**THESE de DOCTORAT**

**de L'UNIVERSITE de PARIS VII - Denis DIDEROT**

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Jérôme BAUDOT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS VII

# ETUDE DE LA DESINTEGRATION INCLUSIVE DES MESONS $B$ EN MESONS $D^{*+}$ DANS L'EXPERIENCE DELPHI

Soutenue le 13 mars 1997, devant le jury composé de :

| | | |
|---|---|---|
| Ties | BEHNKE | |
| François | LE DIBERDER | président |
| Olivier | PENE | rapporteur |
| François | PIERRE | |
| Gérard | SMADJA | rapporteur |

**Sous-titre**

*Le temps fait-il la différence entre charme et beauté?*

'Suspendus en plein ciel, emportés dans le vaste
mouvement de la terre, sous un ciel étoilé,
à quelque deux milles kilomètres à l'heure vers l'est.'

R. Desmaison
**346 heures dans les Grandes Jorasses**

# Remerciements

Je voudrais remercier toutes les personnes qui ont contribué d'une façon ou d'un autre à l'existence de ce travail de thèse.

Au début il y a bien-sur ma famille et en particulier mes parents Danièle et Bernard. Il y a aussi ceux de mes professeurs qui ont su éveiller mon intéret pour la physique. Mes amis également, Bertrand, Patrick et Peter m'ont aidé par leur soutien et souvent de grandes discussions sur la physique. Je me souviens avec bonheur de toutes ses étapes qui m'ont conduit à la recherche.

Plus directement, je dois exprimer ma gratitude au service de physique des particules de Saclay dirigé par Michel Spiro pour m'avoir acceuilli et offert toutes les resources nécessaires à mon travail.

Je suis reconnaissant aux membres de mon jury d'avoir accepté cette tâche et de m'avoir fait part de leurs commentaires, spécialement aux deux rapporteurs O. Pène et G. Smadja.

Je suis heureux de pouvoir citer toute l'equipe DELPHI de Saclay avec laquelle j'ai travaillé. Elle a subi mes questions en tout genre et m'a offert un cadre de travail très agréable. Je remercie Yannick Arnoud, Marc Besançon, Dominique Brou, Teresa Bolognese, Guenadi Borisov, Philippe Gris, Patrick Jarry, Jean-Phillipe Laugier, Pierre Lutz, Ahmimed Ouraou, François Pierre, Vanina Ruhlmann-Kleider, Isabelle Ripp, Yves Sacquin, Jeanne Saint-Saëns, Patrice Siegrist, Simona Simonetti, Rémi Silvestre, Didier Vilanova, Marco Zito (mon collègue de bureau).

Je fais une place spéciale pour François Pierre qui a encadré tout mon travail. Il a pris cette charge avec beaucoup de responsabilité, il a suivit avec attention et perspicacité l'évolution de mon étude. Grâce à son expérience, il a su répondre à mes nombreuses interrogations. Je n'oublie pas avec quel plaisir j'ai pu discuter avec lui de mon sujet en particulier mais également d'horizons beaucoup plus larges.

Certaines personnes m'ont aidé grâce aux discussions que nous avons partagées. Je remercie Olivier Pène et Matthias Neubert pour la partie théorique. Je remercie les physiciens du groupe DELPHI de Strasbourg et du groupe $R_c$ de DELPHI pour leur collaboration.

Je garde pour la fin le plus grand merci à ma femme Isabelle. Elle m'a apporté un soutien permanent sans lequel cette thèse n'aurait certainement pas vu le jour.

En tant que jeune physicienne, elle m'a permis d'échanger nos points de vue pour les enrichir et en tant que compagne elle a supporté tous les passages difficiles qui n'ont pas manqué de jalonner ce travail.

# Introduction

Parmi les particules élémentaires, seuls les quarks sont sensibles aux trois forces qui régissent le monde subnucléaire. C'est là toute la richesse et la complexité de la physique des quarks et plus généralement des hadrons.

D'un côté, les désintégrations électrofaibles des hadrons donnent lieu à des phénomènes fondamentaux : le changement de saveur de quark et la non-conservation de la symétrie CP. D'un autre côté, l'interaction forte responsable de la cohésion des hadrons, masque les processus élémentaires et rend difficile l'interprétation théorique de la masse des hadrons, de leur mécanisme de formation et de désintégration.

Des deux points de vue, les hadrons constitués des quarks les plus lourds[1], quark beau b et quark charmé c, présentent un intéret particulier. En effet la masse importante de ces quarks par rapport à l'échelle d'énergie des interactions fortes permet de simplifier la description théorique grâce à une théorie effective qui remplace QCD. La désintégration faible du quark b permet d'obtenir des informations sur la partie la moins bien connue du changement de saveur entre quark et peut-être d'observer une nouvelle violation de la symétrie CP (autre que celle observée dans le système des kaons neutres).

Le quark b se désintègre principalemement en quark c. Les hadrons charmés sont donc présents dans la pluspart des états finals produits par les hadrons beaux. Des travaux théoriques récents ont permis le calcul de rapport d'embranchement exclusif comme $Br(B \to D^* l\nu)$ ou totalement inclusif comme $Br(B \to X_c)$. Mais la prédiction des désintégrations semi-inclusives du type $B \to D + X$ restent largement dépendante de modèle.

Pourtant les proportions relatives de mésons D, $D^*$ et $D^{**}$ produits par les mésons B forment une donnée importante pour la compréhension des ses désintégrations. Le travail présenté ici s'attache à obtenir une mesure du taux de mésons charmés produit par la désintégration des hadrons beaux $P(b \to D^{*+})$. Ce rapport d'embranchement n'est pas directement relié aux paramètres fondamentaux de la théorie électrofaible, mais il permet d'améliorer la connaissance phénoménologique des désintégrations des hadrons beaux.

[1] Nous ne considérons pas le quark top [25] ici bien qu'il soit plus lourd que le b et le c. En effet il ne se regroupe jamais avec d'autres quarks au sein d'un hadron mais se désintègre immédiatement du fait de sa masse très importante.

L'accélérateur LEP, qualifié d'usine à Z, produit un grand nombre de quarks lourds. Il forme ainsi un laboratoire privilégié pour leur étude et les quatre expériences qui l'utilisent ont développé des détecteurs spécifiques. Notamment, les systèmes de reconstruction des trajectoires des particules atteignent des précisions de l'ordre de la dizaine de microns et permettent ainsi de "résoudre" les distances très petites parcourues par les hadrons lourds.

Deux sources de mésons $D^{*+}$ sont en compétition dans les désintégrations du boson Z: $Z \to c \to D^{*+}$ et $Z \to b \to D^{*+}$. Le point délicat de l'analyse pour la mesure de $P(b \to D^{*+})$ est la séparation de ces deux contributions. Nous avons développé une méthode qui s'appuie sur l'information temporelle car elle est peu dépendante de modèles.

Nous décrivons dans cet ouvrage notre mesure expérimentale, son contexte phénoménologique et son interprétation.

Dans une première partie, nous présentons les aspects théoriques qui motivent l'étude des hadrons lourds. Nous résumons ensuite les connaissances expérimentales actuelles sur leur désintégrations.

La troisième partie est consacrée au caratéristique de l'expérience DELPHI.

Dans les deux chapitres suivants, nous détaillons toute notre analyse, d'abord la mise en évidence du méson $D^{*+}$, puis la séparation des contributions $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$.

Enfin nous calculons les résultats finals et nous les comparons aux mesures précédentes avant de conclure.

# Chapitre 1

# Les quarks lourds

Nous montrons dans ce chapitre l'importance de la transition entre les hadrons beaux $B$ et les mésons charmés $D$ pour la physique des particules aujourd'hui.

Nous décrivons d'abord le rôle des quarks $b$ et $c$ dans le modèle standard où ils sont liés à la fois aux problèmes du secteur électrofaible (mélange des saveurs, violation de la symétrie CP) et à ceux du secteur fort (physique non-pertubative). Nous discutons ensuite l'aspect phénoménologique de la physique des mésons lourds (beaux et charmés). Enfin, nous présentons plus spécialement le calcul théorique du rapport d'embranchement $P(b \to D^{*+})$.

## 1.1 Introduction historique

Nous rappelons ici quelques unes des étapes théoriques et expérimentales qui ont conduit à la description actuelle des quarks lourds dans le modèle standard.

**Le modèle des quarks** Avant les années 50, le monde des particules élémentaires compte peu d'élus : le photon, l'électron, le muon, le proton, le neutron, le pion et quelques particules étranges. En 1952 l'équipe de Fermi à Chicago découvre la premiere résonance hadronique [9] dans les collisions pions-hydrogène. Avec le début des accélérateurs, on assiste à une grande moisson de découvertes de particules. Les hadrons sont nombreux en plus des protons et des neutrons, mais leur classification reste mystérieuse.

Non moins mystérieuse est la désintégration à long temps de vol des $V$ et la désintégration $\beta$. La notion d'interaction faible s'affirme. Elle est également reliée à l'observation de la violation de la parité [10]. En 1964 la violation de la symétrie CP est aussi observée lors des désintégrations faibles du système des kaons neutres [11].

La même année Gell-Mann et Zweig [5] introduisent un modèle à trois quarks $u$, $d$ et $s$ qui permet de décrire le spectre des hadrons connus à partir de la théorie des groupes et de la symétrie $SU(3)$.

**Le mélange des quarks** Malgré le succès du modèle des quarks, la transition $u$ vers $d$ et $s$, observée dans la désintégration du $\Omega$, est mal comprise. Cabibbo [1] est le premier à décrire le mélange des quarks avec une matrice de rotation. En 1970 le mécanisme de GIM [6] fournit un cadre théorique pour décrire les désintégrations faible des particules étranges en établissant la symétrie entre leptons et quarks. D'une part le formalisme de l'interaction électrofaible est presque né, d'autre part, la symétrie proposée exige l'existence d'un quatrième quark, le charme $c$ qui complète la seconde famille $(\mu, \nu_\mu, s, c)$.

Trois ans plus tard Kobayashi et Maskawa [2] proposent une extension de la matrice de Cabibbo à trois familles avec deux nouveaux quarks, le quark top $t$ et le quark beau $b$ ainsi qu'un lepton le tau $\tau$ et le neutrino tau $\nu_\tau$. Leur modèle permet à la fois de décrire complètement les interactions faibles et de fournir un cadre théorique à la violation de CP.

**La découverte du charme** C'est surtout avec la génération des nouveaux accélérateurs des années 70 : SPEAR, DORIS, PETRA, CESR, que de nouvelles avancées expérimentales vont se réaliser. Le charme est mis en évidence avec le $J/\psi$ [12] en 74, état lié $c\bar{c}$. Puis les premiers mésons $D$ sont observés [13]. La deuxième famille est au complet...

**La beauté** La découverte du lepton $\tau$ [15] indique la présence de la troisième famille. En 1977 la première résonnance constituée de quarks beaux est mise en évidence : le $\Upsilon(1S)$ [14],état lié $b\bar{b}$. La présence de résonnances supérieures, $\Upsilon(4S)$, permet d'observer au début des années 80 les mésons $B$.

**Toujours plus lourd** Enfin récemment, le dernier quark non observé a été mis en évidence au tevatron dans les collisions $p\overline{p}$ [25], confirmant ainsi l'existence de six quarks comme prédit dans le modèle à trois familles de deux quarks chacune.

**Questions ouvertes** Le succès du modèle standard à trois familles basé sur la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique (QCD) est assuré. Cependant, l'origine profonde de la violation de CP et de la masse sont incomprises. De plus QCD, qui traite des quarks, ne permet pas de mener les calculs exacts des interactions entre hadrons et la spectroscopie des hadrons restent en grande partie dépendante de modèles qu'il faut contraindre avec des mesures.

Avant d'aborder ces questions, nous présentons le formalisme du modèle standard dans lequel les quarks lourds sont décrits.

## 1.2 Les quarks dans le modèle standard

### 1.2.1 Structure élémentaire du modèle

Le modèle standard de la physique des particules est conçu à partir des théories de jauge. Chaque interaction est associée à une invariance de charge. Formellement, l'invariance est matérialisée par un groupe de symétrie de jauge. Les fermions, particules de matière sensibles à la force, forment la représentation du groupe de jauge. Pour respecter à la fois l'invariance de jauge et la covariance de Lorentz, il faut introduire un ou plusieurs (suivant la dimension du groupe) bosons de jauge, ils constituent les champs de force.

- Les interactions faible et électromagnétique sont unies dans le même groupe de dimension 4 : $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La charge électrique $Q$ est associée à la force électromagnétique, l'hypercharge faible $Y = 2(Q - I_3)$ à la force électrofaible. Il y a quatres bosons de jauge, trois pour $SU(2)_L$ et un pour $U(1)_Y$.

- L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Les fermions interagissent par la charge de couleur, dans le groupe $SU(3)_C$. Il y a huit bosons de jauge vectoriels, les gluons $G$.

Les fermions sont regroupés en doublets gauches et singulets droits, sauf les neutrinos qui n'ont pas de singulet droit : $(UD)_L$, $U_R$, $D_R$, $(\nu e)_L$ et $e_R$.

Inévitablement dans ce schéma, les fermions n'ont aucune masse. En effet tout terme de masse détruit directement la symétrie $SU(2)_L$. Le mécanisme de la brisure spontanée de symétrie répond à ce problème.

### 1.2.2 Brisure spontanée de symétrie

En introduisant des degrés de liberté supplémentaires couplés aux fermions, il est possible d'obtenir des termes de masse sans briser directement la symétrie, mais en la brisant spontanément. C'est le mécanisme de Higgs.

Pour le modèle standard minimal, un seul champs scalaire suffit : le boson de Higgs $H$. Deux termes nouveaux dans le lagrangien sont nécessaires :

- un terme cinétique pour le champs de Higgs,

- un terme d'interaction Higgs-fermions du type Yukawa qui devient le terme de masse des fermions, la masse étant proportionelle au couplage entre le boson de Higgs et le fermion.

### 1.2.3 Problèmes soulevés par le modèle standard

La théorie donne la structure du lagrangien complet, mais plusieurs paramètres restent totalement libres :

- **trois** couplages entre fermions et bosons pour les parties dynamiques et interaction : $\alpha, G_F, \alpha_s$,
- **deux** paramètres pour la dynamique et la masse du boson de Higgs : $v, m_H$,
- **un** coefficcient de mélange entre U(1) et SU(2) : $\sin\theta_W$,
- **neuf** masses pour le couplages Higgs-fermions,
- **quatre** paramètres pour décrire le mélange entre quarks : matrice CKM.

Avec ces dix-huit paramètres libres, le modèle n'est pas complètement prédictif. De plus, il n'explique ni la présence des trois familles de fermions, ni le pourquoi du mécanisme de Higgs qui reste une paramétrisation *ad hoc* de donner une masse aux fermions, ni l'origine du mélange entre les trois familles de quarks.

Les quarks sont les seuls fermions sensibles à la fois à l'interaction électrofaible et à l'interaction forte. Examinons plus précisément comment ils interviennent dans les problèmes liés à ces deux aspects.

### 1.2.4 Les mystères de l'interaction faible

#### 1.2.4.1 Mélange entre quarks

Après la brisure de symétrie faible, l'interaction électrofaible se décompose en trois parties suivant les bosons intermédiaires, photon, Z et $W^{\pm}$. Le lagrangien reproduit les mêmes termes pour chacune des trois familles. Nous adoptons une notation matricielle, suivant laquelle les champs de fermions sont :

$$E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} N = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Les trois parties du lagrangien électrofaible $\mathcal{L}_{ef}$ s'ecrivent alors :

- partie électromagnétique $(em)$ :

$$\mathcal{L}_{ef}^{em} = q_e A_\mu - \overline{E}\gamma^\mu \mathbf{1} E + \frac{2}{3}\overline{U}\gamma^\mu \mathbf{1} U - \frac{1}{3}\overline{D}\gamma^\mu \mathbf{1} D \tag{1.1}$$

- partie faible neutre $(fn)$ :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{ef}^{fn} = \frac{g}{cos(\theta_W)} Z_\mu \quad \times \quad [ & \\
& (-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W)\overline{E}\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2}\mathbf{1}E + \sin^2\theta_W \overline{E}\gamma^\mu \frac{1+\gamma^5}{2}\mathbf{1}E \\
+ \quad & \frac{1}{2}\overline{N}\gamma^\mu \frac{1+\gamma^5}{2}\mathbf{1}N \\
+ \quad & (\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W)\overline{U}\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2}\mathbf{1}U - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W \overline{U}\gamma^\mu \frac{1+\gamma^5}{2}\mathbf{1}U \\
+ \quad & (\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W)\overline{D}\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2}\mathbf{1}D - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W \overline{D}\gamma^\mu \frac{1+\gamma^5}{2}\mathbf{1}D
\end{aligned}
$$

- partie faible chargée $(fc)$ :

$$\mathcal{L}_{ef}^{fc} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \frac{1}{2}\overline{N}_L\gamma^\mu E_L + \frac{1}{2}\overline{U}_L\gamma^\mu \mathbf{1} D_L \tag{1.2}$$

La matrice unité $\mathbf{1}$ a été mentionnée explicitement pour montrer que l'interaction faible est diagonale dans l'espace des familles. Mais le lagrangien ne décrit pas la physique puisque des transitions chargées entre quarks de familles différentes sont observées. Il faut en déduire que **les états physique des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction électrofaible**.

Les états physiques correspondent aux états propres des matrices de masse des quarks, notés $M_U$ et $M_D$. Pour obtenir un lagrangien qui rende compte du mélange entre famille, il est nécessaire de redéfinir les champs des quarks de la base $(UD)$ vers la base $(U'D')$, où les matrices $M'_U$ et $M'_D$ sont alors diagonales.

Le terme de masse du lagrangien vient du couplage de Yukawa entre fermions et le boson de Higgs. Il s'écrit pour les quarks :

$$\mathcal{L}_M = -\overline{U}_L M_U \Phi^* U_R - \overline{D}_L M_D \Phi D_R$$

La transformation des états propres de l'interaction électrofaible vers les états propres de masse est définie par les quatre matrices unitaires $L_U, L_D, R_U, R_D$ telles que :

$$Q'_L = L_Q Q_L \quad \text{et} \quad Q'_R = R_Q Q_R \tag{1.3}$$

$$M'_Q = L_Q^+ M_Q R_Q \tag{1.4}$$

$$\text{avec} \quad Q = U, D$$

Il faut alors réécrire le terme d'interaction dans la nouvelle base. Seul le lagrangien faible chargé $\mathcal{L}_{ef}^{fc}$ va changer. En effet les termes $\overline{U}\mathbf{1}U$ ou $\overline{D}\mathbf{1}D$ contenus dans les lagrangiens $\mathcal{L}_{ef}^{em}$ et $\mathcal{L}_{ef}^{fn}$ sont invariants dans le changement de base, ils restent diagonaux. Par contre les termes $\overline{U}_L\mathbf{1}D_L$ deviennent $\overline{U}'_L L_U^+ L_D D'_L$ et ne sont plus diagonaux.

Le lagrangien des interactions faibles chargées pour les états propres de masse s'exprime suivant :

$$\mathcal{L'}_{ef}^{fc} = \frac{1}{2}\overline{U}'_L\gamma^\mu V_{CKM} D'_L \quad \text{avec} \quad V_{CKM} = L_U^+ L_D. \tag{1.5}$$

La matrice $V_{CKM}$, proposée par Cabibbo Kobayashi et Maskawa [1, 2], est la clef qui permet de formaliser le mélange des saveurs. Elle acquière ainsi une importance capitale.

#### 1.2.4.2 La matrice $V_{CKM}$

La matrice $V_{CKM}$ n'est pas diagonale dans l'espace des familles. Elle formalise le mélange dans la base des états propres physiques qui seront désormais notés sans prime. Elle s'interprète directement dans cette base:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

$V_{CKM}$ contient neuf paramètres dont trois sont des angles réels et six des phases. Par une redéfinition des phases des champs de quarks, cinq phases peuvent être réabsorbées. Ils reste alors **quatre paramètres indépendants pour décrire le mélange des familles**.

Wolfenstein [4] a donné la paramétrisation la plus utilisée de la matrice, en développant les modules des éléments de la matrice suivant des puissances de $V_{cs} = \lambda$. En effet à l'ordre $\lambda^3$, il obtient:

$$V_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1-\rho-i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix}$$

La commodité de cette paramétrisation réside dans la visualisation quasi immédiate des relation d'ordre entre les éléments de la matrice qui s'expriment en puissance de $\lambda$.

L'importance de la matrice $V_{CKM}$ est multiple.

- Dans le modèle standard que nous avons décrit, $V_{CKM}$ est le produit de deux matrices unitaires, elle est donc elle-même unitaire. Cette unitarité attendue s'exprime sous la forme de conditions liants les différents éléments de la matrice [3], notamment (à l'ordre $\lambda^3$):

$$V_{td} - \lambda \, V_{cb}^* + V_{ub}^* = 0. \tag{1.6}$$

- La paramétrisation de Wolfenstein identifie les quatres paramètres indépendants de la matrice avec $\lambda, A$ et le complexe $(\rho, \eta)$ qui présente un module et une phase. Cette phase complexe est très importante car elle peut rendre compte de la violation de la symétrie CP par l'interaction faible [2]. Ce phénomène a été observé dans le système des kaons neutres [11]. Le système des mésons beaux neutres est également susceptible de donner lieu à de tels effets [3].

- Le module des éléments de la matrice détermine l'amplitude du mélange entre les familles qui est lié à la matrice de masse ds quarks. Ainsi tout modèle de masse pour les quarks, issu par exemple d'une théorie au delà du modèle standard, est contraint par la matrice $V_{CKM}$.

La mesure des éléments de $V_{CKM}$ représente donc une source fondamentale de connaissance.

#### 1.2.4.3 Comment connaître la recette du mélange?

Les éléments de $V_{CKM}$ font intervenir chacun des quarks différents, leur mesure s'effectue donc avec l'étude de processus variés [7, 60].

- $|V_{ud}|$ est connu à $0,1\%$ grâce à la désintégration nucléaire $\beta$.

- L'analyse des désintégrations particules étranges, kaons, permet d'obtenir $|V_{us}|$ avec une précision de

- $|V_{cd}|$ est obtenu en mesurant la production du charme par interaction de neutrino avec des nucléons, la précision atteint $2,7\%$.

- L'étude des désintégrations des mésons charmés en particules étranges permet de contraindre $|V_{cs}|$.

- Le rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$ peut être déterminé grâce à l'étude des désintégrations semileptoniques des mésons B. Et $|V_{cb}|$ peut être également directement mesuré dans le canal $B \to D^* l \nu_l$.

- La mesure des fréquences d'oscillations des mésons neutres (étranges et non-étranges) $B^0$ en $\overline{B}^0$ (liées à la différence de masse entre les deux états) permet de remonter aux éléments $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$.

Les éléments les moins bien connu sont $V_{cb}, V_{ub}, V_{td}$ et $V_{ts}$. Leur mesures font toutes intervenir des processus liés aux hadrons beaux. L'étude des désintégrations du quark b paraît ainsi capitale. Et puisqu'il s'agit de traiter de quarks, il faut maintenant considérer la théorie de l'interaction forte : QCD.

## 1.2.5 L'interaction forte ne joue pas franc

### 1.2.5.1 Simplicité du formalisme

Le lagrangien de l'interaction forte est relativement simple :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \quad i\overline{q}(\delta_\mu - ig_s \textstyle\sum_a \frac{1}{2}\lambda^a G^a_\mu)\gamma^\mu q \tag{1.7}$$

$$-\tfrac{1}{4}\textstyle\sum_a F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} \tag{1.8}$$

$$-\overline{q}m_q q \tag{1.9}$$

- $q$ est un des six champs de quarks,
- $g_s$ est le couplage de l'interaction forte,
- $a$ est l'indice de couleur (il y a trois couleurs : $N_c = 3$),
- $\lambda^a$ représente les 8 générateurs de $SU(3)_C$,
- $G^a_\mu$ sont les champs de gluons,
- $F^a_{\mu\nu}$ tenseur,
- et enfin $m_q$ est la masse du quark $q$.

Les diagrammes possibles entre quarks et gluons sont représentés sur la figure 1.1

### 1.2.5.2 Quantification et constante de couplage

La structure non-abélienne du groupe $SU_3$ entraîne une évolution particulière de la constante de couplage $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ avec l'énergie. Les équations du groupe de renormalisation donne la formule suivante à l'ordre le plus bas en perturbations :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\dfrac{11}{3}N_c - \dfrac{2}{3}n_f}\frac{1}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}} \tag{1.10}$$

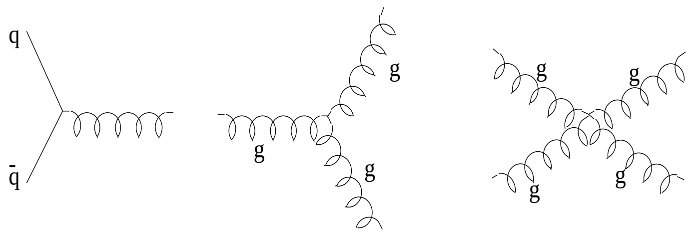



Figure 1.1: Diagrammes élémentaires d'interaction entre quarks et gluons. Le couplage des gluons entre eux, deux diagrammes de droite, révèle la structure non-abélienne de QCD.

où $Q$ est l'échelle d'énergie de l'interaction et $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV l'échelle typique des processus forts. $\alpha_s$ est une fonction décroissante de l'énergie, le couplage croît avec la distance entre deux objets de couleurs!

Ainsi les calculs envisageables dans la théorie des perturbations, en puissance de $\alpha_s$, sont limités au domaine où la constante de couplage est petite. C'est ce qu'on appelle le domaine perturbatif qui correspond aux échelles d'énergies supérieures à $\Lambda_{QCD}$.

Le domaine des énergies inférieures est appelé par opposition domaine non-perturbatif. Il correspond à la physique des hadrons, théatre de l'autre caractéristique marquante de l'interaction forte : le confinement des quarks. Un quark coloré libre signifie un tube de champs électrique de couleur d'énergie infinie. Il ne peut donc exister comme objet stable que des hadrons sans couleur. Les hadrons sont constitués d'une soupe de quarks et de gluons dont la densité croit quand la distance d'observation diminue. Les hadrons sont des objets d'une extrême complexité, mais ce sont les seuls qui nous donnent accès au coeur de l'interaction forte.

#### 1.2.5.3 Que savons-nous calculer?

La complexité de QCD n'est pas favorable au calcul théorique des processus entre hadrons. En effet, les calculs sont possibles losque la théorie des perturbation est applicable c'est à dire dans le domaine perturbatif des hautes énergie, $\gg \Lambda_{QCD}$.

Mais les désintégrations de hadrons donnent lieu à des échanges de gluons à des énergies bien inférieures, c'est le domaine non-perturbatif. La compréhension théorique de ce domaine n'est pas encore suffisante pour obtenir des prédictions. Par exemple, il est difficile de calculer les masses et les rapports d'embranchement entre hadrons. Seules des méthodes de calcul sur réseau ou des modèles sont capables de faire des prédictions quantitatives.

Dans ces conditions, les mesures expérimentales sont difficiles à interpréter car la partie dûe à l'interaction forte est souvent mal ou peu contrainte par la théorie.

Le terme d'interaction faible est lui inaccessible, même s'il est bien paramétrisé.

### 1.2.6 Intérêt des quarks lourds

Pour mieux accéder aux mystères de l'interaction faible, il faut donc auparavant mieux comprendre l'interaction forte. D'où l'importance des études spectroscopiques sur les hadrons. Seul un ensemble de mesures le plus étendu et le plus exhaustif possible permet de contraindre les modèles et théories effective.

#### 1.2.6.1 Les quarks légers

La masse des quarks constituant les hadrons joue un rôle important, car elle introduit une échelle d'énergie différente de celle de l'interaction forte. Pour les quarks légers u et d, leur masse de l'ordre de quelques MeV, est bien inférieure à $\Lambda_{QCD}$. Ainsi l'interaction forte ne va pas réellement distinguer un quark u d'un quark d, c'est la symétrie chirale.

Cette nouvelle symétrie ou contrainte imposée à QCD permet de construire une nouvelle théorie à plus basse énergie, dite théorie effective.

#### 1.2.6.2 Symétrie des saveurs lourdes

A l'opposé les quarks, c avec $m_c \sim 1 - 2$ GeV/c$^2$ et b avec $m_b \sim 4 - 5$ GeV/c$^2$ GeV ont une masse bien supérieure à $\Lambda_{QCD}$. Ce domaine des quarks dit lourds présente également une symétrie.

Lorsqu'un hadron contient un quark lourd, deux objets peuvent être définis suivant les échelles d'énergie:

- le quark lourd Q, dont l'extension spatiale de la fonction d'onde est proportionelle à $\frac{1}{m_Q}$,
- les quarks légers de valence, les quarks légers et les gluons de la mer qui constituent les degrés de liberté légers, ils intéragissent à l'énergie $\Lambda_{QCD}$, et l'extension spatiale de la fonction d'onde de ce nuage est proportionelle à $\frac{1}{\Lambda_{QCD}}$.

A cause de sa masse, la dynamique du quark lourd n'est pas affectée par les échanges à $\Lambda_{QCD}$. Il reste au repos dans le référentiel du hadron et se comporte comme une source statique de couleur. L'image des fonctions d'onde est utile pour mieux comprendre cette non-communication entre les deux objets. L'extension du nuage est tellement importante par rapport a celle du quark lourd, $\frac{1}{\Lambda_{QCD}} \gg \frac{1}{m_Q}$, que Q est 'invisible' aux degrés de liberté légers, voir figure 1.2.

Aussi les degrés de libertés légers ne sont sensibles ni à la masse du quark lourd ni à l'orientation ($+\frac{1}{2}$ ou $-\frac{1}{2}$) de son spin. Il y a découplage.

hbtq

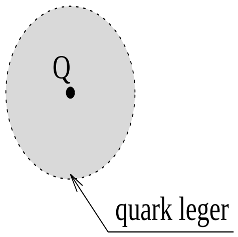



Figure 1.2: Représentation d'un méson contenant un quark lourd. Dans le référentiel du méson, le quark lourd Q est immobile et sa fonction ponctuelle. Les degrés de liberté légers forment un nuage centré autour de Q.

Ce découplage exprime une nouvelle symétrie, la symétrie des quarks lourds [21]. Elle n'est exacte que si la masse du quark lourd tend vers l'infini. Dans ce schéma seul la saveur et le spin des degrés de liberté légers déterminent le comportement d'un hadron lourd. Par analogie, le système d'un hadron lourds se rapproche de celui d'un atome dont les propriétés chimiques sont uniquement conditionnées par les couches électroniques externes et non pas par la composition du noyau.

Dans le chapitre suivant nous voyons comment la symétrie des quarks lourds simplifie la phénoménologie des hadrons lourds et comment elle permet ainsi de lever le voile sur les paramètres électrofaibles.

## 1.3 Les mésons lourds

Nous présentons dans cette section les différents mésons qui contiennent un quark beau ou charmé. Dans un premier temps nous traitons de leur masse et de leur mécanisme de désintégration. Nous analysons ensuite quels processus nous intéressent particulièrement. Enfin nous abordons le calcul du raport d'embranchement $P(b \to D^{*+})$.

### 1.3.1 Spectroscopie fondamentale des mésons lourds

#### 1.3.1.1 États quantiques

Nous construisons le spectre prédit par le modèle des quarks où les mésons sont constitués d'un quark et d'un antiquark. Un méson lourd contient au moins un quark lourd noté $Q$ qui pourra être un quark beau $b$ ou charmé $c$, l'antiquark est lui dit léger et noté $q$, de saveur $(u, d, s)$. A part la saveur du quark lourd et le nombre quantique principal $n$, les seuls nombres quantiques qui différencient les mésons formés, sont:

- le spin total $J = S \oplus s \oplus L$,
  - $S$ est le spin du quark lourd $Q$.
  - $s$ est le spin du quark léger.
  - $L$ est le moment orbital du quark léger par rapport au quark $Q$.
- la parité $P = (-1)_q \times (+1)_Q \times (-1)^L = (-1)^{L+1}$
- l'isospin $I$ et sa projection $I_3$, indépendants de l'états de spin,
- l'étrangeté.

D'après la symétrie des quarks lourds, la masse et le spin du quark lourd $S$ n'interviennent pas dans la différenciation des hadrons. Seul le spin $j = s \oplus L$ et la saveur du quark léger permet de les classer. Le tableau 1.1 récapitule les premiers états des mésons [1] beaux $B$ et charmés $D$ indépendant. Les états avec les mêmes $j$ et $I$ se groupent en doublet: $(0^-, 1^+), (0^+, 1^+)$ et $(1^+, 2^+)$. Si la symétrie est exacte, les membres d'un doublet se comportent de la même façon.

Le modèle des quarks prédit que l'état fondamental est celui de spin total le plus faible, soit le $B$ et le $D$. Plusieurs états peuvent posséder le même $J^P$, c'est le cas notamment pour les deux états $1^+$. Ces états ne se distinguant pas, ils se mélangent.

Il s'agit maintenant d'évaluer les masses de ces objets.

[1] Le spectre des baryons s'organisent suivant les mêmes critères.

| $L$ | $j = s \oplus L$ | $I_3$ | $J^P$ | $Q = \overline{b}$ | $Q = \overline{c}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 1/2 | +1/2 | $0^-$ | $B^+$ | $\overline{D}^0$ |
| | | | $1^-$ | $B^{*+}$ | $\overline{D}^{*0}$ |
| 0 | 1/2 | -1/2 | $0^-$ | $B^0$ | $\overline{D}^+$ |
| | | | $1^-$ | $B^{*0}$ | $\overline{D}^{*+}$ |
| 0 | 1/2 | 0 | $0^-$ | $B_s^0$ | $\overline{D}_s^+$ |
| | | | $1^-$ | $B_s^{*0}$ | $\overline{D}_s^{*+}$ |
| 1 | 1/2 | +1/2 | $0^+$ | $B_0^+$ | $\overline{D}_0^0$ |
| | | | $1^+$ | $B_1^{*+}$ | $\overline{D}_1^{*0}$ |
| 1 | 1/2 | -1/2 | $0^+$ | $B_0^0$ | $\overline{D}_0^+$ |
| | | | $1^+$ | $B_1^{*0}$ | $\overline{D}_1^{*+}$ |
| 1 | 1/2 | 0 | $0^+$ | $B_{0s}^0$ | $\overline{D}_{0s}^+$ |
| | | | $1^+$ | $B_{1s}^{*0}$ | $\overline{D}_{1s}^{*+}$ |
| 1 | 3/2 | +1/2 | $1^+$ | $B_1^+$ | $\overline{D}_1^0$ |
| | | | $2^+$ | $B_2^{*+}$ | $\overline{D}_2^{*0}$ |
| 1 | 3/2 | +1/2 | $1^+$ | $B_1^0$ | $\overline{D}_1^+$ |
| | | | $2^+$ | $B_2^{*0}$ | $\overline{D}_2^{*+}$ |
| 1 | 3/2 | 0 | $1^+$ | $B_{1s}^0$ | $\overline{D}_{1s}^+$ |
| | | | $2^+$ | $B_{2s}^{*0}$ | $\overline{D}_{2s}^{*+}$ |

Tableau 1.1: Etats formés par les différentes combinaisons de spin et de moment orbital. Les états reliés par la symétrie des quarks lourds sont groupés, chaque groupe est séparé par une double délimitation horizontale.

#### 1.3.1.2 Masses attendues

Les hadrons sont des objets compliqués à cause du confinement des quarks. Les deux quarks cités plus haut comme constituant un méson sont appelés quarks de valence. Mais ces deux quarks interragissent en permanence en échangeant des gluons qui eux-mêmes produisent des paires de quarks virtuels. Le méson contient en fait une mer de quarks et de gluons. Le calcul de la masse d'un tel objet doit prendre en compte :

- la masse des quarks qui constituent le mésons,
- la dynamique des quarks à l'intérieur du méson,
- les interactions entre les spins des quarks.

Ces calculs peuvent être développés sur des réseaux avec QCD. Mais la symétrie des quarks lourds apporte des contraintes fortes sur les masses. Les membres d'un doublet doivent avoir la même masse. De plus il ne doit pas y avoir de différence entre mésons charmés et mésons beaux.

En fait la symétrie n'est qu'approchée car les masses des quarks lourds c et b ne sont pas infinies. D'une part le spin lève la dégénérescence entre les état $J=0$ et $J=1$ (ou $J=1$ et $J=2$). D'autre part la différence entre les masses $m_c$ et $m_b$ entraîne un écart entre les masses des D et des B.

Des corrections sont donc nécessaires pour tenir compte des effets dûs à $m_Q$ et $S_Q$. La théorie effective des quarks lourds permet de les calculer en développement de $\frac{1}{m_Q}$. Ainsi, des contraintes du type de l'équation 1.11 demeurent.

$$\begin{aligned} m_{B_s} - m_{B_d} &\approx m_{D_s} - m_{D_d} \\ m^2_{B^*} - m^2_B &\approx m^2_{D^*} - m^2_D \end{aligned} \tag{1.11}$$

La figure 1.3 montre la répartition des masses mesurées. La structure du spectre d'excitation de l'état fondamental se reproduit plus ou moins fidèlement pour les différentes saveurs $B^+, B^0_d, B^0_s, D^+$...

#### 1.3.1.3 désintégrations des mésons

Quels sont les principes de base qui dirigent la désintégration des mésons, autres que la conservation de l'énergie ou de la charge?

**Pourquoi?** Les mésons lourds ne sont pas stables car il existe des états plus légers. Les états plus légers sont constitués de quarks de masse plus faible, ou ont un moment orbital total plus faible. Nous distinguerons deux catégories de processus:

- les désexcitations de spin, transitions sans changement de saveur, $B^{**} \to B$,

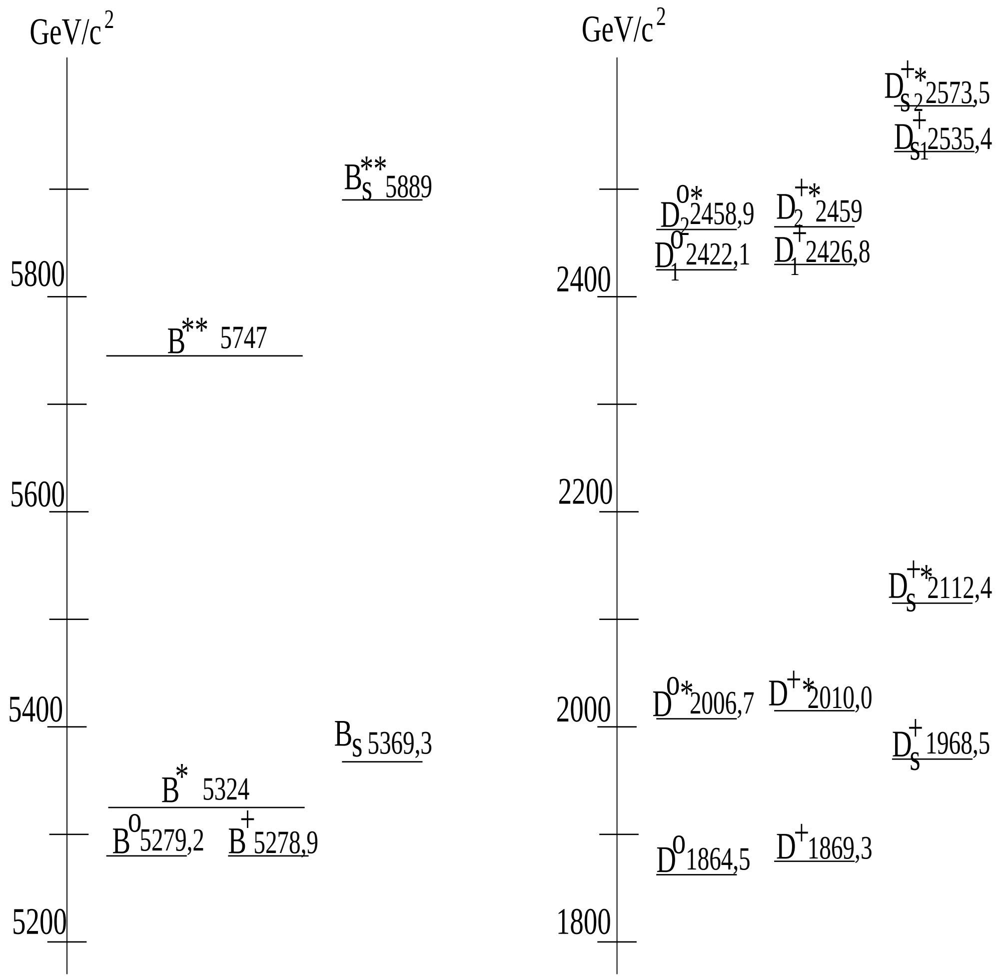



Figure 1.3: Représentation graphique de la répartition des masses des mésons lourds.

- les transitions d'une famille "lourde" à une famille plus "légère", $B \to D$ ou $D \to K, \pi$.

Les deux processus n'impliquent pas les mêmes forces. Les règles de sélection et les échelles d'énergie (ou de temps) ne seront donc pas les mêmes.

**Désexcitation: un processus fort** Les états excités des mésons lourds ont un temps de vie quasi-nul. En effet les interactions forte ou électromagnétique sont capables de changer le moment orbital total pour atteindre un niveau d'énergie plus faible en émettant un méson léger ( pion , kaon, rho ) ou un photon.

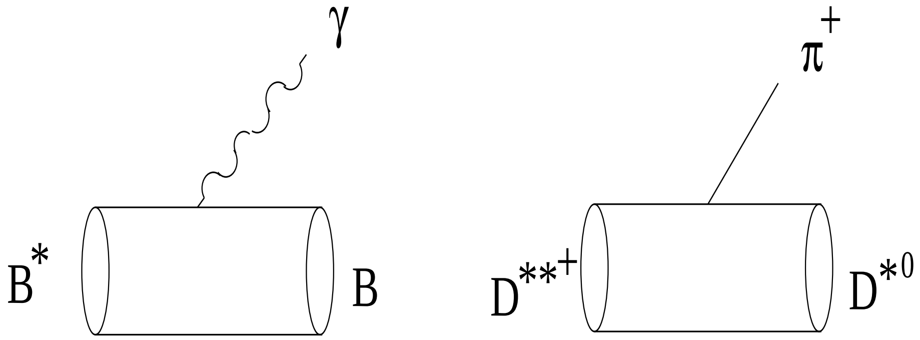



Figure 1.4: Désexcitation des états de spin élevés

Les temps dans lesquelles interviennent de tels processus sont extrêmement courts à cause de la force du couplage électromagnétique ou fort. C'est pourquoi le temps de vie des états excités est considéré comme nul.

Il n'y a pas changement de saveur des quarks car l'interaction faible est trop lente, $10^{-10}$, par rapport au processus d'interaction entre spin. Les désexcitations n'ont lieu que dans une même famille de méson, beaux ou charmés.

**Transition: un processus faible** Après des désexcitations succesives, la paire de quarks atteint l'état fondamental, celui de moment orbital le plus faible. Seule l'interaction faible est alors capable de désintégrer le méson en modifiant la saveur du quark lourd $b$ ou $c$. La transition vers un quark plus léger $u$, $d$ ou $s$, de la même famille ou d'une famille differente, permet d'atteindre un état de plus faible masse. La matrice de mélange des quarks, $V_{CKM}$, donne les désintégrations permises entre quarks et leur force respective. Nous la représentons sous une forme graphique sur la figure 1.5.

En reprenant la paramétrisation de Wolfenstein voir 1.2.4.1, nous pouvons classer les désintégrations des quarks lourds b et c par probabilité décroissante suivant l'ordre en $\lambda$ du coefficient concerné :

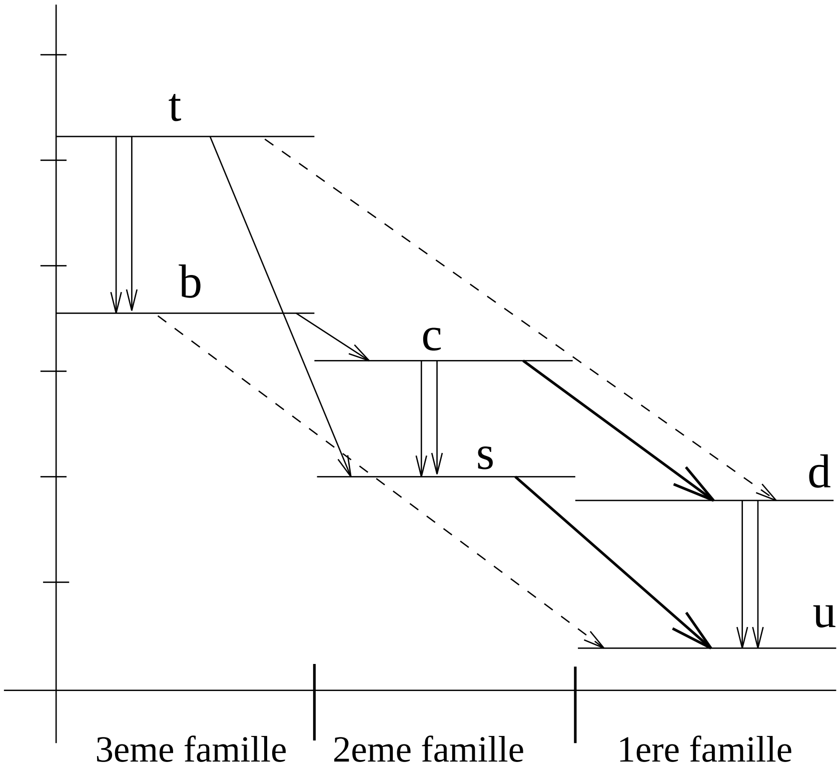



Figure 1.5: Représentation graphique de la matrice $V_{CKM}$. Verticalement l'échelle des masses n'est pas cohérente mais exprime simplement la hierarchie entre les quarks. La taille des flèches indique l'ordre en $\lambda$ d'après la paramétrisation de Wolfenstein [4]. Double flèche : ordre $\lambda^0$, flèche grasse : ordre $\lambda$, flèche fine : ordre $\lambda^2$, flèche en tirets : ordre $\lambda^3$

- $c \to s$ : $\lambda^0$,
- $c \to d$ : $\lambda^1$,
- $b \to c$ : $\lambda^2$,
- $b \to u$ : $\lambda^3$.

Ainsi, les hadrons charmés se désintègrent principalement en hadrons étranges, tandis que les états beaux produisent dans la pluspart des cas des états finals charmés.

L'interaction faible permet de modifier l'isospin, la parité et l'état $CP$ de l'état initial. Les règles de sélection pour ces désintégrations sont moins strictes que celle des désexcitations fortes, seule la conservation du moment orbital total contraint l'état final. Mais l'interaction faible n'est que le coeur de la désintégration. Pendant tout le processus il y a interaction fortre entre les quarks et les gluons qui constituent le mésons se désintégrant et les mésons produits. Il est donc possible d'atteindre n'importe quel états de spins pour le ou les mésons produits. Par exemple $\overline{B}^0 \to D^{*+}$ est la désintégration d'un méson scalaire en un pseudo-vecteur.

**Récapitulation** Les mésons ne sont pas égaux devant la désintégration à cause du spin. Les états de moment orbital total élevé se désexcitent immédiatement (résonnance) sans changer la saveur des quarks. Seul l'état fondamental vit assez longtemps pour transiter faiblement vers une autre saveur de quark, et éventuellement un autre moment orbital total.

