu^+\mu^-$	#				16.	1211.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.99 ± 0.28
	MnF7 cut				0.50	0.73
	% selec.				0.12 ± 0.12	1.89 ± 0.29
$\pi^+\pi^-$	#	385.	316.	887.	798.	3873.
	% rest.	0.78 ± 0.45	0.95 ± 0.55	0.79 ± 0.30	0.75 ± 0.31	0.96 ± 0.16
	MnF7 cut	0.64	0.63	0.72	0.72	0.70
	% selec.	1.78 ± 0.27	0.97 ± 0.22	1.95 ± 0.38	0.70 ± 0.29	1.15 ± 0.23
proton	#	286.	137.	40.	51.	96.
	% rest.	0.35 ± 0.35	0.73 ± 0.73	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	MnF7 cut	0.77	0.80	0.74	0.64	0.76
	% selec.	6.90 ± 0.51	6.99 ± 0.58	2.40 ± 0.42	0.23 ± 0.17	2.63 ± 0.34

TAB. A.19 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur comprise entre 250 et 350 cm.

$350 < lg$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
e^+e^-	#	549.	977.	745.	624.	1752.
$\mu^+\mu^-$	#				26.	1948.
	% rest.				0.00 ± 0.00	0.92 ± 0.22
	MnF7 cut				0.78	0.80
	% selec.				1.12 ± 0.42	0.91 ± 0.23
$\pi^+\pi^-$	#	194.	262.	817.	878.	5343.
	% rest.	0.52 ± 0.51	0.76 ± 0.54	0.86 ± 0.32	0.80 ± 0.30	0.92 ± 0.13
	MnF7 cut	0.76	0.76	0.79	0.82	0.78
	% selec.	1.46 ± 0.51	1.33 ± 0.37	2.28 ± 0.55	1.60 ± 0.50	0.80 ± 0.21
proton	#	96.	131.	52.	43.	101.
	% rest.	0.00 ± 0.00	0.76 ± 0.76	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.99 ± 0.99
	MnF7 cut	0.82	0.84	0.40	0.80	0.86
	% selec.	5.10 ± 0.94	6.04 ± 0.76	0.00 ± 0.00	1.60 ± 0.50	3.08 ± 0.41

TAB. A.20 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 350 cm.

$lg \leq 200$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
$\pi^+\pi^-$	#	593	370	268	167	386
	% rest.	$0,85 \pm 0,38$	$0,81 \pm 0,47$	$0,75 \pm 0,53$	$0,00 \pm 0,00$	$0,52 \pm 0,37$
	MnF7 cut	0,6	0,55	0,62	0,62	0,56
proton	#	147		121		119
	% rest.	$0,68 \pm 0,68$		$0,83 \pm 0,82$		$0,84 \pm 0,84$
	MnF7 cut	0,53		0,64		0,54

TAB. A.21 – Valeurs des coupures pour minf7 en fonction du type identifié de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe avant le TRD, les traces ont une longueur lg inférieure à 200 cm. « %rest. » signifie le pourcentage restant après coupures et « # », le nombre de particules dans chaque catégorie.

$200 < lg$	sans TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
$\pi^+\pi^-$	#	272	223	165	92	215
	% rest.	$0,74 \pm 0,52$	$0,90 \pm 0,63$	$0,61 \pm 0,61$	$0,00 \pm 0,00$	$0,47 \pm 0,47$
	MnF7 cut	0,69	0,73	0,71	0,75	0,72
proton	#	93		72		64
	% rest.	$0,00 \pm 0,00$		$0,00 \pm 0,00$		$0,00 \pm 0,00$
	MnF7 cut	0,48		0,69		0,72

TAB. A.22 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 200 cm.

Minf7 et données réelles

Les résultats concernant les données réelles sont présentés dans les tables A.21 à A.27.

$lg \leq 250$	avec TRD	$0.0 < p \leq 0.8$	$0.8 < p \leq 1.3$	$1.3 < p \leq 1.8$	$1.8 < p \leq 2.3$	$2.3 < p \leq 5.0$
$\pi^+\pi^-$	#	513	432	328	291	722
	% rest.	$0,98 \pm 0,44$	$0,93 \pm 0,46$	$0,92 \pm 0,53$	$0,69 \pm 0,49$	$0,97 \pm 0,37$
	MnF7 cut	0,6	0,61	0,56	0,55	0,56
proton	#	146		160		158
	% rest.	$0,69 \pm 0,68$		$0,63 \pm 0,62$		$0,63 \pm 0,63$
	MnF7 cut	0,61		0,59		0,61

TAB. A.23 – Valeurs des coupures pour minf7 en fonction du type identifié de la particule et de l'impulsion p . Cas où la dernière chambre à dérive touchée se situe parmi les modules du TRD, les traces ont une longueur lg inférieure à 250 cm.

