

Numéro d'ordre : DU 432

PCCF T 9209

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL-CLERMONT II
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES)

par

Abdel-Moultalib BENCHEIKH

Etude Expérimentale du Charme à LEP par
la voie du méson D^* avec le détecteur

ALEPH

Thèse soutenue le 23 septembre 1992, devant la commission d'examen:

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. P. COLAS

M. A. FALVARD

M. D. PALLIN

M. L. ROLANDI

M. P. ROUDEAU

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL-CLERMONT II
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES)

par

Abdel-Mouttalib BENCHEIKH

Etude Expérimentale du Charme à LEP par
la voie du méson D^* avec le détecteur

ALEPH

Thèse soutenue le 23 septembre 1992, devant la commission d'examen:

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. P. COLAS

M. A. FALVARD

M. D. PALLIN

M. L. ROLANDI

M. P. ROUDEAU

Table des matières

I	Cadre théorique	8
1	Le modèle standard	9
1.1	Introduction	9
1.2	Modèle standard	9
1.3	Largeur partielle de la désintégration du Z en saveurs lourdes b et c	12
1.3.1	Approximation de Born	12
1.3.2	Corrections C.D.Q, E.D.Q et électrofaible	13
1.4	Asymétrie de charge Avant-Arrière	16
1.4.1	Corrections C.D.Q, E.D.Q et électrofaible	17
1.4.2	Conclusion	19
2	Modélisation du processus ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ hadrons)	21
2.1	Hadronisation et Fragmentation	21
2.1.1	Les modèles de fragmentation des quarks lourds	28
2.1.2	Conclusion	32
3	La production du charme et de la beauté à LEP	35
3.1	Introduction	35
3.2	Mésons beaux et charmés	36
3.3	Processus de désintégrations des mésons lourds	37
3.3.1	Conclusion	43
4	Pourquoi le méson $D^{*\pm}$?	44
4.1	Introduction	44
4.2	Quelques résultats sur la physique des saveurs lourdes à LEP . . .	45
4.3	Conclusion	49
4.4	L'étude du charme à travers le méson D^*	50

4.5	Conclusion	51
II	Dispositif expérimental	53
5	Le LEP : grand collisionneur électron-positon	54
6	Le détecteur ALEPH	57
6.1	Le détecteur de vertex : VDET	59
6.2	La chambre interne à dérive : ITC	62
6.3	La chambre à projection temporelle : TPC	64
6.4	La bobine supraconductrice d'ALEPH	70
6.5	Le calorimètre électromagnétique : ECAL	71
6.6	Le calorimètre hadronique (HCAL) et les chambres à muons . . .	74
6.7	Le luminomètre : LCAL	75
6.8	Le système de déclenchement, l'acquisition des données et la re- construction des événements	76
III	Analyse des données et résultats	80
7	Mise en évidence du signal de D^*	81
7.1	Sélection préliminaire	82
7.2	Reconstruction du D^0	83
7.3	Reconstruction du D^*	84
7.4	Analyse des données 1991 avec le détecteur de vertex	91
7.5	Conclusion générale sur l'analyse	95
8	Extraction des paramètres physiques	101
8.1	Simulation et évaluation du bruit de fond	104
8.1.1	Première méthode	104
8.1.2	Deuxième méthode	105
8.1.3	Troisième méthode	107
8.1.4	Conclusion	110
8.2	Efficacités de sélection et distributions de X_E	110
8.3	Procédure d'ajustement	113
8.3.1	Dépendance du modèle de fragmentation	117

8.3.2	Conclusion	122
9	Caractéristiques des événements de saveurs lourdes	125
9.1	Le produit des sphéricités "boostées"	125
9.2	Les réseaux de neurones	128
9.2.1	Choix des variables discriminantes	132
9.3	Conclusion	134
9.4	Lissage à l'aide de deux variables discriminantes	137
9.4.1	Lissage dans le plan $(X_E, X_{S_1 \times S_2})$	137
9.4.2	Lissage dans le plan $(X_E, X_{H_1 \times H_2})$	140
9.4.3	Lissage dans le plan (X_E, X_{H_2})	142
9.5	Conclusion	147
10	Mesure de l'asymétrie A_{FB}^c	148
10.1	Introduction	148
10.2	Méthode de lissage de l'asymétrie A_{FB}^c	149
10.3	Résultats	158
10.4	Conclusion	161

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur J.C. Montret, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Monsieur P. Colas, chercheur au C.E.A., m'a fait l'honneur de juger cette thèse et d'en être rapporteur. Je le remercie très sincèrement pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour les nombreuses et fructueuses discussions animées que nous avons eu ensemble.

Monsieur P. Roudeau, directeur de recherche au C.N.R.S. et membre de l'expérience DELPHI, a bien voulu faire partie de ce jury et être rapporteur. Je le remercie vivement de m'avoir fait bénéficier de sa grande expérience de la physique des saveurs lourdes.

Monsieur L. Rolandi, chercheur au C.E.R.N. (Genève), qui malgré un emploi du temps très chargé m'a fait part de ses commentaires et a bien voulu faire partie de ce jury. Je lui en suis reconnaissant.

Monsieur A. Falvard, directeur de Recherche au C.N.R.S., pour sa disponibilité, ses compétences et ses encouragements à mon égard, sans oublier ses grandes qualités humaines. C'est avec plaisir que je lui exprime tout particulièrement ma plus profonde gratitude.

Monsieur D. Pallin, Chargé de Recherche au C.N.R.S., a su m'initier à la recherche. Je voudrais lui exprimer ma reconnaissance pour tout ce que j'ai appris auprès de lui, sa patience et ses conseils avisés.

Monsieur B. Michel, Directeur de Recherche au C.N.R.S., m'a accueilli au sein du groupe ALEPH de Clermont et a toujours montré de l'intérêt pour mon travail, qu'il en soit remercié.

Monsieur P. Henrard, Chargé de Recherche au C.N.R.S., m'a fait profiter de ces larges compétences scientifiques et a su me motiver dans les moments les plus difficiles. Je lui en suis reconnaissant.

Je remercie également tous les membres du groupe clermontois d'ALEPH pour les nombreuses discussions que nous avons eues et pour leurs précieux conseils, et plus particulièrement Messieurs P. Perret, Chargés de Recherche au C.N.R.S et J. Jousset, Professeur.

Je ne saurais oublier tous mes camarades du laboratoire qui ont su créer une ambiance détendue et sympathique, ainsi que les membres du service informatique pour leur continuelle assistance.

Enfin, je remercie ma compagne Marie-Pierre de m'avoir supporter durant ces deux années et tous les membres de ma famille au Maroc et en France pour leurs encouragements et leur soutien continu.

INTRODUCTION

Depuis sa découverte en 1974, par la mise en évidence du méson vecteur J/Ψ , l'étude expérimentale du charme a permis de progresser considérablement dans la connaissance de la structure de la matière. L'étude du charme est toujours d'actualité, ne serait-ce que pour permettre une meilleure compréhension de l'hadronisation, la fragmentation ou la désintégration des particules lourdes. D'autre part, l'étude de la désintégration du Z^0 en charme - anticharme est potentiellement riche en ce qui concerne le test précis du modèle standard.

Bien que la production du charme dans la désintégration du Z^0 soit relativement abondante ($\sim 12\%$), ce canal est difficile à isoler. Le seul moyen performant actuellement pour étiqueter le charme consiste à détecter les hadrons charmés produits lors de la désintégration du Z^0 , ceci en les reconstruisant complètement.

L'objet de cette thèse est de présenter une partie des aspects physiques accessibles par l'étude du charme à LEP, par la voie du méson D^* .

Dans une première partie, nous présentons d'une manière succincte le modèle standard. Nous donnons des indications sur les calculs des largeurs partielles de désintégration du Z^0 en quarks lourds b et c et des asymétries de charge A_{FB}^b et A_{FB}^c . L'influence des corrections dues aux effets électrofaibles, forts et électromagnétiques est aussi abordée. Ces corrections sont nécessaires pour pouvoir extraire des grandeurs physiques à partir de mesures expérimentales, notamment l'angle de mélange électrofaible θ_W qui est directement lié aux constantes de couplages axiales et vectorielles du boson Z^0 aux fermions dans le cadre du modèle standard.

On traite ensuite les différents modèles de fragmentation et d'hadronisation des quarks lourds et nous insistons plus particulièrement sur les modèles qui sont en rapport direct avec l'analyse effectuée. Nous passons ensuite en revue quelques aspects de la physique du charme et de la beauté et plus particulièrement les modèles de désintégration des hadrons lourds. Finalement, nous présentons et discutons quelques résultats qui ont été obtenus à LEP dans le domaine du charme et de la beauté.

La deuxième partie est consacrée à une description du détecteur ALEPH qui nous a permis d'effectuer ce travail. Les parties du détecteur qui ont le plus contribué dans l'analyse : les détecteurs de traces chargées, sont décrites de façon plus détaillée.

Le travail d'analyse traité quant à lui dans la troisième partie, porte sur quelque 480 000 événements hadroniques reconstruits dans le détecteur ALEPH

entre 1989 et 1991. La sélection des événements hadroniques contenant un méson D^* dans le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ nous a permis d'isoler un lot de 1090 candidats $D^{*\pm}$ dont 80% environ correspondent au signal.

Nous avons effectué ensuite un ajustement sur le spectre en X_E ¹ des candidats $D^{*\pm}$ afin de mesurer le rapport d'embranchement $Br[(c \rightarrow D^{*\pm})(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)]$ d'une part, et d'autre part d'étudier la fragmentation du charme en analysant le spectre d'énergie des mésons D^* . Pour cela, nous avons testé plusieurs modèles de fragmentation afin de mieux contrôler la dépendance de nos résultats par rapport aux modèles théoriques.

Dans cette première analyse, la connaissance du spectre d'énergie du D^* ne nous permettait pas d'extraire simultanément la contribution de la beauté et du charme. Nous nous sommes donc attachés dans une seconde partie à construire de nouvelles grandeurs physiques permettant de réaliser la mesure de la production de D^* par le charme et la beauté séparément.

Nous avons utilisé pour cela la variable "produit des sphéricités boostées" qui nous a permis d'effectuer une mesure expérimentale du rapport $\left(\frac{Br(b \rightarrow D^{*\pm})}{Br(c \rightarrow D^{*\pm})} \right)$. Une technique offrant un meilleur pouvoir de séparation, celle des "réseaux de neurones", a été utilisée pour réaliser une analyse multivariable et améliorer ainsi nos mesures. De plus, en appliquant le "réseau de neurones" à l'hémisphère opposé au D^* on s'affranchit complètement de toutes les corrélations avec la variable X_E .

Enfin, nous avons effectué une mesure de l'asymétrie de charge A_{FB}^c grâce à un lot suffisamment pur en événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, nous permettant d'obtenir une mesure de A_{FB}^c compatible avec les prédictions du modèle standard et avec les autres mesures effectuées à LEP. Il est important de noter que cette méthode d'extraction de A_{FB}^c à partir d'étiquetage par le D^* conduit à des mesures ayant des erreurs systématiques très faibles.

¹ X_E représente l'énergie du D^* normalisée à l'énergie du faisceau : $X_E = \frac{2E_{D^*}}{\sqrt{s}}$.

Partie I

Cadre théorique

Chapitre 1

Le modèle standard

1.1 Introduction

La mise en évidence des courants neutres en 1973 dans la chambre à bulles GARGAMELLE [1] et la découverte en 1983 des bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0 au SPS au CERN [2] sont venus confirmer les prédictions théoriques énoncées par S.L. Glashow (1961) [3], A. Salam (1964) [4] et S. Weinberg (1967) [5], dénomées ensuite “modèle standard électrofaible”.

Dans ce modèle, l'interaction électromagnétique et l'interaction faible sont unifiées grâce à une théorie de jauge locale basée sur le groupe de transformation $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ ¹. L'introduction d'un processus de brisure spontanée de symétrie grâce au mécanisme de Higgs [6] qui rend les fermions et les bosons massifs en introduisant de nouvelles particules dans le modèle standard : les bosons de Higgs, a donné le modèle standard électrofaible tel qu'on le connaît aujourd'hui.

1.2 Modèle standard

Le modèle standard décrit les interactions faible, électromagnétique et forte entre les constituants fondamentaux de la matière et les champs de jauge associés à chaque type d'interaction.

Dans ce modèle minimal les constituants fondamentaux sont les fermions de spin 1/2 qu'on classe usuellement en 6 familles : 3 familles de quarks et 3 familles

¹I et Y représentent respectivement l'isospin faible et l'hypercharge faible. Ils sont reliés à la charge électrique Q par la relation de Gell-Mann-Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

où I_3 est la 3^{ème} composante de l'isospin I.

de leptons².

	1 ^{ere} famille	2 ^{eme} famille	3 ^{eme} famille	Charge électrique
<i>Leptons</i>	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0 -1
<i>Quarks</i>	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	2/3 -1/3

Les fermions du modèle interagissent entre eux par le biais de trois interactions³ :

- L'interaction électromagnétique : tous les fermions chargés subissent les effets de cette interaction qui se manifeste par l'échange d'un photon.
- L'interaction faible : suivant leur état de polarisation, les fermions sont classés soit dans des doublets d'isospin soit dans des singlets d'isospin. Ainsi, les fermions d'hélicité gauche qui sont regroupés dans des doublets d'isospin peuvent interagir entre eux en échangeant un boson vectoriel massif $W^\pm$ ou Z^0 . Hormis les neutrinos qui ont une masse nulle et ne possèdent donc pas de composante droite, tous les autres fermions d'hélicité droite sont regroupés dans des singlets d'isospin faible et sont donc inertes à l'interaction faible dans les courants chargés.

Doublets d'isospin :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} I_3 = 1/2 \\ I_3 = -1/2 \end{matrix}$$

Singlets d'isospin :

$$(e_R \ \mu_R \ \tau_R \ u_R \ d_R \ c_R \ s_R \ t_R \ b_R) \quad I_3 = 0$$

Les leptons ne peuvent interagir qu'au sein d'une même famille à cause de la conservation du nombre leptonique, alors que les échanges entre les quarks peuvent être effectués même entre quarks de familles différentes. Ceci est formalisé dans le modèle standard grâce à l'introduction de la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (C.K.M) qui permet d'expliquer certaines désintégrations comme $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ où le quark c de la 2^{eme} famille interagit avec le quark d la 1^{ere} famille.

²bien qu'aucune manifestation expérimentale du neutrino ν_τ ni du quark top n'ai été observée jusqu'à présent, leur existence n'est pas mise en doute dans le cadre du modèle standard.

³en supposant que les effets de l'interaction gravitationnelle sont négligeables.

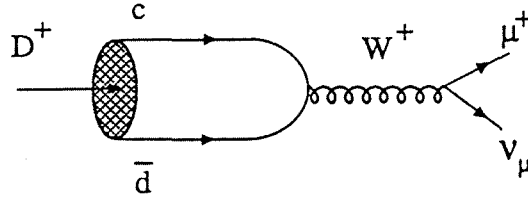


Figure 1.1: Diagramme de désintégration leptonique du $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ avec mélange entre les familles de quarks.

- L'interaction forte : Cette interaction est aussi une interaction de jauge régie par le groupe de symétrie $SU(3)_C$ qui possède 8 générateurs dont les images physiques sont appelés gluons. Un gluon est un boson vectoriel de masse nulle qui porte le nombre quantique de couleur. Ainsi, seules les particules colorées comme les quarks interagissent en échangeant des gluons. Les leptons, eux, ne portent pas de couleur, ils ne subissent donc pas cette interaction.

Les champs de jauge qui décrivent les 4 bosons vectoriels γ , W^+ , W^- et Z^0 responsables des courants chargés et neutres, peuvent être exprimés comme des combinaisons linéaires des champs élémentaires B_μ et W_μ^i associés aux groupes de symétrie $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$.

Champs neutres :

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

Champs chargés :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix}$$

où θ_W est un paramètre libre du modèle : l'angle de mélange électrofaible. Il est relié aux constantes de couplages électrofaibles g et g' ainsi qu'aux masses des bosons W et Z par la relation :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g'^2}{(g^2 + g'^2)} = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z} \right)^2$$

1.3 Largeur partielle de la désintégration du Z en saveurs lourdes b et c

1.3.1 Approximation de Born

La largeur de désintégration partielle du Z en saveurs lourdes b et c est la somme de deux contributions : une composante axiale Γ^A et une composante vectorielle Γ^V .

$$\Gamma(Z \rightarrow Q\bar{Q}) = \Gamma^V + \Gamma^A$$

Dans le cadre de l'approximation de Born elle est donnée par :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow Q\bar{Q}) = \beta \frac{3 - \beta^2}{2} \Gamma_O^V + \beta^3 \Gamma_O^A,$$

$$avec \quad \Gamma_O^{V(A)} = \frac{G_\mu M_Z^3}{(8\sqrt{2}\pi)} v_Q^2(a_Q^2),$$

où

$$\beta = \sqrt{1 - \mu^2},$$

$$avec \quad \mu = \sqrt{\frac{4m_Q^2}{s}}$$

Les constantes de couplage vectoriel et axial sont définies pour les quarks b et c par :

$$v_c = \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W\right) ; \quad a_c = 1$$

$$v_b = \left(-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W\right) ; \quad a_b = -1$$

Les corrections de masse qui sont introduites directement dans le facteur β , peuvent être négligées en première approximation.

Pour $M_Z = 91.175 \text{ GeV}/c^2$, $\sin^2 \theta_W = 0.2299$ [7]⁴ et en prenant la valeur de la constante de Fermi $G_\mu = 1.166389 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ on trouve⁵ :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c}) \simeq 285.9 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b}) \simeq 368.2 \text{ MeV}$$

En négligeant les termes de masse dans l'expression de la largeur partielle, c'est à dire pour $\beta \sim 1$, $\Gamma_{Born}(Z \rightarrow Q\bar{Q})$ ne dépendra plus que des constantes de couplages a_Q et v_Q . Or, étant donné que $a_u=a_c$ et $v_u=v_c$ pour les quarks "up" et $a_d=a_s=a_b$ et $v_d=v_s=v_b$ pour les quarks "down", on aboutit à :

$$\begin{aligned} \Gamma_{Born}(Z \rightarrow u\bar{u}) &= \Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c}) \\ \Gamma_{Born}(Z \rightarrow d\bar{d}) &= \Gamma_{Born}(Z \rightarrow s\bar{s}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b}) \end{aligned}$$

On en déduit alors la largeur totale hadronique :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow \text{hadrons}) = 2\Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c}) + 3\Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b}) \simeq 1676.4 \text{ MeV}$$

Et finalement on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow \text{hadrons})} &\simeq 0.1705 \\ \frac{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow \text{hadrons})} &\simeq 0.2197 \end{aligned}$$

1.3.2 Corrections C.D.Q, E.D.Q et électrofaible

- Les corrections dues à la C.D.Q⁶ jusqu'à l'ordre 2 dans le développement de α_s ont été traitées dans la référence [8] pour le premier ordre et dans la référence [10] pour le second ordre. Ces corrections sont introduites à cause du rayonnement de gluons dans l'état final, elles ne s'appliquent donc que si l'état final est formé par des quarks.

⁴ici $\sin^2 \theta_W = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2$

⁵les corrections de masse pour $\Gamma_{Born}^{c\bar{c}}$ sont de l'ordre de 0.2% et pour $\Gamma_{Born}^{b\bar{b}}$ de l'ordre de 1.2%. On a pris $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ($\equiv \beta_c = 0.9995$) et $m_b = 5. \text{ GeV}/c^2$ ($\equiv \beta_b = 0.9939$).

⁶Chromo-Dynamique Quantique.

$$\begin{aligned}\Gamma_{Born+C.D.Q}(Z \rightarrow Q\bar{Q} + \dots) &= (\Gamma_{Born}^V + \Gamma_{Born}^A) \\ &+ \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) \left(\Gamma_{Born}^V(1 + 3\mu^2) + \Gamma_{Born}^A(1 + 3\mu^2 \log(4/\mu^2))\right) \\ &+ \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \left(\Gamma_{Born}^V(1.41) + \Gamma_{Born}^A(1.41 A \times f(m_t))\right)\end{aligned}$$

où $A = -1$ pour le quark c et $A = +1$ pour le quark b .

Pour une masse du top comprise entre $60 \text{ GeV}/c^2$ et $300 \text{ GeV}/c^2$ la fonction $f(m_t)$ est donnée par :

$$f(m_t) = 3 \ln(M_Z/m_t) - 3.083 + 0.346/\left(\frac{M_Z}{2m_t}\right)^2 + 0.211/\left(\frac{M_Z}{2m_t}\right)^4$$

En utilisant les valeurs $m_t = (124^{+32}_{-36}) \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s = (0.138 \pm 0.015) \text{ GeV}$ [7] on trouve :

$$\begin{aligned}\Gamma_{Born+C.D.Q}(Z \rightarrow c\bar{c} + \dots) &\simeq (298.8^{+8.8}_{-4.4}) \text{ MeV} \\ \Gamma_{Born+C.D.Q}(Z \rightarrow b\bar{b} + \dots) &\simeq (394.9^{+9.4}_{-5.8}) \text{ MeV}\end{aligned}$$

- En ce qui concerne les corrections E.D.Q⁷ dues à l'émission de photons dans l'état final du processus ($e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Q\bar{Q}$), elles sont introduites par le facteur :

$$\Gamma_{Born+E.D.Q}(Z \rightarrow Q\bar{Q} + \dots) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow Q\bar{Q}) \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} e_Q^2\right)$$

et ne dépendent donc que de la charge du quark de l'état final e_Q .

$$\begin{aligned}\Gamma_{Born+E.D.Q}(Z \rightarrow c\bar{c} + \dots) &\simeq 286.1 \text{ MeV} \\ \Gamma_{Born+E.D.Q}(Z \rightarrow b\bar{b} + \dots) &\simeq 368.3 \text{ MeV}\end{aligned}$$

On remarquera ici que les effets de ces corrections sur les largeurs partielles du Z en $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont négligeables.

- Les corrections électrofaibles au pôle du Z^0 sont dues en grande partie à l'interférence $\gamma - Z$ et aux diagrammes en boucle (corrections de propagateur avec échange d'une paire de fermions ou de bosons massifs). Pour

⁷Electro-Dynamique Quantique.

le cas des $b\bar{b}$ il faut tenir compte en plus des corrections de vertex dues aux couplages du quark b avec un boson de Higgs ou un quark top. Les corrections de vertex et les corrections du propagateur se compensant entre elles, rendent les corrections électrofaibles négligeables pour les $b\bar{b}$.

L'introduction des corrections électrofaibles dans le calcul de la largeur partielle, qui dépendent essentiellement de la masse du top m_t , est faite directement sur les quantités qui interviennent dans la largeur partielle dans l'approximation de Born [11].

$$G_\mu \rightarrow G_\mu(1 + \delta\rho_t) \quad (1.1)$$

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W^{eff} = \sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W \delta\rho_t \quad (1.2)$$

$$a_Q \rightarrow a_Q + \frac{2}{3} B \delta\rho_t \quad (1.3)$$

$$v_Q \rightarrow v_Q + \frac{2}{3} B \delta\rho_t \quad (1.4)$$

avec

$$\delta\rho_t = \frac{3\sqrt{2}G_\mu m_t^2}{16\pi^2} \quad (1.5)$$

la constante B qui traduit le couplage du quark top aux autres quarks est nulle pour toutes les saveurs à l'exception du quark b où $B=1$ ⁸.

La valeur corrigée de l'angle de mélange $\sin^2 \theta_W$ au pôle du Z^0 est approchée par :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}M_Z^2 G_\mu (1 + \cot^2 \theta_W \delta\rho_t)}} \right) \quad (1.6)$$

avec $\alpha(M_Z^2) = 1/127.6$ et $\cot^2 \theta_W = \frac{M_W^2}{M_Z^2 - M_W^2}$ qu'on peut déduire de la référence [7] : $\cot^2 \theta_W = 3.3497$.

Pour $m_t = (124_{-36}^{+32}) \text{ GeV}/c^2$ [7] on trouve :

$$\begin{aligned} \Gamma_{Born+E.F.}(Z \rightarrow c\bar{c}) &\simeq (286.4_{-1.4}^{+1.6}) \text{ MeV} \\ \Gamma_{Born+E.F.}(Z \rightarrow b\bar{b}) &\simeq (366.5_{-0.5}^{+0.2}) \text{ MeV} \end{aligned}$$

⁸la constante B exprime l'intensité du couplage avec le top elle peut être déduite directement à partir des éléments de la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa : $V_{qt} \simeq 1$ si $q \equiv b$ et $V_{qt} \simeq 0$ pour les autres saveurs [12].

En prenant en compte toutes ces corrections y compris les corrections de masse, les valeurs des largeurs partielles de la désintégration du Z^0 en $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ sont alors

$$\begin{aligned}\Gamma_{Born+Corrections}(Z \rightarrow c\bar{c}) &\simeq (298.3^{+10.4}_{-5.8}) \text{ MeV} \\ \Gamma_{Born+Corrections}(Z \rightarrow b\bar{b}) &\simeq (388.0^{+9.6}_{-6.3}) \text{ MeV}\end{aligned}$$

ce qui introduit une correction de $\sim (4^{+4}_{-2})\%$ pour $\Gamma_{Born}^{c\bar{c}}$ et de $\sim (5^{+3}_{-2})\%$ pour $\Gamma_{Born}^{b\bar{b}}$ pour $m_t = (124^{+32}_{-36}) \text{ GeV}/c^2$.

La dépendance de ces résultats par rapport à la masse du Higgs peut être déduite en ajoutant dans l'expression de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ le terme [11]

$$\frac{\alpha}{4\pi} (\ln(m_H/17.3 \text{ GeV}) + 1) - 2 \quad (1.7)$$

Ceci introduit une variation dans les largeurs partielles de l'ordre de 0.4% pour une masse du Higgs variant entre 10 GeV/c^2 et 1 TeV/c^2 , ce qui est négligeable.

Nous n'avons pas parlé des corrections de C.D.Q dites obliques qui interviennent au niveau du propagateur par l'échange de gluons dans les boucles fermioniques car leurs effets peuvent être négligés dans le cadre des précisions actuelles.

1.4 Asymétrie de charge Avant-Arrière

La section efficace différentielle de production dans le processus ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}$) peut se mettre sous la forme ⁹ :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \sigma_T \left(\frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + A_{Q(Born)}^{FB} \cos\theta \right)$$

où θ représente l'angle polaire d'émission du quark Q . L'asymétrie avant-arrière $A_{Q(Born)}^{FB}$ est définie par :

$$\begin{aligned}A_{Q(Born)}^{FB} &= \frac{3}{4} \frac{\sigma^{VA}}{\sigma_T} \\ \text{avec } \sigma_T &= \sigma^{VV} + \sigma^{AA}\end{aligned}$$

⁹on a négligé ici les termes de masses ($\equiv \beta \simeq 1$).

σ_T représente la section efficace totale, elle contient une partie purement axiale et une partie purement vectorielle. σ^{VA} représente la contribution due à l'interférence V-A. Les expressions détaillées de ces termes sont données dans la référence [11].

Au pôle du Z^0 , l'expression de l'asymétrie est donnée par :

$$A_{Q(Born)}^{FB} = \frac{3}{4} \left(\frac{2v_e a_e}{v_e^2 + a_e^2} \right) \left(\frac{2v_Q a_Q}{v_Q^2 + a_Q^2} \right) \quad (1.8)$$

On définit les constantes de couplage vectoriel et axial de l'électron par :

$$\begin{aligned} v_e &= (-1 + 4\sin^2\theta_W) \\ a_e &= -1 \end{aligned}$$

Ainsi, pour $M_Z = 91.175 \text{ GeV}/c^2$ et $\sin^2\theta_W = 0.2299$ on trouve :

$$\begin{aligned} A_{c(Born)}^{FB} &\simeq 8.07\% \\ A_{b(Born)}^{FB} &\simeq 11.22\% \end{aligned}$$

1.4.1 Corrections C.D.Q, E.D.Q et électrofaible

Les corrections à apporter à la mesure de l'asymétrie seront introduites de la même manière que dans le cas des largeurs partielles traitées dans le paragraphe (para. 1.3.2). En effet, si on part de la définition la plus naturelle de l'asymétrie de charge

$$A_Q^{FB} = \frac{N_Q^F - N_Q^B}{N_Q^F + N_Q^B}$$

où N_Q^F représente le nombre de fermions émis vers l'avant et N_Q^B le nombre de fermions émis vers l'arrière qu'on définit par :

$$\begin{aligned} N_Q^F &\propto \int_0^{+1} \left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta \\ N_Q^B &\propto \int_{-1}^0 \left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta \end{aligned}$$

1. Les corrections C.D.Q [8] données au premier ordre par

$$A_{Q(Born+C.D.Q)}^{FB} = A_{Q(Born)}^{FB} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \left(1 - \frac{2\pi}{3}\mu \right) \right)$$

$$\text{avec } \mu = 2m_Q/\sqrt{s}$$

ont été obtenues en considérant que le terme de masse μ tend vers zéro. Au pôle du Z^0 on trouve :

$$\begin{aligned} A_{c(Born+C.D.Q)}^{FB} &\simeq 7.96\% \\ A_{b(Born+C.D.Q)}^{FB} &\simeq 11.10\% \end{aligned}$$

ceci qui représente des corrections relatives de l'ordre de 2%.

2. Les corrections E.D.Q sur la mesure de l'asymétrie de charge peuvent être introduites grossièrement de la même manière que pour la largeur partielle.

$$A_{Q(Born+E.D.Q)}^{FB} = \frac{A_{Q(Born)}^{FB}}{\left(1 + \frac{3}{4}\frac{\alpha}{\pi}e_Q^2\right)} \simeq A_{Q(Born)}^{FB} \left(1 - \frac{3}{4}\frac{\alpha}{\pi}e_Q^2\right)$$

L'effet des corrections E.D.Q sur l'asymétrie est négligeable, il diminue la valeur relative de l'asymétrie $b\bar{b}$ de $\sim 0.02\%$ et de l'asymétrie $c\bar{c}$ de $\sim 0.08\%$.

3. Les corrections électrofaibles dépendent, elles, de deux variables : la masse du top et de la masse du Higgs. Elles représentent la plus grande partie des corrections à apporter sur la mesure de l'asymétrie de charge. En effet, le couplage du Z^0 aux fermions de l'état final exprimé à travers les constantes de couplage est modifié essentiellement par deux processus :

- Au niveau du propagateur par des couplages du Z^0 à des boucles fermioniques ce qui implique des variations de la valeur de l'angle de mélange électrofaible.
- Au niveau du vertex à cause des couplages avec le Higgs ou le top (le dernier couplage ne concerne que le quark b).

Les corrections électrofaibles présentées dans les équations (equ. 1.2, 1.3, 1.4, 1.4, 1.5, 1.6 et 1.7) vont être introduites directement au niveau des constantes de couplage axial et vectoriel dans l'équation (equ. 1.8).

Pour une masse du top de $m_t = (124^{+32}_{-36}) \text{ GeV}/c^2$ et une masse de Higgs variant entre $10 \text{ GeV}/c^2$ et $1000 \text{ GeV}/c^2$ on trouve :

- $M_H = 10 \text{ GeV}/c^2$:

$$\begin{aligned} A_{c(Born+E.F)}^{FB} &\simeq (7.8 \pm 0.7)\% \\ A_{b(Born+E.F)}^{FB} &\simeq (10.8 \pm 0.9)\% \end{aligned}$$

- $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$

$$A_{c(Born+E.F)}^{FB} \simeq (7.4 \pm 0.7)\%$$

$$A_{b(Born+E.F)}^{FB} \simeq (10.3 \pm 0.9)\%$$

- $M_H = 1000 \text{ GeV}/c^2$

$$A_{c(Born+E.F)}^{FB} \simeq (6.8 \pm 0.7)\%$$

$$A_{b(Born+E.F)}^{FB} \simeq (9.6 \pm 0.9)\%$$

1.4.2 Conclusion

Les valeurs de l'asymétrie présentées dans cette partie sont toutes basées sur la valeur de $\sin^2 \theta_W$ prise dans le calcul de l'asymétrie à l'ordre le plus bas, c'est-à-dire dans l'approximation de Born, et qui est $\sin^2 \theta_W = 0.23$. Si on prend par exemple $\sin^2 \theta_W = 0.234$ qui prend en compte plusieurs effets radiatifs dans l'état initial, on trouve les valeurs des asymétries effective à l'ordre le plus bas :

$$A_{c(Born\ eff.)}^{FB} \simeq 6.3\%$$

$$A_{b(Born\ eff.)}^{FB} \simeq 8.9\%$$

Le but recherché par les calculs qu'on a effectué, est de donner une idée sur les variations relatives des asymétries de charges en fonction des différentes corrections qu'on leur affecte et non pas de calculer les valeurs théoriques exactes des asymétries.

Nous n'avons pas abordé les corrections E.D.Q de l'état initial, dues à l'émission de photons par les électrons (positons) des faisceaux, qui représentent en fait la plus grande contribution des corrections à apporter aux mesures d'asymétrie de charge. Cette dernière dépend de l'énergie disponible dans l'interaction e^+e^- après le rayonnement des photons . Ces corrections sont calculées avec une grande précision grâce à des simulations Monte Carlo : à $\sqrt{s} = M_Z$ l'asymétrie de charge diminue de 0.46% pour la beauté et de 1.2% pour le charme [9].

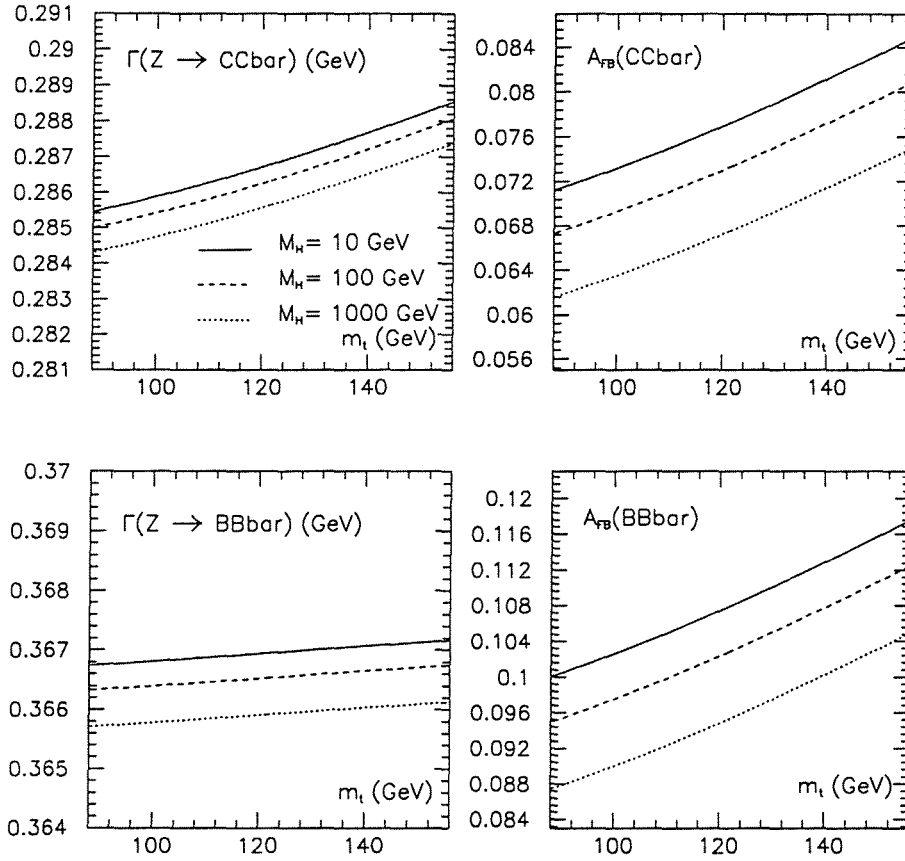


Figure 1.2: Variation de la largeur partielle et de l'asymétrie de charge en fonction de la masse du top et de la masse du Higgs (corrections électrofaibles).

Chapitre 2

Modélisation du processus ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$)

2.1 Hadronisation et Fragmentation

Suivant la modélisation du groupe de LUND pour réaliser un générateur d'événements hadroniques, on schématise le processus ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$) par une suite de 4 étapes (fig. 2.1) :

1. Production de la paire $q\bar{q}$.
2. Emission de gluons durs par les quarks primaires.
3. Fragmentation des quarks et des gluons en hadrons.
4. Désintégrations des hadrons instables en particules stables.

Dans ce cadre, le processus d'hadronisation où les quarks et les gluons produisent des jets de hadrons est défini par la 2^{ème} et la 3^{ème} étape.

L'interaction forte entre les quarks et les gluons dans la phase (2) est décrite par la chromodynamique quantique (C.D.Q) perturbative ($\alpha_s < 1$). En effet, la constante de couplage de l'interaction forte α_s ne dépend que du moment de transfert au carré (Q^2) de l'interaction. Un développement au premier ordre de α_s donne :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

où $n_f = 5$ représente le nombre de saveurs de quarks qui peuvent être produits à des énergies proches de la masse du Z^0 et où Λ est le paramètre d'échelle de la C.D.Q.

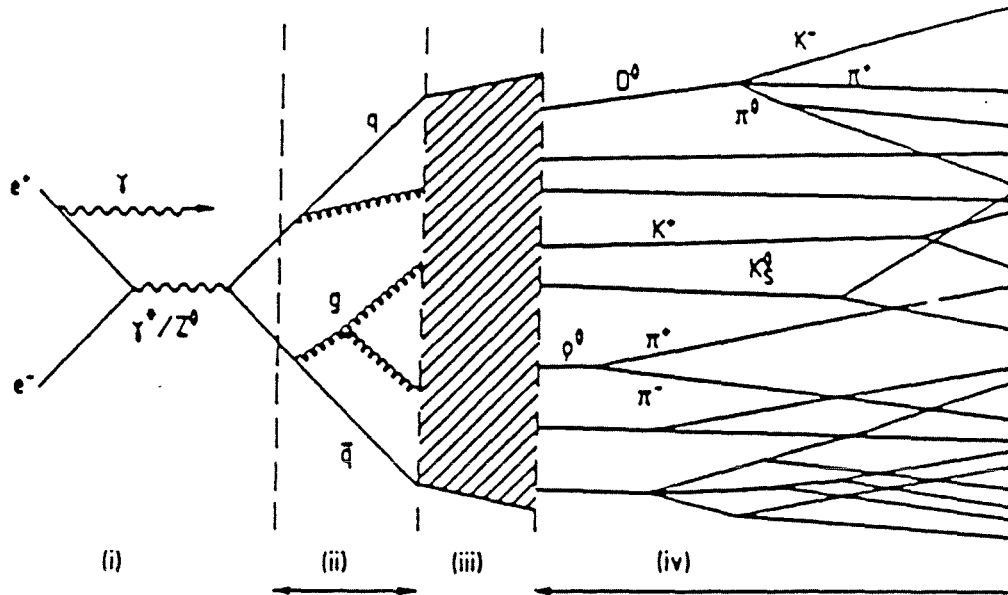


Figure 2.1: Diagramme schématique d'un état final hadronique à partir d'une annihilation e^+e^- .

Ainsi, pour les grandes valeurs de Q^2 , comme dans le cas de la phase (2) où les quarks et les gluons sont encore libres, un traitement perturbatif est possible si on considère que les termes d'ordres supérieurs à 2 ou 3 dans le développement de α_s sont négligeables.

Les connaissances théoriques et expérimentales acquises jusqu'à présent dans ce domaine ont permis de simuler le processus ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$) grâce à des générateurs d'événements aléatoires comme JETSET¹[13] ou HERWIG²[14].

La phase n° 2 (avant la fragmentation) peut être modélisée de deux manières :

1. Le modèle dit des "éléments de matrice" : les amplitudes des différents diagrammes de Feynman correspondant au rayonnement de gluons par les quarks primaires (fig. 2.2) sont calculées jusqu'au deuxième ordre. Les calculs deviennent compliqués au-delà de cet ordre et notamment dans les diagrammes en boucle. Néanmoins cette approche reste très précise car elle prend en compte tous les aspects cinématiques ainsi que les interférences et les hélicités qui interviennent dans les processus hadroniques.

Les calculs de l'amplitude de la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ou tout simplement de la probabilité pour qu'un des deux quarks de l'état initial rayonne un gluon ce qui correspond au premier ordre dans le développement des éléments de matrice a été fait dans la référence [15]. Les calculs jusqu'au second ordre correspondant aux réactions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ ont été traités quant à eux dans les références [16] [17] [18].

Dans la pratique, au niveau du générateur, le développement jusqu'au second ordre correspond à des topologies à 2, 3 ou 4 partons. A des énergies proches de la masse du Z^0 , on demande deux partons de l'état final avec une masse invariante supérieure à 10 GeV chacun, ce qui représente dans ce modèle la limite du domaine perturbatif.

2. Le modèle dit "Gerbes de Partons" : ici, la production des hadrons de l'état final est décrite par une gerbe de partons provoquée par le rayonnement de gluons et leur matérialisation en paires $q\bar{q}$. Ce processus est arrêté une fois que l'énergie des partons de l'état final devient proche de l'énergie du confinement. A la masse du Z^0 , en moyenne 9 partons sont simulés dans la gerbe (fig. 2.3).

Le modèle de la gerbe de partons est basé sur les équations d'Altarelli-Parisi [19] qui permettent de calculer les probabilités $P_{a \rightarrow bc}$ d'avoir des processus tel que $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $q \rightarrow qg$.

¹appelé aussi "Monte Carlo de LUND". JETSET = modèle des (gerbes de partons ou éléments de matrice) + (modèle de fragmentation de la corde).

²développé par G. Marchesini et B.R. Webber. HERWIG = (modèle des gerbes de partons) + (modèle de fragmentation des Clusters).

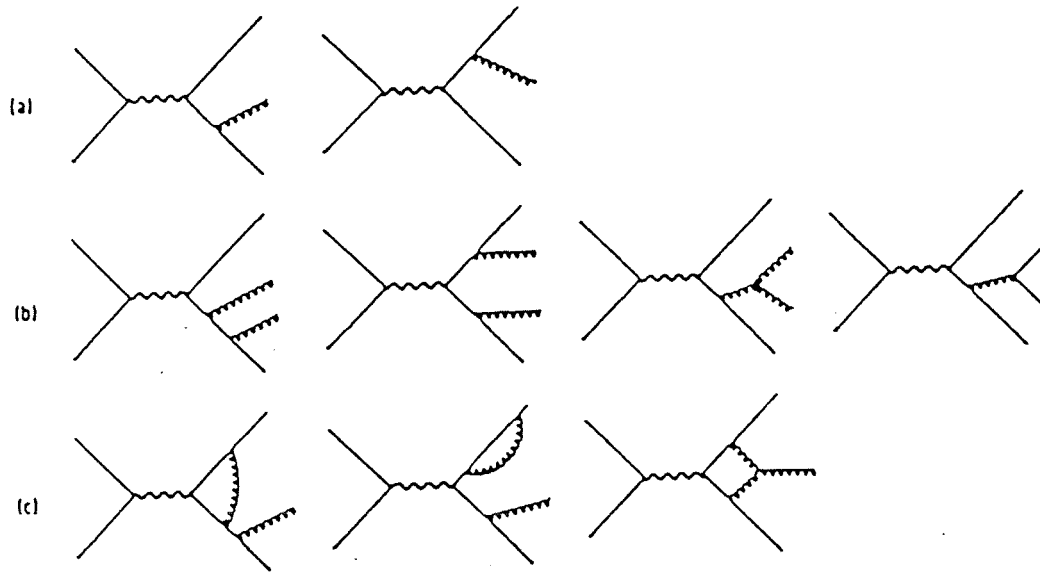


Figure 2.2: Diagrammes de Feynman pour la production de 3 et 4 jets dans l'état final hadronique. Les graphes qui contribuent dans la formation d'événements à 3 jets au 1^{er} ordre (a), à 4 jets (b) et à 3 jets au 2^{me} ordre (c).

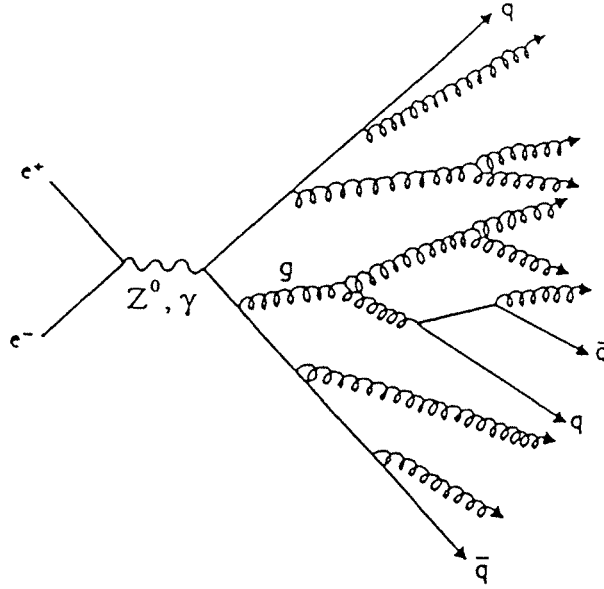


Figure 2.3: Diagramme d'annihilation e^+e^- dans le modèle de gerbe de partons.

$$\begin{aligned}
 P(z) &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} & q \rightarrow qg \\
 P(z) &= 2N_c \left(\frac{1}{z(1-z)} + z(1-z) - 2 \right) & g \rightarrow gg \\
 P(z) &= \frac{N_f}{2} (z^2 + (1-z)^2) & g \rightarrow q\bar{q}
 \end{aligned}$$

où z représente la fraction d'énergie emportée par un des produits de l'état final. N_c le nombre de couleurs (3 pour les quarks) et N_f le nombre de saveurs (5 à des énergies proches de la masse du Z^0).

Nous avons opté dans la simulation Monte Carlo pour le modèle de la gerbe de partons car il reproduit bien les caractéristiques de base des jets de hadrons, comme la multiplicité des particules, la sphéricité ou l'axe de poussée de l'événement (fig. 2.4) [20]. Le modèle des éléments de matrice reste néanmoins indispensable pour effectuer une mesure expérimentale de α_s .

Le processus de fragmentation qui constitue la phase (3), semble être dominé quant à lui par les forces de confinement de la couleur ($\alpha_s > 1$). En effet, les échelles de transfert Q^2 deviennent relativement faibles et donc un traitement perturbatif pur devient très difficile dans la mesure où les termes d'ordre supérieur contribuent autant que les autres termes et ne peuvent donc être négligés.

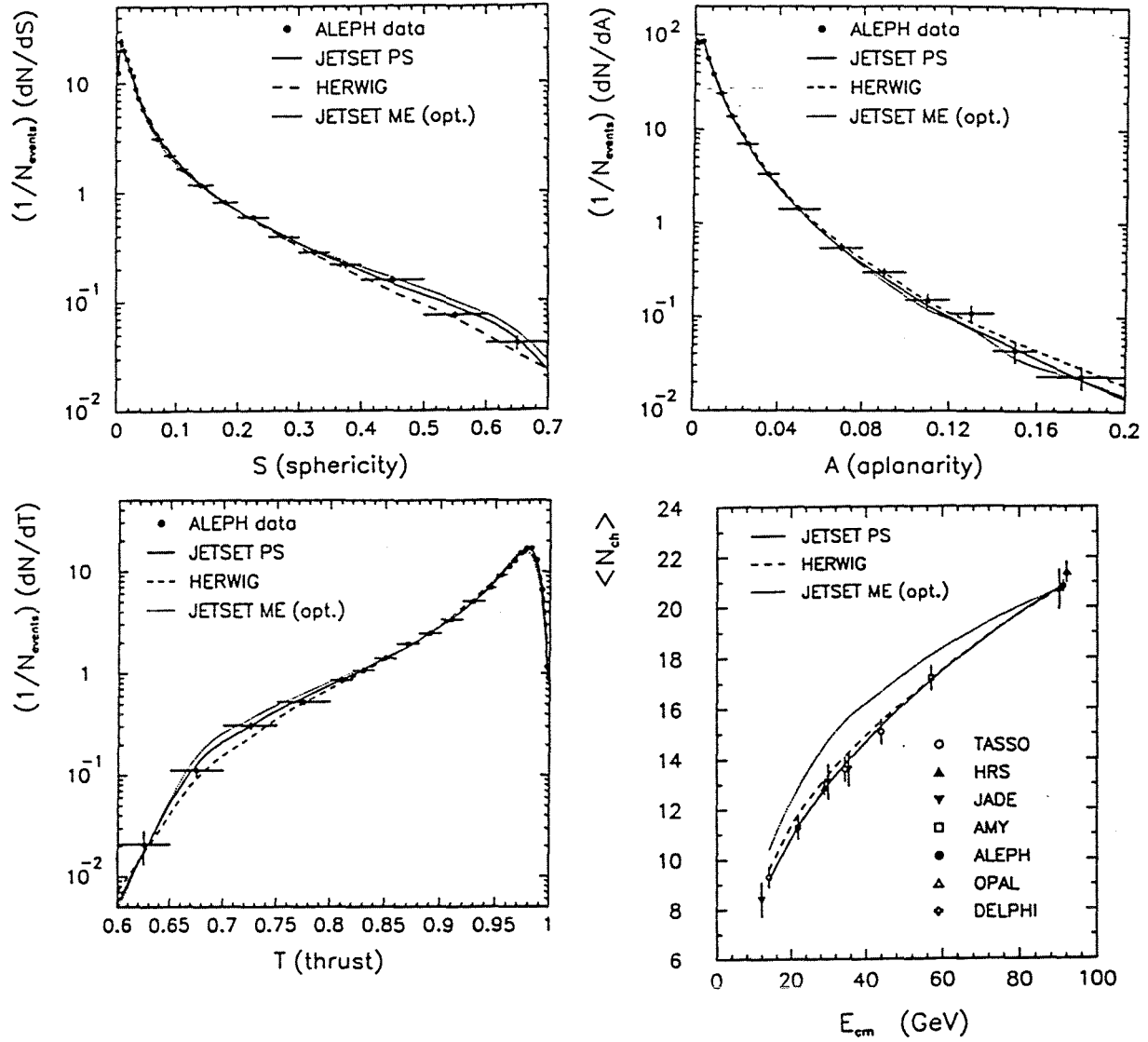


Figure 2.4: *Distribution de quelques variables caractéristiques des événements hadroniques : comparaison entre données réelles et événements Monté Carlo simulés à partir de différents modèles [20].*

Plusieurs modèles phénoménologiques ont donc été proposés pour expliquer cette phase où les différentes sources de couleurs (quarks et gluons) vont se transformer en hadrons incolores. Nous avons retenu parmi eux les deux modèles les plus utilisés :

- Modèle de la corde :

Dans ce modèle la fragmentation est vue comme une succession de brisures de la corde de couleur dues à la création, par effet tunnel, d'une paire $q\bar{q}$ (ou (qq) ($\bar{q}\bar{q}$)) du vide.