L'étude des transitions élémentaires $b \to c$ doit donc se faire à travers celle des désintégrations B $\to$ D, l'état D pouvant être excité. Nous détaillons maintenant les processus de désintégration des mésons B.

## 1.3.2 Phénoménologie des transitions entre mésons lourds

Nous nous intéressons ici aux processus de désintégration électrofaible des mésons B. Chaque processus est d'abord présenté sous forme de diagramme, puis nous discutons les paramètres fondamentaux accessibles par la mesure de ces processus.

### 1.3.2.1 Diagrammes de désintégration des mésons beaux $B$

Les transitions de la saveur lourde b vers les saveurs de quarks plus légers n'ont lieu que pour l'état fondamental $B$. Les diagrammes à l'ordre le plus bas sont :

- **diagramme spectateur,** figure 1.6 : le quark léger n'intervient pas dans la désintégration électrofaible du quark lourd. Mais le champs de gluons qui accompagne les quarks, permet des interactions entre le quark spectateur, le quark b, le quark issu du quark b et les quarks produits par le W. L'état final peut être composé d'un ou plusieurs hadrons. Seul le cas où le W se désintègre leptoniquement est simple car il n'implique pas d'échange de gluons entre les produits de désintégration du W et les autres quarks. Lors de la désintégration faible du quark b, un quark c est généralement produit, plus rarement un quark u ($V_{bc} \gg V_{bu}$). Le W, lui, produit une paire de quark-antiquark ($u\overline{d}$, $c\overline{s}$ ou leur conjugué de charge) qui va se hadroniser avec le quark c issu du quark b et le quark accompagnant le quark b.

  La largeur de cette désintégration fait intervenir $V_{bc}$ ou $V_{bu}$ et le couplage du W à la paire de fermions finale.

- **diagramme interne,** figure1.7 : le processus faible est le même que dans le cas du diagramme spectateur. Mais le boson W produit une paire de quarks qui va interagir via la force forte avec le quark issu de la désintégration du b et celui du méson beau $\overline{q}$. Ce dernier n'est donc plus strictement 'spectateur'.

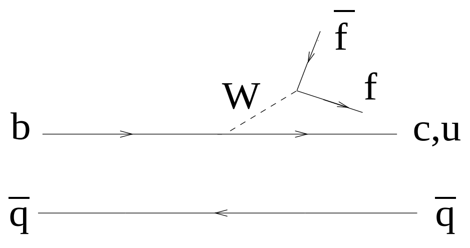



Figure 1.6: Diagramme spectateur à l'ordre élémentaire

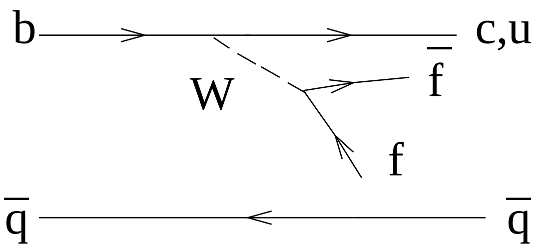



Figure 1.7: Diagramme interne

- **diagramme d'annihilation,** figure1.8 : l'interaction électrofaible a lieu entre les deux quarks qui constituent le méson B initial. Ce processus n'est accessible qu'au méson chargé $B^+$. Ce diagramme donne lieu soit à la production d'un lepton et d'un neutrino, soit à celle d'un hadron. Le hadron est préférentiellement un hadron léger.

  La largeur de ce diagramme est très atténuée par le facteur $V_{bu}$.

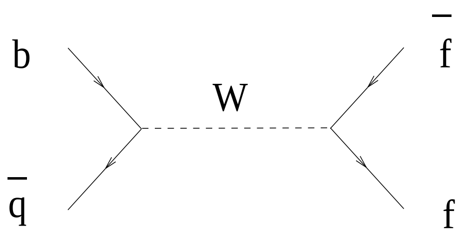



Figure 1.8: Diagramme d'annihilation

- **diagramme d'échange,** figure 1.9 : les deux quarks du méson échangent un boson W. L'état final produit est toujours complètement hadronique.

- **diagramme en boîte,** figure1.10 : les deux quarks du méson échangent un W pour produire une paire virtuelle $q\overline{q'}$ qui produit par échange d'un autre W un anti-mésonĊ'est le mécanisme de l'oscillation des mésons neutres.

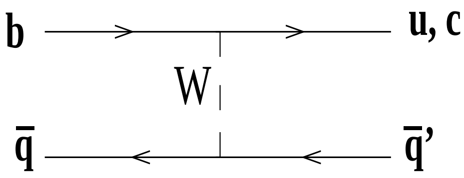



Figure 1.9: Diagramme d'échange

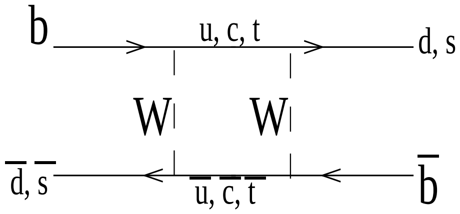



Figure 1.10: Diagramme en boite, l'oscillation des mésons beaux neutres.

- **diagramme pingoin,** figure 1.11 : ce diagramme contient une boucle qui le rend d'ordre supérieur aux autres, son amplitude est plus faible. Par contre son intérèt n'est pas moindre. En effet le quark produit dans la boucle est préférentiellement un top à cause de sa masse importante. De plus les diagrammes pinguoins peuvent contribuer à la désintégration $b \to c\bar{c}s$ qui produit un état final à deux charmes.

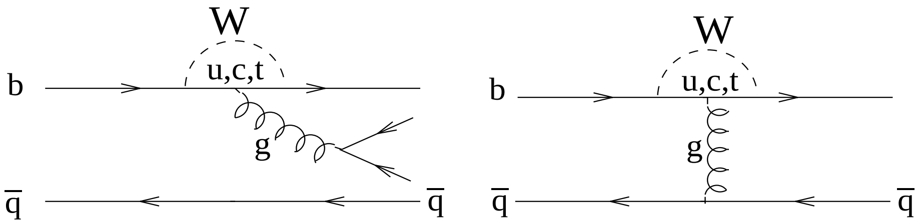



Figure 1.11: Exemples de diagrammes pingoins

En fonction de l'état final, les désintégrations du B se classent en quatre catégories suivant l'état final :

- désintégration leptonique : seul le diagramme d'annihilation intervient, la mesure de ce processus permettrait une détermination expérimentale de la constante de désintégration du B$^+$;

- oscillation : seul le diagramme en boîte intervient, la mesure de la fréquence d'oscillation fournit $|V_{td}|$ pour le B$_d$ et $|V_{ts}|$ pour le B$_s$;

- désintégration semileptonique : seul le diagramme spectateur contribue à l'ordre le plus bas,

- désintégration hadronique ( ou non-leptonique) : les trois diagrammes, spectateur, échange et pinguoin peuvent conduire à un état complètement hadronique.

L'étude des transitions B $\rightarrow$ D concerne uniquement les désintégrations semileptoniques et hadroniques. Nous discutons maintenant des calculs théoriques de ces processus, en distinguant les canaux exclusifs et inclusifs.

#### 1.3.2.2 Désintégration exclusive semileptonique

Il s'agit des désintégrations du type $B \rightarrow Dl\overline{\nu}_l$.

Seul le diagramme spectateur contribue au premier ordre à la production d'un hadron et d'un lepton, figure 1.12. L'amplitude est simplement le produit de trois termes, la partie leptonique $W \rightarrow l\nu$, facile à calculer, $|V_{cb}|$ pour la transition $b \rightarrow c$ et la partie hadronique. La mesure de cette largeur partielle permet donc une détermination de $|V_{cb}|$.

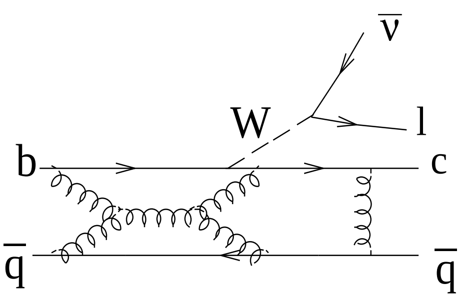



Figure 1.12: Désintégration exclusive semileptonique du B. Les quelques gluons échangés symbolisent les processus d'interaction forte entre les quarks.

Cependant l'amplitude hadronique ou facteur de forme présente un calcul théorique délicat. En effet les nombreux échanges de gluons mous entre les quarks, figure 1.12 placent le calcul dans le domaine non-perturbatif. Ce facteur de forme décrit la transition d'un méson beau à un méson charmé, $< D|H|B >$. L'hamiltonien $H$ fait intervenir tous les effets QCD, perturbatifs et non-perturbatifs, d'où la difficulté du calcul. La symétrie des quarks lourds apporte une simplification. En effet la description des mésons lourds peut se faire indépendamment de la masse et de l'orientation du spin du quark lourd. La transition entre les deux mésons ($B \rightarrow D$) est alors gouvernée uniquement par les caractéristiques des degrés de liberté légers. Cette dépendance est exprimée par un facteur de forme $\mathcal{F}$ fonction de la variable cinématique $w = v_B.v_D$. $w$ est simplement le produit des vitesses[2] des deux mésons. La symétrie des quarks lourds prédit la normalisation de ce dernier facteur de forme[3] : $\mathcal{F}(w=1) = 1$ .

La simplification du facteur de forme $< D|H|B >$ ne fonctionne que si les degrés de liberté légers ont le même spin j, voir section §1.3.1.1, c'est le cas pour $B \to D, D^*$, mais pas pour $B \to D^{**}$ où l'état final a un moment orbital $L = 1$ (voir tableau 1.1).

Expérimentalement, la désintégration $B \to D^* l\nu$ peut-être précisément mesurée en fonction de la quadri-impulsion transférée entre le $B$ et le $D^*$ $q = p_B - p_{D^*}$ qui s'exprime suivant :

$$q^2 = m_B^2 + m_{D^*}^2 - 2 m_B m_{D^*} w \tag{1.12}$$

En fait il n'est pas possible d'atteindre le point de normalisation $w = 1$ car l'espace des phases y est nul. La mesure permet d'obtenir la pente $\dfrac{d\Gamma(\overline{B} \to D^* l\overline{\nu})}{dw}$ au voisinage de $w = 1$.

Le calcul théorique [17] permet d'obtenir une expression du type :

$$\frac{d\Gamma(\overline{B} \to D^* l\overline{\nu})}{dw} = \frac{G_F^2}{48\pi^3} C(m_B, m_{D^*}, w)\, |V_{cb}|^2\, \mathcal{F}^2(w) \tag{1.13}$$

où le coefficient C dépend uniquement de $m_B$, $m_{D^*}$ et w. Cependant à cette expression s'ajoute des correction non-négligeables en $\alpha_s$ et $\frac{1}{m_c}$ dues au fait que la masse du quark charmé n'est pas infinie. Pour extraire $|V_{cb}|$ il reste à déterminer la variation de $\mathcal{F}$ au voisinage de $w = 1$. Des règles de somme [17] permettent de contraindre le domaine accessible sans faire appel à des modèles. Pour obtenir une valeur il faut toutefois utiliser des calculs qui dépendent de modèles.

#### 1.3.2.3 Désintégration inclusive hadronique

Les états finals complètement hadroniques ne présentent pas la même simplicité que le cas semileptonique. Tous les hadrons produits interagissent en échangeant des gluons durs et mous. Nous avons représenté ces interaction sur la figure 1.13. Le calcul QCD est complètement non-perturbatif.

Cependant, il est possible de faire un calcul pour les désintégrations complètement inclusives. C'est à dire le calcul de la probabilité des processus où un méson beau, B, produit un état final hadronique indéterminé. Par exemple, la largeur total $\Gamma(B \to X)$ ou la largeur partielle semileptonique $\Gamma(B \to X l\overline{\nu})$, $X$ étant plusieurs hadrons, ou encore le taux de charme produits dans les B, $\Gamma(B \to X_c)$, $X_c$ étant un état final qui contient au moins un hadron charmé.

[2]Les calculs basés sur la symétrie des quarks lourds, utilisent préférentiellement les vitesses plutôt que les impulsions, puisque les masses ne sont plus pertinentes.

[3]La symétrie n'étant exacte que dans la limite des masses infinies, des corrections QCD sont nécessaires.

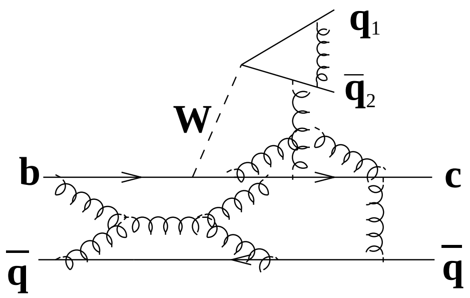



Figure 1.13: Désintégration hadronique du B 'réaliste'.

Nous donnons ici les étapes générales du calcul, on pourra consulter la référence [17] pour un exposé plus détaillé. La première simplification intervient par la sommation sur tous les états finals possibles $X$. Elle permet en effet l'utilisation du théorème optique qui donne :

$$\Gamma(B \rightarrow X) \propto Im < B|\mathbf{T}|B > . \tag{1.14}$$

où $\mathbf{T}$ est une suite d'opérateurs. La théorie effective des quarks lourds permet d'identifier ces opérateurs avec des opérateurs qui agissent uniquement sur le champ de quark lourd $b$. La méthode du développement en produits d'opérateurs est utilisé pour le calcul final.

Ces techniques sont utilisées pour calculer le temps de vie des hadrons beaux et également le rapport d'embranchement semileptonique inclusif, $B_{SL} = Br(B \rightarrow Xe\overline{\nu})$ et $n_c$ le nombre moyen de quarks charmés produits dans les désintégrations des hadrons beaux.

La prédiction dans le cadre du modèle standard de $B_{SL}$ et $n_c$ est importante. D'une part elle montre la pertinence de notre compréhension théorique des désintégrations des hadrons beaux. D'autre part, les deux grandeurs étant liées, elle permettrait de mettre en évidence une contribution innattendue dans le modèle standard. En effet, le rapport d'embranchement semileptonique s'exprime suivant :

$$B_{SL} = \frac{\Gamma(B \rightarrow Xe\overline{\nu})}{\sum_l \Gamma(B \rightarrow Xe\overline{\nu}) + \Gamma_h(c) + \Gamma_h(non - c)} \tag{1.15}$$

óu $\Gamma_h(c)$ et $\Gamma_h(non - c)$ sont les largeurs partielles hadroniques (non-leptoniques) avec un quark charmé et sans. La connaissance précise de la largeur semileptonique permet donc de contraindre la somme des deux largeurs hadroniques En mesurant $n_c$ ont obtient finalement la largeur partielle hadronique non charmée qui est de l'odre de 2% dans le modèle standard. Un désaccord entre la prédiction est la mesure indiquerait la présence de nouvelle physique.

L'incertitude théorique principale issue de ce calcul vient du choix des valeurs des masses pour les quarks b et c et de la valeur de l'échelle d'énergie $\mu$, utilisée dans la renormalisation de la contante de couplage forte $\alpha_s(\mu)$ et pour calculer les coefficients du développement en produits d'opérateurs. Les valeurs obtenues dans la référence [17] sont :

$$\begin{aligned} B_{SL} &= 10,9 \pm 0,9\% \quad \text{à}\, 12,0 \pm 1,0\%, & (1.16)\\ n_c &= 1,21 \pm 0,06 \quad \text{à}\, 1,22 \pm 0,06. & (1.17) \end{aligned}$$

Nous comparerons ces prédictions avec les mesures au chapitre §2.

## 1.4 Calcul de rapport d'embranchement hadronique semi-inclusif

Le cas semi-inclusif correspond au rapport d'embranchement du type $Br(B \to DX)$, où $X$ est un état hadronique indéterminé. Dans cette situation, il n'est pas possible d'intégrer sur tous les états finals possibles, puisque celui-ci est partiellement défini par la présence du méson charmé D. Il n'existe pas encore de technique hors modèle pour calculer ce type de désintégrations. Nous présentons ici les grandes étapes d'un exemple de calcul qui s'appuie sur un modèle[19].

### 1.4.1 Hamiltonien effectif à haute énergie

En premier lieu, la désintégration faible du quark b est décrite par une interaction ponctuelle à quatre fermions. Elle correspond à une description effective à l'échelle d'énergie du b ($\mu \sim m_b$) au lieu de l'énergie du W qui est virtuel. La figure 1.14 schématise le passage d'une description à l'autre.

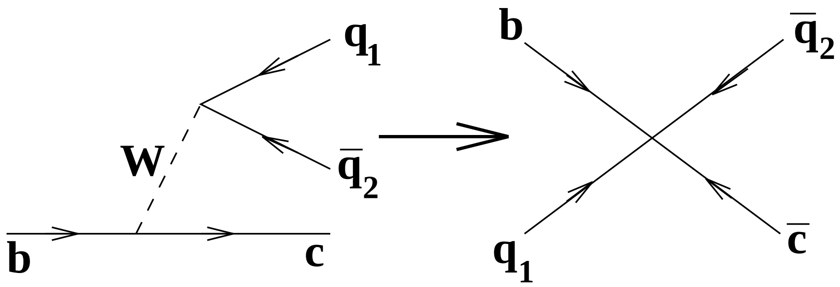



Figure 1.14: Le diagramme de gauche montre la description de la désintégration du quark b par interaction faible dans le modèle standard. Celui de droite représente la version effective, où le W a disparu, qui correspond à une interaction à quatre quarks.

L'hamiltonien effectif, $\mathcal{H}_{eff}(\mu)$, qui correspond à l'interaction à quatre fermions est une combinaison linéaire de termes courant×courant. Les coefficients $c_1(\mu)$ et $c_2(\mu)$ dépendent de l'échelle $\mu$. Le courant chargé entre un quark $q_1$ et un anti-quark $\overline{q}_2$ est $(\overline{q}_2 q_1)^\mu = \sum_\alpha \overline{q}_2^\alpha \gamma^\mu (1-\gamma^5) q_1^\alpha$ où $\alpha$ est l'indice de couleur.

L'expression de l'hamiltonien est pour la désintégration $b \to \overline{c} q_1 \overline{q}_2$ où la paire $q_1\overline{q}_2$ peut être $u\overline{d}$ ou $c\overline{s}$ :

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{eff} &= -\frac{G_F}{\sqrt(2)} \times V_{cb} \times \\ &\Big( c_1(\mu) \sum_{q_1\overline{q}_2} (\overline{c}b)^\mu (\overline{q}_2 q_1)_\mu\end{aligned}$$

$$+c_2(\mu) \sum_{q_1\overline{q}_2} (\overline{q}_2 b)^\mu (\overline{c} q_1)_\mu \Big) \qquad (1.18)$$

### 1.4.2 Amplitude de transition entre mésons

Nous avons traité le niveau des quarks, il faut maintenant décrire la transition entre hadrons $bB \rightarrow DX$. Il s'agit de calculer l'élément de matrice $\mathcal{A} =< c\overline{q}q_1\overline{q}_2|\mathcal{H}_{eff}|\overline{B} >$ où $\overline{q}$ est le quark accompagnant le quark beau dans le méson $\overline{B}$.

L'hypothèse majeure utilisé ici est la factorisation qui considère que la masse du B étant importante par rapport aux masses des produits de la désintégration l'énergie communiquée aux hadrons produits est importante et leur permet de se dissocier rapidement les uns des autres. Cette indépendance acquise entre hadrons permet de décrire l'état final en deux entités séparées. Dans notre cas, il s'agit de $\overline{B} \rightarrow (c\overline{q})\,(q_1\overline{q}_2))$ ou $\overline{B} \rightarrow (c\overline{q}_2)\,(q_1\overline{q}))$ qui correspondent aux deux diagrammes de la figure 1.15. Les éléments de matrices sont alors factorisés en produit de deux éléments :

$$\begin{aligned} < (c\overline{q})\,(q_1\overline{q}_2)|\mathcal{H}_{eff}|\overline{B} > \;&\rightarrow\; < q_1\overline{q}_2|(\overline{q}_1 q_2)_\mu|0 >< c\overline{q}|(\overline{c}b)^\mu|\overline{B} > \\ < (c\overline{q}_2)\,(q_1\overline{q})|\mathcal{H}_{eff}|\overline{B} > \;&\rightarrow\; < c\overline{q}_2|(\overline{c}q_2)_\mu|0 >< q_1\overline{q}|(\overline{q}_1 b)^\mu|\overline{B} > \qquad (1.19) \end{aligned}$$

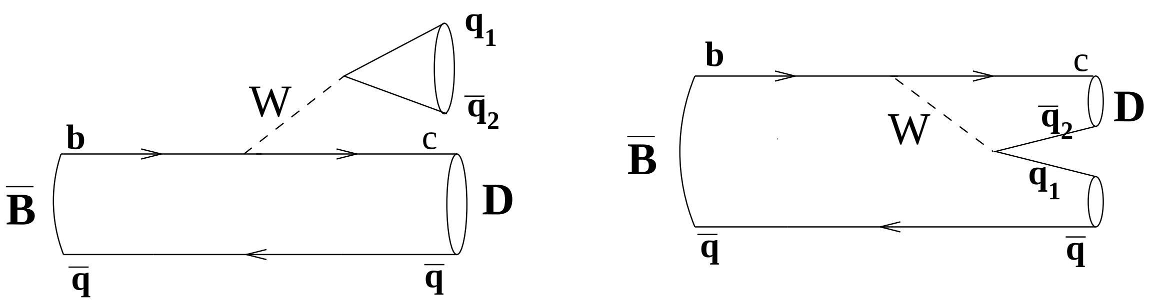



Figure 1.15: Diagrammes de désintégration $\overline{B} \rightarrow DX$ considérés dans l'hypothèse de factorisation.

Pour tenir compte des échanges de gluons mous à l'échelle d'énergie des hadrons, les coefficients $c_1$ et $c_2$ sont remplacés par des coefficients à longue distance $a_1$ et $a_2$. L'amplitude totale devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{A} \;=\;& \frac{G_F}{\sqrt(2)} \times V_{cb} \times \\ & \Big( \; a_1 < q_1\overline{q}_2|(\overline{q}_1 q_2)_\mu|0 >< c\overline{q}|(\overline{c}b)^\mu|\overline{B} > \\ & + \; a_2 < c\overline{q}_2|(\overline{c}q_2)_\mu|0 >< q_1\overline{q}|(\overline{q}_1 b)^\mu|\overline{B} > \Big) \qquad (1.20) \end{aligned}$$

### 1.4.3 Facteur de forme

L'expression (1.20) de $\mathcal{A}$ a considérablement simplifié le problème. Les facteurs $a_1$ et $a_2$ apparaissent également dans les calculs de rapport d'embranchement exclusif, et sont calculés à partir de ces mesures. Dans la référence [19], $a_2$ est négligé devant $a_1$. Le calcul de l'éléments $< q_1\overline{q}_2|(\overline{q}_1 q_2)_\mu|0 >$ ne pose pas de problème particulier. Reste à obtenir les éléments $< D|(\overline{c}b)^\mu|\overline{B} >$. Pour ce dernier calcul, HQET peut-être utilisé comme dans le cas exclusif semileptonique, §1.3.2.2.

Dans la référence [19] seuls les contributions $\overline{B} \to D$ et $\overline{B} \to D^*$ sont prises en compte et pas $bB \to D^{**}$. Les facteurs de forme sont calculés en utilisant le modèle BSW (Bauer, Stech et Wirbel, [20]).

Nous avons exposé les grandes lignes du calcul des rapport d'embranchement semi-inclusif $Br(B \to DX)$, pour montrer que le cadre théorique est beaucoup moins bien défini que dans le cas semileptonique ou complètement inclusif. Notamment l'utilisation de modèle est indispensable. C'est pourquoi il est important d'obtenir des mesures expérimentales précises afin de contraindre les prédictions théoriques.

# Chapitre 2

# Résultats expérimentaux sur les mésons lourds

Dans ce chapitre nous nous intéressons au cadre général de l'étude expérimentale des hadrons beaux et charmés. D'abord nous présentons les différents processus de production des saveurs lourdes et pour chacun les expériences existantes avec leur performances. Ensuite nous rappelons les principales études, qui concernent la désintégration des hadrons beaux en hadrons charmés, effectuées avec les collisions $e^+e^-$ les collisions à basse énergie et enfin au LEP.

## 2.1 Production des hadrons lourds

La création d'un hadron lourd exige la présence d'un quark b ou c. Les quarks sont sensibles à toutes les interactions, ils sont donc susceptibles d'être produits par des mécanismes divers. Néanmoins la masse importante des quark b et c limite les possibilités.

### 2.1.1 Collisions $e^+e^-$

L'annihilation de la paire $e^+e^-$ crée une paire de fermions par l'intermédiaire d'un photon ou d'un Z, figure 2.1. Eventuellement l'état final peut-être $b\overline{b}$ ou $c\overline{c}$ les hadrons lourds seront produits pendant la hadronisation de ces quarks primaires.

La section efficace dépend bien-sûr de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$.

**Machines à basse énergie** En dessous de la masse du Z elle est dominé par l'échange d'un photon, et son expression est (pour des particules relativistes $\beta \to 1$) :

$$\sigma(e^+e^- \to f\overline{f}) \approx \frac{4\pi\alpha^2}{3s} q_f^2\, nc_f = \frac{86,6\,(\text{nb})}{s\,(\text{GeV}^2)}\, q_f^2\, nc_f \tag{2.1}$$

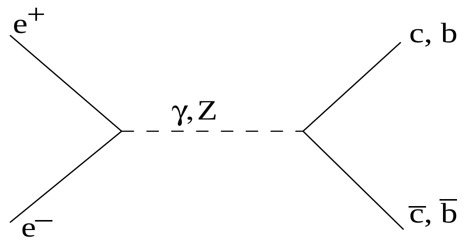



Figure 2.1: production des paires $c\overline{c}$ et $b\overline{b}$ dans les collisions $e^+e^-$ par l'échange d'un boson Z.

où $q_f$ est la charge du fermion et $nc_f = 1(3)$ pour les leptons (quarks). Dans le continuum $q\overline{q}$, les paires $c\overline{c}$ représentent environ 36% et les paires $b\overline{b}$ 9%. La section efficace augmente quand $\sqrt{s}$ atteint la masse d'un état lié $q\overline{q}$ résonnant. Pour la beauté, la résonance $\Upsilon(4S)$ à $\sqrt{s} = 10,58$ GeV est particulièrement intéressante car elle se situe juste au dessus du seuil de production d'une paire de mésons $B\overline{B}$. A cette énergie, la section efficace de production de l'upsilon est $\sigma(e^+e^- \to \Upsilon(4S)) = 1,2$ nb; alors que la production du conituum est $\sigma(e^+e^- \to q\overline{q}) = 3,5$ nb (environ 1,3 nb en paires $c\overline{c}$ et 0,3 nb en paires $b\overline{b}$).

Les machines qui fonctionnent à cette énergie avec une luminosité importante (supérieure à $10^{31} cm^{-2}s^{-1}$), CESR à Cornell et DORIS à Hambourg (arrêté en 1993), ont donc accès à un grand nombre de désintégrations de B, mais seulement des B non-étranges. Elles peuvent également étudier les hadrons charmés avec une grande statistique car les B produisent principalement du charme ($|V_{bc}| \gg |V_{bu}|$) qui se rajoute à ceux produits dans le continuum.

**Machines à 91,2 GeV** Au delà de 10,58 GeV, la section efficace $e^+e^- \to b\overline{b}$ ne bénéficie plus de la résonnance et chute à 0,03 nb à 29 GeV. Il faut attendre l'énergie de la masse du boson Z, $M_Z = 91,2$ GeV pour observer une remontée de la section efficace. En reprenant la notation de la référence [56], le calcul théorique fait intervenir le propagateur du Z qui s'exprime à l'ordre le plus bas suivant 2.2:

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0}. \tag{2.2}$$

Quand $\sqrt{s} = M_Z$, ce terme du propagateur explique l'augmentation de la section efficace $\sigma(e^+e^- \to f\overline{f}) \approx 45$ nb et $\sigma(e^+e^- \to Z \to \text{hadrons})$ atteint 30 nb.

La proportion de saveurs lourdes produites est prédite par le modèle standard, équation (2.4) à (2.5).

$$R_c = \frac{\Gamma(Z \to c\overline{c})}{\Gamma(Z \to q\overline{q})} = 0,172 \tag{2.3}$$

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \to b\overline{b})}{\Gamma(Z \to q\overline{q})} = 0,2156 \tag{2.4}$$

$$\frac{\Gamma(Z \to q\overline{q})}{\Gamma_Z(\text{totale})} = 0,699 \tag{2.5}$$

Ainsi la section efficace de production de paires $c\overline{c}$ est 5,4 nb et pour les paires $b\overline{b}$ 6,7 nb.

Les machines LEP au CERN à Genève et SLC au SLAC à Stanford exploitent les collisions $e^+e^-$ à 91,2 GeV pour produire un grand nombre de Z.

### 2.1.2 Collisions *ep*

Les collisions électron proton peuvent créer des quarks lourds par leptoproduction, figure 2.2. Mais la section efficace dépend beaucoup de la masse du quark. La production de la beauté est ainsi très supprimée, celle du charme si elle est importante souffre néanmoins d'un fond trop désavantageux.

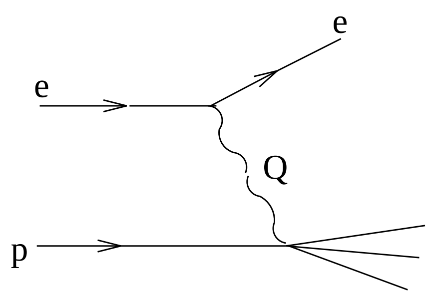



Figure 2.2: Leptoduction du charme dans les collisions *ep*.

Ce mode de production est utilisé au laboratoire DESY avec l'accélérateur HERA qui réalise des collisions avec des électrons de 30 GeV et des protons de 820 GeV. Les collaborations H1 et ZEUS ont mis en évidence la leptoproduction de mésons charmés [67]. Mais l'intérêt de ces études demeure le méchanisme de production lui-même et pas les mesures sur les hadrons lourds.

### 2.1.3 Collisions hadron-hadron

Les collisions $p\overline{p}$ à 1,8 TeV opérées au Tevatron de Fermilab sont une source très importante de hadrons beaux par l'intemédiaire de la fusion de gluons. La section efficace $b\overline{b}$ atteint en effet 50 $\mu$b, quatre ordres de grandeur au delà de celle des collisions $e^+e^-$. Cependant la beauté ne représente que 1/50ème de la physique produite et il est difficile de la mettre en évidence.

Les collaboration CDF et D0 qui étudient la physique de la beauté au Tevatron ce sont essentiellement focalisées sur les canaux exclusifs de désintégration des mésons beaux pour mesurer leur masse.

D'autres collaborations ont étudié la procduction des saveurs lourdes en utilisant des faisceaux de pions sur cibles fixes, elles concentrent leur activité essentiellement sur le charme.

### 2.1.4 Collisions photon-nucléon

La photoproduction, figure 2.3, permet de créer des quarks charmés en bombardant une cyble fixe de nucléons par un faisceau de photon. Une quantité importante de mésons D a été produite ainsi au Fermilab dans les expériences comme E687 [62] ou E691 [64]. En effet, même si le taux de présence de particule charmé dans les événements hadronniques est seulement de l'ordre de $10^{-2}$, le nombre d'événements accumulés est lui énorme, de l'ordre de $10^8$.

Ces détecteurs dotées de détecteur de vertex, de chambres proportionelles et de dispositifs d'identification de particules, permettent de reconstruire précisément les vertex de désintégration du charme. Ansi, ces expériences ont contribué à la détermination précise des temps de vie des mésons charmés et leurs rapports d'embranchement [63, 65].

D'autre part, les deux collaborations ont contribué à l'élaboration du spectre des mésons excités, voir tableau 2.3.

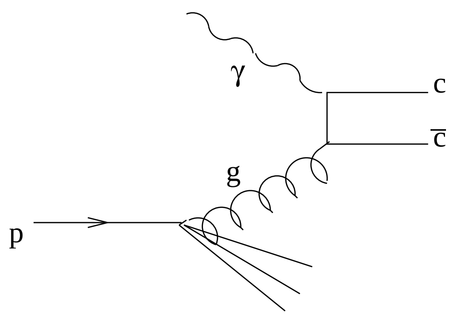



Figure 2.3: Phototoduction du charme sur cible de nucléon fixe.

### 2.1.5 Collisions neutrino-nucléon

Le neutrino peut également permettre la production de particules charmés par l'échange d'un courant chargé avec un quarks d'un nucléon, figure 2.4. L'étude de ce mode de production permet essentiellement de sonder la structure hadronique du nucléon [8]. Les expériences CCFR et NOMAD [76] ont mené de telles analyses.

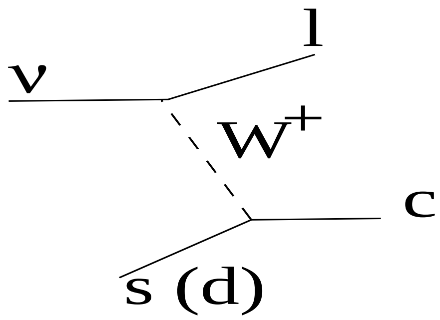



Figure 2.4: Production du charme dans les collisions $\nu$ - Nucléon.

| collision | $\sqrt{s}$ | luminosité | $\sigma(b\overline{b})$ (nb) | proportion $b\overline{b}$ |
|---|---|---|---|---|
| $e^+e^-$ | 10,58 GeV | $3,310^{32}$ | 1,5 | 20 % |
| $e^+e^-$ | 91,2 | $2,410^{31}$ | 6,7 | 22 % |
| $p\overline{p}$ | 1800 | $2,510^{31}$ | 50 000 | 2 % |

Tableau 2.1: Comparaison de différentes sources de hadrons beaux et charmés. La proportion $b\overline{b}$ indique le rapport du nombre d'événements beaux sur le nombre total d'événements hadroniques.

### 2.1.6 Comparaison des taux de production de saveurs lourdes

le tableau 2.1 récapitule les taux de production des hadrons beaux pour différents modes de collision. Les collisions $e^+e^-$ sont particulièrement bien placées pour létude des désintégrations des B car elles offrent une statistique importante et un environnement 'propre'.

Nous décrivons maintenant les analyses qui sont menées dans ce domaine.

## 2.2 Résultats obtenus à la résonance $\Upsilon(4S)$

### 2.2.1 Machines et détecteurs

Deux accélérateurs ont contribué à cette physique, CESR au laboratoire de Cornell et DORIS II à DESY. La machine DORIS a permis à l'expérience ARGUS [61] d'enregistrer des données dans la période 1982-1992. Au CESR c'est le détecteur CLEO (puis CLEO 1.5 et CLEO II) qui a utilisé depuis 1979 et qui continue à utiliser les collisions $e^+e^-$ à $10,58$ GeV. Le tableau 2.2 donne les luminosités intégrées recueillies par les expériences. Notons que l'expériences ARGUS a observé 600 000 événements $e^+e^- \to c\overline{c}$ et 210 000 événements $e^+e^- \to \Upsilon(4S)$.

Nous présentons ici, uniquement les résultats liés à la spectroscopie des mésons

| expérience | Luminosité intégré en $pb^{-1}$ |
|---|---|
| ARGUS | 246 |
| CLEO 1.5 | 212 |
| CLEO II | 2000 |

Tableau 2.2: Luminosité intégrée recueillie par les expériences ARGUS et CLEO avec des collisions $e^+e^-$ à $10,58$ GeV.

charmés excités et à la détermination des rapports d'embranchement des mésons B en mésons D. Mais nous rappelons que les expériences à l'$\Upsilon(4S)$ ont permis d'améliorer la précision sur la mesure des rapports d'embranchement pour les différents canaux de désintégration des mésons charmés $D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+$ [60].

### 2.2.2 Spectroscopie du charme

Avant le démarrage des expériences ARGUS et CLEO, les états non-étranges de spin $0^-$ et $1^-$ ($D^0, D^{0*}, D^+, D^{+*}$) étaient déjà connus. Les collisions $e^+e^-$ à basse énergie ont permi de découvrir les états d'excitation supérieure et le spectre des mésons charmés étranges $D_s$. Le tableau 2.3 récapitule les différentes publications.

### 2.2.3 Désintégration des mésons B

Outre une section efficace importante, la production des mésons B à la résonance $\Upsilon(4S)$ a un avantage supplémentaire. En effet l'état lié $b\bar{b}$ $\Upsilon(4S)$ est juste au delà du seuil d'énergie suffisant pour se désintégrer en une paire $B^0\overline{B^0}$ ou $B^+B^-$. Par conséquent l'impulsion des mésons B produits est quasi-nulle (330 MeV/c en moyenne). Cette contrainte est un atout important pour la reconstruction expérimentale des désintégrations des B. Par contre les produits de désintégration auront une impulsion relativement faible ce qui pose des problèmes de détection. D'autre part l'impulsion faible des mésons B limite les études temporelles car la distance de vol parcourue par les mésons est trop petite (30 $\mu$m en moyenne) pour être mesurée expérimentalement[1].

La mesure des rapports d'embranchement inclusifs $B \to D$ commence par la reconstruction de l'état D. Le méson charmé a deux origines possibles :

[1]C'est pour cette raison que les futures usines à B du SLAC et de KEK seront asymétriques. Les faisceaux d'électrons et de positons seront accélérés à des énergies différentes. La résonance $\Upsilon$ sera ainsi produite avec une impulsion non nulle et la paire de méson B également. Les études temporelles d'assymétrie entre désintégration des B et des $\overline{B}$ permettent de rechercher une violation de la symétrie CP.

| expérience | état $J^P$ | canal | masse mesurée en GeV |
|---|---|---|---|
| CLEO[36] | $D_1^0\,1^+$ | $D^{*+}\pi^-$ | $2,421 \pm 3$ |
| ARGUS[30] | | | $2,414 \pm 5$ |
| cible fixe[39] | | | $2,428 \pm 9$ |
| cible fixe[40] | | | $2,422 \pm 3$ |
| CLEO[33] | $D_2^0\,2^+$ | $D^+\pi^-$ | $2,461 \pm 3$ |
| ARGUS[27] | | | $2,455 \pm 6$ |
| cible fixe[39] | | | $2,459 \pm 4$ |
| cible fixe[40] | | | $2,453 \pm 4$ |
| CLEO[36] | | $D^{*+}\pi^-$ | $2,465 \pm 4$ |
| CLEO[37] | $D_1^+\,1^+$ | $D^{*0}\pi^+$ | $2,435 \pm 3$ |
| cible fixe[39] | | | $2,443 \pm 8$ |
| ARGUS[29] | $D_2^+\,2^+$ | $D^0\pi^+$ | $2,469 \pm 7$ |
| CLEO[37] | | | $2,463 \pm 4$ |
| cible fixe[40] | | | $2,453 \pm 4$ |
| ARGUS[28] | $D_{s1}^+\,1^+$ | $D^{*+}K^0$ | $2,536 \pm 2$ |
| CLEO[34] | | | $2,535 \pm 1$ |
| cible fixe[40] | | | $2,535 \pm 1$ |
| ARGUS[31] | | $D^{*0}K^+$ | $2,535 \pm 2$ |
| CLEO[34] | | | $2,535 \pm 1$ |
| cible fixe[40] | | | $2,535 \pm 1$ |
| ARGUS[32] | $D_{s2}^+\,2^+$ | $D^0K^+$ | $2,575 \pm 4$ |
| CLEO[35] | | | $2,573 \pm 2$ |

Tableau 2.3: Mesures des états excités des mésons charmés.

| expérience | rapport d'embranchement | mesure (en %) | moyenne[44] |
|---|---|---|---|
| ARGUS[41] | $B \to D^0$ | $49,7 \pm 3,8 \pm 6,9$ | $61,9 \pm 2,6$ |
| CLEO 1.5[43] | | $59,7 \pm 3,2 \pm 4,8$ | |
| CLEO II | | $64,5 \pm 2,1 \pm 2,3$ | |
| ARGUS[41] | $B \to D^+$ | $23,0 \pm 3,0 \pm 4,6$ | $23,8 \pm 2,1$ |
| CLEO 1.5[43] | | $24,9 \pm 3,3 \pm 2,6$ | |
| CLEO II | | $23,5 \pm 1,2 \pm 2,4$ | |
| ARGUS[41] | $B \to D_s^+$ | $8,3 \pm 1,1 \pm 4,6$ | $10,3 \pm 1,4$ |
| CLEO 1.5[43] | | $8,7 \pm 1,3 \pm 1,0$ | |
| CLEO II | | $12,1 \pm 0,4 \pm 1,7$ | |
| ARGUS[41] | $B \to \Lambda_c^+$ | $7,0 \pm 2,8 \pm 2,5$ | $6,4 \pm 2,3$ |
| CLEO 1.5[43] | | $6,3 \pm 1,2 \pm 2,1$ | |

Tableau 2.4: Taux de production des mésons charmés dans les désintégrations des mésons B non étranges.

- $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B} \to D$,
- $e^+e^- \to c\overline{c} \to D$ (continuum).

Pour obtenir la mesure de $B \to D$ à partir du taux total de D produits à $\sqrt{s} = 10,58$ GeV. Il faut donc soustraire la contribution du continuum. La mesure de la production de charme dans le continuum est réalisée avec les collisions à $\sqrt{s} < 10,58$ GeV. Elle est ensuite corrigée pour tenir compte de l'évolution de la section efficace avec $\sqrt{s}$. L'évaluation de cette contribution est largement dépendante de modèle de fragmentation des quarks et l'erreur relative obtenue varie entre 5 et 10% [43]. Il en résulte une erreur relative de même ordre sur la mesure finale $B \to D$ présentée dans le tableau 2.4.

## 2.3 Résultats obtenus au Z

La résonance du boson Z dans les collisions $e^+e^-$ à 91,2 GeV est un laboratoire très riche pour la physique du charme et de la beauté. Dans ce paragraphe, nous présentons le contexte général de cette physique.

### 2.3.1 Contexte de la physique des saveurs lourdes

Nous nous intéressons aux désintégrations hadroniques du Z en une paire de quark - antiquark ($u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$, $c\overline{c}$, $b\overline{b}$). Les premières observables évidentes sont les largeurs partielles $\Gamma(Z \to q\overline{q})$ pour $q = u, d, s, c, b$ et la largeur hadronique totale $\Gamma_{\text{had}} = \sum_q \Gamma(Z \to q\overline{q})$.

Après la désintégration du Z, vient la phase d'habillage des quarks en hadrons. Pour les quarks lourds il sagit de connaître les proportions $P(c \to H_c)$ et $P(b \to H_b)$ où $H_c$ et $H_b$ sont des hadrons charmés et beaux quelconques dans un état fondamental ou excité.

Enfin, vient la désintégration faible des états fondamentaux des hadrons $H_c$ ou $H_b$. C'est là notre sujet détude principal pour déterminer les rapports d'embranchement $B \to D$.

Les trois phases que nous venons de décrire sont toutes liées dans la même mesure. En effet la mesure accessible a l'expérience est le taux de mésons D produits dans les désintégrations du Z, soit :

$$\mathcal{B}(Z \to D) = \Gamma(Z \to c\overline{c})P(c \to D) + \Gamma(Z \to b\overline{b})P(b \to D) \tag{2.6}$$

L'équation (2.6) ne considère que les deux sources principales de mésons charmés au LEP. Pour être complet il faudrait prendre en compte la contribution des gluons, radiés par les quarks primaires, qui produisent également des quarks b et c, nous reviendrons sur ce sujet au paragraphe §2.3.5. Mais la formule (2.6) montre déjà que la mesure de $P(b \to D)$ est incluse dans un programme expérimental qui comprend la mesure des largeurs partielles du Z et de la hadronisation. De plus elle permet d'identifier les deux principaux problèmes pratiques pour effectuer la mesure :

- reconstruire les états D,
- séparer les sources de production.

Nous décrivons maintenant les différentes mesures effectuées.

### 2.3.2 Mesure des largeurs partielles $R_b$ et $R_c$

**Contexte** Les premières observables directement liées à la physique du Z sont évidemment les largeurs partielles de désintégration du Z en quark. La grandeur accessible expérimentalement est :

$$R_q = \frac{\Gamma(Z \to q\overline{q})}{\Gamma_{\text{had}}}. \tag{2.7}$$

$R_b$ a une importance particulière car le calcul théorique montre que la plupart des corrections radiatives (électrofaible et QCD) se simplifient dans le rapport des largeurs partielles $\Gamma$. Ainsi, seules les corrections liées aux quarks b lui-même sont importantes. Le quark top étant fortement lié au quark beau par la matrice de mélange de CKM ($|V_{tb}| \approx 1$), les boucles de top sont largement présentes dans ces corrections et $R_b$ devient sensible à la masse du top. De plus, la nouvelle physique (supersymétrie avec doublet de bosons de Higgs) produit également de telles corrections liées au quark b.

**Historique** En 1995 [68, 69], les mesures de $R_b$ étaient significativement (trois écarts standards) au delà de la prédiction du modèle standard. Et les mesures de $R_c$ déviaient également de la prédiction de près de deux écarts standard.

En 1996 [70], après de nouvelles analyses les écarts entre mesures et prédictions se sont considérablement réduits, 1,8 écarts standards pour $R_b$ et 0,1 pour $R_c$.

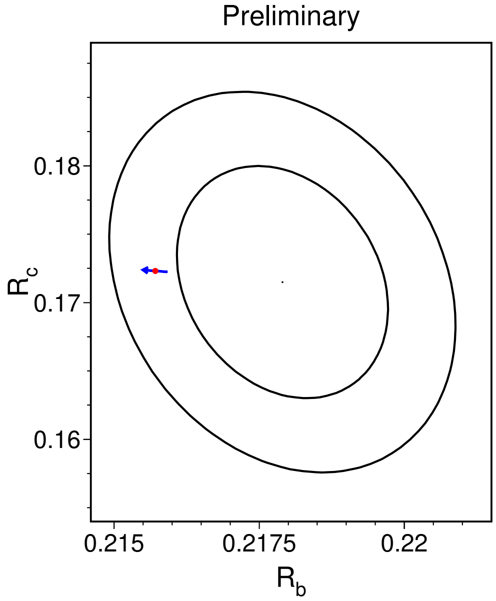



Figure 2.5: Visiualisation des résultats préliminaires sur $R_b$ et $R_c$ obtenus par le groupe de travail du LEP [70]. Le contour intérieur représente le domaine défini par un niveau de confiance de 68%, le contour externe correspondant à 95%. Le point marque la prédiction du modèle standard pour $m_t = 175$ GeV/c$^2$, la flèche indique son évolution quand la masse du top augmente.

Dans la suite de ce paragraphe nous décrivons rapidemment les méthodes d'étiquetage des événements $b\bar{b}$ au LEP pour la mesure de $R_b$. Dans les sections §2.3.3.1 et §2.3.4.1, nous discutons des méthodes de mesures de $R_c$.

**Méthodes d'étiquetage de la beauté** L'étiquetage des événements $b\bar{b}$ bénéficie de la grande masse du quark b ($\sim 4,5$ GeV) et le temps de vie important des hadrons beaux, $1,5$ ps, par rapport aux autres quarks et hadrons. Ces caractéristiques entraînent un certain nombres de conséquences observables :

- la présence d'un vertex décalé (2,5 mm en moyenne) du vertex primaire de la collision,
- la présence d'un lepton avec un impulsion transverse importante produit dans les désintégrations semileptoniques des B (20 % des désintégrations),

- la forme particulière des jets issus de la désintégration d'un B.