250 < lg ≤ 350	avec TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
$\pi^+\pi^-$	#	510	678	590	473	1 300
	% rest.	0,98±0,44	0,89±0,36	0,85±0,38	0,85±0,42	0,77±0,25
	MnF7 cut	0,65	0,7	0,69	0,7	0,71
proton	#	152		246		247
	% rest.	0,66±0,66		0,81±0,57		0,81±0,57
	MnF7 cut	0,67		0,67		0,67

TAB. A.24 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur comprise entre 250 et 350 cm.

350 < lg	avec TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
$\pi^+\pi^-$	#	282	526	457	394	1 209
	% rest.	0,71±0,50	0,95±0,43	0,88±0,44	0,76±0,44	0,91±0,28
	MnF7 cut	0,76	0,79	0,77	0,79	0,8
proton	#	106		245		247
	% rest.	0,95±0,94		0,82±0,58		0,81±0,57
	MnF7 cut	0,64		0,7		0,77

TAB. A.25 – Comme la table précédente, mais les traces ont une longueur supérieure à 350 cm.

lg ≤ 200	sans TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
e^+e^-	#	2 129	230	88	44	89
	MnF7 cut	0,6				
	% selec.	5,22±0,48	7,39±1,73	1,14±1,13	9,09±4,34	3,37±1,91
200 < lg	sans TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
	#	496	103	49	22	37
	MnF7 cut	0,7				
e^+e^-	% selec.	8,67±1,27	9,71±2,92	22,45±5,96	22,73±8,94	5,41±3,72

TAB. A.26 – Tables donnant le pourcentage (« % selec. ») des électrons sélectionnés, en fonction de l'impulsion p et de la longueur lg (en cm), pour les valeurs choisies des coupures sur minf7. « # » signifie le nombre de particules dans chaque catégorie. Cas où la dernière chambre touchée se situe avant le TRD.

lg ≤ 250	avec TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
e^+e^-	#	2 408	425	230	122	228
	MnF7 cut	0,55				
	% selec.	2,99±0,35	2,83±0,81	3,05±1,13	2,46±1,40	5,70±1,54
250 < lg ≤ 350	avec TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
	#	1 062	482	254	162	307
	MnF7 cut	0,65				
e^+e^-	% selec.	5,46±0,70	8,30±1,26	11,42±2,00	7,41±2,06	5,87±1,34
350 < lg	avec TRD	0.0 < p ≤ 0.8	0.8 < p ≤ 1.3	1.3 < p ≤ 1.8	1.8 < p ≤ 2.3	2.3 < p ≤ 5.0
	#	182	186	98	77	131
	MnF7 cut	0,75				
e^+e^-	% selec.	14,29±2,60	16,13±2,70	22,45±4,22	28,57±5,15	21,38±3,58

TAB. A.27 – Comme la table précédente. Cas où la dernière chambre touchée se situe parmi les modules du TRD.

sans TRD	e^+	e^-	μ^+	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
coupures et efficacités	2 643	2 842	655	462	37 017	22 847	1 986	1 393	17 223	259
$\Delta p/lg$	2 321	2 544	463	317	19 548	12 240	1 017	690	9 231	151
%	<i>87,8</i>	<i>89,5</i>	<i>70,7</i>	<i>68,6</i>	<i>52,8</i>	<i>53,6</i>	<i>51,2</i>	<i>49,5</i>	<i>53,6</i>	<i>58,3</i>
$minf7$	223	204	47	16	227	176	15	10	312	2
%	<i>8,4</i>	<i>7,2</i>	<i>7</i>	<i>3,5</i>	<i>0,7</i>	<i>0,8</i>	<i>0,8</i>	<i>0,7</i>	<i>1,8</i>	<i>0,8</i>
$minf7 + \Delta p/lg$	203	194	41	13	157	110	11	5	173	2
%	<i>7,7</i>	<i>6,8</i>	<i>6,2</i>	<i>2,8</i>	<i>0,4</i>	<i>0,5</i>	<i>0,6</i>	<i>0,4</i>	<i>1</i>	<i>0,8</i>

TAB. A.28 – Evolution en fonction des coupures sur des traces non identifiées en fonction de leur type simulé. En italique sont donnés les pourcentages de ce qui reste après chaque coupure. Cas où les traces n'ont pas d'information venant des plans de détection du TRD.