- Modèle des clusters :

Cela consiste à engendrer des gerbes de quarks et de gluons en se fondant sur la théorie des champs en C.D.Q et une fois que la masse de l'amas³ engendré dans la gerbe devient inférieure à une certaine valeur minimale, la génération est alors arrêtée et chacun des clusters est transformé en hadrons d'une façon complètement aléatoire selon l'espace des phases.

Une description plus détaillée nous est fournie par les fonctions de fragmentation $D_q^h(z)$, définies comme la densité de probabilité (non normalisée) pour qu'un jet issu initialement d'un quark q génère un hadron h qui emportera une fraction z du quadrivecteur $(E, \vec{p})_q$ du quark q initial. La variable z est définie comme étant le rapport entre l'énergie longitudinale du hadron : $(E + p_{//})_h$ et l'énergie longitudinale du quark initial qui lui a donné naissance $(E + p_{//})_q$.

$$z = \frac{(E + p_{//})_h}{(E + p_{//})_q}$$

$p_{//}$ représente l'impulsion longitudinale par rapport à la direction du quark initial.

Les études expérimentales dans ce domaine sont donc d'une importance capitale pour amener les théoriciens à développer une méthode quantitative, basée sur la C.D.Q non perturbative afin de mieux expliquer ce processus de fragmentation.

Généralement, les hadrons légers d'un jet sont constitués à partir de quarks légers produits lors de la fragmentation de la corde de couleur mais contiennent rarement le quark initial qui a donné naissance au jet. Ainsi la section efficace de production de ces hadrons légers contient la fragmentation de tous les quarks du jet et débouche le plus souvent sur des fonctions très complexes où il est difficile d'extraire les fonctions de fragmentation. La situation est différente en ce qui concerne les hadrons lourds, c'est à dire les hadrons qui contiennent des quarks lourds b et c . En effet, la probabilité pour extraire du vide une paire $q\bar{q}$ de saveur lourde étant très faible, le hadron lourd contient donc le quark initial.

³appelé aussi cluster.

2.1.1 Les modèles de fragmentation des quarks lourds

Malgré les difficultés rencontrées pour mettre au point un calcul basé uniquement sur la C.D.Q, afin d'expliquer le processus d'hadronisation, beaucoup de modèles de fragmentation ont été inspirés par la C.D.Q. La caractéristique générale de ces modèles est qu'ils aboutissent tous à des fragmentations dures pour les hadrons lourds [21] [22] [23] comme on le constate sur les figures⁴ (fig. 2.5, 2.6, 2.7 et 2.8).

Les différents modèles de fragmentation les plus connus sont :

- Modèle symétrique de LUND :

La fonction de fragmentation symétrique de Lund (Anderson et al.) [25] est :

$$D_q^h(z) = N \frac{(1-z)^\beta}{z} \exp\left(\frac{-Bm_{h\perp}^2}{z}\right)$$

Cette fonction a été modifiée par Bowler [26] :

$$D_q^h(z) = N \frac{(1-z)^\beta}{z} \exp\left(-Bm_q^2 \left(\frac{m_h^2}{m_q^2 z} - 1 - \ln\left(\frac{m_h^2}{m_q^2 z}\right)\right)\right)$$

N : constante de normalisation .

$B \equiv (\Pi/2K^2)$ où Π est la probabilité de créer une paire $q\bar{q}$ par unité de temps et par unité de longueur de la corde et K comme l'énergie par unité de longueur (tension de la corde) .

m_q : la masse du quark q.

$m_{h\perp}$: la masse transverse du hadron h définie comme $\sqrt{m_h^2 + p_{h\perp}^2}$.

Le facteur $(1-z)^\beta$ tient compte des corrections radiatives.

Le modèle symétrique de LUND tel qu'il est formulé par Anderson et al. ou par Bowler conduit à des fonctions de fragmentation trop dures pour les saveurs lourdes [27]. Il est généralement utilisé pour décrire la fragmentation des saveurs légères comme dans le cas du générateur JETSET, utilisé notamment par la collaboration ALEPH pour la simulation des événements hadroniques.

Nous avons présenté sur la figure (fig. 2.5) la fonction de fragmentation symétrique de LUND (Anderson et al.) avec les valeurs données dans la

⁴dans la référence [24] on démontre à partir d'arguments cinématiques que $\langle z \rangle \sim 1 - \frac{1 \text{ GeV}}{m_Q c^2}$. Ainsi pour $m_b = 5 \text{ GeV}/c^2$ on trouve $\langle z_b \rangle \sim 0.8$, à comparer avec la valeur expérimentale trouvée par ALEPH [40] à partir de l'énergie moyenne des hadrons beaux $\langle X_E \rangle_b = 0.70 \pm (0.01)_{\text{stat.}} \pm (0.02)_{\text{sys.}}$.

référence [20] pour les paramètres $B = 0.92 \text{ GeV}/c^2$ et $\beta = 0.5^5$, nous avons généré pour cela quelques milliers d'événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ contenant un méson D^* .

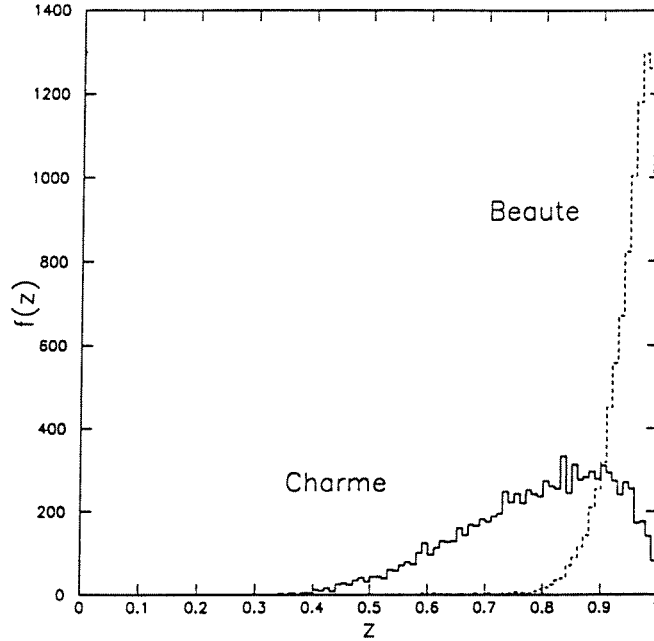


Figure 2.5: *Fonction de fragmentation de LUND.*

- Modèle de Kartvelishvili et al. [28] :

L'expression de la fonction de fragmentation de Kartvelishvili et al. est très différente de celle de Bowler ou d'Anderson étant donné qu'elle est basée sur la règle de réciprocité. Le principe de cette règle consiste à prendre comme fonction de fragmentation, la fonction de structure du quark à l'intérieur du hadron pour z tendant vers 1.

$$D_q^h(z) = N z^{\alpha_q} (1 - z)$$

, où α_q est un paramètre libre qui dépend de la saveur du quark q .

Nous avons pris $\alpha_c = 3.62$ et $\alpha_b = 10.88$ pour présenter la distribution de la fonction de Kartvelishvili pour le charme et pour la beauté (fig. 2.6).

- Modèle de Peterson et al. [23] :

La fonction de Peterson est basée sur une approche de mécanique quantique très simple. L'amplitude de transition de la réaction $Q \rightarrow H + q$ avec

⁵ β a été fixée à 0.5 dans le lissage effectué dans [20] car elle est très corrélée avec le paramètre B.

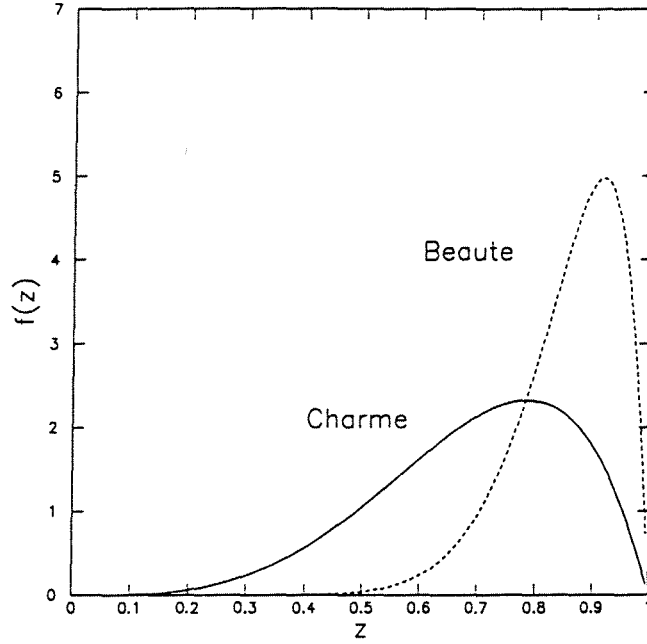


Figure 2.6: *Fonction de fragmentation de Kartvelishvili et al.*

$H = |Q\bar{q}\rangle$ dans le cas où le hadron lourd est un méson, est inversement proportionnelle à l'énergie de transition $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$.

Si on appelle z la fraction d'impulsion prise par le hadron et on néglige la masse du quark léger q devant celle du quark lourd Q , on peut alors écrire l'énergie de transition comme :

$$\Delta E \simeq \sqrt{z^2 p^2 + m_Q^2} + \sqrt{(1-z)^2 p^2 + m_q^2} - \sqrt{p^2 + m_Q^2}$$

Un développement limité au premier ordre de cette expression nous permet d'obtenir :

$$\Delta E \simeq zp \left(1 + \frac{m_Q^2}{2z^2 p^2} \right) + (1-z)p \left(1 + \frac{m_q^2}{2(1-z)^2 p^2} \right) - p \left(1 + \frac{m_Q^2}{2p^2} \right),$$

d'où

$$\Delta E \propto \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z} \right)$$

Où ϵ_Q est défini comme le rapport au carré de la masse du quark léger et de celle du quark lourd :

$$\epsilon_c \simeq \frac{m_q^2}{m_c^2} \sim 0.05 \text{ pour le charme et } \frac{\epsilon_b}{\epsilon_c} \simeq \frac{m_c^2}{m_b^2} \sim 0.10 \text{ pour la beauté.}$$

La densité de probabilité pour qu'un hadron emporte la fraction z de l'impulsion du quark lourd est proportionnelle à l'amplitude de transition au carré. L'espace de phase de la réaction est pris en compte par le facteur $\frac{1}{z}$. Ainsi, la fonction de fragmentation de Peterson et al. est donnée par :

$$D_Q^H(z) = \frac{N}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2}$$

Cette fonction présente un maximum pour la valeur de $z \simeq 1 - \epsilon_Q$ avec une largeur du même ordre de grandeur que ϵ_Q .

La constante de normalisation N est donnée par :

$$N = \frac{1}{\int_0^1 \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} dz}$$

Dans le cas où ϵ_Q est très faible, N nous est donné par le facteur $4\sqrt{\epsilon_Q}/\pi$. Nous avons pris $\epsilon_c = 0.051$ et $\epsilon_b = 0.005$ dans la figure (fig. 2.7).

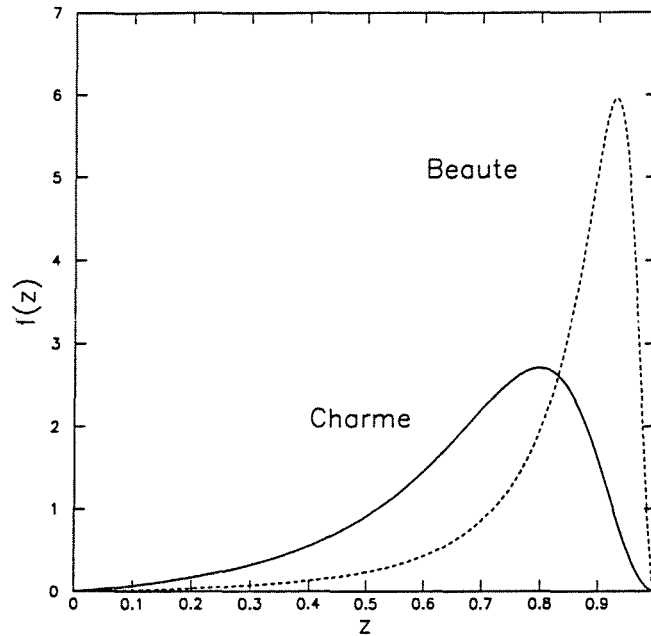


Figure 2.7: *Fonction de fragmentation de Peterson et al.*

- Modèle de Collins et Spiller [29] :

La fonction de Peterson et al. est équivalente à $(1 - z)^2$ lorsque z tend vers 1, ainsi le modèle de Peterson se trouve en désaccord avec la règle de réciprocité citée dans le modèle de Kartvelishvili et al. Afin de contourner ce problème, Collins et Spiller ont pris en compte dans leur fonction de fragmentation le mouvement transverse du hadron formé.

$$D_Q^H(z) = N (1 + z^2) \left(\frac{1 - z}{z} + \frac{2 - z}{1 - z} \beta_Q \right) \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\beta_Q}{1 - z} \right)^{-2}$$

Où $\beta_Q \equiv [\frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_Q^2}]$, k_T représente l'impulsion transverse du hadron ($\langle k_T^2 \rangle = (0.45 \text{ GeV})^2$ [29]).

La distribution de la fonction de Collins et Spiller présentée dans la figure (fig. 2.8) est faite avec $\beta_c = 0.095$ et $\beta_b = 0.0014$.

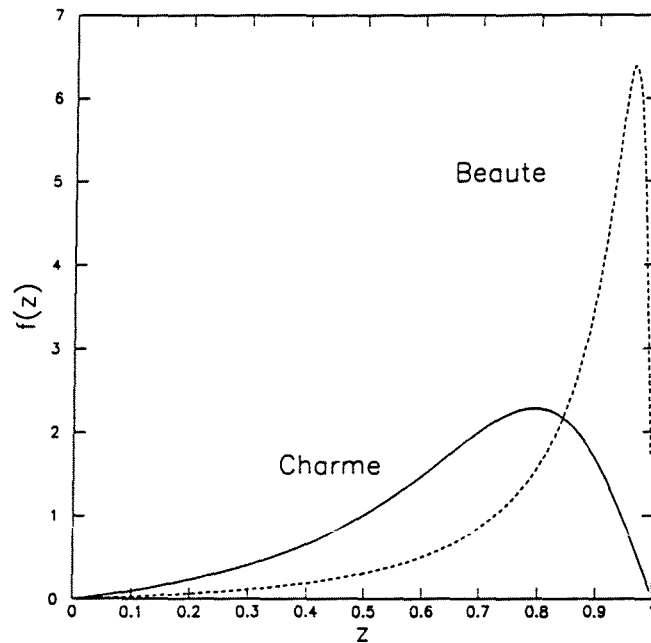


Figure 2.8: *Fonction de fragmentation de Collins et Spiller.*

2.1.2 Conclusion

Dans toutes les fonctions de fragmentation citées, chaque terme présent traduit la physique ou la théorie de base qui a donnée naissance au modèle :

Le facteur $\exp\left(\frac{-Bm_{h\perp}^2}{z}\right)$ présent dans la fonction d'Anderson représente la probabilité de formation d'un hadron h dans la corde de fragmentation à un instant et en un point où la corde n'a pas été brisée auparavant. On remarquera que cette probabilité s'atténue avec les faibles valeurs de z .

Dans la fonction de Peterson et al. cette probabilité est représentée par le facteur $\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^{-2}$ qui devient $(1-z)^2$ lorsque z tend vers 1.

Les termes en $(1-z)^\beta$ tiennent compte des corrections radiatives de la C.D.Q. En effet, le quark peut rayonner des gluons de Bremsstrahlung avant qu'il ne s'hadronise, ainsi il n'y aura qu'une fraction d'énergie du quark initial (ou primaire) qui sera disponible dans le premier hadron formé. Ce facteur contient donc une information sur le premier hadron fragmenté.

L'espace des phases longitudinal d'une réaction à deux corps quant à lui est pris en compte par le facteur $\frac{1}{z}$.

Nous avons présenté dans le tableau⁶ (tab. 2.1) la valeur moyenne de la fraction z de l'énergie-impulsion initiale du quark lourd emportée par le hadron fragmenté : $\langle z_b \rangle$ pour les quarks b et $\langle z_c \rangle$ pour les quarks c . Nous pouvons remarquer que la fragmentation dans le modèle de LUND est nettement plus dure que dans les cas des autres modèles, qui sont donc plus adaptés pour décrire la fragmentation des saveurs lourdes.

Modèle	$\langle z_b \rangle$	$\langle z_c \rangle$
Andersson et al. (LUND)	~ 0.95	~ 0.79
Kartvelishvili	~ 0.86	~ 0.70
Peterson et al.	~ 0.84	~ 0.68
Collins et Spiller	~ 0.84	~ 0.67

Tableau 2.1: Valeurs $\langle z_b \rangle$ et $\langle z_c \rangle$ obtenus avec les différents modèles de fragmentation.

Finalement, il est intéressant de noter qu'à côté de tous ces modèles phénoménologiques, des méthodes théoriques récentes [30] basées sur la C.D.Q. perturbative sont en train de se développer afin d'expliquer la fragmentation des saveurs lourdes d'une manière plus rigoureuse. Il est clair toutefois que ces travaux butent sur le fait que la fragmentation est fondamentalement un phénomène non

⁶les valeurs des paramètres libres des modèles de fragmentation utilisées dans les figures (2.5, 2.6, 2.7 et 2.5) et dans le tableau (2.1) ont été mesurées dans cette analyse (chap. 8.3.1) pour le charme et dans les analyses semi-leptoniques pour la beauté [41][40]; à l'exception du modèle de LUND où on a utilisé les valeurs optimisées dans les événements hadroniques [20].

perturbatif. Il est possible d'inclure de tels effets "à la main" et les résultats sont compatibles avec une paramétrisation "à la Peterson" [30]. Notons finalement qu'un modèle de fragmentation de corde proche d'une paramétrisation de type C.D.Q non perturbatif dit modèle de Bowler et Morris [31] a été proposé.

Chapitre 3

La production du charme et de la beauté à LEP

3.1 Introduction

Un des buts importants de LEP est de faire une mesure de précision des couplages du boson neutre Z^0 de la théorie électrofaible aux différents types de fermions. Nous avons montré précédemment quelle sensibilité ont ces couplages à la présence d'objets encore inobservés tels que le quark top ou le boson de Higgs. L'étude des quarks b et c donne accès à des composantes d'isospin faible $+\frac{1}{2}$ (up) et $-\frac{1}{2}$ (down) des doublets de quark et constitue donc une part fondamentale du programme de physique de LEP.

Le choix des quarks b et c comme prototype des quarks résulte du fait qu'ils sont relativement simples à isoler. De plus, ils sont fortement produits dans les désintégrations du Z^0 . Celui-ci se couple pour $\sim 70\%$ ¹ des cas à des quarks $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$; ces deux dernières saveurs représentent $\sim 40\%$ de cette production de hadrons.

Indépendamment de cette physique "électrofaible", les hadrons lourds sont l'objet de nombreuses études. En effet, il est possible d'étudier la dynamique de désintégration des particules, et essayer de mieux comprendre la fragmentation et l'hadronisation des quarks, ainsi que plusieurs autres aspects propres aux quarks lourds comme le mélange dû aux oscillations des systèmes $(B^0, \bar{B}^0)$ et $(D^0, \bar{D}^0)$, le temps de vie des mésons lourds et les rapports d'embranchement dans leurs différents canaux de désintégration.

¹une valeur moyenne obtenue à partir des résultats des 4 expériences du LEP donne $Br(Z^0 \rightarrow \text{hadrons}) = (69.93 \pm 0.31)\%$ [7].

3.2 Mésons beaux et charmés

Les mésons lourds² $|Q\bar{q}\rangle$ formés par un quark lourd Q ($Q \equiv b$ ou c) et un antiquark léger ($\bar{q} \equiv \bar{u}, \bar{d}$ ou $\bar{s}$) peuvent être classés en fonction de leur isospin I ($\equiv$ spin isotopique) en doublet ou en singulet. On distingue deux classes de mésons selon leur spin J et leur parité P ³ :

1. Mésons pseudoscalaires $J^P = 0^-$:

(a) Doublets d'isospin $I=1/2$:

$$\begin{aligned} D^0 &\equiv |c\bar{u}\rangle & D^+ &\equiv |c\bar{d}\rangle \\ B_d^0 &\equiv |\bar{b}d\rangle & B_u^- &\equiv |\bar{b}u\rangle \end{aligned}$$

(b) Singulets d'isospin $I=0$:

$$D_s^+ \equiv |c\bar{s}\rangle \quad B_s^0 \equiv |\bar{b}s\rangle$$

2. Mésons vecteurs $J^P = 1^-$:

(a) Doublets d'isospin $I=1/2$:

$$\begin{aligned} D^{*0} &\equiv |c\bar{u}\rangle^* & D^{*+} &\equiv |c\bar{d}\rangle^* \\ B_d^{*0} &\equiv |\bar{b}d\rangle^* & B_u^{*-} &\equiv |\bar{b}u\rangle^* \end{aligned}$$

(b) Singulets d'isospin $I=0$:

$$D_s^{*+} \equiv |c\bar{s}\rangle^* \quad B_s^{*0} \equiv |\bar{b}s\rangle^*$$

Les mésons vectoriels sont les partenaires excités des mésons pseudoscalaires, ils peuvent se désintégrer soit par interaction électromagnétique en rayonnant un photon ou par interaction forte avec émission d'un pion.

²les antiparticules sont implicites.

³ J^P avec $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ et $P = (-1)^{L+1}$. S et L représentent respectivement la somme des spins et le moment angulaire des composantes du système $|Q\bar{q}\rangle$.

3.3 Processus de désintégrations des mésons lourds

Malgré les différentes constatations expérimentales sur les largeurs de production et les durées de vie des mésons beaux et charmés qui diffèrent d'une particule à une autre, le modèle simpliste du quark spectateur semble bien expliquer la désintégration faible des mésons lourds. Le quark léger est considéré comme un simple spectateur, il ne contribue pas dans le processus de désintégration, seul le quark lourd interagit par émission d'un W interne ou externe.

1. Diagramme spectateur avec émission externe d'un W :

L'état final est formé de deux fermions f_1 et $\bar{f}_2$:

$$Q \rightarrow Wq \text{ et } W \rightarrow f_1 \bar{f}_2$$

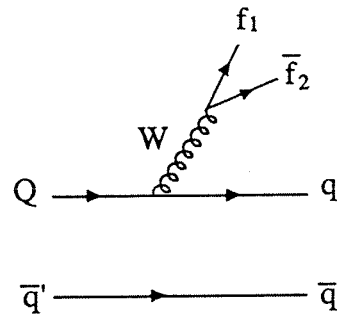


Figure 3.1: *Diagramme de désintégration d'un méson lourd selon le modèle du quark spectateur avec émission d'un boson W externe.*

L'analogie avec la désintégration β dans le processus ($\mu^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_e e^-$) en négligeant dans une première approximation la masse des fermions de l'état final devant celle du quark lourd Q nous permet d'exprimer les largeurs de désintégration des deux processus possibles dans l'état final du diagramme spectateur :

- désintégration semi-leptonique

$$\Gamma(Q \rightarrow q l \bar{\nu}_l) = \frac{G_F^2}{192\pi^3} |V_{Qq}|^2 m_Q^5$$

- désintégration hadronique

$$\Gamma(Q \rightarrow q q_1 \bar{q}_2) = 3 \times \frac{G_F^2}{192\pi^3} |V_{Qq}|^2 |V_{q_1 \bar{q}_2}|^2 m_Q^5$$

(3 représente le facteur de couleur.)

L'état final d'un tel processus est limité par deux contraintes :

- Les éléments de la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, ne favorisent pas tous les couplages possibles. En effet, dans le cas où le quark lourd est un quark b le diagramme ($b \rightarrow c$) est favorisé par rapport au diagramme ($b \rightarrow u$) étant donné que ($V_{bc} \gg V_{bu}$). Si le quark lourd est un quark c c'est le diagramme ($c \rightarrow s$) qui est favorisé par rapport à ($c \rightarrow d$) car $V_{cs} \simeq 1$ et $V_{cd} \simeq 0.2$.
- Les contraintes cinématiques liées à la masse des quarks ne permettent pas d'avoir certaines désintégrations comme ($Q \rightarrow c s \bar{Q}$) ou ($c \rightarrow q \tau \bar{\nu}_\tau$). Seuls les leptons e et μ sont permis dans l'état final d'un processus semi-leptonique lors de la désintégration d'un quark c.

En tenant compte de ces deux contraintes, les désintégrations possibles dans le cas de la beauté sont⁴ :

$$\begin{aligned} b \rightarrow c (u \bar{d}) \quad b \rightarrow c (s \bar{c}) \\ b \rightarrow c (e \bar{\nu}_e) \quad b \rightarrow c (\mu \bar{\nu}_\mu) \quad b \rightarrow c (\tau \bar{\nu}_\tau) \end{aligned}$$

et pour le cas du charme :

$$\begin{aligned} c \rightarrow s (u \bar{d}) \\ c \rightarrow s (e \bar{\nu}_e) \quad c \rightarrow s (\mu \bar{\nu}_\mu) \end{aligned}$$

Ainsi, les largeurs totales de désintégration pour un méson beau B⁵ et un méson charmé D sont données par :

$$\begin{aligned} \Gamma(B) &= \frac{G_F^2}{192\pi^3} (2.3 + 3(|V_{ud}|^2 + |V_{cs}|^2)) |V_{bc}|^2 m_b^5 \\ \Gamma(D) &= \frac{G_F^2}{192\pi^3} (2 + 3|V_{ud}|^2) |V_{cs}|^2 m_c^5 \end{aligned}$$

Les temps de vie des mésons beaux et charmés peuvent être déduits directement de l'expression du temps de vie du muon dont la masse et le temps de vie ont été mesurés avec une très bonne précision [12] :

⁴les termes entre parenthèses représentent les produits de désintégration du boson W.

⁵avec un poids de 0.3 pour le processus $b \rightarrow c (\tau \bar{\nu}_\tau)$ à cause de la masse élevée du lepton τ .

$$\tau_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

avec $m_\mu = 105.658 \text{ MeV}/c^2$ et $\tau_\mu = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

On en déduit donc :

$$\tau_B = \frac{1}{\Gamma(B)} = \frac{1}{[2.3 + 3(|V_{ud}|^2 + |V_{cs}|^2)] |V_{bc}|^2} \left(\frac{m_\mu}{m_b}\right)^5 \tau_\mu$$

$$\tau_D = \frac{1}{\Gamma(D)} = \frac{1}{[2 + 3|V_{ud}|^2] |V_{cs}|^2} \left(\frac{m_\mu}{m_c}\right)^5 \tau_\mu$$

En prenant [12] $|V_{ud}| \simeq 0.97$, $|V_{cs}| \simeq 0.97$ et $|V_{cb}| \simeq 0.044$, on trouve :

$$\tau_B \sim 6 \cdot 10^{-13} \text{ s} \text{ pour } m_b = 5 \text{ GeV}/c^2$$

$$\tau_D \sim 8 \cdot 10^{-13} \text{ s} \text{ pour } m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$$

Ainsi, dans cette approche naïve toutes les particules issues de la même saveur auront le même temps de vie et par conséquent la même largeur de désintégration, ce qui n'est pas cohérent avec les mesures faites dans ce domaine. Néanmoins, les prévisions du modèle spectateur fournissent une bonne moyenne sur les temps de vie du charme et de la beauté.

En effet, les résultats actuels donnés dans la référence [12]

$$\tau_{D^+} = (10.62 \pm 0.28) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D^0} = (4.21 \pm 0.10) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D_s^+} = (4.45^{+0.35}_{-0.29}) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{B^+} = (11.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{B^0}/\tau_{B^+} = 0.44 \sim 2.05$$

$$\tau_{B_s^0} = ?$$

montrent bien ce désaccord entre les temps de vie des différentes particules charmées, pour le cas de la beauté les mesures effectuées jusqu'à présent dans ce domaine ne sont pas assez précises pour qu'on puisse conclure sur leur temps de vie.

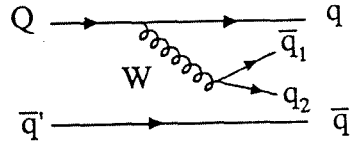


Figure 3.2: *Diagramme de désintégration d'un méson lourd selon le modèle du quark spectateur avec émission d'un boson W interne.*

2. Diagramme spectateur avec émission interne d'un W :

Le processus où le W est émis à l'intérieur ne peut donner lieu qu'à des états finals avec des quarks ($Q \rightarrow q q_1 \bar{q}_2$). D'autre part ce diagramme est défavorisé par rapport au diagramme spectateur avec émission d'un W externe à cause de la couleur. En effet, les couleurs de la paire $q_1 \bar{q}_2$ sont alignées sur celles du quark q et du quark spectateur, alors que dans le cas précédent les quarks issus du W sont libres et peuvent avoir 3 états de couleur.

$$\Gamma_{W \text{ externe}} = 3 \times \Gamma_{W \text{ interne}}$$

Mais ce diagramme reste nécessaire pour expliquer certaines désintégrations comme ($D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$) qui posent d'ailleurs un problème au niveau de la largeur partielle de désintégration. En effet, le modèle du quark spectateur nous prédit :

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \simeq \frac{1}{2} \times \frac{1}{3} \simeq 0.17$$

le facteur $\frac{1}{2}$ représente le carré de la fonction d'onde du π^0 :

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle)$$

et $\frac{1}{3}$ le facteur de couleur.

Les mesures expérimentales [12] donnent quant à elles

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \simeq 0.73$$

avec

$$\begin{aligned}\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) &= (2.7 \pm 1.2)\% \\ \Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= (3.71 \pm 0.25)\%\end{aligned}$$

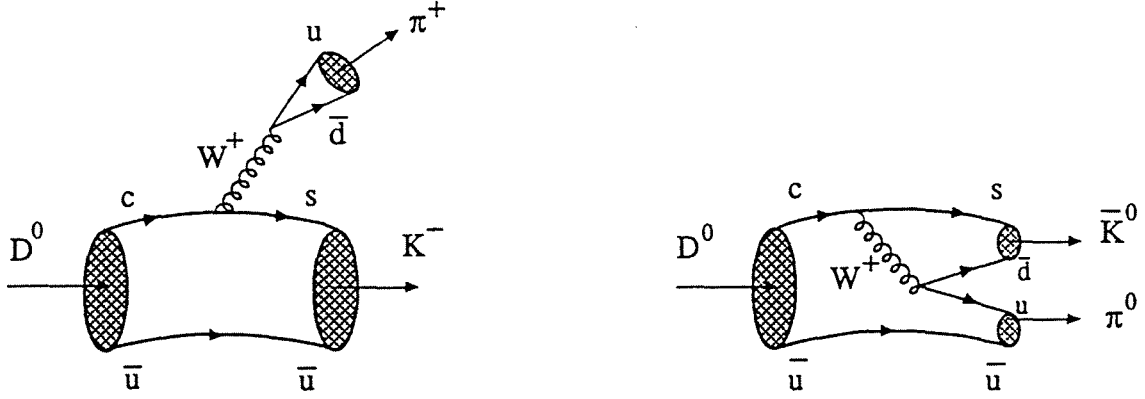


Figure 3.3: Diagrammes de désintégrations dans le modèle du quark spectateur : (a) externe ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) et (b) interne ($D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$).

On peut donc conclure que cette description naïve reste insuffisante pour expliquer les différentes désintégrations des mésons lourds. Des études ont été entreprises [32] [33] afin de mieux adapter ce modèle aux mesures expérimentales :

- Introduire des corrections de C.D.Q dues à l'émission de gluons durs par les quarks et à l'échange éventuel de gluons entre les quarks qui participent à la désintégration.
- Prendre en compte les phénomènes d'interférence destructives entre les diagrammes spectateurs interne et externe, ce qui a tendance à diminuer la largeur de désintégration de certains processus.
- Introduire d'autres diagrammes de désintégrations :
 1. les diagrammes avec échange d'un W virtuel qui contribuent dans l'augmentation de la largeur de désintégration comme dans le cas du canal ($D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$).
 2. les diagrammes d'annihilation qui contribuent par exemple dans le canal ($D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$) où le diagramme spectateur avec échange d'un W interne est insuffisant pour expliquer la largeur de désintégration mesurée de ce canal.

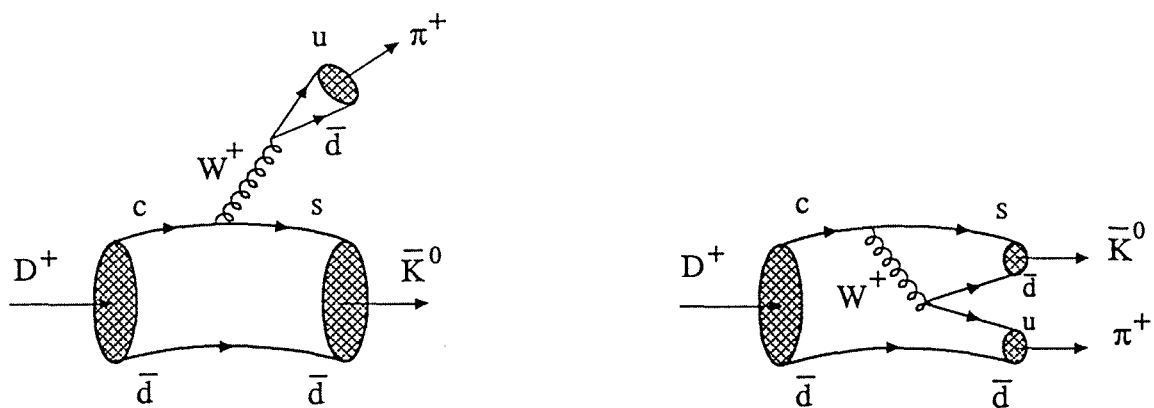


Figure 3.4: Phénomène d'interférence dans le processus ($D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$).

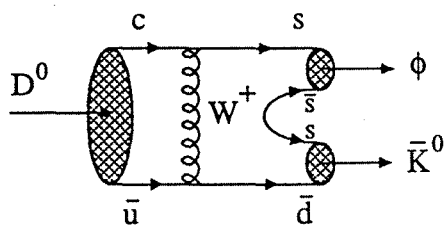


Figure 3.5: Diagramme de désintégration avec échange d'un W dans la réaction ($D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$).

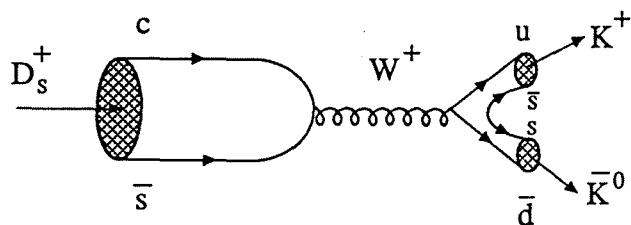


Figure 3.6: Diagramme d'annihilation dans la réaction ($D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$).

3.3.1 Conclusion

Nous avons essayé de résumer dans cette partie nos connaissances actuelles sur les différentes modélisations proposées pour expliquer le mieux possible la production et la désintégration des mésons lourds. Il est clair que malgré les différentes corrections apportées à ces modèles, l'accord entre les prédictions théoriques et les constatations expérimentales n'est pas toujours établi. Néanmoins, l'existence de ces particules n'est nullement mise en doute : leur masse, leur temps de vie et une bonne partie de leurs canaux de désintégrations ont été mesurés avec des précisions plus que significatives [12]. Une grande statistique de données, nécessaire pour pouvoir investiguer sur les modes rares de désintégration de ces particules et pour avoir plus de précision sur les mesures déjà effectuées, pourra peut être éclairer les théoriciens pour mettre au point un modèle simple qui explique au mieux la désintégration des quarks lourds.

Chapitre 4

Pourquoi le méson $D^{*\pm}$?

4.1 Introduction

L'étude des quarks lourds b et c a fait l'objet de nombreuses investigations dans le cadre du programme de physique mis en oeuvre par les quatre expériences présentes à LEP.

L'accès aux grandeurs physiques comme les largeurs partielles $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ et $\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})$, les asymétries de charges A_{FB}^b et A_{FB}^c ou les taux d'embranchements des différentes particules passe obligatoirement par l'étiquetage des saveurs ou des particules qui permettent de faire ces mesures. Plusieurs méthodes pour isoler ces saveurs lourdes ont été proposées jusqu'à présent, nous allons en faire un bref résumé et présenter les résultats auxquels elles conduisent (la référence [34] fournit plus de détails sur ce sujet).

L'étiquetage des saveurs lourdes, plus précisément des événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ peut être réalisé de trois manières :

- l'étiquetage des particules par leur temps de vie, ce qui nécessite des techniques expérimentales particulières comme l'utilisation de détecteurs de position très performants. Ces méthodes, intéressantes principalement pour le quark b , existent dans toutes les expériences LEP et commencent à être mises en oeuvre.
- l'étiquetage des particules par leur masse. En effet, la masse élevée des particules de beauté et du charme leur assurent quelques caractéristiques comme
 - une faible radiation de gluons ce qui implique des hadrons lourds rapides issus d'une fragmentation dure.
 - une production de leptons issus de désintégrations semi-leptoniques à

grand P_T , principalement par le quark b :

$$\langle P_T \rangle \sim \frac{M_b}{4} \sim 1.25 \text{ GeV}/c$$

ce qui permet

- soit d’étiqueter la beauté par des leptons à haut P_T .
- soit en se basant sur des variables globales qui caractérisent l’événement dans son ensemble. Un exemple typique est “le produit des sphéricités boostées”. Des traitements numériques plus complets utilisant en particulier des “réseaux de neurones” ont été également proposés.
- l’étiquetage des saveurs lourdes par détection des hadrons lourds. Cette méthode nécessite la reconstruction de toutes les particules “filles” issues du méson lourd considéré.

4.2 Quelques résultats sur la physique des saveurs lourdes à LEP

Les mesures effectuées grâce à des variables globales semblent très prometteuses. La collaboration DELPHI a effectué un ajustement de la distribution du “produit des sphéricités boostées” pour extraire une mesure expérimentale de $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ [35] (données 1990 uniquement) :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.219 \pm 0.014 \text{ (stat.)} \pm 0.019 \text{ (syst.)}$$

ALEPH a opté pour faire le même type de mesure à l’aide de variables globales. Une analyse multivariable utilisant des “réseaux de neurones” [36] (données de 1990 et de 1991) conduit à¹ :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.222 \pm 0.004 \text{ (stat.)} \pm 0.008 \text{ (syst.)}$$

Des études récentes ont été effectuées dans la collaboration ALEPH afin de s’affranchir de la dépendance du Monte Carlo en utilisant la méthode, basée sur les réseaux de neurones, dite de “double étiquetage”. Cette méthode semble

¹à noter que DELPHI donne le résultat préliminaire de $\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.223 \pm 0.004 \text{ (stat.)}$ [35] en utilisant deux variables discriminantes : une combinaison de variables globales et le paramètre d’impact.

idéale pour minimiser les erreurs systématiques et espérer atteindre des précisions de l'ordre d'un pour cent sur la mesure de $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ [37].

La méthode classique [39] d'étiquetage des saveurs de beauté grâce à l'impulsion et à l'impulsion transverse des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques permet d'isoler un lot pur à plus de 85% en $b\bar{b}$ et ceci en demandant par exemple :

$$P^{\text{lepton}} > 3 \text{ GeV}/c \text{ et } P_T^{\text{lepton}} > 1 \text{ GeV}/c$$

En effet, la masse élevée des particules de beauté permet aux leptons d'avoir des grandes énergies dans le repère de centre de masse du hadron

$$E_{\text{lept. de } b}^{\text{max.}} \sim M_b/2 \sim 2.5 \text{ GeV}/c^2 ,$$

alors que pour le charme on a

$$E_{\text{lept. de } c}^{\text{max.}} \sim M_c/2 \sim 0.75 \text{ GeV}/c^2$$

Les lots purifiés en $b\bar{b}$ permettent d'une part de mesurer le produit $Br(b \rightarrow l) \times \left(\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \right)$ et d'autre part d'étudier la fragmentation² des quarks b en mesurant $\langle X_E^b \rangle$. Nous avons présenté dans le tableau (tab. 4.1) les résultats obtenus par les collaborations OPAL et DELPHI [38] à ce sujet; nous avons regroupé les erreurs systématiques et statistiques ainsi que les résultats obtenus avec les muons et les électrons.

Expériences	$Br(b \rightarrow l) \times \left(\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \right)$	$\langle X_E^b \rangle$
OPAL	$(2.30 \pm 0.12)\%$	0.73 ± 0.02
DELPHI	$(2.21 \pm 0.15)\%$	0.70 ± 0.01

Tableau 4.1: Résultats obtenus à partir d'analyses leptoniques (simple étiquetage).

Une analyse basée sur la sélection des événements contenant deux leptons permet d'enrichir encore plus en $b\bar{b}$ en demandant des coupures en impulsion et impulsion transverse. Cette méthode permet d'extraire les rapports d'embranchement $Br(b \rightarrow l)$ et $Br(c \rightarrow l)$ en se basant sur les trois équations [40] :

- le nombre d'événements à deux leptons dans le même hémisphère dont l'un d'entre eux est à haut P_T :

$$N_m^{\text{ll}} \propto Br(b \rightarrow l) \times Br(c \rightarrow l) \times \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$$

²le modèle de Peterson et al. est généralement utilisé pour cela.

- le nombre d'événements avec un lepton à haut P_T dans chaque hémisphère :

$$N_{op.}^{ll} \propto Br(b \rightarrow l) \times Br(b \rightarrow l) \times \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$$

- le nombre d'événements contenant un lepton à haut P_T :

$$N^l \propto Br(b \rightarrow l) \times \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$$

Ainsi on a :

$$Br(b \rightarrow l) \sim \frac{N_{op.}^{ll}}{N^l}$$

$$Br(c \rightarrow l) \sim \frac{N_{m.}^{ll}}{N^l}$$

En fait, la collaboration ALEPH a effectué une analyse qui inclut le simple et le double étiquetage des leptons sans appliquer de coupure sur l'impulsion transverse. De cette façon les deux secteurs $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ ont pu être étudiés en mesurant simultanément : $\left(\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow hadrons)}\right)$, $Br(b \rightarrow l)$, χ et $\langle X_E^b \rangle$ pour la beauté et $\left(\frac{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow hadrons)}\right)$, $Br(c \rightarrow l)$ et $\langle X_E^c \rangle$ pour le charme.

ALEPH obtient :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow hadrons)} = 0.170 \pm 0.01 \pm 0.022$$

$$\langle X_E^c \rangle = 0.51 \pm 0.01 \pm 0.02$$

Nous avons préféré présenter le reste des mesures obtenues dans cette analyse avec les résultats des autres collaborations du LEP pour pouvoir les comparer.

Nous avons présenté les résultats préliminaires obtenus par les collaborations ALEPH et L3³ [38] sur les rapports d'embranchement leptoniques des $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ dans le tableau (tab. 4.2), les erreurs statistiques et systématiques ont été regroupées. Les largeurs partielles en $b\bar{b}$ ainsi que la fragmentation des quarks b exprimée à travers la variable $\langle X_E^b \rangle$ (erreur statistique uniquement) pour les quatres expériences sont présentés dans le tableau (tab. 4.3).

Les analyses leptoniques à haut P_T permettent aussi d'effectuer les mesures de l'asymétrie de charge A_{FB}^b et du paramètre de mélange χ du système $(B^0, \bar{B}^0)$. On rappelle que ces grandeurs sont liées par le fait que la mesure de l'asymétrie de charge observée doit être corrigée par le facteur de mélange pour avoir l'asymétrie de charge réelle :

$$A_{FB}^b = \frac{A_{FB}^{b \text{ observée}}}{(1 - 2\chi)}$$

³résultats conjugués avec ceux de PEP/PETRA.

Expériences	$Br(b \rightarrow l)$	$Br(c \rightarrow l)$
ALEPH	$(11.0 \pm 0.6)\%$	8.8 ± 0.9
L3 ²	$(11.3 \pm 1.2)\%$	9.6 ± 0.6

Tableau 4.2: Résultats obtenus à partir d'analyses leptoniques (double étiquetage).

Expériences	$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}$	$\langle X_E^b \rangle$
ALEPH	$0.211 \pm 0.007 \pm 0.008$	0.70 ± 0.01
DELPHI	$0.222 \pm 0.014 \pm 0.010$	0.69 ± 0.02
L3	$0.221 \pm 0.013 \pm 0.010$	0.69 ± 0.02
OPAL	$0.231 \pm 0.012 \pm 0.010$	0.73 ± 0.02

Tableau 4.3: Résultats obtenus à partir d'analyses leptoniques.

L'asymétrie de charge peut être mesurée soit par simple comptage des événements émis vers l'avant et des événements émis vers l'arrière soit en lissant la distribution angulaire en $\cos \theta_b$. Nous avons présenté les derniers résultats obtenus par les quatre collaborations du LEP pour ces deux grandeurs [38] dans le tableau (tab. 4.4).

Expériences	$A_{FB}^{b \text{ observée}}$	χ
ALEPH	$(6.1 \pm 1.3 \pm 0.5) \%$	$(13.4 \pm 1.3 \pm 0.8) \%$
DELPHI	$(10.2 \pm 2.8 \pm 2.0)\%$	$(12.6 \pm 5.0 \pm 1.5) \%$
L3	$(6.3 \pm 1.2 \pm 1.5)\%$	$(12.1 \pm 1.7 \pm 0.6) \%$
OPAL	$(7.6 \pm 1.8 \pm 0.7)\%$	$(12.5 \pm 1.7 \pm 1.5) \%$

Tableau 4.4: Résultats des mesures de l'asymétrie $b\bar{b}$ et du mélange ($B^0, \bar{B}^0$) obtenus à partir d'analyses leptoniques.

Finalement, nous concluons ces résultats sur la beauté par la mesure de la largeur partielle hadronique en $b\bar{b}$ effectuée par ALEPH [41] (données de 1991 uniquement) en incluant l'information apportée par le détecteur de vertex sur le temps de vie des mésons beaux à l'analyse leptonique :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.209 \pm 0.013 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (syst.)},$$

ainsi que par DELPHI [35] (données de 1990 uniquement) :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.21 \pm 0.01 (\text{stat.}) \pm 0.03 (\text{syst.})$$

Le fait d'inclure l'information délivrée par le temps de vie des particules permet d'obtenir des lots très purs en $b\bar{b}$, ce qui diminue considérablement l'erreur systématique sur ces mesures. En effet, si on décortique l'erreur systématique donnée par ALEPH [41] :

$$E(\text{syst.}) = (0.2(c) \oplus 0.06(uds) \oplus 0.4(M.C)) \%$$

on remarquera que la plus forte contribution dans cette erreur vient du Monte Carlo (M.C) et qui peut donc être notablement diminuée en augmentant la statistique en événements Monte Carlo. Les autres erreurs qui proviennent des faibles "impuretés" dues au charme (c) et aux événements de saveurs légères (uds) qui sont dans le lot de $b\bar{b}$, constituent quand à eux une erreur systématique de 0.2% sur la mesure de la largeur partielle hadronique en $b\bar{b}$.

Ainsi, cette méthode qui est encore en voie de développement semble parfaite pour effectuer des mesures de précision dans le secteur de la beauté.

4.3 Conclusion

Nous avons passé en revue une partie des derniers résultats obtenus à LEP concernant les saveurs lourdes. Il est clair que le secteur de la beauté domine nettement sur celui du charme. Une explication naïve à cela pourrait être la place intermédiaire qu'occupe le quark charmé à cause de sa masse et qui fait de lui le bruit de fond 'naturel' pour les événements de beauté.

L'étude du charme à LEP à travers des particules charmés et plus particulièrement à l'aide du méson $D^{*\pm}$ est un moyen très pratique pour isoler un lot suffisamment pur en $c\bar{c}$. En effet, contrairement aux analyses leptoniques où les leptons issus du charme sont moins énergiques que ceux qui sont issus de la beauté, dans les analyses hadroniques on se retrouve dans une situation opposée. En effet, les mésons charmés qui sont issus directement du charme par interaction forte sont plus énergiques car ils emportent la quasi-totalité de l'énergie du quark c alors que les mésons charmés issus indirectement de la beauté à travers une désintégration faible où l'énergie du quark beau se trouve partagée entre le méson charmé et les produits de désintégration du W sont moins énergiques.

4.4 L'étude du charme à travers le méson D^*

Bien que le taux de production du méson $D^{*\pm}$, qui est de l'ordre de 30% dans les désintégrations des quarks lourds à LEP, représente une statistique suffisamment grande pour nous permettre d'effectuer des mesures très précises, on se trouve confronté à des problèmes d'ordre technique lors des analyses ce qui ne nous permet pas de reconstruire la totalité des canaux de désintégrations du méson $D^{*\pm}$ et nous fait perdre beaucoup en efficacité. En effet, si on se réfère aux résultats donnés par la collaboration CLEO [42] (tab. 4.5), le seul canal prometteur est celui du $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ car d'une part il ne contient pas de photon dans l'état final⁴ d'autre part il présente une contrainte cinématique donnée par $(m_{D^{*+}} - m_{D^0} \sim m_\pi)$ qui permet de mettre en évidence des signaux très propres de $D^{*\pm}$.

Canal	Taux d'embranchement
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$	$(67.8 \pm 3.2 \pm 1.5)\%$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	$(31.3 \pm 2.1 \pm 0.7)\%$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$	$(0.9 \pm 4.0 \pm 2.5)\%$

Tableau 4.5: Modes de désintégration et rapports d'embranchement du méson D^* chargé.

La reconstruction du D^* dans le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ passe par la reconstruction du D^0 qui lui aussi se désintègre suivant plusieurs canaux dont on a présenté les canaux hadroniques les plus dominants dans le tableau (tab. 4.6) ainsi que leur rapport d'embranchement [12]. Le fait d'avoir des particules neutres dans l'état final ou un grand nombre de particules chargées rend l'analyse difficile. En effet, d'une part les particules neutres présentent quelques difficultés lors de leur reconstruction dans le détecteur et d'autre part la mise en évidence des canaux contenant plusieurs particules est rendue difficile à cause du grand nombre de combinaisons de traces qu'on doit effectuer lors de l'analyse et augmentant le bruit de fond combinatoire ainsi que les temps de calcul d'une manière exponentielle. Le seul canal qui présente donc un nombre minimum de traces chargées est le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

C'est pour toutes ces raisons que le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ reste le canal privilégié pour étudier la physique du charme d'une manière directe (plus de 80% de pureté) malgré les faibles rapports d'embranchement qu'il représente.

Nous avons présenté dans le tableau (tab. 4.7) quelques résultats⁵ qui ont été

⁴ce qui s'applique aussi aux canaux avec des π^0 : $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \sim 100\%$.

⁵avec $B^* = Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)$ et $B^0 = Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

Canal	Taux d'embranchement
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$(3.71 \pm 0.25)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \rho^+$	$(7.8 \pm 1.1)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$(11.9 \pm 1.2)\%$
$D^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$	$(5.3 \pm 0.5)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$(7.8 \pm 0.6)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(15.0 \pm 5.0)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(4.0^{+2.1}_{-1.5})\%$

Tableau 4.6: Quelques modes de désintégration et leur rapport d'embranchement du méson D^0 .

obtenus par les expériences du LEP à partir d'analyses⁶ sur le D^* [43] [44] .