A partir de ces différents effets, plusieurs algorithmes ont été élaborés pour étiqueter ou sélectioner les événements $Z \to b\bar{b}$ par rapport aux autres types d'événements. Pour la mesure de $R_b$, la qualité des méthodes s'exprime en termes d'efficacité et de pureté qui doivent être simultanément les plus grandes possibles alors qu'elles sont naturellement anti-corrélées.

Actuellement les algorithmes les plus performants sont basés sur le décalage du vertex du B [71, 52, 73, 72], ils atteignent typiquement 35 % d'efficacité pour 90 % de pureté. Par une méthode de double étiquetage, l'efficacité peut être déterminée directement avec les données réelles, la simulation étant utilisée pour obtenir la contamination des événements non $b\bar{b}$.

Pour les autres quarks la cituation est plus difficile car ils n'ont pas les propriétés distinctes de la beauté. Nous verrons que pour isoler un événement charmé, il est nécessaire de reconstruire au moins partiellement un hadron charmé et par conséquent de diminuer la statistique.

### 2.3.3 Production inclusive des hadrons charmés dans l'état fondamental

Pratiquement tous les hadrons charmés dans l'état fondamental ($D^0$, $D^+$, $D_s^+$ et $\Lambda_c^+$) ont été reconstruits au LEP dans les canaux suivants :

- $D^0 \to K^-\pi^+$,
- $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$
- $D_s^+ \to \Phi(K^+K^-)\pi^+$, et $\overline{K}^{*0}(K^-\pi^+)K^+$,
- $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$.

Seule la production des baryons $\Xi_c^0$, $\Xi_c^+$ et $\Omega_c^0$ n'a pas été mesurée. Comme nous l'avons vu précedemment, deux sources produisent des hadrons charmés, le quark c par hadronisation et le quark b par désintégration faible. Les analyses comportent donc toujours deux aspects. L'un s'attache à la mesure du taux de production du hadron, l'autre à la séparation des sources.

La mesure du taux de production fait toujours appel aux mêmes techniques (l'identification des particules est utilisée dans ces analyses pour séparer les pions, kaons et protons) et conduit donc aux mêmes types d'erreurs systématiques (limite de la statistique simulée disponible, erreur sur l'estimation de l'efficacité de reconstruction des traces, incertitude sur l'identification).

Par contre, les techniques de séparations sont diverses car plusieurs grandeurs observables sont discriminantes entre charme et beauté :

- l'impulsion des hadrons produits par le charme est plus forte en moyenne,

- le vertex du hadron charmé est beaucoup plus décalé par rapport au vertex du Z dans le cas $b \to H_c$ puisque la distance de vol importante des B s'ajoute au vol initialde $H_c$.

Ces deux grandeurs sont utilisées par les collaborations DELPHI [85] et OPAL [83] et introduisent une erreur systématique due à la modélisation de la fragmentation et à la connaissance du temps de vie des B.

La collaboration ALEPH [78] mesure la production du charme dans le désintégrations des B en reprenant la technique d'étiquetage développée pour la mesure de $R_b$. Cette méthode a le désavantage de ne pas permettre une mesure simultanée de la production des hadrons charmés dans la hadronisation du quark c. Par contre elle bénéficie de l'étude indépendante sur l'étiquetage des b déjà faite [71] et permet de s'affranchir de la valeur de $R_b$. Elle introduit comme incertitude systématique les paramètres liés à la physique du b en général : fragmentation, rapports d'embranchement, fraction des mésons B excités.

Ces mesures sont utilisés pour calculer d'une part $R_c$ et d'autre part le nombre $n_c$ de quarks charmés produits dans la désintégration faible des mésons B.

#### 2.3.3.1 Calcul de $R_c$

Lors de la désintégration d'un boson Z en une paire de quarks charmés, chacun de ces quarks primaires c se hadronise en un hadron charmé. Si le hadron est dans un état excité $(D^*, D^{**})$ il se désexcite immédiatement en un hadron dans l'état fondamental. Ainsi, le quark c primaire se retrouve toujours à l'intérieur d'un hadron charmé dans l'état fondamental qui lui se désintègre par interaction faible. Si $P(c \to H_c)$ est la probabilité qu'un quark c se hadronise en un hadron charmé dans l'état fondamental $H_c$, nous avons :

$$\sum_{H_c} P(c \to H_c) = 1 \tag{2.8}$$

où la somme est effectué sur tous les hadrons charmés se désintégrant faiblement $H_c \in (D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+, \Xi_c^0, \Xi_c^+, \Omega_c)$. La mesure expérimentale du taux de production du hadrons $H_c$ donne $f_{H_c} = R_c P(c \to H_c)$, la contribution des gluons, $g \to c \to H_c$ est négligée ici pour simplifier la discussion. La somme de toutes ces mesures permet d'obtenir $R_c$ grâce à la condition (2.8) :

$$\sum_{H_c} f_{H_c} = R_c \times \sum_{H_c} P(c \to H_c) = R_c \tag{2.9}$$

Les mesures des $f_{H_c} \times Br_{H_c}$ son répertoriées dans le tableau 2.5. $Br_{H_c}$ est le rapport d'embranchement du hadron $H_c$ dans les canaux cités plus haut. Les deux expériences utilisent les mêmes valeurs pour les $Br$ [60].

Afin d'obtenir $R_c$, il reste à évaluer la contribution des baryons qui n'ont pas été reconstruits. Elle est estimé par rapport à celle mesurée pour le $\Lambda_c$. En effet les rapports de production entre baryons sans quarks lourds sont connus [60] :

| expérience | DELPHI | OPAL |
|---|---|---|
| $D^0$ | $0,357 \pm 0,034 \pm 0,022$ | $0,389 \pm 0,027^{+0,026}_{-0,024}$ |
| $D^+$ | $0,316 \pm 0,031 \pm 0,022$ | $0,0358 \pm 0,046^{+0,025}_{-0,031}$ |
| $D_s^+$ | $0,071 \pm 0,011 \pm 0,011$ | $0,056 \pm 0,015 \pm 0,007$ |
| $\Lambda_c^+$ | $0,076 \pm 0,015 \pm 0,015$ | $0,041 \pm 0,019 \pm 0,007$ |

Tableau 2.5: Taux de production en % des hadrons charmés dans l'état fondamental dans la hadronisation des quarks c primaires. Ce taux est le produit $f_{H_c} \times Br_{H_c}$.

- $\Xi^+/\Lambda^+$ : $6,8 \pm 0,7\,\%$, (le même taux de production est pris pour le $\Xi^0$)
- $\Omega^+/\Lambda^+$ : $1,5 \pm 0,4\,\%$.

Ainsi le taux total de baryons charmés est estimé à :

$$P(c \to \mathrm{Baryons}_c)/P(c \to \Lambda_c^+) = 1,15 \pm 0,05 \tag{2.10}$$

Les valeurs de $R_c$ obtenues sont résumées dans le tableau 2.6.

| expérience | DELPHI | OPAL |
|---|---|---|
| $R_c$ | $0,168 \pm 0,011 \pm 0,013$ | $0,167 \pm 0,011 \pm 0,012$ |

Tableau 2.6: Mesure de $R_c$ obtenue en sommant les taux de productions des hadrons charmés dans l'état fondamental.

#### 2.3.3.2 Mesure de $n_c$

Comme nous l'avons vu à la section §1.3.2.3, la quantité de quarks charmés produits dans la désintégration faible des mésons B est une observable calculable dans le cadre théorique. Pour sa mesure, il faut additionner tous les $P(b \to H_c)$, probabilités qu'un quark b se désintègre en hadron charmé $H_c \in (D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+, \Xi_c^+, \Xi_c^0, \Omega_c^0, \mathrm{charmonium})$, et compter deux fois la contribution du charmonium qui contient deux quarks charmés.

Les différentes mesures obtenues au LEP sont résumées dans le tableau 2.7. Nous rappelons la moyenne des résultats obtenus à l'$\Upsilon(4S)$, tableau 2.4: $P(b \to D^0) = 61,9 \pm 2,6\%$, $P(b \to D^+) = 23,8 \pm 2,1\%$, $P(b \to D_s^+) = 10,3 \pm 4,4$ et $P(b \to \Lambda_c^+) = 6,4 \pm 2,3$. Le taux de $D_s$ et de $\Lambda_c$ est sensiblement plus faible à basse énergie car les hadrons beaux $B_s^0$ et $\Lambda_b^0$ ne sont pas produits à l'énergie de l'$\Upsilon(4S)$.

Nous ne discutons pas la mesure de la contribution du charmonium et donnons directement $n_c$ d'après les références [44] et [78] :

| expérience | ALEPH[78] | DELPHI[85] | OPAL[83] |
|---|---|---|---|
| $D^0$ | $60,5 \pm 2,4 \pm 1,6$ | $59,4 \pm 3,7 \pm 2,9$ | $53,5 \pm 2,7 \pm 3,1$ |
| $D^+$ | $23,4 \pm 1,3 \pm 1,0$ | $22,2 \pm 1,9 \pm 1,4$ | $18,8 \pm 1,5 \pm 1,3$ |
| $D_s^+$ | $18,3 \pm 1,9 \pm 0,9$ | | $20,8 \pm 2,2 \pm 2,1$ |
| $\Lambda_c^+$ | $11,0 \pm 1,4 \pm 0,6$ | | $12,5 \pm 2,4 \pm 1,0$ |

Tableau 2.7: Taux de production en % des hadrons charmés dans l'état fondamental, dans les désintégrations faibles des quarks beaux.

- $\Upsilon(4S)$ : $n_c = 1,116 \pm 0,053$,
- ALEPH : $n_c = 1,230 \pm 0,074$.

La différence entre les deux mesures, qui sont juste compatibles dans les erreurs, s'explique certainement par la contribution des $B_s^0$ et $\Lambda_b^0$ aux LEP.

La mesure obtenue au LEP est en bon accord avec la prédiction théorique (1.17) $n_c = 1,15 - 1,28$ exposée au chapitre §1.3.2.3. La valeur mesurée par ALEPH [74] $B_{SL} = 11,01 \pm 0,38\%$ est également en bon accord avec la prédiction (1.16) $B_{SL} = 10,0 - 13,0$.

Les mesures à basse énergie montrent un désaccord pour $n_c$, la mesure [75] $B_{SL} = 10,37 \pm 0,30\%$ étant dans la fourchette des prédictions.

### 2.3.4 Production du $D^{*+}$

La technique de mesure du taux de production pour le $D^{*+}$ est la même que pour les autres hadrons charmés, d'abord la reconstruction du signal puis la séparation des sources belles et charmées.

La contribution charmée est particulièrement intéressante pour la mesure de $R_c$ alors que la contribuion belle permet de mieux connaître les désintégrations des B.

#### 2.3.4.1 Mesure de $R_c$

Pour obtenir la mesure de $R_c$ à partir du taux de production de $D^{*+}$ dans les événements $c\bar{c}$ il faut également connaître $P(c \to D^{*+})$ d'après l'équation (2.6). Une première solution est d'utiliser la mesure faite à basse énergie en supposant que le phénomène de hadronisation du quark est indépendant de l'énergie. Il est plus satisfaisant de mesurer $P(c \to D^{*+})$ directement au LEP.

Dans la désintégration $Z \to c\bar{c}$, deux quarks charmés sont produits. La méthode d'étiquetage du quark et de reconstruire le hadron charmé qui le contient. La reconstruction d'un hadron dans un événement constituant un étiquetage simple. Si deux hadrons charmés sont reconstruits dans le même événement, l'étiquetage est double, les deux quarks c sont vus. Nous pouvons écrire les expressions simplifiées du nombre d'étiquetage simple $N_s$ et double $N_d$ en fonction des grandeurs physiques :

$$\begin{aligned} N_s &= 2R_c \times P(c \to D) \\ N_d &= R_c \times P^2(c \to D) \end{aligned} \tag{2.11}$$

Il est donc possible d'obtenir $R_c$ et $P(c \to D)$ par de simples rapports :

$$\begin{aligned} R_c &= 2\frac{N_d^2}{N_s} \\ P(c \to D) &= 2\frac{N_d}{N_s} \end{aligned} \tag{2.12}$$

Cependant les expressions (2.11) sont sensiblement plus compliquées dans la pratique. En effet différentes grandeurs liées à l'analyse les modifient :

- l'efficacité de reconstruction du méson,
- la contamination des échantillons par des mésons issus de la désintégration des B,
- les rapports d'embranchement suivant les canaux choisis.

Ainsi il n'est pas toujours possible de mesurer simultanément $R_c$ et $P(c \to D)$. Trois approches sont actuellement utilisées.

**Double étiquetage $D^* - \pi_*$** Une première mesure du taux de production des $D^{*+}$ : $R_c \times P(c \to D^{*+})$ est faite. Puis la technique du double étiquetage est mise en pratique. Le $D^{*+}$ est reconstruit exclusivement dans un nombre important de canaux (5), ce lot forme les étiquetages simples. Pour chaque événement où un $D^{*+}$ a été vu, on tente de recontruire inclusivement un autre $D^{*+}$, en tirant partie des caractérisitques cinématiques du pion dans le canal $D^{*+} \to D^0\pi^+$, voir plus loin §5.2.1.1. Un lot de double étiquetage est ainsi constitué. L'efficacité de reconstruction exclusive du $D^{*+}$ apparaît à la fois dans $N_s$ et $N_d$, leur rapport permet d'obtenir $P(c \to D^{*+})$. En combinant cette dernière mesure avec la première, $R_c$ est calculé. ALEPH [79] , DELPHI [85, 87, 88] et OPAL [82] ont mis en oeuvre cette méthode.

**Double étiquetage $\pi_* - \pi_*$** La technique de l'étiquetage du charme avec le pion du $D^{*+}$ peut être utilisé pour l'échantillon simple et l'échantillon double. En estimant l'efficacité de la reconstruction partielle du $D^{*+}$, les deux rapports (2.12) sont possibles et permettent d'obtenir à la fois $R_c$ et $P(c \to D^{*+})$. DELPHI [86] propose une telle mesure.

**Double étiquetage** $D-D$ L'étiquetage simple et double et réalisé dans les deux cas avec la reconstruction exclusive du méson charmé. Pour augmenter la statistique, le $D^{*+}$, le $D^0$ et le $D^+$ sont utilisés. Pour éviter l'estimation de l'efficacité de reconstruction, seul $R_c$ est mesuré. ALEPH [79] a fourni un résultat.

| expérience | $R_c$ |
|---|---|
| | $D^{*+}$-$\pi_*$ |
| ALEPH | $0,176 \pm 0,013 \pm 0,011$ |
| DELPHI | $0,167 \pm 0,015 \pm 0,015$ |
| OPAL | $0,182 \pm 0,011 \pm 0,014$ |
| | $\pi_*$-$\pi_*$ |
| DELPHI | $0,171^{+0,014}_{-0,012} \pm 0,015$ |
| | D-D |
| ALEPH | $0,169 \pm 0,013 \pm 0,011$ |

Tableau 2.8: Mesures de $R_c$ avec différentes méthodes de double étiquetage basée sur le $D^{*+}$. (La mesure d'ALEPH D-D utilise également le $D^0$ et le $D^+$.)

#### 2.3.4.2 Mesure de $P(b \to D^{*+})$

Les collaborations ALEPH et OPAL ont essentiellement concentré leurs efforts pour la détermination de la composante $c \to D^{*+}$ afin d'obtenir une mesure de $R_c$ qui en 1995 montrait un écart de près de deux déviations standards par rapport à la valeur attendue dans le modèle standard. Elle n'ont pas mis à jour leur mesure de la contribution $b \to D^{*+}$ qui pour ALEPH ne concerne que les données acquisent de 1989 à 1990 et pour OPAL de 1990 à 1992. La comparaison des erreurs statistiques citées plus bas doit donc tenir compte du fait que la mesure de DELPHI utilise les données prises entre 1991 et 1994. Les mesures sont présentées dans le tableau 2.9.

| expérience | $P(b \to D^{*+}) \times Br$ en % |
|---|---|
| ALEPH[77] | $0,566 \pm 0,044 \pm 0,017$ |
| DELPHI[85] | $0,504 \pm 0,025 \pm 0,037$ |
| OPAL[81] | $0,575 \pm 0,046 \pm 0,042$ |

Tableau 2.9: Mesures du taux de production de mésons $D^{*+}$ dans les désintégrations des hadrons beaux. La première citée est l'incertitude statistique, la seconde systématique.

pour effectuer cette mesure DELPHI et OPAL ont utilisé la même méthode de séparation des sources, charme et beauté, basée sur le spectre d'impulsion et le temps de vol que précédemment. Par contre ALEPH a mis en oeuvre un réseau de neurones pour exécuter cette même séparation.

### 2.3.5 Mesure du taux de quarks lourds produits par les gluons

Les hadrons lourds ne sont pas seulement produits dans la hadronisation ou la désintégration des quarks b ou c primaires issus du Z. En effet quelque soit la saveur des quarks produits par le Z, ceux-ci peuvent radier un gluon dur qui lui va créer une nouvelle paire de quarks, eventuellemt $b\overline{b}$ ou $c\overline{c}$, figure 2.6. A leur tour ces quarks se hadronisent et contribuent donc à la production de hadrons charmé ou beaux.

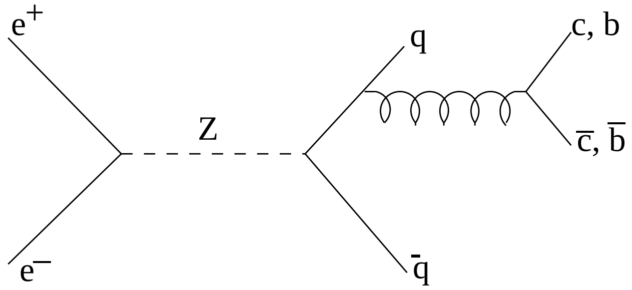



Figure 2.6: Production des paires $c\overline{c}$ et $b\overline{b}$ à partir d'un gluon radié par un quark primaire dans les collisions $e^+e^-$.

Ces hadrons beaux sont évidemment concentrés dans un domaine d'énergie faible car le gluon dur radié n'emporte qu'une partie de la poussée du quark primaire. Ils compliquent ainsi la répartion des hadrons issus des b ou des c, voir figure 4.3 de la section §4.3.

Il est donc important de connaître leur contribution afin de la soustraire à la quantité totale de hadrons charmés produits pour obtenir les mesures de $R_c \times P(c \to D)$ et $R_b \times P(b \to D)$ qui nous intéressent. Nous définissons les contributions $n_{g\to c\overline{c}}$ et $n_{g\to b\overline{b}}$ suivant l'expression :

$$n_{g\to Q\overline{Q}} = \frac{N(Z \to q\overline{q}g, g \to Q\overline{Q})}{N(Z \to q\overline{q})} \tag{2.13}$$

où $q$ est un quark quelconque (u,d,s,c ou b) et $Q$ un quark lourd (c ou b).

#### 2.3.5.1 Processus $g \to b\overline{b}$

La collaboration DELPHI a proposé une mesure de $n_{g\to b\overline{b}}$ [55] basée sur la sélection d'événements contenant quatre jets. La paire de jets orginaires du gluon est ensuite 'reconnue' suivant les critères :

- l'angle entre les deux jets de la paire est le plus petit,
- les deux jets ont une très faible ($< 0,3\%$) probabilité de ne pas contenir de traces originaires d'un hadron à long temps de vie, l'algorithme utilisé pour calculer cette probabilité est celui développé pour étiqueter les événements $b\bar{b}$ afin de mesurer $R_b$ [52],
- rapidité des jets faible par rapport à l'axe de l'événement,
- angle important entre le plan formé par les jets candidats et celui formé par les deux jets restant.

Aprés cette sélection le signal et le fond ont été estimé avec la simulation. La composition obtenue est sur les 28 événements candidats, 12,1 de fond (essentiellement des événements $b\bar{b}$). Ainsi la mesure est obtenue :

$$n_{g\to b\bar{b}} = 0,0022 \pm 0,0010(\text{stat.}) \pm 0,0008(\text{syst.}) \tag{2.14}$$

#### 2.3.5.2 Processus $g \to c\bar{c}$

Deux méthodes sont possibles dans ce cas. L'une utilise les événements avec 3 jets, OPAL [84]. L'autre tire partie de l'étiquetage du charme par les mésons $D^{*+}$ et de la différence de masse entre hémisphère lorsque l'un comporte un processus $g \to c\bar{c}$, ALEPH [80].

Dans la première l'algorithme de reconstruction des jets, JADE E0, est optimisé pour que la majorité des événements $g \to c\bar{c}$ aient une topologie trois jets. L'algorithme est ensuite utilisé pour sélectionner les événements trois jets dans les données réelles. Puis seuls sont retenus les événements dont le jet le moins énergétique contient un lepton identifié avec une impulsion minimale de 2 GeV/c (3 GeV/c) pour les électrons (muons). Une partie du fond est ensuite éliminée par des critères d'anti-étiquetage de b et de masse invariante du jet le moins énergétique. Enfin la proportion signal/fond est estimée avec la simulation. Le résultat final est

$$n_{g\to c\bar{c}} = 0,0227 \pm 0,0028(\text{stat.}) \pm 0,0041(\text{syst.}) \tag{2.15}$$

D'après l'étude de la collaboration ALEPH, les événements $Z \to qqg$ peuvent être séparés en deux hemisphères. L'un contient un quark primaire et l'autre un quark primaire et les deux quarks secondaires issus du gluon. Ainsi la masse du second hémispère est plus importante que celle du premier. Cette différence offre une variable discriminante entre événements avec ou sans processus $g \to q\bar{q}$. Pour sélectioner les événements charmés, un méson $D^{*+}$ est reconstruit. En s'appuyant sur les distributions de la différence de masse entre hémisphère pour les événements avec et sans gluon radié, un ajustement de la distribution globale obtenue avec les données permet de séparer statistiquement les deux populations. Le nombre de $D^{*+}$ orignaires de quarks secondaires est ainsi obtenu. Ensuite la contribution $g \to b\bar{b}$ est soustraite pour obtenir :

$$n_{g \to c\bar{c}} = 0,0265 \pm 0,0074(\text{stat.}) \pm 0,0051(\text{syst.}) \tag{2.16}$$

La précision statistique de cette dernière méthode est nettement plus faible que dans la méthode proposée par OPAL, du fait qu'un méson $D^{*+}$ est reconstruit. Par contre les incertitudes systématiques sont similaires.

# Chapitre 3

# L'expérience DELPHI au LEP

## 3.1 Le collisionneur LEP

Le collisionneur LEP[1] $e^+e^-$, a été conçu pour éprouver le modèle standard et rechercher des phénomènes nouveaux, dans une première phase LEPI en produisant des bosons neutres $Z$ en grande quantité et dans une seconde phase LEPII en dépassant le seuil de production des paires de bosons W. Les deux phases correspondent à des niveaux d'énergie dans le centre de masse différents, pour LEP I 91,2 GeV (avec des périodes à $\pm$ 2 GeV), pour LEP II de 130 à 192 GeV. Les énergies élevées sont particulièrement intéressantes pour la recherche de particules ou de phénomènes hors modèle standard.

Les données utiles à notre analyse sont celles acquises pendant la phase LEPI. L'énergie disponible dans le centre de masse est alors égale à la masse du Z, 91,2 GeV pour maximiser la section efficace $e^+e^- \rightarrow Z$, voir la figure 3.1.

### 3.1.1 L'accélérateur LEP

**Technique d'accélération** Les électrons et les positons sont crées et préaccélérés par d'autres machines (LINAC, PS, SPS). Ils sont ensuite injectés à l'énergie de 22 GeV par paquet de $10^{11}$ particules dans le LEP. Les particules sont alors accélérées par des champ électrique jusqu'à 45,6 GeV. L'accélérateur a un périmètre approximativement circulaire de 27 km constitué de sections droites (champs électriques) et de sections courbes où les particules sont guidées par des champs magnétiques.

Les collisions entre paquet d'électrons et de positrons ont lieu en quatres points, où les expériences ALEPH[2], DELPHI[3], L3[4] et OPAL[5] se situent.

[1] Large Electron Positron collider
[2] Apparatus for LEP Physics [57]
[3] Detector with Lepton Photon and Hadron Identification [47, 48]
[4] Letter of intent 3 [59]
[5] Omni Purpose Apparatus at Lep [58]

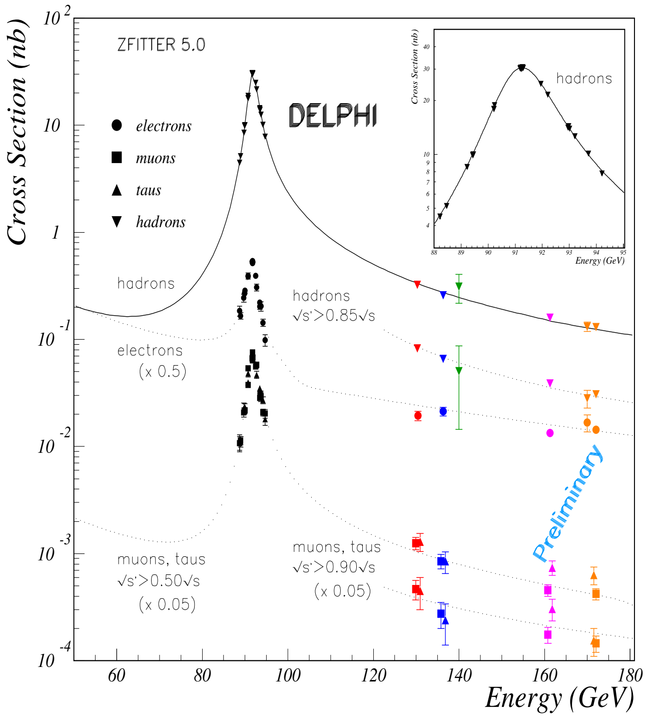



Figure 3.1: Section efficace de collision entre électron et positon pour différents états finals en fonction de l'énergie dans le centre de masse. On observe l'effet du terme de propagateur, quand lénergie est égale à la masse du $Z$ la section efficace est au maximum. Les points correspondent à l'analyse de la collaboration DELPHI décrite dans la référence [50].

**Luminosité** Le nombre de collisions $\frac{dN}{dt}$ observées en un point est donné par la luminosité instantanée $\mathcal{L}$ et la section efficace $\sigma_{e^+e^-}$ à l'énergie du centre de masse $E_{cm}$ suivant la formule:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma_{e^+e^-}(E_{cm}) \tag{3.1}$$

A énergie fixée, seule la luminosité permet d'obtenir une grande statistique. Elle dépend de l'extension spatiale des paquets de particules et du nombre de ces paquets qui tournent simultanément dans le LEP. Deux schémas de fonctionnement ont été utilisés pendant les quatres années (91 à 94) de prise de données qui sont traitées dans cette étude. La luminosité $\mathcal{L}$ atteignait généralement $1,5\,10^{-31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, avec des pointes à $2,4\,10^{-31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Le tableau 3.1 résumé les performances de l'accélérateur.

| année | mode de fonctionnement | fréquence des collisions | luminosité intégrée | nombre de Z hadroniques |
|---|---|---|---|---|
| 91 | 4 paquets | 22,5 $\mu s$ | 10 $pb^{-1}$ | 250 000 |
| 92 | 4 paquets | 22,5 $\mu s$ | 25 $pb^{-1}$ | 750 000 |
| 93 | 8 paquets | 11,25 $\mu s$ | 25 $pb^{-1}$ | 750 000 |
| 94 | 8 paquets | 11,25 $\mu s$ | 50 $pb^{-1}$ | 1 400 000 |
| 95 | 8 paquets | 11,25 $\mu s$ | 24 $pb^{-1}$ | 725 000 |

Tableau 3.1: Luminosité atteinte par le LEP suivant les années et le mode de fonctionnement. Le nombre de Z donné inclue l'efficacité d'acquisition du détecteur DELPHI.

### 3.1.2 Les expériences

La conception d'un détecteur de particules découle des processus physiques à observer. Au LEP, il sagit de la désintégration du Z dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une moyenne de 20 traces par collision,
- une énergie par particule jusqu'à 45 GeV,
- une répartition des traces relativement homogène[6] dans l'espace,
- la production de particules stables à l'echelle du détecteur de type varié : kaons, pions, nucléons, photons, leptons, neutrinos,
- la création de hadrons qui se désintègrent dans le détecteur : $K^0$ et $\Lambda^0$; et d'autres qui se désintègrent avant les premières couches instrumentées : B, D, $\Lambda_c$.

Pour mesurer au mieux ces processus les détecteurs se doivent donc de couvrir tout l'angle solide, de posséder des détecteurs de reconstrucion de trajectoire précis, des détecteurs d'identification et de pouvoir estimer l'énergie des particules avec des calorimètres. De plus des détecteurs rapides doivent aider le système d'enregistrement des données à trier les événements intéressants.

Pour l'étude des transitions B $\rightarrow$ D, il est nécessaire d'obtenir une bonne résolution spatiale sur le vertex de désintégration des D. Dans la description du détecteur DELPHIqui suit nous insisterons particulièrement sur les performances de précison.

[6]La distribution en réalité à une loi en $1 + \cos\theta$, où $\theta$ est défini par rapport à l'axe du faisceau, ou direction avant voir figure 3.3. Les traces sont donc plutôt produites vers l'avant.

## 3.2 Le Détecteur DELPHI

Dans un premier temps, l'ensemble du détecteur est présenté avec le système de coordonnées qui sera utilisé dans toute la suite. Une description détaillée de l'appareillage ainsi que de ces performances se trouve dans les références suivantes [47, 48].

Les nombreux (16) sous-détecteurs de l'expérience DELPHI peuvent se regrouper suivant les informations qu'ils fournissent sur les particules :

- la mesure des trajectoires (position, impulsion)
- la mesure de l'énergie,
- l'identification.

Le système d'acquisition des données sera décrits à la fin du chapitre, avec les sous-détecteurs qui lui sont spécifiques.

### 3.2.1 Présentation générale

Le détecteur DELPHI, figure 3.2, se présente sous la forme d'un cylindre de 9 mètres de diamètre sur 10 mètres de long, constitué d'une partie centrale ou tonneau, et de deux bouchons. L'axe du cylindre coïncide avec le tube a vide du LEP et la collision entre les faisceaux d'électrons et de positons a lieu au centre du cylindre.

Le système de coordonnées utilisé est décrit sur la figure 3.3. Le point (0,0,0) est grossièrement le point de collision. Le cylindre du détecteur s'oriente selon l'axe des z. Le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ est particulier, il représente une coupe transverse à l'axe du faisceau.

### 3.2.2 Mesure des trajectoires

La position des traces à proximité de la collision est mesurée par des détecteurs de précision : détecteur de vertex et détecteur interne. Ces deux détecteurs permettent des mesures jusqu'à un rayon de 24 cm. Au delà, la trajectoire est mesurée par la TPC et le détecteur externe.

La trajectoire des traces sert également à la mesure de l'impulsion. En effet, un puissant aimant supraconducteur (5000 ampères) créer un champ magnétique de $1,2$ tesla dirigé suivant l'axe du tube a vide (axe z). Dans ce champ, la trajectoire est une hélice de courbure $\rho$. La mesure de la courbure des trajectoires permet de connaître l'impulsion $p_{xy}$ dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ suivant la formule :

$$\rho = \frac{p_{xy}}{0,3B} \tag{3.2}$$

Où, $\rho$ est en mètre, $p$ en GeV/c et $B = 1,2$ T est le champ magnétique.

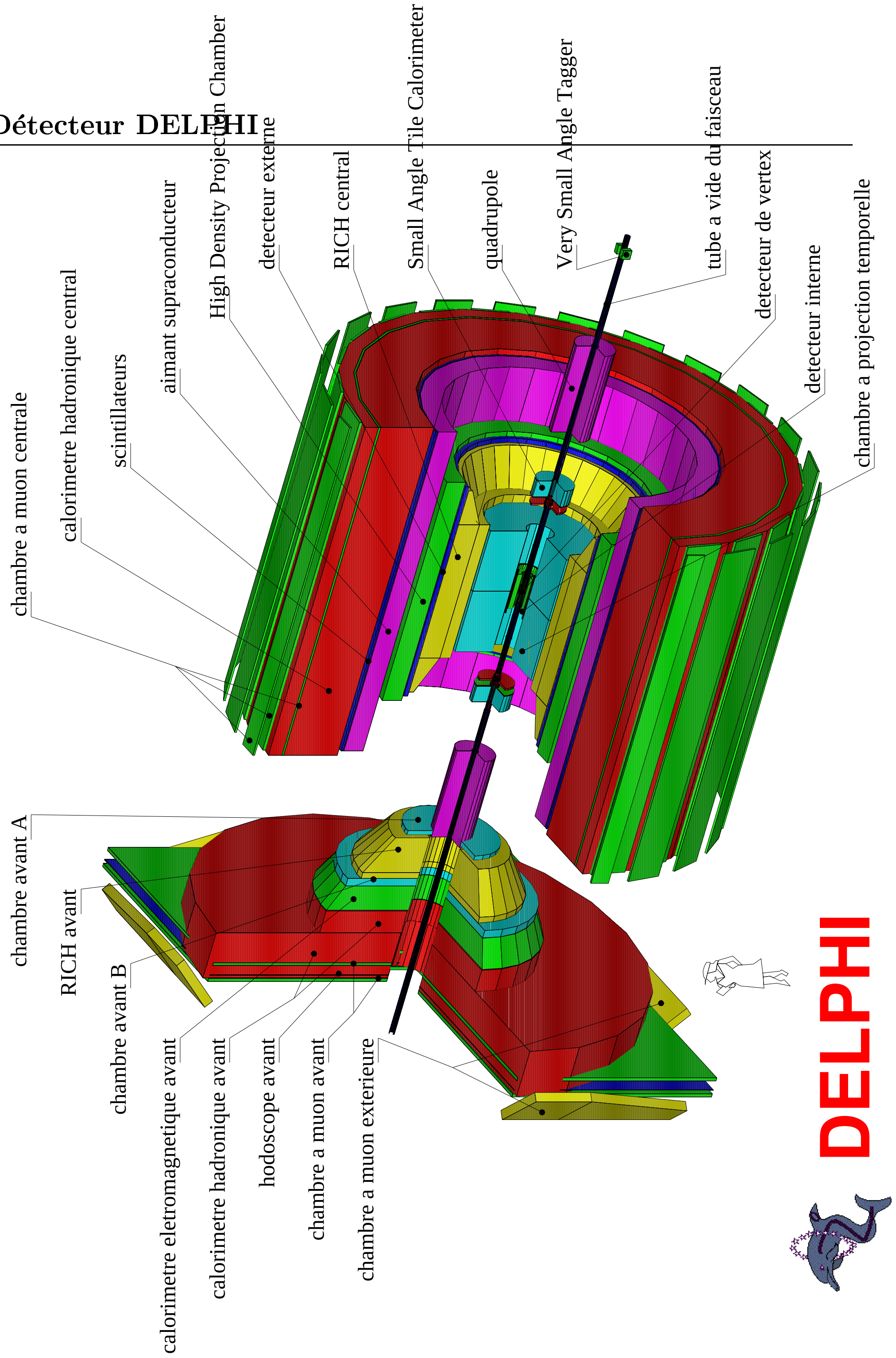



Figure 3.2: Le détecteur DELPHI dans sa configuration de 1994.

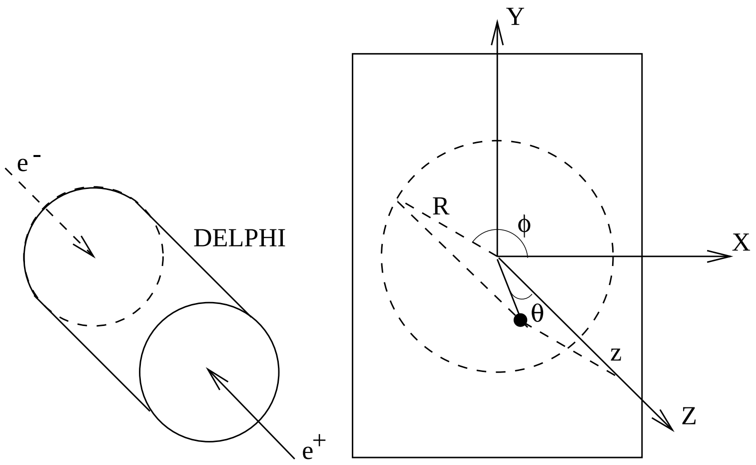



Figure 3.3:

Tous les détecteurs précédents concernent la partie centrale de DELPHI. Des dispositifs particuliers, les chambres avant, mesurent les trajectoires dans les parties avants. Les performances de chacun des sous-detecteurs sont résumés dans le tableau 3.2.

#### 3.2.2.1 Détecteur de vertex

L'élément sensible du détecteur est constitué de plaque de silicium de 24 cm de longueur dans lesquelles le passage des particules créées des paires électron-trou. Sur ses plaques, des bandes très fines d'aluminium (7 $\mu$m de largeur) sont disposées afin de collecter les charges crées par les particules, voir figure 3.4.

Ce type de plaquette présente plusieurs avantages. D'abord, leur petite taille permet de placer le détecteur tout de suite après la paroi du tube à vide, à partir 6, 3 cm du point de collision. De plus, leur faible épaisseur donne une bonne estimation du rayon auquel la trace est mesuré. Enfin la finesse des bandes conductrices qui collectent le signal permet de définir précisément la position de la trajectoire.

Les plaquettes sont disposées par quatre sur un secteur, puis 24 secteurs sont assemblés en cylindre avec un recouvrement de 10%. L'axe du cylindre se confond avec celui du faisceau. Un cylindre forme une couche, pour obtenir plusieur points de mesure le détecteur est formé de trois couches. L'ensemble est repésenté sur la figure 3.5

L'efficacité d'une couche seule est proche de 100% et la précision obtenue sur le position du point de passage de la particule atteint 8$\mu$m.

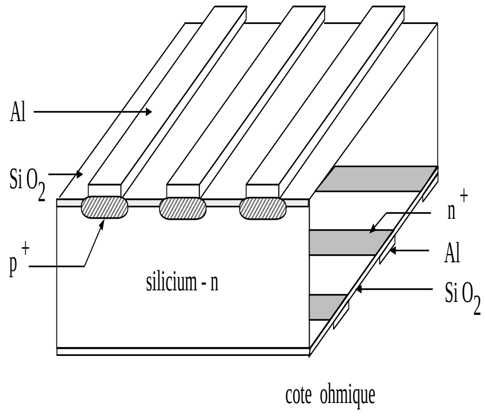



Figure 3.4: Schéma d'une plaquette de sillicium avec deux couches de collecteur pour mesurer simultanément la position dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ et la cote $z$.

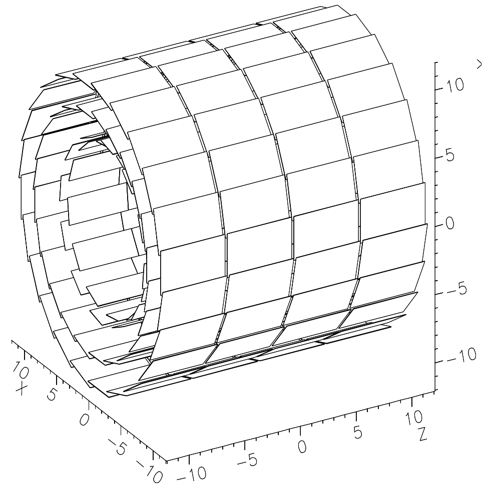



Figure 3.5: Vue d'ensemble du détecteur de vertex (VD).

#### 3.2.2.2 Détecteur interne

Le détecteur interne est constitué de deux parties. D'abord une chambre a jet fournit 24 points de mesure dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$, juste après le détecteur de vertex. Ensuite une chambre à déclenchement permet d'obtenir une information rapide, pour la prise de décision de déclenchement de l'acquisition, sur la cote $z$ des trajectoires.

La chambre à jet est une enceinte cylindrique contenant du méthane et subdivisé par des plans de fils de champs en 24 secteurs. Ainsi un champ électrique est créé, il permet de faire dériver, vers l'intérieur du secteur, les électrons d'ionisation du gaz lors du passage des particules. Au centre d'un secteur un plan de 24 fils sensibles recueille les électrons d'ionisation. Les fils sont implantés parrallèlement a l'axe du faisceau. La mesure sur la position dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ de la trajectoire est obtenue avec une précision de $50\mu$m. En moyenne 20 fils sont touchés lors du passage d'une trace.

Les fils sensibles sont disposés dans un plan, il en résulte une ambiguité droite-gauche sur la position de la trace. La seconde partie du détecteur interne aide à lever cette ambiguité[7], elle est situé après la chambre a jet.

Jusqu'en 1994, cette seconde partie était constituée de 5 couches de 192 pistes cathodiques perpendiculaires à l'axe du faisceau et autant de fils sensibles parrallèles à cet axe plongés dans un gaz ionisable. L'avalanche des électrons d'ionisation sur les fils sensibles produit à la fois une mesure de la position dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ et, par induction sur les bandes cathodiques, une mesure de la cote $z$. La précision sur la position des éléments de traces en $\mathrm{R}\phi$ atteint $60\mu$m et la limite de séparation entre deux traces 1 mm, ce qui donne une indication pour lever l'ambiguité laissée par la chambre à jet. La précision en z varie de $0,4$ à 1 mm suivant l'angle polaire.

A partir de 1995 ces 5 couches ont été remplacées par des tubes ('pailles')contenant un seul fil qui permettent d'obtenir une précision de $40\mu$m en $(\mathrm{R}-\phi)$, mais pas de mesure en z.

#### 3.2.2.3 Chambre à projection temporelle

La TPC (pour *Time Projection chamber*) est le détecteur central de DELPHI pour la reconstruction des trajectoires. Elle s'étend du rayon 35 cm, après le détecteur interne, jusqu'à 111 cm. Ces dimensions permettent la mesure de la courbure de la trajectoire et de bien individualiser les différentes traces.

Le schéma 3.6 montre l'ensemble du détecteur. Il est constituée de deux enceintes cylindriques identiques et symétriques par rapport au plan qui sépare DELPHI en deux. Un gaz ionisant, mélange d'argon à 80% et de méthane a 20%, rempli la chambre ou reigne un champ électrique orienté suivant l'axe du fais-

[7]En fait c'est surtout l'extrapolation des trajectoires reconstruites dans la TPC (détecteur central, voir §3.2.2.3) qui permet de lever l'ambiguité droite/gauche.

ceau. Les électrons d'ionisation du gaz créés par la particule incidente dérivent puis sont collectés par effet d'avalanche à l'extrémité de la chambre sur un plan de fil. La position de l'avalanche sur les fils donnent une mesure dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$ tandis que la mesure du temps de dérive donne la cote $z$.

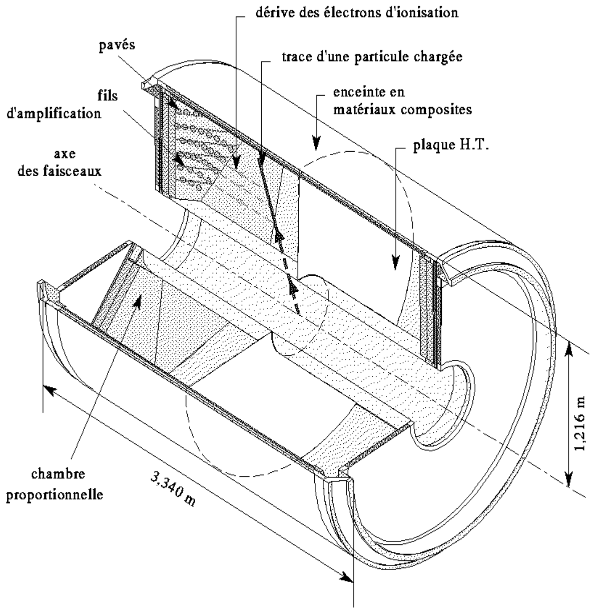



Figure 3.6: Vue d'ensemble de la chambre a projection temporelle (TPC).

Un champ électrique de 150 V/cm est obtenu en portant la plaque centrale à un potentiel de 25 kV et par un ensemble de bandes de cuivre disposées le long de la paroi, perpendiculairement à l'axe $z$ créant un dégradé de potentiel suivant l'axe du faisceau. La vitesse de dérive est de l'ordre de 7 m s$^{-1}$.

La chambre à fil, figure 3.7, située à l'extrémité du cylindre comporte un plan de fils sensibles. Ceux-ci captent l'avalanche des électrons d'ionisation. La mesure de la charge ionisée et par conséquent de l'énergie perdue par la particule traversant le gaz est obtenue ainsi. Au moment de l'avalanche électronique la dérive des ions $\mathrm{CH}_4^+$ produits induit un signal sur un plan de pavés $(7,5\times 8$ mm$)$ cathodiques placés sur la paroi de la chambre. La charge recueillie sur ces pavés donne la position dans le plan R$\phi$ de la trajectoire. Et le temps auquel est collecté le signal donne accès au temps de dérive des électrons d'ionisation, et donc à la cote z.

#### 3.2.2.4 Détecteur externe

Il faut noter que le rayon de la TPC est réduit par rapport à la dimension du détecteur entier. Le rayon utile n'est que de 80 cm environ. Pour des dimensions de détecteur comparable, la chambre centrale du détecteur OPAL possède un rayon

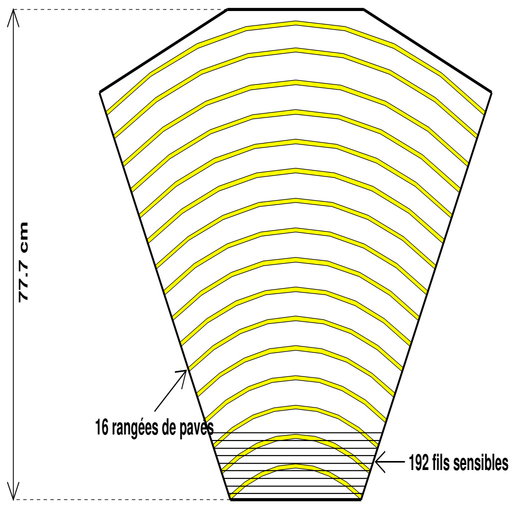



Figure 3.7: Les chambres a fil placées aux extrémité de la TPC vue dans le plan $(\mathrm{R}-\phi)$. Les fils sensibles mesurent la charge électrique déposée par l'avalanche et donnent l'information temporelle. Les pavés permettent de localiser l'avalanche.

utile de 160 cm [58]. Dans le cas de DELPHI, l'implantation d'un détecteur à effet cherenkov dédié à l'identification des particules, le RICH, a contraint à diminuer le rayon de la TPC.

Pour augmenter le bras de levier sur lequel est mesuré la trajectoire des particules, un détecteur , nommé externe, a été placé après le RICH, à environ 2 mètres de la collision.

Le détecteur externe est constitué de 5 couches cylindriques, chacune comportant 24 secteurs de 145 tubes à dérive. Un tube contient un fil sensible plongé dans un gaz où la décharge est provoqué par le passage d'une particule chargée. La position du fil touché fourni une information sur les coordonnées dans le plan R$\phi$. La différence de temps relative entre les instants où les deux extrémités du fil recoivent la charge collectée par le fil permet de remonter à la cote z de la trajectoire.

#### 3.2.2.5 Chambres avant

Pour compléter le dispositif de mesure des traces, deux chambres avant placées dans les bouchons de DELPHI voir figure 3.2, permettent de couvrir les petits angles $< 30^o$.