avec TRD	e^+	e^-	μ^+	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
coupures et efficacités	725	783	513	331	29 704	19 340	1 947	1 262	12 817	200
$\Delta p/lg$	409	454	136	104	6 032	3 995	554	366	3 373	66
%	<i>56,4</i>	<i>58</i>	<i>26,5</i>	<i>31,4</i>	<i>20,3</i>	<i>20,7</i>	<i>28,5</i>	<i>29</i>	<i>26,3</i>	<i>33</i>
$pioncont$	600	646	140	73	4 245	2 838	138	103	1 013	17
%	<i>82,8</i>	<i>82,5</i>	<i>27,3</i>	<i>22</i>	<i>14,3</i>	<i>14,7</i>	<i>7,1</i>	<i>8,2</i>	<i>7,9</i>	<i>8,5</i>
$minf7$	96	114	77	46	359	255	23	17	242	1
%	<i>13,2</i>	<i>14,6</i>	<i>15</i>	<i>13,9</i>	<i>1,2</i>	<i>1,3</i>	<i>1,2</i>	<i>1,4</i>	<i>1,9</i>	<i>0,5</i>
$les\ 3\ coupures$	55	68	7	5	13	9	3	1	12	0
%	<i>7,6</i>	<i>8,7</i>	<i>1,4</i>	<i>1,5</i>	<i>0,05</i>	<i>0,05</i>	<i>0,2</i>	<i>0,08</i>	<i>0,1</i>	<i>0,0</i>

TAB. A.29 – Comme la table précédente, mais les traces des chambres à dérive sont associées chacune à une « trace TRD ».

Minf7, DCH et TRD

Les effets des coupures sur minf7, la contamination en pion dans le TRD et la perte moyenne d'énergie par unité de longueur sont présentés dans les tables A.28 à A.31.

sans TRD	e^+	e^-	μ^+	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
coupures et efficacités	3 344	342	62	70	3 656	2 755	796	966	1 853	10
$\Delta p/lg$	2 252	299	43	33	1 830	1 456	377	507	961	7
%	<i>67,4</i>	<i>87,4</i>	<i>69,4</i>	<i>47,1</i>	<i>50</i>	<i>52,8</i>	<i>47,4</i>	<i>52,5</i>	<i>51,9</i>	<i>70</i>
$minf7$	379	28	1	4	26	28	9	5	25	0
%	<i>11,4</i>	<i>8,2</i>	<i>1,6</i>	<i>5,7</i>	<i>0,7</i>	<i>1</i>	<i>1,1</i>	<i>0,5</i>	<i>1,4</i>	<i>0,0</i>
$minf7 + \Delta p/lg$	318	26	1	1	11	14	3	0	15	0
%	<i>9,5</i>	<i>7,6</i>	<i>1,6</i>	<i>1,4</i>	<i>0,3</i>	<i>0,5</i>	<i>0,4</i>	<i>0,0</i>	<i>0,8</i>	<i>0,0</i>

TAB. A.30 – Comme pour la table A.28, mais pour des événements contenant une particule charmée et un positron au vertex primaire.

avec TRD	e^+	e^-	μ^+	μ^-	π^+	π^-	K^+	K^-	p	\bar{p}
coupures et efficacités	932	99	34	29	2 757	2 273	593	731	1 502	5
$\Delta p/lg$	424	58	8	11	563	537	141	225	385	1
%	45,5	58,6	23,5	37,9	20,4	23,6	23,8	30,8	25,6	20
<i>pioncont</i>	573	84	11	6	660	532	110	102	256	1
%	61,5	84,9	32,4	20,7	23,9	23,4	18,5	14	17	20
<i>minf7</i>	244	17	6	3	36	30	5	8	17	0
%	26,2	17,2	17,6	10,4	1,3	1,3	0,8	1,1	1,1	0,0
<i>les 3 coupures</i>	103	4	2	1	3	2	1	0	1	0
%	11	4	5,9	3,5	0,1	0,09	0,2	0,0	0,07	0,0

TAB. A.31 – Cas des événements « charme ». Les traces ont de l'information venant du TRD.