Expériences	$Br(Z \rightarrow D^{*+})B^*B^0$	$< X_E^c >$
ALEPH	$(5.11 \pm 0.34)\%$	$(0.504 \pm 0.019)\%$
DELPHI	$(4.54 \pm 0.77)\%$	$(0.510 \pm 0.036)\%$
OPAL	$(5.00 \pm 0.93)\%$	$(0.520 \pm 0.030)\%$

Tableau 4.7: Résultats des analyses effectuées sur le $D^{*\pm}$ à LEP avec les données de 1990.

On voudrait rappeler aussi que ces résultats ont été obtenus en effectuant un ajustement sur le spectre en X_E ⁷ où chacune des trois collaborations a imposé la valeur du rapport des taux de production des D^* issus des $b\bar{b}$ et des $c\bar{c}$: $(\frac{b \rightarrow D^{*+}}{c \rightarrow D^{*+}})$ à sa valeur prédite par le Monte Carlo, afin de contrôler la contribution de la beauté étant donné que la variable X_E ne permet de séparer complètement les deux contributions.

4.5 Conclusion

L'étude du méson D^* constitue une bonne voie pour comprendre les mécanismes de fragmentation et de production du charme à LEP. L'utilisation de techniques plus au moins nouvelles comme la sphéricité ou les réseaux de neurones pour effectuer des mesures dans les deux secteurs de production du D^* : charme et beauté, s'avère nécessaire si on veut s'affranchir partiellement de la dépendance

⁶on rappelle que ces résultats ne concernent que les données de 1990.

⁷ $X_E = \frac{2E_{D^*}}{\sqrt{s}}$

des modèles théoriques et effectuer des mesures de précision dans le domaine du charme.

Finalement, l'isolation d'un lot suffisamment pur en événements $c\bar{c}$ grâce au méson D^* offre la possibilité d'effectuer une mesure de l'asymétrie de charge $c\bar{c}$.

Partie II

Dispositif expérimental

Chapitre 5

Le LEP : grand collisionneur électron-positon

Situé à la frontière Franco-Suisse près de Genève, le LEP¹ est le plus grand accélérateur circulaire au monde. C'est un collisionneur électron-positon, fonctionnant en mode synchrotron. Il est enfoui à une profondeur qui varie de 50 m à 150 m et forme un cercle de 27 km de circonférence.

Le LEP permet, avec ses équipements actuels, d'atteindre des énergies de l'ordre de 50 GeV par faisceau. Dans sa deuxième phase, grâce à l'ajout de cavités supraconductrices, le LEP atteindra des énergies de l'ordre de 100 GeV par faisceau et dépassera ainsi le seuil de production d'une paire de bosons $W^\pm$.

Depuis 1989, il fonctionne à différentes énergies proches du Z^0 , avec une part prépondérante à 91.2 GeV, masse la plus probable du Z^0 .

Quatre grands détecteurs sont installés tout autour du LEP (fig. 5.1) : ALEPH², DELPHI³, L3⁴ et OPAL⁵ collectent les produits des collisions entre les 4 paquets d'électrons et les 4 paquets de positons qui circulent en sens opposé dans l'accélérateur avec une fréquence de l'ordre 45 kHz (une collision entre deux paquets toutes les 23 μ s).

La préparation des paquets d'électrons et de positons injectés dans le LEP passe par les étapes suivantes (fig. 5.2) :

-un faisceau d'électrons de 200 MeV et de 6.3 A produit par l'accélérateur linéaire LIL1⁶ et bombardant une cible de tungstène, permet de créer un faisceau de positons;

¹Large Electron Positon

²Apparatus for LEp Physics

³DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification

⁴Lep proposal 3

⁵Omni Purpose Apparatus for Lep

⁶LEP Injector Linacs 1

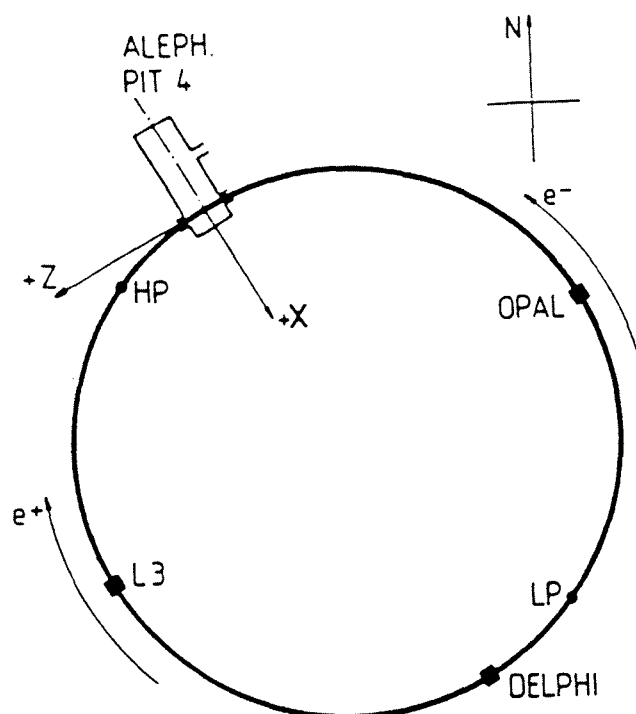


Figure 5.1: *Emplacement des quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 ET OPAL) autour du LEP.*

-l'accélérateur linéaire LIL2⁷ de 100 m de longueur accélère les électrons et les positons jusqu'à 600 MeV avant de les injecter dans l'accélérateur circulaire EPA⁸ de 600 MeV qui accumule les paquets de particules et les stocke;

-les paquets passent ensuite dans le PS⁹, accélérateur circulaire de 628 m de circonférence, où ils sont accélérés jusqu'à 3.5 GeV puis injectés dans le SPS¹⁰, dernière étape avant leur injection dans le LEP. Le SPS, accélérateur circulaire de 6912 m de circonférence, accélère les particules jusqu'à 20 GeV.

30 minutes sont suffisantes pour remplir la machine en électrons et en positons. Un courant typique de 1 à 2 mA par faisceau circule en permanence pendant une durée moyenne de 10 heures dans le tube à vide de la machine (un vide de $3 \cdot 10^{-9}$ Torr en moyenne poussé à $2 \cdot 10^{-10}$ Torr à proximité des zones d'interaction afin de limiter les interactions gaz résiduel-faisceau) avant de recommencer un autre cycle de remplissage à cause de la chute du courant et donc la chute de la luminosité.

En effet, la luminosité dans la machine donnée par

$$L = \frac{N_e N_p N_{\text{paquet}} f}{4\pi \sigma_x \sigma_y},$$

dépend du nombre d'électrons N_e et du nombre de positons N_p (typiquement on

⁷LEP Injector Linacs 2

⁸Electron/Positon Accumulation ring

⁹Proton Synchrotron

¹⁰Super Proton Synchrotron

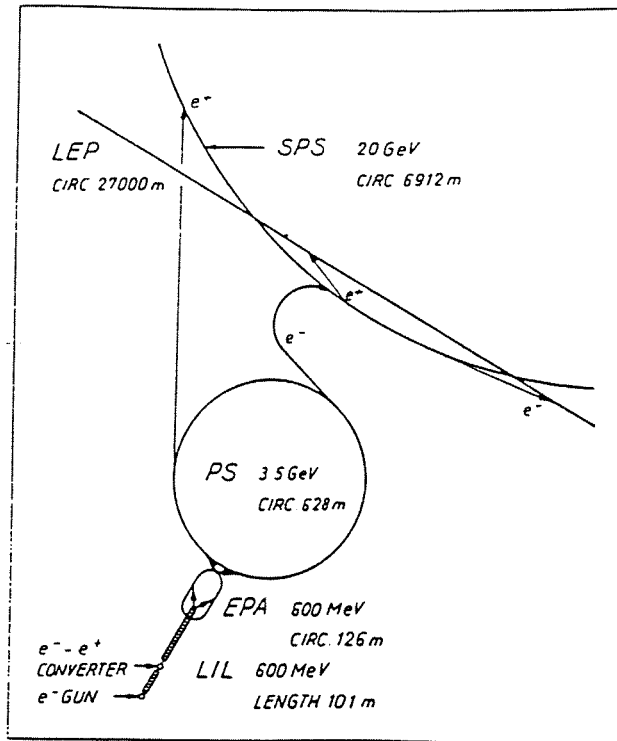


Figure 5.2: Les différents accélérateurs du CERN qui préparent les faisceaux pour le LEP.

a 10^{12} particules par paquet).

La luminosité dépend aussi du nombre de paquets par faisceau ($N_{\text{paquet}} = 4$), de la fréquence de révolution des paquets f , ainsi que de la section des paquets $S = 4\pi\sigma_x\sigma_y$ avec $\sigma_x = 250 \mu\text{m}$ et $\sigma_y = 12 \mu\text{m}$ (la longueur d'un paquet suivant l'axe du faisceau z est de 1.3 cm). Des quadripôles focalisants sont installés de part et d'autre des détecteurs afin d'augmenter la luminosité en réduisant la taille transverse des paquets (l'amplitude des oscillations bétatron, β , passe ainsi de 23 cm à 7 cm à l'approche du détecteur puis à 4.3 cm lors de l'interaction).

Grâce à ces caractéristiques, le LEP a pu fournir aux expériences un taux de Z^0 moyen de 0,3 par seconde, leur ayant permis d'enregistrer à elles toutes un total de 2 millions de Z^0 entre 1989 et fin 1991.

Chapitre 6

Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH (Apparatus for LEp PHysics) a été conçu, comme l'origine de son nom l'indique, pour étudier au mieux les sujets de physique explorables à LEP. Il est donc conçu pour être un détecteur complet, déterminant dans la mesure du possible la nature, la direction, l'énergie et le point de création des différentes particules issues d'une collision $e^+ e^-$. Ceci sans oublier la grande simplicité de reconstruction des traces qu'il offre grâce à sa grande chambre à dérive qui délivre 21 coordonnées tri-dimensionnelles (TPC) et à l'architecture particulière de son calorimètre électromagnétique (ECAL).

Le détecteur ALEPH a été plus particulièrement conçu autour de quelques principes directeurs :

- une grande acceptance : sa structure cylindrique, composée d'une partie tonneau fermée de chaque côté par un ensemble de détection appelé bouchon, font de ce détecteur un appareillage très hermétique (97 % de 4π st.);

- homogénéité : la conception des différentes parties (tonneau et bouchons) constituant les calorimètres électromagnétique et hadronique sont identiques. Ainsi, les particules sont détectées avec une précision quasi équivalente quelque soit leur direction initiale;

- une bonne résolution en impulsion grâce à une TPC¹ de grande dimension associée à des détecteurs de haute résolution placés près des faisceaux; ces détecteurs permettent en particulier une excellente extrapolation des traces chargées à l'origine;

- un bon compromis entre résolution en énergie d'une part, et une grande qualité de détection et d'identification des leptons et des photons à l'intérieur de jets d'autre part; ceci a conduit à choisir un calorimètre électromagnétique de très fine granularité.

Le détecteur se présente (fig. 6.1) comme un grand cube de 3000 tonnes, de

¹Time Projection Chamber

11 mètres de haut, de large et de profondeur. Il est bâti en couches concentriques autour de la chambre à vide permettant le passage des faisceaux mis en interaction au centre même du détecteur. Les particules issues d'une collision e^+e^- traversent tout d'abord un ensemble de détecteurs de faible densité formant la partie "tracking" : le détecteur de vertex (VDET²) au plus près des faisceaux, l'ITC³ puis la TPC élément essentiel à la détermination des trajectoires et à la mesure de l'impulsion des traces chargées.

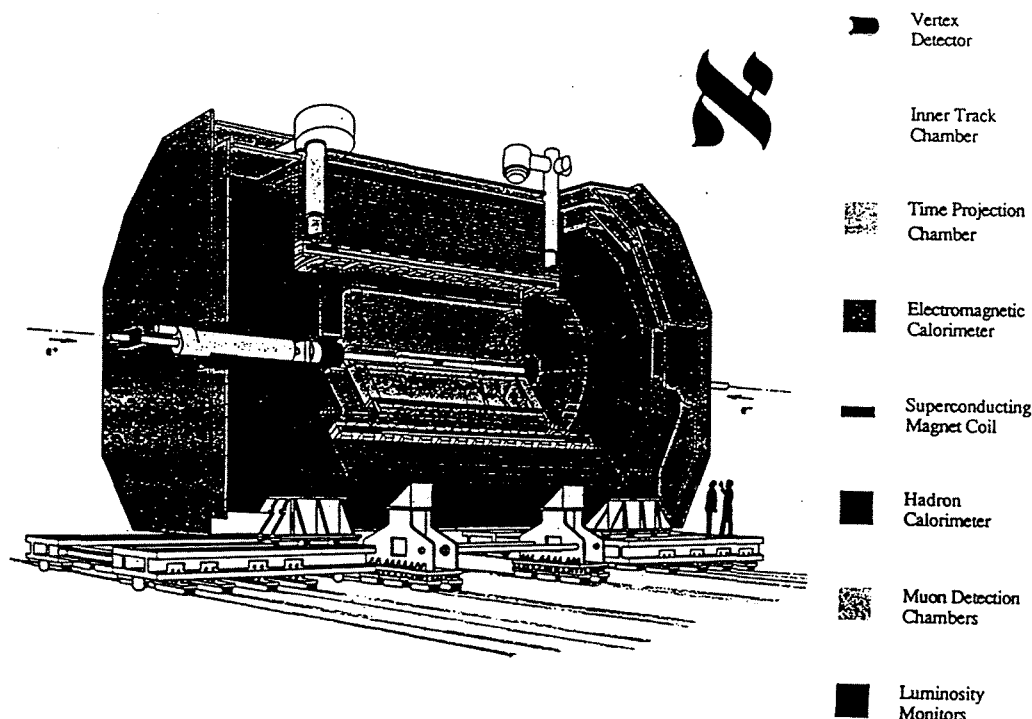


Figure 6.1: *Le détecteur ALEPH.*

Au-delà de ce premier ensemble, les particules rencontrent des détecteurs très denses dans lesquelles elles perdent la quasi totalité de leur énergie. Le premier de ces détecteurs, le calorimètre électromagnétique (ECAL⁴), est accroché à l'intérieur de la bobine supraconductrice, nécessaire au tracking, et créant un champ magnétique longitudinal de 1,5 tesla. Cette disposition permet au ECAL de recueillir la presque totalité de l'énergie des électrons et des photons.

La dernière couche concentrique, qui sert aussi de retour de fer de l'aimant, est constituée du calorimètre hadronique (HCAL⁵) utilisé pour mesurer l'énergie des hadrons et pour l'identification des muons. L'identification des

²Vertex DETector

³Inner Tracking Chamber

⁴Electromagnetic CALorimeter

⁵Hadron CALorimeter

muons est complétée par des chambres à muons constituant l'enveloppe externe du détecteur ALEPH. Un petit calorimètre électromagnétique (LCAL⁶), détectant les électrons de diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à petit angle, permet, grâce à la très bonne connaissance théorique de ce processus en électrodynamique quantique (QED), de déterminer la luminosité absolue à mieux que le pour cent.

L'essentiel des informations utilisées lors de notre analyse provient des mesures issues des détecteurs de traces chargées, principalement de la TPC. Nous n'entrerons donc pas dans les détails des caractéristiques des autres sous-ensembles de détection.

6.1 Le détecteur de vertex : VDET

Le détecteur de vertex d'ALEPH est situé tout autour du tube à vide de 5.3 cm de rayon. Il est formé par deux couches cylindriques concentriques de détecteurs en silicium avec lecture par bandes conductrices sur les deux faces. Un total de 96 cellules de détecteurs en silicium disposés en bandes couvrent la totalité du VDET (fig. 6.2).

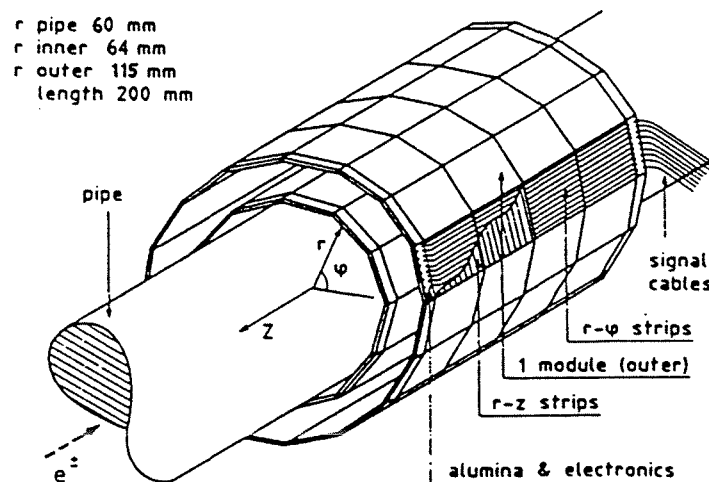


Figure 6.2: *Vue générale du VDET.*

Une bande est formée de quatre cellules indépendantes. Une cellule de détecteur à silicium occupe une surface carrée de $(51.2 \times 51.2)\text{mm}^2$ avec une épaisseur de $300\text{ }\mu\text{m}$. Les deux faces d'une cellule de silicium sont disposées d'une façon orthogonale le long des deux couches comme le montre la figure (fig. 6.3). La lecture

⁶Luminosity CALorimeter

sur la face externe de la cellule fournit l'information (r, φ) et la lecture sur la face interne fournit l'information z .

La couche interne du VDET contient 36 cellules de détecteurs en silicium se trouvant à une distance radiale de 6.3 cm de l'axe du faisceau et couvrant un angle polaire θ de $\pm 58^\circ$, sa couche externe contenant quant à elle 60 cellules de détecteurs à silicium placées à une distance radiale de 10.7 cm de l'axe du faisceau avec une couverture angulaire en θ de $\pm 44^\circ$.

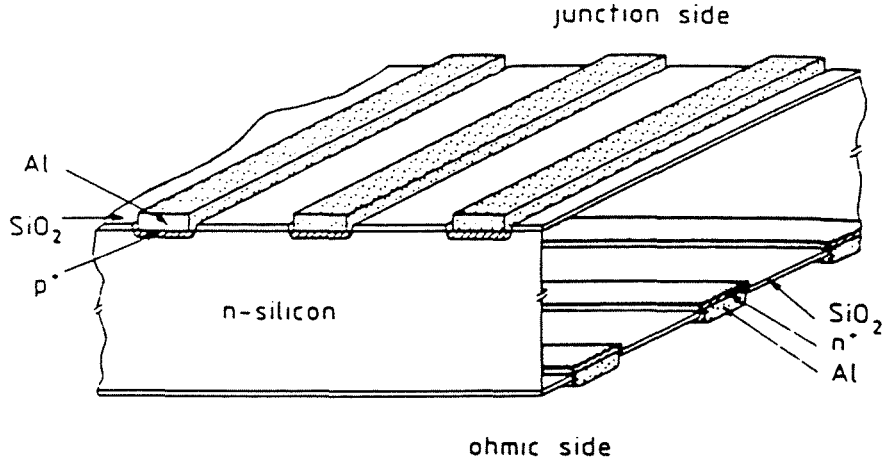


Figure 6.3: *Vue en perspective d'une micro-bande de détecteur en silicium à double face : lecture de (r, φ) sur la face de jonction et lecture de z sur la face ohmique.*

Grâce à ses deux couches de détection, le VDET fournit deux informations spatiales avec une très bonne résolution dans une région très proche du point d'interaction des faisceaux et permet donc de situer le vertex primaire, ainsi que les vertex secondaires des particules à courte durée de vie comme les mésons beaux. De plus, l'utilisation du VDET, en complément des informations issues de l'ITC et de la TPC, améliore la résolution sur la mesure de l'impulsion des traces chargées.

La résolution spatiale du VDET, ainsi que la résolution sur l'impulsion obtenue en incluant le VDET dans le tracking, a été étudiée grâce à des muons de haute impulsion qui traversent le détecteur ALEPH dans son ensemble.

La résolution mesurée en (r, φ) est de $12 \mu\text{m}$ et en z de $13 \mu\text{m}$ [45], ceci pour chaque coordonnée spatiale du VDET. La résolution sur l'impulsion en utilisant l'ensemble des informations issues des trois sous-détecteurs de traces chargées

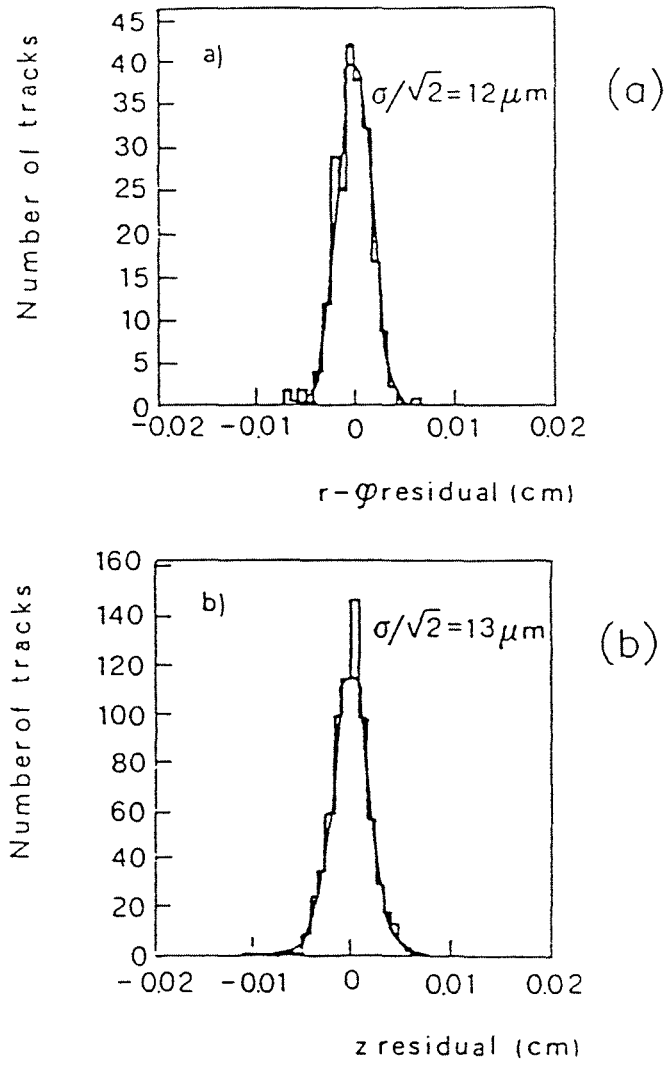


Figure 6.4: Résolution sur la projection d'une coordonnée du VDET : (a) suivant (r, φ) et (b) suivant z . La distribution résiduelle entre une coordonnée mesurée sur le VDET et le point d'impact correspondant obtenu par extrapolation de la trajectoire du muon à l'aide de l'autre coordonnée du VDET et des coordonnées délivrées par les autres sous-détecteurs d'ALEPH (ITC et TPC) est utilisée pour mesurer la résolution du VDET. La largeur de cette distribution (fig. ci-dessus) représente $\sqrt{2}$ fois la résolution du VDET sur la mesure des coordonnées spatiales. En effet, la méthode d'extrapolation de la trajectoire des muons permet d'avoir deux distributions en supposant à chaque fois l'une des deux coordonnées connue et en extrapolant l'autre coordonnée.

d'ALEPH (TPC-ITC-VDET) est⁷ [45] :

$$\frac{\Delta P}{P^2} = 6.6 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

à comparer à $8.8 \cdot 10^{-4}$ en l'absence du VDET.

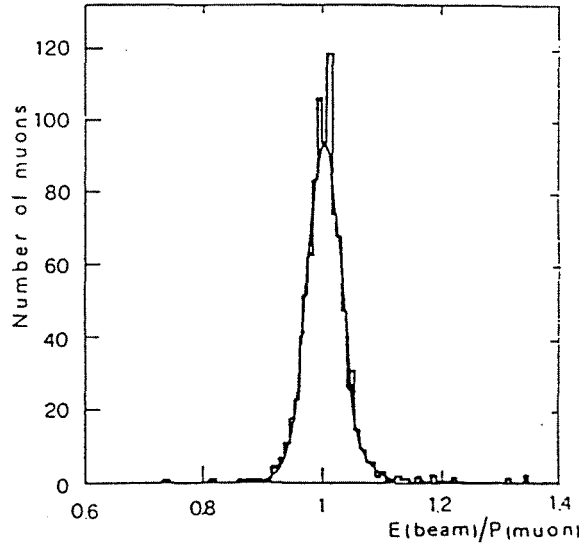


Figure 6.5: *Mesure de la résolution en impulsion avec des muons de haute impulsion.*

6.2 La chambre interne à dérive : ITC

Le volume actif de l'ITC est formé par un cylindre de 2 m de long, de 12.8 cm de rayon interne et 28.5 cm de rayon externe (fig. 6.6). Elle est composée de 8 couches concentriques de chambres à dérive contenant un mélange d'argon et d'éthane (50% Ar et 50% C₂H₆) à la pression atmosphérique.

Les 960 fils d'anodes (96 fils dans chacune des 4 couches internes et 144 fils dans chacune des 4 couches externes) disposés parallèlement à l'axe du faisceau dans une zone radiale comprise entre 16 cm et 26 cm, sont entourés chacun par 6 fils de champ dans une architecture hexagonale et forment ainsi les cellules de dérive (fig. 6.7).

Un fil de champ par cellule sert à injecter des signaux de calibration. Les fils de champ sont portés à un potentiel nul, le fil d'anode quant à lui est porté à un potentiel positif compris entre 1.8 kV et 2.5 kV.

⁷ ceci en l'absence des processus de diffusions multiples.

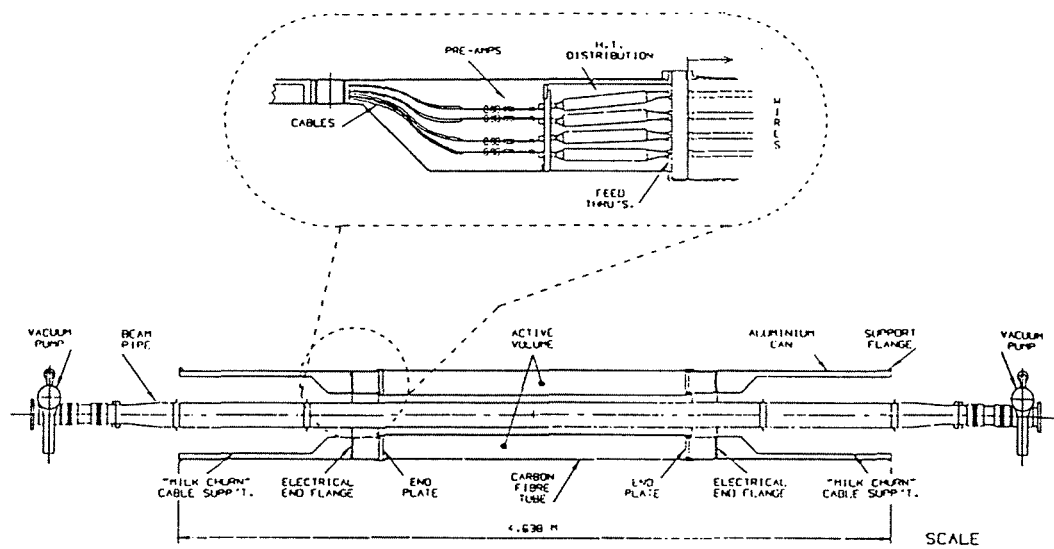


Figure 6.6: *Vue longitudinale de l'ITC.*

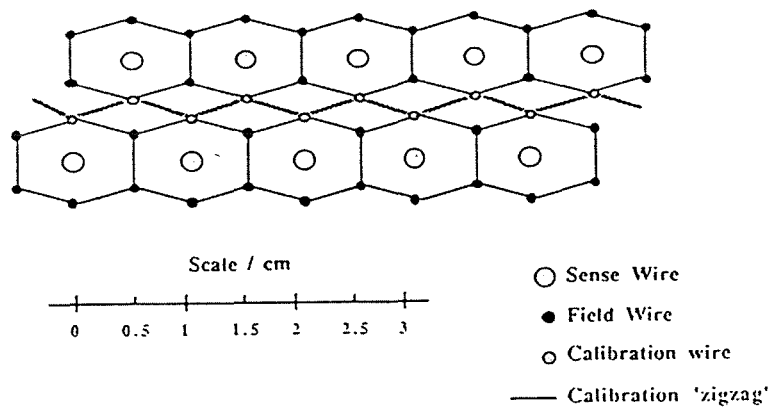


Figure 6.7: *Répartition des cellules à dérive dans l'ITC.*

Ainsi, le champ électrique intense qui règne au voisinage du fil central accélère rapidement les électrons qui dérivent à l'intérieur de la cellule et créent alors par un effet d'avalanche un signal électrique suffisamment grand pour être détecté par l'électronique de l'ITC.

La différence entre les temps d'arrivée du signal aux deux extrémités des fils de l'ITC fournit la coordonnée z avec une résolution de 3 cm [46]. La mesure du temps de dérive sur les fils d'anode fournit quant à elle l'information (r, φ) avec une résolution de 100 μm [46].

L'information recueillie ainsi au niveau de l'ITC soit 8 coordonnées spatiales dans une région très proche du point d'interaction et qui couvre plus de 97% de $4 \pi \text{ sr.}$, va servir à compléter l'information de la TPC.

La grande rapidité de réponse de l'ITC, due à la faible taille des cellules de dérive, fait de l'ITC un système utilisable dès le premier niveau de déclenchement. En effet, le temps maximum de dérive dans l'ITC qui est d'environ 400 ns permet une prise de décision au niveau 1 du déclenchement 3 μs après le temps de passage des faisceaux, ce qui est très faible par rapport au temps écoulé entre deux interactions des faisceaux (23 μs).

Une grande partie des rayonnements cosmiques est ainsi rejetée grâce à l'ITC dans le niveau 1 du déclenchement.

6.3 La chambre à projection temporelle : TPC

C'est une chambre à dérive cylindrique de grande dimension : 4.4 m de longueur, de diamètres extérieur de 3.6 m et intérieur de 0.6 m (fig. 6.8). Les électrons créés par ionisation dans le gaz de la TPC dérivent de leur point de création vers l'extrémité la plus proche sous l'effet d'un champ électrique constant. Ce champ de dérive de 125 V/cm est produit grâce à la membrane centrale de Mylar graphitée portée à un potentiel négatif de -27 kV, séparant ainsi la TPC en deux volumes de dérive distincts.

En arrivant sur les extrémités de la TPC, les électrons créent, par effet d'avalanche au voisinage des fils d'anodes des chambres à fils un signal détecté sur les fils et par effet capacitif sur les damiers situés en regards des fils. Le temps de dérive va nous fournir l'information z avec une résolution de l'ordre de 740 μm , la coordonnée (r, φ) est calculée, quant à elle, en interpolant le signal induit sur les damiers. La résolution sur cette dernière, évaluée à partir de la reconstruction d'événements leptoniques, est de 173 μm (fig. 6.10).

L'ensemble des chambres à fils situé aux extrémités est en fait constitué de 18 secteurs de 3 types différents, permettant d'obtenir 21 points de mesures pour une trace traversant toute la chambre. La géométrie des secteurs (fig. 6.9) est optimisée afin que chaque trace donne suffisamment de points de mesures, en

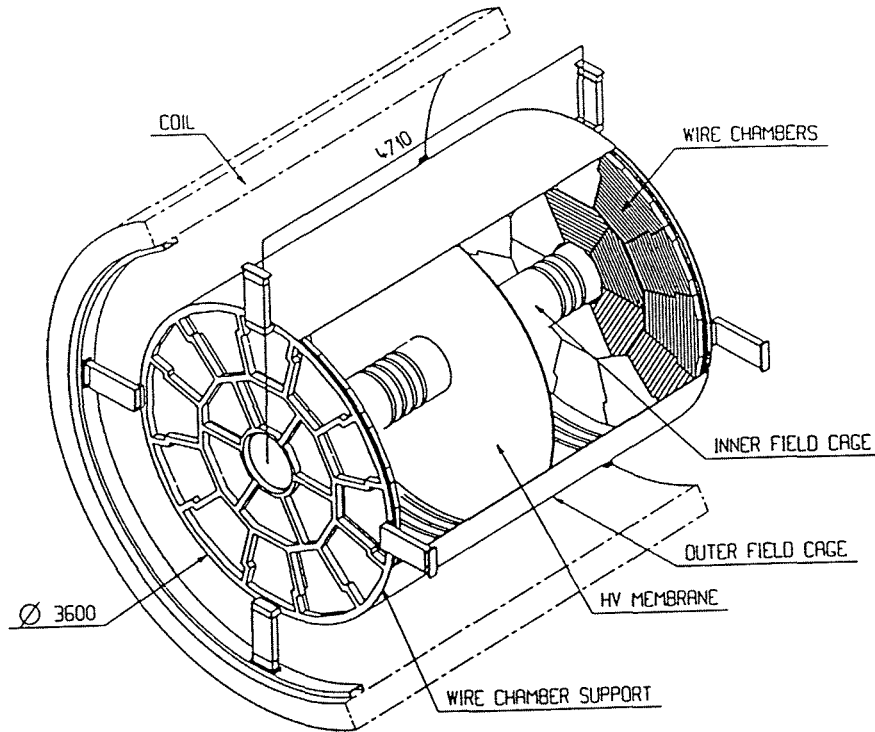


Figure 6.8: Vue générale de la TPC.

décalant les zones mortes des différents secteurs.

Le gaz actif de la TPC est un mélange d'argon (91%) et de méthane (9%) à la pression atmosphérique.

La connaissance précise du temps de dérive, de la vitesse de dérive, de la position des secteurs ainsi que des distorsions des champs électrique et magnétique, sont essentielles pour une reconstruction correcte des traces chargées. Pour cela, la TPC est pourvue d'un système de calibration par laser permettant de mesurer les inhomogénéités spatiales de la vitesse de dérive. Les ajustements sur les positions relatives des différents secteurs ont été déduits d'analyses sur des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La présence d'un champ magnétique parallèle au faisceau donne une trajectoire hélicoïdale aux particules chargées; la projection de cette hélice sur l'une des deux extrémités de la TPC étant alors un arc de cercle (fig. 6.11). La mesure de la flèche S de cet arc donne le rayon de courbure de la particule qui est proportionnel au module de la composante perpendiculaire aux faisceau de l'impulsion, P_T . La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse P_T [GeV/c] est donnée en fonction de la résolution sur la mesure de la flèche σS [mm] [47] :

$$\frac{\Delta(P_T)}{P_T} = 0.027 P_T \frac{\Delta(S)}{l^2 B}$$

où B [Tesla] est le module du champ magnétique et l [m] représente la longueur de projection de la trajectoire de la particule.

L'erreur totale sur la mesure de l'impulsion transverse des traces qui ont 21

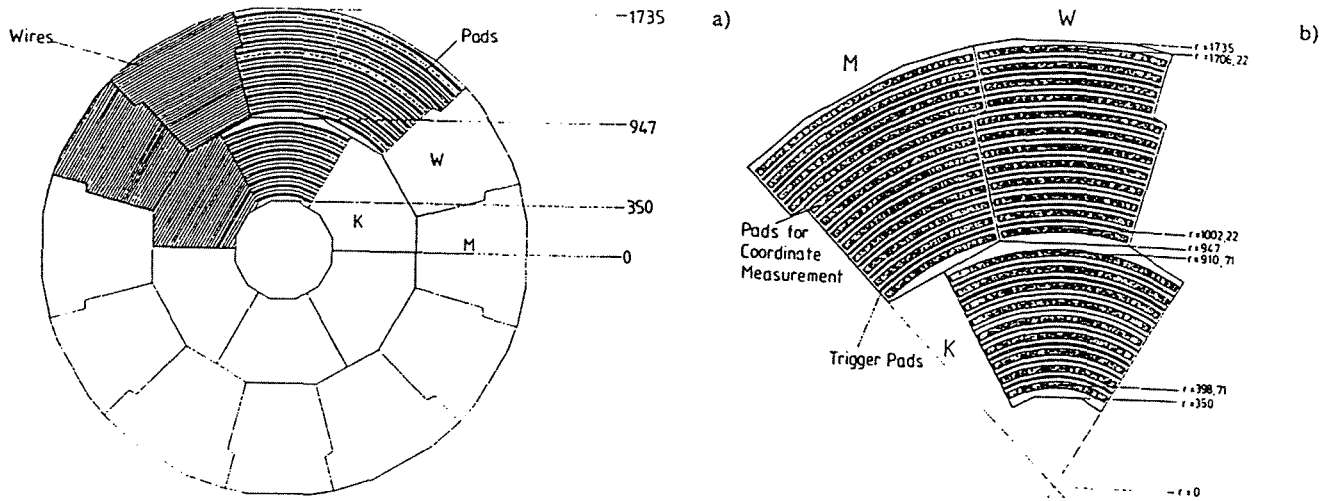


Figure 6.9: Répartition des différents types de secteurs de la TPC.

coordonnées dans la TPC peut être donnée par la formule suivante [46] :

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = 10^{-3} P_T [\text{GeV}/c] \left(\frac{\langle \sigma \rangle}{150 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{1.5 T}{B} \right) \oplus 0.003$$

où $\langle \sigma \rangle$ est la résolution moyenne des 21 coordonnées spatiales de la TPC, le dernier terme en quadrature prenant en compte la diffusion multiple dans le gaz de la chambre.

La résolution sur l'impulsion transverse (fig. 6.12) obtenue avec des traces issues du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en n'utilisant que les informations de la TPC est donnée par [48] :

$$\frac{\Delta P}{P^2} = 0.0012 (\text{GeV}/c)^{-1}$$

En associant en plus les informations de l'ITC on arrive à une résolution de [48] :

$$\frac{\Delta P}{P^2} = 0.00088 (\text{GeV}/c)^{-1}$$

La résolution sur l'impulsion totale est du même ordre de grandeur que la résolution sur l'impulsion transverse étant donné que l'angle polaire des particules est déterminé avec une très bonne précision (0.02°).

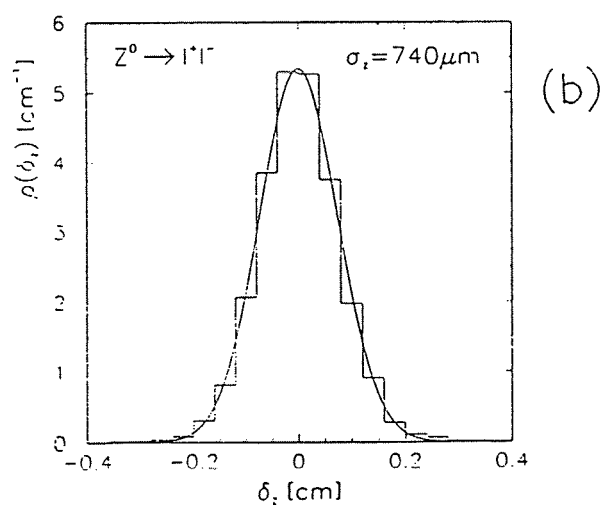
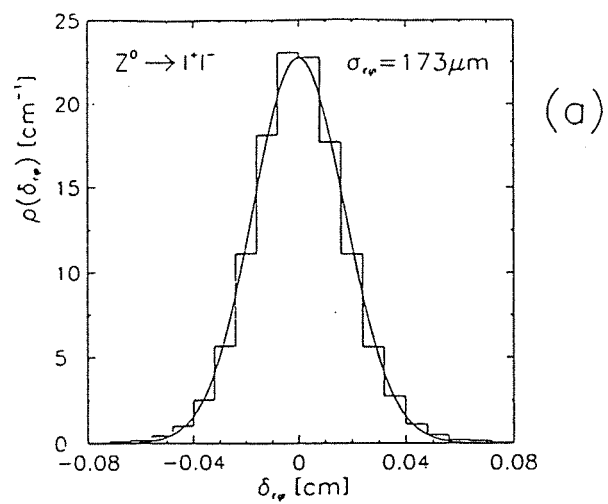


Figure 6.10: Résolution sur les coordonnées (r, φ) (a) et z (b).

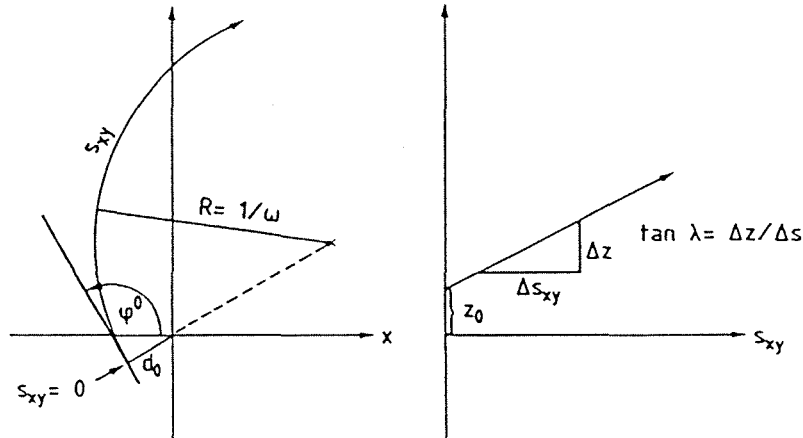


Figure 6.11: Définition des paramètres de l'hélice.

En plus de son rôle important dans la reconstruction des trajectoires et dans la mesure de l'impulsion des traces chargées, la TPC permet d'identifier, dans une certaine gamme d'impulsion, les particules grâce à la mesure de l'énergie moyenne $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ perdue par ionisation quand elles traversent le volume de la TPC (fig. 6.13).

La mesure de $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ se fait grâce aux charges d'ionisation récoltées au niveau des fils d'anode des chambres de lecture de la TPC. On peut ainsi avoir jusqu'à 344 lectures sur les fils pour une particule qui traverse entièrement la TPC.

Quand un électron issu de l'ionisation d'un atome du gaz a suffisamment d'énergie pour créer des électrons secondaires en ionisant d'autres atomes à son tour (rayons δ), il va s'ensuivre une charge collectée sur les fils d'anode supérieure à la moyenne attendue. La distribution de la charge recueillie possède ainsi une queue vers les grandes valeurs de charges collectées (distribution de type Landau).

Afin de réduire les fluctuations dues à ce phénomène, on effectue une coupure sur la queue de la distribution de charge afin de rejeter toutes les charges issues d'ionisations secondaires. En pratique, on rejette 40% des charges élevées, ainsi, seules 60% des charges collectées vont servir à mesurer $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$.

La résolution sur $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$, de l'ordre de 4.6% [48], permet une séparation

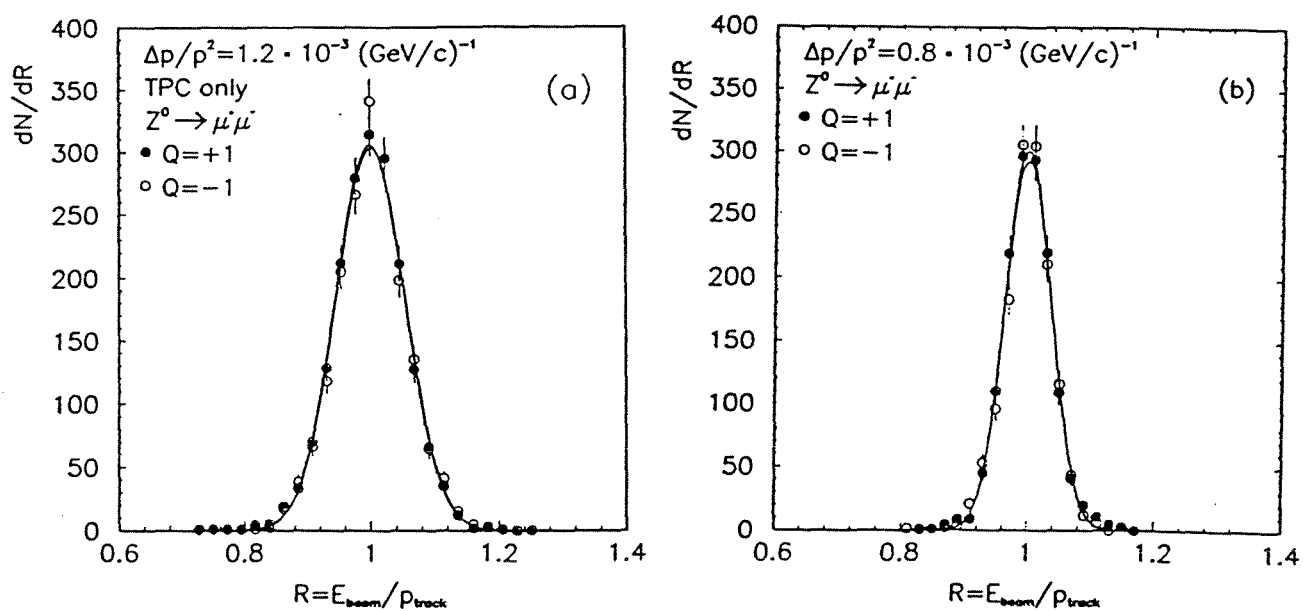


Figure 6.12: Résolution sur la mesure de l'impulsion : (a) avec la TPC et (b) avec l'ITC et la TPC.

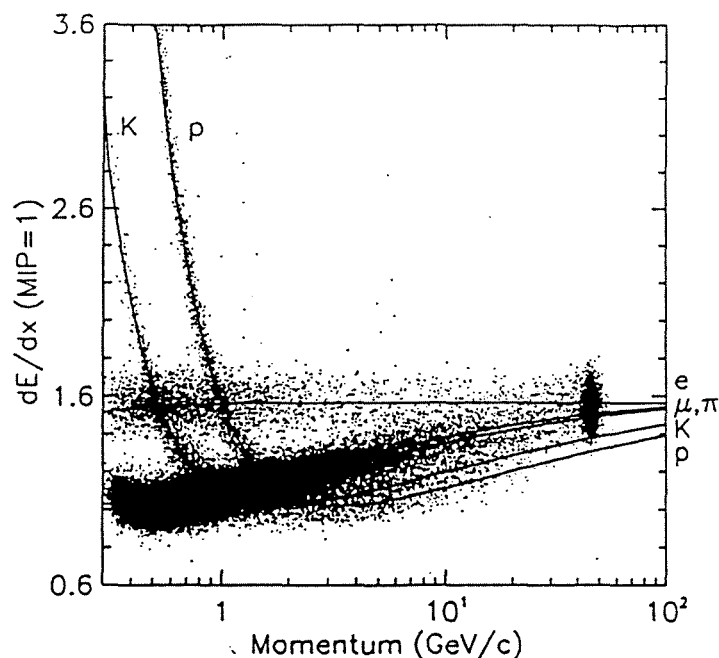


Figure 6.13: Identification des différentes particules chargées à partir des valeurs de $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$.

6.4 La bobine supraconductrice d'ALEPH

Le champ magnétique nécessaire pour la mesure de l'impulsion des traces dans les détecteurs de traces chargées d'ALEPH, est fourni par une grande bobine supraconductrice située entre le calorimètre électromagnétique (ECAL) et le calorimètre hadronique (HCAL). Cet emplacement particulier de la bobine a été choisi pour permettre aux particules d'atteindre le ECAL en rencontrant une épaisseur minimum de matière. Ceci est particulièrement important pour la reconstruction des photons. La densité de matière qui constitue la bobine correspond à une longueur de radiation.

La bobine supraconductrice occupe un espace cylindrique de 6.35 m de longueur pour un diamètre de 5.3 m (fig. 6.14) et pèse environ 130 tonnes. Elle produit un champ magnétique uniforme de 1.5 Tesla, parallèle à l'axe des faisceaux. Le retour et l'homogénéité du champ magnétique sont assurés par la grande masse de fer (2580 tonnes) du HCAL qui constitue aussi le support principal du détecteur ALEPH. Un courant nominal de 5000 A circule dans la bobine; le conducteur qui forme la bobine est un tube creux à l'intérieur duquel circule en permanence de l'hélium liquide.

L'homogénéité du champ magnétique peut s'exprimer en fonction de l'intégrale sur la composante radiale B_r du champ le long de l'axe z sur tout le volume de la TPC, c'est-à-dire 4.4 m [47].

$$\int_0^{2200} B_r/B_z dz < 2 \text{ mm}$$

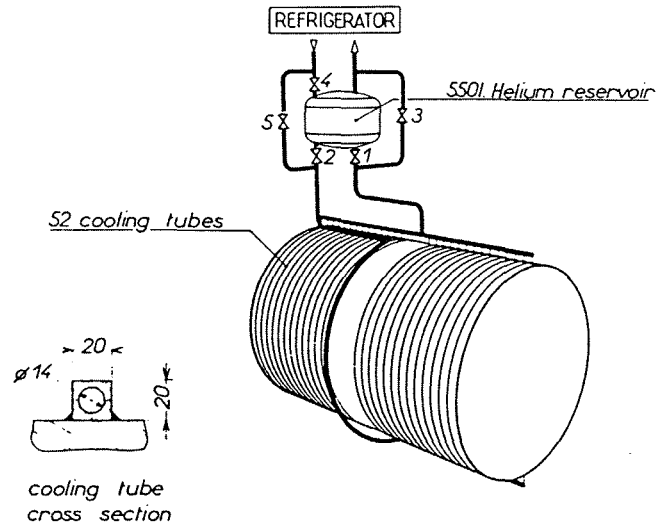


Figure 6.14: *Vue globale de la bobine supraconductrice et du système de refroidissement à l'hélium.*

où B_z représente la composante principale du champ B . Ainsi, on a une idée sur l'ordre de grandeur des distortions que peuvent subir les particules dans la TPC à cause de la faible composante radiale de B ($B_r < 7 \text{ mT}$).

6.5 Le calorimètre électromagnétique : ECAL

C'est un sandwich de 45 plans de feuilles de plomb et de chambres à fils proportionnelles placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice. Il est formé d'une partie centrale (barrel) et de deux bouchons (end-caps) identiques qui constituent ses deux extrémités (fig. 6.15).

La partie centrale est divisée en 12 modules d'une longueur de 1.87 m, un rayon de 1.87 m et une épaisseur correspondant à 22 longueurs de radiation. Chacun de ces modules couvre 30° de l'angle azimuthal. Les bouchons contiennent chacun 12 modules sous forme de pétale d'un rayon extérieur de 2.3 m et un rayon intérieur de 57 cm se trouvant à 2.5 m du point d'interaction. Les pétales des bouchons sont décalées de 15° en φ par rapport à la partie centrale du ECAL. Cette structure particulière permet une grande couverture angulaire ($11.5^\circ < \theta < 168.5^\circ$).