La **chambre avant A** est constituée de 3 modules plans, perpemdiculaires à l'axe $z$. Chaque module contient deux couches de 128 tubes à décharge. Les trois modules ne sont pas orientés dans la même direction mais sont tournés de $120^o$ l'un par rapport à l'autre.

| détecteur | domaine en $R$ cm | domaine en $\theta$ degrés | résolution en $R\phi$ $\mu$m | résolution en $z$ $\mu$m |
|---|---|---|---|---|
| vertex | 6,3 - 8,8 - 10,9 | 20 à 160 | 8 | $\frac{20}{sin\theta}$ * |
| interne - jet | 12 à 23 | 23 à 157 | 50 | - |
| interne - déclench. | 23 à 28 | 30 à 150 | $\approx$1000 | 400 à 1000 |
| TPC | 35 à 111 | 38 à 142 | 250 | 900 |
| externe | 197 à 206 | 43 à 137 | 100 | $3.5\ 10^4$ |
| FCA | 30 à 130 | 11 à 33 | 150 | - |
| FCB | 53 à 195 | 11 à 35 | 130 | - |

Tableau 3.2: Performance des différents détecteurs pour la reconstruction des traces. La résolution sur la position des trajectoires est indiquée ainsi que le domaine de mesure. * pour l'année 1994 avec la mesure en z du détecteur de vertex.

La **chambre avant B** contient 12 plans de fils sensibles. Les plans sont regroupés par quatre et sont organisés comme les modules de la chambre A.

#### 3.2.2.6 Résumé des performances

Le tableau 3.2 résume les performances des détecteurs impliqués dans la reconstruction des trajectoires. La résolution obtenue sur la position des traces dans le plan transverse $(R-\phi)$ varie entre 8 et 250 $\mu$m. Par contre, seul le détecteur de vertex permet d'atteindre une bonne résolution en $z$, pour les autres détecteurs, elle est de l'ordre du millimètre ou plus. Pour cette raison, nous ne chercherons pas à reconstruire les positions des trajectoires, ni les distances de vol dans l'espace, mais en deux dimensions seulement, dans le plan transverse (R $-\ \phi$).

#### 3.2.2.7 reconstruction des trajectoires

Quelque soient les performances individuelles de chaque détecteur il est crucial pour la reconstruction des trajectoire à travers tout DELPHI, que chaque information soit traitée de façon cohérente entre les sous-détecteurs. Il faut donc :

- connaître la position relative de chacun des sous-détecteurs; c'est la procédure d'alignement,
- déterminer un algorithme systématique qui permettent de retrouver et d'associer correctement les éléments d'une même trace; c'est la procédure de reconstruction proprement dite.

Nous décrivons ici ces deux étapes ainsi que leurs performances qui sont essentiellement :

- le nombre de traces reconstruites; c'est l'efficacité,
- la qualité de la reconstruction, c'est à dire, la précision avec laquelle la position de la trajectoire est connue. Elle est souvent déterminée par le nombre de détecteurs correctement associés avec la trace, notamment le détecteur de vertex qui est le plus précis.

**Alignement des détecteurs** L'outil principal pour mener l'alignement sont les événements dimuons $Z \to \mu^+\mu^-$. Ces événements sont simples à interpréter. D'une part l'état final ne contient que deux particules dont les trajectoires sont théoriquement alignées. D'autre part, les $\mu$ traversent l'ensemble du détecteur car ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte, donc ils ne sont pas arrêtés par le calorimètre hadronique, et car leur masse importante par rapport au couplage de la force électrofaible les rend peu sensibles au matériau du détecteur contrairement aux électrons. L'impulsion des muons est connue, 45, 6 GeV/c, leur courbure s'en déduit facilement et chacune des traces est originaire du vertex primaire.

En premier lieu la position des modules de chaque sous-détecteur est calculée, ce qui permet d'obtenir des morceaux de trace. Le détecteur externe est choisi comme point de départ, car sa structure mécanique est stable et la position des fils sensibles est connue à 30$\mu$m près. Ensuite, les morceaux de trace du détecteur de vertex et du détecteur externe sont alignés et enfin ceux de la chambre à projection temporelle et du détecteur interne. Après l'alignement de la partie centrale de DELPHI, les traces de la TPC à bas angle sont utilisées comme référence pour les chambres avants A et B.

**Algorithme de reconstruction** Comme pour l'alignement, la reconstruction des trajectoires s'effectue en plusieurs étapes, chacune impliquant un nouveau sous-détecteur.

1. construction d'élément de trace dans chaque sous-détecteur,
2. assemblage entre l'élément de la TPC vers ceux des détecteurs interne et externe,
3. premier ajustement de la trajectoire, prise en compte de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans le matériau du détecteur,
4. extrapolation de la trace vers le centre du détecteur et association avec les points de mesure du détecteur de vertex, nouvel ajustement pour obtenir la trajectoire finale,
5. la trace est associée avec d'éventuels dépots d'énergie dans les calorimètres, ou les informations du RICh ou encore les mesures des chambres à $\mu$.

#### 3.2.2.8 Performances sur l'impulsion

La résolution sur l'impulsion est obtenue dans un premier temps avec des événements dimuons. Pour une trace de 45 GeV/c étant associée à tout les détecteurs de trace : $\sigma(1/p) = 0,57 \times 10^{-3}(\mathrm{GeV/c})^{-1}$. Elle est quasi-constante pour toute la région centrale de DELPHI. Avec des comparaison données réelles - données simulées, la résolution est extrapolée pour les autres impulsions suivant la loi :

$$\frac{\sigma_p}{p} = 1.10^{-3} \times p\,(\mathrm{GeV/c})^{-1} \tag{3.3}$$

#### 3.2.2.9 Reconstruction du vertex primaire

La position des faisceaux fournit une première estimation de l'emplacement du vertex primaire. Cependant, la précision obtenue n'est pas suffisante. Suivant les trois axes l'écart quadratique moyen est : x 120 $\mu$m, y 20 $\mu$m et z 1 cm. Il est nécessaire d'améliorer la résolution en utilisant l'information sur la position des trajectoires à proximité du point d'interaction pour chaque événement séparément. Le problème consiste à choisir d'une part des traces bien reconstruites et d'autre part les traces qui sont réellement originaires du vertex primaire. En effet les traces résultant de la désintégration d'une particule avec un temps de vie élevé, comme les mésons $B$ avec $\tau_B = 1.6$ ps, sont crées à un vertex décalé.

La procédure [49] utilisée communément dans Delphi est itérative. D'abord toutes les traces répondant aux critères suivants sont sélectionnées :

- au moins deux coups associés dans le détecteur de vertex ; pour s'assurer que l'association est correcte, il est demandé que $1/N_{DV}\sum_i (d_i/\sigma_{VD})^2 \leq 4$, où $N_{VD}$ est le nombre de coups, $d_i$ la distance de la trace au coup $i$ et $\sigma_{VD}$ la résolution moyenne du détecteur de vertex,
- la trajectoire est compatible avec la position du faisceau dans un intervalle de confiance d'au moins 5% définit par rapport à l'erreur sur la distance trace-faisceau.

Les coordonées $v_i, i = x, y, z$ du vertex primaire sont ajustées en minimisant le $\chi^2$/ddl de l'équation 3.4 qui contient la contrainte de la position du faisceau donnée par les coordonées $f_i$ et les erreurs $\sigma_i^f$.

$$\chi^2(v_i) = \sum_{\mathrm{trace}\,t} (\frac{d_t}{\sigma_t})^2 + \sum_{i=x,y,z} (\frac{f_i - v_i}{\sigma_i^f}) \tag{3.4}$$

où $d_t$ est la distance de la trace $t$ au vertex et $\sigma_t$ l'erreur associée. A chaque itération, la trace qui contribue le plus au $\chi^2$/ddl, si cette contribution excède $\Delta_{max}$, est retirée de la sélection.

| saveur du quark primaire | 92-93 | 94 |
|---|---|---|
| coordonnée | $x$ | |
| quarks légers $uds$ | 68% à $23,9 \pm 0,2\mu$m<br>32% à $76,0 \pm 0,7\mu$m | 67% à $22,7 \pm 0,2\mu$m<br>33% à $64,0 \pm 0,9\mu$m |
| quark beau $c$ | 66% à $28,7 \pm 0,3\mu$m<br>34% à $86,4 \pm 1,5\mu$m | 65% à $27,0 \pm 0,5\mu$m<br>35% à $69,7 \pm 1,2\mu$m |
| quark beau $b$ | 62% à $38,7 \pm 0,4\mu$m<br>38% à $114,1 \pm 1,1\mu$m | 63% à $35,0 \pm 0,5\mu$m<br>37% à $98,8 \pm 1,5\mu$m |
| coordonnée | $y$ | |
| quarks légers $uds$ | $9,86 \pm 0,01\mu$m | $9,57 \pm 0,03\mu$m |
| quark beau $b$ | $9,86 \pm 0,01\mu$m | $9,96 \pm 0,04\mu$m |

Tableau 3.3: Résolutions obtenues sur la position du vertex primaire avec l'ajustement des courbes ($x_{\text{estimée}} - x_{\text{vrai}}$) et ($y_{\text{estimée}} - y_{\text{vrai}}$).

Avant 1994, le détecteur de vertex ne fournissait pas de mesure en z. Le $\sigma_t$ était donc plus important et la contrainte moins forte sur l'ajustement. Des résolutions séparées seront calculées pour les différentes années.

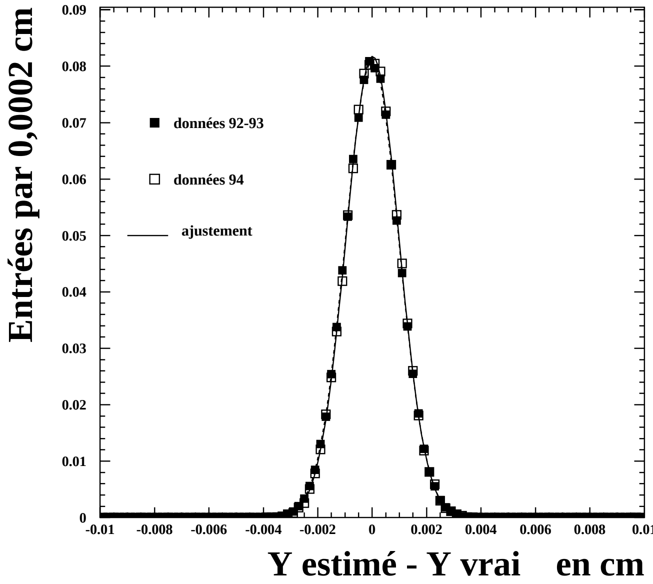
Les résolutions sont obtenues à partir des données simulées. Nous nous intéressons uniquement aux coordonnées $x$ et $y$, bien que l'information en $z$ contraigne également l'ajustement. La position calculée après la dernière itération est comparée à celle connue dans la génération, la différence est représentée par les histogrammes 3.8. La courbe est ajustée par la somme de deux gausiennes pour $x$ et une seule gaussienne pour $y$. La largeur des gaussiennes obtenues donne la résolution sur la position du vertex primaire, tableau 3.3.

La résolution en $y$ est de $10\mu$m quelle que soit l'année ou la saveur du quark primaire. La procédure d'ajustement n'apporte pas d'information supplémentaire par rapport à la contrainte de la position du faisceau.

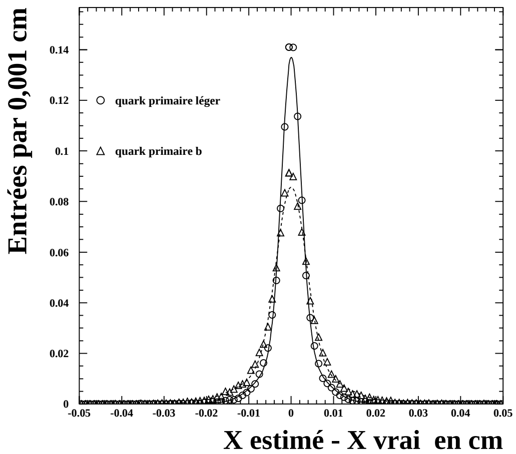
Les résolutions obtenues en 94 sont de l'ordre de 10% plus faible qu'en 92-93, voir figure 3.9, l'amélioration de la précision du détecteur de vertex, due à la mesure de la cote $z$, est très nette.

La précision sur la position du vertex primaire dans les événements $b\bar{b}$ est plus mauvaise de 35% par rapport aux événements $c\bar{c}$ qui ont une résolution voisine de celle des événements uds. Deux effets concourent à l'augmentation de la résolution.

- La fragmentation des quarks beaux est plus 'dure' que celle des autres quarks [16]. C'est à dire que les hadrons beaux produits emportent une part de l'énergie disponible dans le centre de masse plus importante. Le nombre de particules primaires (produites en même temps que le hadron beau au vertex primaire) est donc plus faible. Avec moins de traces disponibles, il

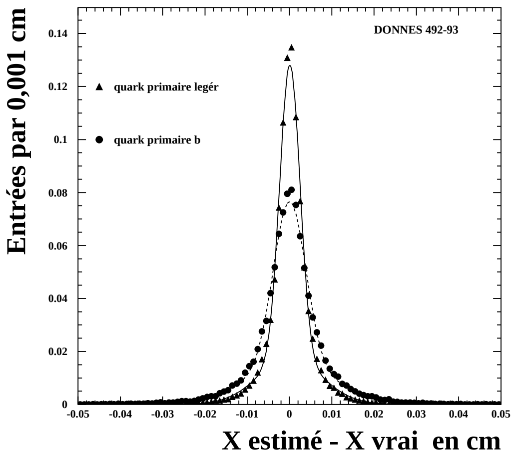



(a) résolution en $y$

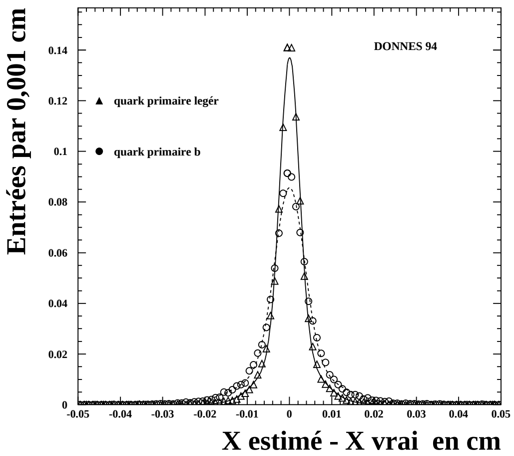



(b) résolution en $x$

Figure 3.8: Différence entre la coordonnée reconstruite et la vraie dans la simulation pour $x$ et $y$. La courbe pleine est l'ajustment de la distribution qui permet d'obtenir la résolution.




(a) résolution en $x$ pour 92-93




(b) résolution en $x$ pour 94

Figure 3.9: Différence entre la coordonnée r$x$ econstruite et la vraie dans la simulation suivant les années. La courbe pleine est l'ajustment de la distribution qui permet d'obtenir la résolution.

est plus difficile de déterminer précisemment la position du vertex primaire.

- Les hadrons beaux ont tous un temps de vie important, supérieur à 1 ps. Dans les événements $b\bar{b}$ les particules secondaires sont plus nombreuses. Par conséquent, la polution de l'échantillon des traces utilisées pour déterminer le vertex primaire par des traces secondaires et plus importante. Il en résulte une erreur plus forte sur la position du vertex.

#### 3.2.2.10 Performances sur le paramètre d'impact

La position de la trace a proximité du vertex primaire est repérée par le paramètre d'impact. Il est défini comme la distance signée du point de la trajectoire le plus proche du vertex de la collision, voir figure 3.10. Le signe est défini par le produit scalaire du vecteur définissant la distance et le vecteur de la poussée de l'événement.

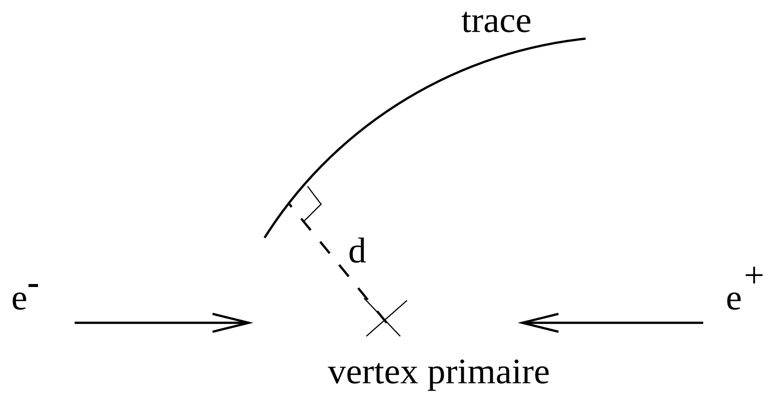



Figure 3.10: Le paramètre d'impact d'une trace $d$ est défini comme la pluspetite distance entre la trace et le vertex primaire.

Dans le plan (R $-\ \phi$), la résolution $\sigma_{R\phi}$ sur le paramèter d'impact peut-être paramétrisée par la formule 3.5.

$$\sigma_{R\phi}^2 = \left(\frac{\alpha_{dm}}{p \sin^{3/2}\theta}\right)^2 + \sigma_0^2 \tag{3.5}$$

où $p$ est l'impulsion de la particule et $\theta$ son angle polaire.

Le premier terme de (3.5) rend compte de la diffusion multiple qui intervient surtout aux basses impulsions, $\alpha_{dm}$ = 65GeV$\mu$m/c. Dans ce terme, le facteur $\frac{1}{\sin^{3/2}\theta}$ s'explique par le fait que l'épaisseur de matériau traversé augmente quand l'angle polaire diminue. Le second terme de 3.5 correspond à la limite asymptotique atteinte pour les grandes impulsions et les traces peu inclinées. Cette limite donne réellement la performance du détecteur :

$$\sigma_0 = 20\mu\text{m} \tag{3.6}$$

### 3.2.3 Tri et acquisition des événements

#### 3.2.3.1 Sélection des événements

Dans la configuration du LEP où 8 paquets[8] d'électrons et autant de positons se croisent, la fréquence des collisions est de 88889s$^{-1}$. Environ un $Z$ est produit par seconde. Il est donc évident que tous les croisements de faisceaux ne vont pas donner lieu à une acquisition de données. Un système de déclenchement à trois niveaux (T1, T2, T3) permet de ne retenir les événements qu'au rythme de 4 s$^{-1}$.

Les deux premiers niveaux de déclenchements sont directement cablés avec l'électronique d'acquisition des signaux. Ils sont destinés à prendre une décision très rapide synchronisée avec le signal de croisement des faisceaux, mais ils sont peu sélectifs. Chaque détecteur envoie des signaux à la logique de déclenchement suivant les élements de traces reconstruits ou les dépots d'énergie. Le premier niveau de déclenchement regroupe ces informations avec une opération OU et donne sa réponse en 3$\mu$s, tandis que le second niveau combine les mesures pour produire la décision en 39$\mu$s.

Le niveau trois du déclenchement utilise une analyse informatique des données. Il n'entre en fonction qu'après la réponse positive des deux premiers niveaux. La décision est rendue en 30 ms, mais permet un sélection plus restreinte des événements.

En 1993, un quatrième niveau de déclenchement a été mis en service pour classer les événements. Nous n'utiliserons pas ce niveau dans l'analyse.

L'efficacité de la logique de déclenchement est quasiment 100% pour les événements $e^+e^- \to Z$.

[8]Le LEP a également fonctionné avec 4 paquets, voir tableau 3.1.

# Chapitre 4

# Méthode de mesure

La mesure d'un rapport d' embranchement inlusif $B \to D$ se décompose en deux étapes évidentes.

- Reconstruire le méson charmé pour identifier l'état.

- Distinguer entre les mésons D produits par la désintégration d'un B ou la hadronisation d'un quark c primaire.

Dans ce travail, les mésons charmés seront reconstruits exclusivement afin d'identifier sans ambiguité l'état observé. Mais nous ne chercherons pas à reconstruire les mésons B afin de conserver la plus grande statistique possible.

Nous verrons dans un premier temps quels rapports d'embranchement nous intéressent. Puis nous discuterons les états charmés qui sont identifiables expérimentalement. Nous montrerons enfin quelles solutions permettent de déterminer l'origine du charme.

## 4.1 Quelles mesures?

**Objectif** Pour obtenir une image complète des processus liés à l'interaction forte qui accompagnent la désintégration faible de la beauté en charme, il faut connaître tous les rapports d'embranchement inclusifs du type $B \to D, D^*, D^{**}$ et $B \to$ baryons. Nous nous restreignons ici au cas des mésons. En prenant en compte les trois saveurs de mésons beaux et charmés existantes, $B^0$, $B^+$ et $B_s^0$ d'une part; $D^0$, $D^+$ et $D_S^+$ d'autre part; ainsi que les six[1] degrés d'excitation possibles pour les mésons charmés, le compte des mesures à effectuer est énorme. Quelques simplifications sont possibles.

[1]Nous ne considérons pas les excitations radiales.

**Saveur des mésons B** La nature du méson beau, $B^+, B_d^0$ ou $B_s^0$ n'est pas directement reliée à celle du méson charmé produit $D^0, D^+$ ou $D_s^+$.

En effet, plusieurs diagrammes, même simples, peuvent conduirent à des états différents. Par le diagramme spectateur, figure 4.1, le $\overline{B}^0$ produit deux mésons charmés $D^+$ et $D_s^-$. Le diagramme spectateur W interne, figure 4.2, permet la désintégration $\overline{B_s}^0 \to D^{*+}$.

De plus, quand un méson charmé excité est produit en premier lieu, celui-ci en se désexcitant fait perdre une information suppplémentaire. C'est le cas de la chaîne de désintégration $B_s^0 \to D_{s1}^- \to D^{*-}K^0$.

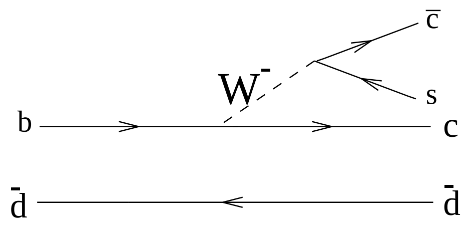



Figure 4.1: Production de deux mésons charmés.

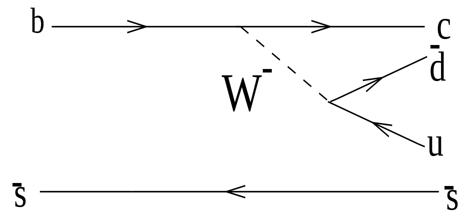



Figure 4.2: Variante du diagramme spectateur où la paire de quarks produite par le $W$ se hadronise avec les quarks lourd et spectateur.

Pour distinguer la saveur du quark léger contenu dans le hadron il faudrait obtenir une information supplémentaire, comme par exemple reconstruire le méson B. Cependant pour l'étude de la transition $b \to c$ et de la hadronisation du quark charmé lors de cette désintégration, nous n'avons pas besoin du quark qui accompagne le b. Nous ne chercherons donc pas à reconstruire la saveur du B, et nous chercherons à mesurer les rapports d'embranchement semi-inclusif du type $P(b \to D)$ (ou $P(B \to D)$ par abus de langage puisque ce sont essentiellement les mésons beaux qui produisent des mésons charmés).

**Etats charmés excités** Les états $0^+$ et $1^+$, voir tableau 1.1 de la section 1.3.1.1, ont une largeur totale d'environ 100 MeV [22]. Il est difficile de mettre en évidence une telle résonance expérimentalement. De fait, elles n'ont pas encore été observées. Nous ne chercherons donc pas à les reconstruire.

Remarquons cependant qu'il existe deux états de mêmes nombres quantiques, chacun avec un moment orbital $1^+$, le $D_1^*$ et le $D_1$ (voir tableau 1.1). Le premier méson est une résonance très large, mais pas le second. Les deux états se mélangent et la mesure ne distinguera pas entre les deux états.

Enfin, les états excités $D^{**}$ sont produits en moins grande quantité que les états $D$ et $D^*$. De plus leurs états finals ont une multiplicité plus élevée. C'est pourquoi il est plus difficile de les reconstruire

Notre travail a pour but de dévlopper une méthode de séparation des désintégrations $c \to D$ et $b \to D$ basée sur le temps de vol. Nous avons choisi de mener notre étude avec le mésons $D^{*+}$ dont la reconstruction est la mieux maîtrisée au LEP.

## 4.2 La reconstruction du méson $D^{*+}$

D'après [60], les largeurs relatives de désintégration du $D^{*+}$ sont :

- $D^0\pi^+$, $68,3 \pm 1,4\%$,
- $D^+\pi^0$, $30,6 \pm 2,5\%$,
- $D^+\gamma$, $1,1^{+2,1}_{-0,7}\%$.

Le denier canal étant très défavorisé, nous ne le considérons pas. Le second canal exige la reconstruction d'un état en deux $\gamma$ ($Br(\pi^0 \to 2\gamma) = 98,798 \pm 0,032\%$ [60]). La résolution expérimentale sur l'énergie des photons limite la précision avec laquelle la masse invariante du $D^{*+}$ peut être reconstruite. Il est donc difficile d'obtenir un pic de masse dans ce canal avec une grande efficacité.

Nous sélectionons le canal $D^{*+} \to D^0\pi^+$ car il représente la majorité des désintégrations du $D^{*+}$ et qu'il est relativement simple [2].

Il nous reste à choisir le mode de désintégration du méson $D^0$. Nous éliminons immédiatement les canaux semileptoniques car le neutrino n'est pas vu par le détecteur, il est donc impossible de reconstruire exclusivement le méson sans faire d'approximation. Les rapports d'embranchements pour les principaux canaux hadroniques sont [60] (les états finals avec au moins un $\pi^0$ ne sont pas pris en compte pour la même raison que précédemment) :

- $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $7,5 \pm 0,4\%$,

[2] Nous verrons de plus au chapitre suivant 5.2.1.1 que ce canal possède une cinématique particulière qui le rend très 'propre'

- $K^0\pi^+\pi^-, 5,4 \pm 0,4\%$,
- $K^-\pi^+, 3,83 \pm 0,12\%$,

L'état final avec un $K^0$ est en fait un état à quatre pions avec un rapport d'embranchement de $1,85 \pm 0.14\%$ puisque seule la moitié des kaons neutres peut-être reconstruites sous forme de $K_s^0$ suivant le canal $Br(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^- = 68,61 \pm 0,28\%$. L'efficacité de reconstruction d'une trace par DELPHI est d'environ 85%. Compte tenu de ce facteur d'atténuation nous arrivons aux rapports suivants :

- $K^-\pi^+\pi^+\pi^-, 3,9\%$,
- $K^0(\pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-, 0,9\%$,
- $K^-\pi^+, 2,8\%$,

De plus, le nombre de combinaisons de quatres traces à partir d'un événement hadronique au LEP est plus important que le nombre de combinaisons à deux traces. Il sera plus difficile de mettre en évidence l'état final à quatre traces, par conséquent l'efficacité de sélection sera moindre.

Nous préférons donc utiliser la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$

## 4.3 Séparation des sources de mésons $D$

### 4.3.1 Différentes sources

Quatres sources indépendantes de production des mésons charmés sont en compétition dans la désintégration des bosons Z.

- la hadronisation directe d'un quark charmé primaire en méson charmé : $Z \rightarrow c \rightarrow D$,
- la désintégration faible d'un hadron beau $H_b$ produit par la hadronisation d'un quark b primaire : $Z \rightarrow b \rightarrow H_b \rightarrow D$,
- la hadronisation d'un quark charmé produit par un gluon radié par un quark primaire quelconque : $Z \rightarrow q \rightarrow g \rightarrow c \rightarrow D$,
- la désintégration d'un hadron beau produit par un quark b radié par un quark primaire quelconque : $Z \rightarrow q \rightarrow b \rightarrow H_b \rightarrow D$.

La proportion de quarks primaires charmés et beaux produits dans les Z hadroniques est donnée par $R_c = 17,17 \pm 0,56\%$ et $R_B = 21,75 \pm 0,11\%$ [70]. La proportion de quarks lourds produits par la radiation de gluon est beaucoup plus faible : $n_{g\rightarrow c\bar{c}} = 2,38 \pm 0,48\%$ et $n_{g\rightarrow b\bar{b}} = 0,22 \pm 0,11\%$, voir chapitre §2.3.5.

Dans la suite nous parlerons des deux canaux $c \rightarrow D^{*+}$ et $b \rightarrow D^{*+}$ sans préciser l'origine du quark c ou b.

### 4.3.2 Variables discriminantes

La séparation de la part du signal venant de la beauté est rendue possible par les caractéristiques physiques des mésons beaux.

- La masse importante des hadrons beaux au delà de 5 GeV entraîne une multiplicité élevée de l'état final et une impulsion des particules filles assez faible.

- L'impulsion moyenne des hadrons beaux produits dans la désintégration du Z est plus élevée que celle des autres hadrons. C'est un effet de la masse du quark b. Mais la transition de l'énergie de la collision au hadron charmé subit une étape supplémentaire dans la chaîne $Z \to b \to B \to D$ par rapport à la contribution $Z \to c \to D$. Ainsi, les mésons charmés produits dans la désintégration des B ont en moyenne une énergie moindre que ceux directement produit par la hadronisation des quark c primaire.

- Le temps de vie important, 1,55 ps, et la masse des B font que leur distance de vol moyenne se distingue de celle des hadrons charmés. En effet, la distance de vol moyenne, $d$ s'exprime suivant $d = c\tau \times p/m$ où $c$ est la vitesse de la lumière, $\tau$ le temps de vie, $m$ la masse et $p$ l'impulsion moyenne. Si nous comparons les mésons neutres beaux, $B^0$ et charmé, $D^0$, nous avons :

$$\begin{aligned} (c\tau)_B &= 468\mu\mathrm{m} & (c\tau)_D &= 124\mu\mathrm{m} \\ p_B &= 32\mathrm{Gev/c} & p_D &= 22\mathrm{GeV/c} \\ m_B &= 5280\mathrm{GeV/c^2} & m_D &= 1865\mathrm{GeV/c^2} \end{aligned}$$

  d'où

$$d_B = 2,8\mathrm{mm} \quad > \quad d_D = 1,5\mathrm{mm}. \tag{4.1}$$

  Pour séparer les mésons D originaires d'un quark b ou d'un quark c, il est particulièrement utile de remarquer que dans le cas de la désintégration $b \to D$, deux distances de vol s'ajoutent, celle du hadron beau et celle du $D$. En supposant que les directions de vol sont alignées, hypothèse discutée à la section §6.1.3, nous avons pour les deux contributions $b \to D$ et $c \to D$ :

$$d_{b\to D} = d_B + d_D = 4,3\mathrm{mm} \gg d_{c\to D} = d_D = 1,5\mathrm{mm}. \tag{4.2}$$

La distribution de certaines variables physiques rend compte des différences entre les contributions.

- L'énergie des D rapportée à l'énergie du faisceau ($x_E = \frac{E_D}{E_{faisceau}}$), voir figure 4.3, obtenue avec les données simulées, montre que les domaines des contributions belle et charmée se recouvrent peu. La contribution $g \to c$ reste à très faible énergie, elle est entièrement incluse dans le domaine de la beauté.

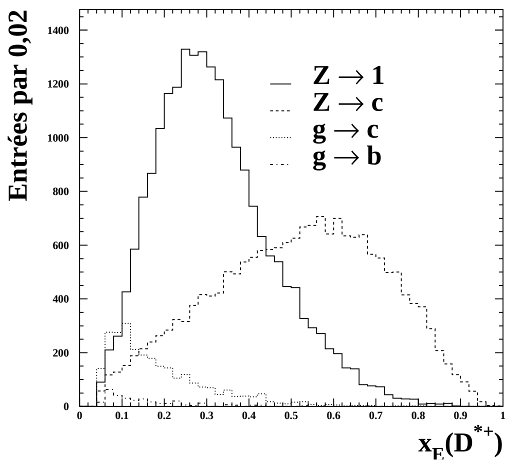



Figure 4.3: Comparaison des distributions d'énergie des $D^{*+}$ produits par les quatre contributions $Z \to c \to D^{*+}$, $Z \to b \to D^{*+}$ $g \to c \to D^{*+}$ et $g \to b \to D^{*+}$.

- La distribution, figure 4.4 obtenue avec les données simulées, du temps de vol reconstruit à partir de la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du D est caractérisée par une queue importante pour la contribution belle, jusqu'à 9 ps. La contribution charmé ($Z \to c \to D^{*+}$ et $g \to c \to D^{*+}$) ne produit que des temps de vol courts inférieur à 3 ps.

- La désintégration semileptonique d'un $B$ produit des leptons avec une impulsion transverse par rapport au jet plus importante que celle des leptons du charme. Cet effet est utilisé notamment pour reconnaître événement par événement les désintégrations $Z \to b\bar{b}$ afin de mesurer $R_b$ [53] et en association avec la reconstruction d'un méson charmé pour mesurer le temps de vie des mésons B [52].

- Les paramètres d'impact des traces filles du B sont plus abondamment positifs par rapport a ceux des traces originaires du vertex primaire. Comme le lepton, cette excès permet d'étiqueter les événements $Z \to b\bar{b}$ pour une mesure de $R_b$, [49].

Dans notre étude, nous avons développé une méthode qui s'appuie sur le temps de vol des mésons charmés reconstruits pour séparer les contributions. La distribution du temps de vol est gouvernée par une loie exponentielle bien connue, alors que celle de l'énergie implique la modélisation de la fragmentation. Notre objectif en utilisant le temps de vol est de s'affranchir au maximum des études sur la simulation qui utilise des modèles.

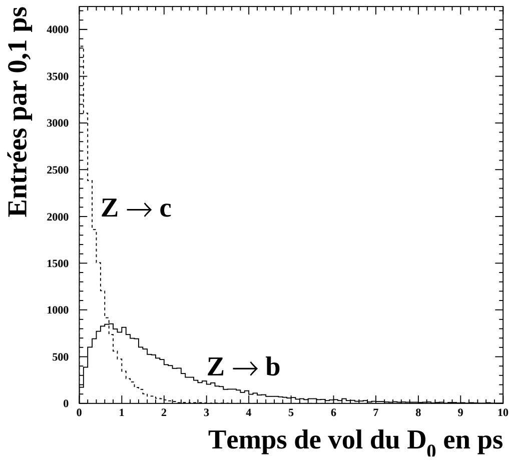



Figure 4.4: Comparaison des distributions de temps de vol des $D^0$ produits par les contributions $c \to D^0$ et $b \to D^0$.

Une analyse comparable [85] a été menée dans DELPHI, voir la discussion de la section §2.3.4. La méthode de séparation est toute fois différente et utilise un modèle pour reproduire les distributions des énergie des mésons.

### 4.3.3 Méthode de séparation

La séparation des mésons D reconstruits peut se faire sur la base d'un étiquetage événement par événement ou en estimant globalement les proportions des différentes contributions. La méthode d'étiquetage apporte une information supplémentaire puisqu'elle permet d'estimer l'origine de chaque méson. Par contre elle oblige à une étude de la pureté et de l'efficacité de l'estimation, étude qui est menée avec les données simulées.

Voulant limiter la dépendance de l'analyse par rapport à la simulation et n'ayant pas besoin pour la mesure de rapport d'embranchement $Br(b \to D)$ d'une information par événement, nous retiendrons la méthode de séparation statistique.

**Séparation statistique** Il s'agit à partir de la distribution d'une variable discriminante (le temps de vol) pour tous les mésons d'estimer la proportion de chaque contribution qui la compose :

- le signal charmé, $c \to D$,
- le signal beau, $b \to D$.

Dans un premier temps, les formes des deux distributions, $\mathcal{F}_c$ et $\mathcal{F}_b$ sont paramétrisées. La distribution totale $\mathcal{F}$ est la somme pondérée des distributions normalisées.

$$\mathcal{F} = n_c\,\mathcal{F}_c + n_b\,\mathcal{F}_b \tag{4.3}$$

Les poids $n_c$ et $n_b$ représentent la proportion respective de chacune des contributions. Pour déterminer ces poids, la distribution totale est ajustée avec la formule (4.3) en imposant la paramétrisation des formes $\mathcal{F}_c$ et $\mathcal{F}_b$.

**Utilisation du temps de vol et de l'énergie des mésons** D'après la figure 4.3, les populations $b \to D^{*+}$ et $c \to D^{*+}$ ont des spectres en $x_E$ bien distincts. L'impulsion des particules influencent les résolutions sur la mesure de le position des trajectoires et par conséquent du temps de vol. De même, l'efficacité de sélection dépend de l'impulsion. Travailler sur l'ensemble de l'échantillon en $x_E$ implique une étude sur des événements hétérogènes. Pour déterminer les différences entre ces événements seul la simulation pourra êter utilisée.

Pour palier à cette inconvénient, nous séparons l'échantillon en deux parties où seule une contribution domine :

- $x_E < 0,45$, la contribution belle domine,
- $0,45 < x_E$, la contribution charmée domine.

Nous espérons ainsi obtenir des ensembles d'événements plus homogênes.

La méthode de séparation statistique s'applique à chacun de ces sous-ensembles. Les proportions finales sont la somme des proportions déterminées dans chacun d'eux.

Dans les chapitres à venir, nous étudions donc à chaque étape les domaines distingués par la limite $x_E = 0,45$.

## 4.4 Travail effectué

Notre travail porte sur la mesure du rapport d'embranchement $Br(b \to D^{*+})$ à partir des désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. Dans la suite, nous décrivons l'analyse détaillée en deux chapitres. Le premier, §5 est consacré à la reconstruction des mésons $D^{*+}$ dans le canal choisi. Le second, §6, met en oeuvre la séparation statistique des contributions $c \to D^{*+}$et $b \to D^{*+}$.

# Chapitre 5

# Reconstruction des mésons D

Nous décrivons dans ce chapitre la méthode de reconstruction exclusive des mésons D, pour mettre en évidence leur production dans les désintégrations du Z. Nous discutons comment estimer la quantité de signal et l'efficacité de la sélection pour obtenir une mesure du taux de production.

## 5.1 Données disponibles

Avant d'expliquer la méthode de reconstruction des mésons, la sélection des données réelles utilisées est présentée. Nous décrivons également les caractéristiques importantes pour l'analyse des données simulées.

### 5.1.1 Sélection des événements hadroniques

Les événements enregistrés par le détecteur DELPHI sont de plusieurs types :

- désintégrations hadroniques du Z : $e^+e^- \to Z \to q\overline{q}$,
- désintégrations leptoniques du Z : $e^+e^- \to Z \to l\bar{l}$,
- $e^+e^- \to \gamma\gamma$,
- $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$,
- interactions de particules du faisceau avec le gaz contenu dans le tube à vide du LEP,
- interactions de rayons cosmiques avec le matériau du détecteur.

Seuls les événements hadroniques nous intéressent pour l'analyse physique des hadrons. Ils se caractérisent par un nombre important de traces chargées, en moyenne 20. Le groupe d'étude des paramètres physiques du $Z$ [45] a défini les critères de sélection hadronique suivants :

- le nombre de traces chargées, d'impulsion supérieure à 0,4 GeV/c et dont l'angle polaire est compris entre 20 et 160 degrés, doit être supérieur à 4;
- l'énergie totale de ces traces doit être supérieure à 12 % de l'énergie de la collision $e^+e^-$ dans le centre de masse.

La mesure [45] de l'efficacité de la sélection est $\epsilon_{Z_h} = 95,00 \pm 0,11\%$. La contamination par des événements non hadroniques est faible, en dessous de 1%. Elle est estimée à partir de la simulation, les fonds les plus importants sont détaillés dans le tableau 5.1.

| processus | contamination en % |
|---|---|
| $Z \to \tau^+\tau^-$ | $0,58 \pm 0,05$ |
| $Z \to e^+e^-$ | $0,06 \pm 0,02$ |
| $\gamma\gamma$ | $0,04 \pm 0,01$ |
| autres (cosmiques, $\mu^+\mu^-$, ...) | $< 0,005$ |

Tableau 5.1: Taux de contamination des événements non hadronique après la sélection.

Il est important de noter pour la séparation des sources de mésons $c \to D^{*+}$et $b \to D^{*+}$, que la sélection hadronique ne biaise pas la proportion charme/beauté. L'efficacité de sélection est mesuré avec les données simulées pour les événements $c\overline{c}$ et $b\overline{b}$Ṅous obtenons :

- $\epsilon_{Z\to c\overline{c}} = 95,05 \pm 0,05\%$,
- $\epsilon_{Z\to b\overline{b}} = 95,06 \pm 0,03\%$.

L'erreur calculée est uniquement statistique.

A partir de maintenant, nous considèrerons que la sélection hadronique a été effectuée. Les nombres d'événements donnés correspondront donc à des événements $Z \to q\overline{q}$.

### 5.1.2 Statistique utilisée pour l'analyse

Nous avons utilisé les données prises par DELPHI pendant les années 1991 à 1994. Chaque année correspond à une version du détecteur et à un programme de reconstruction des trajectoires différents. Ces versions sont repérées par une lettre apposée à l'année. Le tableau 5.2 récapitule le nombre d'événements utilisés pour l'analyse aprés les coupures de sélection hadronique décrites ci-dessus.

| | 91_F | 92_D | 93_C | 94_B | total |
|---|---|---|---|---|---|
| Données réelles | 253 410 | 704 192 | 706 387 | 1 393 070 | 3 057 059 |
| Données simulées | - | 2 097 014 | 1 978 718 | 2 474 121 | 6 549 853 |

Tableau 5.2: Nombre d'événements hadroniques sélectionnés pour les différentes années. Le total des données simulées est une somme pondérée des trois années disponibles.

### 5.1.3 Données simulées

Pour chaque période annuelle de prise de données un nombre au moins égal de données simulées a été produit. La simulation procède en plusieurs étapes. D'abord les processus physiques sont générés à partir de méthodes Monte-Carlo. Puis, la réponse du détecteur à ces événements est simulée en prenant en compte toute la structure et les caractéristiques de DELPHI. Le programme de reconstruction utilisé pour les données réelles permet enfin de produire à partir des signaux simulés les données simulées. Ces étapes sont regroupées dans le programme de simulation de la collaboration DELPHI, DELSIM [51].

Le tableau 5.2 donne le nombre d'événements hadroniques simulés sélectionnés pour chaque année. Les données simulées ne sont pas disponibles dans les mêmes proportions que les données réelles année par année, environ : 91 1/3, 92: 1, 93: 1, 94 2. Pour reproduire ces proportions dans le total des données simulées, le nombre d'événements simulés est pondéré pour chaque année, la somme étant 6 550 000.

### 5.1.4 Paramètres de la génération

La génération d'événements par des méthodes Monte-Carlo permet de modéliser les processus physiques à partir d'un certain nombre de paramètres. Ceux qui intéressent particulièrement cette étude sont :

- le temps de vie du méson $D^0$, $\tau_{D^0}$ et le temps de vie moyen des hadrons beaux $\tau_b$.
- les paramètres $\epsilon_c$ et $\epsilon_b$ utilisés dans le modèle de Peterson [16] pour décrire la fragmentation des quarks primaires. Ils influencent la distribution d'impulsion des mésons produits par la désintégration du $Z$.
- le modèle de désintégration des mésons B en mésons charmés dont dépend directement la distribution d'impulsion des D produits par les B.
- la quantité de quarks lourds produits par les gluons radiés par les quarks primaire dans les événements hadroniques, $n_{g\to c\bar{c}}$ et $n_{g\to b\bar{b}}$.

Il est important que les temps de vol et les impulsions des données simulées reproduisent le mieux possible celles des données réelles. En effet les performances de l'analyse sont d'abord vérifiées avec des données simulées. De plus, l'efficacité de reconstruction des désintégrations est directement estimée de l'étude des données simulées. Il faut donc assurer la cohérence de la modélisation et de la physique connue.

**Temps de vie** Pour les trois années 92, 93 et 94, les paramètres $\tau_{D^0} = 0,420$ ps et $\tau_B = 1,6$ ps ont été utilisés dans la génération. Pour suivre les dernières mesures expérimentales [60], les données simulées ont été pondérées afin de correspondre aux valeurs suivantes :

- $\tau_{D^0}= 0,415 \pm 0,004$ ps,
- $\tau_B = 1,55 \pm 0,05$ ps,

**Fragmentation** Le paramètre de fragmentation des quarks $\epsilon$ pose plus de difficultés. Les modèles de fragmentation définissent une variable $z$ de transfert d'énergie entre le quark et le hadron. Son expression est :

$$z = \frac{E_h + p_{l,h}}{E_q + p_q} \tag{5.1}$$

où $E_q$ et $p_q$ sont respectivement l'énergie et l'impulsion du quark produit par le boson $Z$ ; $E_h$ et $p_{l,h}$ sont l'énergie et l'impulsion longitudinale (par rapport a l'impulsion du quark) du hadron produit par la fragmentation du quark. C'est la distribution de la variable $z$ qui est modélisée par une fonction analytique. Dans le modèle de Peterson, cette distribution est :

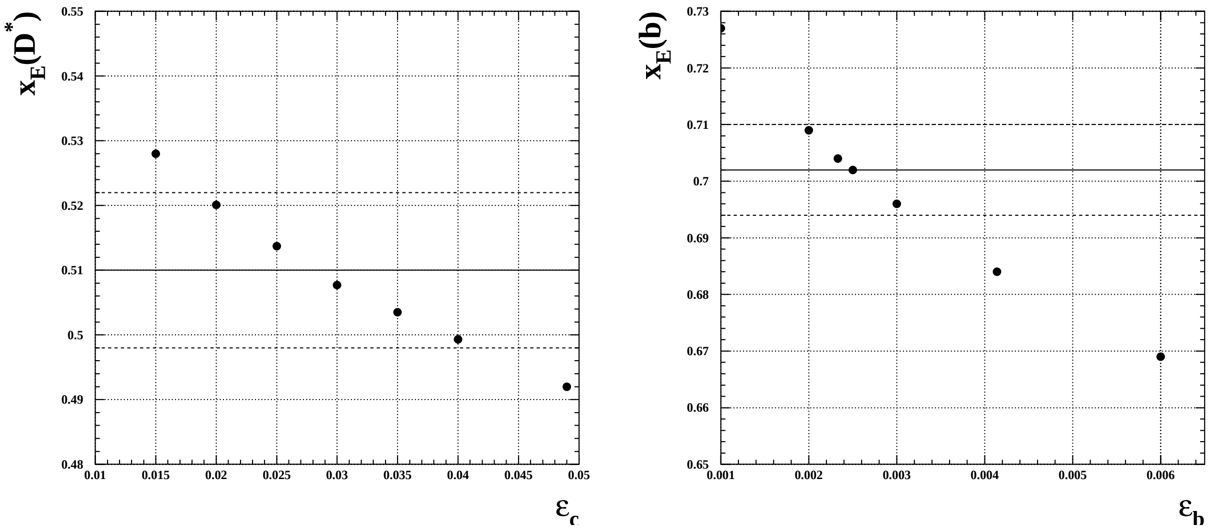
$$D(z) = \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{(1-z)^2}\right)^2} \tag{5.2}$$

Cependant les données cinématiques du quark primaire ne sont pas accessibles directement à la mesure et il est impossible d'obtenir le spectre expérimental de la variable $z$. Aussi l'influence de la fragmentation sera étudiée à partir du spectre d'impulsion du hadron lui-même qui est accessible à la mesure. Ce spectre dépend à la fois de la loi de distribution du paramètre $z$ et du modèle de hadronisation du quark utilisé dans la génération. La distribution de l'impulsion des hadrons est aussi influencée par la description des modes de désintégration des états excités. La quantité de $B^*$ et de $B^{**}$ ainsi que leurs canaux de désintégration en B, est une donnée importante pour reconstruire le spectre d'impulsion des B.