J. Altegoer⁵ C. Angelini¹⁶ P. Astier¹⁴ D. Autiero⁸ A. Baldisseri¹⁸ M. Baldo-Ceolin¹³
 G. Balloccchi⁸ M. Banner¹⁴ S. Basa⁹ G. Bassompierre¹ K. Benslama⁹ N. Besson¹⁸
 I. Bird^{9,8} B. Blumenfeld² F. Bobisut¹³ J. Bouchez¹⁸ S. Boyd¹⁹ A. Bueno^{3,25} S. Bunyatov⁶
 L. Camilleri⁸ A. Cardini¹⁰ A. Castera¹⁴ P.W. Cattaneo¹⁵ V. Cavasinni¹⁶ A. Cervera-
 Villanueva^{8,26} G.M. Collazuol¹³ G. Conforto^{20,8} C. Conta¹⁵ M. Contalbrigo¹³ R. Cousins¹⁰
 D. Daniels³ H. Degaudenzi⁹ A. De Santo^{16,8} T. Del Prete¹⁶ T. Dignan³ L. Di Lella⁸
 E. do Couto e Silva⁸ I.J. Donnelly¹⁹ J. Dumarchez¹⁴ M. Ellis¹⁹ T. Fazio¹ G.J. Feldman³
 R. Ferrari¹⁵ D. Ferrère⁸ V. Flaminio¹⁶ M. Fraternali¹⁵ J-M. Gaillard¹ P. Galumian⁹
 A. Gandolfo¹⁵ E. Gangler^{14,8} A. Geiser^{8,5} D. Geppert⁵ D. Gibin¹³ S. Gninenko¹² A. Godley¹⁹
 J-J. Gomez-Cadenas^{26,8} J. Gosset¹⁸ C. Gößling⁵ M. Gouanère¹ A. Grant⁸ G. Graziani⁷
 A. Guglielmi¹³ C. Hagner¹⁸ J. Hernando²⁶ D. Hubbard³ P. Hurst³ N. Hyett¹¹ E. Iacopini⁷
 C. Joseph⁹ F. Juget⁹ D. Kekez²¹ B. Khomenko⁸ M. Kirsanov^{12,20} O. Klimov⁶ J. Kokkonen⁸
 A. Kovzelev^{12,15} A. Krasnoperov^{1,6} V. Kuznetsov^{6,8} S. Lacaprara¹³ C. Lachaud¹⁴ B. Lakić²¹
 A. Lanza¹⁵ L. La Rotonda⁴ M. Laveder¹³ C. Lazzeroni¹⁶ A. Letessier-Selvon¹⁴ J-M. Levy¹⁴
 L. Linssen⁸ A. Ljubičić²¹ J. Long^{2,24} A. Lupi⁷ E. Manola-Poggioli^{1,8} A. Marchionni⁷
 F. Martelli²⁰ X. Méchain¹⁸ J-P. Mendiburu¹ J-P. Meyer¹⁸ M. Mezzetto¹³ S.R. Mishra³
 L. Mossuz¹ G.F. Moorhead¹¹ P. Nédélec^{1,8} Yu. Nefedov⁶ C. Nguyen-Mau⁹ D. Orestano¹⁷
 F. Pastore¹⁷ L.S. Peak¹⁹ E. Pennacchio²⁰ J-P. Perroud⁹ H. Pessard¹ R. Petti¹⁵ A. Placci⁸
 H. Plothow-Besch⁸ A. Pluquet¹⁸ G. Polesello¹⁵ D. Pollmann⁵ B.G. Pope⁸ B. Popov^{6,14}
 C. Poulsen¹¹ P. Rathouit¹⁸ R. Renò¹⁶ G. Renzoni¹⁶ J. Rico²⁵ P. Riemann⁵ C. Roda^{8,16}
 A. Rubbia^{8,25} F. Salvatore¹⁵ D. Scannicchio¹⁵ K. Schahmanche¹⁴ B. Schmidt^{5,8} T. Schmidt⁵
 A. Sconza¹³ G. Segneri¹⁶ M. Serrano¹⁴ M.E. Seviror¹¹ D. Sillou¹ F.J.P. Soler^{19,8} G. Sozzi⁹
 D. Steele^{2,9} P. Steffen⁸ M. Steininger⁹ U. Stiegler⁸ M. Stipčević²¹ T. Stolarczyk¹⁸ M. Tareb-
 Reyes⁹ G.N. Taylor¹¹ S. Tereshchenko⁶ A. Toropin¹² A-M. Touchard¹⁴ S.N. Tovey^{11,8}
 M-T. Tran⁹ E. Tsesmelis⁸ J. Ulrichs¹⁹ V. Uros¹⁴ V. Vacavant⁹ M. Valdata-Nappi^{4,22}
 V. Valuev^{6,10} F. Vannucci¹⁴ K.E. Varvell¹⁹ M. Veltri²⁰ V. Vercesi¹⁵ D. Verkindt¹ J-M. Vieira⁹
 T. Vinogradova¹⁰ M-K. Vo¹⁸ S. Volkov¹² F. Weber³ T. Weisse⁵ M. Werlen⁹ F. Wilson⁸
 L.J. Winton¹¹ B.D. Yabsley¹⁹ H. Zacccone¹⁸ K. Zuber⁵ P. Zuccon¹³