Les chambres à fils sont constituées d'un profilé d'aluminium contenant les fils d'anode et surmonté d'un plan de cathode en damiers. Les damiers sont regroupés en tours projectives pointant vers le point d'interaction. Une tour est formée de trois étages de damiers lus séparément et donnant donc 3 informations sur la

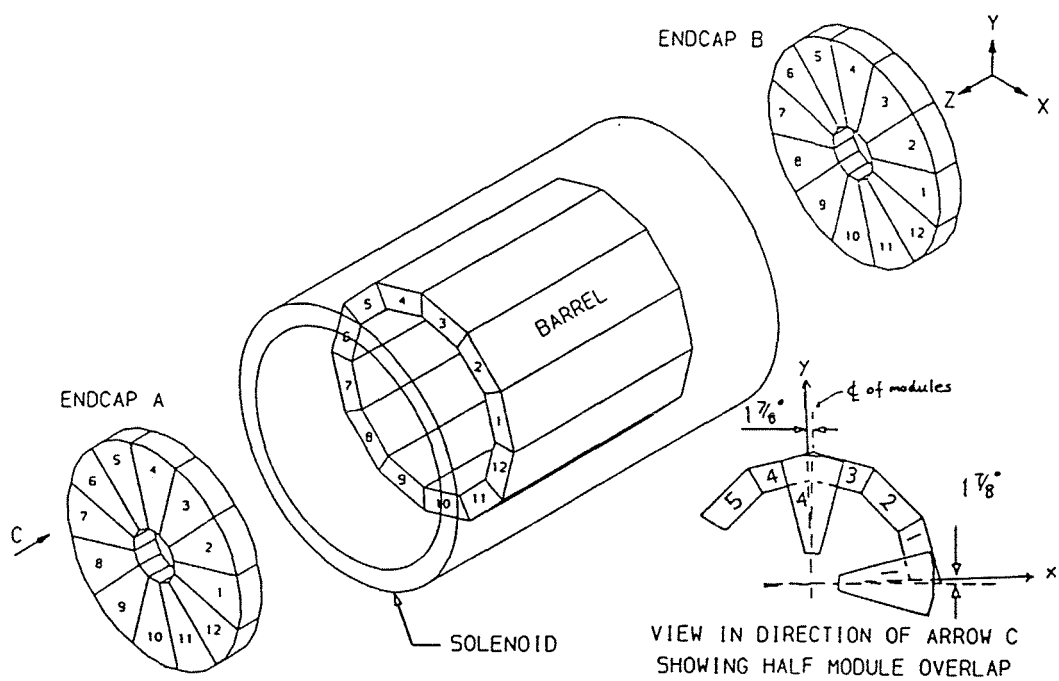


Figure 6.15: *Le calorimètre électromagnétique : ECAL.*

répartition en profondeur de l'énergie des gerbes. La surface de ces damiers : $30 \times 30 \text{ mm}^2$ confère au ECAL une très fine granularité (fig. 6.16).

Les chambres à fils fonctionnent en régime proportionnel, les électrons issus de l'ionisation du gaz (un mélange de 80% de Xe et 20% de CO_2) forment des signaux par effet d'avalanche autour des fils d'anodes (fils en tungstène de $25 \mu\text{m}$ de diamètre), et par effet capacitif sur les damiers. La lecture est faite pour chacun des plans de fils et chacun des étages de damiers.

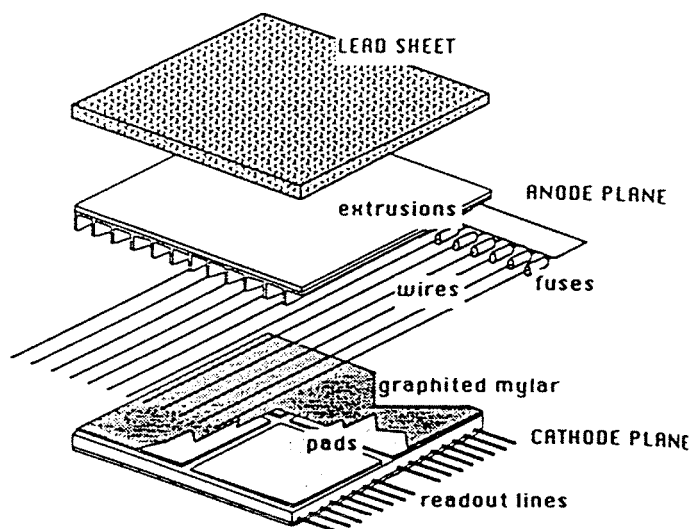


Figure 6.16: Structure détaillée d'un plan du ECAL.

Les gerbes formées dans les tours, sont reconstruites sous forme d'amas d'énergie en associant les segments touchés appartenant à des étages voisins. Ainsi, on a une possibilité d'identifier les particules qui sont passées dans le ECAL en fonction de la forme de la gerbe qu'elles ont formées.

La mesure de l'énergie à partir des informations issues des tours est faite avec une résolution de [46] :

$$\frac{\Delta E}{E} = (1.7 + 19/\sqrt{E[\text{GeV}]})\%$$

Cette mesure est faite aussi au niveau des fils d'anodes avec une résolution de [46] :

$$\frac{\Delta E}{E} = (1.6 + 17/\sqrt{E[\text{GeV}]})\%$$

6.6 Le calorimètre hadronique (HCAL) et les chambres à muons

Le retour de fer de l'aimant a été instrumenté pour permettre la mesure de l'énergie des hadrons. La structure générale, une partie baril et deux bouchons, est formée de couches alternées de fer et de tubes à streamers de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Les signaux induits par les streamers sont collectés sur chacune des faces des tubes. la face supérieure est constituée, comme pour le ECAL, de damiers connectés en tours projectives. La lecture analogique des signaux recueillis sur ces tours permet de déterminer l'énergie déposée avec une résolution de :

$$\frac{\Delta E}{E} = (84/\sqrt{E}[\text{GeV}])\%$$

La face inférieure des tubes, possède des bandes d'aluminium offrant un signal digital dès que l'un des tubes est allumé. Ces informations digitales donnent une vue bidimensionnelle du développement des gerbes dans le HCAL.

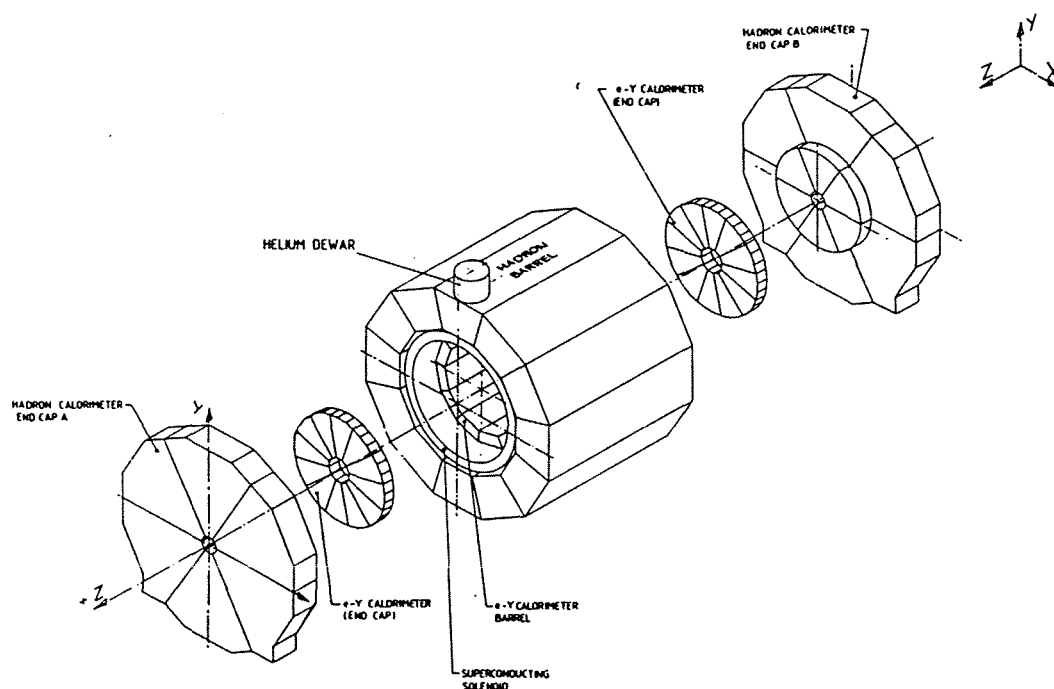


Figure 6.17: Le calorimètre hadronique : HCAL.

Des chambres à muons sont installées tout autour du fer du HCAL et couvrent ainsi la totalité du détecteur ALEPH. Elles sont formées de 2 couches de tubes à streamers donnant 2 coordonnées spatiales pour les particules sortant

du détecteur, améliorant ainsi la qualité de reconstruction et d'identification des muons.

6.7 Le luminomètre : LCAL

Ils permettent de mesurer la luminosité L vue par le détecteur à partir du taux de diffusions Bhabha (N_{Bhabha}) détectées à petit angle :

$$N_{Bhabha} = L \times \sigma^{ac.}$$

où $\sigma^{ac.}$ représente la section efficace totale de la diffusion Bhabha calculée en tenant compte de l'acceptance du détecteur.

Dans une première approximation, en se limitant à la voie t du processus électromagnétique Bhabha, la section efficace différentielle d'un tel processus est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2 (\hbar c)^2}{E^2 \theta^4}$$

et donc dépend fortement de l'angle de diffusion θ . C'est pourquoi il est essentiel de connaître très précisément l'acceptance du luminomètre.

Le luminomètre est constitué de deux types de détecteurs : le SATR et le LCAL (fig. 6.18) permettant au total de déterminer les angles polaires de l'électron et du positon émis ainsi que leurs énergies.

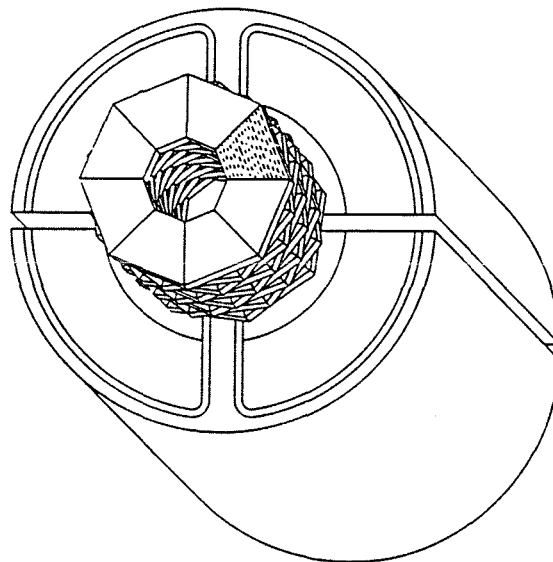


Figure 6.18: Le calorimètre de luminosité LCAL et les chambres à traces à petit angle SATR.

La chambre à traces à petit angle SATR formée de 36 chambres à fils regroupées en 4 demi-modules est située à une distance de 2.45 m du point d'interaction. Placé devant le LCAL, Le SATR possède une couverture angulaire en θ comprise entre 40 mrad et 104 mrad.

Le LCAL est formé par deux bouchons se trouvant de part et d'autre du détecteur ALEPH à une distance de 2.62 m du point d'interaction. Chaque bouchon est formé de deux modules semblables aux modules du ECAL avec 38 couches de plaques de plomb et de chambres à fils séparées en 3 segments. Les damiers de cathodes associés en étages et regroupés ensuite en tours projectives (1536 tours au total) permettent la mesure de l'énergie. L'énergie est aussi mesurée à partir de la lecture sur les fils d'anodes des chambres comme dans le cas du ECAL. Le LCAL couvre une région polaire comprise entre 40 mrad et 180 mrad.

Ces instruments conduisent à l'heure actuelle à une mesure de la luminosité avec une précision du point de vue des erreurs systématiques de l'ordre du pour cent (0.7% [49]).

6.8 Le système de déclenchement, l'acquisition des données et la reconstruction des événements

Le système de déclenchement a pour rôle de rejeter les événements de "bruit de fond" pour ne garder que les événements recherchés pour l'analyse physique. Une bonne gestion du système de déclenchement permettra donc d'éviter toute saturation au niveau du système d'acquisition.

Les événements de "bruit de fond" qui sont généralement issus des interactions des faisceaux avec le gaz résiduel contenu dans le tube à vide, des interactions de particules cosmiques ou tout simplement du bruit de fond de l'électronique sont produits en permanence dans le détecteur.

Ainsi, le système de déclenchement comporte 3 niveaux de décision :

- Niveau 1 : La décision de déclenchement est prise très rapidement en moins de 5 μ s alors que le temps mis entre deux croisements de faisceaux est de 22 μ s. Ce niveau permet d'ouvrir la porte logique de l'électronique associé à la TPC et d'initialiser le niveau 2. Les informations utilisées à ce niveau sont l'énergie mesurée dans le LCAL, le nombre de coups dans l'ITC avec soit l'énergie mesurée dans le ECAL soit celle mesurée dans le HCAL. Le niveau 1 permet de traiter jusqu'à 500 événements par seconde.
- Niveau 2 : Il utilise les informations des traces reconstruites dans la TPC après le déclenchement du niveau 1 et décide de continuer ou de remettre

le système d'acquisition à zéro. Son temps de réponse est de l'ordre de 50 μ s et permet de traiter une dizaine d'événements par seconde.

- Niveau 3 : Il se base sur les informations recueillies dans tous les sous détecteurs et valide ainsi la décision des deux premiers niveaux. Le taux d'acquisition à ce niveau est réduit à quelques Hz ce qui correspond au temps mis pour l'écriture sur bandes magnétiques.

Trois types de déclenchements indépendants sont utilisés dans le niveau 1 :

1. Le déclenchement basé sur les informations issues de l'ITC et du ECAL est réalisé si l'une des conditions suivantes est satisfaite :
 - (a) l'énergie totale dans le tonneau du ECAL est supérieure à 6.6 GeV;
 - (b) au moins un des 2 bouchons à une énergie supérieure à 3.7 GeV;
 - (c) l'énergie dans chacun des deux bouchons est supérieure à 1.5 GeV;
 - (d) un signal dans au moins 5 plans de fils de l'ITC en coïncidence avec une énergie supérieure à 1.5 GeV dans le module du ECAL qui se trouve dans la même région azimutale.
2. Le déclenchement sur l'information de l'ITC et du HCAL est réalisé s'il y a coïncidence entre au moins 4 plans de tubes dans un segment du HCAL et un segment de l'ITC se trouvant dans la même ouverture azimutale.
3. Au niveau du LCAL le déclenchement sur les diffusions Bhabha utilisé pour la mesure de la luminosité est réalisé si :
 - (a) une énergie totale supérieure à 20 GeV est déposée dans l'un des modules du LCAL;
 - (b) une coïncidence entre un dépôt d'énergie supérieur à 20 GeV dans l'un des deux bouchons et un dépôt d'énergie supérieur à 16 GeV dans l'autre bouchon;
 - (c) l'énergie totale dans un module est supérieur à 31 GeV.

Les événements acceptés par le niveau 3 du trigger passent directement dans le système de reconstruction qui est géré par un ensemble de calculateurs appelé FALCON [50]. La reconstruction est faite quasiment en-ligne sur les données brutes (Raw Data) enregistrées lors de l'acquisition et ceci dès la fin des prises de données.

Le programme de reconstruction JULIA⁸ [51] traite les événements par paquets d'une manière parallèle sur plusieurs stations de travail. Les résultats

⁸Job to Unveil Lep Interaction in Aleph

de la reconstruction mis sous forme de fichiers "POT"⁹ sont stockés sur des bandes magnétiques et distribués aux différents instituts de la collaboration afin d'être utilisées pour l'analyse physique hors-ligne. L'opération depuis la prise de données jusqu'à la livraison des données exploitables aux utilisateurs ne dure que quelques heures.

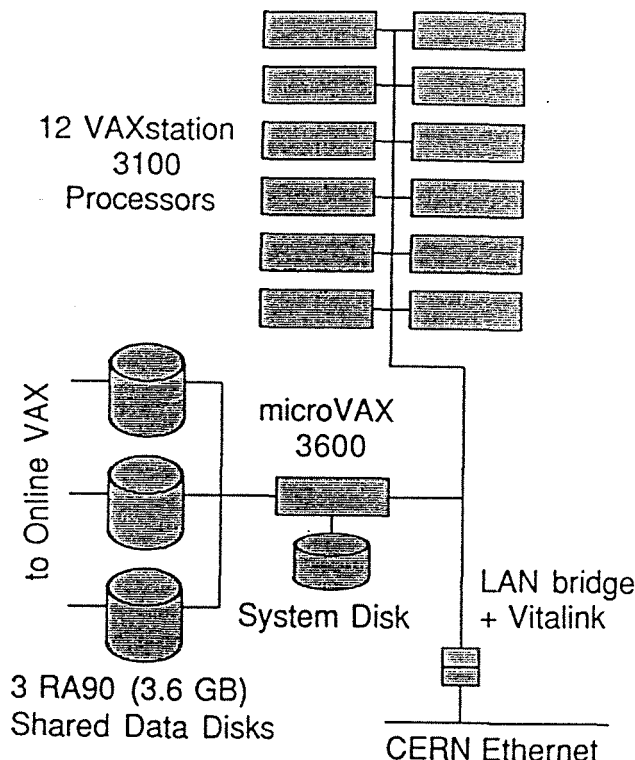


Figure 6.19: *Le système de reconstruction d'ALEPH.*

Le rôle du programme de reconstruction est de décoder puis transformer les signaux numériques collectés dans les différents sous détecteurs d'ALEPH en données physiques facilement interprétables lors de l'analyse.

La reconstruction des trajectoires des particules chargées constitue la première étape dans la reconstruction. Les signaux numériques collectés dans la TPC sont transformés en coordonnées spatiales, une extrapolation avec les différentes coordonnées issues de l'ITC et du VDET (seulement pour les données 1991) permettra de lisser les trajectoires des différentes particules chargées. La seconde étape consiste à calculer l'impulsion des particules à partir des paramètres de l'hélice ainsi que la distance minimale d'approche entre les traces et le point d'interaction dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (d_0) et dans le plan parallèle à l'axe du faisceau (z_0). Une troisième étape va consister à regrouper les tours adjacentes qui contiennent un dépôt d'énergie et ceci dans chacun des calorimètres ECAL et HCAL. Les amas d'énergies ainsi formés vont être associés

⁹Production Output Tape

aux traces reconstruites dans les étapes précédentes. Nos programmes d'analyses interviennent à ce niveau là, sur ces données "prédigérées" qu'il convient de trier afin d'extraire le canal physique étudié.

Partie III

Analyse des données et résultats

Chapitre 7

Mise en évidence du signal de D^*

La reconstruction des mésons $D^{*\pm}$ produits dans l'appareillage se fait entièrement à l'aide des informations issues des détecteurs de traces chargées à savoir, le VDet, l'I.T.C et la T.P.C . En effet, l'état final étudié est formé entièrement de traces chargées pour les modes de désintégration étudiés : $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ ou $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^-$ (l'indice s pour "soft" ne servant ici qu'à différencier le π associé au D^* du π associé au D^0) avec le méson D^0 dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ respectivement (les modes conjugués seront implicites dans tout ce qui suit).

Les mésons D^0 et D^{*+} sont mis en évidence en calculant pour chaque combinaison de deux et trois traces chargées, les masses invariantes associées en attribuant des masses de pions et de kaons aux traces combinées.

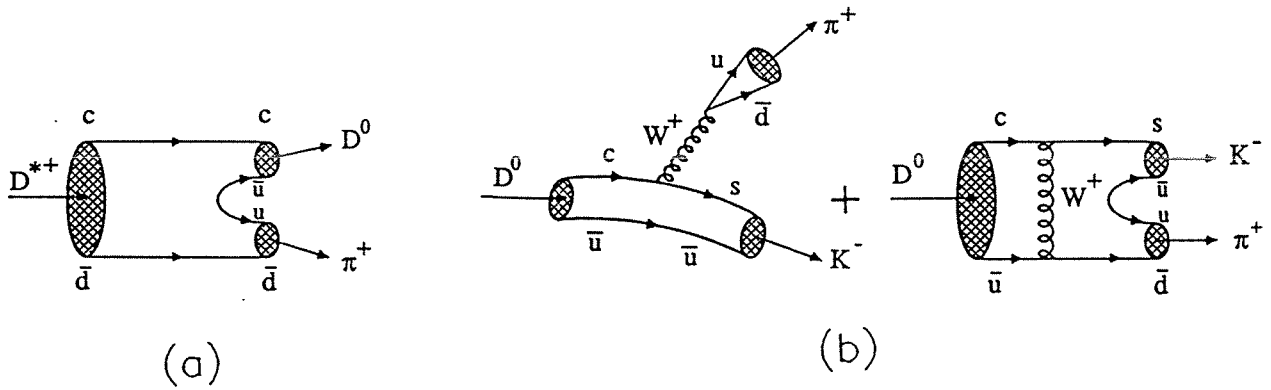


Figure 7.1: Diagrammes de désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ (a) et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (b).

7.1 Sélection préliminaire

Un événement hadronique $q\bar{q}$ est formé en moyenne d'une vingtaine de traces chargées (fig. 7.3) entraînant un très grand nombre de combinaisons possibles. Ce nombre peut être réduit en ne combinant que des traces de charges opposées pour la reconstruction du D^0 et en ajoutant une trace supplémentaire de même charge que celle du pion du D^0 pour former le D^{*+} . Afin de réduire encore plus la combinatoire, l'événement sera partagé en deux hémisphères suivant un plan perpendiculaire à son axe de poussée¹. Le D^{*+} sera ainsi recherché dans les deux hémisphères séparément. En effet, les produits de désintégration du méson D^{*+} ont une faible probabilité de se trouver dans les deux hémisphères simultanément (moins de 0.2%²).

Les traces reconstruites dans le détecteur, prises en compte dans notre analyse doivent satisfaire aux critères de sélection suivant :

- une impulsion supérieure à 0.2 GeV/c et inférieure à 99 GeV/c, afin d'éviter de prendre des traces mal reconstruites dans le détecteur;
- un angle polaire (défini comme l'angle entre la direction de la trace et l'axe des électrons du faisceau) compris entre 18 degrés et 162 degrés; en effet, les traces émises en-dehors de ces limites n'auront pas un nombre d'impacts suffisant dans les détecteurs pour qu'on puisse les reconstruire convenablement;
- au moins quatre coordonnées dans la T.P.C : cette coupure est imposée pour renforcer la coupure précédente;
- la trace doit provenir d'un cylindre d'une longueur de 10 cm et d'un rayon de 2 cm autour du vertex primaire (point d'interaction du faisceau); ceci permet d'éliminer une partie des traces d'origine cosmique et des traces associées aux particules rétrodiffusées lors des interactions nucléaires dans le détecteur.

¹la poussée (ou le thrust) est définie par :

$$T = \text{Max} \frac{\sum_{i=1}^n |\vec{P}_{i||}|}{\sum_{i=1}^n |\vec{P}_i|}$$

$P_{i||}$ représente l'impulsion longitudinale de la i^{eme} particule par rapport l'axe de poussée choisi de manière à maximiser la quantité $\sum_{i=1}^n |\vec{P}_{i||}|$ où la somme est faite sur les n particules de l'événement.

$T = 1$ pour un événement à 2 jets parfaitement collimés.

$T = \frac{1}{2}$ pour un événement isotrope.

²ceci sans aucune contrainte sur l'impulsion du D^* . Si on applique une coupure sur l'impulsion des D^* en demandant par exemple un $X_E > 0.25$ cette probabilité devient nulle car plus le D^* est énergétique plus les produits de sa désintégration vont être collimés.

Les événements ayant moins de cinq traces chargées satisfaisant à tous ces critères ou une énergie totale des traces chargées inférieure à 10% de l'énergie totale $\sqrt{s}$ sont rejetés. Le lot d'événements hadroniques obtenu n'est contaminé, par des événements $\tau^+\tau^-$ et par des diffusions $\gamma\gamma$, qu'au niveau de 0.65%. En effet, en demandant au moins cinq traces chargées par événement, on élimine plus de 98% des événements $\tau^+\tau^-$ car le lepton τ se désintègre presque toujours en une ou trois traces chargées. Les diffusions $\gamma\gamma$, événements de faible énergie, sont éliminées quant à eux à l'aide de la coupure sur l'énergie totale des traces chargées. Ces deux coupures nous font perdre 2.6% d'événements hadroniques qui de toute façon seraient inutilisables pour notre analyse.

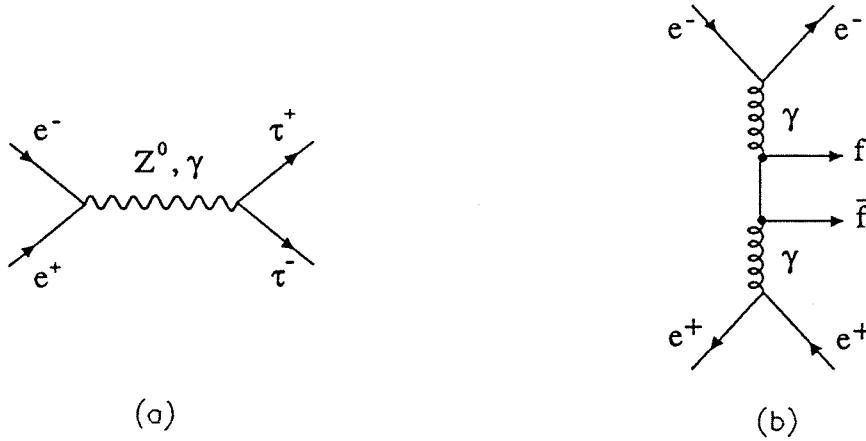


Figure 7.2: Diagrammes de production d'une paire $\tau^+\tau^-$ (a) et de diffusion $\gamma\gamma$ (b).

7.2 Reconstruction du D^0

Une première coupure est appliquée sur la masse invariante $M_{K\pi}$ des deux traces associées au K et au π autour de la masse du D^0 (fig. 7.4) :

$$|M_{K\pi} - M_{D^0}| < 0.03 \text{ GeV}/c^2 \quad (7.1)$$

$$M_{D^0} = 1.8645 \text{ GeV}/c^2$$

Cette coupure nous permet d'éliminer une grande partie du bruit de fond d'origine combinatoire.

Le signal de D^0 peut être facilement épuré en effectuant une coupure sur l'angle du kaon par rapport à la direction de propagation du D^0 , dans le référentiel centre de masse de ce dernier (fig. 7.5).

En effet, la désintégration d'une particule pseudoscalaire en deux particules pseudoscalaires est isotrope, ce qui n'est pas le cas des traces qui forment une

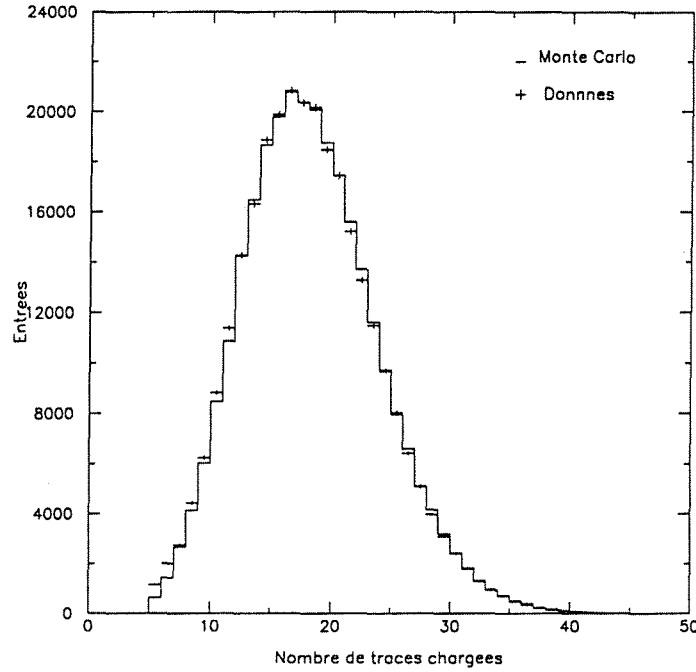


Figure 7.3: *Nombre de traces chargées dans un événement hadronique.*

combinaison de bruit de fond (fig. 7.6). Ce dernier est au contraire construit à partir de traces très colinéaires et qui ont donc une faible impulsion transverse par rapport à leur résultante dans le système du laboratoire. La transformation de Lorentz appliquée sur les deux traces pour les ramener dans leur centre de masse, conserve ce faible P_T ce qui se traduit par une distribution angulaire piquée vers les valeurs de $\cos \theta_K^*$ à ± 1 .

Une simple coupure :

$$|\cos \theta_K^*| < 0.8 \quad (7.2)$$

permet de rejeter environ 50% du bruit de fond.

7.3 Reconstruction du D^*

Dans le système de centre de masse du D^{*+} , l'impulsion du π_s^+ est donnée par :

$$P_{\pi_s}^* = \sqrt{\left(\frac{M_{D^{*+}}^2 + M_{D^0}^2 - M_{\pi^+}^2}{2M_{D^{*+}}}\right)^2 - M_{D^0}^2} \quad (7.3)$$

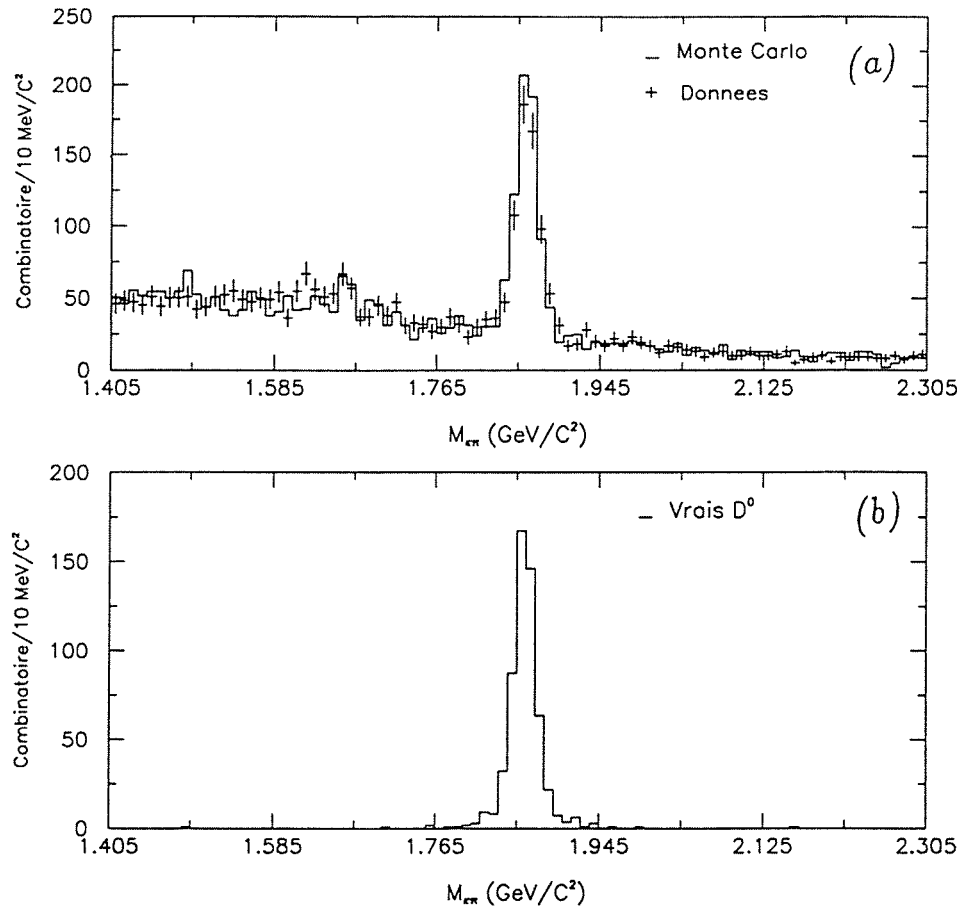


Figure 7.4: Masse invariante du système $K\pi$ après toutes les coupures sauf celle sur la masse du D^0 . (a) candidats D^0 , (b) mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ issus d'une simulation Monte Carlo.

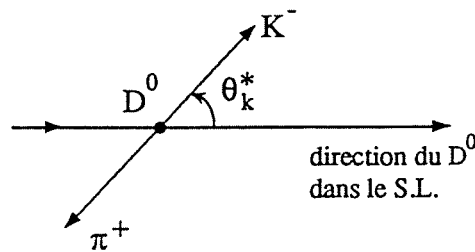


Figure 7.5: Définition de l'angle θ_K^* du Kaon par rapport à la direction du D^0 dans le système du laboratoire (S.L.).

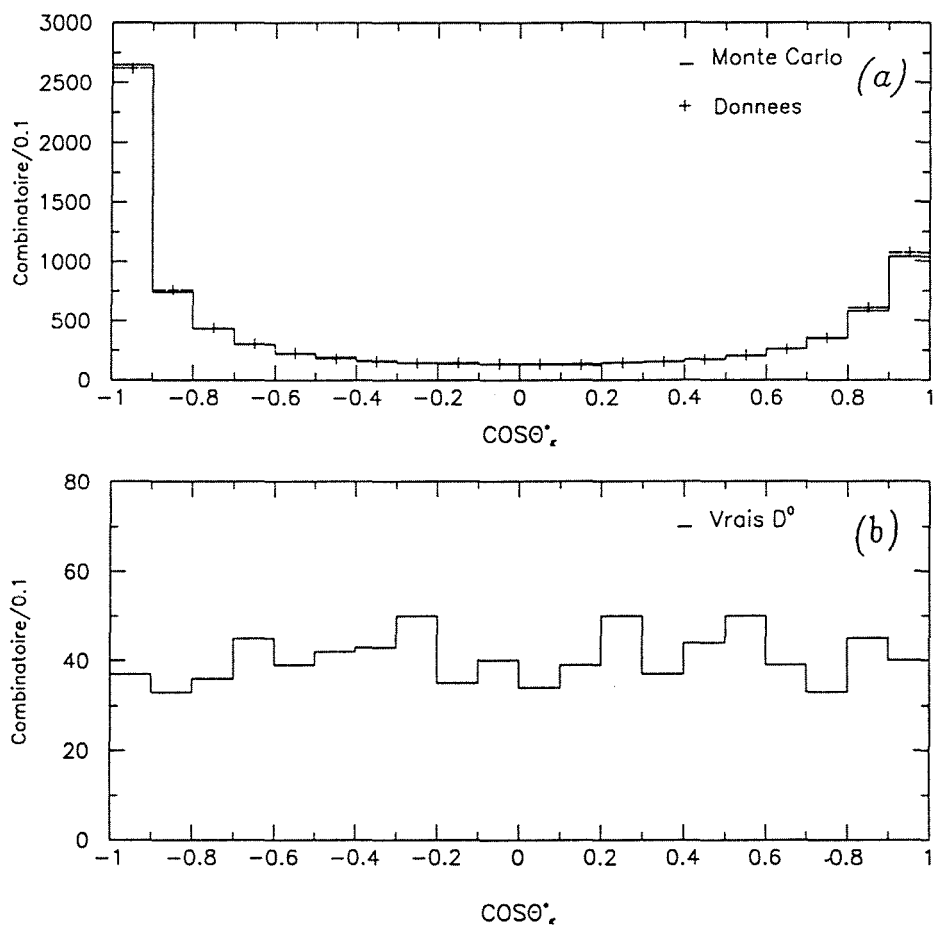


Figure 7.6: *Distribution angulaire du kaon du D^0 . (a) candidats D^0 , (b) mésons $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ issus d'une simulation Monte Carlo.*

En prenant $M_{D^{*+}} = 2.0101 \text{ GeV}/c^2$, $M_{D^0} = 1.8645 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\pi^+} = 0.1396 \text{ GeV}/c^2$ on trouve :

$$P_{\pi_s}^* = 0.0398 \text{ GeV}/c$$

soit une énergie $E_{\pi_s}^*$ de 0.1452 GeV dans le centre de masse du D^{*+} . Dans le référentiel du laboratoire, l'expression de cette énergie est donnée en utilisant la transformation de Lorentz :

$$E_{\pi_s} = \frac{1}{M_{D^{*+}}} \left(\left(\frac{\sqrt{s} X_E}{2} \right) E_{\pi_s}^* + \left(\sqrt{\left(\frac{\sqrt{s} X_E}{2} \right)^2 - M_{D^{*+}}^2} \right) P_{\pi_s}^* \cos \theta^* \right) \quad (7.4)$$

X_E est défini comme le rapport de l'énergie du D^{*+} à celle du faisceau :

$$X_E = \frac{2E_{D^*}}{\sqrt{s}} \quad (7.5)$$

E_{π_s} est maximale pour $X_E = 1$ et $\cos \theta^* = 1$. Numériquement on trouve :

$$E_{\pi_s}(\text{max.}) \simeq P_{\pi_s}(\text{max.}) \simeq 4.2 \text{ GeV}$$

pour une valeur typique à LEP de $\sqrt{s} \simeq 91.2 \text{ GeV}$. La figure (fig. 7.7), représentant la distribution de l'impulsion des π_s issus d'un D^{*+} simulé illustre bien cette contrainte cinématique. En utilisant l'équation (eq. 7.4), l'impulsion des candidats π_s sera soumise à une coupure supérieure $P_{MAX}(\pi_s)$ qui sera fonction de l'énergie $\sqrt{s}$ disponible dans le centre de masse de l'interaction e^+e^- , et égale à 4.2 GeV pour $\sqrt{s} \simeq 91.2 \text{ GeV}$. La trace associée au D^0 pour former le D^{*+} sera donc choisie parmi les traces de charge positive, vérifiant ce critère.

La masse invariante $M_{K\pi\pi}$ bénéficie d'une circonstance très particulière. En effet, L'espace de phase disponible pour le π_s est très restreint, à cause de la faible valeur de la quantité Q associée à la réaction de désintégration du méson charmé D^{*+} .

$$Q = (M_{D^*} - M_{D^0} - M_{\pi}) \simeq 0.006 \text{ GeV}/c^2 \quad (7.6)$$

Ceci fait ressortir un pic très net sur le spectre (fig. 7.8) de la différence des masses Δm entre le candidat D^{*+} et le candidat D^0 qui lui est associé :

$$(\Delta m = M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}) \quad (7.7)$$

Les événements contenant un candidat D^* seront donc sélectionnés dans ce pic en appliquant la coupure :

$$|\Delta m - 0.1455| < 0.002 \text{ GeV}/c^2 \quad (7.8)$$

Le bruit de fond peut être finalement notablement réduit en effectuant une coupure sur l'impulsion totale des candidats D^{*+} . En effet comme l'illustre la figure

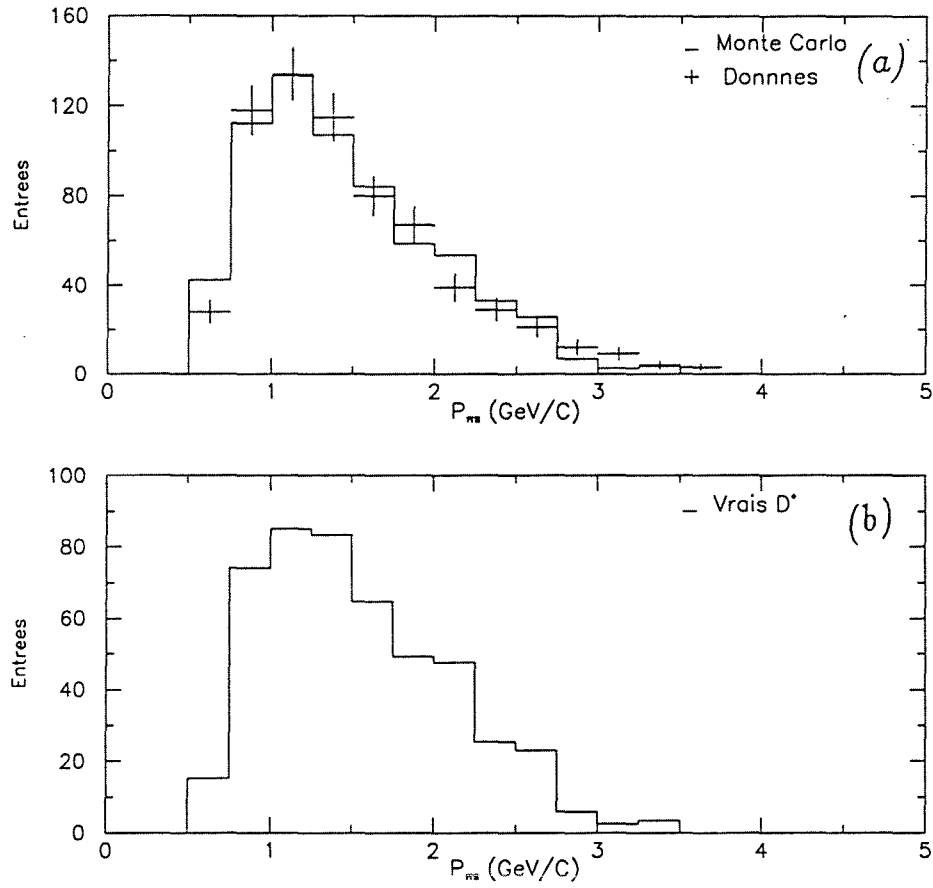


Figure 7.7: Spectre d'impulsion du π , du méson D^* . (a) candidats D^* , (b) mésons $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ issus d'une simulation Monte Carlo.

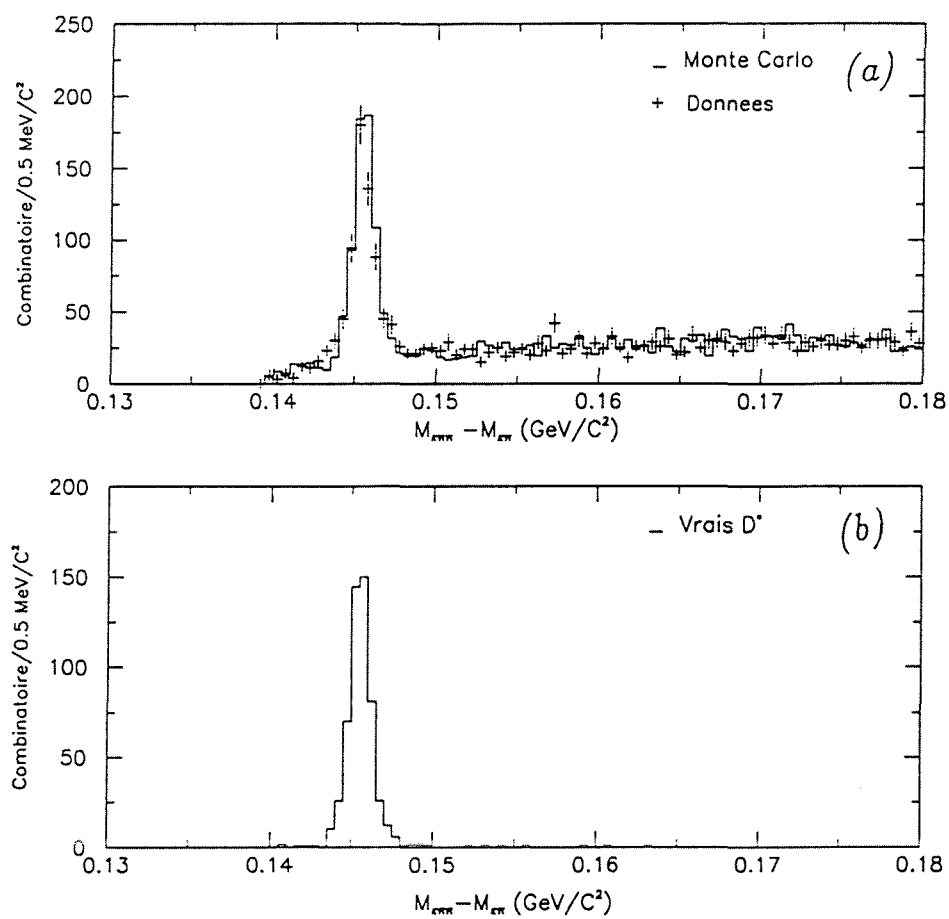


Figure 7.8: *Masse invariante du système $D^* - D^0$ après toutes les coupures sauf celle sur Δm . (a) candidats D^* , (b) mésons $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ issus d'une simulation Monte Carlo.*

(fig. 7.9), les faux candidats D^{*+} ont une distribution piquée vers les faibles valeurs de cette impulsion. Ceci qui n'est pas vrai pour le signal. Moyennant une perte d'efficacité de l'ordre de 6% pour les D^* issus d'événements $c\bar{c}$ et de 17%, pour les D^* issus d'événements $b\bar{b}$ on peut purifier notre lot final de candidats D^* à plus de 80% par une coupure sur l'impulsion du D^* équivalente à 25% de l'énergie du faisceau.

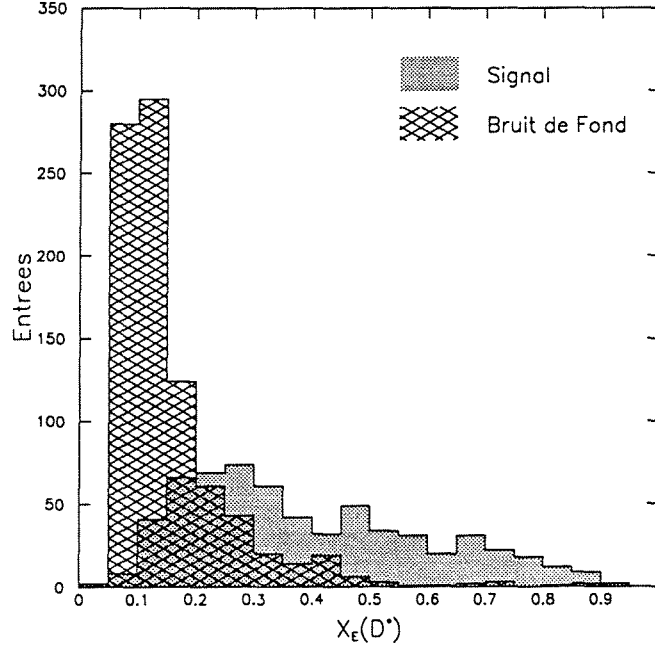


Figure 7.9: Spectre de X_E des différentes contributions : signal et bruit de fond combinatoire, obtenu à partir d'événements simulés.

La production des événements hadroniques à LEP ne se fait pas toujours à la même énergie dans le centre de masse de l'interaction e^+e^- . En effet les mesures des paramètres liés au Z^0 nécessitent un balayage en énergie autour de la masse la plus probable du Z^0 et qui est de $91.18 \text{ GeV}/c^2$ [7]. L'impulsion maximale emportée par le D^* se trouve donc directement liée à l'énergie initiale disponible dans le centre de masse. Afin de s'affranchir de cette dépendance, la coupure est effectuée sur la variable normalisée X_E (eq. 7.5) plutôt que sur l'impulsion elle même. La coupure précédente sur l'impulsion du D^* correspond donc à une coupure en X_E :

$$X_E > 0.25 \quad (7.9)$$

Il est possible de calculer une impulsion minimum que doit posséder le π_s pour former un méson D^* vérifiant $X_E > 0.25$. Cette impulsion minimum $PMIN(\pi_s)$

est exigée lors du choix de la trace à associer au D^0 , en l'additionnant à la précédente coupure haute sur cette variable, soit au total :

$$PMIN(\pi_s) < P_{\pi_s} < PMAX(\pi_s) \quad (7.10)$$

Dans le tableau (tab. 7.1) nous avons présenté les efficacités relatives aux différentes coupures appliquées dans notre analyse sur un lot de 10000 événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ Monte Carlo complètement simulés³ contenant au moins un $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ avec le $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Les événements qui n'ont pas été reconstruits dans le détecteur sont compris dans l'efficacité des coupures préliminaires (15% pour les $c\bar{c}$ et 20% pour les $b\bar{b}$).

On remarque (tab. 7.1 et 7.2) que la coupure appliquée sur la masse du D^0 favorise plus les événements $b\bar{b}$ que les événements $c\bar{c}$. En effet, 16% des D^* issus d'événements $c\bar{c}$ (9% si le VDet est utilisé) sont éliminés contre seulement 9% des D^* issus d'événements $b\bar{b}$ (6% avec le VDet). Afin de rendre compte de cela, nous avons présenté sur la figure (fig. 7.10) le spectre de la masse invariante du D^0 issus d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. On remarque que la résolution du détecteur est meilleure pour le cas des D^0 issus de $b\bar{b}$, ceci est dû uniquement au fait que les D^0 issus de la beauté ont une impulsion en moyenne plus faible que les D^0 issus du charme (fig. 7.10).

Coupures	Efficacité $c\bar{c}$ (%)	Efficacité $b\bar{b}$ (%)
Préliminaires	79 ± 1	74 ± 1
M_{D^0}	63 ± 1	65 ± 1
$\cos \theta_K^*$	52 ± 1	54 ± 1
P_{π_s}	50 ± 1	51 ± 1
Δm	47 ± 1	48 ± 1
X_E	41 ± 1	32 ± 1

Tableau 7.1: Efficacités d'analyse obtenues à partir d'événements Monte Carlo sans détecteur de vertex.

7.4 Analyse des données 1991 avec le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex étant devenu opérationnel en 1991, nous avons analysé les données 1991 une seconde fois en utilisant les informations issues

³c'est-à-dire des événements ayant subi la simulation détaillée de la détection et de la sélection.

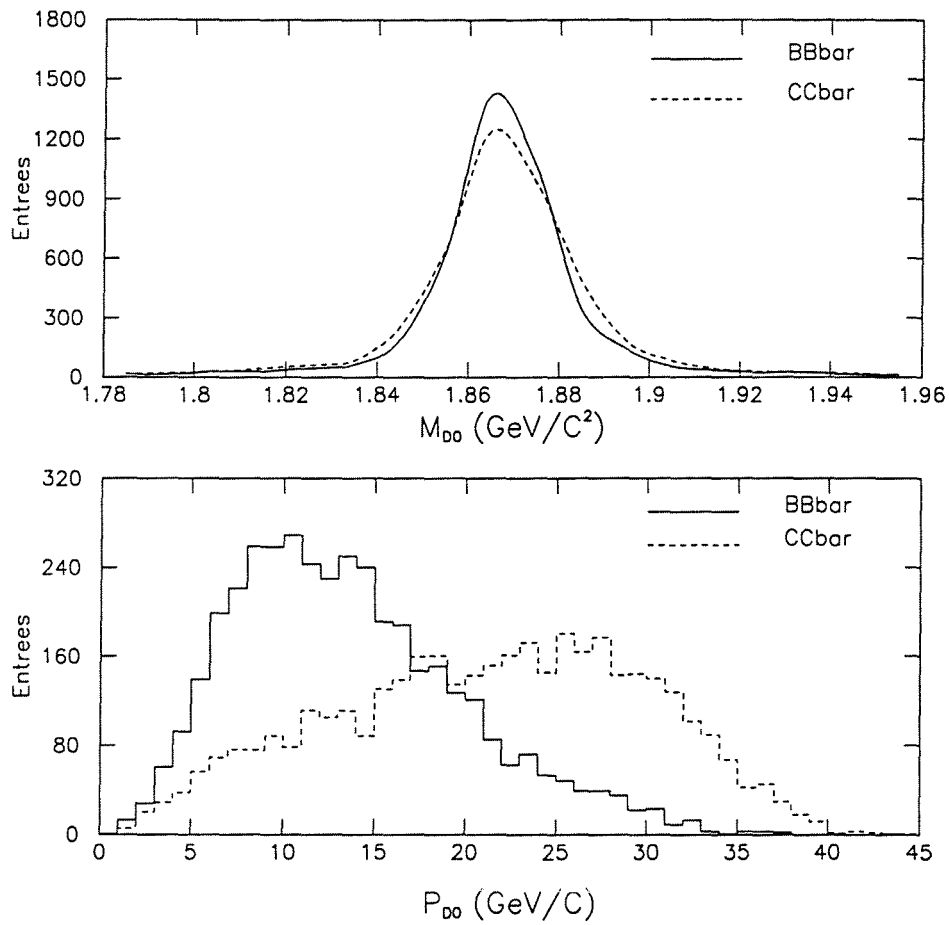


Figure 7.10: *Spectres de la masse invariante et de l'impulsion des D^0 issus d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.*

de ce détecteur, à savoir deux coordonnées spatiales supplémentaires de très haute précision. La reconstruction des traces est ainsi affinée conduisant à des résolutions améliorées pour les masses invariantes du signal étudié. Ceci est visible en comparant les spectres expérimentaux en Δm obtenus avec les données de 1991 (fig. 7.11).