La grandeur physique qui permet de caractériser la distribution d'impulsion est l'impulsion moyenne. Nous utiliserons le rapport $x_E$ entre l'énergie du hadron et l'énergie du faisceau (45, 6 GeV en général), de moyenne $< x_E >$. Différentes mesures au LEP [46] donnent les moyennes suivantes :

$$< x_E(b) > \;=\; 0,702 \pm 0,008 \tag{5.3}$$
$$< x_E(D^*) > \;=\; 0,510 \pm 0,012 \tag{5.4}$$

L'incertitude prend en compte l'erreur statistique et systématique ainsi que l'erreur due aux modèles. La moyenne $< x_E(D^*) >$ correspond uniquement aux mésons produits suivant $Z \to c \to D^*$, elle ne comprend pas la production de $D^{*+}$ par le processus $g \to c$.




(a) fragmentation charme (b) fragmentation beauté

Figure 5.1: Evolution de $x_E$ avec $\epsilon$ pour le charme et la beauté. Les points sont obtenus avec la simulation. La ligne pleine horizontale repésente la valeur $x_E$ moyenne, et les lignes pointillées l'incertitude.

Grâce à la simulation, il est possible de faire correspondre les paramètres $< x_E >$ et $\epsilon$, voir figure 5.1. Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{aligned} \epsilon_c &= 0,0280^{+0,0145}_{-0,0105} \\ \epsilon_b &= 0,0025^{+0,0008}_{-0,0005} \end{aligned} \tag{5.5}$$

Les événements des données simulées de chaque année seront pondérés pour reproduire la valeur $\epsilon$ nominale. L'erreur sera utilisée pour modéliser l'incertitude sur la grandeur $< x_E >$.

**Désintégration $B \to D$** La distribution d'impulsion des mésons D produits par les mésons B dépend du modèle utilisé pour décrire ces désintégrations. L'expérience CLEO a étudié ce spectre d'impulsion [42] pour une poussée des mésons B nulle. Ce spectre peut-être décrit avec la paramétrisation de Peterson correspondant à $\epsilon = 0,42 \pm 0,07$.

Pour tenir compte de cette incertitude sur $\epsilon$, nous la reportons sur le spectre d'impulsion des B. Nous ajoutons ainsi une erreur au paramètre $< x_E(b) >$ vu plus haut : $< x_E(b) >= 0,702 \pm 0,008 \pm 0,003$. Nous traduisons cette nouvelle erreur $\pm 0,003$ en terme d'erreur sur le facteur de Peterson $\epsilon_b$ comme plus haut en (5.5) pour obtenir :

$$\epsilon_b = 0,0025 \pm 0,0003 \tag{5.6}$$

Cette erreur s'ajoute indépendamment à l'erreur précedente $\epsilon_b = 0,0025^{+0,0008}_{-0,0005}$.

**Contribution des gluons** La proportion des $D^{*+}$ produits par les gluons ne nous intéresse pas. Nous devrons la soustraire pour obtenir la mesure de $Br(B \to D^{*+})$. De plus, elle contribue différemment au spectre d'impulsion des mésons charmés, voir figure 4.3 de la section §4.3.

Aussi nous devons pondérer la simulation afin qu'elle reproduise correctement l'amplitude de cette contribution (chapitre §2.3.5) :

$$n_{g\to c\bar{c}} = 2,38 \pm 0,48\% \tag{5.7}$$
$$n_{g\to b\bar{b}} = 0,22 \pm 0,11\% \tag{5.8}$$

Nous utiliserons l'erreur sur les mesures de (5.8) pour calculer l'erreur systématique dûe à la contribution des gluons. La forme de la distribution d'impulsion ($x_E$) est prise de la simulation.

## 5.2 Le méson $D^{*+}$

Nous étudions ici la mise en évidence d'un signal de $D^{*+}$, le calcul de l'efficacité de sélection et l'estimation du nombre de $D^{*+}$ reconstruits.

### 5.2.1 Canal de reconstruction choisi

#### 5.2.1.1 Spécificité du canal $D^0\,\pi$

La reconstruction du canal $D^{*+} \to D^0\pi$ est facilitée par la cinématique particulière de la désintégration[1].

**Désintégration $D^{*+} \to D^0\pi^+$** La valeur $Q$ de la réaction est faible devant les masses des mésons $D$ :

$$Q = M_{D^*} - M_{D^0} - M_\pi = 0,0064\,\mathrm{GeV/c^2},$$
$$M_{D^*} = 2,010\,\mathrm{GeV/c^2}, \qquad M_{D^0} = 1,864\,\mathrm{GeV/c^2}.$$

La réaction a lieu au seuil de l'espace des phases, il en découle deux avantages.

D'une part dans cette région le fond combinatoire n'est pas très important. Le canal $D^{*+} \to D^0\pi$ est un **canal propre**.

D'autre part, dans le référentiel propre du méson $D^*$, la quantité de mouvement $p$ des produits de désintégration $D^0$ et $\pi_*$ est faible.

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{2M_{D^*}} \times \sqrt{(M_{D^*}^2 - (M_{D^0} - M_\pi)^2)\,(M_{D^*}^2 - (M_{D^0} + M_\pi)^2)}, \\ p &= 0,0398\,\mathrm{GeV/c}. \end{aligned}$$

Dans le référentiel du centre de masse de la collision, la quantité de mouvement $p_{D^*}$ du $D^*$ est de quelques 20 GeV/c, la quantité de mouvement $p = 0,0398$ GeV/c est négligeable. Les quantités de mouvement longitudinales du $D^0$ et du $\pi$ sont approximativement :

$$p_{D^0} \approx \tfrac{M_{D0}}{M_{D^*}}\,p_{D^*} = 0,93\,p_{D^*}, \tag{5.9}$$
$$p_{\pi_*} \approx \tfrac{M_\pi}{M_{D^*}}\,p_{D^*} = 0,07\,p_{D^*}. \tag{5.10}$$

Le pion $\pi_*$ produit restera à une énergie très faible, de l'ordre du GeV/c. La quantité de mouvement perpendiculaire n'est pas modifiée par la transformation de Lorentz, elle vaut au maximum 0, 0398 GeV/c. Les particules produites par le $D^*$ seront donc très alignées par rapport à la direction de $p_{D^*}$. **La topologie de la désintégration est donc très marquée**[2]

Les figures 5.2 montrent la distribution de l'angle entre le $D^0$ et le pion $\pi_*$ et de l'impulsion $p_\pi$ obtenues avec la simulation.

[1]Nous désignerons dans la suite, le $\pi$ issu de la désintégration du $D^{*+}$ par le signe $\pi_*$

[2]La caractéristique cinématique du $\pi_*$ provenant du $D^{*+}$ est utilisée pour reconstruire inclusivement le $D^{*+}$ avec une grande statistique [86]

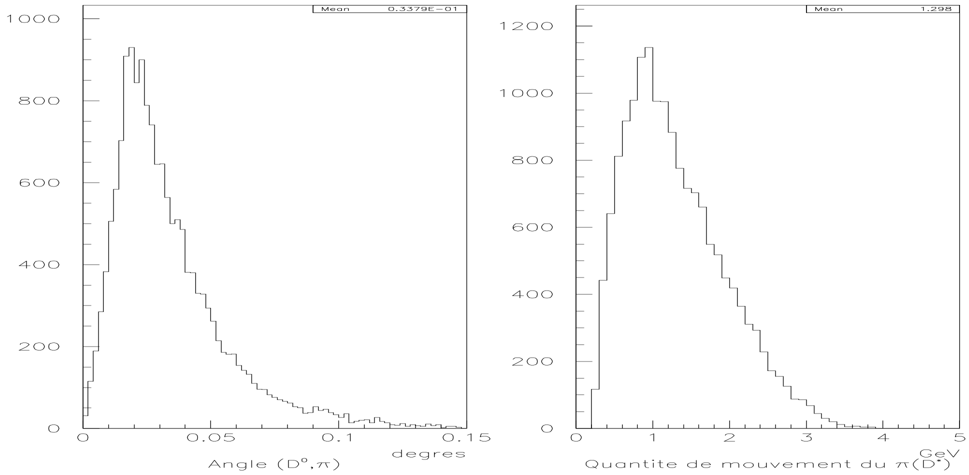



Figure 5.2: Distributions de l'angle entre la direction du $D^0$ et celle du $\pi_*$ et de la quantité de mouvement du pion dans le référentiel du laboratoire pour les données simulées.

L'ouverture entre les traces issues de la désintégration du $D^0$ et celle du pion reste très faible, $0,034\ ^\circ$ en moyenne. La quantité de mouvement du pion ne dépasse jamais 4 GeV/c, elle est piquée autour de la valeur moyenne $1,3$ GeV/c.

**Désintégration $D^0 \to K^-\pi^+$** D'après l'équation (5.10), l'impulsion moyenne du $D^0$ est de l'ordre de 18 GeV/c, celle du kaon et du pion produits par sa désintégration seront de l'ordre de 10 GeV/c.

Le $D^0$ est un méson pseudo-scalaire et il se désintègre en deux mésons pseudo-scalaires. Dans le référentiel propre du $D^0$, la distribution de l'angle $\theta^*_{D^0} = (K, D^0)^*$ entre la ligne de vol du $D^0$ et celle des produits de désintégration est donc isotrope. En conséquence, dans le plan $R - \phi$, la distribution de la grandeur $\cos\theta^*_{D^0}$ est plate.

**Topologie caractéristique** La figure 5.3 schématise la désintégration $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ à partir des caractéristiques discutées dans les paragraphes précédents.

Le méson $D^{*+}$ se désintègre par interaction forte dans un temps tellement faible que sa distance de vol peut-être considérée expérimentalement comme nulle. Le vertex auquel il est produit est donc également celui où il se désintègre.

Le méson $D^0$ se désintègre par interaction faible dans un temps moyen de $0,4$ ps. Sa distance de vol atteint en moyenne 2 mm. En tenant compte de cette distance de vol et de l'angle d'ouverture entre les directions de vol du $\pi_*$ et du

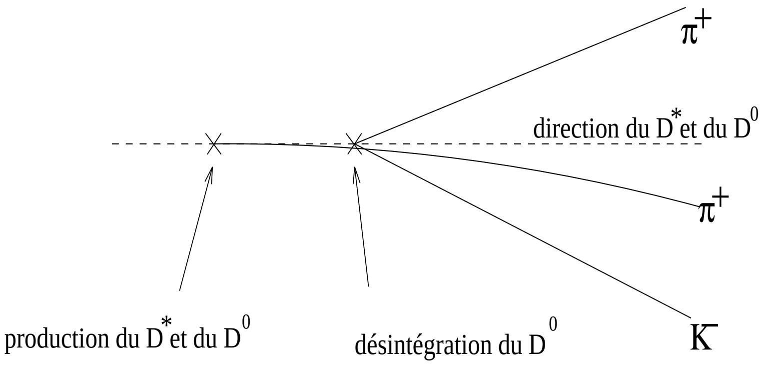



Figure 5.3: Topologie caractéristique de la cascade $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$.

$D^0$, la distance de la trajectoire du $\pi_*$ au vertex de désintégration du $D^0$ peut être calculée. En moyenne elle vaut 30 $\mu$m.

Nous utiliserons les caractéristiques de la topologie que nous venons de décrire pour mettre en évidence un signal de $D^{*+}$ parmi les données $Z \to q\overline{q}$ enregistrées par le détecteur DELPHI.

### 5.2.2 Obtention d'un signal

Nous décrivons dans un premier temps l'algorithme général permettant de reconstruire la désintégration du méson $D^{*+}$. Nous utilisons ensuite la simulation pour mettre au point la sélection des candidats et enfin nous présentons le signal obtenu à partir des données réelles.

#### 5.2.2.1 Stratégie

Nous appliquerons l'algorithme décrit ici à tous les événements qui répondent aux critères de sélection hadronique définis en 5.1.1. Nous considérerons donc toujours que la collision $e^+ e^-$ a produit un boson $Z$ qui s'est désintégré en deux quarks.

**Combinaison de trois particules** L'état final recherché se compose de trois particules chargées qui proviennent d'une même particule chargée. Le premier critère évident pour sélectionner des ensembles de trois traces et de vérifier que la somme des charge est $\pm 1$.

Puisque les trois traces ont une origine commune, voir figure 5.3, elles se trouvent dans la même région du détecteur. Or un événement hadronique du LEP se divise naturellement en deux hémisphères. En effet la désintégration $Z \to q\overline{q}$ produits deux quarks dos à dos, de même direction mais de sens opposés. Les processus de hadronisation des deux quarks primaires conduisent à la création de jets de particules qui ont eux-même une orientation proche de celle de l'impulsion des quarks primaires. Il est donc possible de définir un plan perpendiculaire à cette direction privilégiée. Ce plan divise l'événement en deux hémisphères, voir 5.4.

Dans la pratique cette direction privilégiée $\vec{T}$ est estimée à partir de la somme des quantités de mouvement des traces (pour les particules chargées et neutres) vues dans le dédecteur.

$$\begin{aligned} \vec{T} &= T\vec{n}, \quad \text{avec}|\vec{n}| = 1, \\ T &= \frac{\sum_i \vec{n}\,\vec{p}_i}{\sum_i |\vec{p}_i|} \end{aligned}$$

où $\vec{n}$ est calculée de manière à maximiser $T$, $i$ est l'indice des traces, $\vec{p}_i$ est la quantité de mouvement de la trace $i$.

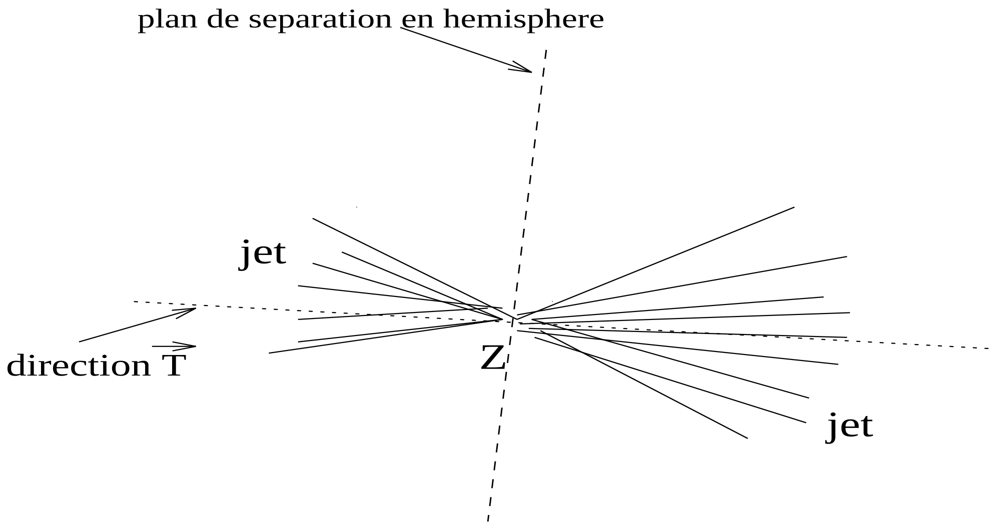



Figure 5.4: Distribution des traces produites dans le détecteur par la désintégration du boson $Z$ puis des quarks. La direction $\vec{T}$, obtenue à partir de l'impulsion des trajectoires des particules chargées, permet de définir deux hémisphères.

Les trois traces sélectionnées devront être localisées dans le même hémisphère.

**Identification des particules chargées** Le kaon issu de la désintégration du $D^0$ porte une charge opposée à celle des deux autres particules issues de la désintégration du $D^{*+}$. En effet la cascade de désintégration est la suivante :

$$D^{*+} \to D^0\,\pi^+ \quad \to \quad K^-\,\pi^+\,\pi^+$$

ou

$$D^{*-} \to \bar{D}^0\,\pi^- \quad \to \quad K^+\,\pi^-\,\pi^-$$

Le pion $\pi_*$ provenant de la désintégration du $D^{*+}$ possède une quantité de mouvement plus faible que celle du pion provenant de la désintégration du $D^0$, 1,4 contre 10 GeV/c en moyenne , voir 5.2.1.1 et figure 5.5. Il est donc facile de les distinguer. Cependant quand la quantité de mouvement du pion du $D^0$ est inférieure à $4,5$ GeV/c, cette relation d'ordre n'est pas toujours vérifiée. Dans ce cas, pour décider laquelle des deux particules de même charge est le $\pi_*$, il faut comparer les masses invariantes $K\pi$ obtenues dans les deux hypothèses. La figure 5.6 montre que seul le pion du $D^0$ permet d'obtenir une masse correspondante à la masse attendue de 1,864 GeV/c$^2$. La distribution de la masse invariante obtenue avec la combinaison K$\pi_*$ est concentrée autour de 0,8 GeV/c$^2$.

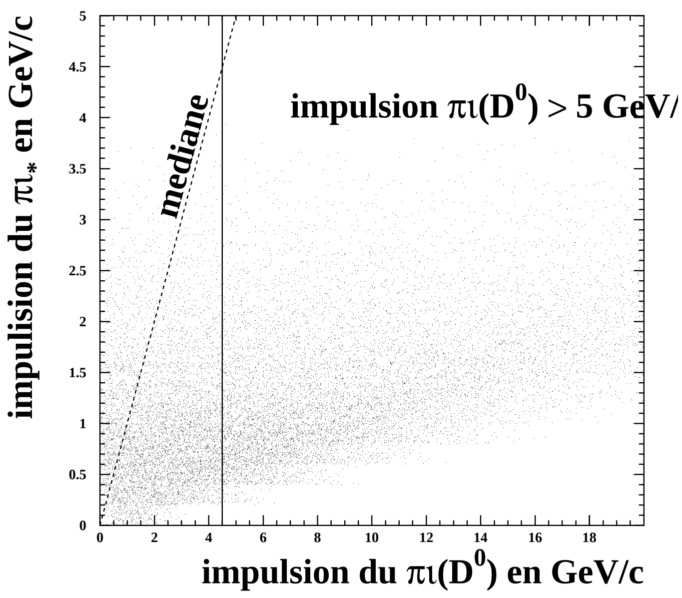



Figure 5.5: Comparaison de l'impulsion du $\pi_*$ venant du $D^{*+}$ et de celle du pion venant du $D^0$ obtenue avec les données simulées.

**Double comptage** Toutes les combinaisons de trois traces chargées qui répondent aux critères définis précédemment sont sélectionnées. L'association entre les traces et les particules de l'état final $K, \pi(D^0), \pi_*$ est fait suivant leur charge et leur impulsion comme décrit dans le paragraphe précédent. Cette association est unique pour chaque combinaison de trois particules. Ainsi un même ensemble

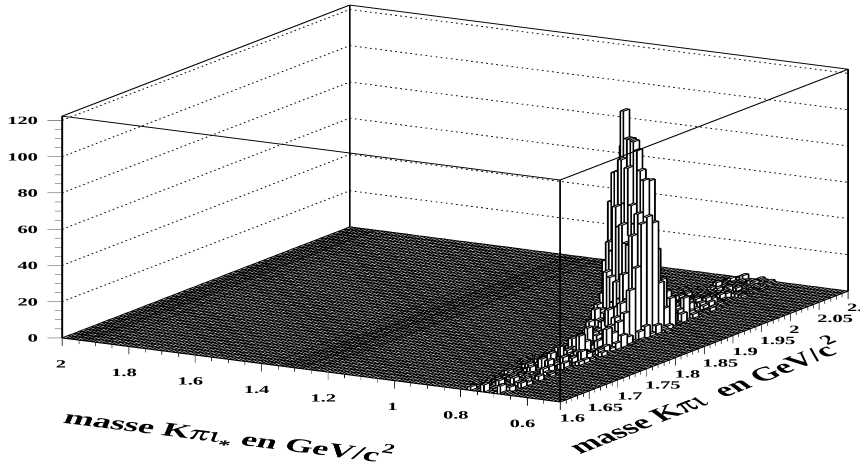



Figure 5.6: Distribution des masses $K\pi$ obtenues avec les deux particules de même charge associées chacune à la particule de charge opposée pour les combinaisons de trois traces issue de la désintégration simulée du $D^{*+}$.

de trois traces n'est pris en compte qu'une seule fois dans l'algorithme. **Il n'y a pas de double comptage pour les candidats $D^{*+}$.**

Par contre, il est possible de trouver deux mêmes traces associées à une troisième. Par exemple, deux traces candidates pour former un $D^0$ peuvent être associées à des candidats $\pi_*$ différents. Il en résulte un double comptage potentiel pour le $D^0$.

**Ajustement** Pour utiliser au mieux la topologie de la désintégration du $D^{*+}$ afin de rejeter un maximum de combinaisons de bruit de fond combinatoire, nous ajoutons une contrainte supplémentaire sur la position relative des traces entre elles.

Les traces du kaon et du pion produit par le $D^0$ doivent se rejoindre au vertex de désintégration du $D^0$. L'algorithme de reconstruction contraint donc ces deux traces au même vertex dans le plan transverse $(R-\phi)$[3] Toutes les variables cinématiques des deux traces sont recalculées en ce point qui définit la position du vertex de désintégration du $D^0$.

**Coupures envisagées** Beaucoup de combinaisons de traces répondent aux critères précédents, même si les traces ne forment pas un $D^{*+}$, c'est le bruit

[3]Nous avons vu en 3.2.2.6 que seules les mesures dans le plan transverse au faisceau $(R-\phi)$ sont précises.

de fond combinatoire. Des coupures cinématiques permettent de réduire ce fond qui masque le signal.

- le fond combinatoire est concentré aux basses impulsions ; la variable utilisée pour décrire l'impulsion est $x_E$, définie en 5.1.4,
- le $\cos\theta^*_{D^0}$ définis en 5.2.1.1 se distribue uniformément pour le signal, alors que la distribution du fond est piquée vers $-1$ et $+1$.

Nous sélectionnerons donc des zones limitées dans l'espace $(x_E(D^*), cos\theta^*_{D^0})$.

D'autre part, le fond ne présente pas de pic dans la distribution de masse invariante $(K, \pi)$ alors que le signal est concentré autour de la masse du $D^0$. Une coupure autour de cette masse permet de purifier le lot de candidats.

Enfin, la visibilité du signal est accrue dans la distribution de la variable $\Delta M$ définie par :

$$\Delta M \equiv \mathrm{Masse}(K\pi\pi) - \mathrm{Masse}(K\pi). \tag{5.11}$$

En effet, l'espace des phases étant très réduit pour la réaction $D^* \to D^0\pi$, voir section §5.2.1.1, le fond combinatoire est d'autant diminué dans la région du signal $\Delta M \sim 0,139 - 0,150$ GeV/c$^2$. C'est par rapport à la variable $\Delta M$ que la zone du signal sera définie.

#### 5.2.2.2 Présélection

Nous rappelons ici que seuls les événements considérés comme hadroniques sont pris en compte, voit section §5.1.1. Pour nous affranchir des traces mal mesurées, une impulsion minimale de 300 MeV/c par trajectoire est exigée. Nous considérons maintenant les combinaisons de trois particules chargées qui ont été ordonnées et dont les trajectoires (du kaon et du pion) candidates pour former un $D^0$ ont été ajustées au même vertex.

Afin de limiter le nombre de combinaisons à traiter, nous utilisons un premier ensemble de coupures lâches (80% d'efficacité de sélection du signal) qui suppriment une partie du fond. Ces coupures sont :

- impulsion des traces supérieure à 300 MeV/c,
- $0,10 \leq x_E$,
- pour $x_E < 0,15$ : $-4\times x_E < \cos\theta^*_{D^0} < 0,8$,
- pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ : $|\cos\theta^*_{D^0}| < 0,8$,
- pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ : $-0,9 < \cos\theta^*_{D^0}$,
- $1,0 < M(K\pi) < 2,8$ GeV/c$^2$,

| $x_E(D^*)$ | coupure |
|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $-0,65 < \cos\theta^*_{D^0} < 0,65$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $-0,9 < \cos\theta^*_{D^0}$ |

Tableau 5.3: Définition des coupures en $\cos\theta^*_{D^0}$ suivant le domaine en $x_E$.

- $0,139 < \Delta M \ < 0,300$ GeV/c$^2$.

La distribution en $\Delta M$ ainsi obtenue est représentée sur la figure 5.7. Une légère bosse à $\Delta M \sim 0,145$ Gev/c$^2$ indique la présence du signal. Nous détaillons maintenant l'établissement des coupures finales qui nous permetterons de mettre en évidence le signal de $D^{*+}$.

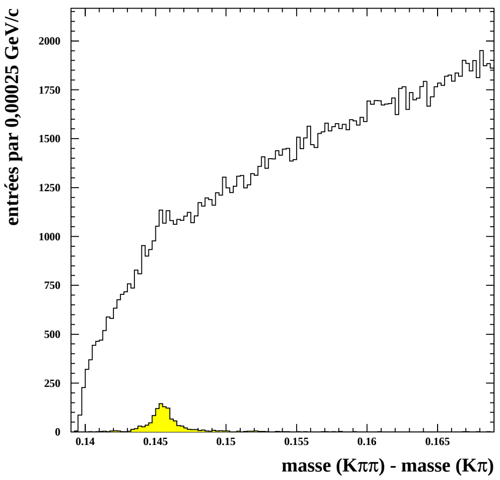



Figure 5.7: Distribution en $\Delta M$ après les coupures de présélection. L'histogramme grisé indique la part des combinaisons qui forment un vrai $D^{*+}$.

#### 5.2.2.3 Mise au point des coupures sur la simulation

L'histogramme de la figure 5.8 donne la distribution des événements dans le plan ($x_E$, $\cos\theta^*_{D^0}$), après la présélection (§5.2.2.2) et pour $0,139 < \Delta M < 0,150\,\mathrm{GeV/c}^2$. La densité est plus élevé à bas $x_E$, elle correspond à la concentration du fond. Pour le supprimer, nous séparons l'ensemble des données en deux domaines de $x_E$ dans lesquels nous définissons une sélection différente, voir les figures 5.9 et le tableau 5.3.

Après ces coupures le signal est plus visible sur la figure 5.10.

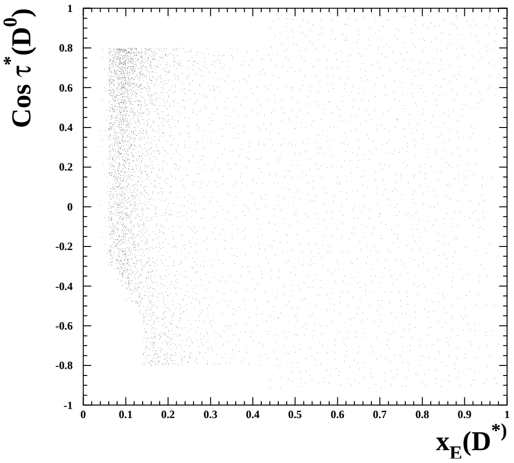
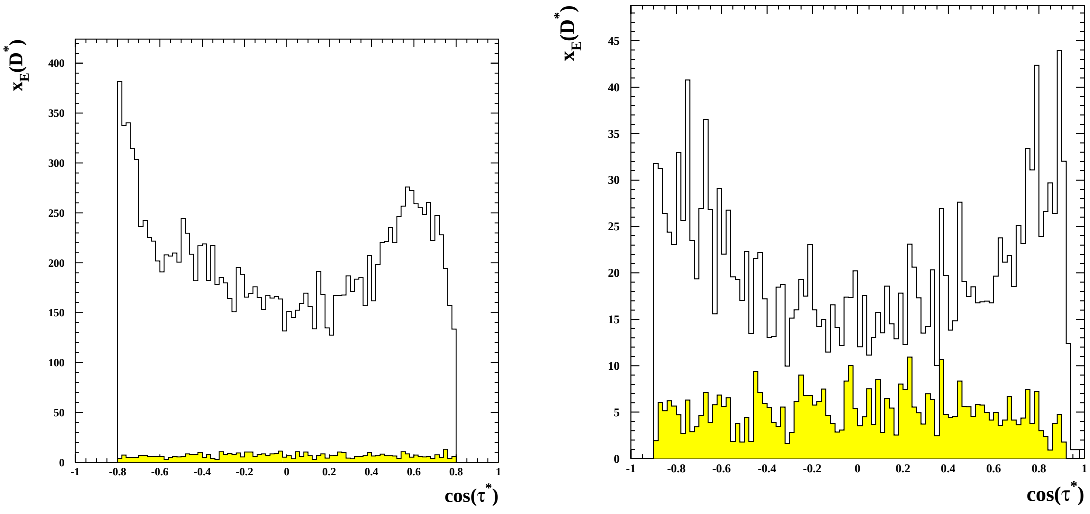



Figure 5.8: Distribution dans le plan ($x_E$, $\cos\theta^*_{D^0}$) de tous les événements.




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$

(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 5.9: Distribution du $\cos\theta^*_{D^0}$ pour toutes les combinaisons (histogramme blanc) et pour les vrais $D^{*+}$ (histogramme grisé) dans deux domaines de $x_E$.

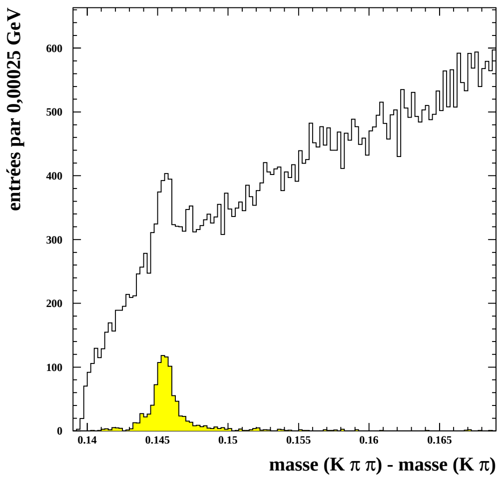



Figure 5.10: Distribution en $\Delta M$ après les coupures dans le plan ($x_E$, $\cos\theta^*_{D^0}$) pour les données simulées. L'histogramme grisé représente le signal de $D^{*+}$.

Dans le domaine $0,139 < \Delta M < 0,150$ GeV/c$^2$, la masse invariante $(K\pi)$, représentée sur la figure 5.11, fait apparaître le signal de $D^0$. La coupure autour de $M(D^0)$ est $1,80 <$ masse$(K\pi) < 1,93$ GeV/c$^2$.

Le résultat après la dernière coupure est représenté sur la figure 5.12.

#### 5.2.2.4 Signal dans les données réelles

L'ensemble des coupures est récapitulé ici :

- impulsion pour le K et le $\pi > 1$ GeV/c et impulsion pour le $\pi_* > 0,4$ GeV/c,
- $0,15 \leq x_E(D^*)$,
- $|\cos\theta^*_{D^0}| < 0,65$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$,
- $-0,9 < \cos\theta^*_{D^0}$pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$,
- $1,80 < M(K\pi) < 1,93$ GeV/c$^2$.

Elles sont appliquées aux données réelles, le signal obtenu est visible sur la figure 5.13.

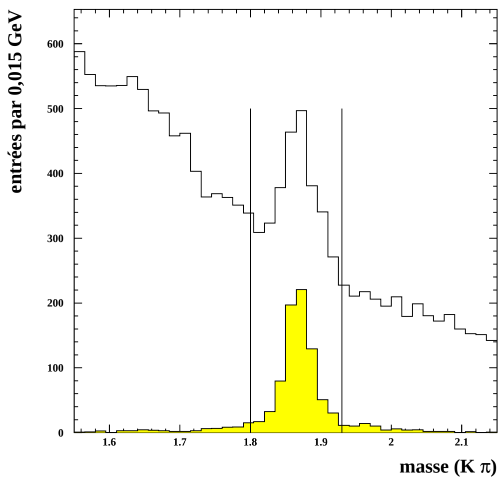



Figure 5.11: Distribution de la masse invariante $K, \pi$ pour les données simulées. L'histogramme hachuré représente les vrais combinaisons formant un $D^0$ venant d'un $D^{*+}$. La coupure est schématisée par les deux lignes verticales.

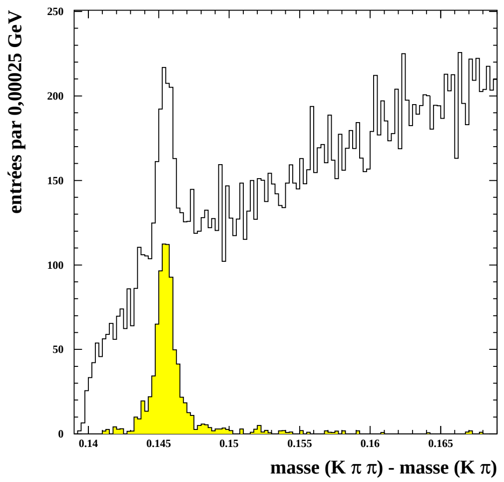



Figure 5.12: Distribution en $\Delta M$ obtenue avec les données simulées après les coupure définies en 5.2.2.3 pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$. L'histogramme grisé représente les vrais combinaisons $D^{*+}$.

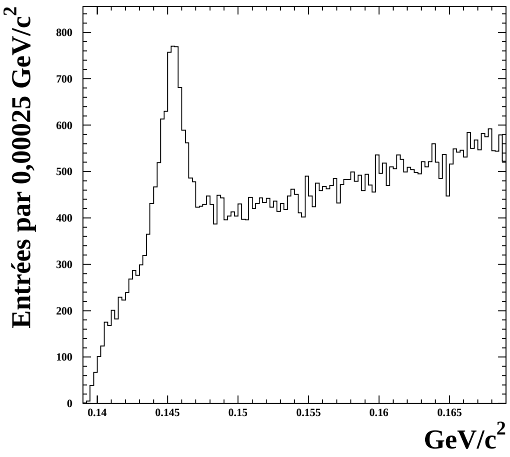



Figure 5.13: Distribution en $\Delta M$ obtenue avec les données réelles après toutes les coupures décrites en 5.2.2.3 pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$.

### 5.2.3 Evaluation du nombre de $D^{*+}$

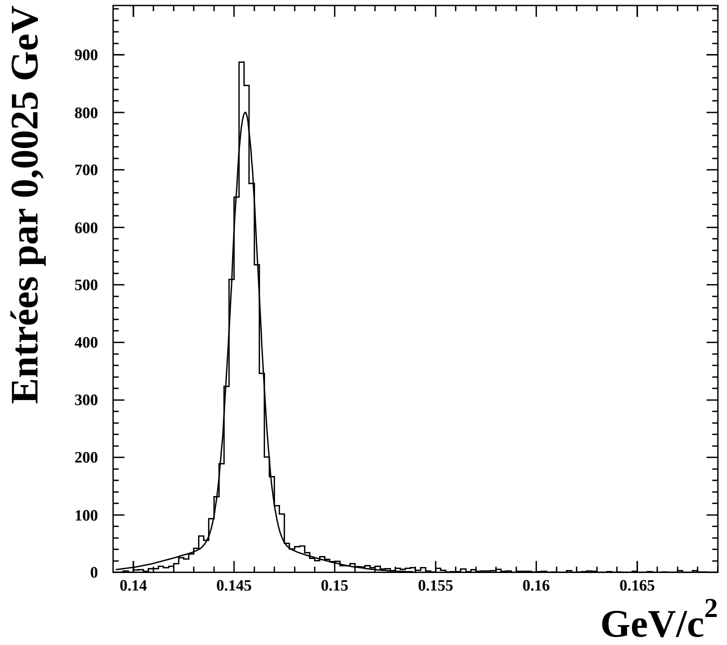
Pour estimer le nombre de désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ observées, nous ajustons la distribution en $\Delta M$, en laissant la proportion de signal comme paramètre libre.

Pour réaliser cet ajustement, il faut d'abord déterminer les formes qui décrivent les distributions du signal et du fond.

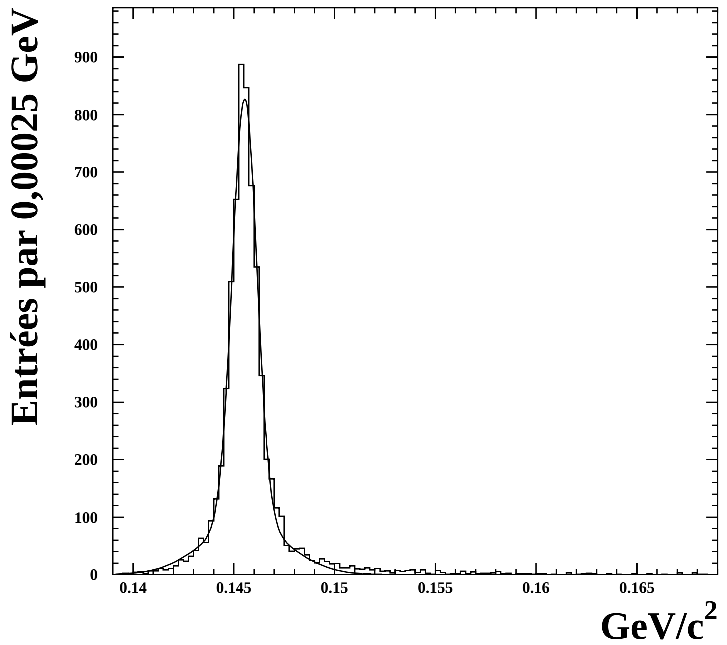
#### 5.2.3.1 Forme du signal

Sur la figure 5.13, la largeur à mi-hauteur du pic de signal avoisine 1 MeV/c$^2$. La largeur physique de la résonnance $D^*$ est inférieure à 0,131 MeV [60]. L'erreur expérimentale sur la masse invariante reconstruite domine donc très largement la forme du pic.

Nous utilisons une ou des gaussiennes pour décrire cette erreur et par conséquent la forme du signal. La figure 5.14(a) montre qu'une seule gaussienne est incapable de reproduire la forme du signal pur obtenu à partir de la simulation. Pour prendre en compte les événements contenus dans les queues en dessous et au dessus de la valeur centrale, une deuxième gaussienne, de largeur plus importante que la première mais de même moyenne, est nécessaire, voir figure 5.14(b).




(a) Signal simulé ajusté avec une seule gaussienne




(b) Signal simulé ajusté avec deux gaussiennes



Figure 5.14: Deux possibilités pour reproduire la distribution du signal. a) une seule gaussienne est utilisée, b) deux gaussiennes son utilisées.

#### 5.2.3.2 Forme du fond

La forme du fond est presque totalement imposée par l'espace des phases. La fonction

$$f = (x - m(\pi))^{\beta} \tag{5.12}$$

permet de la reproduire. Sur la figure 5.15, la forme en $\Delta M$ des événements simulés non $D^{*+}$ est ajustée. La précision statistique obtenue sur le nombre d'événements est de 4% avec un $\chi^2$/ddl de $1,34$.

La différence relative entre le nombre d'événements estimé et le nombre attendu est de 3 %.

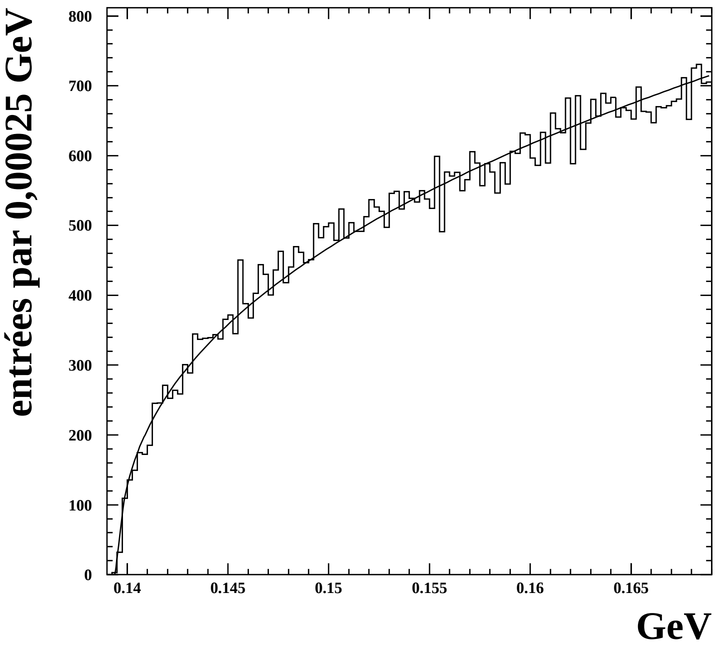



Figure 5.15: Distribution en $\Delta M$ après toutes les coupures décrites précédamment pour les événements non $D^{*+}$.

#### 5.2.3.3 Ajustement global

La fonction qui décrit la distribution de tous les candidats est la somme des contributions du signal et du fond que nous venons de déterminer (§5.2.3.1 et 5.2.3.2) :

$$D = R_s \times s + (1 - R_s) \times f \tag{5.13}$$

où

| domaine | signal simulé | résultat ajustement |
|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 9 836 | 10 129 $\pm$ 112 |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 5 518 | 5 721 $\pm$ 105 |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 4 319 | 4 412 $\pm$ 86 |

Tableau 5.4: Comparaison du nombre d'événements connu et obtenu par l'ajustement sur les données simulées.

- $R_s = \dfrac{\text{quantité de signal}}{\text{quantité de bruit + signal}}$
- $s$ est la somme des deux gaussiennes qui décrit le signal ; elle dépend de 4 paramètres : la proportion relative des deux gaussiennes, leur moyenne commune et leurs largeurs.
- $f$ est La distribution du fond (5.12) qui ne dépend que de l'exposant $\beta$.

La fonction $D$ (5.13) contient six paramètres. Ils sont tous libres dans l'ajustement de la distribution de $\Delta M$. Le tableau 5.4 résume les performances de l'ajustement des données simulées représenté sur la figure 5.16.

#### 5.2.3.4 Résultats

L'ajustement des données réelles avec la même fonction $D$, et toujours les six paramètres libres est réalisé, figure 5.17. Les quantités de signal et de fond obtenues sont décrites dans le tableau 5.5

Le bruit de fond est nettement moins important pour les combinaisons avec $0,45 \leq x_E(D^{*+})$. Dans ce domaine, il est alors possible d'élargir la zone du signal de $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ à $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ pour augmenter l'efficacité de la sélection sans trop diminuer la proportion du signal dans le lot. Les résultats du tableau 5.5 montrent que 20% du signal est ainsi gagné alors que la proportion signal/total ne diminue que de 6,5%.

Désormais, les zones de signal sont définies suivant :

- pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$, $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$,

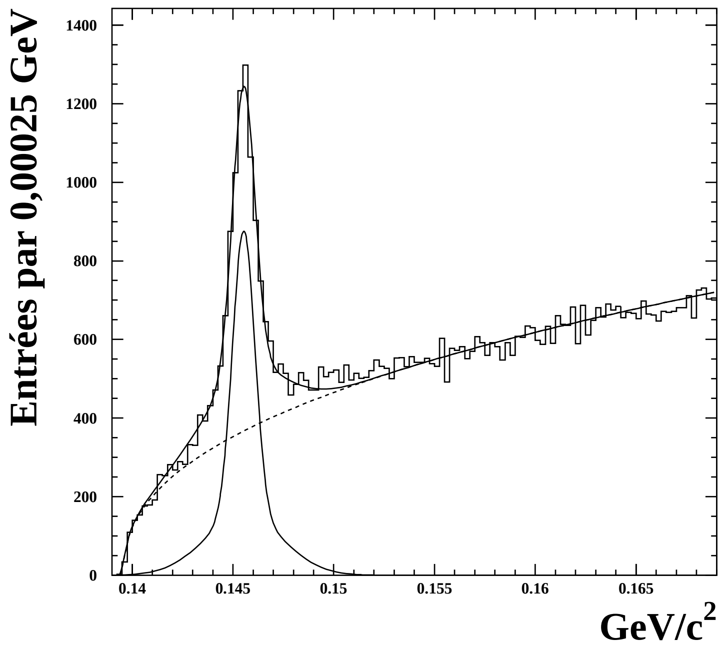
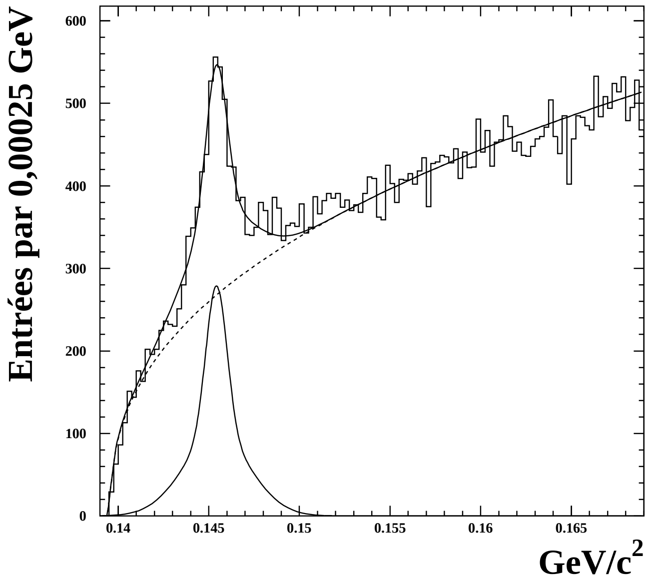


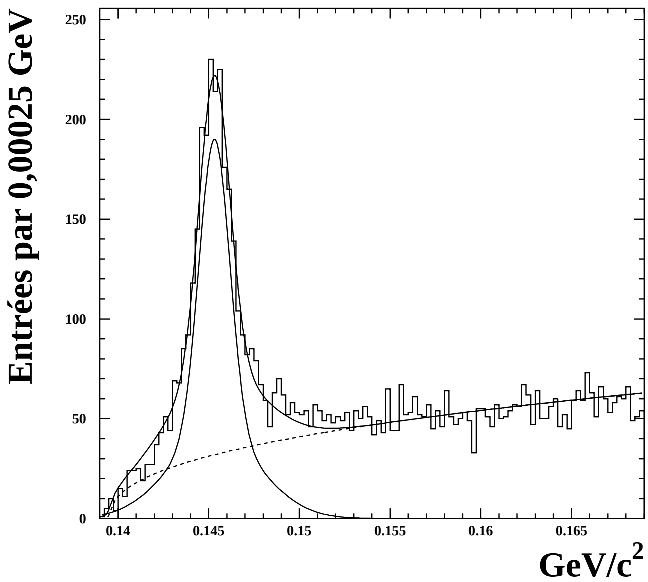

Figure 5.16: Ajustement de la distribution en $\Delta M$ pour les données simulées, pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$.

| domaine | signal | fond | signal/total |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 3 751±96 | 3 750±94 | $0,500 \pm 0,009$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 2 104±77 | 3 221±92 | $0,395 \pm 0,007$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 1 608±57 | 387±30 | $0,806 \pm 0,014$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | 1 981±72 | 642±46 | $0,755 \pm 0,013$ |

Tableau 5.5: Estimation du nombre d'événements composant le signal et le bruit de fond d'après l'ajustement sur les données réelles




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 5.17: Ajustement de la distribution en $\Delta M$ pour les données réelles avec la fonction à six paramètres libres $D$ de l'équation (5.13).

| | $D^{*+}$ générés | $D^{*+}$ reconstruits | efficacité (%) |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 59 850 | $18775 \pm 201$ | $31,37 \pm 0,36$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 37 718 | $11031 \pm 142$ | $29,25 \pm 0,41$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | 22 132 | $8868 \pm 41$ | $40,07 \pm 0,69$ |

Tableau 5.6: Calcul de l'efficacité de reconstruction du canal $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ avec les données simulées. L'erreur correspond à la statistique disponible.

- pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$, $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$,
- pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$, $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$.

### 5.2.4 Evaluation de l'efficacité de sélection avec la simulation

Pour calculer le taux absolu de production des mésons $D^{*+}$ dans les désintégrations du Z, il faut estimer l'efficacité de notre sélection.

#### 5.2.4.1 Efficacité globale

L'efficacité de reconstruction de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ est estimée à partir des événements simulés. L'ajustement de la distribution en $\Delta M$ permet de connaître le nombre de $D^{*+}$ reconstruits. Le nombre de $D^{*+}$ générés est connu dans la simulation, l'efficacité se calcule par un simple rapport des deux nombres.

Pour améliorer la précision statistique de l'estimation, d'autres événements simulés sont rajoutés au données utilisées jusqu'à maintenant. Il s'agit d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. La distribution en $\Delta M$ du fond est modifiée puisque la proportion entre événements $q\bar{q}$ n'est plus la-même. Néanmoins seule la détermination du signal nous intéresse ici. Le signal est évalué avec la méthode d'ajustement de la distribution en $\Delta M$ décrite en 5.2.3.

Le tableau 5.6 donne le détail du calcul de l'efficacité pour les deux domaines en $x_E$. L'incertitude sur la mesure provient du nombre limité de désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ disponibles dans la simulation.

| | origine | $D^{*+}$ générés | $D^{*+}$ reconstruits | efficacité (%) |
|---|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $c \to D^{*+}$ | 27 965 | $7686 \pm 100$ | $30,19 \pm 1,09$ |
| | $b \to D^{*+}$ | 6 175 | $1864 \pm 63$ | $27,48 \pm 0,39$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $c \to D^{*+}$ | 9 980 | $4001 \pm 88$ | $40,10 \pm 0,97$ |
| | $b \to D^{*+}$ | 6 288 | $2594 \pm 84$ | $41,25 \pm 1,43$ |

Tableau 5.7: Calcul de l'efficacité en fonction de l'origine du méson $D^{*+}$.

#### 5.2.4.2 Séparation suivant l'origine du méson $D^{*+}$

La sélection définie en 5.2.2.3 fait intervenir des coupures sur des grandeurs dont la distribution est différente suivant l'origine du méson $D^{*+}$ $c \to D^{*+}$ ou $b \to D^{*+}$. Par exemple l'impulsion (ou $x_E$) est en moyenne plus faible pour les $D^{*+}$ produits par les hadrons beaux.

Ainsi, l'efficacité de la sélection est différente suivant l'origine du $D^{*+}$. Elle est calculée pour les deux sources de production du $D^{*+}$ dans le tableau 5.7.

L'efficacité de sélection est différente à près de 10% pour les deux sources de $D^{*+}$ dans le domaine à bas $x_E$. Les $c \to D^{*+}$ sont mieux reconstruits que les $b \to D^{*+}$ car ils ont une impulsion en moyenne plus importante, et l'efficacité augmente avec l'impulsion. La différence n'est pas significative pour les hauts $x_E$.

### 5.2.5 Incertitude sur l'efficacité

La mesure de l'efficacité obtenue grâce à la simulation n'est pertinente que si l'effet des coupures est le même pour les événements simulés et réels. Toute différence entre données simulées et données réelles est une source d'erreur systématique.

Pour évaluer ces incertitudes, nous comparons les taux de sélection et les distributions attachées à chaque coupure. Nous étudions également la dépendance de l'efficacité par rapport aux paramètres de la génération, la fragmentation $\epsilon_c$, $\epsilon_b$ et les temps de vie $\tau_{D^0}$ et $\tau_B$.

#### 5.2.5.1 Présélection

La présélection comprend les coupures définies en 5.2.2.2. D'après le tableau 5.8, le taux de combinaisons de trois traces sélectionnées par événement(hadronique) ne diffère pas de plus de 9% entre les données simulées et les données réelles.

Après la préselection, le signal ne représente que $0,4\%$ des événements. Nous faisons l'hypothèse ici, que toute différence à ce stade est due aux événements de fond. Nous considérons donc que la simulation donne une efficacité correcte pour la présélection.

| données réelles | | | simulation | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 92 | 93 | 94 | 92 | 93 | 94 |
| 18, 69% | 18, 64% | 18, 17% | 20, 26% | 19, 44% | 19, 85% |

Tableau 5.8: Taux de présélection des événements hadroniques pour la reconstruction du canal $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$.

#### 5.2.5.2 Reconstruction des traces

La différence d'efficacité de reconstruction des traces entre la simulation et les données réelles est un paramètre important car elle intervient comme un facteur correctif à la puisssance trois (trois traces dans l'état final) [4]. Cette différence intervient à cause de la modélisation du détecteur dans la simulation dont dépend en partie l'efficacité de reconstruction des traces.

Nous reprenons la valeur utilisée par DELPHI [54] pour la reconstruction du canal $B^0 \to D^{*-}l^+\nu$ suivi de $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. L'incertitude relative sur l'efficacité de reconstruction des quatres traces $(K^+, \pi^-, \pi^-, l^+)$ est de 6%, soit $1,5\%$ par trace.

L'erreur relative induite sur l'efficacité de sélection dans notre canal à trois traces est donc de $4,5\%$.

#### 5.2.5.3 Cinématique de la désintégration

Les distributions en $cos(\theta^*)$ obtenues dans les données réelles et la simulation sont comparées sur la figures 5.18. Les deux distributions montrent un bon accord, il n'est pas nécessaire de corriger l'efficacité calculée avec la simulation.

#### 5.2.5.4 La masse du $D^0$

La coupure autour de la masse du $D^0$, $1,89 - 1,94$ GeV/c$^2$ est sensible à toute différence entre la largeur des pics de masse invariante $K\pi$ reconstruite sur les données réelles ou les données simulées. La figure 5.19 compare les distributions obtenues avec les données réelles et la simulation. Les deux distributions semblent en bon accord.

Pour quantifier la comparaison, le distribution est ajusté entre 1,75 et 2,00 GeV. Le signal est décrit avec une gaussienne et le fond avec une fonction linéaire. Les largeurs ainsi déterminées sont :

- données rélles : $\sigma = 21,5 \pm 1,4$ (stat.) MeV

[4] Nous faisons l'hypothèse que les efficacités de reconstruction des traces sont indépendantes entre elles. Ce raisonnement est faux puisque les traces du $D^{*+}$ sont localisées dans la même région du détecteur. Mais il ne fait que surestimer l'erreur et ne la sous-estime pas.

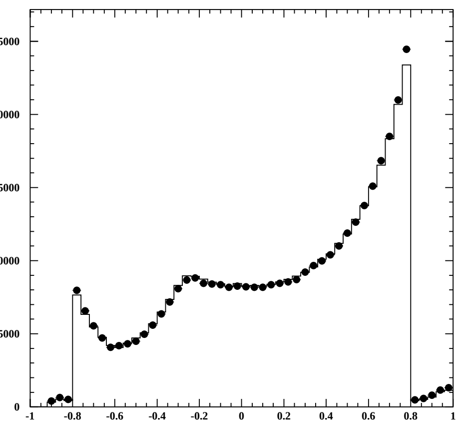



Figure 5.18: Comparaison des distributions du $\cos\theta^*_{D^0}$ pour les données réelles (points) et la simulation (histogramme).

- données simulés : $\sigma = 20,9 \pm 0,9$ (stat.) MeV

Aucune différence significative n'étant observée, l'efficacité calculée dans la simulation n'est pas corrigée.

#### 5.2.5.5 Largeur du pic en $\Delta M$

La largeur du pic en $\Delta M$ est très dépendante de la mesure de la trace du $\pi_*$. Or la simulation reproduit difficilement les erreurs de mesure des données réelles dans le domaine d'impulsion $0,4$ à $4,5$ GeV où la diffusion multiple est importante. Les paramètres des deux gaussiennes obtenus par l'ajustement sont rapportés dans le tableau 5.9.

L'efficacité globale calculée avec la simulation inclue la coupure autour du $\Delta M$ moyen. La coupure agit différemment dans les données réelles et la simulation à cause de la différence de largeur du signal, voir tableau 5.10

La correction nécessaire pour prendre en compte l'effet des différences de largeur est une baisse de l'efficacité obtenue dans la simulation de $5,5\%$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ $3\%$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ et de $4\%$ pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$. La correction est particulièrement large pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ car la coupure $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ est sévère pour les hauts $x_E$.

#### 5.2.5.6 Effet des paramètres de la génération

La distribution des impulsions générées dans la simulation est dépendante de la paramétrisation utilisée. Nous avons donné les paramètres utilisés au paragraphe

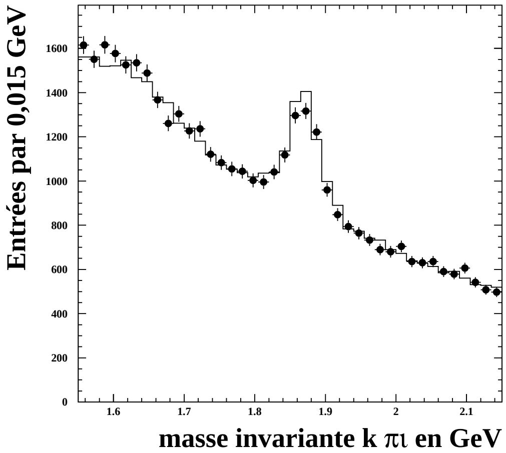



Figure 5.19: Comparaison des distributions de la masse invariante $K\pi$ reconstruite pour les données réelles (points) et la simulation (histogramme).

| | proportion (%) gaussienne fine | largeurs (MeV) gaus. fine | largeurs (MeV) gaus. large |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ | | | |
| don. réel. | $45,7 \pm 6,5$ | $0,71 \pm 0,06$ | $2,23 \pm 0,10$ |
| don. simul. | $52,1 \pm 2,4$ | $0,62 \pm 0,02$ | $2,13 \pm 0,09$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | | |
| don. réel. | $37,5 \pm 7,9$ | $0,58 \pm 0,08$ | $1,85 \pm 0,18$ |
| don. simul. | $51,1 \pm 3,1$ | $0,55 \pm 0,22$ | $2,18 \pm 0,23$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | | | |
| don. réel. | $54,9 \pm 5,9$ | $0,84 \pm 0,06$ | $2,50 \pm 0,20$ |
| don. simul. | $60,0 \pm 2,0$ | $0,72 \pm 0,02$ | $2,28 \pm 0,10$ |

Tableau 5.9: Comparaison des paramètres des gaussiennes décrivant le signal, voir paragraphe 5.2.3.1, pour les données réelles et la simulation.

| | efficacité (%) | correction |
|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | | |
| don. réel. | 71,23 | 0,945 |
| don. simul. | 75,38 | |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ <br> $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | | |
| don. réel. | 73,5 | 0,97 |
| don. simul. | 75,7 | |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ <br> $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | | |
| don. réel. | 85,4 | 0,96 |
| don. simul. | 89,1 | |

Tableau 5.10: Calcul de la correction de l'efficacité obtenue avec la simulation

5.1.4. Nous faisons varier ces paramètres dans les domaine définis par les équations (5.5 et 5.6) pour étudier leur influence sur l'efficacité dans les données simulées, voir tableau 5.11.

Les variations relatives des efficacités sont de l'ordre de $0,3\%$ au plus, un ordre de grandeur inférieures à l'incertitude statistique realtive de 1%. Nous considérons alors que le résultat n'est pas affecté par la modélisation de la fragmentation.

#### 5.2.5.7 Résultats et incertitudes finals

Nous résumons dans le tableau 5.12 les mesures des différentes efficacités faites avec les données simulées. Toutes les corrections et erreurs ont été prises en compte. La première erreur reflète l'incertitude statistique dûe au nombre limité de données simulées disponibles, la seconde est l'incertitude systématique dûe à l'efficacité de reconstruction des traces.

Nous utiliserons ces résultats pour la suite de l'analyse.

### 5.2.6 Taux de $D^{*+}$ dans les désintégration du Z

Après la sélection des désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ en 5.2.2, nous avons estimé le nombre de $D^{*+}$ reconstruits en 5.2.3 puis nous avons calculé l'efficacité de la sélection en 5.2.4. Nous pouvons maintenant obtenir la mesure du taux de $D^{*+}$ produits dans les désintégrations du Z.

| domaine | valeurs des paramètres $\epsilon_c = 0,028$ $\epsilon_b = 0,0025$ | |
|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $31,37 \pm 0,36$ | |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $29,25 \pm 0,41$ | |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $40,07 \pm 0,69$ | |
| | $\epsilon_c + 0,0145$ | $\epsilon_c - 0,0105$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $31,32 \pm 0,36$ | $31,40 \pm 0,36$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $29,11 \pm 0,55$ | $29,41 \pm 0,45$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $40,02 \pm 0,70$ | $40,11 \pm 0,69$ |
| | $\epsilon_b + 0,0009$ | $\epsilon_b - 0,0006$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $31,36 \pm 0,36$ | $31,37 \pm 0,36$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $29,19 \pm 0,47$ | $29,29 \pm 0,43$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $40,06 \pm 0,70$ | $40,08 \pm 0,70$ |

Tableau 5.11: Variation de l'efficacité (exprimée en %) mesurée avec la simulation en fonction des paramètres de la fragmentation $\epsilon$.

| | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $29,64 \pm 0,34$ $\pm 1,33$ | | |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ $0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $28,37 \pm 0,40$ $\pm 1,28$ | $29,28 \pm 1,06$ $\pm 1,32$ | $26,66 \pm 0,38$ $\pm 1,20$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ $0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $38,47 \pm 0,66$ $\pm 1,73$ | $38,50 \pm 0,93$ $\pm 1,73$ | $39,60 \pm 1,37$ $\pm 1,78$ |

Tableau 5.12: Efficacités finales pour la reconstruction des désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. La première erreur est l'erreur statistique, la seconde systématique (incertitude sur l'efficacité de reconstruction des traces).

#### 5.2.6.1 $D^{*+}$ à bas $x_E$

Dans notre sélection, seuls les $D^{*+}$ pour lesquels $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ sont retenus. Nous avons également calculé l'efficacité uniquement pour ce domaine. Pour connaître le nombre de $D^{*+}$ à bas $x_E$ c'est à dire pour $x_E< 0,15$, nous devons nous fier à la simulation.

Les données simulées permettent de connaître la proportion de $D^{*+}$ de part et d'autre de la limite $x_E = 0,15$, définie par :

$$p_{x<0,15} = \frac{\text{nombre de } D^{*+} \text{ avec } x_E < 0,15}{\text{nombre de } D^{*+} \text{ avec } 0,15 < x_E} \tag{5.14}$$

Ces proportions évoluent avec les paramètres $\epsilon$ utilisés dans la modélisation de la fragmentation et avec l'importance de la contribution des processus $g \rightarrow c\bar{c}$ et $g \rightarrow b\bar{b}$.

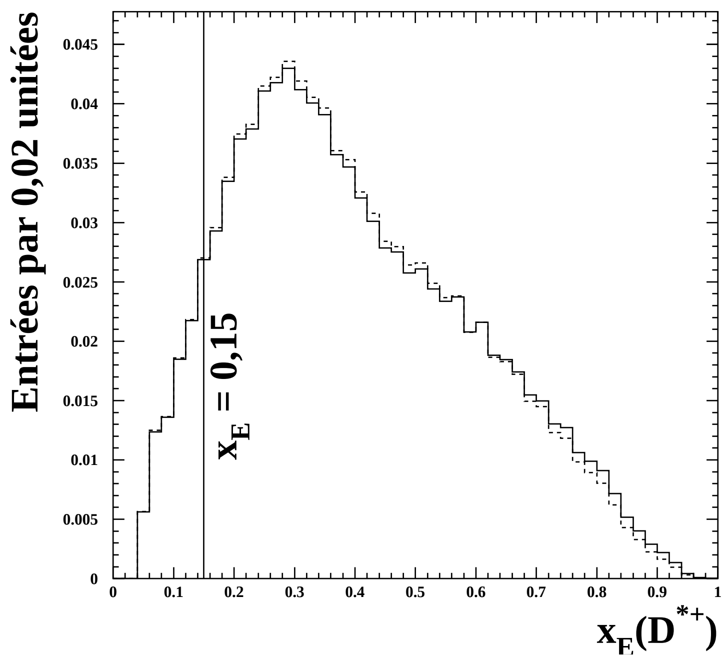



Figure 5.20: Distribution du $x_E$ des $D^{*+}$ pour différents valeurs du paramètre $\epsilon_c$ utilisé dans la fragmentation. En trait plein pour la valeur centrale, en pointillé pour la valeur centrale diminué d'un écart standard.

La figure 5.20 montre la transformation de la distribution d'impulsion avec la variation de $\epsilon_c$ dans le domaine (5.5). La proportion de $D^{*+}$ en deçà de $x_E < 0,15$ est donnée dans le tableau 5.13.

| paramètres | Nb $D^{*+}$ ($x_E < 0,15$) / Nb $D^{*+}$ ($0,15 \leq x_E(D^{*+})$) |
|---|---|
| $\epsilon_c = 0,0280$<br>$\epsilon_b = 0,0025$<br>$n_{g\to c\bar{c}} = 0,0238$<br>$n_{g\to b\bar{b}} = 0,0031$ | $0,1098 \pm 0,0016$ |
| fragmentation charme : | |
| $\epsilon_c + 0,0145$ | $0,1104$ |
| $\epsilon_c - 0,0105$ | $0,1093$ |
| fragmentation beauté : | |
| $\epsilon_b + 0,0008$ | $0,1109$ |
| $\epsilon_b - 0,0005$ | $0,1092$ |
| modèle $B \to D^{*+}$ : | |
| $\epsilon_b + 0,0003$ | $0,1102$ |
| $\epsilon_b - 0,0003$ | $0,1094$ |
| contribution des gluons : | |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $+0,0048$ | 0,1150 |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $-0,0048$ | 0,1046 |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $+0,0011$ | 0,1115 |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $-0,0011$ | 0,1081 |

Tableau 5.13: Variation de la proportion $p_{x<0,15}$ (5.14) mesurée avec la simulation en fonction des paramètres de la fragmentation $\epsilon$. L'erreur vient de la statistique finie de la simulation.

L'incertitude systématique relative sur la proportion $p_{x<0,15}$ due à la modélisation de la fragmentation est de $0,7\%$, celle due à la modèlisation $B \to D$ de $0,3\%$ tandis que l'incertitude relative statistique est de $1,5\%$. Mais la principale source d'erreur est l'incertitude sur la contribution des gluons, respectivement $4,3\%$ et $1,4\%$ pour $n_{g\to c\bar{c}}$ et $n_{g\to b\bar{b}}$. Il est normal que $n_{g\to c\bar{c}}$ et $n_{g\to b\bar{b}}$ domine l'erreur à bas $x_E$, la contribution des gluons est majoritaire, voir figure 4.3 de la section §4.3. Nous avons ainsi :

$$\begin{aligned} p_{x<0,15} = 0,1098 \quad & \pm 0,0016 && \text{(stat. simu.)} \\ & {}^{+0,0006}_{-0,0005} && (\epsilon_c) \\ & {}^{+0,0011}_{-0,0006} && (\epsilon_b) \\ & \pm 0,0004 && (\text{modèle } B \to D) \\ & \pm 0,0052 && (n_{g\to c\bar{c}}) \\ & \pm 0,0017 && (n_{g\to b\bar{b}}) \end{aligned} \tag{5.15}$$

#### 5.2.6.2 Calcul final

Nous pouvons maintenant obtenir le nombre de $D^{*+}$ produits dans les désintégrations hadroniques du boson Z, $Br(Z_h \to D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+)$ :

$$Br(Z_h \to D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+) = \frac{N_{D^*}}{\epsilon_{D^*}} \times \frac{\epsilon_{Z_h}}{N_{Z_h}} \times (1 + p_{x<0,15}) \tag{5.16}$$

où $N_{Z_h}, N_{D^*}$ et $\epsilon_{Z_h}, \epsilon_{D^*}$ sont respectivements le nombre sélectionnés et l'efficacité de sélection pour les Z hadroniques et les désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$.

En utilisant les résultats préliminaires des tableaux 5.5, 5.12, pour les désintégrations $Z \to D^{*+}$, et celui de l'équation (5.16) ainsi que les chiffres suivant :

$$\begin{aligned} N_{Z_h} &= 3057059, \\ \epsilon_{Z_h} &= 0,9500 \quad \pm 0,0011, \end{aligned}$$

nous calculons :

$$\begin{aligned} Br(Z_h \to D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+) \times 10^3 = 4,364 \quad & \pm \quad 0,112(stat) \\ & \pm \quad 0,056(\text{stat.simu.}) \\ & \pm \quad 0,196(\text{traces}) \\ & \pm \quad 0,002(\epsilon_c) \\ & \pm \quad {}^{+0,004}_{-0,002}(\epsilon_b) \\ & \pm \quad 0,002(\text{modèle} B \to D) \\ & \pm \quad 0,020(n_{g\to c\bar{c}}) \\ & \pm \quad 0,006(n_{g\to b\bar{b}}) \\ & \pm \quad 0,005(\epsilon_{Z_h}) \end{aligned} \tag{5.17}$$

(5.18)

soit :

$$\boxed{Br(Z_h \to D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+) = (\ 0,4364 \pm 0,0112(\mathrm{stat}) \pm 0,0205(\mathrm{syst})\ )\%}$$

# Chapitre 6

# Evaluation de la contribution belle

Dans le chapitre précédent, nous avons reconstruit les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. Nous avons sélectionné environ 4 000 candidats $Z \rightarrow D^{*+}$ qui forment l'échantillon de base pour la suite de notre étude.

Nous décrivons ici la technique de séparation des désintégrations $c \rightarrow D^{*+}$ et $b \rightarrow D^{*+}$ à partir du vol du $D^0$. La reconstruction de la distance et du temps de vol est d'abord présentée. Puis nous montrons comment les différentes contributions charme, beauté et bruit de fond sont paramétrisées et comment leurs proportions respectives sont estimées. Enfin les incertitudes systématiques sont étudiées avant de donner le résultat final.

## 6.1 Reconstruction du temps de vol

Nous appelons distance apparente de vol, la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du méson $D^0$ quelque soit la chaîne de production $Z \rightarrow c \rightarrow D^* \rightarrow D^0$ ou $Z \rightarrow b \rightarrow B \rightarrow D^* \rightarrow D^0$.

Dans cette section nous décrivons la reconstruction de cette distance et du temps de vol associé. Nous montrons également que la résolution obtenue sur le temps de vol est suffisamment faible par rapport au temps de vie moyen des mésons pour utiliser la distribution en temps dans la séparation des $c \rightarrow D^{*+}$ et $b \rightarrow D^{*+}$.

### 6.1.1 Coupure de qualité pour la mesure des traces

#### 6.1.1.1 Définition d'une coupure de qualité

Le vertex de désintégration du méson $D^0$ est obtenu lors de la reconstruction du $D^{*+}$. Les trajectoires des deux particules, kaon et pion, produites par la désintégration du $D^0$ sont connues. Ces traces ont été contraintes au même point qui définit la position du vertex, voir la section 5.2.2.

D'après le chapitre 3.2.2.1 le détecteur de vertex fournit la mesure la plus précise de la position des trajectoires à proximité de la collision. Pour ne conserver que les candidats avec un vertex bien mesuré, nous demandons en plus de la sélection 5.2.2.3 que les deux traces $K$ et $\pi$ qui constituent le $D^0$ aient au moins un coup dans le détecteur de vertex.

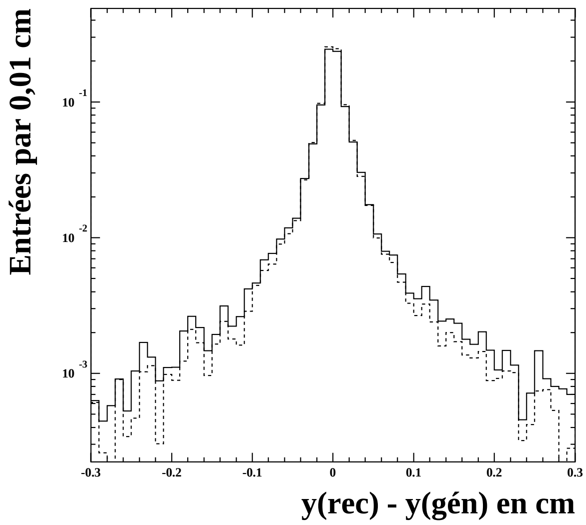



Figure 6.1: Comparaison des distributions de la différence entre les coordonnées reconstruites et générées dans la simulation : en trait plein toutes les combinaisons, en pointillés les combinaisons après la sélection du détecteur de vertex.

L'effet de cette nouvelle contrainte est étudié avec les données simulées. La figure 6.1 montre que l'écart entre la position reconstruite du vertex et celle générée est plus faible après la nouvelle sélection, que nous dénnomons 'coupure VD'. Les distributions 6.1 sont reproduites par des Breit-Wigner (6.1).

$$F_{BW}(x) = \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + x^2} \tag{6.1}$$

Un ajustement permet d'estimer la largeur $\Gamma$ des distribution :

- avant coupure VD : $\Gamma_x = 124 \pm 2\mu$m et $\Gamma_y = 116 \pm 2\mu$m;
- après coupure VD : $\Gamma_x = 112 \pm 2\mu$m et $\Gamma_y = 106 \pm 2\mu$m.

Nous utilisons dans la suite de l'étude du temps de vol les combinaisons sélectionées suivant 5.2.2.3 et passant la coupure VD.

#### 6.1.1.2 Efficacité de la coupure de qualité

**Signal reconstruit** Avec une coupure supplémentaire, l'efficacité de la sélection estimée au paragraphe 5.2.4 est modifiée. Nous recommencons l'ajustement des nouvelles distributions en $\Delta M$ obtenues sur les données réelles avec la même méthode qu'au paragraphe 5.2.3. Le tableau 6.1 donne le résultat de l'ajustement.

| domaine | Signal | fond | Signal/Total |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | 3 152±64 | 2 819±60 | $0,528 \pm 0,004$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | $1848 \pm 61$ | $2360 \pm 69$ | $0,439 \pm 0,008$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | $1781 \pm 62$ | $480 \pm 35$ | $0,788 \pm 0,011$ |

Tableau 6.1: Estimation du nombre d'événements pour le signal et le bruit de fond dans les données réelles après la coupure VD.

La quantité de signal absolue est plus basse par rapport au résultat sans coupure VD du tableau 5.5. Mais la proportion relative de signal est plus important; ce qui montre bien que l'ensemble a été purifié de mauvaises combinaisons.

**Efficacité et proportion b/c** Quel est l'impact de la coupure VD sur la proportion b/c?

D'une part l'efficacité du détecteur de vertex peut varier avec l'impulsion des traces. Les particules de faible impulsion ont plus de probabilité de subir la diffusion multiple avec le matériau du détecteur. Si la trajectoire de la trace est modifiée après le détecteur de vertex, il sera plus difficile d'associer cette trace aux coups qu'elle aura éventuellement laissé dans le détecteur de vertex. En général toute imperfection d'alignement entre les sous-détecteurs diminue l'efficacité d'association d'une façon qui dépendre de l'impulsion.

D'autre part, la topologie des jets issus des quarks b et différentes de celle des jets produits par les quarks c, plus de particules, différence angulaire netre les traces. Ces questions de topologie influence également l'efficacité d'association entre les traces et les coups du détecteur de vertex.

C'est pourquoi il est important de vérifier que la coupure se comporte identiquement pour les désintégrations $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$.

Les données simulées permettent de calculer l'efficacité de la coupure pour les deux types de $D^{*+}$. Le tableau 6.2 récapitule l'estimation de la quantité de signal obtenu sur la simulation avant et après la coupure pour les différentes origines de $D^{*+}$. L'erreur associée a ces nombres est issue de l'ajustement de la distribution du $\Delta M$. Les erreurs sont corréllées entre nombre de $D^{*+}$ avant et après coupure puisqu'il s'agit des mêmes événements.

Pour estimer l'erreur sur l'efficacité, nous utilisons une troisième mesure : la quantité de signal coupé. Elle est estimée en ajustant de la même façon a distribution du $\Delta M$ pour les combinaisons qui ne sont pas retenue. Cette mesure ainsi que son erreur sont données dans le tableau 6.2. L'erreur sur cette quantité est indépendante de l'erreur sur la quantité de signal retenu.

Nous avons :

- $N_r \equiv$ quantité de signal $D^{*+}$ retenu après la coupure,
- $\sigma_r \equiv$ erreur sur $N_r$,
- $N_c \equiv$ quantité de signal coupé,
- $\sigma_c \equiv$ erreur sur $N_c$.

Nous pouvons ainsi calculer l'efficacité $\epsilon$ avec

$$\epsilon = \frac{N_r}{N_r + N_c}. \tag{6.2}$$

Puisque les deux erreurs $\sigma_r$ et $\sigma_c$ sont indépendantes, l'erreur sur l'efficacité $\sigma_\epsilon$ s'exprime simplement suivant

$$\sigma_\epsilon = \frac{1}{N_r + N_c} \sqrt{N_c^2\, \sigma_r^2 + N_r^2\, \sigma_c^2}. \tag{6.3}$$

Toutes les efficacités calculées sont cohérentes avec une valeur de 90% dans l'erreur statistique. Les différences entre efficacités observées sont :

- $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ : $\epsilon_{b\to D^*} - \epsilon_{c\to D^*} = 0,9 \pm 1,0\%$,
- $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ : $\epsilon_{b\to D^*} - \epsilon_{c\to D^*} = 0,7 \pm 1,2\%$.

Nous définissons le facteur correctif $\rho = \frac{\epsilon_{b\to D^*}}{\epsilon_{c\to D^*}}$ qui devient :

- $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ : $\rho = 1.009 \pm 0.010$,
- $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ : $\rho = 1.007 \pm 0.012$.

| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | | | |
|---|---|---|---|
| | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
| signal<br>avant coupure | 10 416$\pm$141 | 5 035$\pm$85 | 4 937$\pm$82 |
| signal coupé | $921 \pm 54$ | $405 \pm 34$ | $482 \pm 38$ |
| signal<br>après coupure | 9 489$\pm$135 | 4 636$\pm$90 | 4 511$\pm$77 |
| efficacité (%) | $91,18 \pm 0,5$ | $92,08 \pm 0,7$ | $91,4 \pm 0,8$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$<br>$0,144 < \Delta M < 0,147$ GeV/c$^2$ | | | |
| | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
| signal<br>avant coupure | 6 013$\pm$117 | 1 697$\pm$57 | 3 827$\pm$78 |
| signal coupé | $635 \pm 43$ | $169 \pm 11$ | $370 \pm 29$ |
| signal<br>après coupure | 5 374$\pm$100 | 1 519$\pm$60 | 3 458$\pm$77 |
| efficacité (%) | $89,4 \pm 0,7$ | $89,5 \pm 0,6$ | $90,4 \pm 0,8$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$<br>$0,143 < \Delta M < 0,148$ GeV/c$^2$ | | | |
| | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
| signal<br>avant coupure | 5 133$\pm$155 | 3 977$\pm$96 | 1 334$\pm$71 |
| signal coupé | $440 \pm 31$ | $381 \pm 26$ | $174 \pm 20$ |
| signal<br>après coupure | 4 688$\pm$103 | 3 551$\pm$77 | 1 201$\pm$46 |
| efficacité (%) | $91,3 \pm 0,6$ | $89,3 \pm 0,7$ | $90,0 \pm 1,0$ |

Tableau 6.2: Estimation de l'efficacité de la coupure VD sur la simulation suivant l'origine du $D^{*+}$. L'erreur citée pour le signal est celle obtenue lors de l'ajustement des distribution de $\Delta M$. Le calcul de l'erreur sur l'efficacité est expliqué dans le texte.

Dans la suite de ce chapitre, à la section §6.3 , nous allons estimer avec le temps de vol la proportion de la contribution $b \to D^{*+}\ n_b$, par rapport à l'ensemble de $D^{*+}\ n_c + n_b$. Nous notons cette proportion $S_b = \frac{n_b}{n_c+n_b}$.

Les $n_c$ et $n_b$ sont les nombres de $D^{*+}$ provenant du charme et de la beauté dans l'échantillon après la coupure VD. Si $S'_b$ est la proportion de la beauté avant la coupure, compte tenu des différences d'efficacité entre charme et beauté, nous avons la relation suivante entre $S_b$ et $S'_b$ :

$$S'_b = \frac{1}{1 + \rho\,(\frac{1}{S_b} - 1)} \tag{6.4}$$

Cette correction due à la différence des efficacité pour la coupure VD entraîne une incertitude systématique sur $S_b$. Nous la calculerons à la fin de ce chapitre.

### 6.1.2 Résolution sur la position du vertex de désintégration

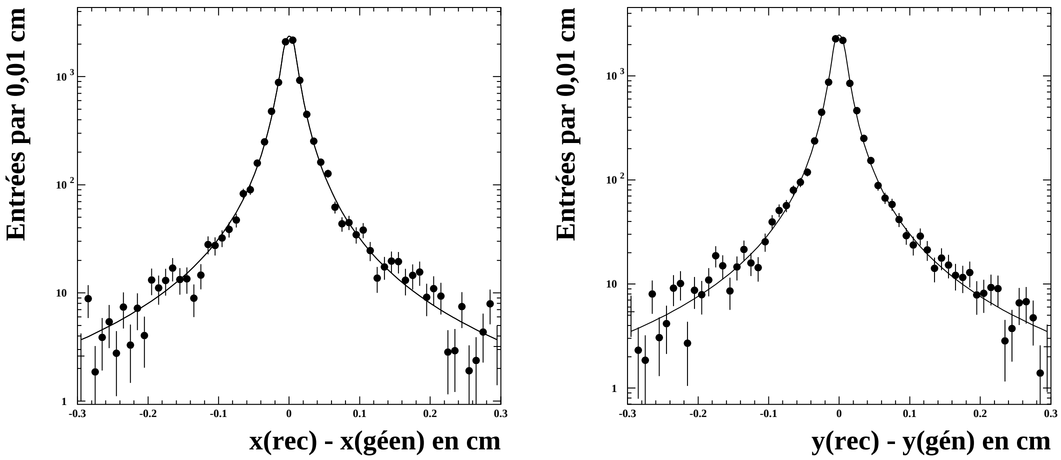
La précision avec laquelle sont connues les coordonnées du vertex est estimée avec les données simulées en ajustant avec une Breit-Wigner (6.1) la distribution de la différence entre position reconstruite et générée. Le tableau 6.3 et la figure 6.2 résument les estimations pour les différents domaines de $x_E$ et les origines du $D^{*+}$.

| résolution en $\mu$m domaine | coordonné $x$ | | | coordonné $y$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ | $112 \pm 2$ | $123 \pm 2$ | $91 \pm 2$ | $106 \pm 2$ | $116 \pm 3$ | $86 \pm 2$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $92 \pm 2$ | $87 \pm 4$ | $83 \pm 2$ | $88 \pm 2$ | $83 \pm 3$ | $80 \pm 2$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $140 \pm 3$ | $143 \pm 4$ | $119 \pm 6$ | $136 \pm 3$ | $137 \pm 4$ | $105 \pm 5$ |

Tableau 6.3: Résolutions obtenues avec les données simulées pour la reconstruction du vertex de désintégration du $D^0$.

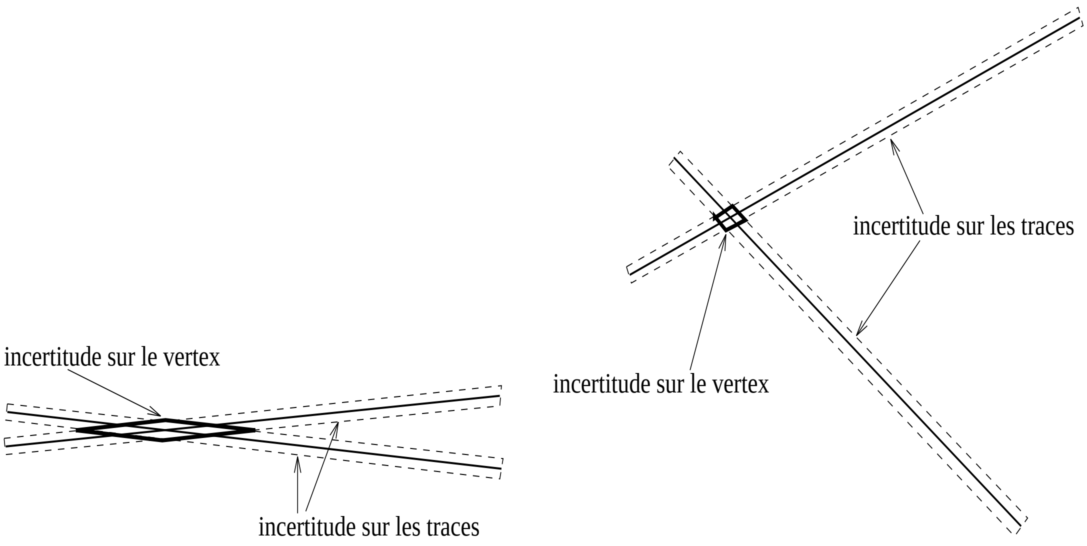
Nous remarquons que la résolution s'améliore quand l'impulsion diminue. De même, elle est meilleure pour les $b \to D^{*+}$ que pour les $c \to D^{*+}$[1]. Ce phénomène est dû à la différence de l'ouverture angulaire entre les deux traces produites par le $D^0$. Pour les $D^{*+}$ avec une forte impulsion (le $D^0$ aura donc également une forte impulsion) l'angle entre le kaon et le pion est plus faible que celui correspondant à des mésons moins énergiques. Les figures 6.3a et 6.3b expliquent simplement pourquoi l'incertitude sur la position du vertex croît quand l'angle diminue pour une même erreur sur les trajectoire.

[1]Les $D^{*+}$originaires de la hadronisation d'un quark c primaire étant en moyenne plus énergiques que ceux résultant de la désintégration d'un hadron B, cette observation est liée à la précédente.




(a) coordonnée x (b) coordonnée y

Figure 6.2: Ecart entre les coordonnées reconstruites et générées dans la simulation pour les $D^{*+}$ avec $0,15 \leq x_E(D^{*+})$. La courbe superposée à l'histograme est l'ajustement avec une distribution de Breit-Wigner.




(a) L'angle d'ouverture est faible, la zone du vertex est étalée.

(b) L'angle d'ouverture est important, la zone du vertex est très contrainte.

Figure 6.3: Schéma d'explication de l'origine de l'incertitude sur la position du vertex secondaire à partir de l'erreur sur les traces.

La figure 6.4 représente l'ecart entre la coordonnée reconstruite et celle générée en fonction de l'angle entre le kaon et le pion du $D^0$. Les différences les plus grandes, au delà de 0,10 cm correspondent toutes à des angles faibles inférieurs à $15^o$.

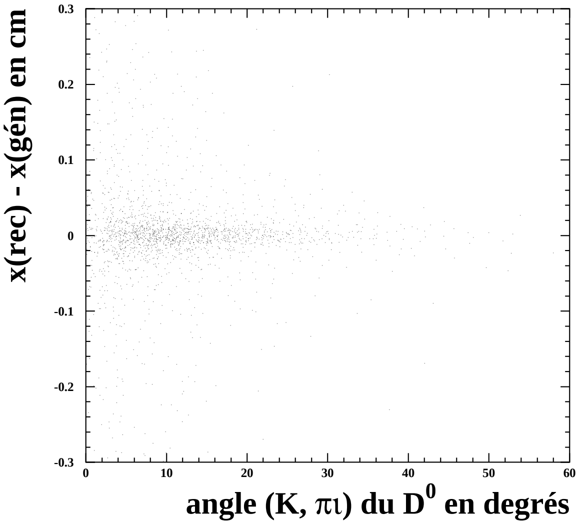



Figure 6.4: Différence entre la position $x$ reconstruite et la position générée dans la simulation en fonction de l'angle entre les traces du $D^0$.

Il est important que la précision sur la position du vertex secondaire soit indépendante de la distance de vol du $D^0$. La figure 6.5 montre l'écart entre la position x reconstruite et la position générée en fonction de la distance de vol. Les candidats des données simulées sont divisés en trois sous ensembles et la résolution sur la coordonnée $x$ est estimée avec la largeur d'une Breit-Wigner :

- vol $< 0,2$ cm : $\Gamma = 113 \pm 2\mu$m,
- $0,2 \leq$ vol $< 0,4$ cm : $\Gamma = 107 \pm 4\mu$m,
- $0,4$ cm $\leq$ vol : $\Gamma = 102 \pm 4\mu$m.

Les variations de la résolution ne sont pas significatives par rapport à l'erreur obtenues. Nous considérons que la résolution ne dépend pas de la distance de vol et par conséquent, une résolution moyenne permet de décrire l'ensemble des mesures sur tout le domaine des distances.

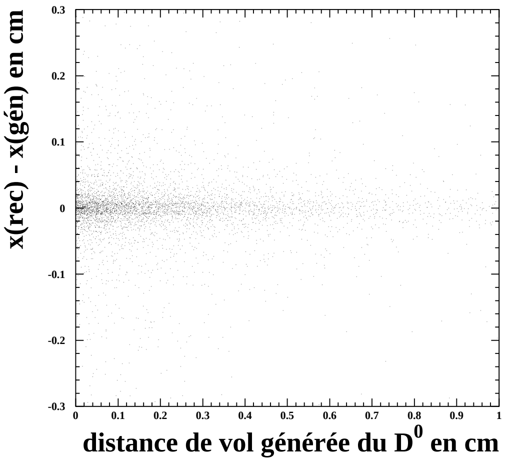



Figure 6.5: Différence entre la position $x$ reconstruite et la position générée dans la simulation en fonction de la distance de vol générée du $D^0$.

### 6.1.3 Distance de vol du $D^0$

La distance de vol apparente reconstruite $d_{\text{app}}$, dans le plan $(R - \phi)$ est définie par les positions respectives des vertex primaire et secondaire suivant l'équation (6.5).

$$d_{\text{app}} = \sqrt{(x_{\text{sec}} - x_{\text{prim}})^2 \; + \; (y_{\text{sec}} - y_{\text{prim}})^2} \tag{6.5}$$

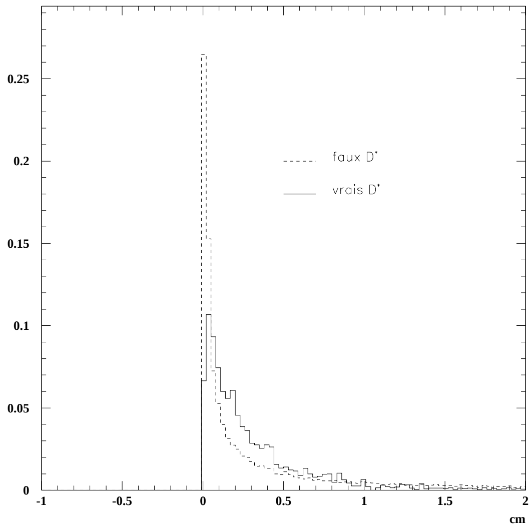
La figure 6.6a montre la distribution de cette distance non signée pour les combinaisons de traces qui forment des vrais $D^{*+}$et pour les combinaisons fausses. Le recouvrement est important entre les deux formes aux distances de vol faibles ($< 0,5$cm). Ce recouvrement est gênant pour effectuer la séparation des vrais et des faux candidats.

La queue de distance de vol pour le fond (fausses combinaisons) a deux origines :

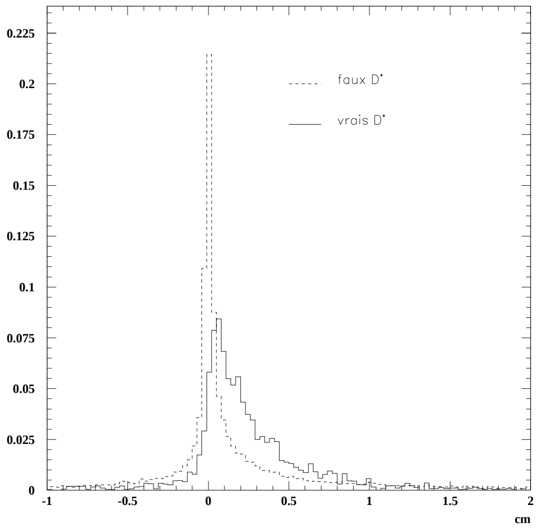
- certaines traces originaires du vertex primaire sont mal mesurées et se croisent à l'ecart du vertex primaire;
- d'autres traces sont issues des désintégrations de hadrons (autres que $D^0$) qui ont produit un vertex de désintégration décalé du vertex primaire.

Pour s'affranchir au maximum du premier type de fond, nous utilisons le fait que l'erreur de mesure décale le vertex reconstruit indifféremment vers l'arrière ou l'avant [2]. Il est possible de signer la distance de vol $d_{\text{app}}$ avec le produit scalaire

[2] L'avant est défini par la direction de l'impulsion du $D^{*+}$ reconstruit.




(a) distance non-signée




(b) distance signée

Figure 6.6: Distribution de la distance de vol (6.5) obtenue avec les données simulées. Le recouvrement des distances non signées entre vrais et faux $D^{*+}$ est important. Il est moindre pour les distances signées.

entre le vecteur impulsion du $D^{*+}$ et le vecteur distance. Le recouvrement des distances signées représentées sur la figure 6.6b est maintenant plus faible.

Cependant la contribution des fausses combinaisons avec une trace originaire d'un vertex secondaire est irréductible. Elle limite les possiblités de la méthode que nous développons. Les résolutions cobtenues en ajustant la distribution $d$(reconstruite)$-d$(gén'erée) sont citées dans le tableau 6.4.

| résolution en $\mu$m | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ | $192 \pm 2$ | $218 \pm 4$ | $165 \pm 3$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $155 \pm 3$ | $149 \pm 5$ | $138 \pm 4$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $246 \pm 5$ | $253 \pm 6$ | $224 \pm 9$ |

Tableau 6.4: Résolutions obtenues avec les données simulées pour la distance apparente de vol du $D^0$.

En calculant la distance de vol du $D^0$ avec les vertex primaire et de désintégration nous introduisons une nouvelle source d'erreur. Dans le cas de la cascade $Z \to c \to D^{*+} \to D^0$, la distance $d_{\rm app}$ est rigoureusement la distance vol du $D^0$, car celui-ci est produit au vertex primaire. Par contre dans le cas de la cascade $Z \to b \to B \to D^{*+} \to D^0$, $d_{\rm app}$ est différent de la somme $d_B + d_{D^0}$ qui sont respectivement la distance de vol du hadron beau et celle du $D^0$, voir figure 6.7.