¹LAPP, Annecy, France

²Johns Hopkins Univ., Baltimore, MD, USA

³Harvard Univ., Cambridge, MA, USA

⁴Univ. of Calabria and INFN, Cosenza, Italy

⁵Dortmund Univ., Dortmund, Germany

⁶JINR, Dubna, Russia

⁷Univ. of Florence and INFN, Florence, Italy

⁸CERN, Geneva, Switzerland

⁹University of Lausanne, Lausanne, Switzerland

¹⁰UCLA, Los Angeles, CA, USA

¹¹University of Melbourne, Melbourne, Australia

¹²Inst. Nucl. Research, INR Moscow, Russia

¹³Univ. of Padova and INFN, Padova, Italy

¹⁴LPNHE, Univ. of Paris, Paris VI and VII, France

¹⁵Univ. of Pavia and INFN, Pavia, Italy

¹⁶Univ. of Pisa and INFN, Pisa, Italy

¹⁷Roma-III Univ., Rome, Italy

¹⁸DAPNIA, CEA Saclay, France

¹⁹Univ. of Sydney, Sydney, Australia

²⁰Univ. of Urbino, Urbino, and INFN Florence, Italy

²¹Rudjer Bošković Institute, Zagreb, Croatia

²²Now at Perugia Univ., Perugia, Italy

²³Now at UCSC, Santa Cruz, CA, USA

²⁴Now at Univ. of Colorado, Boulder, CO, USA

²⁵ETH Zürich, Zürich, Switzerland

²⁶IFIC, Valencia, Spain

RÉSUMÉ :

NOMAD, destiné à observer des interactions de neutrinos tauoniques, en cas d'oscillations entre les saveurs des neutrinos, fut optimisé pour obtenir une excellente identification des électrons issus des désintégrations de tau.

Parmi les événements réels, identifiés comme interactions de neutrinos muoniques, nous avons sélectionné des événements comportant un muon et un positron candidat. Nous avons ensuite réduit le nombre d'événements avec un hadron simulant le positron ; une méthode de rapport de vraisemblance nous a ensuite permis d'extraire des événements dont le positron, noyé dans la gerbe hadronique, est issu de la désintégration d'un quark charmé, en éliminant ceux dont le positron provient de conversions de photons ou de désintégrations de Dalitz.

Le signal ainsi obtenu nous a permis de donner le taux de production des événements contenant une particule charmée et d'estimer la masse du quark charmé par comparaison avec une simulation issue des études faites par la collaboration CCFR. Le quark charmé étant produit par interaction sur un quark bas ou étrange, nous avons pu évaluer la proportion de mer étrange du proton.

Nous avons par ailleurs mené une étude technique sur la possibilité d'identifier les électrons à partir de l'allure des traces laissées dans les chambres à dérive qui constituent la cible du détecteur. Nous avons montré qu'un pouvoir de discrimination supplémentaire peut être apporté par des variables issues de la procédure d'ajustement des traces par le filtre de Kalman.

ABSTRACT:

NOMAD, devoted to the observation of tau neutrino interactions in case of neutrino flavour oscillations, was optimised in order to get an excellent identification of electrons coming from tau decays.

Amongst the real events, identified as muon neutrino interactions, we select events including one muon and one positron candidate. We then reduce the number of events for which a hadron simulates the positron, and a method based on a likelihood rate allows us to select events for which the positron, lost in the hadronic jet, comes from the decay of a quark charm, and eliminates those for which the positron comes from photon conversions or Dalitz decays.

From the extracted signal, we are able to estimate the mass of the charm quark and the strange sea content of the nucleon, by comparison with a Monte Carlo simulation based on the latest CCFR results.

We also carried out a technical study on a possible identification of electrons using the specific behaviour of their tracks left in the drift chambers. We showed that we can get some discrimination power using variables given by the Kalman filter used for track fitting.

DISCIPLINE : Physique des particules - *Particle physics*

MOTS-CLÉS - *KEYWORDS* :

NOMAD - filtre de Kalman - *Kalman filter* - neutrino - diffusion inélastique - *deep inelastic scattering* - dileptons - quark charmé - *charm quark* - mer étrange - *strange sea*

ADRESSE DE L'U.F.R. : 2, place Jussieu - 75251 PARIS Cedex 05

ADRESSE DU LABORATOIRE : CEA Saclay - DAPNIA/SPP - 91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex