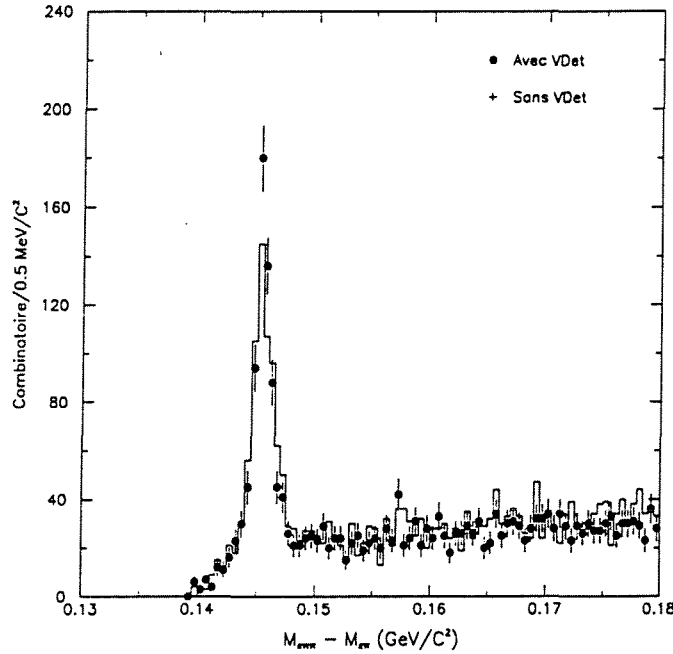


Figure 7.11: *Masse invariante du système $D^{*+} - D^0$ pour les données réelles.*

Nous avons analysé quelque 15 000 événements Monte Carlo complètement simulés suivant la géométrie du détecteur de 1991, contenant au moins un D^{*+} dans le canal étudié. La simulation Monte Carlo rend bien compte de l'amélioration observée expérimentalement.

L'efficacité d'analyse "avec VDet" après toutes les coupures sauf celle sur X_E , est estimée à partir de cette simulation, à $(52 \pm 1)\%$ pour les $c\bar{c}$ et de $(50 \pm 1)\%$ pour les $b\bar{b}$. La figure (fig. 7.12) montre que l'écart entre les efficacités avec et sans VDet devient plus important pour les hautes valeurs en X_E , les masses invariantes étant mieux déterminées pour des mésons D^* de haute impulsion.

L'efficacité de reconstruction d'un méson D^* dans le détecteur, qui est de $(83 \pm 1)\%$ pour les $c\bar{c}$ et de $(79 \pm 1)\%$ pour les $b\bar{b}$, est prise en compte dans l'efficacité des coupures préliminaires présentée dans le tableau (tab. 7.2).

Coupures	Efficacité $c\bar{c}$ (%)	Efficacité $b\bar{b}$ (%)
Préliminaires	77 ± 1	73 ± 1
M_{D^0}	68 ± 1	67 ± 1
$\cos \theta_K^*$	56 ± 1	56 ± 1
P_{π_s}	54 ± 1	53 ± 1
Δm	52 ± 1	50 ± 1
X_E	48 ± 1	36 ± 1

Tableau 7.2: Efficacités d'analyse obtenues à partir d'événements Monte Carlo avec le détecteur de vertex.

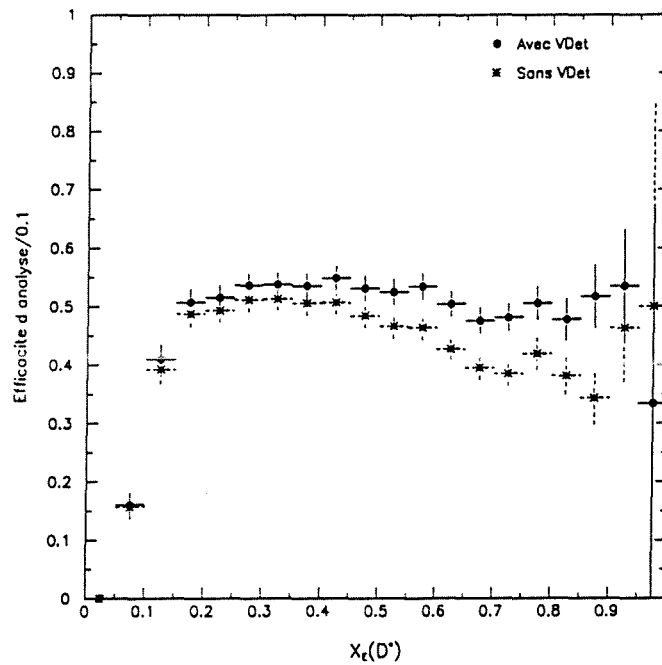


Figure 7.12: Efficacité d'analyse avec et sans le détecteur de vertex.

7.5 Conclusion générale sur l'analyse

Les figures (fig. 7.14, 7.15 et 7.16) montrent la mise en évidence des signaux de masses invariantes du D^0 , du D^* et de Δm au fur et à mesure des coupures appliquées dans notre analyse à partir des données collectées en 1990 et en 1991. La résolution du détecteur est clairement meilleure pour les données de 1991 grâce au détecteur de vertex. Afin de mieux concrétiser cela, nous avons ajusté les spectres de la masse invariante Δm obtenus avec les données⁴ et avec le Monte Carlo 7.13. L'effet du détecteur de vertex est visible au niveau de la valeur du σ de la distribution en Δm , nous avons aussi présenté dans le tableau (tab. 7.3) la valeur moyenne de Δm obtenue dans le lissage. Ces résultats sont en bon accord avec les mesures faites dans les références [52] [12].

	Résultats (en MeV)	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	Données
Avec Vdet	σ	0.65	0.65	0.77
	Δm	145.6	145.6	145.5
Sans Vdet	σ	0.87	0.86	0.97
	Δm	145.7	145.6	145.5

Tableau 7.3: Résultats de l'ajustement du spectre de masse Δm : écart quadratique moyen σ et valeur moyenne Δm de la gaussienne du signal.

Plus de 470 000 événements hadroniques regroupant la totalité des événements collectés par le détecteur Aleph depuis 1989, ont été analysés. Notre analyse nous permet de sélectionner environ 1090 candidats $D^{*\pm}$ dont 20% sont estimés provenir du bruit de fond combinatoire. Les mésons D^* proviennent soit directement d'événements $Z \rightarrow c\bar{c}$ ou indirectement d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. L'impulsion des candidats D^* provenant de la contribution $c\bar{c}$ est plus élevée que celle des candidats issus de la contribution $b\bar{b}$. En effet, ces derniers sont issus de la désintégration faible d'un méson beau en un méson charmé (fig. 7.17).

De ce fait l'énergie disponible initialement dans le méson beau se trouve partagée entre les produits de la réaction dont le méson charmé. On entrevoit déjà ici la discrimination possible entre les candidats D^* issus du charme et de la beauté, à l'aide de leur spectre en impulsion (fig. 7.18).

⁴le lissage est effectué à l'aide d'une fonction polynomiale (pour ajuster le bruit de fond) et de deux fonctions gaussiennes.

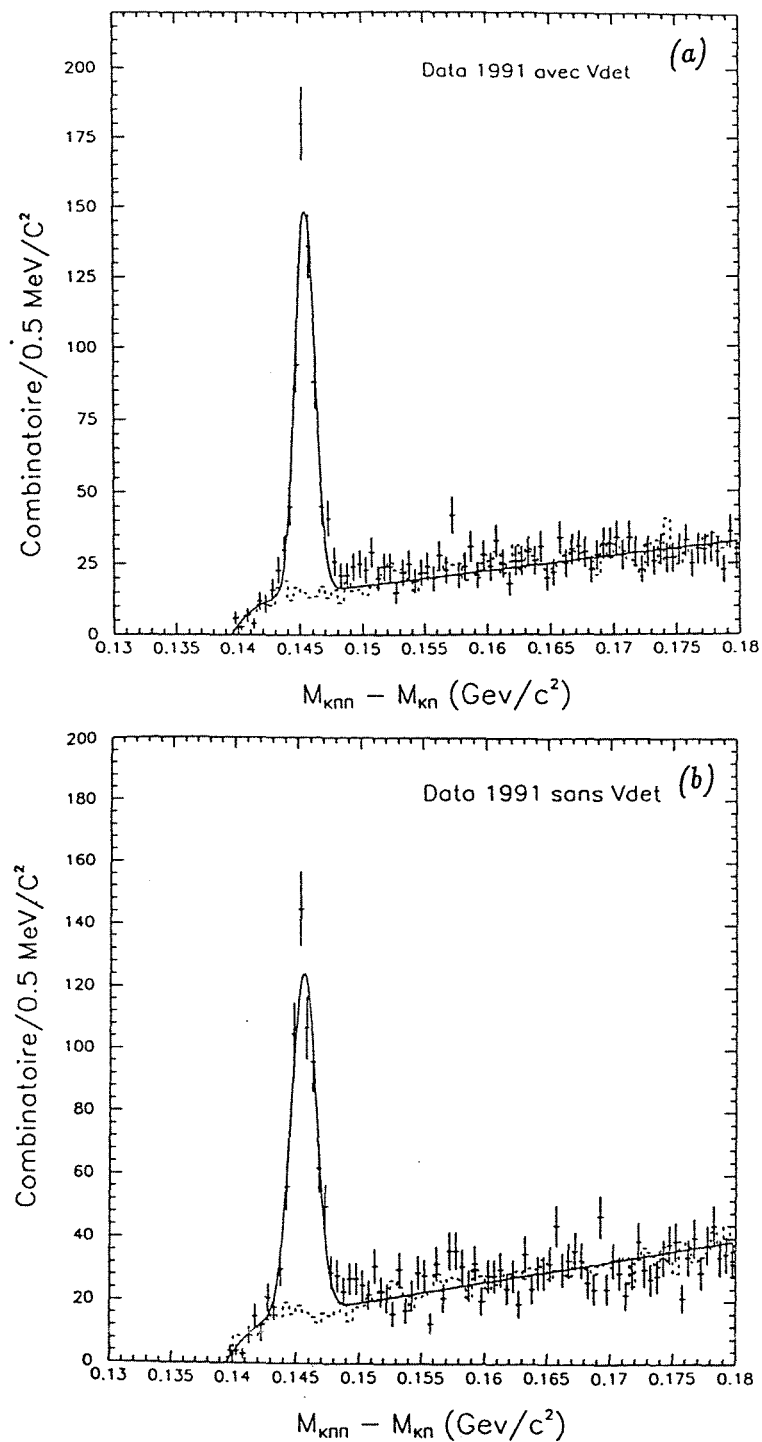


Figure 7.13: Ajustement du spectre de la masse invariante Δm du système ($D^* - D^0$) : avec Vdet (a) et sans Vdet (b).

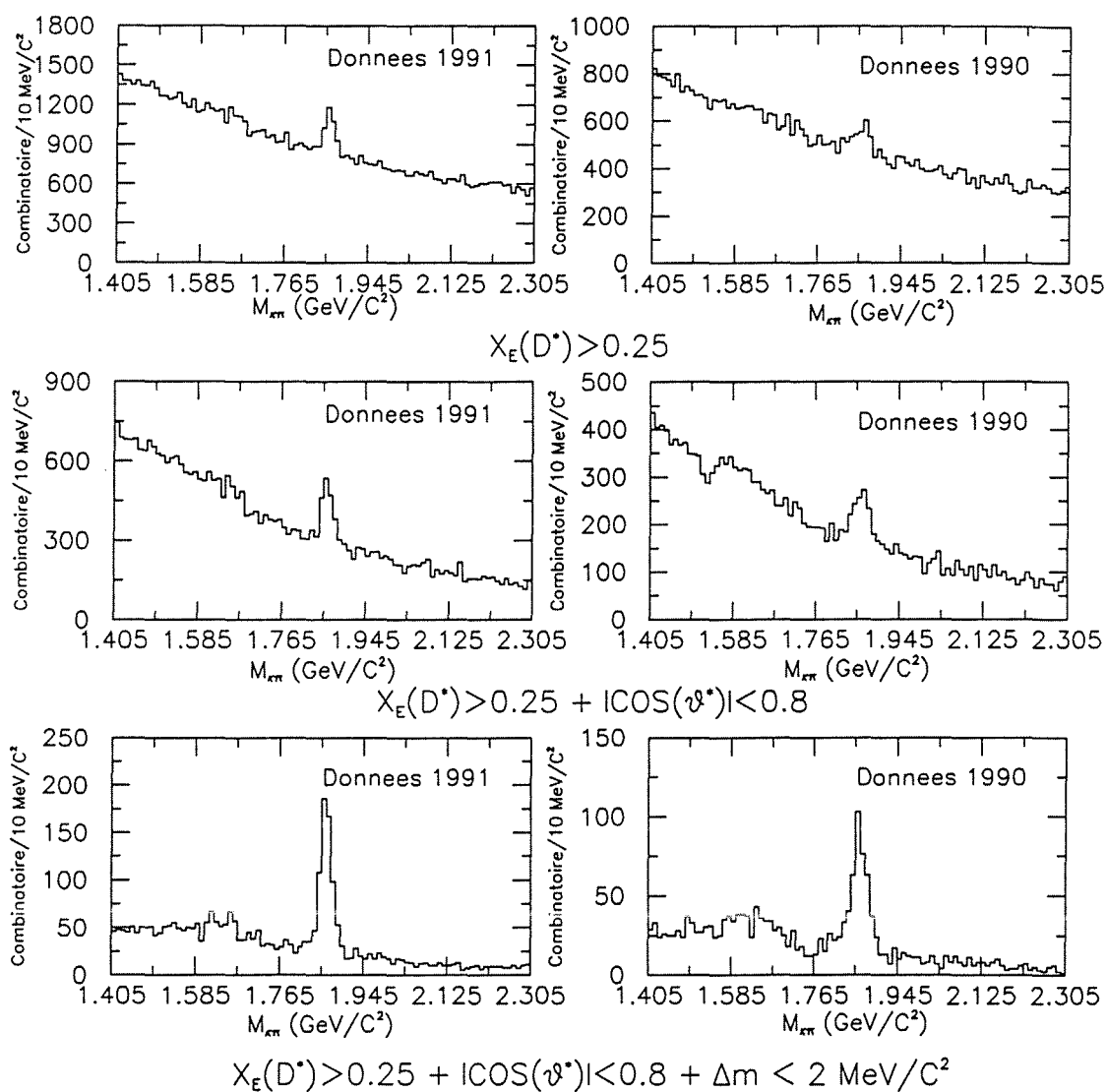


Figure 7.14: Mise en évidence du signal D^0 .

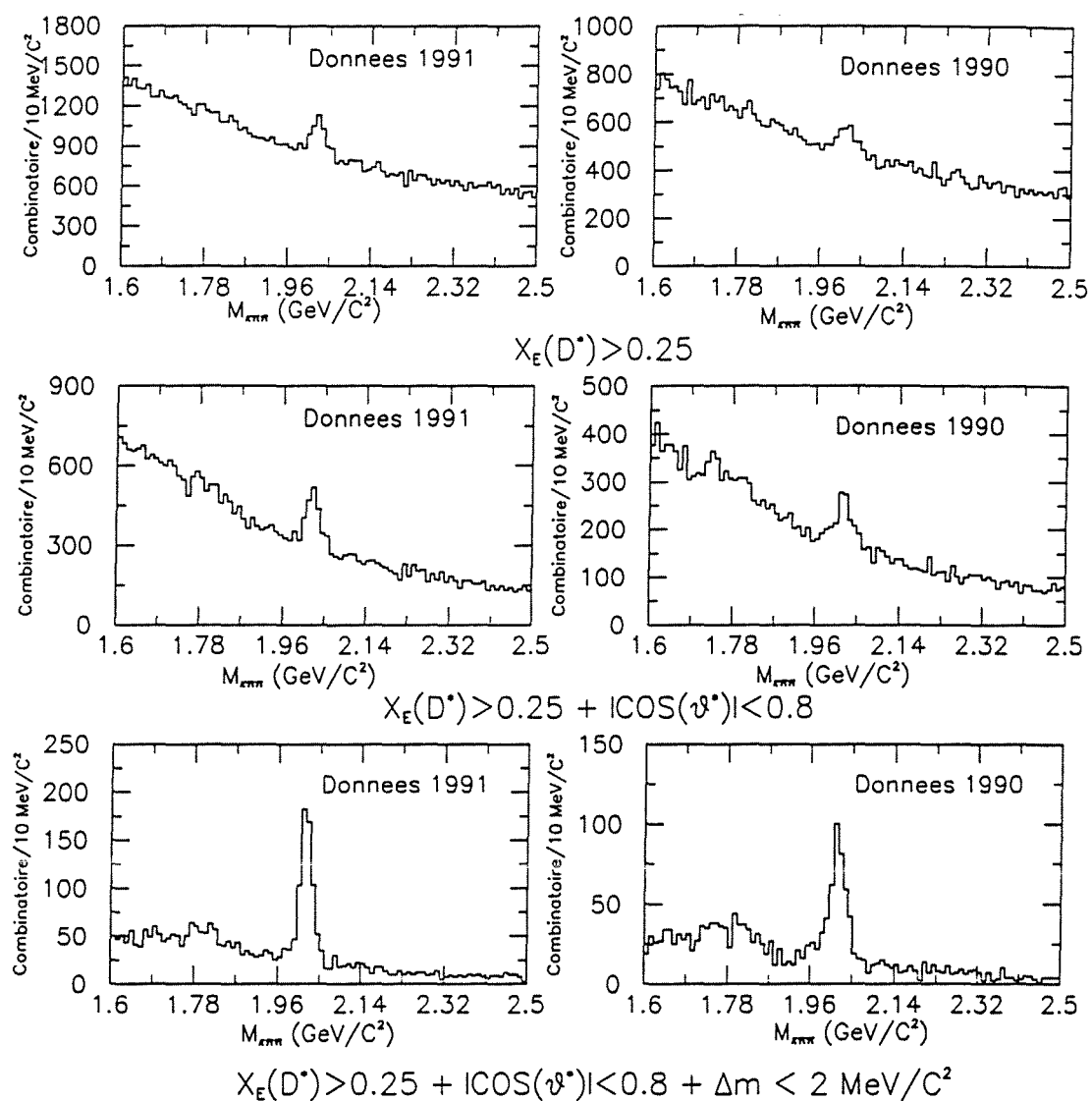


Figure 7.15: *Mise en évidence du signal D^* .*

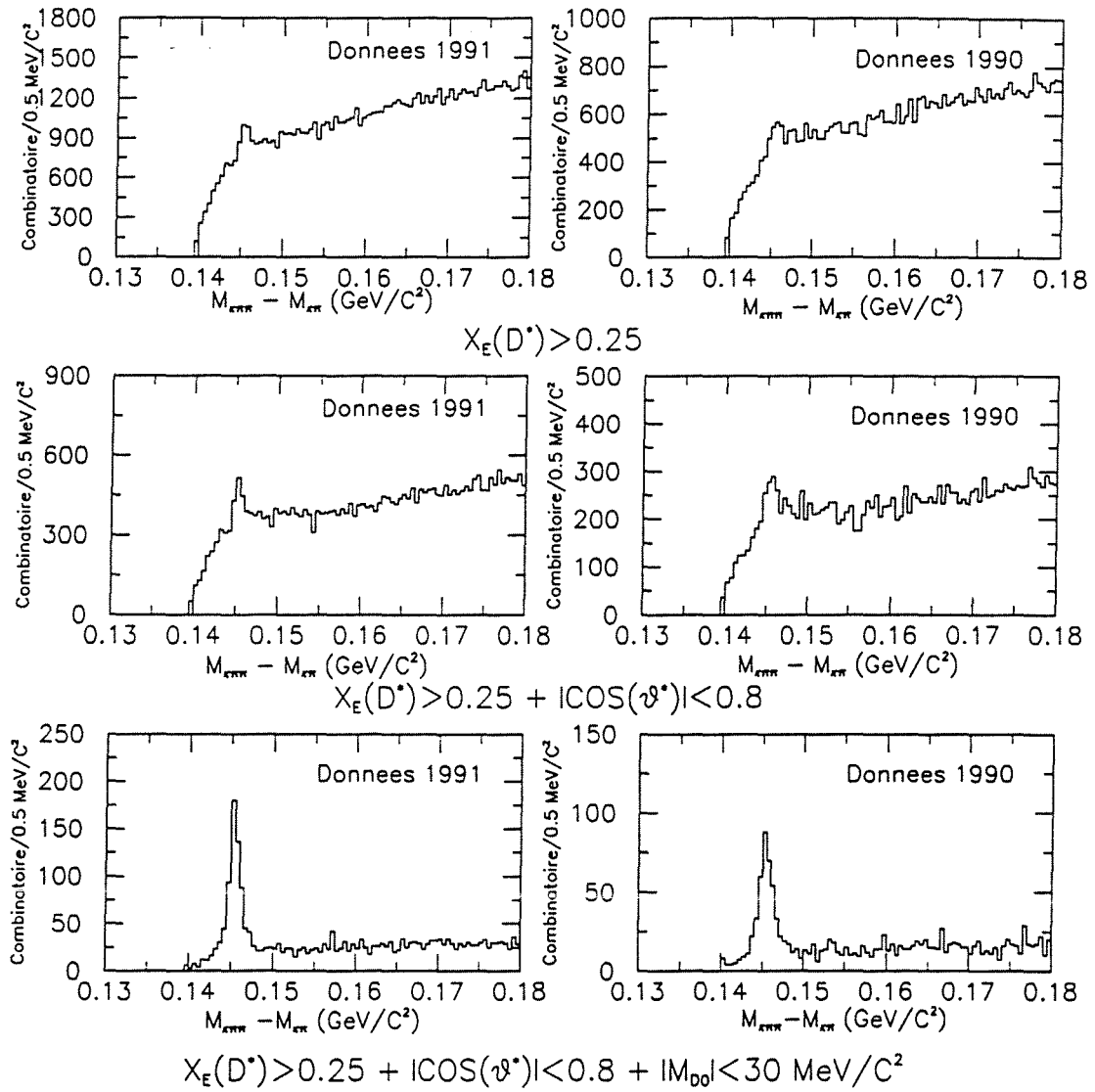


Figure 7.16: *Mise en évidence de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$.*

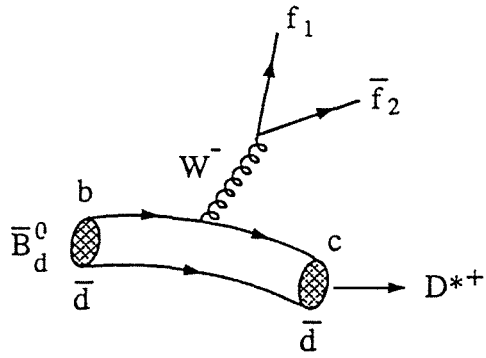


Figure 7.17: *Diagramme de production du D^* à partir d'un méson beau.*

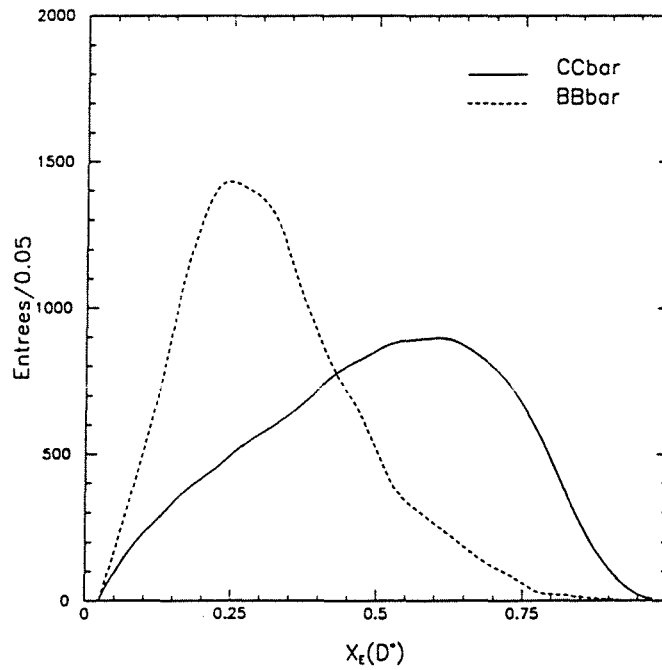


Figure 7.18: *Distribution de X_E pour les D^* de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.*

Chapitre 8

Extraction des paramètres physiques

L'extraction de paramètres physiques, notamment les rapports d'embranchement, la contribution relative des différents saveurs lourdes au lot final d'événements, nécessite non seulement une connaissance assez précise du bruit de fond qui contamine le lot sélectionné mais aussi celle de l'efficacité de sélection d'un événement contenant un D^{*+} .

Le nombre et les caractéristiques du bruit de fond présent dans l'analyse peuvent être obtenus à partir des données réelles en utilisant différentes techniques décrites dans le paragraphe (para. 8.1). L'efficacité d'analyse, ne peut par contre être déduite qu'à l'aide d'une simulation Monte Carlo. Cette simulation aussi complète que possible, doit reproduire fidèlement le spectre en impulsion des D^* produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, ne serait ce que pour bien rendre compte du nombre de candidats éliminés par la coupure à $X_E > 0.25$.

L'impulsion du méson D^* est directement liée à la fragmentation du quark lourd b ou c qui a donné naissance à ce méson; en effet, lors de l'hadronisation du quark initial en méson, seule une fraction z de l'énergie de ce quark va être emportée par le méson formé.

Différentes modélisations de cette phase mal connue qu'est la fragmentation ont été proposés jusqu'à présent (voir chap. 2). Ces modèles basés sur des approches de mécanique quantique en régime perturbatif ou non perturbatif, convergent tous vers la définition de la probabilité $f(z)$ pour que le hadron formé emporte la fraction z de l'énergie du quark initial¹.

Nous avons opté après une étude standard pour la fonction dite de Peterson [23] pour les raisons invoquées dans le chapitre 1. Le paramètre libre ϵ_Q de ce modèle gouverne la forme de la distribution en impulsion du D^* (fig. 8.1)

¹cette définition reste un abus de langage car z représente en réalité la fraction d'énergie longitudinale du quark initial emportée par le hadron définie par $z = \frac{(E+P_{\parallel})_{\text{hadron}}}{(E+P_{\parallel})_{\text{quark}}}$.

et, par conséquent, il est lié directement à la valeur moyenne de l'impulsion des mésons D^* . Ce paramètre libre ε_Q a été déjà mesuré avec une assez bonne précision pour les quarks beaux. ALEPH a effectué cette mesure par l'étude des événements $q\bar{q}$ leptoniques[40], obtenant la valeur : $\varepsilon_b = 4.9 \pm 0.6 \cdot 10^{-3}$. ε_c est quant à lui connu avec beaucoup moins de précision car il est difficile d'isoler un lot d'événements hadroniques suffisamment pur en $c\bar{c}$ en utilisant la méthode d'étiquetage leptonique.

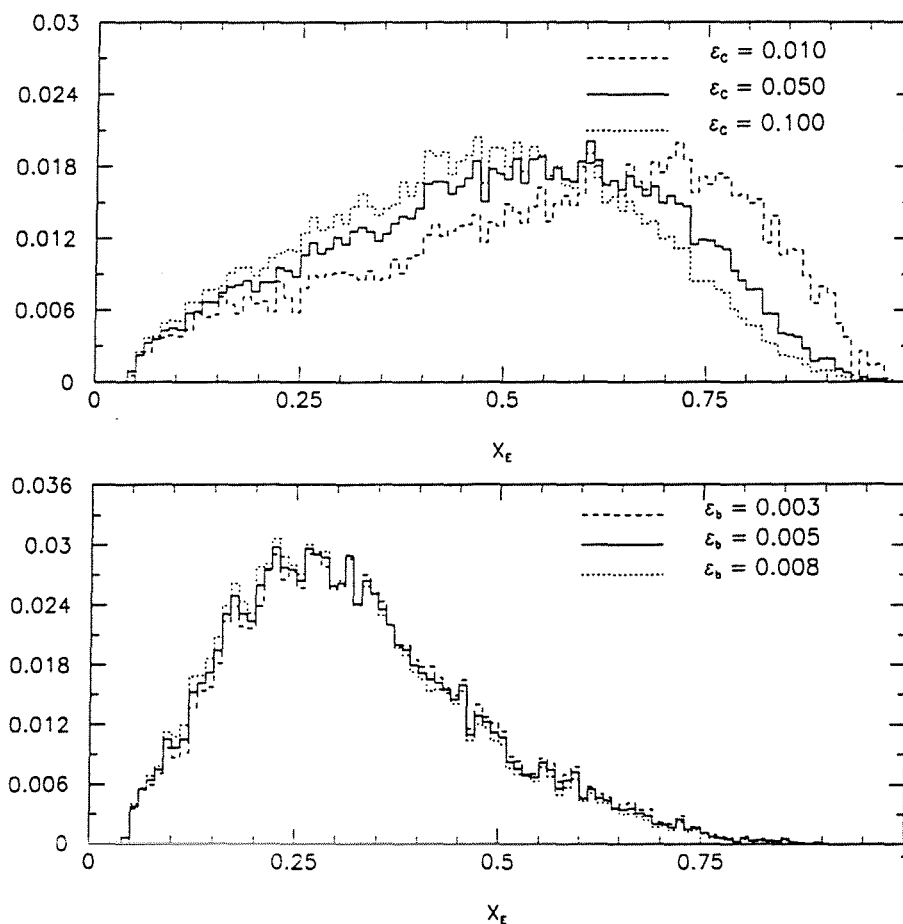


Figure 8.1: *Evolution du spectre de X_E du D^* en fonction de ε_Q .*

La forme du spectre en X_E est directement reliée aux paramètres de fragmentation des quarks b et c puisque les D^* proviennent de ces deux contributions. La partie à hautes valeurs de X_E , peu polluée par le bruit de fond et enrichie en événements issus de $c\bar{c}$, offre la meilleure possibilité d'extraire à ALEPH le paramètre ε_c .

On se propose donc, dans une première approche d'extraire du spectre expéri-

mental de X_E , le rapport d'embranchement $Br((c \rightarrow D^{*+})(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+))$, et le paramètre libre de la fonction de Peterson relatif à la fragmentation du charme : ε_c . La mesure simultanée du rapport d'embranchement $Br((b \rightarrow D^{*+})(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+))$ ou, du moins, de la contribution relative des événements $b\bar{b}$ par rapport aux $c\bar{c}$ dans le spectre en X_E est impossible. En effet, d'une part la séparation de ces deux contributions est insuffisante, d'autre part le bruit de fond a tendance à se trouver là où les événements $b\bar{b}$ prédominent le plus c'est-à-dire aux faibles valeurs de X_E . Cette contribution relative :

$$(b/c) = \frac{P_{b \rightarrow D^{*+}}}{P_{c \rightarrow D^{*+}}}.$$

sera, dans un premier temps fixé à $(b/c) = 0.95$, valeur extraite de notre Monte Carlo, tout en estimant que l'erreur sur cette valeur est de ± 0.1 .

La mesure de ces deux variables libres est effectuée par un ajustement du spectre en X_E , par la forme générale :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dX_E} &= N_{had} \times 2 \times (BR(Z \rightarrow c \rightarrow D^* \rightarrow k\pi\pi) f_{SL}(X_E, \varepsilon_c) \\ &+ BR(Z \rightarrow b \rightarrow D^* \rightarrow k\pi\pi) f_{SL}(X_E, \varepsilon_b)) \epsilon(X_E) \\ &+ N_{BF} \times f_{BF}(X_E) \end{aligned} \quad (8.1)$$

La contribution du bruit de fond est exprimée sous forme de deux termes que nous évaluerons à partir des données elles-mêmes. N_{BF} est le nombre total d'événements de bruit de fond, et $f_{BF}(X_E)$ est la probabilité de répartition de ces candidats en fonction de leur valeur en X_E .

La contribution du signal est le produit de trois termes principaux :

- le nombre de mésons D^* produits (N_{had} représente le nombre d'événements hadroniques corrigé par l'efficacité et la pureté des coupures appliquées pour éliminer des données les paires $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma$);
- l'efficacité de sélection d'un méson D^* en fonction de sa valeur X_E ($\epsilon(X_E)$), cette efficacité étant extraite du Monte Carlo;
- la probabilité qu'a un méson D^* d'être produit avec une impulsion normalisée X_E ($f_{SL}(X_E, \varepsilon)$), compte tenu de la fonction de fragmentation théorique présumée.

L'obtention des différents termes nécessaires comme ingrédients à la fonction à minimiser fait l'objet des paragraphes suivants.

8.1 Simulation et évaluation du bruit de fond

Une simulation Monte Carlo complète d'événements hadroniques nous a permis d'obtenir la composition relative des différents saveurs contribuant dans le bruit de fond présent après notre analyse. Ce bruit de fond est composé de 50% d'événements $u\bar{u} d\bar{d} s\bar{s}$, de 25% d'événements $c\bar{c}$ et de 25% d'événements $b\bar{b}$. Cette composition est proche de celle d'événements hadroniques "tout venant".

La simulation du fond d'origine combinatoire permet d'abord d'évaluer le nombre de ces événements présent dans le lot de candidats D^* et ensuite de déterminer sa probabilité de présence dans un intervalle de X_E .

Différentes méthodes basées soit sur les données réelles elles même, soit sur des événements simulés peuvent être utilisées pour cela. Les trois suivantes ont été utilisées :

8.1.1 Première méthode

Une simulation rapide des événements a été effectuée. Elle incluait le générateur physique et de manière simplifiée les effets d'acceptance et de résolution du détecteur.

La résolution du détecteur sur l'impulsion des traces chargées a été simulée par la méthode de "smearing" qui consiste à introduire directement les incertitudes dues à la résolution sur l'impulsion des traces au lieu de simuler les positions des particules dans le détecteur et de les reconstruire par la suite.

Ainsi, la simulation de la résolution du détecteur est introduite à travers les quantités suivantes [47] :

$$\begin{aligned}\delta P_T &= (10^{-3}P_T + 3.10^{-3}) \times f(\cos \theta) \times P \\ \delta \phi &= \sqrt{5.10^{-7} + \left(\frac{33.10^{-4}}{P_T}\right)^2} \\ \delta \theta &= 18.10^{-4}\end{aligned}$$

Où une trace chargée engendrée avec une impulsion $\vec{P}(P_x, P_y, P_z)$, est définie par son angle polaire $\theta = \arccos(\frac{P_z}{P})$ et par son angle azimutal $\phi = \arccos(\frac{P_x}{P_T})$ où $P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$. La fonction $f(\cos \theta)$ est définie par [47] :

$$\begin{aligned}|\cos \theta| \leq 0.76 & \quad f(\cos \theta) = 1 \\ |\cos \theta| > 0.76 & \quad f(\cos \theta) = 0.9 - 0.124 \cos \theta + 3.9 \cos^2 \theta\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 0.76 \cos^3 \theta - 20.63 \cos^4 \theta \\
& - \cos^5 \theta + 24.54 \cos^6 \theta
\end{aligned}$$

Le smearing est fait aléatoirement suivant une distribution gaussienne autour de l'impulsion transverse P_T et les angles polaire et azimutal :

$$\begin{aligned}
P'_T &= P_T + G(\delta P_T) \\
\phi' &= \phi + G(\delta \phi) \\
\theta' &= \theta + G(\delta \theta)
\end{aligned}$$

Finalement, les composantes de l'impulsion reconstruite dans le détecteur sont définies par :

$$\begin{aligned}
P'_x &= P'_T \times \cos \phi' \\
P'_y &= P'_T \times \sin \phi' \\
P'_z &= P'_T / \tan \theta'
\end{aligned}$$

En ce qui concerne la coupure sur les coordonnées de la T.P.C., on a mesuré la probabilité à partir du Monte Carlo complet pour qu'une trace chargée ait plus de quatre coordonnées dans la T.P.C., compte tenu de son angle polaire θ et son impulsion initiale.

Les événements simulés ainsi, doivent passer l'analyse standard de mise en évidence du D^* . Le nombre de bruit de fond sera déduit directement du lot de candidats sélectionnés parmi le lot d'événements hadroniques générés initialement.

Cette méthode permet de générer beaucoup d'événements de bruit de fond en consommant peu de temps de calcul.

L'étude détaillée a toutefois montré que cette procédure ne permet pas d'estimer le niveau de bruit de fond de façon suffisamment précise, par contre elle permet de mieux comprendre les différentes sources physiques de ce fond.

8.1.2 Deuxième méthode

L'étude du bruit de fond avec cette méthode se fait directement à partir des données réelles, ceci en appliquant la même analyse que celle qui a servi à mettre en évidence le signal D^* . Les faux candidats D^* seront sélectionnés dans une région du spectre en masse invariante du D^0 où aucun signal n'est présent. En effet, le spectre de la masse invariante du D^0 présenté sur la figure (fig. 7.4) met

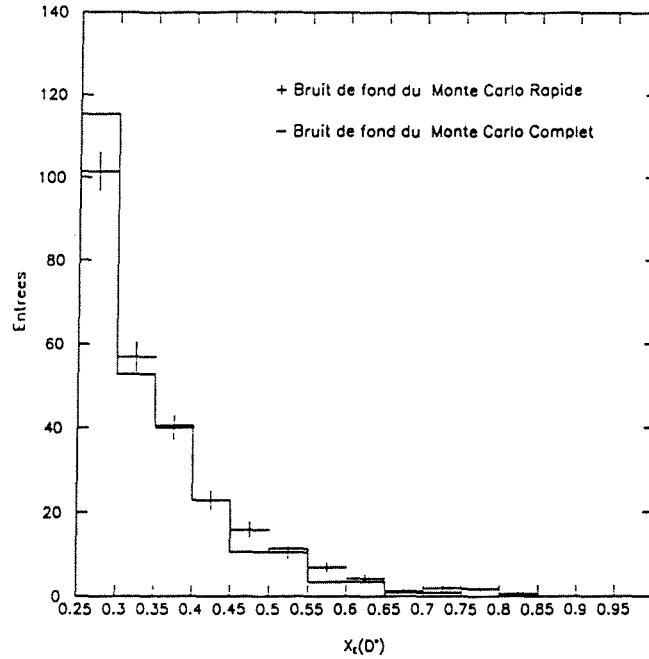


Figure 8.2: Spectre de X_E du bruit de fond obtenu avec la méthode de la simulation rapide et du bruit de fond simulé avec des événements Monte Carlo.

bien en évidence une bande au-dessus du signal de D^0 c'est-à-dire supérieure à $1.865 \text{ GeV}/c^2$ formée uniquement de bruit de fond combinatoire. La bande inférieure à $1.865 \text{ GeV}/c^2$ ne peut pas être utilisée pour faire de la combinatoire car elle peut contenir des systèmes de types $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ X$ $X = \pi^0, \pi^+ \pi^-, \dots$

Sélectionnant les événements par la coupure :

$$0.3 \text{ GeV}/c^2 > (M_{K\pi} - M_{D^0}) > 0.1 \text{ GeV}/c^2$$

il est clair qu'ils ne peuvent en aucun cas être de vrais mésons D^* . Nous avons par ailleurs vérifié grâce à une simulation Monte Carlo que les événements sélectionnés de cette manière reproduisent bien le bruit de fond (fig. 8.3).

L'avantage de cette technique appelée méthode des "Bandes Latérales" réside dans le fait que la combinatoire effectuée avec des traces réelles, nous permet de nous affranchir de tout biais éventuel dans la simulation des traces Monte Carlo.

L'estimation du nombre d'événements de bruit de fond présent dans le lot de candidats D^* sélectionnés est faite grâce au spectre de Δm , en normalisant le nombre de fond présent à $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$ au dessous du pic de Δm (fig. 8.4). La constante de normalisation est obtenue par un lissage sur une bande située au dessus du pic de Δm , entre les données analysées et le bruit de fond simulé.

Par cette méthode, la contribution du bruit de fond est évaluée à :

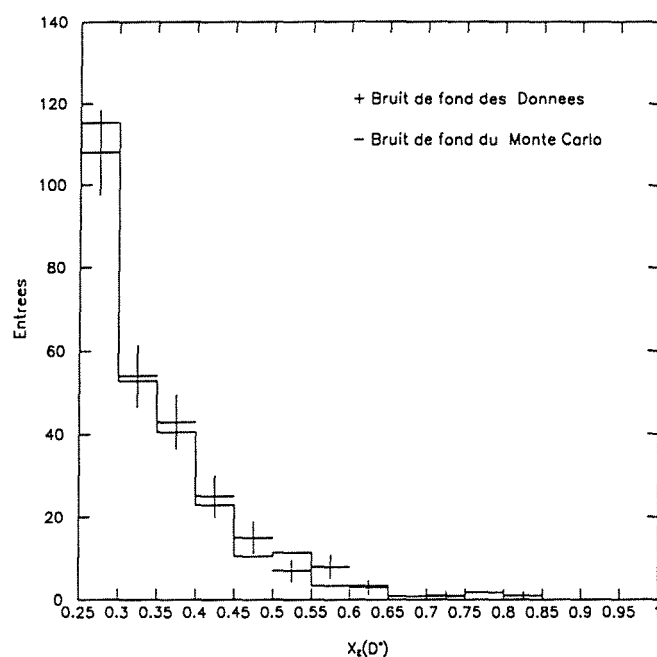


Figure 8.3: *Spectre de X_E du bruit de fond obtenu avec la méthode des “Bandes Latérales” et du bruit de fond simulé avec des événements Monte Carlo.*

$$N_{BF} = 220 \pm 17$$

8.1.3 Troisième méthode

Cette méthode² également basée sur les données réelles, consiste à prendre le kaon d'un candidat D^* sélectionné dans un événement et à le combiner avec tous les candidats pions d'un autre événement. Ceci en prenant soin à chaque fois d'orienter le kaon 'intrus' dans la même direction que celle du jet où on le place. L'angle polaire sera choisi le plus proche possible de l'axe du jet; quant à l'angle azimutal il est pris d'une manière aléatoire autour de cet axe. Le nombre de combinaisons possibles que l'on peut effectuer ainsi, procure un grand nombre de faux candidats D^* , rendant l'estimation du nombre de fond très précise.

Cette technique présente néanmoins quelques inconvénients :

- Le nombre considérable d'heures de calcul nécessaires pour effectuer toutes les combinaisons possibles.

²dite méthode de “Event Mixing” a été développée par Y. Maumary [53].

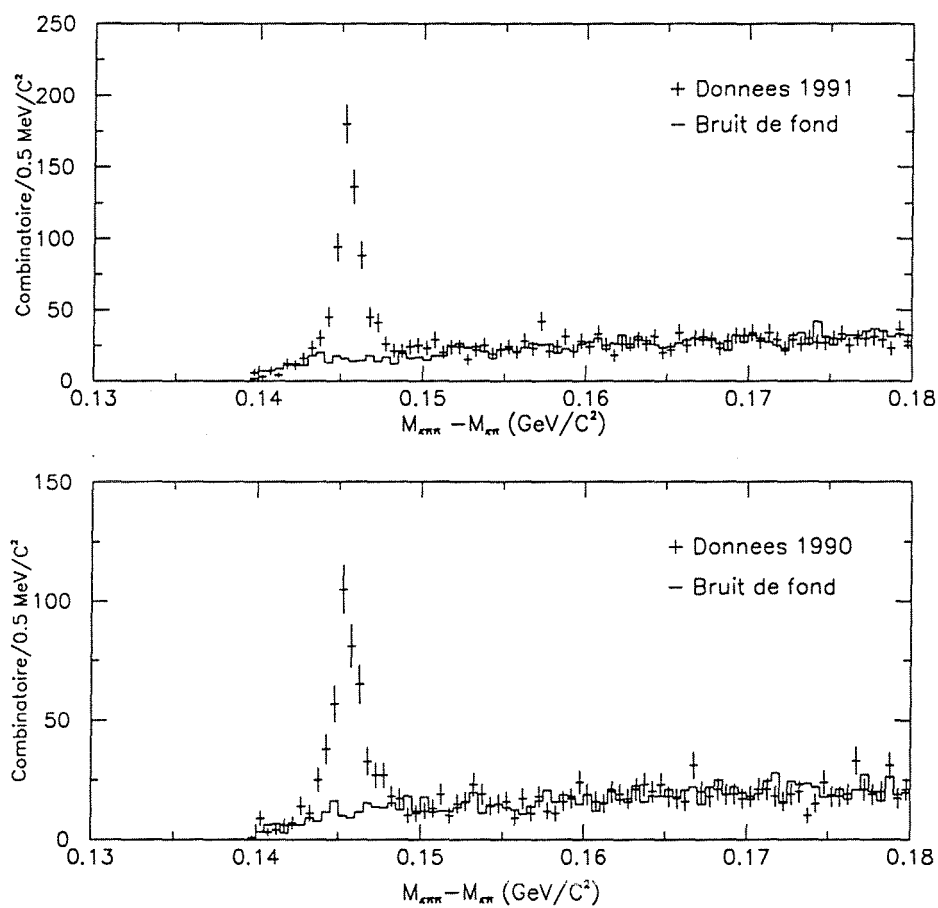


Figure 8.4: Mise en évidence du bruit de fond combinatoire à l'aide de la méthode des "Bandes Latérales".

- Le calcul de variables globales qui concerne l'événement hadronique dans sa totalité, comme la sphéricité ou le nombre de jets de l'événement n'est plus possible.

La figure (fig. 8.5) présente la contribution du fond combinatoire dans le spectre de Δm . La normalisation de ce bruit de fond a été faite de la même manière que dans la méthode précédente.

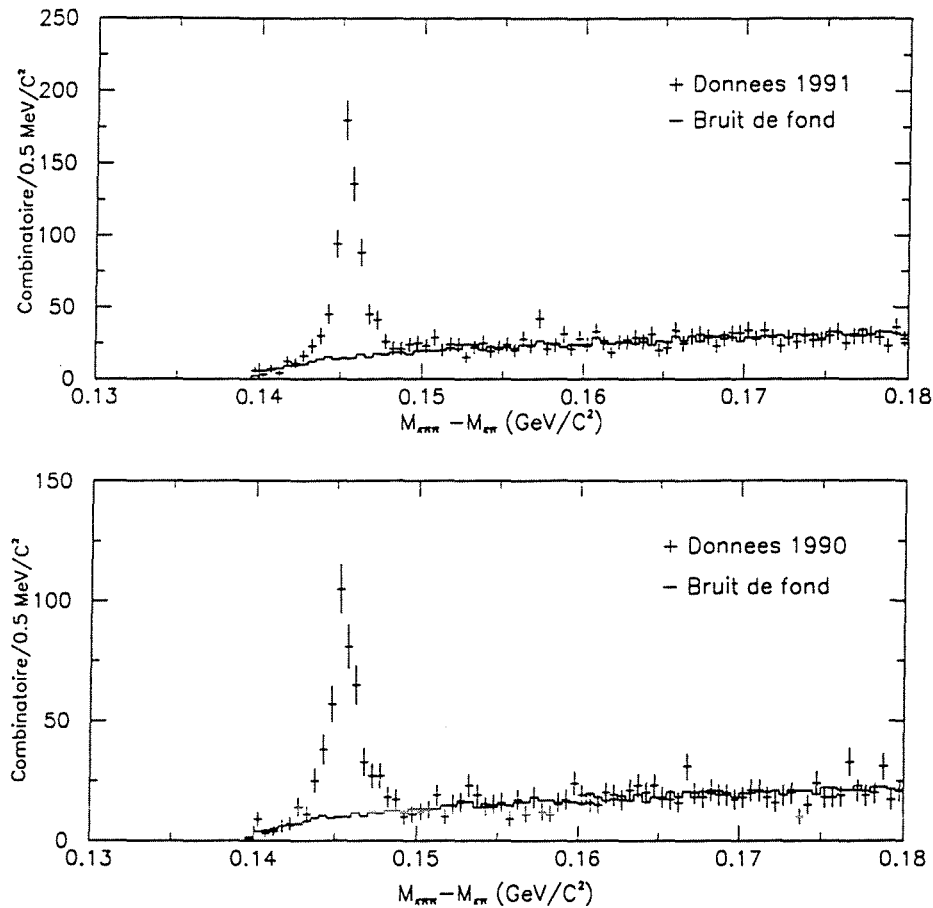


Figure 8.5: Mise en évidence du bruit de fond combinatoire à l'aide de la méthode de "Mélange".

Le nombre de bruit de fond présent au dessous du signal de Δm à $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$ est estimé avec cette méthode à :

$$N_{BF} = 204 \pm 6$$

8.1.4 Conclusion

Nous avons opté pour les méthodes basées sur les données réelles directement, c'est-à-dire les deux dernières : la méthode dite des "Bandes Latérales" et la méthode dite de "Mélange". En effet, ces deux méthodes évitent de dépendre d'un modèle de simulation donné. La première méthode basée quant à elle sur des événements simulés nous a permis de comprendre la nature ainsi que la composition de ce bruit de fond.

La technique du Mélange, étant donné la grande statistique qu'elle fournit, a servi à estimer avec une grande précision le nombre de faux candidats D^* dans l'analyse. La méthode des Bandes Latérales a été préférée pour déduire la probabilité de trouver un faux candidat D^* dans une région du spectre de X_E ou d'autres variables.

8.2 Efficacités de sélection et distributions de X_E

Les efficacités de sélection et les probabilités pour trouver un D^* dans un intervalle donné en X_E sont déduites directement du Monte Carlo. Pour cela, on a engendré 20 000 événements $c\bar{c}$ et 10 000 événements $b\bar{b}$ contenant au moins un D^* se désintégrant dans le canal étudié. Afin de simuler les données de 1990 et celles de 1991, on a simulé le détecteur dans les deux géométries de 1990 et de 1991. La simulation d'un événement hadronique complet passe par les étapes suivantes :

- génération d'événements hadroniques purs à l'aide du générateur JETSET 7.3 avec l'option gerbe de parton;
- simulation du détecteur avec le programme de simulation GALEPH version 242;
- reconstruction des traces à l'aide du programme de reconstruction JULIA version 254; c'est le même programme qui sert à reconstruire les données réelles.

La simulation complète d'un événement nécessite une trentaine de secondes de temps de calcul de l'ordinateur I.B.M 3090 de l'IN2P3 et occupe quelques centaines de Kilo-octets de mémoire.

On définit l'efficacité pour qu'un D^* se trouve dans un intervalle $[X_E, X_E + \Delta X_E]$ comme :

$$\epsilon(X_E) = \frac{\text{nombre d'événements qui ont passé la sélection dans l'intervalle } [X_E, X_E + \Delta X_E]}{\text{nombre d'événements engendrés initialement dans l'intervalle } [X_E, X_E + \Delta X_E]}$$

Le choix des intervalles $[X_E, X_E + \Delta X_E]$ n'influe pas sur le calcul de l'efficacité car la résolution du détecteur est très bonne et donc le problème de 'migration' des événements d'un intervalle à un autre ne se pose pas.

La probabilité pour qu'un candidat D^* soit produit dans l'intervalle $[X_E, X_E + \Delta X_E]$ sera définie quant à elle par :

$$f(X_E) = \frac{\text{nombre d'événements engendrés dans l'intervalle } [X_E, X_E + \Delta X_E]}{\text{nombre total d'événements engendrés}}$$

La précision de ces deux variables dépend surtout du nombre d'événements générés.

La probabilité de trouver un candidat D^* dans un intervalle $[X_E, X_E + \Delta X_E]$ est directement liée à la fragmentation du quark initial, elle dépend donc de la valeur de ϵ_Q , paramètre libre de la fonction de Peterson. Afin de visualiser cela, nous avons présenté sur la figure (fig. 8.1) différents spectres en X_E produits avec différentes valeurs de ϵ_Q . Il est clair que la probabilité dépend aussi de la saveur du quark qui a produit le D^* . Cette probabilité sera donc déterminée pour les saveurs b et c indépendamment.

L'évolution de cette probabilité est connue par l'intermédiaire d'une fonction de poids $P(z, \epsilon_Q)$ définie dans l'équation (eq. 8.2). En effet la distribution en z est directement liée à la distribution en X_E des candidats D^* ; nous avons présenté sur la figure (fig. 8.6) la distribution de z tel qu'elle est prédite par le modèle de Peterson pour différentes valeurs de ϵ_Q . La probabilité pour qu'un D^* se trouve dans un intervalle donné en X_E dépend donc non seulement de la valeur de z qui lui est associée, mais aussi de la valeur du paramètre ϵ_Q avec laquelle il a été engendré; ainsi la fonction de poids sera de la forme :

$$P(z, \epsilon_Q) = \frac{Nf(z, \epsilon_Q)}{N^{M.C}f(z, \epsilon_Q^{M.C})}, \quad (8.2)$$

où $f(z, \epsilon_Q)$ représente la fonction de Peterson et N une constante de normalisation (voir chap. 2) $\epsilon_Q^{M.C}$ est la valeur avec laquelle on a généré le Monte Carlo, $N^{M.C}$ représente quant à elle la constante de normalisation relative à $\epsilon_Q^{M.C}$.

Chaque événement engendré avec un z donné sera donc affecté d'un poids, relativement à la fonction de Peterson que l'on veut simuler à partir de la fonction initiale.

L'ajustage du spectre en X_E des données réelles avec celui du Monte Carlo sera fait par l'intermédiaire de cette fonction de poids pour chaque saveur de quark séparément. On supposera que le bruit est indépendant de la fragmentation.

Les événements qui ont un $z=0$ ne feront pas l'objet de la pondération, un poids de 1 leur sera assigné d'office. Nous avons estimé la probabilité d'avoir un événement avec un $z=0$ à partir du Monte Carlo à 0.6%.

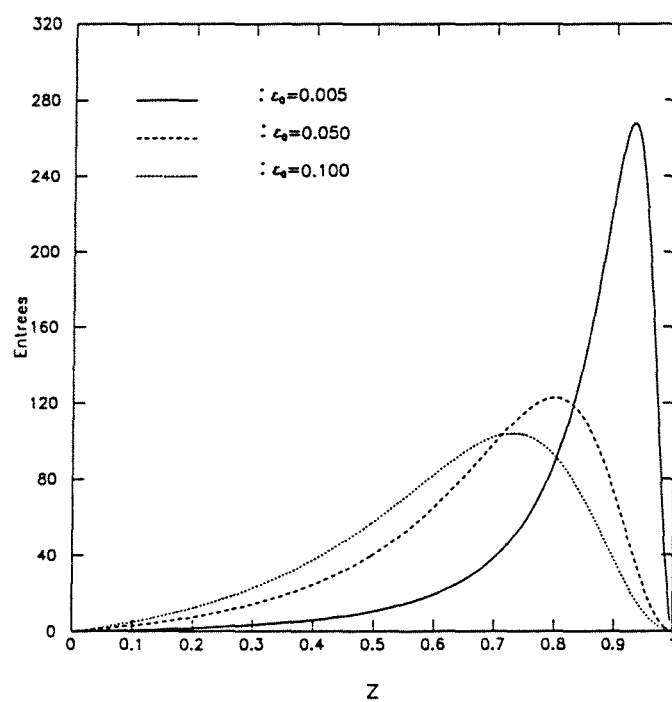


Figure 8.6: Distributions de la fonction de fragmentation de Peterson pour différentes valeurs du paramètre ϵ_Q .

Le principe de la méthode de poids reste valable pour n'importe quel modèle de fragmentation. Il suffit de remplacer dans le numérateur de l'équation (eq. 8.2), la fonction de Peterson par la fonction de fragmentation du modèle choisi. Le dénominateur reste quant à lui inchangé puisque le Monte Carlo a été engendré avec la fonction de Peterson et al.

8.3 Procédure d'ajustement

Le lissage du spectre en X_E se fera à l'aide d'une fonction de vraisemblance afin de prendre en compte les fluctuations statistiques liées au nombre d'événements présents dans chaque intervalle en X_E . On partagera le spectre de X_E en 20 intervalles et seule la partie du spectre supérieure à 0.25 sera minimisée.

La fonction à ajuster est de la forme :

$$\frac{dN}{dX_E} = N_{had} \times 2 \times P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 \epsilon(X_E) f_{SL}(X_E, \epsilon_c) + N_{BF} \times f_{BF}(X_E) \quad (8.3)$$

où N_{had} représente le nombre d'événements hadroniques corrigé par l'efficacité et la pureté des coupures appliquées pour purifier les données des paires $\tau^+ \tau^-$ et $\gamma \gamma$.

B_* et B_0 sont respectivement les rapports d'embranchement $\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)$ et $\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, et $\epsilon(X_E)$ représente l'efficacité de sélection qui est fonction de X_E .

La contribution des différents saveurs lourdes est représentée par :

$$f_{SL}(X_E, \epsilon_c) = \gamma_b(b/c) f_b(X_E) + \gamma_c f_c(X_E, \epsilon_c)$$

où $\gamma_Q \equiv \Gamma(Z \rightarrow Q\bar{Q})/\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})$.

Les probabilités pour qu'un D^* issu d'une saveur donnée soit dans un intervalle en X_E sont données par : $f_b(X_E)$ ($f_c(X_E, \epsilon_c)$) pour un D^* provenant de $Z \rightarrow b\bar{b}$ ($Z \rightarrow c\bar{c}$).

Le nombre d'événements de bruit de fond dans un intervalle de X_E , est donné par :

$$N_{BF} \times f_{BF}(X_E)$$

N_{BF} est le nombre total d'événements de bruit de fond, et $f_{BF}(X_E)$ représente la probabilité pour qu'un événement bruit de fond se trouve dans un intervalle en X_E . Cette probabilité nous est donnée par la simulation du bruit de fond à l'aide de la méthode dite des Bandes Latérales (voir para. 8.1).

Le rapport (b/c) représente quant à lui la contribution relative des saveurs lourdes dans la production du D^* ; il est donné par :

$$(b/c) = \frac{P_{b \rightarrow D^{*\pm}}}{P_{c \rightarrow D^{*\pm}}}.$$

Ce rapport est fixé à $(b/c) = 0.95$, valeur déduite directement du Monte Carlo.

γ_c sera fixée à la valeur prédite par le modèle standard c'est-à-dire $\gamma_c^{MS} = 0.1705$ (on considère dans une première approche que cette quantité dépend très peu de la masse du top; quant à la masse du Higgs son effet est pratiquement nul). On utilisera la relation d'universalité qui lie γ_c à γ_b : si on néglige dans une première approximation les masses des quarks de différentes saveurs et qu'on suppose que la largeur partielle du Z en une paire de quarks d'une saveur donnée dépend seulement de sa charge électrique on a relation : $2\gamma_c + 3\gamma_b \sim 1$.

Finalement, la valeur de ε_b sera fixée à $\varepsilon_b = 4.9 \times 10^{-3}$ [40] dans le lissage.

Les résultats de ce lissage, obtenus avec un χ^2 par degré de liberté de 1.1 sont :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^* \pm B_* B_0} &= (6.3 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3} \\ \varepsilon_c &= (51_{-9}^{+11}(stat.)_{-5}^{+4}(syst.)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

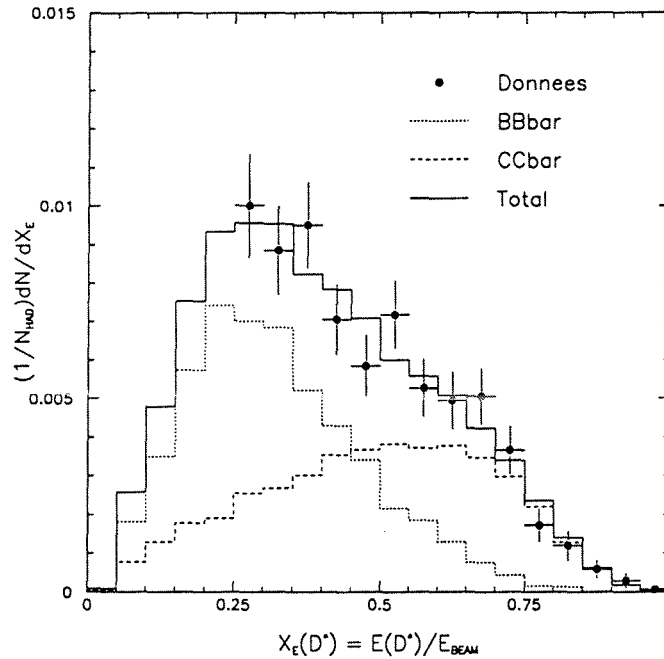


Figure 8.7: Résultat du lissage à une seule dimension à l'aide du modèle de Peterson.

L'erreur systématique assez élevée (surtout au niveau du rapport d'embranchement $P_{c \rightarrow D^* \pm B_* B_0}$) dans ces résultats est due en grande partie à l'incertitude

mise sur le paramètre $(b/c) = 0.95 \pm 0.10$.

La figure (fig. 8.7) présente le résultat du lissage du spectre en X_E ; la contribution du bruit de fond a été soustraite des données et les événements du signal restant ont été corrigés par l'efficacité d'analyse et normalisés au nombre de hadrons total. Ainsi, en intégrant sur toute la surface du spectre, on obtient le rapport de production des mésons D^* :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow D^{*\pm} X)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} B_* B_0 = (4.77 \pm 0.26) \times 10^{-3}$$

Afin de rendre compte de la systématique introduite par le Monte Carlo via les différentes coupures utilisées dans notre analyse pour sélectionner les candidats D^* , on peut comparer l'efficacité des données à celle du Monte Carlo, en faisant varier dans le Monte Carlo la largeur des masses invariantes du D^0 et du Δm d'une déviation standard. Une erreur relative totale $\delta\epsilon/\epsilon = \pm 0.036$ [43] a donc été introduite dans le lissage. Le reste de la contribution des erreurs systématiques provient des incertitudes sur ϵ_b et sur l'évaluation du nombre de bruit de fond N_{BF} . Nous avons reporté dans le tableau (tab. 8.1), la contribution détaillée de ces différentes sources d'erreurs systématiques. La corrélation entre ϵ_c et $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$ donnée par l'ajustement est de 10%.

Dans la modélisation utilisée, le paramètre libre ϵ_c est défini par : $\epsilon_c = \frac{m_b^2}{m_c^2}$. En supposant que la masse du quark léger m_q est égale à un tiers de la masse du proton, notre mesure de ϵ_c nous conduit à une valeur de $m_c \sim (1.4 \pm 0.1) \text{ GeV}/c^2$.

En utilisant la relation qui lie la masse du quark b à la masse du quark c : $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = \frac{m_b^2}{m_c^2} \sim 10.4 \pm 2.4$ on trouve : $m_b \sim (4.5 \pm 1.0) \text{ GeV}/c^2$.

Les valeurs obtenues pour m_c et m_b , en accord avec les valeurs usuellement retenues, montrent que la définition théorique de ϵ_Q se vérifie expérimentalement.

Variables	$\epsilon_c \times 10^{-3}$	$P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 \times 10^{-3}$
(b/c)	$^{+4}_{-5}$	± 0.3
ϵ_b	$^{+0.04}_{-0.05}$	± 0.02
N_{BF}	± 0.5	± 0.03
$\delta\epsilon/\epsilon$	0	± 0.2

Tableau 8.1: Incertitudes systématiques sur les différentes variables utilisées dans l'ajustement.

Nous avons présenté sur la figure (fig. 8.8), ϵ_c en fonction de la valeur moyenne de X_E des D^* issus directement du charme. La valeur moyenne de X_E extraite de ce lissage et qui correspond à la valeur de ϵ_c trouvée est :

$$\langle X_E \rangle_c^{\text{Peterson}} = 0.496 \pm 0.009(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.})$$

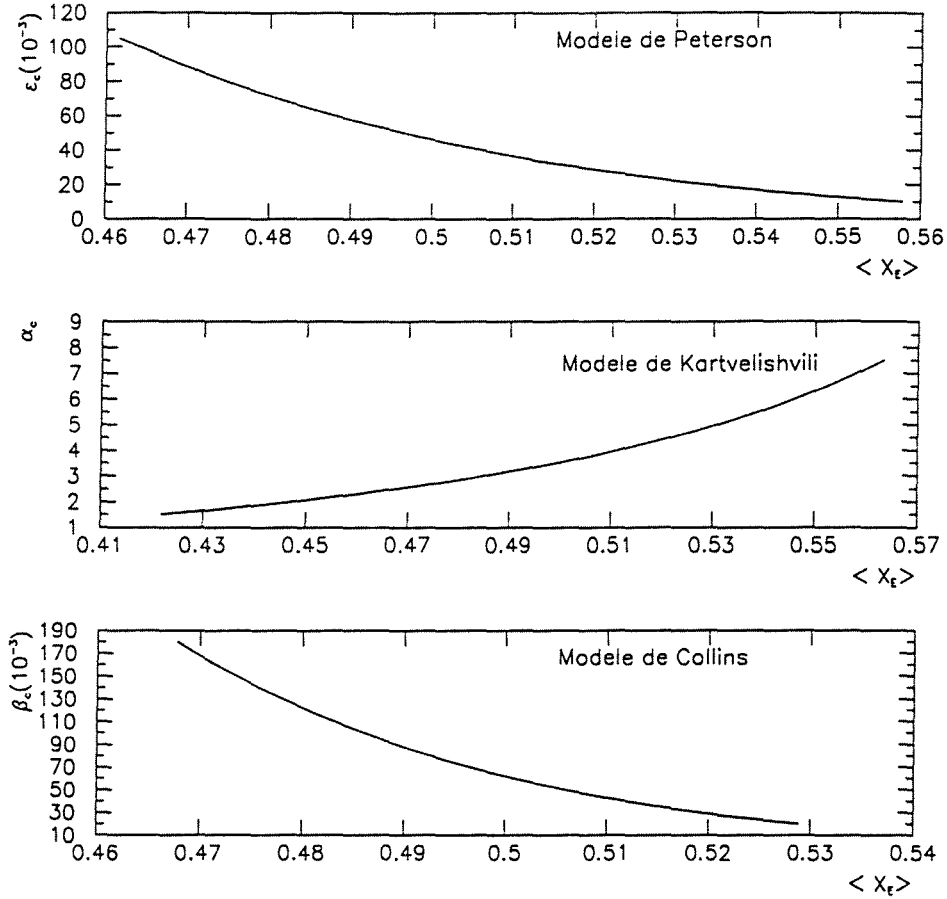


Figure 8.8: Evolution de $\langle X_E \rangle$ en fonction du paramètre libre du modèle de fragmentation choisi.

Le choix de certains paramètres utilisés dans la simulation Monte Carlo qu'on appelle communément, paramètres³ de la C.D.Q (chromodynamique quantique), nécessaires pour contrôler l'évolution et la formation des gerbes de partons dans

³dans le modèle dit "gerbe de parton" les paramètres utilisés pour la simulation des événements hadroniques sont définis par :

- $\Lambda_{\text{C.D.Q}}$: paramètre d'échelle de la C.D.Q grâce auquel l'évolution de la gerbe est contrôlée. Il fixe la limite entre le domaine perturbatif et le domaine non perturbative.
- $M_{\text{min.}}$: paramètre de masse 'seuil'. Quand la masse du parton devient inférieure à cette

le modèle de Lund (voir chap. 2), est une source supplémentaire d'erreurs systématiques dans la mesure du paramètre ϵ_c . Ceci n'influe en rien sur la valeur moyenne $\langle X_E \rangle$ correspondante. En effet, cette valeur est indépendante des paramètres C.D.Q utilisés dans la simulation : la forme de la distribution d'impulsion des hadrons est contrôlée d'une part par les paramètres de C.D.Q (car l'intensité du rayonnement de gluons par les quarks avant qu'ils ne se fragmentent dépend de ces paramètres) d'autre part par la valeur de ϵ_c qui intervient lors de la fragmentation et suit ainsi l'évolution du spectre d'impulsion.

Afin de quantifier cela, nous avons engendré quelques milliers d'événements hadroniques en variant les valeurs de ces paramètres autour des valeurs mesurées par ALEPH [20] présentées dans le tableau (tab. 8.2).

$\Lambda_{C.D.Q}$	$0.318 \pm 0.016 \text{ (GeV)}$
$M_{\min.}$	$1.43 \pm 0.13 \text{ (GeV)}$
δ	$0.360 \pm 0.009 \text{ (GeV)}$
B	$0.92 \pm 0.06 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$
A	0.50 (fixée)

Tableau 8.2: Valeurs des paramètres de la C.D.Q. utilisés dans le Monte Carlo[20].

Nous avons présenté sur la figure (fig. 8.9) ϵ_c en fonction de $\langle X_E \rangle$ pour les valeurs extrêmes de ces paramètres, ainsi, on remarque que l'erreur systématique sur ϵ_c introduite par la variation de ces paramètres quand ils varient dans la limite de leurs erreurs de lissage en respectant les corrélations qui les relient, est faible. Le choix de cette représentation nous permet extrapoler aisément la valeur de ϵ_c en fonction des paramètres de la C.Q.D utilisées dans la simulation pour la valeur de $\langle X_E \rangle$ obtenue dans le lissage.

8.3.1 Dépendance du modèle de fragmentation

Les résultats obtenus dans ce premier ajustement restent dépendant du modèle de fragmentation qu'on a choisi, c'est à dire la fonction dite de Peterson. Afin d'évaluer l'intensité de cette dépendance nous avons utilisé d'autres modèles de

limite, l'évolution de la gerbe est alors arrêtée.

- δ : écart quadratique moyen de la gaussienne suivant laquelle l'impulsion transverse p_t des premiers hadrons formés est générée.
- A et B : les paramètres de la fonction de fragmentation dite " fonction symétrique de LUND". Elle régit la fragmentation des quarks légers.

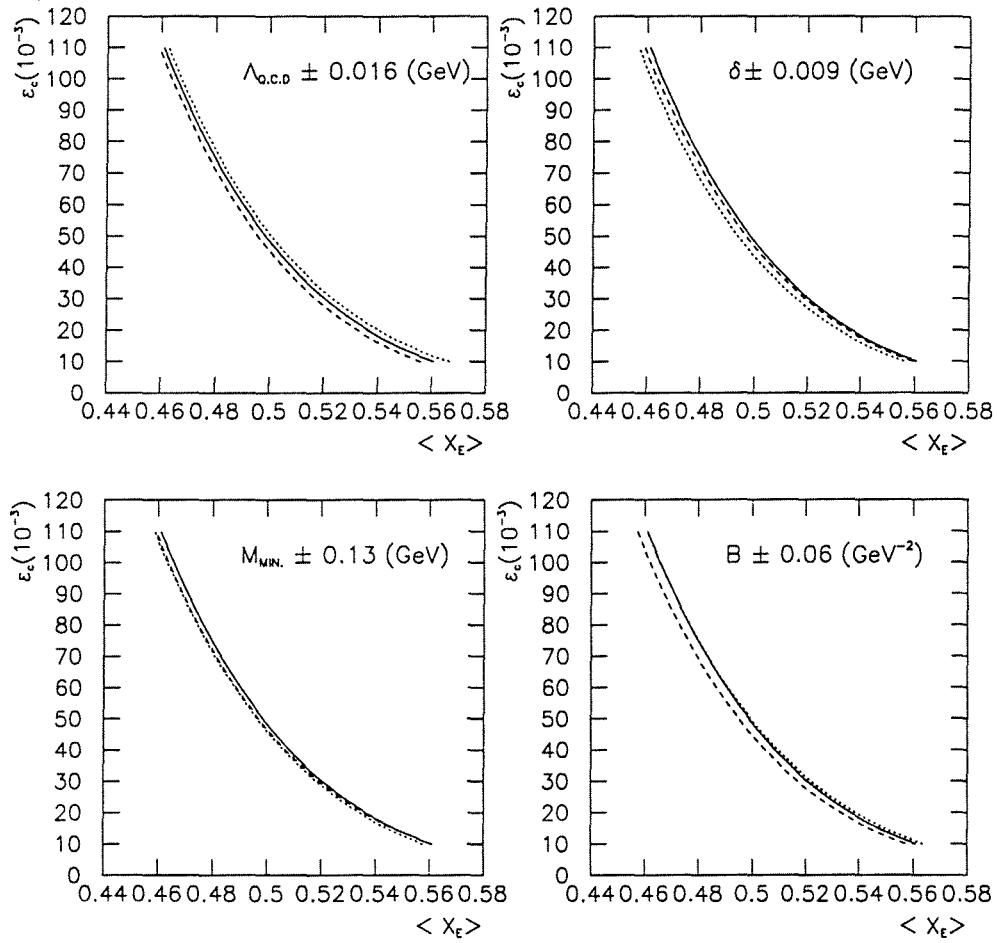


Figure 8.9: *Evolution de ϵ_c du modèle de Peterson en fonction des paramètres de la C.D.Q.*

fragmentation (voir chap. 2). La procédure ainsi que le principe de lissage restent inchangés sauf dans la fonction de poids où on a substitué la fonction de Peterson par la fonction du modèle choisi.

Les paramètres libres dans le lissage sont α_c paramètre libre du modèle utilisé et la contribution des D^* issus de $c\bar{c}$: $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$.

- Modèle de Kartvelishvili[28] :

La valeur du χ^2 par degré de liberté de cet ajustement est de 1.2 . Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 &= (6.3 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3} \\ \alpha_c &= (3.54^{+0.44}_{-0.40}(stat.) \pm 0.22(syst.)) \end{aligned}$$

La valeur moyenne de X_E correspondante est :

$$\langle X_E \rangle_c^{Kartvel.} = 0.500 \pm 0.011(stat.) \pm 0.006(syst.)$$

- Modèle de Collins et Spiller[29] :

La valeur du χ^2 par degré de liberté de ce lissage est de 1.2 .Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 &= (6.4 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3} \\ \beta_c &= (93^{+33}_{-25}(stat.)^{+12}_{-14}(syst.)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Il est intéressant de remarquer que la valeur obtenue de α_c correspond effectivement à la masse du quark c 1.5 GeV/c² étant donné que $\beta_c \equiv [\frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_c^2}]$, k_T représente l'impulsion transverse du hadron par rapport à la direction initial du quark lourd fragmenté ($\langle k_T^2 \rangle = (0.45 GeV/c)^2$)[29]. On trouve : $m_c \sim (1.5 \pm 0.2) GeV/c^2$.

La valeur moyenne de X_E correspondante est de :

$$\langle X_E \rangle_c^{Collins} = 0.488 \pm 0.009(stat.)^{+0.004}_{-0.005}(syst.)$$

- L'effet du modèle de fragmentation imposé aux événements $b\bar{b}$:

Les lissages avec le modèle de Kartvelishvili et le modèle de Collins présentés auparavant ont été effectués en prenant le modèle de Peterson pour décrire la fragmentation des événements $b\bar{b}$. Afin d'étudier la dépendance du modèle de fragmentation utilisé pour décrire la fragmentation des événements $b\bar{b}$, nous avons considéré le même modèle de fragmentation pour tous les événements.

Les résultats obtenus en fixant le paramètre $\alpha_b = (10.88^{+0.97}_{-0.84})$ [41] pour la contribution des événements $b\bar{b}$ dans le modèle de Kartvelishvili sont :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0} &= (6.2 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3} \\ \alpha_c &= (3.62^{+0.45}_{-0.40}(stat.) \pm 0.23(syst.)) \\ \langle X_E \rangle_c^{Kartvel.} &= 0.502 \pm 0.011(stat.) \pm 0.006(syst.) \end{aligned}$$

Pour le modèle de Collins et Spiller on a utilisé la valeur de $\beta_b = (1.4^{+0.5}_{-0.4}) \times 10^{-3}$ [41] pour la contribution des événements $b\bar{b}$. On obtient :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0} &= (6.4 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3} \\ \beta_c &= (95^{+34}_{-26}(stat.)^{+12}_{-15}(syst.)) \times 10^{-3} \\ \langle X_E \rangle_c^{Collins} &= 0.488 \pm 0.009(stat.)^{+0.004}_{-0.005}(syst.) \end{aligned}$$

Les résultats obtenus avec les modèles de Kartvelishvili et de Collins sont en très bon accord avec ceux obtenus avec le modèle de Peterson. Ceci apparaît clairement sur les figures (fig. 8.10) représentant le résultat du lissage de spectre en $\langle X_E \rangle$ avec les différents modèles. De plus, les valeurs du χ^2 obtenues pour les trois lissages restent très voisines et ne nous permettent pas de favoriser un modèle par rapport à un autre. Le rapport d'embranchement $P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0}$, ainsi que la fragmentation des événements $c\bar{c}$ exprimée à travers la valeur de $\langle X_E \rangle$ sont très peu influencés par le modèle choisi.

On peut donc conclure que le modèle de Peterson décrit bien la fragmentation des quarks de saveurs lourdes et que le fait de choisir ce modèle en particulier pour comprendre la fragmentation du charme n'influe en rien sur les résultats obtenus dans l'ajustement. De plus, le modèle de Peterson est basé sur des arguments cinématiques très simples et dépend d'un seul paramètre libre ϵ_c , qui,

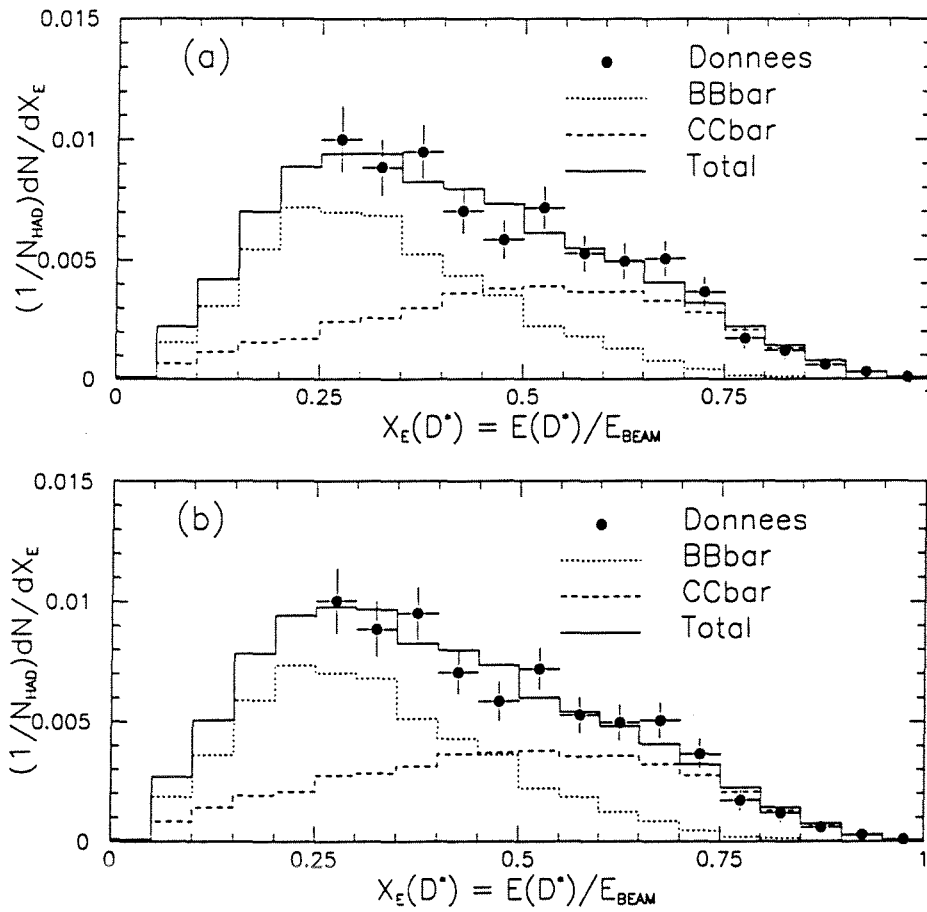


Figure 8.10: Résultat du lissage à une seule dimension à l'aide du modèle de Kartvelishvili (a) et du modèle de Collins (b).

comme on l'a vu s'exprime en fonction des masses des quarks mis en jeu lors de la fragmentation et rend donc bien compte de sa signification physique⁴.

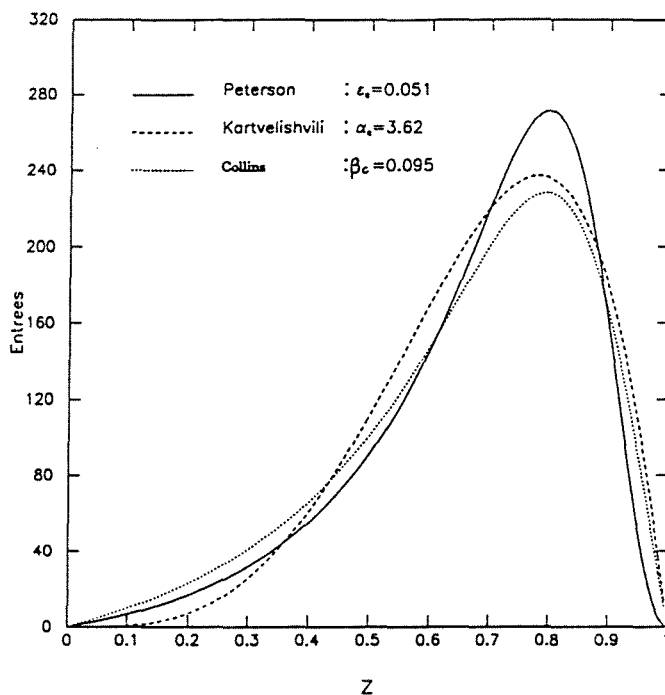


Figure 8.11: Distributions des fonctions de fragmentations de Peterson, de Kartvelishvili et de Collins pour le charme.

8.3.2 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette première partie restent dépendant de la valeur de (b/c) déduite du Monte Carlo. D'autre part, l'erreur systématique prédominante sur nos résultats provient de l'incertitude avec laquelle on estime connaître ce rapport (b/c) . Il serait très intéressant pour parfaire cette étude d'avoir une mesure expérimentale de ce rapport, avec bien sûr une précision acceptable. Ce rapport porte en lui deux processus physiques différents et très importants : un processus électrofaible dû à la désintégration semi-leptonique

⁴une erreur systématique due au choix du modèle de fragmentation pourrait être évaluée à partir des valeurs extrêmes obtenues lors des lissages avec les différentes fonctions de fragmentation :

$$\Delta(P_{c \rightarrow D^{\pm}} B_+ B_0) = \pm 0.1 \times 10^{-3}$$

$$\Delta(\langle X_E \rangle_c) = \pm 0.008$$

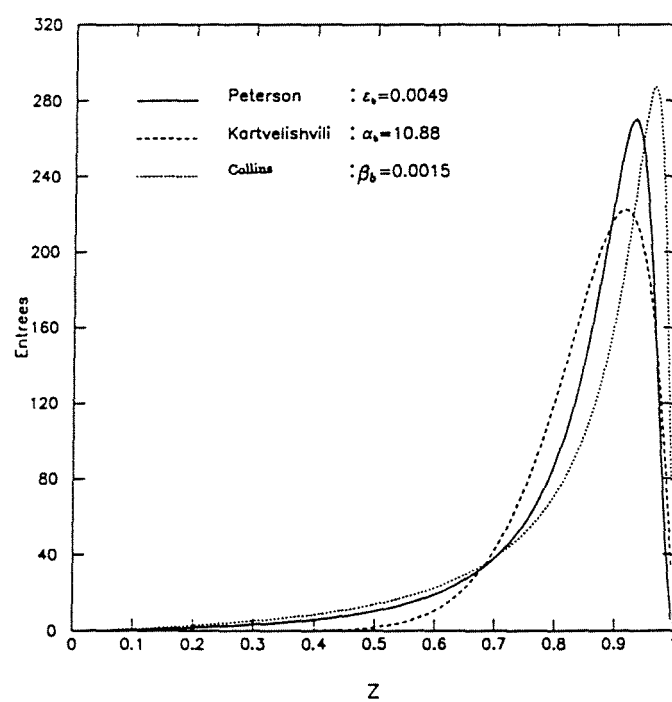


Figure 8.12: Distributions des fonctions de fragmentation de Peterson, de Kartvelishvili et de Collins pour la beauté.

d'un quark b en un quark c à travers l'émission d'un boson W , et un processus fort visible au niveau de la fragmentation du quark c en méson D^+ .

La mesure de (b/c) pourrait être effectuée avec nos données si on arrive à séparer convenablement la contribution $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ dans le lot des candidats D^+ sélectionnés.

Cette séparation est déjà réalisée partiellement avec la variable X_E . Nous avons recherché la possibilité de renforcer cette séparation en utilisant des méthodes topologiques pour étiqueter les événements $b\bar{b}$.

Chapitre 9

Caractéristiques des événements de saveurs lourdes

Les événements hadroniques peuvent être classifiés suivant la saveur du quark qui se trouve à leur origine. Parmi les méthodes utilisées pour effectuer cette discrimination on trouve des variables globales qui caractérisent l'événement dans sa totalité comme la sphéricité, ou des variables exclusives qui caractérisent une particule donnée comme la variable X_E des mésons D^* qu'on a vu auparavant. L'analyse simultanée de plusieurs variables par des méthodes appropriées peut également être utilisée.

Nous montrerons en particulier ce qui peut être obtenu en utilisant un réseau de neurones pour extraire au mieux l'information contenue dans plusieurs variables.

Nous mentionnons ici que la mesure précise, grâce au détecteur de vertex, du temps de vie (ou plus simplement de la longueur de vol) des mésons beaux, peut être utilisée pour séparer partiellement les deux contributions. N'ayant ce VDET installé que pour une partie de nos données seulement, nous n'avons pas pris en considération les variables liées au temps de vie des mésons beaux.

9.1 Le produit des sphéricités "boostées"

La sphéricité d'un événement est une variable de forme, qui nous renseigne sur la nature de l'événement en se basant uniquement sur sa topologie dans l'espace. En effet, la distribution des particules dans un événement donné va dépendre de la nature du quark initial qui l'a produit.

La cinématique de la désintégration électrofaible d'un hadron beau à travers un boson W , procure une grande impulsion transverse aux produits de désintégration de ce dernier (l'impulsion transverse calculée par rapport à la direction de vol du hadron beau peut aller jusqu'à $2.5 \text{ GeV}/c$ ($\sim m_t/2$)), ce qui n'est pas le

cas des autres saveurs. D'autre part, si on considère dans une première approximation que l'intensité de rayonnement de gluons par un quark diminue avec sa masse, l'argument cinématique cité ci-dessus devient encore plus accentué. Ainsi, les événements $b\bar{b}$ vont avoir une forme plus étalée que celle des autres saveurs de quarks.

La sphéricité d'un événement est définie à partir du tenseur de sphéricité :

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_{i\alpha} \vec{P}_{i\beta}}{\sum_{i=1}^n |\vec{P}_i|^2}, \quad (9.1)$$

où $\alpha(\beta) = x, y, z$.

La somme est étendue aux n particules de l'événement, $\vec{P}_i$ représente l'impulsion totale de la i^{eme} particule et $\vec{P}_{i\alpha(\beta)}$ ses trois composantes.

La diagonalisation de ce tenseur nous donne trois directions propres ortho-normées $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ et $\vec{M}_3$ (correspondants aux trois axes d'un ellipsoïde) auxquelles sont associées trois valeurs propres Λ_1, Λ_2 et Λ_3 qui par convention sont données par : $\Lambda_1 > \Lambda_2 > \Lambda_3$.

Les valeurs propres normées du tenseur de sphéricité seront alors définies par :

$$Q_k = \frac{\Lambda_k}{\sum_{i=1}^n |\vec{P}_i|^2}, \quad (9.2)$$

avec $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$.

La sphéricité sera donc définie comme :

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) \quad 0 \leq S \leq 1$$

S sera égale à 1 dans le cas d'un événement où les particules sont distribuées isotropiquement.

Au lieu de définir la sphéricité totale de l'événement, on peut définir la sphéricité d'un ensemble de traces et en particulier celle d'un jet. Considérant que les particules d'un jet énergétique proviennent de la désintégration d'un hadron beau, on effectue une transformation de Lorentz destinée à ramener toutes les traces dans le repère du centre de masse du hadron. On peut ainsi définir la sphéricité de ce jet après transformation de Lorentz que l'on appelle communément une "sphéricité boostée".

Le fait de choisir un boost proche du β des hadrons beaux, implique que la sphéricité des événements $b\bar{b}$ sera plus grande que celle des autres saveurs plus légères. En effet, le jet contenant le hadron beau va être plus étalé s'il est boosté dans son centre de masse.

Dans notre étude, on a utilisé le produit des sphéricités "boostées" qu'on définit comme le produit des sphéricités des deux jets les plus énergiques de l'événement qu'on a boosté au préalable.

Il convient d'abord de définir la façon dont les particules sont regroupées en jets. L'algorithme développé par la collaboration JADE [54] est communément utilisé : pour toutes les paires de particules on calculera la masse invariante normalisée qu'on définit par :

$$y_{ij} = \frac{M_{ij}^2}{E_{vis.}^2}$$

La masse invariante au carré de deux particules i et j si on néglige leur masse respective sera définie par :

$$M_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})$$

Où $E_i(E_j)$ représente l'énergie totale de la particule $i(j)$ et θ_{ij} l'angle dans le système du laboratoire entre deux particules i et j .

$E_{vis.}$ représente l'énergie visible totale de l'événement qui peut être, soit l'énergie totale des traces chargées, soit l'énergie totale des traces chargées et des traces neutres de l'événement.

Les deux particules qui ont un y_{ij} minimal seront remplacées par une pseudoparticule, nommée 'cluster', de quadrivecteur énergie-impulsion $(P_i + P_j)$. L'opération est répétée jusqu'à ce que tous les agglomérats de traces aient un y_{ij} supérieur à une certaine valeur y_{cut} qu'on impose dans l'algorithme; typiquement on prend : $y_{cut} = \frac{M_{cut}^2}{E_{vis.}^2}$. Le principe est d'associer dans un même jet des traces formant ensemble une masse inférieure à M_{cut} . Pour la physique qui nous intéresse une valeur de $M_{cut} \sim M_B \sim 5 \text{ GeV}/c^2$ est naturelle. Toutefois cette valeur ne peut pas être trop basse sinon il se produit parfois qu'une seule particule soit dans le jet. Une valeur couramment utilisée est $M_{cut} \sim 6 \text{ GeV}/c^2$.

Le nombre des agglomérats de traces résultant à la fin de cette opération représente la multiplicité en jets de l'événement.

On prendra ensuite les deux jets les plus énergiques de l'événement qu'on boostera suivant leur axe de jet avec une vitesse β_{boost} qu'on choisit naturellement proche de la vitesse β des hadrons beaux. Le produit des sphéricités "boostées" est défini comme le produit des sphéricités de ces deux jets :

$$X_{S_1 \times S_2} = S_1 \times S_2$$

Généralement la variable $X_{S_1 \times S_2}$ a été utilisée jusqu'à présent pour discriminer deux classes d'événements hadroniques : les événements $b\bar{b}$ et les événements non $b\bar{b}$ c'est-à-dire $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ et $c\bar{c}$. Or, dans notre cas particulier, plus de 80% des événements sélectionnés contiennent un méson D^* et proviennent donc uniquement d'événements $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$. Ainsi nous avons été amené à optimiser les

valeurs du y_{cut} et du β_{boost} afin d'adapter la variable $X_{S_1 \times S_2}$ à notre étude. En ce qui concerne $E_{\text{vis.}}$, nous avons pris lors de la recherche des jets l'énergie des traces chargées de l'événement uniquement. Le fait de considérer l'énergie totale de l'événement pourrait augmenter la probabilité de trouver les particules issues du D^* dans les deux jets les plus énergiques de l'événement, ce qui ne pose pas de problèmes majeurs dans notre étude étant donné qu'on arrive à plus de 95 % des D^* dans les deux jets les plus énergiques en demandant un $X_E > 0.25$ et un $y_{\text{cut}} = 2 \%$ (tab. 9.1).

Le choix du β_{boost} a été fait à partir d'un lot d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ totalement simulés; pour différentes valeurs de β_{boost} nous avons regardé l'efficacité d'étiquetage des événements $b\bar{b}$ en fonction de la pureté en $b\bar{b}$ si on applique une coupure sur la variable $X_{S_1 \times S_2}$, la meilleure séparation a été obtenue pour un $\beta_{\text{boost}} = 0.965$ (fig. 9.1).

En ce qui concerne le choix du y_{cut} nous avons utilisé la même technique d'optimisation que pour β_{boost} . Ainsi pour y_{cut} compris entre 0.01 et 0.02 le pouvoir discriminant de la variable $X_{S_1 \times S_2}$ est maximum.

D'un autre côté nous avons étudié la probabilité pour que les trois traces issues d'un D^* , c'est-à-dire le système $(K\pi\pi_s)$, soient dans le même jet et que ce jet soit l'un des deux jets les plus énergiques de l'événement. Les résultats présentés dans le tableau (tab. 9.1) nous montrent que pour un y_{cut} de 0.02 on trouve le D^* à 95% dans les deux jets les plus énergiques contre 92% pour un y_{cut} de 0.01, ceci après une coupure sur X_E à 0.25. Ces résultats sont dépendants de la valeur de la coupure qu'on applique sur X_E , plus le D^* est énergétique plus il a des chances d'avoir les produits de sa désintégration dans le même jet et dans l'un des deux jets les plus énergiques comme on peut le remarquer sur le tableau (tab. 9.2) où aucune coupure n' a été imposée sur le variable X_E .

	$y_{\text{cut}}(\%)$	$(K\pi\pi_s)$ dans le même jet (%)	D^* dans les deux jets les plus énergiques (%)
vrai D^*	1	94	92
	2	97	95
faux D^*	1	88	85
	2	93	90

Tableau 9.1: Optimisation du y_{cut} de la variable $X_{S_1 \times S_2}$ (avec $X_E > 0.25$).

9.2 Les réseaux de neurones

Nous allons parler brièvement du principe de fonctionnement des réseaux de neurones et plus particulièrement du réseau de neurones multicouche qu'on a

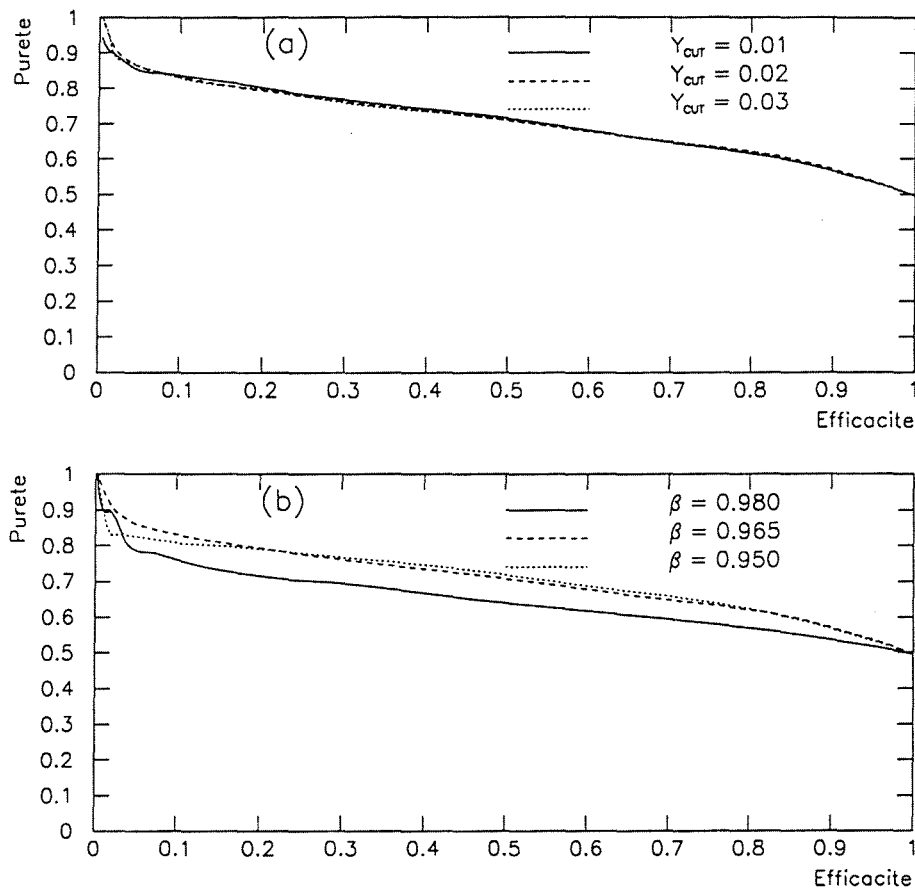


Figure 9.1: Evolution de la pureté en fonction de l'efficacité pour isoler un lot d'événements $b\bar{b}$ en fonction du y_{cut} (a) et du β_{boost} (b).

	$y_{\text{cut}}(\%)$	$(K\pi\pi_s)$ dans le même jet (%)	D^* dans les deux jets les plus énergiques (%)
vrai D^*	1	91	86
	2	96	92
faux D^*	1	55	52
	2	71	69

Tableau 9.2: Optimisation du y_{cut} de la variable $X_{S_1 \times S_2}$ (pas de coupure sur X_E).

utilisé pour notre application. Pour une description plus détaillée des réseaux de neurones, on se reportera aux références [55] [56] [57].

Le réseau choisi ici est un réseau multicouche, formé d'une couche d'entrée comportant 9 neurones, d'une couche de sortie comportant 3 neurones et de deux couches cachées de 9 et 6 neurones respectivement (fig. 9.2).

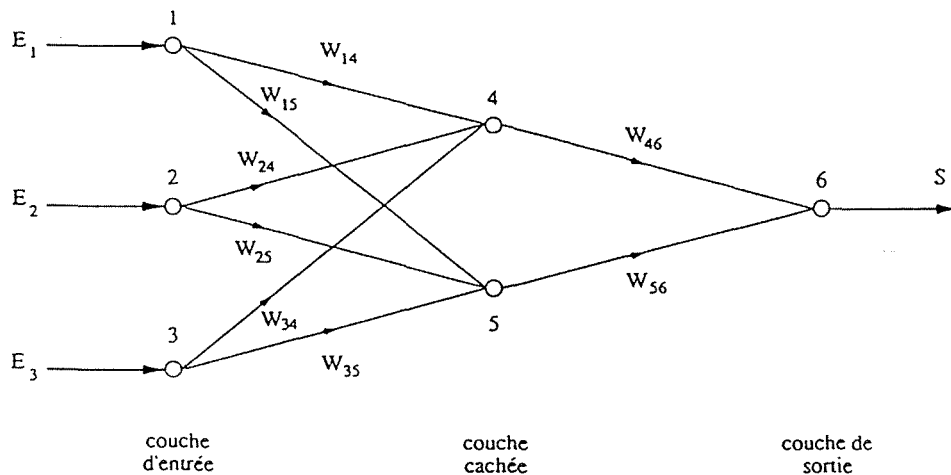


Figure 9.2: Exemple de réseau de neurones (3,2,1) à trois couches.

Les particularités de ce réseau multicouche sont :

- L'information dans un neurone ne peut circuler que dans un seul sens, toujours vers l'avant.
- Chaque neurone appartenant à une couche donnée est connecté à tous les neurones de la couche qui le précède. Les neurones d'une même couche ne sont pas connectés entre eux.