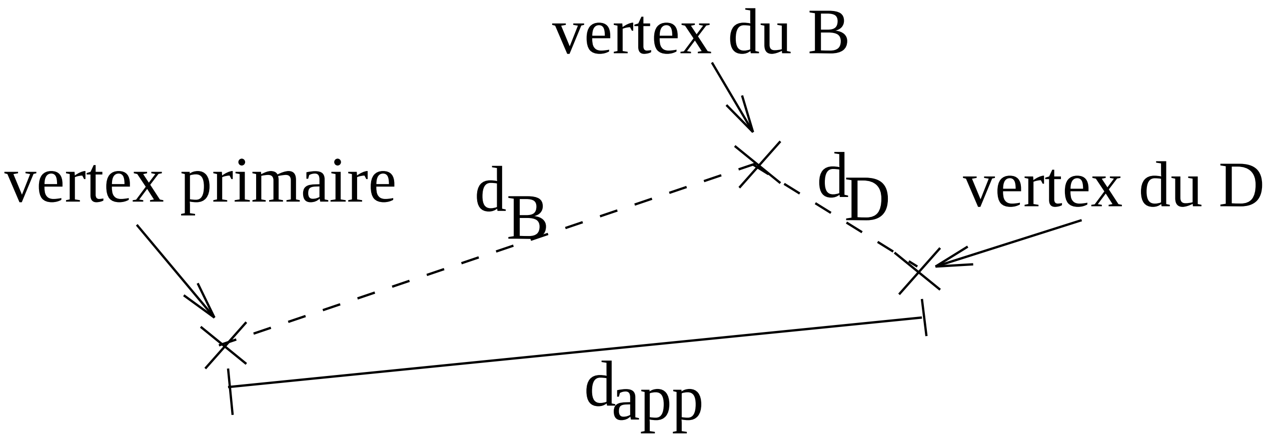



Figure 6.7: Origine de la différence entre la distance $d_{\rm app}$ et la somme des distances $d_B + d_{D^0}$.

Pour discriminer les désintégrations $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$ avec le temps de vol, il est important que la distance reconstruite $d_{\rm app}$ inclue la distance $d_B$. L'approximation $d_{\rm app} \approx d_B + d_{D^0}$ est d'autant plus exacte que les direction de vol du B et du $D^0$ sont alignées. C'est en général le cas. La figure 6.8 prouve que l'écart entre les deux distances reste faible.

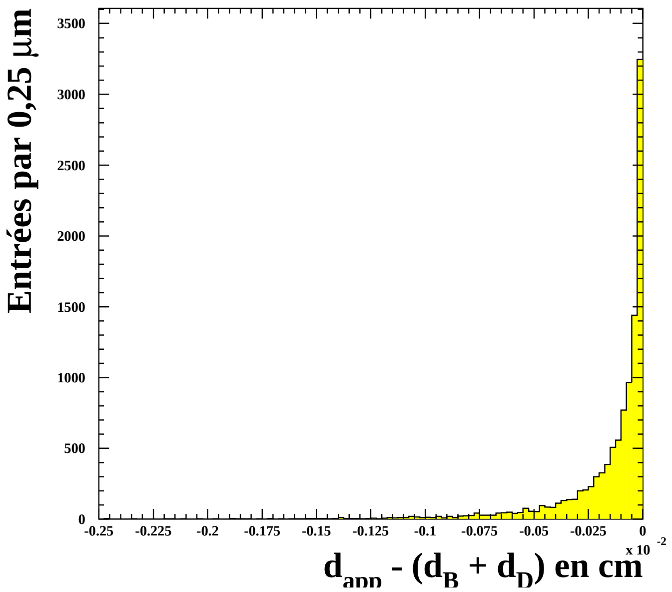



Figure 6.8: Ecart entre la distance reconstruite $d_{\rm app}$ et la somme $d_B + d_{D^0}$ obtenu avec les données simulées.

### 6.1.4 Temps de vol du $D^0$

A partir de la distance de vol $d_{\rm app}$ dans le plan $(R-\phi)$, nous pouvons obtenir le temps de vol apparent $t_{\rm app}$ :

$$t_{\rm app} = \frac{m_{D^0}\, d_{\rm app}}{p_{R\phi}} \tag{6.6}$$

où $p_{R\phi}$ est l'impulsion dans le plan $(R-\phi)$.

Pour connaître le temps de vol en trois dimension, la coordonnée $z$ est nécessaire. Cette coordonnée pour le vertex est la moins bien mesurée (voir 3.2) et son utilisation diminuerait la résolution sur la mesure. Par contre, l'impulsion des particules est connue dans l'espace avec une bonne précision. Or la direction du vol du $D^0$ dans l'espace, $d_{R\phi z}$, est généralement orientée suivant le vecteur impulsion $p_{R\phi z}$. Le cosinus entre les directions $d_{R\phi z}$ et $p_{R\phi z}$ est calculé. La figure 6.9 donne sa distribution qui montre que $\cos(d_{R\phi z}, p_{R\phi z}) \approx 1$. Ainsi :

$$d_{R\phi z} = \frac{d_{R\phi}\, p_{R\phi z}}{p_{R\phi}}. \tag{6.7}$$

Dans cette approximation, nous obtenons pour le temps de vol dans l'espace, $t_{R\phi z}$ :

$$t_{R\phi z} = \frac{m_{D^0}\, d_{R\phi z}}{p_{R\phi z}} \tag{6.8}$$

$$t_{R\phi z} = \frac{m_{D^0}\, d_{R\phi}\, p_{R\phi z}}{p_{R\phi}\, p_{R\phi z}} \tag{6.9}$$

$$t_{R\phi z} \approx t_{R\phi} \tag{6.10}$$

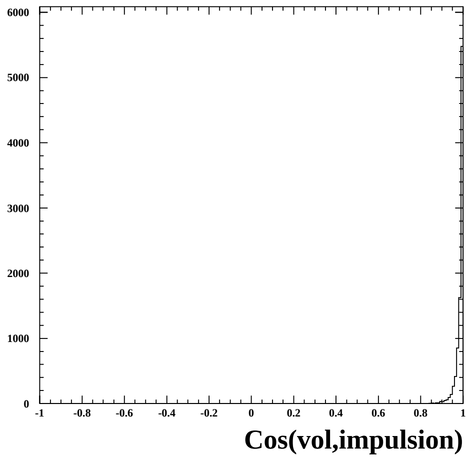



Figure 6.9: Cosinus de l'angle entre la direction du vol et l'impulsion du $D^0$.

Le cosinus entre les directions $d_{R\phi z}$ et $p_{R\phi z}$ est calculé. La figure 6.9 donne sa distribution qui corrobore notre approximation. Nous considérons dans toute la suite que le temps de vol apparent signé défini en (6.6) donne le temps de vol dans l'espace.

Nous estimons la précision avec laquelle ce temps est reconstruit avec les données simulées. La figure 6.10 représente la distribution de l'écart entre le temps recontruit $t_{\rm app}$ et le temps généré pour les vrais $D^{*+}$. La distribution est ajustée avec une fonction de Breit-Wigner dont la largeur $\Gamma$ fournit la résolution, voir tableau 6.5.

La résolution obtenue sur le temps de vol est de l'ordre de 0,09 ps. Elle est suffisamment petite par rapport au temps de vie moyen des mésons $D^0$ $\tau_{D^0}=$ $0,415$ ps et B $\tau_B = 1,55$ ps. Il est donc raisonnable d'envisager la séparation des sources de $D^{*+}$ à partir du temps de vol.

Nous remarquons que la résolution sur le temps de vol est meilleure pour les événements charmés que pour les événements beaux. La situation est inversée par rapport à la distance de vol obtenue avec une plus grande précision pour les

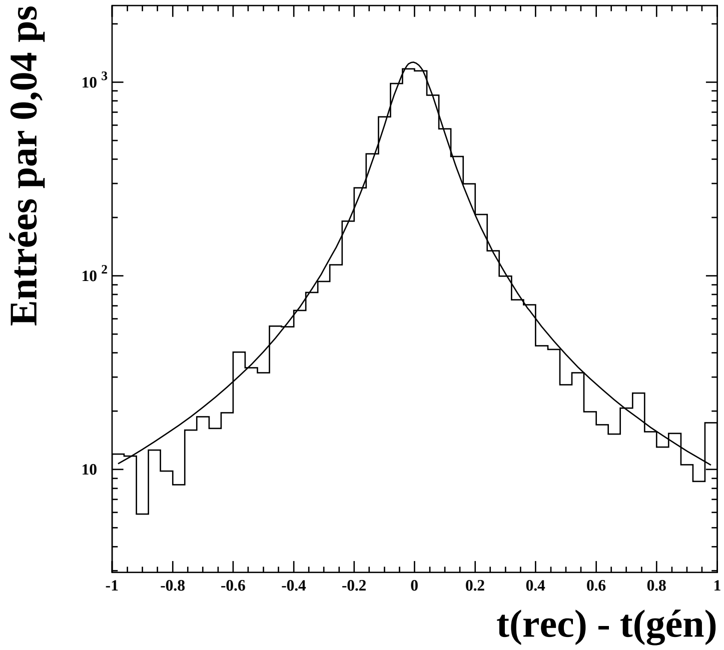



Figure 6.10: Différence entre temps de vol reconstruit et temps de vol généré dans la simulation pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$.

| résolution en ps | $Z \to D^{*+}$ | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ | $0,090 \pm 0,001$ | $0,078 \pm 0,002$ | $0,100 \pm 0,002$ |
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,104 \pm 0,002$ | $0,089 \pm 0,003$ | $0,108 \pm 0,003$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $0,075 \pm 0,001$ | $0,072 \pm 0,002$ | $0,077 \pm 0,003$ |

Tableau 6.5: Résolutions obtenues avec les données simulées pour le temps de vol reconstruit du $D^0$.

$b \to D^{*+}$, voir tableau 6.4. D'après la formule (6.6), nous calculons la résolution $\sigma_t$ sur le temps de vol en fonction des résolutions sur la distance de vol $\sigma d$ et sur l'impulsion $\sigma p$ :

$$\sigma_t = \frac{m_{D^0}}{p}\sigma_d \oplus \frac{m_{D^0} d}{p^2}\sigma_p \tag{6.11}$$

Les valeurs moyennes calculées avec les données simulées sont pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ :

- $< p_c >= 24$ GeV avec $\sigma_{p_c} = 0,22$ GeV,
- $< p_b >= 16$ GeV avec $\sigma_{p_b} = 0,11$ GeV,
- $d_c = 1300\mu$m avec $\sigma_{d_c} = 218\mu$m,
- $d_b = 3300\mu$m avec $\sigma_{d_b} = 165\mu$m.

Nous obtenons ainsi la relation d'ordre valable pour le charme et la beauté :

$$\frac{\sigma_d}{p} \approx 10 \times \frac{d}{p^2}\sigma_p \tag{6.12}$$

La relation 6.12 montre que c'est la résolution sur la distance de vol qui domine l'incertitude sur le temps de vol et pas la résolution sur l'impulsion.

La résolution sur la distance de vol dépend de l'incertitude sur la position du vertex primaire et sur la position du vertex secondaire.

$$\sigma_d = \sigma_{\text{sec}} \oplus \sigma_{\text{prim}}$$

A la section §6.1.2 nous avons discuté comment l'impuslion plus importante des $D^{*+}$ originaires du charme entraîne une résolution sur le vertex secondaire moins bonne pour le charme que pour la beauté. Cette résolution est à peu près proportionelle à l'impulsion : $\sigma_{\text{sec}} \propto p$. Donc dans le terme $\frac{\sigma_d}{p}$, le terme $\frac{\sigma_{\text{sec}}}{p}$ est constant. C'est le terme $\frac{\sigma_{\text{prim}}}{p}$ qui fait une distinction entre charme et beauté car : $\sigma^b_{\text{prim}} > \sigma^c_{\text{prim}}$ (voir tableau 3.3) et $\frac{1}{p_b} > \frac{1}{p_c}$.

Nous expliquons ainsi pourquoi $\sigma_{t_b} > \sigma_{t_c}$ alors que la situation est inversée pour la distancee de vol $\sigma_{d_c} > \sigma_{d_b}$.

## 6.2 Paramétrisation des distributions

### 6.2.1 Cas de la contribution charmée

#### 6.2.1.1 Loi de probabilité

Nous considérons dans ce paragraphe la production d'un $D^{*+}$ à partir de la hadronisation d'un quark c primaire :

$$Z \to c \to D^{*+} \to D^0.$$

Dans ce cas le temps de vol calculé pour le méson $D^0$est exact à l'incertitude de mesure près. La distribution de temps de vol pour de tels événements est décrite par la loi exponentielle de désintégration du $D^0$ convoluée avec une loi qui reproduit la résolution expérimentale de la mesure.

Nous avons évalué la résolution moyenne au chapitre précédent 6.1.4 à partir une forme de Breit-Wigner. Nous préférons utiliser ici la somme de deux lois gaussiennes dont la convolution avec une exponentielle est plus simple. Cette convolution s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_c(t) &= \frac{\exp^{-t/\tau}}{\tau} * (G_c G(\sigma_{c1}) + (1-G_c)G(\sigma_{c2})) \quad (6.13)\\
&= \frac{1}{2\tau} \times \Big( \\
&\quad G_c \exp\Big(-\frac{t}{\tau} + \frac{\sigma_{c1}^2}{2\tau^2}\Big) \,\mathrm{erfc}\Big(\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{\sigma_{c1}}{\tau} - \frac{t}{\sigma_{c1}})\Big) \\
&\quad +(1-G_c) \exp\Big(-\frac{t}{\tau} + \frac{\sigma_{c2}^2}{2\tau^2}) \,\mathrm{erfc}\Big(\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{\sigma_{c2}}{\tau} - \frac{t}{\sigma_{c2}})\Big) \\
&\quad \Big) \quad (6.14)
\end{aligned}$$

Où :

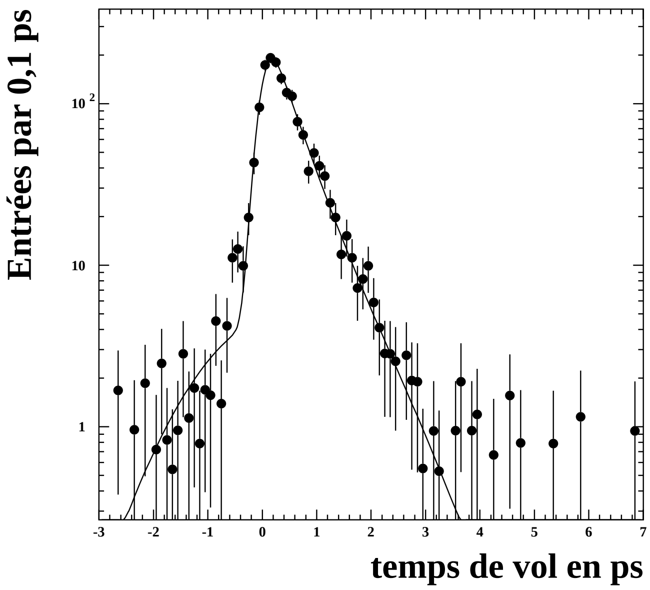
- $\tau = \tau(D^0)$ est le temps de vie propre du $D^0$,
- $G_c$ est la proportion de la résolution décrite par une gaussienne de largeur faible,
- $G(\sigma)$ est une gaussienne de largeur $\sigma$, avec $\sigma_{c1} \ll \sigma_{c2}$,
- $\mathrm{erfc}(t) = \int_0^t e^{-x^2} dx$ est l'erreur fonctionelle.

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $G_c$ | $92,9 \pm 1,4\%$ | $92,4 \pm 1,1\%$ |
| $\sigma_{c1}$ | $0,1501 \pm 0,0181$ ps | $0,1421 \pm 0,0095$ ps |
| $\sigma_{c2}$ | $1,186 \pm 0,427$ ps | $1,582 \pm 0,133$ ps |
| $\tau_{D^0}$ | $0,421 \pm 0,012$ ps | $0,420 \pm 0,014$ ps |

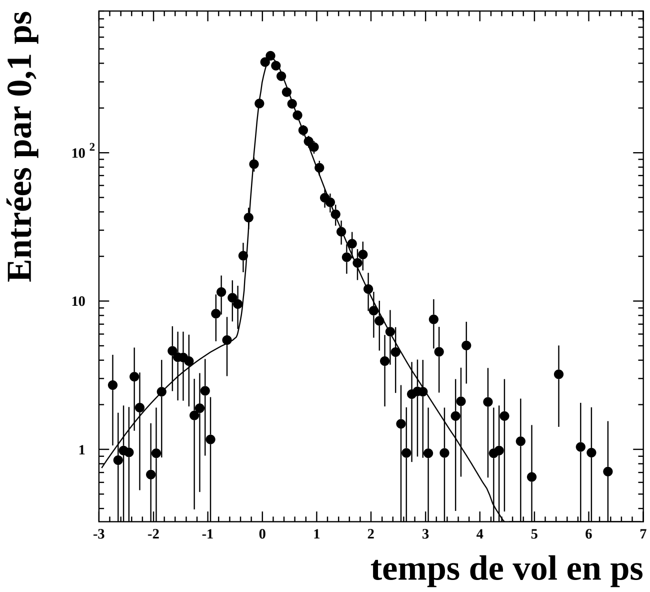
Tableau 6.6: Paramètres déterminés par l'ajustement sur un lot pur d'événements $Z \to c \to D^{*+}$ simulés.

| total | paramètre | $G_c$ | $\sigma_{c1}$ | $\sigma_{c2}$ | $\tau_{D^0}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | | | | |
| $0,895$ | $G_c$ | $1,000$ | | | |
| $0,702$ | $\sigma_{c1}$ | $0,686$ | $1,000$ | | |
| $0,845$ | $\sigma_{c2}$ | $0,837$ | $0,494$ | $1,000$ | |
| $0,076$ | $\tau_{D^0}$ | $0,017$ | $-0,006$ | $-0,020$ | $1,000$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | | | | | |
| $0,725$ | $G_c$ | $1,000$ | | | |
| $0,001$ | $\sigma_{c1}$ | $-0,001$ | $1,000$ | | |
| $0,725$ | $\sigma_{c2}$ | $0,724$ | $-0,001$ | $1,000$ | |
| $0,071$ | $\tau_{D^0}$ | $0,025$ | $0,000$ | $-0,028$ | $1,000$ |

Tableau 6.7: Corrélation entre les paramètres déterminés par l'ajustement sur les données simulées.




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.11: Ajustement de la contribution du temps de vol du $D^0$ des $D^{*+}$ originaires d'un quark c primaire pour les données simulées.

| | $G_c$ en % | $\sigma_{c1}$ en ps | $\sigma_{c2}$ en ps | $\tau_{D^0}$ en ps |
|---|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $92,9$ | $0,188$ | $2,599$ | $0,442$ |
| $\tau_{D^0} = 0,415 \pm 0,005$ ps | $\pm 0,1$ | $\mp 0,001$ | $\mp 0,052$ | $\pm 0,012$ |
| $\epsilon_c = 0,0280^{+0,0145}_{-0,0105}$ | $\pm 1,3$ | $\mp 0,003$ | $\pm 0,306$ | $\mp 0,013$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $92,6$ | $0,096$ | $0,546$ | $0,975$ |
| $\tau_{D^0} = 0,415 \pm 0,005$ ps | $\pm 0,3$ | $\pm 0,000$ | $\mp 0,089$ | $\pm 0,014$ |
| $\epsilon_c = 0,0280^{+0,0145}_{-0,0105}$ | $\mp 1,2$ | $\mp 0,003$ | $\pm 0,192$ | $\mp 0,011$ |

Tableau 6.8: Evolution des paramètres de $\mathcal{F}_c$ avec la variation de la fragmentation et du temps de vie imposé dans la génération. La première ligne donne la valeur des paramètres.

#### 6.2.1.2 Ajustement

La distribution du temps de vol du $D^0$ est ajustée sur la simulation avec un lot pur de $Z \to c \to D^{*+}$, figure 6.11. L'ajustement est réalisé par un maximum de vraissemblance contruit à partir de $\mathcal{F}_c$. Les paramétrisations obtenues sont résumées dans le tableau 6.6, et les corrélations dans le tableau 6.7.

La corrélation entre $\tau_{D^0}$ et les paramètres qui décrivent la résolution obtenue sur le temps de vol est faible de 7 à 8%. D'une part la résolution est donc suffisante vis à vis des $0,42$ ps de $\tau_{D^0}$. D'autre part, il est possible d'imposer la valeur mondiale de $\tau_{D^0}$ [60] pour décrire la forme du temps de vol par $\mathcal{F}_c$ dans les données réelles.

#### 6.2.1.3 Influence des modèles sur la paramétrisation

La validité des paramètres déterminés par l'ajustement des données simulées dépend de la qualité de reproduction de la réalité par la simulation. Dans le cas précis des $D^{*+}$ originaires du charme, l'influence est faible car le temps de vol reconstruit est directement le temps de vol propre du $D^0$et parce que la résolution est faible devant le temps de vie $\tau_{D^0}$.

Néanmoins pour tester ces hypothèses, les paramètres de la génération ont été modifiés pour observer leur influence. Il s'agit du facteur $\epsilon_c$ qui décrit la fragmentation d'un quark en hadron avec le modèle de Peterson [16] et du temps de vie $\tau_{D^0}$. Les domaines de variation sont ceux déterminés au paragraphe 5.1.4

L'incertitude systématique dûe aux paramètres $\tau_{D^0}$ et $\epsilon_c$, reste toujours en dessous de l'incertitude statistique (tableau 6.6). L'influence de la génération est faible.

### 6.2.2 Cas de la contribution belle

Quand le $D^{*+}$ est le résultat de la cascade

$$Z \to b \to B \to D^{*+} \to D^0,$$

le temps de vol apparent reconstruit est la "somme" de deux temps physiques différents. Celui du au vol du $B$ et celui du au vol du $D^0$. Il en résulte que la loi de distribution est plus difficile a calculer.

#### 6.2.2.1 Calcul théorique

Pour connaître toutes les lois physiques qui interviennent dans le processus, nous cherchons l'expression du temps de vol apparent dans le référentiel du laboratoire $t$ en fonction des temps de vol propres de chacun des mésons $t^*_B$ et $t^*_D$.

Les distances de vol $d_{B,D}$ parcourues par chacun des mésons sont dans le référentiel du laboratoire :

$$d_{B,D} = \frac{p_{B,D}}{m_{B,D}} t^*_{B,D} \tag{6.15}$$

où $p_{B,D}$ et $m_{B,D}$ sont respectivement les impulsions dans le référentiel du laboratoire et les masses des mésons. Nous avons défini le temps de vol apparent en (6.6) comme $t_{\text{app}} = \frac{m_D\, d_{\text{app}}}{p_D}$ avec $d_{\text{app}} = d_B + d_D$, d'où :

$$\begin{aligned} t_{\text{app}} &= \frac{m_D}{p_D}\frac{p_B}{m_B}\, t^*_B + \frac{m_D}{p_D}\frac{p_D}{m_D}\, t^*_D \\ t_{\text{app}} &= \alpha\, t^*_B + t^*_D \end{aligned} \tag{6.16}$$

Où le coefficient $\alpha = \dfrac{m_D}{m_B}\dfrac{p_B}{p_D}$ représente la cinématique de la transition $B \to D$. Il résulte de l'équation (6.16) que la loi de probabilité pour le temps de vol apparent est la somme de deux lois : une première loi exponentielle en $1/\tau_{D^0}$ et une seconde loi, convolution de l'exponetielle en $1/\tau_B$ et de la loi de distribution du paramètre $\alpha$.

Le facteur $\alpha$ est différent pour chaque événement. Mais le hadron beau $B$ n'est pas reconstruit dans cette analyse, il est donc impossible de calculer $\alpha$ pour chaque combinaison. Nous devons utiliser un $\alpha$ moyen.

#### 6.2.2.2 Approximation

La distribution du paramètre $\alpha$ est représentée sur la figure 6.12. Pour chaque domaine de $x_E$ la distribution est piquée autour d'une valeur moyenne, voit tableau 6.9.

Il est donc a priori possible de "cacher" la convolution avec la loi de probabilité du coefficient $\alpha$ en utilisant un paramètre moyen pour tous les événements. La distribution de $\alpha \times t^*_B$ est alors induite par une loi exponentielle en $\frac{1}{\alpha\tau_B}$. En

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $\alpha$ moyen | $0,973$ | $0,483$ |
| écart type | $0,322$ | $0,127$ |

Tableau 6.9: Valeurs moyennes du paramètre $\alpha$ suivant le domaine en $x_E$.

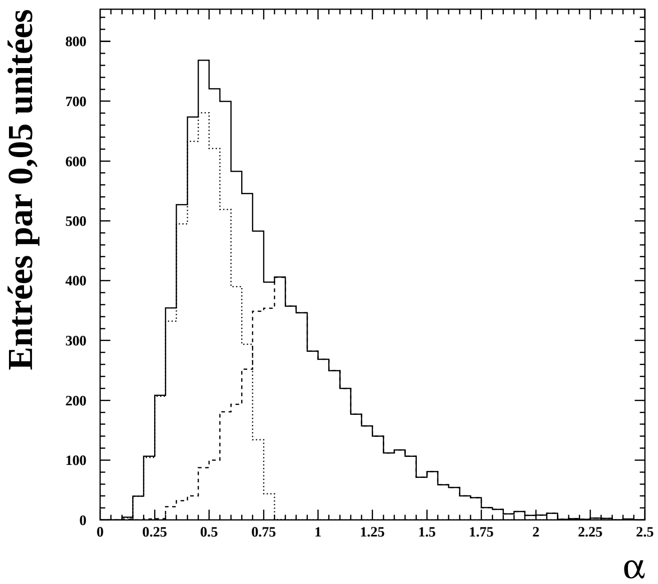



Figure 6.12: Distribution du paramètre $\alpha = \frac{m_D}{m_B}\frac{p_B}{p_D}$ pour les vrais combinaisons dans trois domaines de $x_E$, $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ (trait plein), $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ (tirets) et $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ (pointillés).

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $G_b$ | $77,1 \pm 6,4\%$ | $83,6 \pm 13,6\%$ |
| $\sigma_{b1}$ | $0,112 \pm 0,057$ ps | $0,096 \pm 0,066$ ps |
| $\sigma_{b2}$ | $0,540 \pm 0,123$ ps | $0,546 \pm 0,196$ ps |
| $\tau_B^{\text{eff}}$ | $1,519 \pm 0,035$ ps | $0,975 \pm 0,041$ ps |

Tableau 6.10: Paramètres déterminés par l'ajustement sur un lot pur d'événements $Z \to b \to D^{*+}$ simulés.

prenant $\tau_B \approx 1,5$ ps, un temps de vie effectif $\tau_B^{\text{eff}} = \alpha \times \tau_B$ de l'ordre de $0,6$ à $1,6$ est attendu.

#### 6.2.2.3 Ajustement des paramètres

Finalement la loi 6.17 de distribution du temps de vol apparent pour les $D^{*+}$ originaires d'un hadron beau résulte de la convolution d'une fonction de résolution expérimentale (somme de deux gaussiennes) avec la différence de deux exponentielles en $1/\tau_D$ et $1/\tau_B^{\text{eff}}$ (qui correspond à la convolution des deux lois exponentielles).

$$\mathcal{F}_b(t) = \left(\frac{e^{-t/\tau_D} - e^{-t/\tau_B^{\text{eff}}}}{\tau_D - \tau_B^{\text{eff}}}\right) * (G_b G(\sigma_{b1}) + (1 - G_b) G(\sigma_{b2})) \tag{6.17}$$

Les paramètres de $\mathcal{F}_b$ sont déterminés avec un ajustement d' événements $Z \to b \to D^{*+}$ simulés, en utilisant une méthode de maximum de vraissemblance. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.10. Les $\tau_B^{\text{eff}}$ ajustés correspondent bien à l'intervalle estimé au paragraphe précédent.

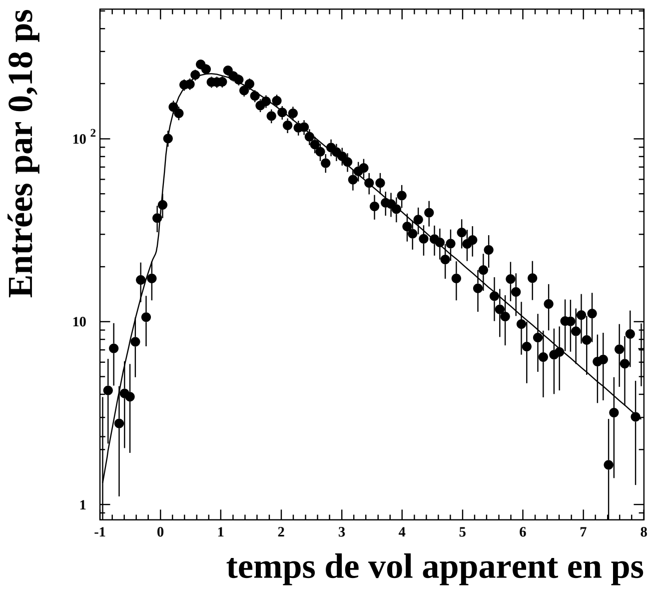
Le tableau 6.11 donne la corrélation entre les différents paramètres. Comme pour la contribution charmée, le temps de vie effectif n'a qu'une corrélation de $6,5$ à $8\%$ avec les paramètres qui décrivent la résolution. La résolution semble être suffisamment petite par rapport à $\tau_B^{\text{eff}}$.

#### 6.2.2.4 Influence de la modélisation sur les paramètres

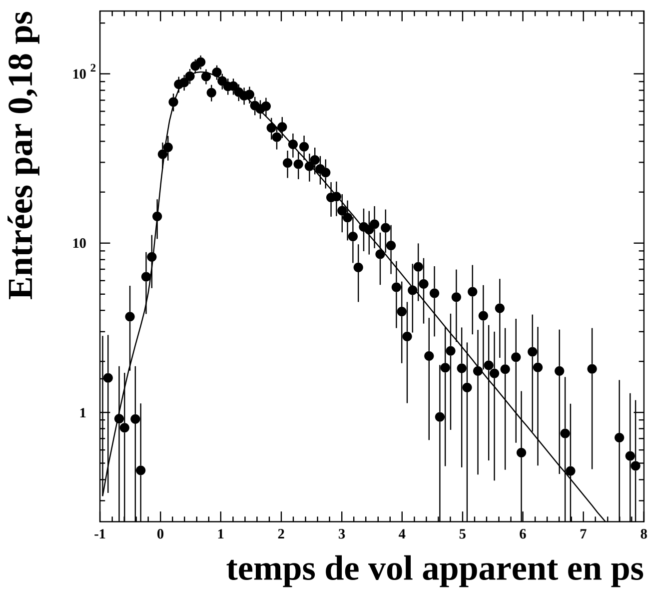
Le nombre de paramètres qui influencent la distribution du temps de vol reconstruit pour les $D^{*+}$ produits par la désintégration d'un hadron beau sont plus nombreux que dans le cas du charme.

- La fragmentation du quark b primaire en hadron beau. Elle est dirigée par le paramètre $\epsilon_b$ de la fonction de Peterson.

- Le modèle de désintégration du hadron beau influence la part d'impulsion emportée par les particules produites, donc celle du $D^{*+}$. Nous avons vu à




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.13: Ajustement de la contribution au temps de vol du $D^0$ des $D^{*+}$ produits dans la cascade de désintégration d'un quark b pour les données simulées.

| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| total | paramètre | $G_b$ | $\sigma_{b1}$ | $\sigma_{b2}$ | $\tau_B^{\text{eff}}$ |
| $0,735$ | $G_b$ | $1,000$ | | | |
| $0,002$ | $\sigma_{b1}$ | $-0,002$ | $1,000$ | | |
| $0,735$ | $\sigma_{b2}$ | $0,734$ | $-0,002$ | $1,000$ | |
| $0,065$ | $\tau_B^{\text{eff}}$ | $0,023$ | $0,000$ | $-0,025$ | $1,000$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | | | | | |
| total | paramètre | $G_b$ | $\sigma_{b1}$ | $\sigma_{b2}$ | $\tau_B^{\text{eff}}$ |
| $0,893$ | $G_b$ | $1,000$ | | | |
| $0,705$ | $\sigma_{b1}$ | $0,693$ | $1,000$ | | |
| $0,844$ | $\sigma_{b2}$ | $0,837$ | $0,512$ | $1,000$ | |
| $0,080$ | $\tau_B^{\text{eff}}$ | $0,019$ | $-0,011$ | $-0,019$ | $1,000$ |

Tableau 6.11: Corrélation entre les paramètres déterminés par l'ajustement sur les données simulées.

la section §5.1.4 que l'incertitude sur ce modèle est décrite par une variation supplémentaire du paramètre $\epsilon_b$.

- Le temps de vol du $D^0$.
- Le temps de vol moyen des hadrons beaux.

L'incertitude systématique sur les paramètres de $\mathcal{F}_b$ est obtenue en faisant varier les temps de vie et $\epsilon_B$. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.12. La variation engendrée est toujours très inférieure à l'incertitude statistique excepté pour le temps de vie effectif des B, $\tau_B^{\text{eff}}$.

### 6.2.3 Cas du fond

#### 6.2.3.1 Composition du fond

La distribution du temps de vol pour les événements de fond simulés apparait sur la figure 6.14. Une queue pour les grands temps de vol se dégage nettement. Pour comprendre son origine, les distributions correspondantes aux paires de quarks primaires légers ($u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$), et celle des quarks lourds $c\overline{c}$ et $b\overline{b}$ ont été représentées sur la même figure 6.14.

La distance de vol reconstruite pour les quarks légers est symétrique autour de zéro. En effet le vertex reconstruit utilise des traces produites par le processus de fragmentation. Leur origine est le vertex primaire.

Les deux autres distributions sont asymétriques, plus nettenement pour la beauté que le charme. Les queues positives sont dûes à la production de hadrons

| | $G_b$ en % | $\sigma_{b1}$ en ps | $\sigma_{b2}$ en ps | $\tau_B^{\text{eff}}$ en ps |
|---|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $77,1$ | $0,112$ | $0,538$ | $1,519$ |
| fragmentation : $\epsilon_b = 0,0025^{+0,0008}_{-0,0005}$ | $\pm 7,5$ | $\pm 0,005$ | $\pm 0,015$ | $\pm 0,016$ |
| modèle $B \to D$ : $\epsilon_b = 0,0025 \pm 0,0003$ | $\pm 2,8$ | $\pm 0,002$ | $\pm 0,006$ | $\pm 0,006$ |
| temps de vie : $\tau_B = 1,55 \pm 0,05$ | $\pm 0,8$ | $\pm 0,011$ | $\mp 0,002$ | $\pm 0,042$ |
| $\tau_{D^0} = 0,415 \pm 0,005$ ps | $\pm 0,08$ | $\mp 0,013$ | $\mp 0,006$ | $\pm 0,052$ |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | $83,6$ | $0,0964$ | $0,546$ | $0,9754$ |
| fragmentation : $\epsilon_b = 0,0025^{+0,0008}_{-0,0005}$ | $\pm 9,3$ | $\pm 0,003$ | $\pm 0,021$ | $\pm 0,012$ |
| modèle $B \to D$ : $\epsilon_b = 0,0025 \pm 0,0003$ | $\pm 3,5$ | $\pm 0,001$ | $\pm 0,008$ | $\pm 0,005$ |
| temps de vie : $\tau_B = 1,55 \pm 0,05$ | $\pm 0,7$ | $\pm 0,014$ | $\mp 0,040$ | $\pm 0,035$ |
| $\tau_{D^0} = 0,415 \pm 0,005$ ps | $\pm 1,6$ | $\pm 0,004$ | $\mp 0,065$ | $\pm 0,043$ |

Tableau 6.12: Evolution des paramètres de $\mathcal{F}_b$ avec la variation de différentes grandeurs de la génération. La première ligne donne la valeur des paramètres.

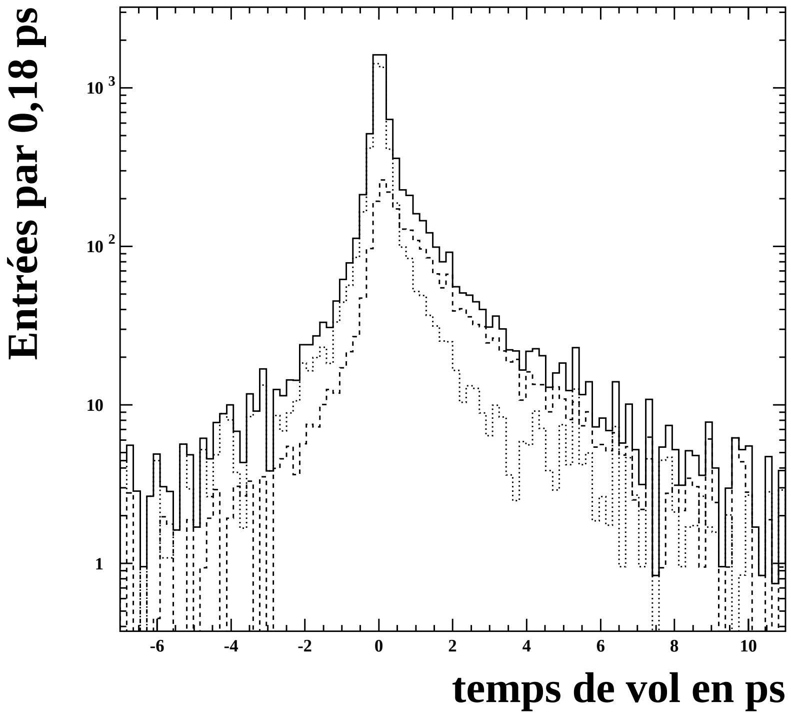



Figure 6.14: Distribution du temps de vol apparent pour les faux candidats $D^{*+}$. La distribution totale est l'histogramme en trait plein, en tiret la distribution pour les événements $b\bar{b}$, en tiret-poit la distribution des événements charmés et en pointillés celle des événements de quarks légers.

avec des temps de vie important (1 ps ou plus) dans les événements $c\overline{c}$ et $b\overline{b}$. Les combinaisons qui contiennent une ou plusieurs traces correspondantes à la désintégration de ces hadrons peuvent ainsi créer un vertex décalé par rapport au vertex primaire et par conséquent un temps de vol non négligeable.

Pour prendre en compte les deux type de contributions, les distributions pour les événements ($u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $d\overline{d}$) puis ($c\overline{c}$et $b\overline{b}$) sont dans un premier temps ajustées séparément.

#### 6.2.3.2 Le fond sans temps de vol

Pour décrire le fond sans temps de vol, trois gaussiennes sont utilisées. L'ajustement de la distribution des événements ($u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$), figure 6.15, donne le résultat suivant :

- $68,1 \pm 1,5\%$ d'une gaussienne de largeur $0,154 \pm 0,004$ ps,
- $23,0 \pm 1,4\%$ d'une gaussienne de largeur $0,781 \pm 0,054$ ps,
- $8,9 \pm 0,9\%$ d'une gaussienne de largeur $4,40 \pm 0,39$ ps,

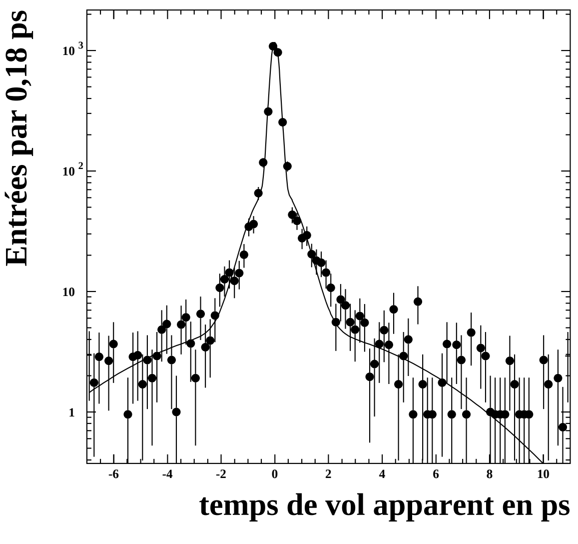



Figure 6.15: Ajustement de la distribution de temps de vol apparent pour les faux candidats $D^{*+}$dans les événements $u\overline{u}$, $d\overline{d}$ et $s\overline{s}$.

Les deux gaussiennes de largeurs $0,15$ et $0,78$ ps traduisent la résolution du détecteur. La troisième composante, très large, représente les quelques combinaisons pour lesquelles une trace est trés mal mesurée et la largeur de $4,4$ ps n'est pas représentative d'un processus physique. L'ajustement produit un $\chi^2$ de 119 pour un nombre de degŕes de liberté de 86.

#### 6.2.3.3 Le fond avec temps de vie

Nous considérons ici le fond dû au événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ où deux populations conribuent.

• D'une part certaines combinaisons ont un vertex reconstruit au voisinage du point de collision. Leur temps de vol est concentré symétriquement autour de zéro et la paramétrisation ne doit pas sensiblement différer de celle obtenue pour les événements de quarks légers.

• D'autre part les combinaisons pour lesquels un temps de vol significativement positif est reconstruit. Leur distribution résulte de la convolution d'une loi exponentielle due au "temps de vie" effectif du fond et de la résolution expérimentale (somme de deux lois gaussiennes) comme dans les distributions des vrais $D^{*+}$. D'après la figure 6.14 le fond dû aux événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ n'ont pas le même temps de vie effectif. La distribution totale sera donc ajustée avec la somme de deux lois exponentielles.

La distribution en temps de vol pour les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ est ajustée avec trois contributions dont les normalisations sont libres, voir figure 6.16 :

- pour $35,8 \pm 0,9\%$, somme de trois gaussiennes dont les paramètres sont ceux déterminés avec l'ajustement sur la distribution dûe aux quarks légers (seule la troisième gaussienne a une largeur libre déterminée à $8,31 \pm 2,04$ ps,

- pour $64,2 \pm 0,9\%$, convolution de la somme de deux gaussiennes avec la somme de deux exponentielles dont les paramètres sont :

  – $72,8 \pm 1,9\%$ d'une gaussienne de largeur $0,258 \pm 0,033$ ps,

  – $27,2 \pm 1,9\%$ d'une gaussienne de largeur $2,02 \pm 0,24$ ps,

  – $66,0 \pm 7,1\%$ d'un temps de vie court $0,558 \pm 0,092$ ps,

  – $34,0 \pm 7,1\%$ d'un temps de vie long $2,28 \pm 0,25$ ps,

L'ajustement produit un $\chi^2$/ddl de 1,2.

#### 6.2.3.4 Distribution totale du fond

La distribution du fond dans son ensemble est paramétrisée en une seule fois pour les deux domaines de $x_E$. La fonction utilisée comprend les deux contributions avec et sans temps de vie effectif. Sa forme analytique est identique à celle utilisée pour le fond $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ uniquement :

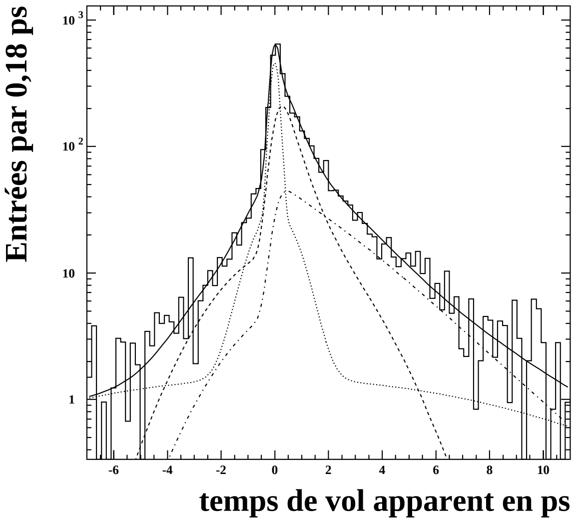



Figure 6.16: Ajustement de la distribution de temps de vol apparent pour les faux candidats $D^{*+}$ dans les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

$$
\begin{aligned}
\mathcal{F}_{\text{fond}}(t) = & \qquad\qquad (6.18)\\
R_{G/E} & \left((1-R_{G1})\left(R_{G11}\,G(\sigma_1)+(1-R_{G11})\,G(\sigma_2)\right)+R_{G1}\,G(\sigma_3)\right)\\
+\ (1-R_{G/E}) & \left(R_{G2}\,G(\sigma_4)+(1-R_{G2})\,G(\sigma_5)\right)*\left(R_E E(\tau_1)+(1-R_E)E(\tau_2)\right)
\end{aligned}
$$

Où $R$ représente un paramètre normalisé entre 0 et 1, $G(\sigma)$ une loi gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type $\sigma$ et $R(\tau)$ une loi exponentielle de paramètre $1/\tau$. Le signe $*$ indique la convolution de deux lois.

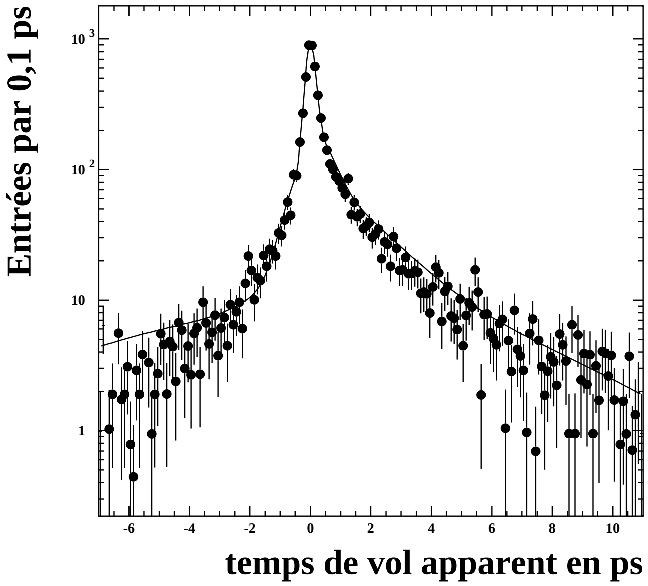
Certains paramètres sont fixés pour aider la convergence de l'ajustement.

- $R_{G2}, \sigma_4, \sigma_5$ décrivent la résolution expérimentale pour les temps de vol non nuls, ces paramètres sont fixés aux valeurs obtenues avec l'ajustement sur les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

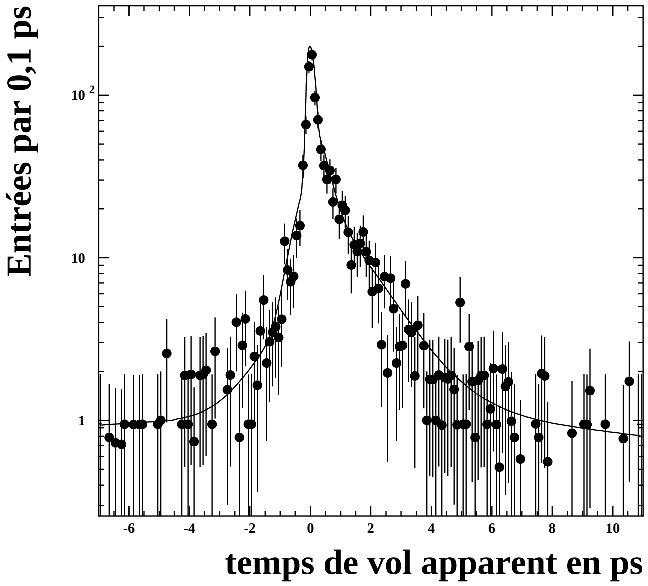
Les résultats obtenus avec les données simulées pour les combinaisons passant toutes les sélections sont présentés sur la figure 6.17.

#### 6.2.3.5 reproduction du fond dans les données réelles

Contrairement au signal, il est possible de reproduire la forme en temps du fond seul avec les données réelles. En effet, nous pouvons utiliser les combinaisons qui




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.17: Ajustement de la distribution de temps de vol apparent pour tous les faux candidats $D^{*+}$ de la simulation.

| domaine | $\chi^2$ | ddl | $\chi^2$/ddl |
|---|---|---|---|
| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | 248 | 176 | 1,4 |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | 110 | 126 | 0,9 |

Tableau 6.13: $\chi^2$/ddl de la comparaison entre les distributions de temps de vol des fausses combinaisons dans le pic de $\Delta M$ et des combinaisons hors pic.

passe la sélection mais dont le $\Delta M$ est en dehors du domaine du signal (hors pic) : $0,155 \leq \Delta M \leq 0,169$ GeV/c.