Un neurone peut avoir une ou plusieurs entrées qu'il ajuste par des poids issus d'un apprentissage préalable. Il est muni d'un système de décision à seuil fournissant en sortie la réponse du neurone à une simulation de ses entrées. En principe, le système de décision devrait être basé sur des fonctions logiques basculant entre deux états : vrai ou faux, mais des fonctions continues aisément dérivables leur sont préférées, telles la fonction sigmoïde :

$$f(I) = \frac{1}{1 + \exp(-I)} \quad (9.3)$$

Le principe de l'apprentissage qui permet d'optimiser les poids par lesquels le neurone pondère ses entrées est le suivant :

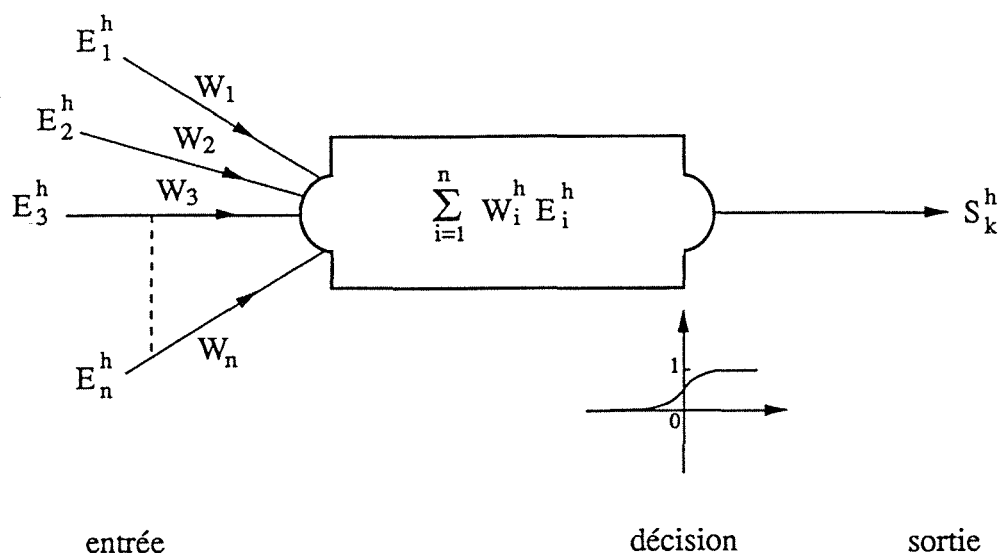


Figure 9.3: *Fonctionnement de base d'un neurone : Les n entrées E_i^h d'un neurone appartenant à la couche h sont affectées des poids W_i^h et ensuite sommées au niveau du neurone. La sortie S_i^h qui est le résultat de la fonction de décision (fonction sigmoïde), représente l'une des entrées E_j^{h+1} de la couche suivante du réseau.*

Partant d'événements de nature connue et d'un ensemble de poids initialisés de manière aléatoire, la réponse du réseau O_i va être comparée à la réponse désirée D_i . L'erreur totale calculée pour les n neurones d'une couche donnée sera définie comme :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (O_i - D_i)^2 \quad (9.4)$$

Cette erreur va être propagée en arrière du réseau vers la couche précédente, c'est ce qu'on appelle la méthode de rétro-propagation de l'erreur (Feed Forward). Ce procédé va être répété jusqu'à ce que l'erreur E devienne inférieure à un seuil fixé au départ. On dira alors que le réseau a convergé.

Une fois que le réseau a convergé, l'apprentissage sera arrêté et les poids entre les connections vont être fixés aux valeurs optimisées. On procèdera alors à un test pour voir la réaction du réseau quand il est confronté à une situation qu'il n'a jamais vue auparavant, donc on lui présentera un grand nombre d'événements autres que ceux qui ont servi à l'apprentissage. Le pourcentage de bonnes réponses nous indiquera les performances du réseau ainsi on pourra passer aux applications réelles si le résultat du test est satisfaisant¹.

¹le réseau de neurones utilisé ici a été programmé et optimisé par J. Proriot et P. Henrard.

L'application dans notre cas particulier des réseaux de neurones consiste à discriminer deux classes d'événements hadroniques : les événements $b\bar{b}$ et non $b\bar{b}$.

L'événement sera tout d'abord partagé en deux hémisphères suivant un plan perpendiculaire à l'axe de poussée et pour chaque hémisphère on calculera les 9 variables discriminantes présentées dans le paragraphe suivant. On appliquera ensuite le réseau de neurones à chacun des deux hémisphères séparément.

9.2.1 Choix des variables discriminantes

Nous avons sélectionné parmi une quarantaine de variables physiques les 9 variables (correspondant aux 9 neurones de la couche d'entrée du réseau) qui discriminent le mieux entre les événements $b\bar{b}$ et les autres (fig. 9.4) :

- SB_{J1} : sphéricité boostée du jet le plus énergétique de l'hémisphère 1 (2) ($\beta=0.965$).
- X_{PTLJ1} : la somme normalisée des produits des impulsions transverses et longitudinales de toutes les n traces du jet le plus énergétique de l'hémisphère 1 (2).

$$X_{PTLJ1} = \frac{\sum_{i=1}^n (\sum_{k=1}^i P_{kL} \cdot \sum_{k=1}^i P_{kT})}{(\sum_{i=1}^n P_i)^2} \quad (9.5)$$

- $X_{P_{max}}$: l'impulsion normalisée de la particule la plus énergétique de l'hémisphère 1 (2).

$$X_{P_{max}} = \frac{P_{max.}}{\sum_{i=1}^N P_i}, \quad (9.6)$$

où N représente la multiplicité de l'hémisphère 1 (2) en traces.

- M_{123} : la masse invariante des 3 traces les plus énergiques du jet le plus énergétique de l'hémisphère 1 (2).
- $S_{dir.}^{1234}$, $S_{dir.}^{123}$, $S_{dir.}^{124}$ et $S_{dir.}^{134}$: les sphéricités directes des 4 traces les plus énergiques du jet le plus énergétique de l'hémisphère 1 (2).

$$S_{dir}^Q = \frac{\sum_Q P_T^2}{\sum_Q |P|^2} \quad (9.7)$$

Où P représente l'impulsion dans le centre de masse des Q particules et P_T l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet dans le système de laboratoire.

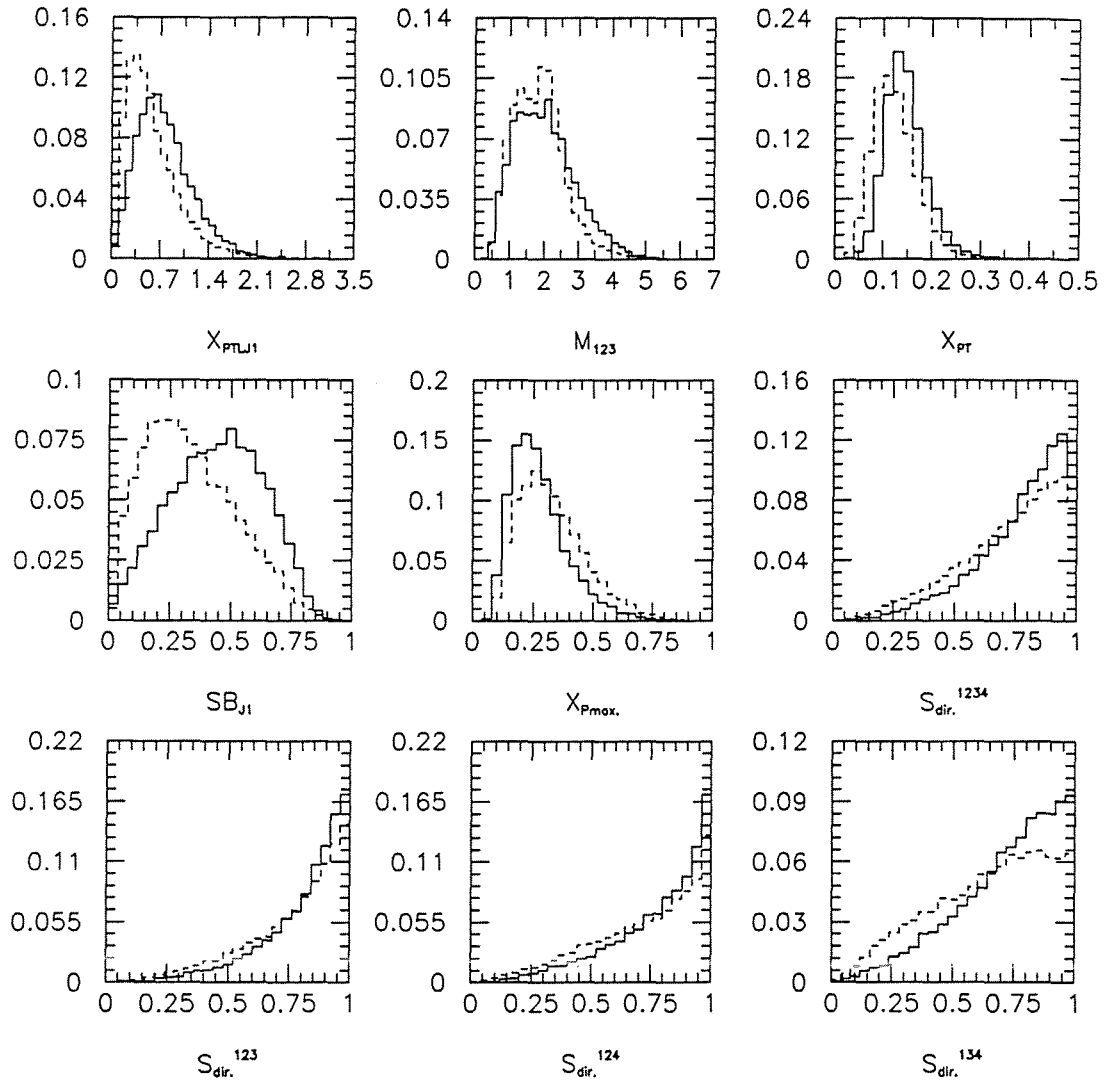


Figure 9.4: Les 9 variables utilisées à l'entrée du réseau de neurones : les pointillés représentent les $c\bar{c}$ et le trait plein les $b\bar{b}$ (les histogrammes sont normalisés au nombre d'entrées total).

- X_{P_T} : la somme normalisée des impulsions transverses de toutes les particules de l'hémisphère 1 (2).

$$X_{P_T} = \frac{\sum_{i=1}^n P_{iT}}{\sum_{i=1}^n P_i} \quad (9.8)$$

Le choix de ces 9 variables est fondé sur deux critères :

- Elles doivent avoir le plus grand pouvoir discriminant possible sans toute fois être très corrélées entre elles.
- Elles reflètent les caractéristiques de base des événements $b\bar{b}$: production de particules de grande impulsion transverse, une grande multiplicité de trace (sphéricité), une fragmentation plus dure que les autres saveurs plus légères (énergie des jets).

Pour chaque événement hadronique, on calculera ces 9 variables pour chacun des 2 hémisphères. Toutes les traces de l'événement seront prises en compte : traces chargées et traces neutres.

La réponse du réseau est donnée pour chaque hémisphère, X_{H_1} et X_{H_2} . La réponse du réseau pour l'événement dans sa totalité est donnée par :

$$X_{H_1 \times H_2} = X_{H_1} \times X_{H_2} \quad (9.9)$$

9.3 Conclusion

La séparation des événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ contenant un D^* reste le but principal attendu de ces variables discriminantes. En effet, le rapport (b/c) fixé dans le lissage de X_E tient compte de ces deux contributions et la précision sur sa détermination dépendra uniquement du pouvoir discriminant de la variable utilisée.

Nous avons présenté sur la figure (fig. 9.5) l'efficacité en fonction de la pureté en événements $b\bar{b}$ contenues dans un lot initial constitué d'événements $c \rightarrow D^{*\pm}$ et $b \rightarrow D^{*\pm}$, ceci en fonction de la coupure appliquée sur la variable discriminante en question.

Ainsi, on remarque que la variable du réseau de neurones obtenue à partir des deux hémisphères $X_{H_1 \times H_2}$, possède un meilleur pouvoir de séparation que le produit des sphéricités "boostées" ($X_{S_1 \times S_2}$) et que la sortie du réseau relative à l'hémisphère ne contenant pas le D^* (X_{H_2}).

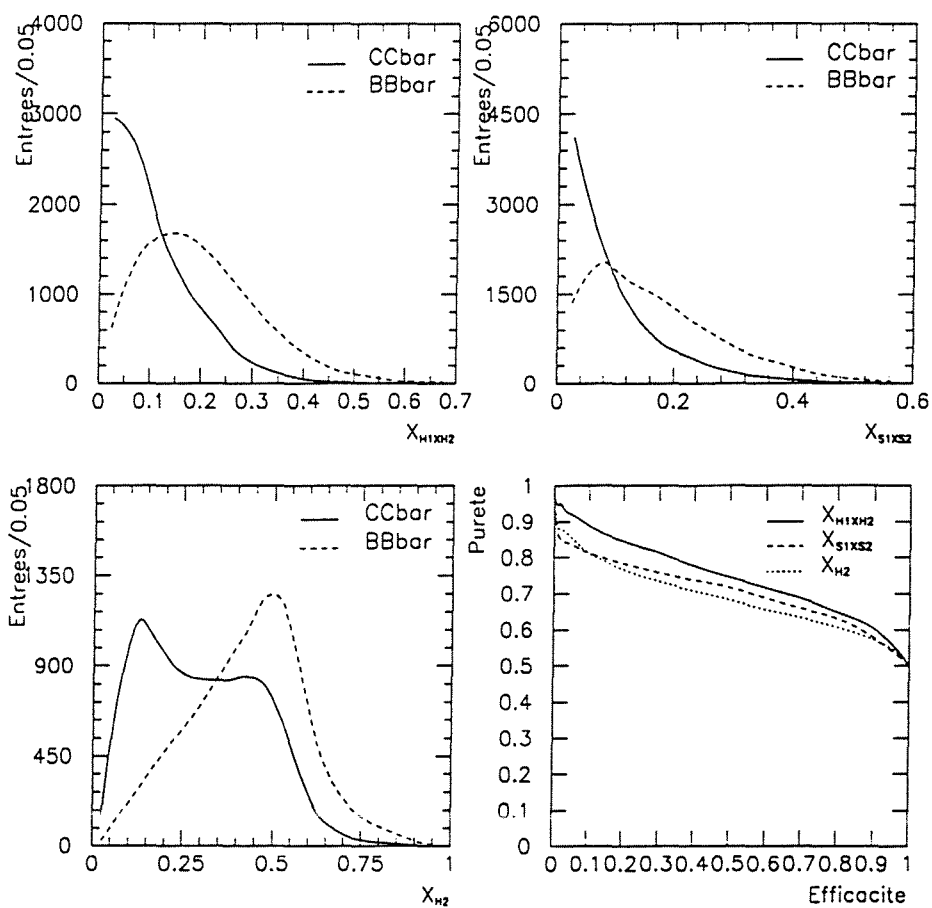


Figure 9.5: Comparaison des 3 variables topologiques $X_{H_1 \times H_2}$, $X_{S_1 \times S_2}$ et X_{H_2} .

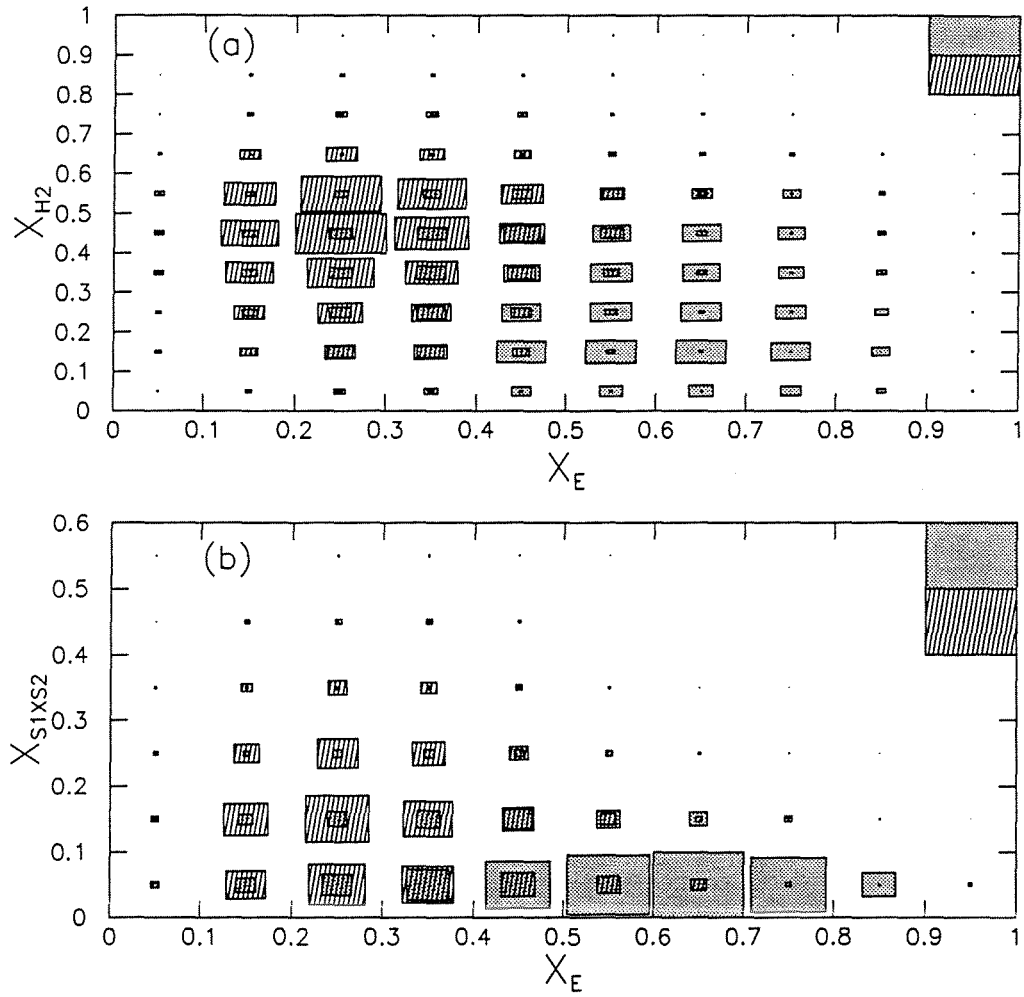


Figure 9.6: *Distribution des D^* issus d'événements $c\bar{c}$ (carrés foncés) et $b\bar{b}$ (carrés hachurés) dans le plan : (X_E, X_{H_2}) (a) et $(X_E, X_{S_1 \times S_2})$ (b).*

9.4 Lissage à l'aide de deux variables discriminantes

Le lissage dans le plan formé de la variable X_E et d'une des variables globales X_V citées auparavant sera fait dans le même esprit que lissage qu'on a effectué à l'aide de la variable X_E uniquement. On commencera par partager le plan (X_E, X_V) en plusieurs intervalles; en pratique, le choix de ces intervalles ainsi que leur nombre seront optimisés de manière à avoir un nombre minimum d'événements par intervalle et permettent ainsi de s'affranchir le plus possible des fluctuations statistiques lors de la procédure de lissage.

Le lissage sera ensuite effectué à l'aide de la méthode de minimisation logarithmique déjà utilisée dans le lissage présenté dans la première partie. La fonction à minimiser dans ce cas est de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dX_E dX_V} = & N_{had} \times 2 \times P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 \epsilon(X_E, X_V) f_{HF}(X_E, X_V, \epsilon_c) \\ & + N_{BF} \times f_{BF}(X_E, X_V) \end{aligned} \quad (9.10)$$

Où X_V représente la seconde variable utilisée : $X_{S_1 \times S_2}$ ou la sortie du réseau de neurones et $\epsilon(X_E, X_V)$ l'efficacité de sélection dans l'analyse qui est en fonction de l'intervalle (X_E, X_V) où l'on se trouve.

La contribution des saveurs lourdes b et c dans le signal D^* est donnée par :

$$f_{HF}(X_E, X_V, \epsilon_c) = \gamma_b(b/c) f_b(X_E, X_V) + \gamma_c f_c(X_E, X_V, \epsilon_c) \quad (9.11)$$

Où f_b (f_c) for $a \rightarrow D^{*\pm}$ ($c \rightarrow D^{*\pm}$) représente la probabilité de trouver un candidat D^* dans l'intervalle (X_E, X_V) . On rappelle que ces probabilités sont déduites directement du Monte Carlo.

La probabilité f_{BF} de trouver un événement bruit de fond dans l'intervalle (X_E, X_V) sera, quant à elle, déduite des données réelles ainsi que le nombre d'événements bruit de fond N_{BF} présent dans le lot de D^* qu'on a sélectionné. Nous avons détaillé ces méthodes dans la première partie.

Les trois paramètres libres de ce lissage vont être : ϵ_c du modèle de Peterson, le rapport d'embranchement $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$ et la rapport (b/c) .

9.4.1 Lissage dans le plan $(X_E, X_{S_1 \times S_2})$

Nous avons partagé le plan $(X_E, X_{S_1 \times S_2})$ en 13 intervalles en X_E et 8 intervalles en $X_{S_1 \times S_2}$. Le lissage des données est fait en minimisant la fonction définie par

l'équation (equ. 9.11). La procédure de lissage et la fonction décrivant la fragmentation c'est-à-dire la fonction de Peterson seront identiques à celles décrites dans le paragraphe (para. 8.3).

Les résultats de ce lissage obtenus avec un χ^2 par degré de liberté de 1.2 sont :

$P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$	$= (6.8 \pm 0.6(stat.)^{+0.2}_{-0.3}(syst.)) \times 10^{-3}$
ϵ_c	$= (59^{+15}_{-12}(stat.)^{+1}_{-1}(syst.)) \times 10^{-3}$
(b/c)	$= (0.82^{+0.16}_{-0.14}(stat.)^{+0.01}_{-0.01}(syst.))$

Ces résultats sont en bon accord avec les résultats du premier lissage, on remarque aussi la diminution des erreurs systématiques sur les variables $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$ ² et ϵ_c qui étaient dues au fait qu'on imposait le rapport (b/c) dans le lissage à une seule variable. L'hypothèse imposée dans le premier lissage sur la valeur de ce paramètre : $(b/c) = 0.95 \pm 0.10$ est compatible avec la valeur expérimentale déterminée dans ce lissage.

La contribution des différentes sources d'erreurs systématiques est présentée dans le tableau (tab. 9.3). La corrélation existant entre les trois paramètres lissés est quand à elle présentée dans le tableau (tab. 9.4). On remarquera au passage que la corrélation entre $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0$ et ϵ_c devient plus importante dans le cas où le rapport (b/c) évolue librement dans le lissage. En effet, le paramètre ϵ_c est déterminé grâce à la partie du spectre en X_E où les événements $c\bar{c}$ prédominent (c'est-à-dire pour les hautes valeurs de X_E). La contribution des événements $c\bar{c}$ sera, quant à elle, déterminée en s'appuyant sur tout le spectre en X_E si le rapport (b/c) est fixé dans le lissage. La corrélation entre les deux variables devient alors plus faible. Le rapport (b/c) étant libre, les deux contributions évoluent simultanément, et donc la contribution $c\bar{c}$ sera déterminée dans la même région que le paramètre ϵ_c , ce qui explique l'augmentation de la corrélation entre ces variables.

Les figures (fig. 9.7) présentent le résultat de ce lissage sur la variable X_E et la variable produit des sphéricités "boostées" $X_{S_1 \times S_2}$. Le bruit de fond a été soustrait dans les deux spectres et seules les contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ dans le signal du D^* sont présentées.

²on rappelle que $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 = \text{Br}((c \rightarrow D^*)(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+))$

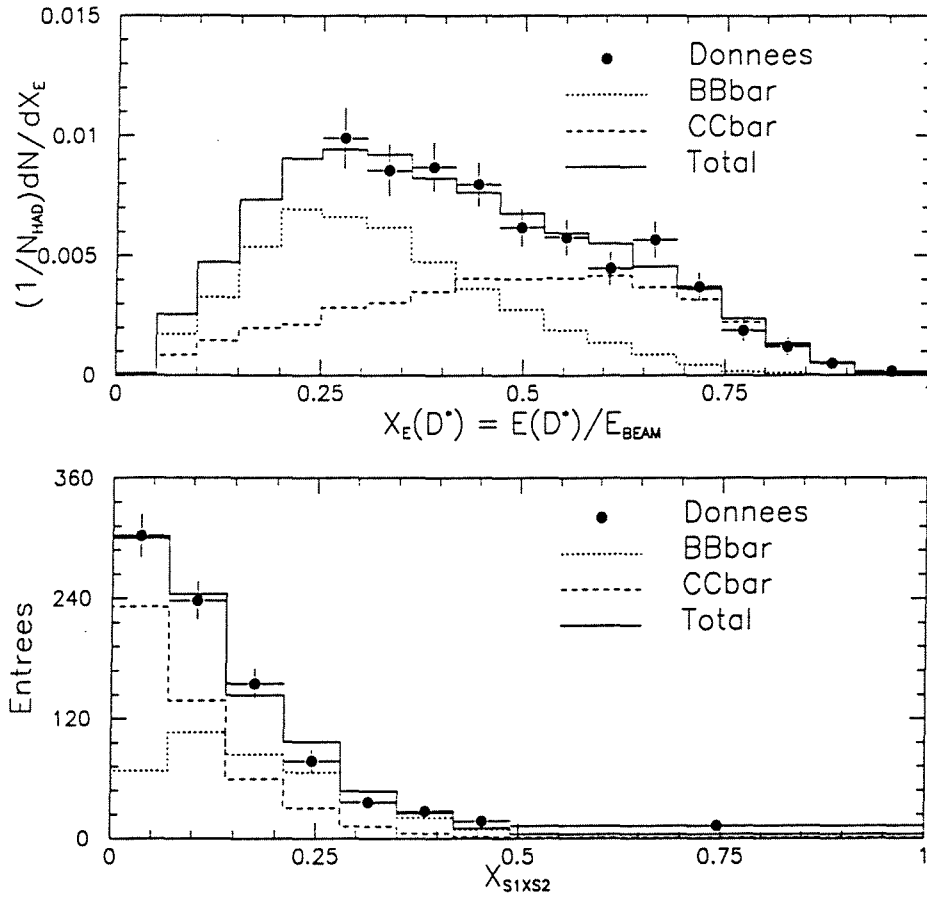


Figure 9.7: Résultat du lissage effectué dans le plan $(X_E, X_{S1} \times S2)$.

Variables	$\epsilon_c \times 10^{-3}$	$P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 \times 10^{-3}$	(b/c)
ϵ_b	± 0.2	± 0.04	± 0.006
N_{BF}	± 0.4	± 0.02	± 0.004
$\delta\epsilon/\epsilon$	0	$^{+0.24}_{-0.26}$	0

Tableau 9.3: Systématiques des différentes variables utilisées dans le lissage.

	ε_c	$P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0$	(b/c)
ε_c	1.00	0.55	-0.56
$P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0$	0.55	1.00	-0.91
(b/c)	-0.56	-0.91	1.000

Tableau 9.4: Corrélations des variables lissées.

9.4.2 Lissage dans le plan ($X_E, X_{H_1 \times H_2}$)

Le plan ($X_E, X_{H_1 \times H_2}$) est partagé ici en 13 intervalles en X_E et 8 intervalles en $X_{H_1 \times H_2}$. Le lissage dans ce cas reste identique au précédant et il suffit de remplacer la variable $X_{S_1 \times S_2}$ par la variable $X_{H_1 \times H_2}$.

La valeur du minimum χ^2 par degré de liberté est de 1.3 et les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned}
 P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0 &= (6.6 \pm 0.5(stat.) \pm 0.2(syst.)) \times 10^{-3} \\
 \varepsilon_c &= (55^{+13}_{-11}(stat.)^{+1}_{-1}(syst.)) \times 10^{-3} \\
 (b/c) &= (0.85^{+0.13}_{-0.12}(stat.)^{+0.004}_{-0.004}(syst.))
 \end{aligned}$$

Bien que les résultats soient compatibles avec ceux obtenus avec le produit des sphéricités "boostées", une amélioration significative est obtenue sur la précision des résultats. Les résultats du lissage sont présentés sur les figures (fig. 9.8).

Nous avons aussi présenté les valeurs des différentes erreurs systématiques intervenant dans le lissage (tab. 9.5) ainsi que les corrélations qui existent entre les paramètres lissés (tab. 9.6).

Variations	$\varepsilon_c \times 10^{-3}$	$P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0 \times 10^{-3}$	(b/c)
ε_b	± 0.1	± 0.03	± 0.002
N_{BF}	± 0.5	± 0.02	± 0.003
$\delta\epsilon/\epsilon$	0	$^{+0.23}_{-0.24}$	0

Tableau 9.5: Systématiques des différentes variables utilisées dans le lissage.

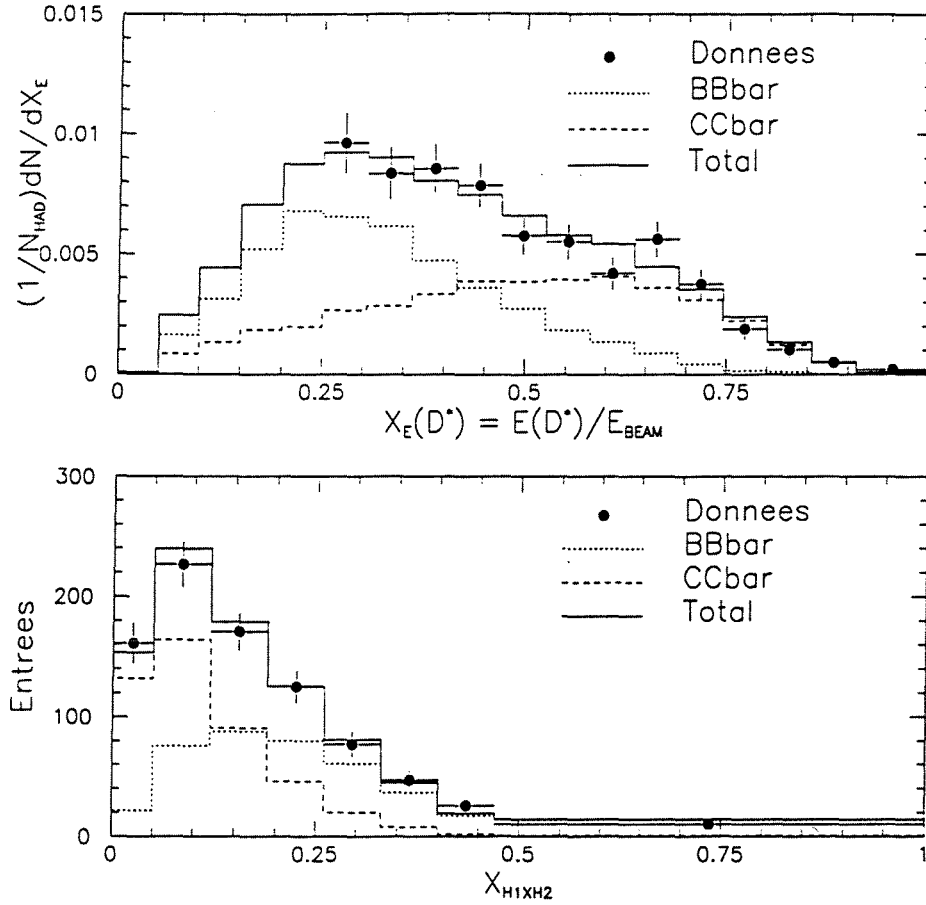


Figure 9.8: Résultat du lissage effectué dans le plan $(X_E, X_{H_1} \times H_2)$.

	ε_c	$P_{c \rightarrow D^* \pm B_* B_0}$	(b/c)
ε_c	1.00	0.45	-0.45
$P_{c \rightarrow D^* \pm B_* B_0}$	-0.45	1.00	-0.87
(b/c)	-0.45	-0.87	1.00

Tableau 9.6: Corrélations des variables lissées.

9.4.3 Lissage dans le plan (X_E, X_{H_2})

En prenant la réponse du réseau de neurones relative à l'hémisphère opposé au D^* notée X_{H_2} , on élimine la corrélation entre les variables X_E et X_{H_2} comme on peut le remarquer sur la figure (fig. 9.9). En effet, ces deux variables sont indépendantes étant donné que les deux hémisphères d'un événement sont indépendants.

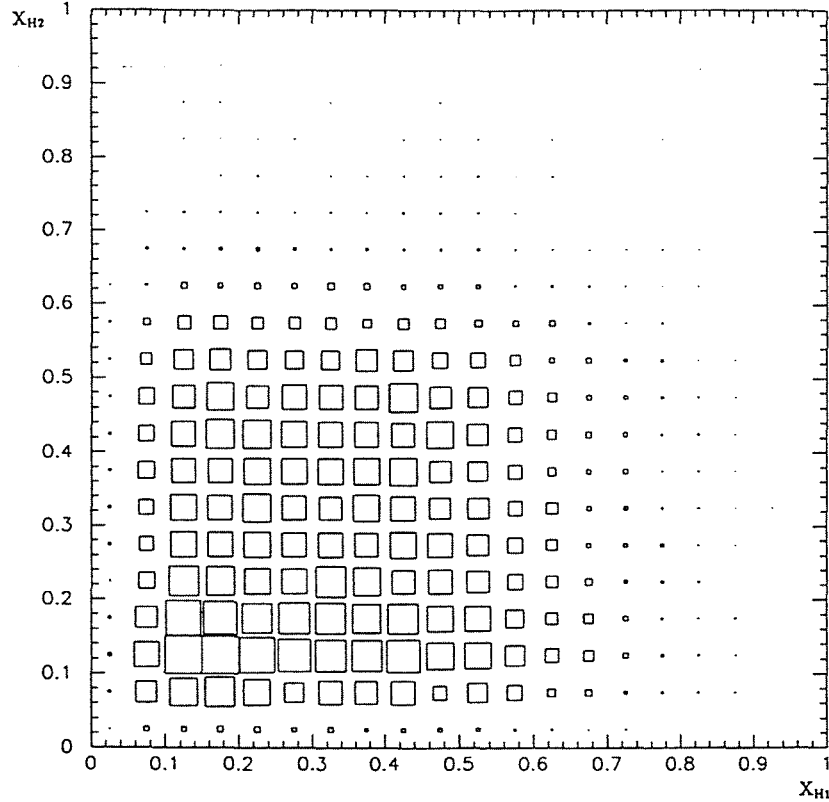


Figure 9.9: *Distribution des D^* dans le plan (X_{H_1}, X_{H_2}) .*

L'hémisphère du D^* nous donne la variable X_E , et l'hémisphère opposé au D^* sert à calculer la sortie du réseau de neurones X_{H_2} , ce qui n'est pas le cas des variables $X_{S_1 \times S_2}$ et $X_{H_1 \times H_2}$. En effet, le produit des sphéricités "boostées" est calculé à partir des deux jets les plus énergiques de l'événement et le D^* est presque toujours contenu dans l'un d'entre eux. En ce qui concerne la sortie du réseau de neurones $X_{H_1 \times H_2}$ relative aux deux hémisphères de l'événement, sa corrélation avec la variable X_E est moins importante que dans le cas de la variable $X_{S_1 \times S_2}$, la corrélation se trouve masquée par les autres variables qui servent à calculer $X_{H_1 \times H_2}$ et n'apparaît pas d'une manière directe.

Tout d'abord, nous avons étudié au Monte Carlo la dépendance de X_{H_2} avec la fragmentation du quark qui a généré l'hémisphère de H_2 et ceci pour les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Les figures (fig. 9.10) nous montrent l'évolution de la forme de X_{H_2} en fonction du paramètre de la fonction de fragmentation de Peterson

ε_Q . On a fait varier les valeurs de ε_c et ε_b dans le domaine de la précision actuelle de leur mesure et on a vu que l'incertitude est plus grande sur le charme que sur la beauté.

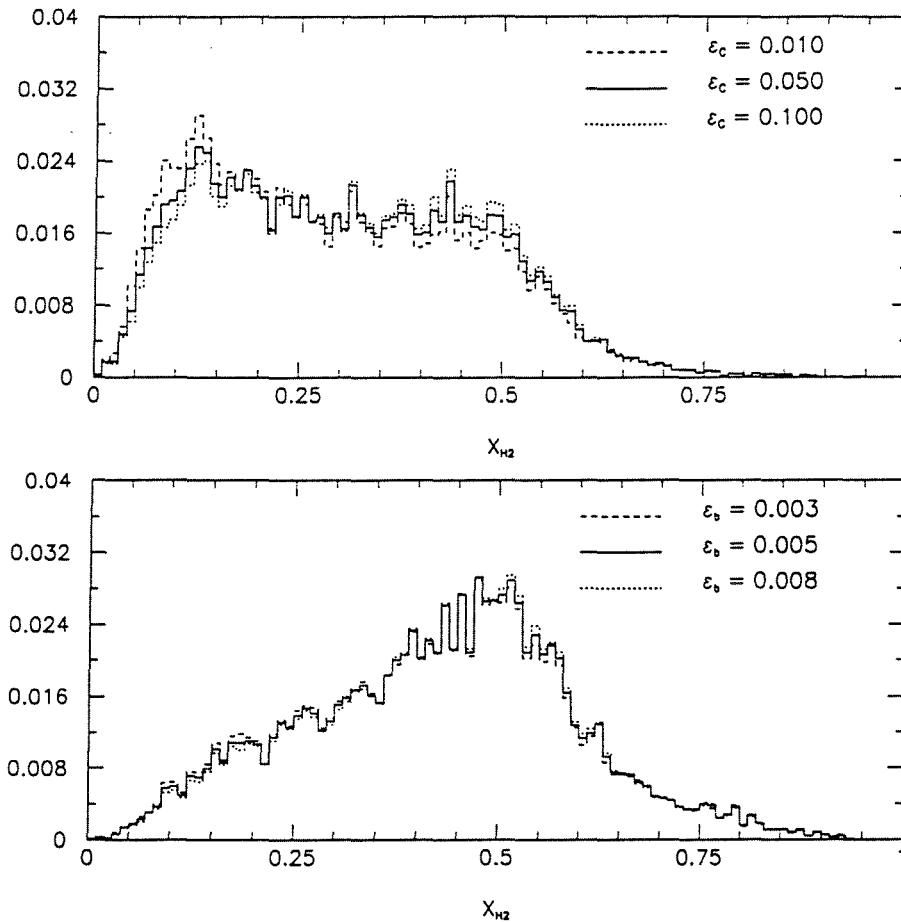


Figure 9.10: Evolution de la sortie du réseau de neurones relative à l'hémisphère opposé au D^* en fonction de ε_Q .

L'influence de ε_c sur la sortie du réseau n'est pas introduite dans le lissage, nous avons fixé la valeur du paramètre ε'_c relatif à l'hémisphère opposé au D^* à sa valeur expérimentale trouvée dans le lissage. L'erreur systématique introduite sur nos résultats a été obtenue en faisant varier ε_c à l'intérieur des ses erreurs.

La figure (fig. 9.11) nous montre le bon accord qui existe entre les données réelles et le Monte Carlo en ce qui concerne la réponse du réseau de neurones pour les événements hadroniques. Le faible désaccord entre les deux est estimé, au maximum à $(1 - \frac{\varepsilon_{\text{donnees}}(X_{H2})}{\varepsilon_{\text{M.C.}}(X_{H2})}) = (0.3 \pm 0.1)\%$ [37] pour les événements de saveurs lourdes, grâce à la méthode dite de "double étiquetage". Ceci consiste à appliquer

différentes coupures sur la sortie du réseau et à comparer pour chaque coupure effectuée l'efficacité d'étiquetage d'un événement $b\bar{b}$ ($\epsilon(X_{H_2})$) sur les données et sur le Monte Carlo.

Le χ^2 par degré de liberté est de 1.3 et les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned}
 P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0} &= (6.5 \pm 0.5(stat.) \pm 0.2(syst.)) \times 10^{-3} \\
 \epsilon_c &= (52^{+13}_{-11}(stat.)^{+1}_{-1}(syst.)) \times 10^{-3} \\
 \text{qui correspond à :} \\
 \langle X_E \rangle_c^{Peterson} &= 0.495^{+0.010}_{-0.011}(stat.)^{+0.001}_{-0.001}(syst.) \\
 (b/c) &= 0.87^{+0.15}_{-0.13}(stat.)^{+0.01}_{-0.01}(syst.)
 \end{aligned}$$

Nous avons présenté le résultat de ce lissage sur la figure (fig. 9.12) et ceci pour les deux variables : X_E et X_{H_2} . La contribution du bruit de fond a été soustraite dans les deux variables et l'histogramme de la variable X_E a été corrigé pour l'efficacité d'analyse et normalisé au nombre total d'événements hadroniques. Ainsi, on a directement la section efficace de production des $D^{*\pm}$ à LEP.

La contribution des différentes erreurs systématiques dans le résultat du lissage est présentée dans le tableau (tab. 9.7). Nous avons aussi présenté dans le tableau (tab. 9.8) les corrélations existant entre les trois paramètres mesurés.

Variables	$\epsilon_c \times 10^{-3}$	$P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0} \times 10^{-3}$	(b/c)
ϵ_b	± 0.3	0	± 0.005
N_{BF}	± 0.5	± 0.03	± 0.002
$\delta\epsilon/\epsilon$	0	$^{+0.23}_{-0.24}$	0
ϵ'_c	± 0.6	± 0.05	± 0.01

Tableau 9.7: Incertitudes systématiques sur les différentes variables utilisées dans le lissage.

Le même lissage a été fait en fixant la valeur de $(b/c)=0.95$ et en laissant évoluer ϵ_c , $P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0}$ et γ_c librement. Les résultats de ce lissage obtenus avec un χ^2 par degré de liberté de 1.3 sont :

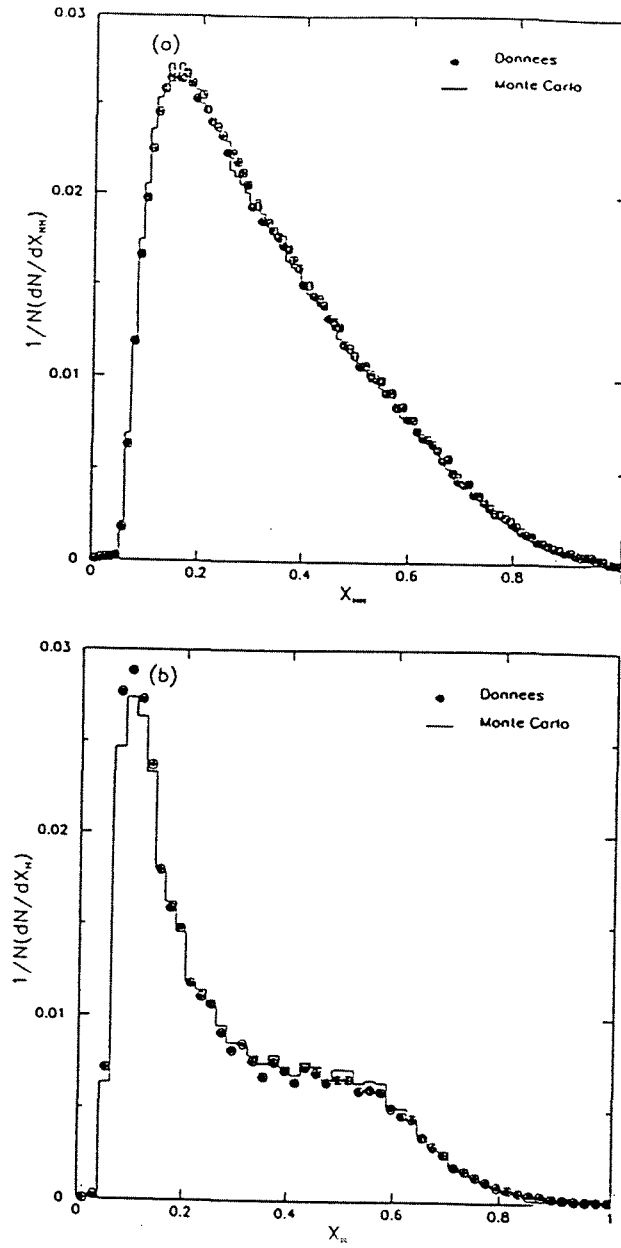


Figure 9.11: Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la réponse du réseau de neurones pour : (a) les deux hémisphères et (b) un seul hémisphère.

	ε_c	$P_{c \rightarrow D^* \pm} B_{\pm} B_0$	(b/c)
ε_c	1.00	0.50	0.52
$P_{c \rightarrow D^* \pm} B_{\pm} B_0$	0.50	1.00	0.89
(b/c)	0.52	0.89	1.00

Tableau 9.8: Corrélations des variables lissées.

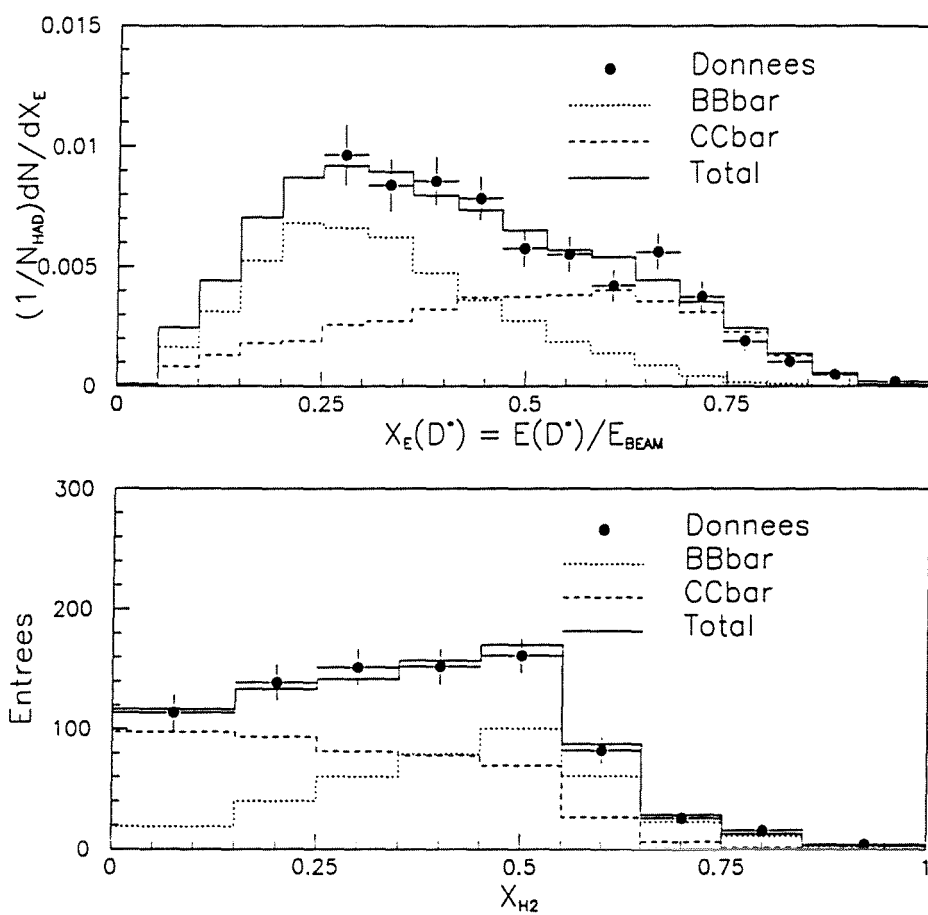


Figure 9.12: *Résultat du lissage effectué dans le plan (X_E, X_{H_2}) .*

$$\begin{aligned}
P_{c \rightarrow D^* \pm B_{\pm} B_0} &= (6.2 \pm 0.3(stat.) \pm 0.5(syst.)) \times 10^{-3} \\
\varepsilon_c &= (52^{+13}_{-11}(stat.) \pm 1(syst.)) \times 10^{-3} \\
\gamma_c &= 0.180^{+0.018}_{-0.017}(stat.) \pm 0.013(syst.)
\end{aligned}$$

La valeur obtenue pour γ_c est en très bon accord avec la valeur prédite par le modèle standard : $\gamma_c^{MS}=0.1705$.

9.5 Conclusion

Les trois lissages effectués à l'aide de deux variables discriminantes X_E et l'une des trois variables présentées dans le paragraphe (para. 9) : $X_{S_1 \times S_2}$, $X_{H_1 \times H_2}$ et X_{H_2} nous donnent des résultats compatibles avec le premier lissage à une seule dimension effectué dans le paragraphe (para. 8.3) où on a fixé le paramètre (b/c). Une valeur expérimentale de ce paramètre a été obtenue avec une incertitude dominée par l'erreur statistique.

Nous avons opté pour la variable X_{H_2} donnée par l'analyse des variables de l'hémisphère opposé au D^* par un réseau de neurones. En effet, comme on l'a expliqué auparavant, X_{H_2} est complètement décorrélée avec la variable X_E et présente donc le meilleur moyen pour lisser les deux contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ dans le signal D^* tout en contrôlant au mieux les erreurs systématiques dues à la méthode de lissage. Les autres variables restent néanmoins d'un grand intérêt pratique pour signer les événements de saveurs lourdes dans les désintégrations hadroniques.

Chapitre 10

Mesure de l'asymétrie A_{FB}^c

10.1 Introduction

Nous avons présenté dans le paragraphe précédent différentes méthodes dont le but principal reste la séparation des contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ dans le lot de mésons D^* mis en évidence dans la première partie de l'analyse. L'idée dans l'étude suivante est d'isoler un lot suffisamment pur en $c\bar{c}$ en imposant certaines coupures sur les variables discriminantes citées auparavant, afin de pouvoir mesurer l'asymétrie de charge des quarks charmés produits par le Z^0 à LEP.

Cette mesure a été faite à LEP à travers les leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des saveurs lourdes en se basant sur l'impulsion et l'impulsion transverse de ces leptons pour remonter à la saveur initiale de l'événement hadronique. Cette dernière méthode d'étiquetage s'avère plus efficace pour isoler les $b\bar{b}$ étant donné que les leptons issus d'événements $c\bar{c}$ se trouvent noyés dans le bruit de fond à faible impulsion du lepton. La situation dans notre cas est différente si on se base sur l'impulsion des D^* pour étiqueter les $c\bar{c}$.

Nous voudrions rappeler le grand intérêt que représente cette mesure pour l'étude des couplages électrofaible du fait qu'elle est reliée directement à l'angle de mélange θ_W . De plus, l'extraction de la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ se fait plus aisément à partir de l'asymétrie de charge des $c\bar{c}$ qu'à partir de celle des $b\bar{b}$ à cause des corrections de vertex, dues au couplage du quark top au quark b, qui ne sont pas complètement maîtrisées et des oscillations du système $(B^0, \bar{B}^0)$. Enfin, on peut mentionner le fait que l'asymétrie de charge des $c\bar{c}$ ou des $b\bar{b}$ est beaucoup plus sensible à l'angle de mélange que celle des leptons comme on peut le constater sur le tableau (tab. 10.1) [34], ce qui rend la mesure de A_{FB}^c encore plus intéressante.

Une coupure sur la variable X_E à 0.5 qui correspond à la valeur moyenne de cette variable pour les D^* issus de la contribution $c\bar{c}$, nous permet d'isoler un lot de 312 D^* constitué de 75% de $c\bar{c}$, de 20% de $b\bar{b}$ et de 5% de bruit de fond. L'utilisation d'une seconde variable discriminante comme X_{H_2} par exemple

	lepton	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
$\partial A_{FB}/\partial \sin^2 \theta_W$	-1.	-4.2	-5.6

Tableau 10.1: Sensibilité de A_{FB} à $\sin^2 \theta_W$.

n'améliore en rien la pureté en $c\bar{c}$, si ce n'est aux dépens de l'efficacité.

10.2 Méthode de lissage de l'asymétrie A_{FB}^c

On définit l'asymétrie de charge A_{FB}^c comme étant l'excès de quarks c émis vers l'avant par rapport à ceux émis vers l'arrière normalisé par rapport au nombre total de quarks c produits.

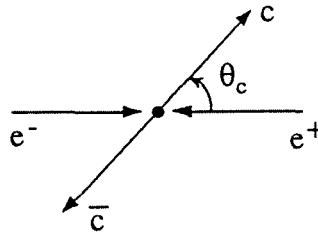


Figure 10.1: Définition de l'angle polaire θ_c du quark c .

L'orientation des quarks pour qu'on puisse les compter comme étant émis vers l'avant ou vers l'arrière se fait grâce à l'angle polaire θ_c (fig. 10.1) entre la direction du quark c et l'axe du faisceau e^- qu'on prend par convention confondu avec l'axe $+z$ du référentiel du laboratoire :

$$A_{FB}^c = \frac{\sigma_F^c - \sigma_B^c}{\sigma_F^c + \sigma_B^c}, \quad (10.1)$$

où σ_F^c représente le taux de production du quark c au pôle du Z^0 vers l'avant :

$$0 < \cos \theta_c < 1$$

σ_B^c représente le taux de production du quark c au pôle du Z^0 vers l'arrière :

$$-1 < \cos \theta_c < 0$$

Etant donné que l'angle polaire du quark est inaccessible expérimentalement il est approximé par l'angle polaire de l'axe de poussée de l'événement. En effet, l'axe de poussée reproduit assez bien la direction du quark initial comme on peut le constater sur les figures (fig. 10.2). Le léger désaccord (moins de 2°) existant entre ces deux quantités est visible dans les régions angulaires correspondant à $|\cos \theta| > 0.8$.

En effet, le fait de rejeter les traces qui se trouvent à un faible angle polaire, qui sont généralement mal reconstruites dans le détecteur (voir chap. 7), entraîne un léger rehaussement de l'axe de poussée.

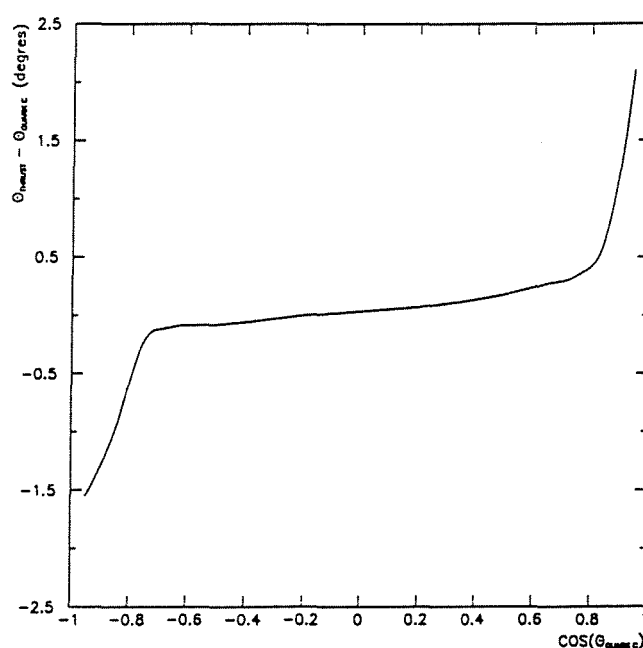


Figure 10.2: *Comparaison entre l'angle polaire de l'axe de poussée et l'angle polaire du quark initial.*

Nous avons aussi étudié sur des événements Monte Carlo (complètement simulés) l'effet des différentes coupures de l'analyse sur la distribution angulaire en $\cos \theta$ (fig. 10.3).

En effet, l'efficacité d'analyse ne semble pas favoriser un domaine angulaire particulier comme on peut le remarquer sur la figure (fig. 10.4). La légère ondulation qu'on observe sur la distribution angulaire est due en grande partie à deux effets :

- L'axe du thrust à cause de son rehaussement artificiel comme on l'a expliqué auparavant, a tendance à ramener des événements qui en réalité

doivent se trouver à petits angles polaires vers des régions angulaires plus en avant.

- La coupure sur la masse invariante du D^0 défavorise les régions qui se trouvent au centre de la distribution angulaire là où la résolution en impulsion est moins bonne comme on peut le remarquer sur la figure (10.3 (b)). En effet, la résolution qui est proportionnelle à $\sin \theta$, est meilleure pour les traces qui se trouvent à petits angles polaires θ .

Il convient de noter que la mesure de l'asymétrie en fonction de la distribution angulaire de $\theta_{poussée}$ n'est pas affectée par le fait que l'efficacité ne soit pas constante. Ceci est dû à la nature symétrique des ondulations observées, ce qui annule leur effet lors de la mesure de l'asymétrie.

Afin d'étiqueter le quark et non pas l'antiquark lors du comptage, nous avons pris soin d'orienter l'axe de poussée avec le signe de la charge du méson D^* et le signe du cosinus de l'angle entre l'axe de poussée et la direction du D^* . Ainsi, on définit l'angle qui permet de mesurer l'asymétrie comme :

$$\cos \theta = Q_{D^*} \times \frac{\vec{P}_{D^*} \cdot \vec{P}_{poussée}}{|\vec{P}_{D^*}| |\vec{P}_{poussée}|} \times \cos \theta_{poussée} \quad (10.2)$$

En ce qui concerne les événements $b\bar{b}$, la définition donnée par l'équation (eq. 10.2) n'est pas toujours valable. En effet, deux cas particuliers où le signe du D^* ne nous donne plus le bon signe du quark peuvent se présenter :

- 1^{er} Cas :

Le mélange des mésons beaux dû à l'oscillation que peuvent subir ces systèmes avant qu'ils ne se désintègrent ($B_{d,s}^0 \rightarrow \bar{B}_{d,s}^0$) (fig. 10.5), la valeur de ce mélange mesurée par Aleph[40] est de :

$$\chi = 0.134 \pm 0.013(stat.) \pm 0.008(syst.) \quad (10.3)$$

Ainsi un quark b a une probabilité de 14% de donner un D^{*-} , donc de mauvais signe pour le calcul de l'asymétrie. La valeur de l'asymétrie observée $A_{FB}^{b,obs.}$ devrait donc être corrigée par ce facteur de mélange afin de nous donner la vraie valeur d'asymétrie :

$$A_{FB}^{b,obs.} = (1 - 2\chi) A_{FB}^b \quad (10.4)$$

La valeur du facteur de mélange χ utilisée ici, représente en réalité la moyenne faite à partir de deux mesures mélanges : χ_d pour les oscillations du système ($B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$) et χ_s pour les oscillations du système ($B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$). Cette mesure étant faite à partir d'événements $b\bar{b}$ qui ne contiennent pas forcément un méson D^* n'est pas tout à fait approprié à notre cas dans la

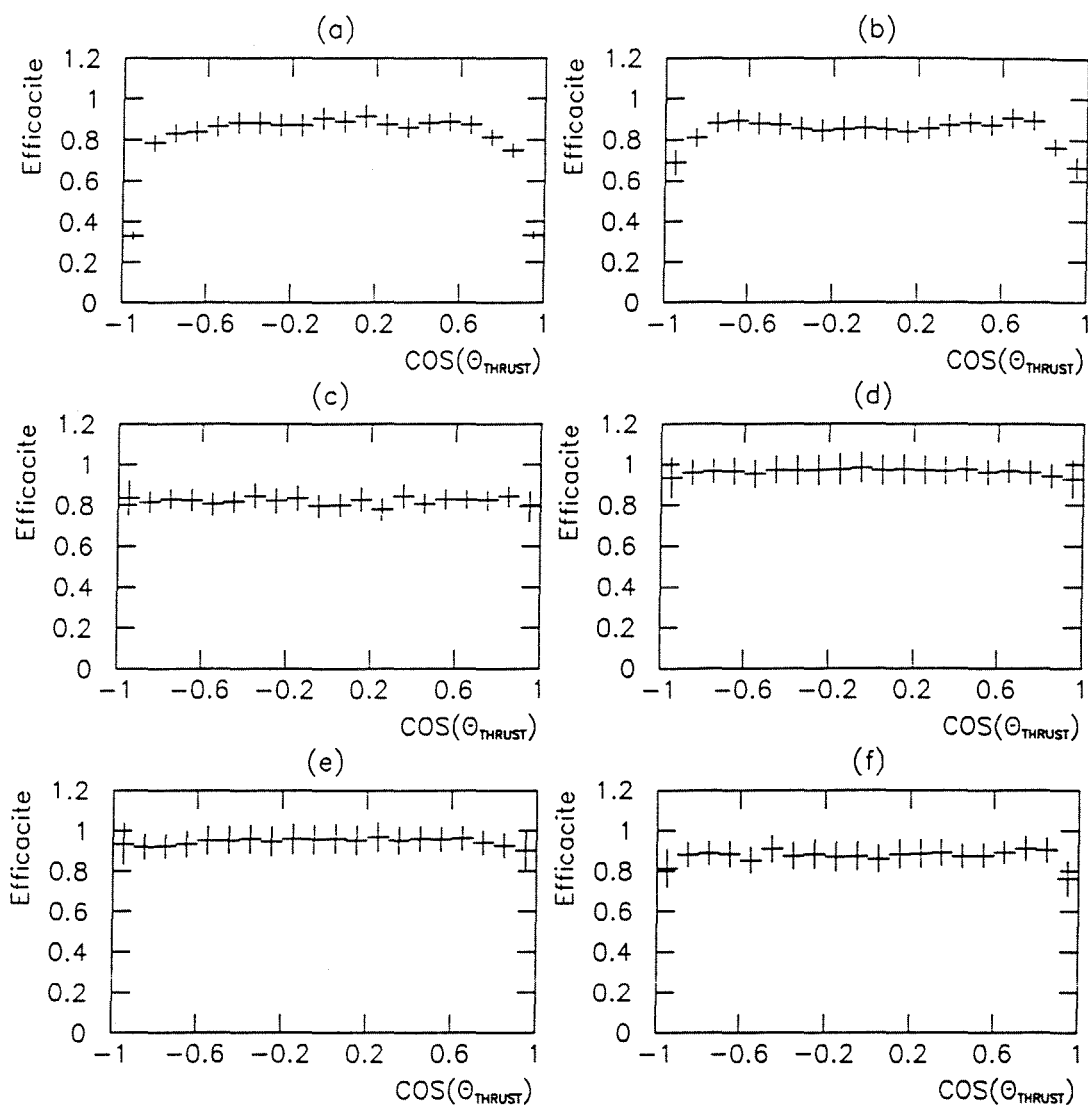


Figure 10.3: *Effets de la sélection sur la distribution angulaire de l'axe de poussée après les coupures : (a) préliminaires, (b) sur la masse du D^0 , (c) sur le $\cos \theta_K^*$, (d) sur l'impulsion du π_s , (e) sur la masse invariante Δm et (f) sur X_E .*

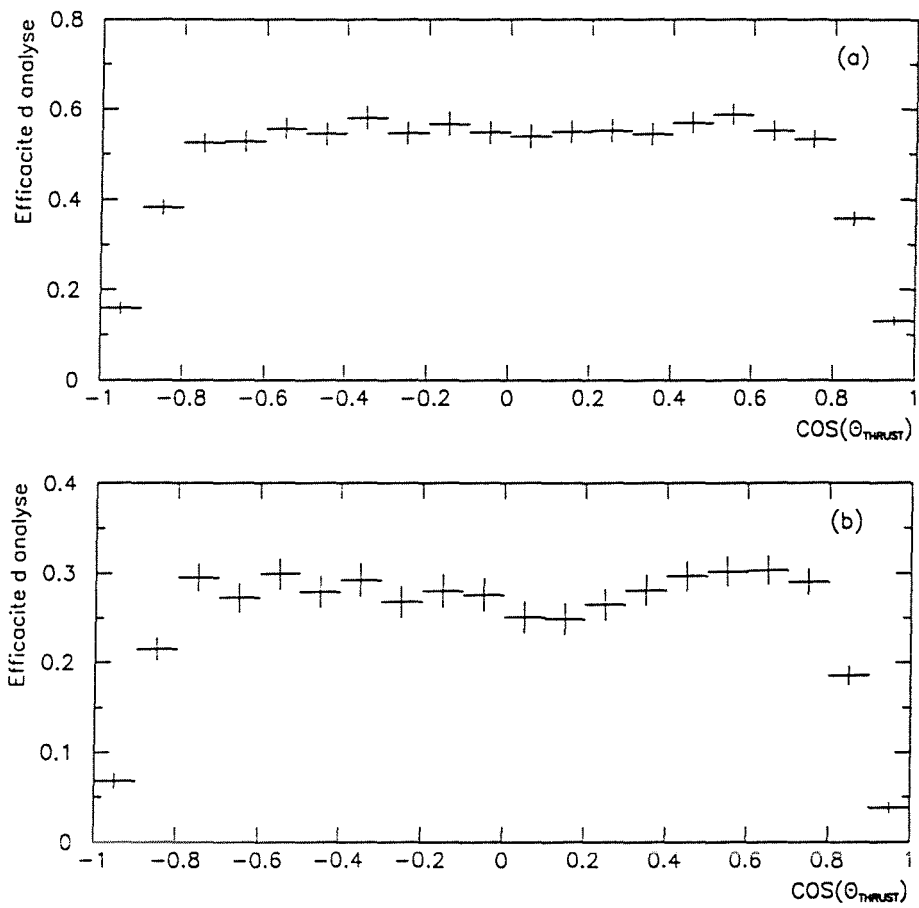


Figure 10.4: *Effets de l'analyse sur la distribution angulaire de l'axe de poussée : (a) sans coupure sur X_E et (b) avec X_E supérieure à 0.5 .*

mesure où les proportions en B_d^0 et B_s^0 présents dans un lot de $b\bar{b}$ ne sont pas identiques aux proportions présentes dans un lot de $b\bar{b}$ qui donnent un D^* dans leur état final. La valeur de χ que nous devons utiliser peut être déduite de manière calculatoire.

Les rapports d'embranchements des événements $b\bar{b}$ en mésons (B_d^0 , B_u^+ et B_s^0) et en baryons beaux qui sont prédits par la théorie et utilisés dans le générateur d'événements hadroniques qu'on a utilisé sont :

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0) &= 38.7\% & (43\% \times 90\%) \\ Br(b \rightarrow B_u^+) &= 38.7\% & (43\% \times 90\%) \\ Br(b \rightarrow \bar{B}_s^0) &= 12.6\% & (14\% \times 90\%) \\ Br(b \rightarrow Baryon) &= 10.0\% \end{aligned}$$

La production de mésons D^* dans les événements $b\bar{b}$ est estimée quant à elle à partir du Monte Carlo :

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow D^*) &= 26.3\% \\ Br(b \rightarrow B_u^+ \rightarrow D^*) &= 1.9\% \\ Br(b \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow D^*) &= 0.5\% \\ Br(b \rightarrow Baryons \rightarrow D^*) &= 0.4\% \end{aligned}$$

Ainsi, on définit les proportions de production des mésons D^* à partir des mésons beaux qui subissent les oscillations :

$$\begin{aligned} f_d &= Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow D^*) = 90\%, \\ f_s &= Br(b \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow D^*) = 2\%, \end{aligned}$$

à comparer avec les valeurs données dans la référence [58] et qui correspondent aux taux de B_d^0 et B_s^0 utilisés pour mesurer χ : $f_d = 37.5\%$ et $f_s = 15.0\%$.

Nous avons utilisé la valeur de $\chi_d = 0.17 \pm 0.04$ mesurée par les expériences CLEO et ARGUS [59]. La valeur de $\chi_s = 0.46 \pm 0.27$ est déduite à partir de la mesure χ_d et de la mesure de χ moyen d'ALEPH.

Finalement, en utilisant l'expression :

$$\chi(D^*) = f_d \chi_d + f_s \chi_s$$

On trouve un $\chi(D^*) = 16.2\%$ ce qui représente la valeur du mélange des systèmes ($B_{d,s}^0 \rightarrow \bar{B}_{d,s}^0$) présents dans le lot de D^* issus d'événements $b\bar{b}$ qu'on a utilisé ici.

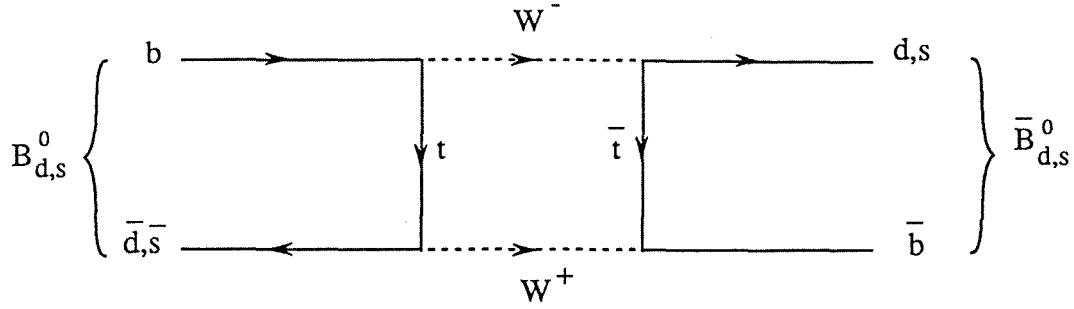


Figure 10.5: *Diagramme des oscillations* ($B_{d,s}^0 \rightarrow \bar{B}_{d,s}^0$).

• 2^{ème} cas :

La production d'un méson D^* dans la réaction (fig. 10.6) :

$$b \rightarrow W^- c_1 \text{ et } W^- \rightarrow \bar{c}_2(d, s) \quad (10.5)$$

par l'hadronisation du quark c_2 , est aussi source de confusion en ce qui concerne le signe du D^* et peut être considéré comme une sorte de mélange supplémentaire. Nous avons estimé à partir du Monte Carlo la probabilité d'avoir un D^* issu d'une telle réaction $P_w = 8\%$.

En effet, les prédictions théoriques utilisées dans le Monte Carlo en ce qui concerne les désintégrations d'un boson chargé W sont :

$$\begin{aligned} Br(W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l) &= 24\% \\ Br(W^- \rightarrow \bar{u} d) &= 62\% \\ Br(W^- \rightarrow \bar{c} s) &= 14\% \end{aligned}$$

Seul la troisième possibilité¹ peut donner un méson charmé selon la réaction (10.5).

La désintégration d'un méson lourd dans le cadre du modèle spectateur peut être faite selon deux processus :

- a) Emission d'un boson W interne : ceci représente $2.5\%^2$ de la réaction (10.5) et passe forcément par un état lié $c\bar{c}$.
- b) Emission d'un boson W externe : ce processus est le plus probable (voir chap. 3), dans $82\%^2$ des cas le méson lourd se désintègre selon le modèle spectateur externe (11.5% de la réaction (10.5)).

¹les prédictions théoriques présentées dans la référence [60] donne la valeur de $(14 \pm 7)\%$ pour ce rapport d'embranchement.

²HVFL02

Seul le second cas peut donner des mésons charmés, dans 35% des cas sont des mésons charmés étranges ($c\bar{s}$) formés soit directement par une réaction à deux corps soit par hadronisation du quark c avec un antiquark s de la mer. Ainsi, on peut conclure que seule la moitié des événements de la réaction (10.5) peuvent donner un méson charmé non étrange (50% de mésons neutres et 50% de mésons chargés).

Si on suppose que 75% des mésons chargés sont produits dans un état excité (particules de spin 1) c'est-à-dire des $D^{*\pm}$, on trouve :

$$Br(W^- \rightarrow \bar{c}s \rightarrow D^{*-}) = 2.6\%$$

Ce qui représente approximativement 8% des $D^{*\pm}$ issus des événements $b\bar{b}$ (avec $Br(b \rightarrow D^{*+}) \sim 0.29$). Ainsi on obtient $P_w = 8\%^3$.

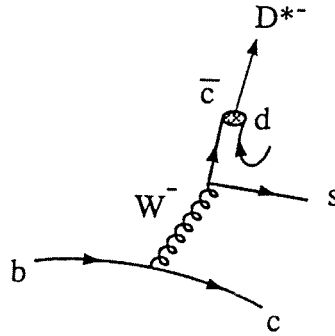


Figure 10.6: Diagramme de production d'un méson D^{*-} à partir d'un quark b .

Ainsi, l'expression finale de l'asymétrie $b\bar{b}$ observée en fonction de la vraie asymétrie de charge A_{FB}^b est de la forme :

$$A_{FB}^{b\text{obs.}} = (1 - 2\chi(D^*)) (1 - 2P_w) A_{FB}^b \quad (10.6)$$

Nous avons utilisé la relation qui lie l'asymétrie $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ basée sur les couplages dans le modèle standard :

$$A_{FB}^c = \frac{a_c v_c (a_b^2 + v_b^2)}{a_b v_b (a_c^2 + v_c^2)} A_{FB}^b,$$

pour $\sin^2 \theta_W = 0.2317$ on trouve $A_{FB}^c \sim 0.713 A_{FB}^b$.

En incluant toutes les corrections électrofaibles [62], à la masse du Z^0 on trouve :

$$A_{FB}^c = 0.73 A_{FB}^b \quad (10.7)$$

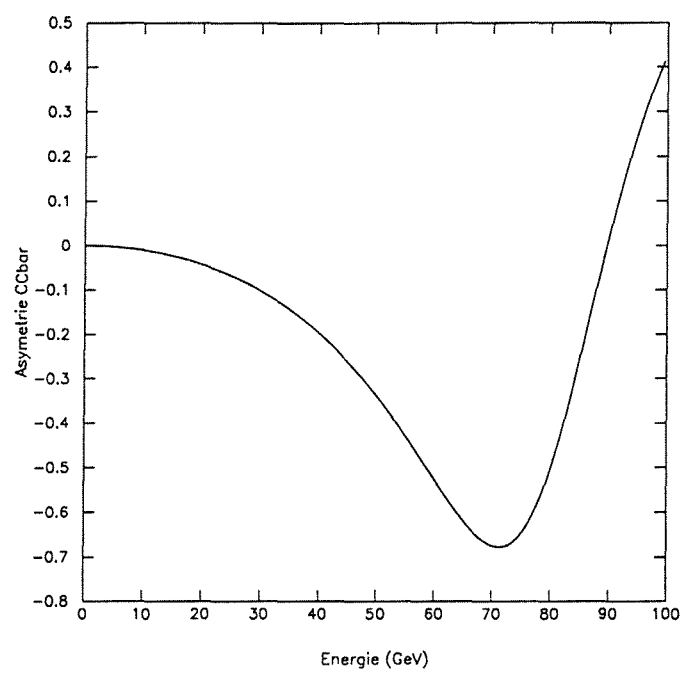


Figure 10.7: Asymétrie $c\bar{c}$ telle qu'elle est prédite par le modèle standard en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. ($M_Z = 91.17 \text{ GeV}/c^2$ et $\sin^2 \theta_W = 0.231$).

La figure (fig. 10.7) nous montre la dépendance de l'asymétrie avec l'énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Ainsi, nous n'avons pris en compte que les événements qui ont été accumulés à ± 1 GeV de l'énergie du pic c'est-à-dire à 91.2 GeV. L'asymétrie dans cette gamme d'énergie évolue linéairement en fonction de l'énergie, l'évolution est donnée par la relation[9] :

$$A_{FB}^{q\bar{q}}(\sqrt{s}) - A_{FB}^{q\bar{q}}(M_{Z^0}) = F_q \frac{\sqrt{s} - M_{Z^0}}{M_{Z^0}} \quad (10.8)$$

Avec $F_b=1.9$ et $F_c=5.0$.

Nous n'avons pas eu recours à cette correction dans la mesure de l'asymétrie étant donné que le nombre d'événements pris hors du pic reste relativement faible et influe peu sur les résultats obtenus.

10.3 Résultats

Le lissage est fait dans le plan $(X_E, \cos \theta)$ en prenant 8 intervalles en X_E et 8 intervalles en $\cos \theta$. La fonction à minimiser dans le lissage est :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dX_E d\cos \theta} = & N_{had} \times 2 \times P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0 \epsilon(X_E, \cos \theta) f_{SL}(X_E, \cos \theta, A_{FB}^{HF}) \\ & + N_{BF} \times f_{BF}(X_E, \cos \theta, A_{FB}^{BF}) \end{aligned} \quad (10.9)$$

Avec

$$f_{SL}(X_E, \cos \theta, A_{FB}^{HF}) = \gamma_b(b/c) f_b(X_E, \cos \theta, A_{FB}^b) + \gamma_c f_c(X_E, \cos \theta, A_{FB}^c) \quad (10.10)$$

La probabilité de trouver un candidat D^* issu de la contribution $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ dans un intervalle donné $(X_E, \cos \theta)$ $f_{b(c)}$, ainsi que l'efficacité d'analyse ϵ gardent la même définition que dans les lissages présentés dans le paragraphe (par. 8.1). Les paramètres ϵ_c , $P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0$ et (b/c) seront fixés aux valeurs trouvées dans le dernier lissage effectué dans le plan (X_E, X_{H_2}) à savoir : $P_{c \rightarrow D^* \pm} B_* B_0 = (6.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$, $\epsilon_c = (52^{+13}_{-11}) \times 10^{-3}$ et $(b/c) = 0.87^{+0.15}_{-0.13}$. Les erreurs regroupent la systématique et la statistique et serviront à calculer l'erreur systématique sur A_{FB}^c . Nous avons utilisé la relation donnée dans l'équation (equ. 10.7) pour fixer la valeur de A_{FB}^b ; quant à l'asymétrie du bruit de fond A_{FB}^{BF} , nous l'avons directement mesuré sur la distribution en $\cos \theta$ du bruit de fond simulé avec la méthode des "Bandes Latérales" décrite dans le paragraphe (parag. 8.1.2). Nous avons présenté cette distribution sur la figure (fig. 10.8); la mesure de l'asymétrie qu'on en déduit est de $A_{FB}^{BF} = (-1. \pm 3.)\%$.

³une extraction plus expérimentale de ce rapport, en se basant sur des résultats d'ARGUS [61] conduisent à une valeur de $P_W = 3\%$.

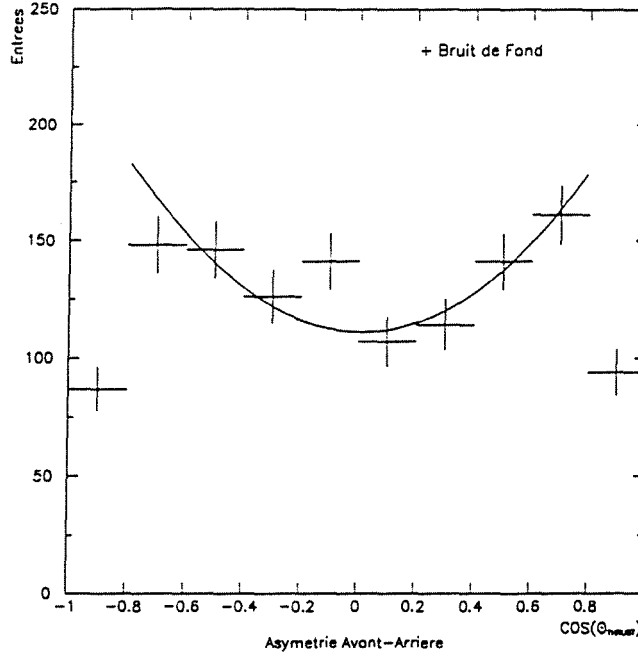


Figure 10.8: *L'asymétrie du bruit de fond lissée avec la fonction $f(\cos \theta) \propto (1 + \frac{8}{3} A_{FB}^{BF} \cos \theta + \cos^2 \theta)$.*

L'ajustement de la fonction définie par l'équation (eq. 10.10) sur les données à l'aide d'une fonction de maximum de vraisemblance logarithmique nous conduit à :

$$A_{FB}^c = (5.7 \pm 6.1(stat.) \pm 0.3(syst.)) \times 10^{-2}$$

La valeur de l'asymétrie $c\bar{c}$ obtenue est en bon accord avec sa valeur prédite par le modèle standard ainsi qu'avec les autres mesures d'Aleph [63]. L'erreur statistique reste néanmoins dominante. Il faut toutefois noter que l'erreur systématique est très faible. Nous avons présenté dans le tableau (tab. 10.2) les différentes contributions dans l'erreur systématique.

Le résultat de ce lissage est présenté sur la figure (fig. 10.9); seule la contribution des événements $c\bar{c}$ est prise en compte, les autres contributions ont été soustraites de la distribution en $\cos \theta$.

En utilisant la valeur de l'asymétrie $b\bar{b}$ obtenue par ALEPH[64] $A_{FB}^b = (8.3 \pm 1.8(stat.) \pm 0.6(syst.)) \times 10^{-2}$ et non pas la relation donnée par l'équation (eq. 10.7), l'ajustement de l'asymétrie $c\bar{c}$ effectué dans les mêmes conditions que le lissage précédent nous donne :

Variables	ϵ_c	$P_{c \rightarrow D^{\pm} B_{\pm} B_0}$	(b/c)	ϵ_b	A_{FB}^{BF}	χ	N_{BF}
$A_{FB}^c(\%)$	$+0.06$ -0.09	$+0.10$ -0.09	$+0.19$ -0.16	$+0.02$ -0.03	± 0.14	± 0.02	± 0.04

Tableau 10.2: Systématiques des différentes variables utilisées dans le lissage de A_{FB}^c .

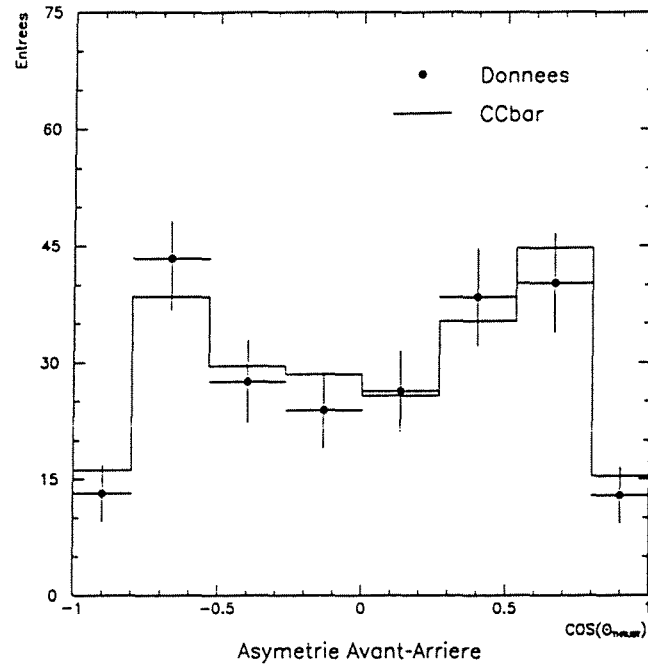


Figure 10.9: Résultat du lissage de l'asymétrie $c\bar{c}$.

$$A_{FB}^c = (4.5 \pm 7.6(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-2}$$

Ce résultat reste en bon accord avec la valeur de l'asymétrie trouvée dans le premier ajustement. L'erreur statistique a augmentée légèrement ce qui est prévisible étant donné que la relation donnée par l'équation (eq. 10.7) qui lie les asymétries $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ nous permet d'utiliser la totalité des deux contributions pour mesurer A_{FB}^c . Cette mesure de A_{FB}^c , en utilisant l'équation (eq. 10.7), est valable dans le cadre du modèle standard électrofaible et va nous permettre dans la suite d'en déduire la valeur de l'angle de mélange électrofaible.

10.4 Conclusion

L'extraction de l'asymétrie $c\bar{c}$ en utilisant les mésons D^* comme signature du charme dans les événements hadroniques est une méthode très prometteuse. En effet, l'erreur systématique obtenue de l'ordre de 0.3% est très faible. Quant à l'erreur statistique qui reste dominante dans notre mesure, elle pourra être minimisée en utilisant d'autres canaux de désintégration du D^0 comme les canaux $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ ou $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ qui présentent chacun un rapport d'embranchement au moins deux fois plus grand que le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Une optimisation entre une des variables discriminantes vues auparavant et la variable X_E serait possible pour une plus grande statistique de données, ceci afin d'augmenter la pureté en $c\bar{c}$ tout en ayant un lot de D^* suffisamment grand pour avoir une mesure de l'asymétrie $c\bar{c}$ assez précise.

La mesure de l'asymétrie A_{FB}^c pourrait être faite avec une erreur statistique inférieure à 1%, en utilisant uniquement le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, avec vingt millions de Z^0 ! Nous avons présenté sur la figure (fig. 10.10) l'erreur statistique $\delta A_{FB} = \sqrt{\frac{1-A_{FB}^2}{N}}$ obtenue sur l'asymétrie en fonction du nombre d'événements N .

La valeur de l'angle de mélange électrofaible $\sin^2 \theta_W$ effectif qui correspond à la valeur mesurée de l'asymétrie A_{FB}^c , corrigée par les corrections E.D.Q et C.D.Q (voir chap. 1) $A_{FB}^c = (5.8 \pm 6.1)\%$, est de :

$$\sin^2 \theta_W^{eff.} = 0.235_{-0.014}^{+0.016}$$

L'erreur sur ce résultat est due uniquement à la statistique, étant donné que l'erreur systématique qui est de 0.0007 peut être négligée.

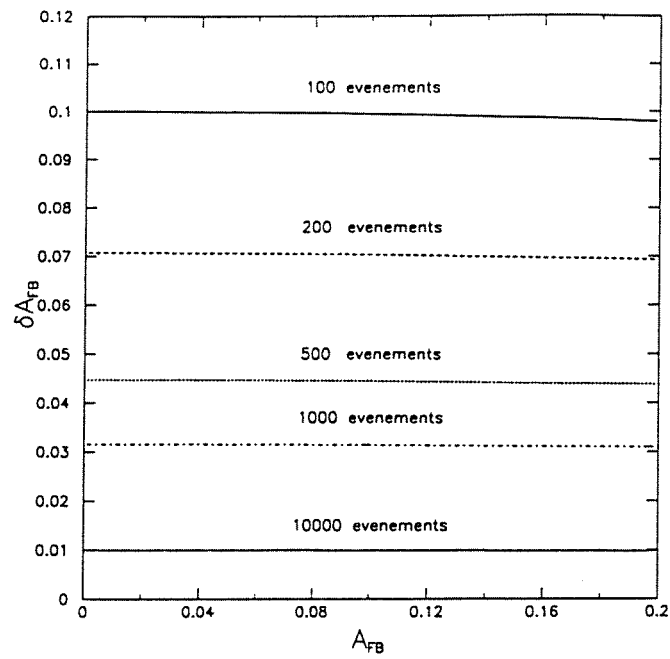


Figure 10.10: *L'ordre de précision attendue sur la mesure l'asymétrie en fonction de la statistique.*

CONCLUSION

A partir d'un lot de 480 000 désintégrations hadroniques du Z^0 observées à LEP, nous avons étudié la production du méson charmé D^* . Nous avons effectué une mesure simultanée des contributions relatives de $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$ dans la production du D^* à travers le rapport $(b/c) = \frac{Br(b \rightarrow D^{*\pm})}{Br(c \rightarrow D^{*\pm})}$, du rapport d'embranchement $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 = Br[(c \rightarrow D^{*\pm})(D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)]$, ainsi que de la fraction moyenne de l'énergie du faisceau emportée par le D^* notée $\langle X_E \rangle_c$. Nous avons effectué pour cela un ajustement dans le plan (X_E, X_V) , où la variable X_V représente

- soit le "produit des sphéricités boostées" : $X_{S_1 \times S_2}$,
- soit la réponse d'un "réseau de neurones" appliqué à l'événement dans son ensemble : $X_{H_1 \times H_2}$,
- soit la réponse d'un "réseau de neurones" appliqué à l'hémisphère opposé au D^* : X_{H_2} .

L'introduction d'une seconde variable X_V s'avère nécessaire pour renforcer la séparation entre les deux contributions $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$ qu'on obtient partiellement à l'aide de la variable X_E seule. Les résultats obtenus dans ces trois lissages sont compatibles entre eux, néanmoins la variable X_{H_2} présente l'avantage d'être relativement décorrélée de la variable X_E . En effet, ces deux variables sont calculées chacune dans un des deux hémisphères de l'événement.

Les résultats obtenus par l'ajustement dans le plan (X_E, X_{H_2}) sont :

$$P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 = (6.5 \pm 0.5(stat.) \pm 0.2(syst.)) \times 10^{-3}$$

$$\varepsilon_c = (52^{+13}_{-11}(stat.)^{+1}_{-1}(syst.)) \times 10^{-3}$$

qui correspond à :

$$\langle X_E \rangle_c^{Peterson} = 0.495^{+0.010}_{-0.011}(stat.) \pm 0.001(syst.)$$

$$(b/c) = 0.87^{+0.15}_{-0.13}(stat.) \pm 0.01(syst.)$$

Le fait d'extraire expérimentalement les contributions relatives de b et c, diminue les erreurs systématiques sur les autres mesures tout en rendant ces mesures moins modèle dépendantes. En effet, en effectuant l'ajustement dans le spectre de X_E et en fixant le rapport (b/c) à sa valeur prédite par le Monte Carlo on obtient :

$$P_{c \rightarrow D^{*\pm} B_* B_0} = (6.3 \pm 0.2(stat.) \pm 0.4(syst.)) \times 10^{-3}$$

$$\epsilon_c = (51^{+11}_{-9}(stat.)^{+4}_{-5}(syst.)) \times 10^{-3}$$

qui correspond à :

$$\langle X_E \rangle_c^{Peterson} = 0.496^{+0.010}_{-0.009}(stat.) \pm 0.004(syst.)$$

$$(b/c) = 0.95 \pm 0.10 \quad (valeur\ fixé.)$$

Nous avons aussi estimé le nombre de mésons $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ produits par désintégration hadronique à :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow D^{*\pm} X)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} B_* B_0 = (4.77 \pm 0.26) \times 10^{-3}$$

Il est important de mentionner que nous avons testé plusieurs modèles de fragmentation afin d'évaluer la dépendance de nos résultats aux modèles théoriques. Dans la limite de la statistique actuelle, le modèle de Peterson et al. semble bien décrire la fragmentation des quarks lourds et le fait de prendre d'autres modèles ne modifie pas les résultats obtenus de façon significative.

Enfin, la grande pureté que la voie du D^* permet d'atteindre en événements $Z \rightarrow c\bar{c}$ nous a conduit à effectuer une mesure de l'asymétrie de charge du quark c. Cette dernière mesure semble très prometteuse car elle conduit à des incertitudes systématiques très faibles.

La valeur mesurée, en effectuant un ajustement sur la variable $\cos \theta_c$ après une coupure sur la variable X_E à 0.5, de l'asymétrie de charge est :

$$A_{FB}^c = (5.7 \pm 6.1(stat.) \pm 0.3(syst.)) \times 10^{-2}$$

qui correspond à :

$$\sin^2 \theta_W^{eff.} = 0.235^{+0.016}_{-0.014}(stat.) \pm 0.0007(syst.)$$

Bien sûr la statistique manque pour rendre cette mesure réellement compétitive, mais la prise en compte de nouveau canaux de désintégrations du D^0 tel que $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ ou bien encore $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ pourra pallier ce déficit.

Bibliographie

- [1] F.J. Hasert *et al.*, Phys. Lett. 46B, (1973) 101 et 138.
- [2] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. 122B, (1983) 113.
M. Banner *et al.*, Phys. Lett. 122B, (1983) 476.
G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. 126B, (1983) 398.
P. Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. 129B, (1983) 130.
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. A22, (1961) 579.
- [4] A. Salam et J.C. Ward, Phys. Lett. 13, (1964) 168.
- [5] S. Weinberg, Phys. Lett. 19, (1967) 1264.
- [6] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12, (1964) 132.
- [7] LEP Collaborations : ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, 'Electroweak Parameters of the Z^0 Resonance and the Standard Model', CERN PPE 91-232 (1991)
- [8] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman et T. Sjöstrand, Phys. Rep. C97, (1983) 33.
- [9] A. Djouadi, J.H. Kühn, P.M. Zerwas, Z. Phys. C 46 (1990) 411.
- [10] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D17, (1978) 171.
- [11] J.H. Kühn et P.M. Zerwas, MPI-PAE/PTh 49/89.
- [12] J.J. Hernandez *et al.*, 'Particle Data Group' Phys. Lett. 239B, (1990).
- [13] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 39 (1986) 347; T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43 (1987) 367; M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 435; JETSET version 7.2 Users Manual.

- [14] G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461; I. Knowles, Nucl. Phys. B310 (1988) 571; G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys. Commun. 67 (1992) 465.
- [15] J. Ellis, M.K. Gaillard, G.G. Ross, Nucl. Phys. B111, (1976) 253.
- [16] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano, Nucl. Phys. B178, (1981) 421.
- [17] J.A.M. Vermaseren, K.J.F. Gaemers, S.J. Oldham, Nucl. Phys. B187, (1981) 301.
- [18] K. Fabricius, G. Kramer, G. Schierholz, I. Schmitt, Z. Physik C11, (1982) 315.
- [19] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126, (1977) 298.
- [20] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Coll.), 'Properties of Hadronic Z Decays and Test of QCD Generators', CERN PPE 92-062 (1992)
- [21] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D17, (1978) 171.
- [22] M. Suzuki, Phys. Lett. 71B, (1977) 139.
- [23] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. D 27, (1983) 105.
- [24] P.M. Zerwas, 'Heavy Flavours', PITHA 90-32 (Dec. 1990).
- [25] B. Anderson *et al.*, Phys. Rep. 97, (1983) 33.
- [26] M.G. Bowler, Z. Phys. C 11, (1981) 169; M.G. Bowler, Z. Phys. C 22, (1984) 155.
- [27] T. Sjöstrand *et al.*, QCD Generators, in : Proc. Workshop on Z Physics at LEP I, eds.
G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN Report 89-08 Vol 3.
- [28] V.G. Kartvelishvili *et al.*, Phys. Lett. 78B, (1978) 615; Yad Fiz. 38, (1983) 1563.
- [29] P. Collins and T. Spiller, J. Phys. G 11, (1985) 1289.
- [30] P. Mele, P. Nason, Nucl. Phys. B361, (1991) 626; Phys. Lett. B245, (1990) 635.
- [31] D.A. Morris, Nucl. Phys. B313, (1989) 634.
- [32] Ling-Lie Chau et Hai-Yang Cheng, Phys. Rev. D36, (1987) 137.
- [33] B. Adeva *et al.* (MARK J Collab.), MIT Technical report number 148 (1987).

- [34] A. Falvard, "Production et Désintégration des Quarks Lourds à LEP" Cours donné à la 23^{ème} école de Physique des Particules. Ecole Polytechnique - Palaiseau (1991).
- [35] P. Roudeau, Exposé de Revue à "l'Europhysics Conference on High Energy Physics", Genève (1991), LAL 91-49.
P. Bambade (DELPHI Coll.), "DELPHI Results on the $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Partial Width and on the Average B Hadrons Semileptonic Branching Ratio", contribution to the "Rencontres de Moriond", Les Arcs, (1992).
- [36] P. Henrard (ALEPH), Exposé donné au 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics. ORSAY juin 1991
- [37] P. Henrard, Communication privée.
P. Henrard, Habilitation à diriger des recherches en cours de préparation.
- [38] G. Smadja, "XII International Conference on Physics in Collision", Boulder, Colorado (1992).
- [39] P. Perret - Thèse de L'Université Blaise Pascal/Clermont II - PCCF T 9001.
- [40] A. Falvard *et al.*, ALEPH Note 92-30, PHYSIC 92-27, 'Heavy Quark Physics with Leptons'(march 1992) and contribution to the "Rencontres de Moriond", Les Arcs, (1992).
- [41] F. Saadi (ALEPH), communication privée. Thèse de l'Université Blaise Pascal Clermont II en préparation.
- [42] R. Kass, D decays, contribution au 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics. ORSAY juin 1991, eds., M. Davier and G. Wormser.
- [43] D. Decamp *et al.* (ALEPH Coll.), Phys. Lett. B **266** (1991) 218.
- [44] G. Alexander *et al.* (OPAL Coll.), Phys. Lett. B **262** (1991) 341.
- [45] G. Tonelli, 'Recent Results and Runnig Experience of the New Aleph Vertex Detector', ALEPH 91-158, PHYSICS 91-136 (4.12.1991).
- [46] D. Decamp *et al.* (ALEPH Coll.), Nucl. Instrum. Methods **A294** (1990) 121-178.
- [47] The ALEPH Handbook, ALEPH 89-77 (1989)
- [48] W.B. Atwood *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A306** (1991) 446-458.
- [49] D. Decamp *et al.* (ALEPH Coll.), Z. Phys. C **53** (1992) 375-390.
- [50] M. Delfino *et al.*, Comput. Phys. Commun. **57** (1989) 401.

- [51] J. Knobloch et P. Norton, 'Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH', ALEPH 88-46 (1988).
- [52] S. Abachi *et al.* (HRS Coll.), Phys. Lett. 212B, (1988) 533.
- [53] Y. Maumary, Ph. D. Thesis, Université de HEIDELBERG (juin 1992).
- [54] W. Bartel *et al.* (JADE Coll.), Z. Phys. C 33 (1986) 23.
- [55] B. Humpert, 'A Comparative Study of Neural Network Architectures', Comput. Phys. Commun. 58 (1990) 223.
- [56] P. Treleaven and Marley Vellasco, 'Neural Computing Overview', Comput. Phys. Commun. 57 (1989) 543.
- [57] E. Davalo et P. Naïm, 'des Réseaux de Neurones', Editions EYROLLES, 1990.
- [58] D. Decamp *et al.* (ALEPH Coll.), Phys. Lett. B 258 (1991) 236.
- [59] ARGUS collab., H. Albrecht et al., Phys. Lett. B 192 (1987) 245;
CLEO collab., M. Artuso et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2233.
- [60] C. Quigg and S.L. Rosner, Phys. Rev. D 19 (1979) 1532.
- [61] ARGUS collab., H. Albrecht et al., Z. Phys. C 54 (1992) 1-11.
- [62] D.C Kennedy *et al.*, Nucl. Phys. B 321 (1989) 83.
- [63] D. Decamp *et al.* (ALEPH Coll.), Phys. Lett. B 263 (1991) 225.
- [64] D. Abbaneo *et al.*, ALEPH Note 92-35, PHYSIC 92-32, 'The $Z \rightarrow b\bar{b}$ Forward-Backward Asymmetry from High P_t Leptons' (march 1992) and contribution to the "Rencontres de Moriond", Les Arcs, (1992).

ABSTRACT

The analysis of all hadronic events collected with the ALEPH detector at LEP between 1989 and 1991, allows us to study the production of charmed D^* mesons which decay into $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ and $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ and to measure the charge asymmetry of c quark thanks to the high purity in $Z \rightarrow c\bar{c}$ events obtained via D^* tagging.

In a first part, we have performed a fit in the (X_E, X_{H_2}) plane, where X_E and X_{H_2} are respectively the D^* energy normalized to the beam energy ($X_E = \frac{2E_{D^*}}{\sqrt{s}}$) and the answer of a "Neural Network" to informations describing the topology of the hemisphere opposite to the D^* .

We have measured simultaneously the ratio $(b/c) = \frac{Br(b \rightarrow D^{*\pm})}{Br(c \rightarrow D^{*\pm})}$ of D^* production in $Z \rightarrow b\bar{b}$ and $Z \rightarrow c\bar{c}$ contributions, the branching ratio $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 = Br[(c \rightarrow D^{*\pm})(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)]$ and the average fraction of the beam energy $\langle X_E \rangle_c$ carried away by the D^* :

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 &= (6.5 \pm 0.5(stat.) \pm 0.2(syst.)) \times 10^{-3} \\ (b/c) &= 0.87_{-0.13}^{+0.15}(stat.) \pm 0.01(syst.) \\ \epsilon_c &= (52_{-11}^{+13}(stat.)_{-1}^{+1}(syst.)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

corresponding to :

$$\langle X_E \rangle_c^{\text{Peterson}} = 0.495_{-0.011}^{+0.010}(stat.) \pm 0.001(syst.)$$

We have also studied :

- The dependance of our results upon the theoretical models which describe the heavy quark fragmentations.
- Different topological variables in order to obtain the best possible separation between the two contributions $Z \rightarrow b\bar{b}$ and $Z \rightarrow c\bar{c}$.

The second part of this work, concerning directly the Electroweak Standard Model, is the measurement of the charge asymmetry of charm. We have performed a fit in the $(X_E, \cos \theta_c)$ plane after a cut on X_E at 0.5 to select a pure $Z \rightarrow c\bar{c}$ sample of events. We have obtained :

$$A_{FB}^c = (5.7 \pm 6.1(stat.) \pm 0.3(syst.))\%$$

corresponding to :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.235_{-0.014}^{+0.016}(stat.) \pm 0.0007(syst.)$$

Key words

LEP - ALEPH - Charm - D^* Meson - Fragmentation - Asymmetry

Imp Sciences 24, Avenue des Landais - 63177 AUBIERE Cedex - Dépôt légal
1^{er} Trimestre 1993

RESUME

L'analyse de la totalité des événements hadroniques reconstruits dans le détecteur ALEPH à LEP entre 1989 et 1991, nous a permis d'étudier la production du méson charmé D^* se désintégrant dans le canal $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^{\pm}$ avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de mesurer l'asymétrie de charge du quark c grâce à la grande pureté que la voie du D^* permet d'atteindre en événements $Z \rightarrow c\bar{c}$.

Dans une première partie, nous avons effectué un ajustement dans le plan (X_E, X_{H_2}) , où les variables X_E et X_{H_2} représentent respectivement l'énergie du D^* normalisée à l'énergie du faisceau ($X_E = \frac{2E_{D^*}}{\sqrt{s}}$) et la réponse d'un "Réseau de Neurones" à des informations décrivant la topologie de l'hémisphère opposée au D^* .

Nous avons ainsi mesuré simultanément les contributions relatives de $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$ dans la production du D^* à travers le rapport $(b/c) = \frac{Br(b \rightarrow D^{*\pm})}{Br(c \rightarrow D^{*\pm})}$, le rapport d'embranchement $P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 = Br[(c \rightarrow D^{*\pm})(D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^{\pm})(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)]$, ainsi que la fraction moyenne de l'énergie du faisceau emportée par le D^* notée $\langle X_E \rangle_c$:

$$\begin{aligned} P_{c \rightarrow D^{*\pm}} B_* B_0 &= (6.5 \pm 0.5(stat.) \pm 0.2(syst.)) \times 10^{-3} \\ (b/c) &= 0.87^{+0.15}_{-0.13}(stat.) \pm 0.01(syst.) \\ \epsilon_c &= (52^{+13}_{-11}(stat.)^{+1}_{-1}(syst.)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

qui correspond à :

$$\langle X_E \rangle_c^{Peterson} = 0.495^{+0.010}_{-0.011}(stat.) \pm 0.001(syst.)$$

Ceci nous a permis en plus d'étudier :

- La dépendance de nos résultats aux modèles théoriques qui décrivent la fragmentation des quarks lourds.
- Différentes variables topologiques afin de séparer le mieux possible les deux contributions $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$.

La deuxième partie de ce travail, qui concerne directement le Modèle Standard Electrofaible, est la mesure de l'asymétrie de charge du charme. Après une coupure sur la variable X_E à 0.5, qui nous a permis d'obtenir une grande pureté en événements $Z \rightarrow c\bar{c}$, nous avons effectué un ajustement dans le plan $(X_E, \cos \theta_c)$ et nous avons mesuré :

$$A_{FB}^c = (5.7 \pm 6.1(stat.) \pm 0.3(syst.))\%$$

qui correspond à :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.235^{+0.016}_{-0.014}(stat.) \pm 0.0007(syst.)$$

Mots clefs

LEP - ALEPH - Charme - Méson D^* - Fragmentation - Asymétrie