Nous vérifions avec les données simulées que la distribution en temps de ces événements est la même que pour les fausses combinaisons avec $0,143 \leq \Delta M \leq 0,144$ GeV/c (pic). Les figures 6.18 montrent les deux distributions superposées (la distribution hors pic est normalisée à la distribution pic). Pour quantifier la comparaison des deux distributions, nous calculons un $\chi^2$/ddl suivant :

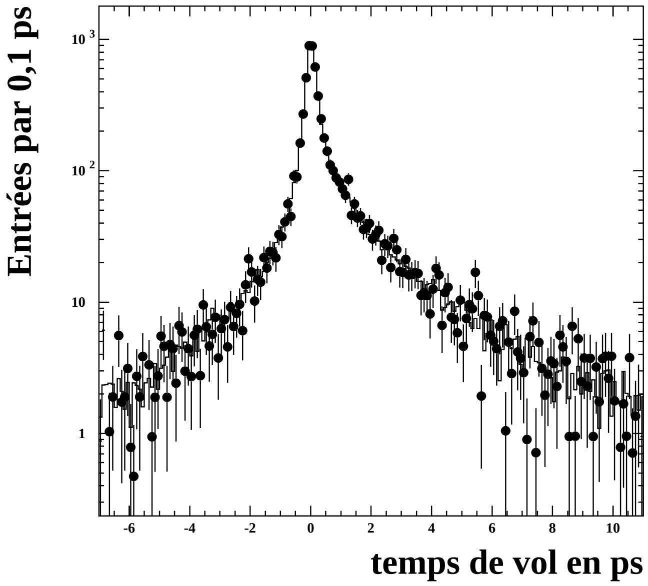
$$\chi^2 = \sum_i \frac{\Big(\text{canal}_i(\text{pic}) - \text{canal}_i(\text{hors pic})\Big)^2}{(\text{erreur}_i)^2} \tag{6.19}$$

où $i$ est le numéro du canal de l'histograme, $\text{canal}_i$ est le nombre d'entrées dans le canal $i$, et $\text{erreur}_i = \sqrt{\text{canal}_i(\text{pic})}$. Le nombre de degrés de libertés est le nombre de canaux des histogrames avec au moins une entré. Les $\chi^2$/ddl obtenus sont présentés dans le tableau 6.13. Ils montrent que les forment des deux distributions sont équivalentes.

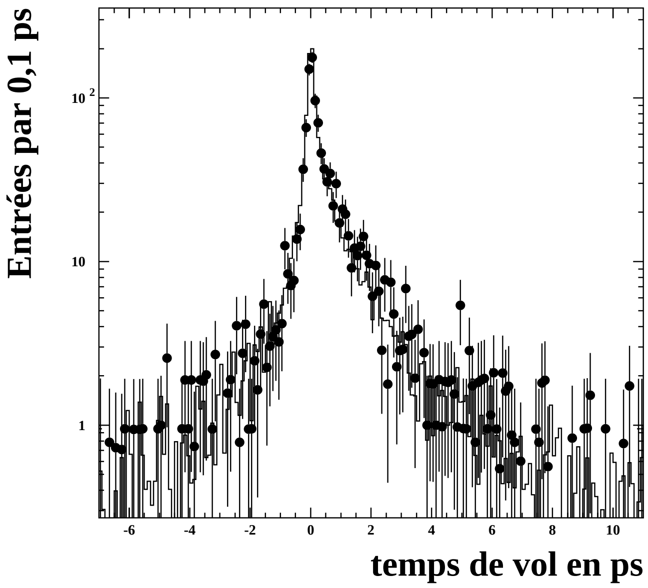
Nous déterminons maintenant les paramètres du fond en utilisant les combinaisons des données réelles hors pic. L'ajustement est représenté sur la figure 6.19 et les résultats sont données dans le tableau 6.14.

La table 6.15 des corrélations entre les paramètres montre que les différentes contributions à la distribution de temps de vol du fond $\mathcal{F}_{\text{fond}}$ (6.19) sont peu corrélées entre elles. Les paramètres corrélés sont groupés :

- la description du pic à zéro : $R_{G11}, \sigma_1, \sigma_2$ et de la queue négative : $R_{G1}, \sigma_3$,
- la description de la queue positive : $R_{G/E}, R_E, \tau_1, \tau_2$.

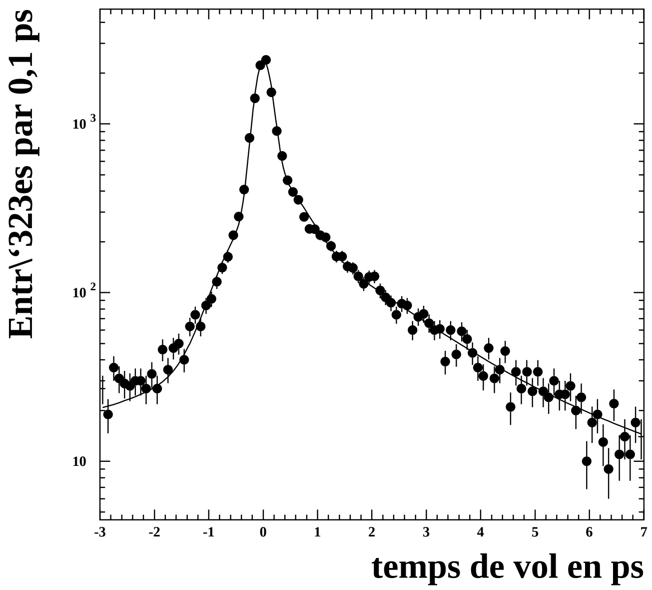



(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$

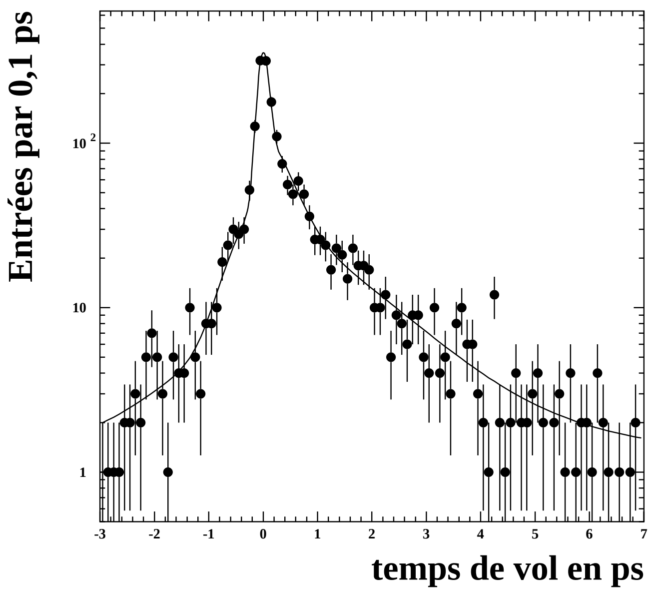



(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.18: Comparaison des distributions en temps obtenues avec les données simulées pour les fausses combinaisons du pic de $\Delta M$ (points) et pour les combinaisons hors pic (histograme, normalisé à la distribution précédente).




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.19: Ajustement de la distribution de temps de vol apparent pour les candidats $D^{*+}$ hors pic $\Delta M$dans les données réelles.

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $R_{G/E}$ | $72,5 \pm 1,5\%$ | $59,7 \pm 3,8\%$ |
| $R_{G1}$ | $79,9 \pm 0,9\%$ | $80\%$ (fixé) |
| $R_{G11}$ | $65,9 \pm 2,0\%$ | $61,9 \pm 4,9\%$ |
| $\sigma_1$ | $0,148 \pm 0,005$ ps | $0,091 \pm 0,008$ ps |
| $\sigma_2$ | $0,575 \pm 0,037$ ps | $0,475 \pm 0,061$ ps |
| $\sigma_3$ | $6,37 \pm 0,38$ ps | 15 ps (fixé) |
| $R_{G2}$ | $70\%$ (fixé) | $70\%$ (fixé) |
| $\sigma_4$ | $0,15$ (fixé) | $0,15$ (fixé) |
| $\sigma_5$ | $1,5$ (fixé) | $1,5$ (fixé) |
| $R_E$ | $3,6 \pm 10,4$ | $29,0 \pm 14,7\%$ |
| $\tau_1$ | $0,42$ ps (fixé) | $0,273 \pm 0,003$ ps |
| $\tau_2$ | $1,386 \pm 0,111$ ps | $1,199 \pm 0,195$ ps |

Tableau 6.14: Paramètres du fond déterminés par l'ajustement des combinaisons hors pic $\Delta M$ pour les données réelles.

| $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $R_{G/E}$ | $R_{G1}$ | $R_{G11}$ | $\sigma_1$ | $\sigma_2$ | $\sigma_3$ | $R_E$ | $\tau_1$ | $\tau_2$ |
| $R_{G/E}$ | 1,000 | | | | | | | | |
| $R_{G1}$ | -0,033 | 1,000 | | | | | | | |
| $R_{G11}$ | -0,205 | -0,039 | 1,000 | | | | | | |
| $\sigma_1$ | 0,142 | -0,209 | 0,664 | 1,000 | | | | | |
| $\sigma_2$ | 0,047 | -0,436 | 0,567 | 0,584 | 1,000 | | | | |
| $\sigma_3$ | -0,093 | -0,369 | 0,077 | 0,111 | 0,215 | 1,000 | | | |
| $R_E$ | -0,751 | -0,046 | 0,178 | -0,068 | 0,185 | -0,055 | 1,000 | | |
| $\tau_2$ | -0,470 | -0,354 | 0,080 | 0,031 | 0,308 | -0,076 | 0,792 | - | 1,000 |
| $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | | | | | | | | | |
| | $R_{G/E}$ | $R_{G1}$ | $R_{G11}$ | $\sigma_1$ | $\sigma_2$ | $\sigma_3$ | $R_E$ | $\tau_1$ | $\tau_2$ |
| $R_{G/E}$ | 1,000 | | | | | | | | |
| $R_{G11}$ | -0,230 | - | 1,000 | | | | | | |
| $\sigma_1$ | 0,253 | - | 0,477 | 1,000 | | | | | |
| $\sigma_2$ | 0,058 | - | 0,363 | 0,332 | 1,000 | | | | |
| $R_E$ | -0,655 | - | 0,071 | 0,234 | 0,212 | - | 1,000 | | |
| $\tau_1$ | 0,016 | - | -0,071 | -0,067 | -0,018 | - | 0,017 | 1,000 | |
| $\tau_2$ | -0,385 | - | -0,029 | -0,139 | 0,193 | - | 0,753 | 0,066 | 1,000 |

Tableau 6.15: Corrélation entre les paramètres de $\mathcal{F}_{\text{fond}}$ déterminés par l'ajustement sur les données réelles.

# 6.3 Détermination du rapport d' embranchement

## 6.3.1 Méthode de l'ajustement final

La distribution totale, fond, signal c et b, du temps de vol apparent du $D^0$ dépend des formes des trois contributions : $\mathcal{F}_{\text{fond}}$ (6.19), $\mathcal{F}_c$ (6.14) et $\mathcal{F}_b$ (6.17); et de leur normalisation respective : $n_f, n_c$ et $n_b$. Les paramètres utilisés pour décrire les formes $\mathcal{F}$ ont été déterminés dans les paragraphes 6.2.3, 6.2.1 et 6.2.2. Il y en a 20 différents. Les trois normalisations peuvent se réduirent à deux avec la contrainte $1 = n_f + n_c + n_b$. Nous noterons :

- $R_s = \frac{n_c+n_b}{n_f+n_c+n_b}$ le rapport signal/total,
- $S_b = \frac{n_b}{n_c+n_b}$ la proportion de signal $D^{*+}$ produit par la désintégration des hadrons beaux.

Ainsi la loi de probabilité d'observer le temps de vol $t$ s'écrit :

$$\mathcal{F}(t) = (1 - R_s)\mathcal{F}_{\text{fond}} + R_s\Big((1 - S_b)\mathcal{F}_c + S_b\mathcal{F}_b\Big) \tag{6.20}$$

Nous souhaitons mesurer le paramètre $S_b$, parmi les 22 qui décrivent cette fonction. Pour déterminer $S_b$, la distribution du temps de vol obtenue dans les données réelles sera ajustée ave la fonction $\mathcal{F}$ en utilisant un maximum de vraissemblance. Si la distribution contient $N$ événements, la fonction de vraissemblance maximisée sera :

$$\mathcal{L}(S_b) = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{F}(t_i) \tag{6.21}$$

#### 6.3.1.1 Paramètres de l'ajustement

La proportion $S_b$ est un produit de l'ajustement, les autres 21 paramètres ont déjà été déterminés :

- les 12 paramètres pour la forme du fond sont obtenus par l'ajustement de la distribution en temps des combinaisons hors de la zone de masse du signal obtenues dans les données réelles, voir tableau 6.14,
- les $2 \times 3$ paramètres qui décrivent la résolution expérimentale pour le signal c et b sont obtenus par l'ajustement des données simulées, voir tableaux 6.6 et 6.10,
- le temps de vie du $D^0$ est celui donné par le PDG [60],

- le temps de vie effectif des hadrons beaux, $\tau_B^{\mathrm{eff}}$ est obtenu par l'ajustement sur les données simulées, voir tableau 6.10,
- la proportion $R_s$ signal/total est obtenue par l'ajustement de la distribution en $\Delta M$ pour les combinaisons selectionées dans les données réelles, voir tableau 6.1 du paragraphe 6.1.1.2.

Sur les 21 paramètres, 7 sont déterminés dans la simulation, 13 grâce aux données réelles et 1 est une mesure extérieure. Nous examinerons l'influence de chacun de ces paramètres sur l'ajustement de $S_b$ par le maximum de vraissemblance.

#### 6.3.1.2 Qualité de l'ajustement

Pour tester la qualité de l'ajustement, un $\chi^2$/ddl est calculé. L'histogramme $\mathcal{D}$ de la distribution du temps de vol reconstruit est comparé avec celui de la fonction $\mathcal{F}$ sur leur $N$ bins :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(\mathcal{D}_i - \mathcal{F}_i\right)^2}{\mathcal{D}_i} \tag{6.22}$$

Le nombre de degrés de liberté, ddl, est égal au nombre de bins $N$. Le rapport $\chi^2$/ddl doit être au voisinage de 1.

En pratique les distributions ont été divisées en 15 bins à peu près équipeuplés.

### 6.3.2 Ajustement et détermination de $S_b$

Le seul paramètre libre de l'ajustement est ici $S_b$, tous les autres sont fixés. Un premier test dans la simulation est effectué.

#### 6.3.2.1 Essai avec la simulation

La méthode est essayée avec les données simulées. Quelques paramètres sont spécifiques à la simulation :

- la paramétrisation de la distribution du fond,
- le rapport signal/total $R_s$, tableau 6.2.

Les formes des distributions de temps de vol pour le signal sont de toute façon déterminées avec les données simulées.

Le résutat de l'ajustement est donné dans la table 6.16. Aucun biais n'est observé pour la proportion de $b \to D^{*+}$ évaluée par rapport a la proportion attendue dans l'erreur statistique. L'incertitude relative à $S_b$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ et à $(1 - S_b)$ pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ est au niveau satisfaisant de 3%.

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | |
|---|---|---|---|---|
| | résultat | attendu | résultat | attendu |
| $S_b$ | $0,7677 \pm 0,0218$ | $0,7773$ | $0,3257 \pm 0,0219$ | $0,3358$ |
| $c \to D^{*+}$ | $1083 \pm 102$ | 1012 | $2555 \pm 84$ | 2391 |
| $b \to D^{*+}$ | $3578 \pm 105$ | 3533 | $1234 \pm 83$ | 1209 |
| $\chi^2$/ddl | $0,77$ | | $3,8$ | |

Tableau 6.16: Résultat de l'ajustement de la distribution en temps de vol des données simulées.

| domaine | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $S_b$ | $0,7034 \pm 0,0392$ | $0,2439 \pm 0,0318$ |
| $c \to D^{*+}$ | $552 \pm 73$ | $1365 \pm 60$ |
| $b \to D^{*+}$ | $1296 \pm 76$ | $417 \pm 57$ |
| $\chi^2$/ddl | $1,5$ | $1,5$ |

Tableau 6.17: Résultat de l'ajustement de la distribution en temps de vol des données réelles, quand seul le paramètre $S_b$ est libre.

#### 6.3.2.2 Ajustement des données réelles

La même fonction de vraissemblance est utilisée pour ajuster les données réelles. Les paramètres du fond et $R_s$ sont changés.

Les résultats obtenus, voir tableau 6.17 et figures 6.20 à 6.24 montrent un comportement semblable a celui de la simulation.

Pour aprécier la qualité de la convergence, la fonction de vraissemblance est représentée au voisinage du maximum sur la figure 6.25. La forme parabolique de la vraissemblance est semblable dans les deux domaines de $x_E$. La largeur du "puit" est relativement importante ce qui explique une incertitude relative de l'ordre de 5% sur $S_b$.

### 6.3.3 Etude des incertitudes systématiques

#### 6.3.3.1 Systématique due à la coupure VD

Dans la section §6.1.1.2, une différence entre l'efficacité de la coupure VD pour les $c \to D^{*+}$ et les $b \to D^{*+}$ de l'ordre de 1% a énergie'té mise en évidence. Cet écart entraîne une correction sur $S_b$ suivant la formule (6.4) que nous rappelons ici

$$S_b(\text{corrigé}) = \frac{1}{1 + \rho\,(\frac{1}{S_b} - 1)} \tag{6.23}$$

avec le facteur de correction $\rho$ qui vaut :

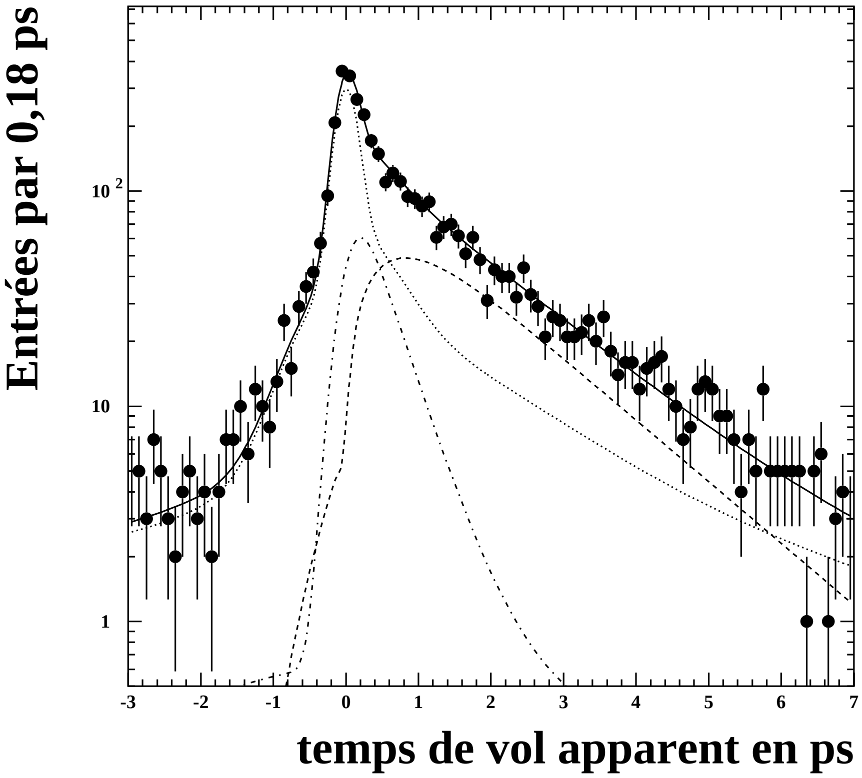



Figure 6.20: Ajustement du temps de vol du $D^0$ pour les combinaisons selectionées dans les données réellesavec $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$. Seul le paramètre $S_b$ est laisser libre. La distribution est montrée en échelle logarithmique. Les points avec barre d'erreur sont les données, le trait plein la contribution totale $\mathcal{F}$, les pointillés celle du fond. Les signaux $b \to D^{*+}$et $c \to D^{*+}$sont rerésenté respectivement par les tirets et les points-tirets.

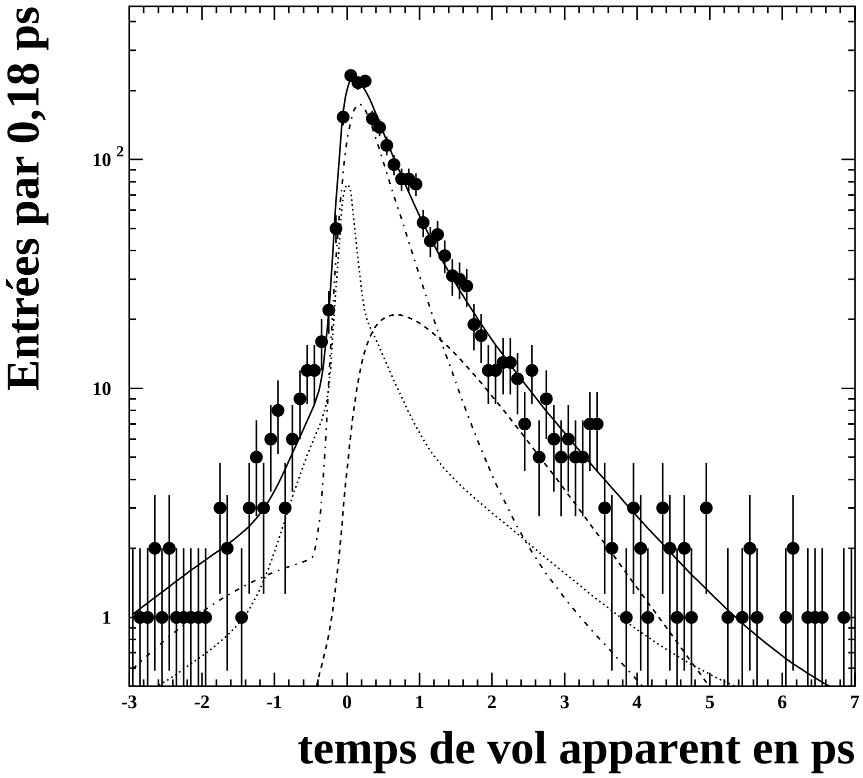



Figure 6.21: Ajustement du temps de vol du $D^0$ pour les combinaisons selectionées dans les données réellesavec $0,45 \leq x_E(D^{*+})$. Seul le paramètre $S_b$ est laisser libre. La distribution est montrée en échelle logarithmique. Les points avec barre d'erreur sont les données, le trait plein la contribution totale $\mathcal{F}$, les pointillés celle du fond. Les signaux $b \to D^{*+}$et $c \to D^{*+}$sont rerésenté respectivement par les tirets et les points-tirets.

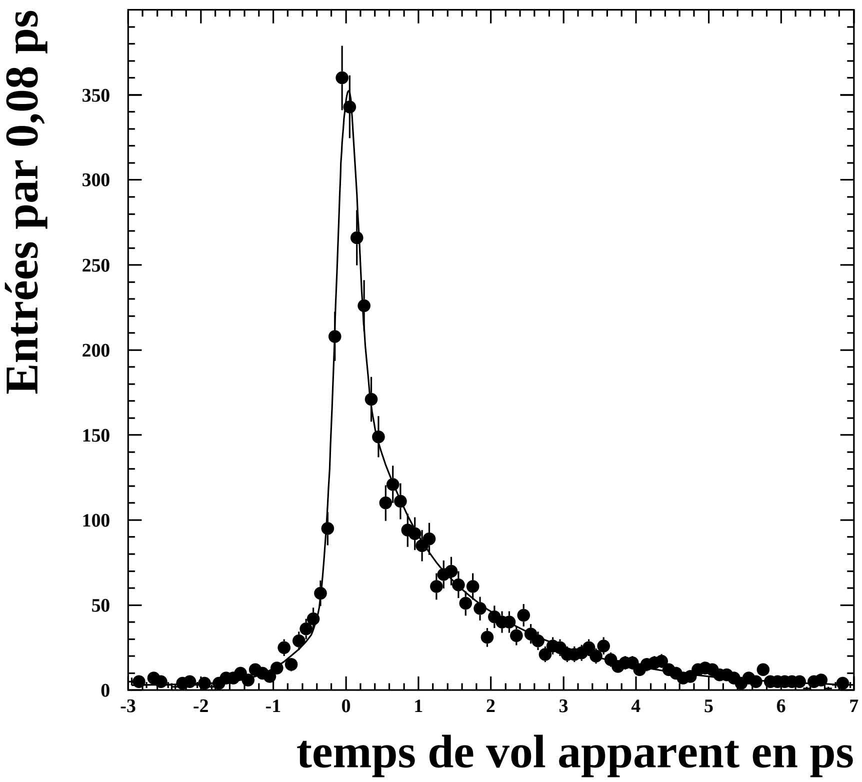



Figure 6.22: résultat de l'ajustement du temps de vol du $D^0$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$. Les points avec barre d'erreur représentent les données, et le trait plein l'ajustement.

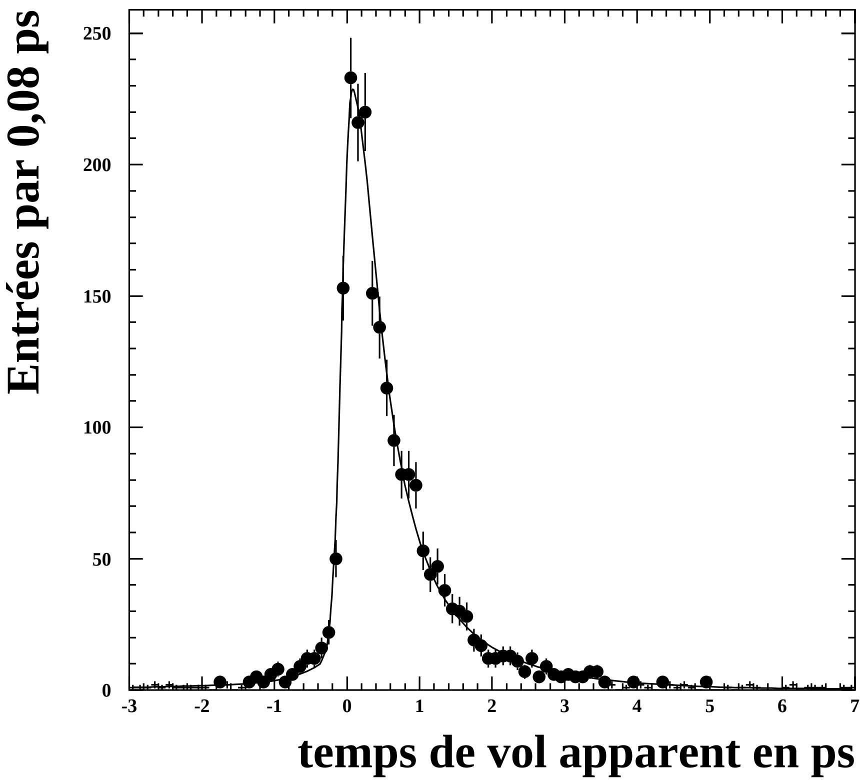
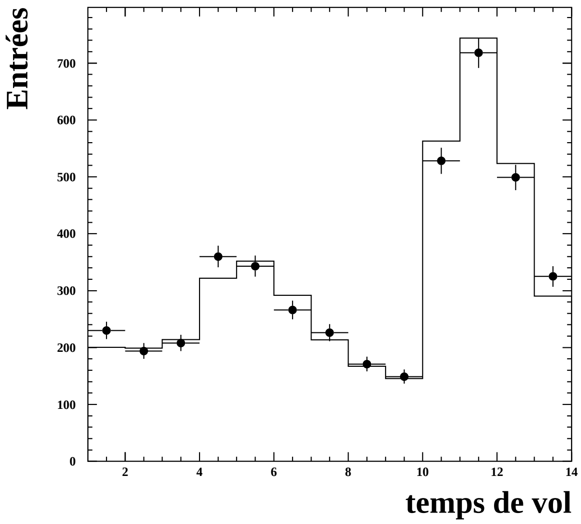
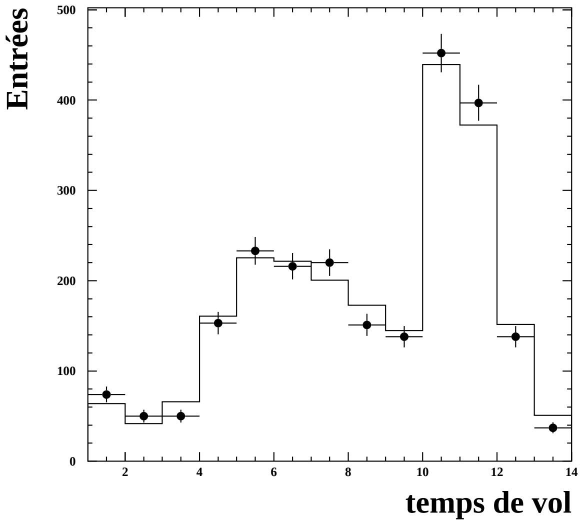



Figure 6.23: résultat de l'ajustement du temps de vol du $D^0$ pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$. Les points avec barre d'erreur représentent les données, et letrait plein l'ajustement.

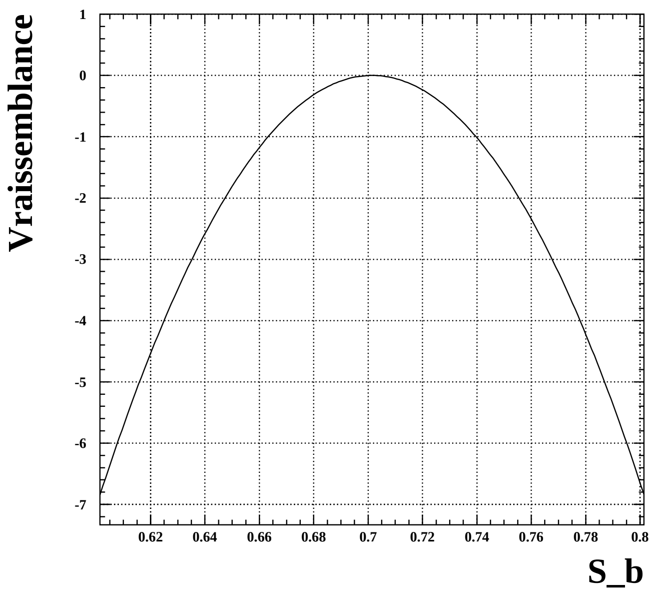



(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$

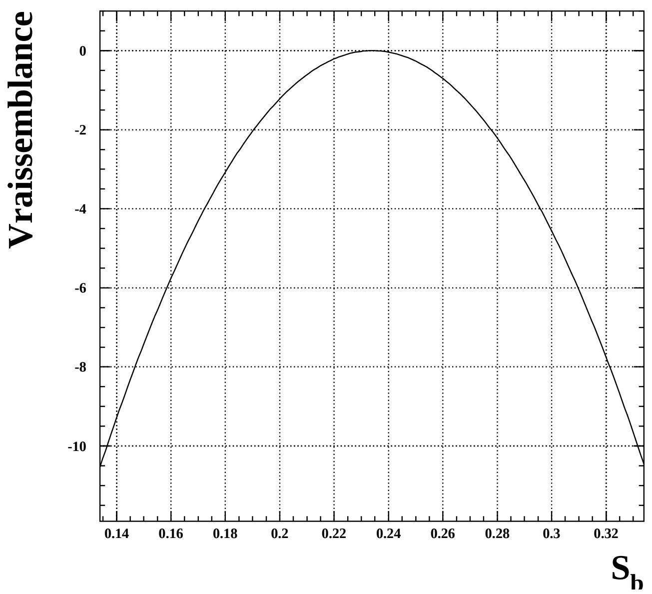



(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.24: Distribution du temps de vol du $D^0$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ suivant des bins de largeurs variables, voir section §6.3.1.2. Les points avec barre d'erreur représentent les données, et l'histogramme en trait plein l'ajustement. Ces histogrammes sont utilisés pour calculer le $\chi^2$/ddl de l'ajustement.




(a) $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$




(b) $0,45 \leq x_E(D^{*+})$

Figure 6.25: Variation de la fonction de vraissemblance au voisinage du maximum pour $S_b$.

- $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ : $\rho = 1.009 \pm 0.010$,
- $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ : $\rho = 1.007 \pm 0.012$.

En calculant les nouvelles valeurs de $S_b$ pour les valeurs maximale et minimale de $\rho$ définies par l'erreur, nous obtenons une incertitude systématique sur $S_b$ :

- $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ : $S_b\ {}^{+0.0002}_{-0.0040}$,
- $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ : $S_b\ {}^{+0.0005}_{-0.0035}$.

#### 6.3.3.2 Systématiques dues aux paramètres

Nous étudions mainteanant l'influence des 21 paramètres fixés dans l'ajustement. A partir de l'évolution du résultat $S_b$ en fonction de la variation d'un de ces paramètres, nous déterminons l'incertitude systématique.

Dans la section §6.2, nous avons vu que les paramètres déterminés par l'ajustement des distributions sont en partie corrélés entre eux. Il n'est donc pas exact de faire varier séparément chacun d'eux.

En fait les paramètres corrélés sont groupés. Nous étudions les variations pour un groupe de corrélation.

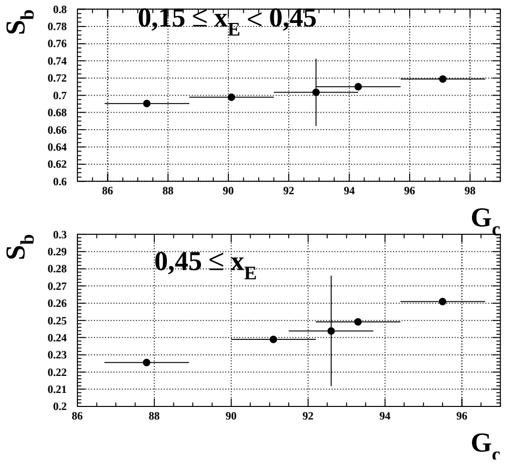
#### 6.3.3.3 Influence de la paramétrisation du signal

Au paragraphe 6.2.1 et 6.2.2, les formes de temps de vol pour les signaux $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$ ont été paramétrisées avec une fonction de résolution (deux gaussiennes) et un temps de vie (loi exponentielle). Alors que les trois paramètres de la fonction de résolution sont corrélés entre eux, le temps de vie est lui indépendant, voir tableaux 6.7 et 6.11. Nous choisissons donc de faire varier un paramètre représentatif pour les résolutions, $G_c$ et $G_b$ d'une part et d'autre part les temps de vie $\tau_{D^0}$ et $\tau_B^{\mathrm{eff}}$.

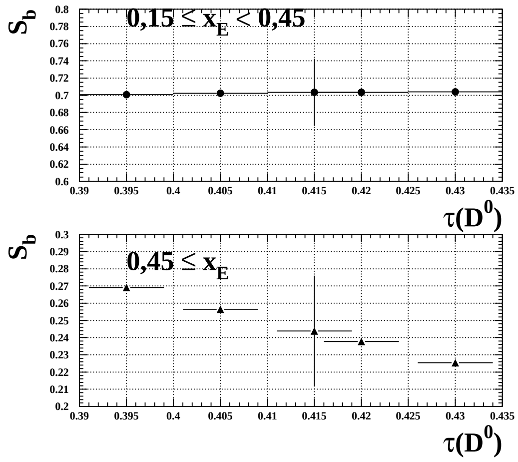
Pour apprécier l'évolution de $S_b$ en fonction de ces paramètres, nous les faisons varier sur un domaine large de plusieurs fois l'erreur statistique (jusqu'à 4 fois) avec laquelle ils ont été déterminés. La figure 6.26 montre les variations de $S_b$ en fonction de ces paramètres.

L'influence des paramètres de résolution $G_c$ et $G_b$ reste faible devant l'erreur statistique. De même le temps de vie du $D^0$ ne change pas beaucoup $S_b$ pour le domaine $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$.

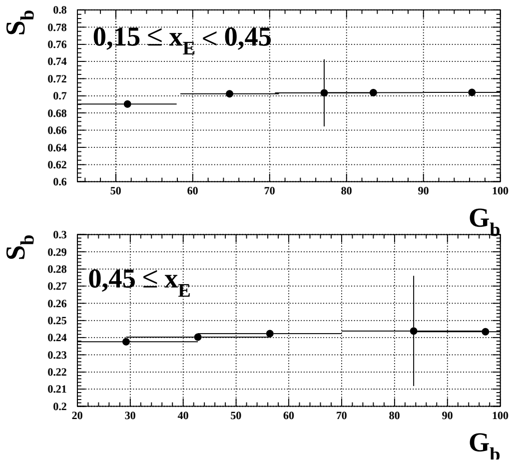
Par contre la sensibilité de $S_b$ à $\tau_B^{\mathrm{eff}}$ est forte. Cette dépendence est tout à fait normale, puisque le temps de vie effectif des B décrit la queue de distribution de temps de vol pour le signal $b \to D^{*+}$ qui le différencie du signal $c \to D^{*+}$. Aussi $\tau_{D^0}$ influence beaucoup le résultat aux hautes énergies, pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$, puisque la contribution $c \to D^{*+}$ domine dans ce domaine.



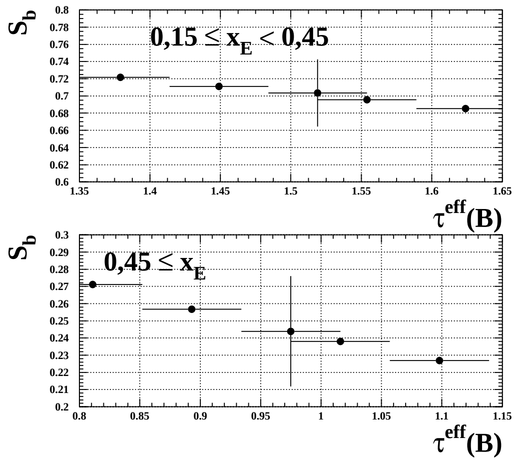

(a)




(b)




(c)




(d)

Figure 6.26: Variation du résultat de l'ajustement en fonction desparamètres des distributions du signal. Seule la valeur centrale est représentée avec l'erreur statistique (barre verticale) sur $S_b$. Les barres d'erreur horizontales donnent l'incertitude statistique sur le paramètre étudié.

#### 6.3.3.4 Influence de la paramétrisation du fond

Nous répétons la même étude avec les paramètres qui décrivent la distribution de temps de vol du fond. Nous faisons varier simultanément $R_{G/E}$ et $\tau_2$ qui sont corrélés et qui décrivent la queue des temps de vol positifs. Nous faison également varier indépendament la proportion $R_s$ de signal dans l'échantillon.

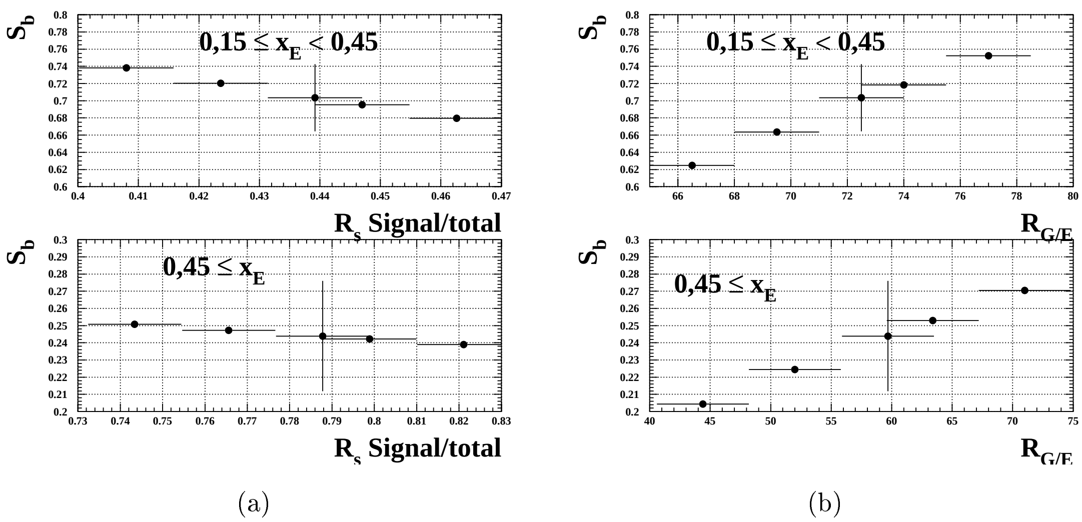



Figure 6.27: Variation du résultat de l'ajustement en fonction des paramètres de la distribution du fond et du signal/total. Seule la valeur centrale est représentée avec l'erreur statistique (barre verticale) sur $S_b$. Les barres d'erreur horizontales donnent l'incertitude statistique sur le paramètre étudié.

L'évolution de $S_b$ est représentée sur la figure 6.27. $S_b$ est très dépendant de la valeur de $R_s$ choisie à bas $x_E$. Cela est dûe à la quantité importante de fond, environ 50%, dans ce domaine d'énergie. D'autant plus que la distribution de temps de vol de ce fond contribue dans le domaine du signal $b \to D^{*+}$ voir figure 6.16.

Aussi les paramètres $R_{G/E}$ et $\tau_2$ influencent beaucoup le résultat final pour la même raison.

Nous touchons ici à la limitation principale de notre méthode de séparation : la perte de précision dûe au temps de vol du fond.

#### 6.3.3.5 Calcul des erreurs systématiques

Nous connaissons maintenant l'évolution du résultat $S_b$ par rapport aux paramètres fixés dans l'ajustement. L'incertitude sur chaque paramètre entraîne une erreur sur $S_b$. Les causes de l'incertitude sur les paramètres de l'ajustement sont la statistique de la simulation, la modélisation de la fragmentation (paramètres $\epsilon$) et l'erreur sur la connaissance des temps de vie $\tau_{D^0}$ et $\tau_B$.

Le tableau 6.18 récapitule les erreurs sur chaque paramètre et l'erreur induite sur $S_b$. Nous obtenons l'erreur totale sur $S_b$ en sommant toutes les erreurs, voir tableau 6.19. L'erreur realtive totale sur $S_b$ est de 6,7% pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$. Pour le domaine $0,45 \leq x_E(D^{*+})$, il est plus juste de considérer $S_c = 1 - S_b$, pour lequel l'erreur relative est de 4,8%.

## 6.3.4 Regroupement des résultats

### 6.3.4.1 Formule pour le calcul final

En utilisant les résultats du chapitre 5 sur le nombre de $D^{*+}$ sélectionnés, l'efficacité de la sélection et les résultats sur $S_b$ et $S_c$ nous obtenons :

$$f_Q^g = \Big(\frac{N^1_{D^*}\ S^1_Q}{\epsilon^{1,Q}_{D^*}} + \frac{N^2_{D^*}\ S^2_Q}{\epsilon^{2,Q}_{D^*}}\Big) \times (1 + p^Q_{x<0,15}) \times \frac{\epsilon_{Z_h}}{N_{Z_h}} \times \frac{1}{2} \tag{6.24}$$

oú

- l'indice 1 ou 2 repère le domaine en $x_E$ : 1 pour $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ et 2 pour $0,45 \leq x_E(D^{*+})$,
- l'indice Q donne l'origine du $D^{*+}$ : c ou b ($S_c = 1 - S_b$),
- $N_{D^*}$ ($N_{Z_h}$) est le nombre de désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ ($Z \to q\overline{q}$) sélectonées,
- $\epsilon_{D^*}$ ($\epsilon_{Z_h}$) est l'efficacité de la sélection,
- $p^Q_{x<0,15}$ est la proportion du nombre de désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ avec $x_E < 0,15$ par rapport à celles avec $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ suivant l'origine du $D^{*+}$.

$f_Q^g$ représente la proportion (par quark primaire) de désintégrations $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ produites dans les désintégrations hadroniques du Z quand le $D^{*+}$ est originaire d'un quark $Q = c, b$, en incluant la contribution des gluons (d'où l'indice $g$). Cette proportion s'exprime suivant :

$$\begin{aligned} f_Q^g = \;& \Big(R_Q + n(g \to Q\overline{Q})\Big) \\ & \times P(Q \to D^{*+}) \\ & \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+) \times Br(D^0 \to K^-\pi^+) \end{aligned} \tag{6.25}$$

où

| | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | |
|---|---|---|---|---|
| | erreur sur le paramètre | erreur sur $S_b$ | erreur sur le paramètre | erreur sur $S_b$ |
| $R_s$ | | | | |
| statistique | $\pm 0,008$ | $\mp 0,0081$ | $\pm 0,011$ | $\mp 0,0017$ |
| $G_c$ | | | | |
| stat. simu. | $\pm 1,4$ | $\pm 0,0056$ | $\pm 1,1$ | $\pm 0,0053$ |
| $\tau_{D^0}$ | $\pm 0,1$ | $\pm 0,0005$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,0014$ |
| $\epsilon_c$ | $\pm 1,3$ | $\pm 0,0052$ | $\pm 1,2$ | $\pm 0,0058$ |
| $\tau_{D^0}$ | | | | |
| erreur mesure | $\pm 0,004$ | $\pm 0,0028$ | $\pm 0,004$ | $\mp 0,0062$ |
| $G_b$ | | | | |
| stat. simu. | $\pm 6,4$ | $\pm 0,0003$ | $\pm 13,6$ | $\pm 0,0005$ |
| $\epsilon_b$ | $\pm 7,5$ | $\pm 0,0004$ | $\pm 9,3$ | $\pm 0,0003$ |
| modèle $B \rightarrow D$ | $\pm 2,8$ | $\pm 0,0001$ | $\pm 3,5$ | $\pm 0,0001$ |
| $\tau_B$ | $\pm 0,8$ | $\pm 0,0000$ | $\pm 0,7$ | - |
| $\tau_{D^0}$ | $\pm 0,8$ | $\pm 0,0000$ | $\pm 1,6$ | - |
| $\tau_B^{\text{eff}}$ | | | | |
| stat. simu. | $\pm 0,035$ | $\mp 0,0079$ | $\pm 0,041$ | $\mp 0,0059$ |
| $\epsilon_b$ | $\pm 0,016$ | $\mp 0,0036$ | $\pm 0,012$ | $\mp 0,0017$ |
| modèle $B \rightarrow D$ | $\pm 0,006$ | $\mp 0,0014$ | $\pm 0,005$ | $\mp 0,0007$ |
| $\tau_B$ | $\pm 0,042$ | $\mp 0,0095$ | $\pm 0,035$ | $\mp 0,0050$ |
| $\tau_{D^0}$ | $\pm 0,052$ | $\mp 0,0117$ | $\pm 0,043$ | $\mp 0,0062$ |
| $R_{G/E}$ | | | | |
| statistique | $\pm 1,5$ | $\pm 0,0151$ | $\pm 3,8$ | $\pm 0,0091$ |

Tableau 6.18: Détail des erreurs systématiques sur $S_b$ dues aux paramètres de l'ajustement.

| | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ | |
|---|---|---|---|---|
| source d'erreur | erreur absolue | erreur (%) relative | erreur absolue | erreur (%) relative |
| statistique | $\pm 0,0392$ | 5,6 | $\pm 0,0318$ | 13,0 |
| stat. simu. | $\mp 0,0020$ | 0,3 | $\mp 0,0001$ | 0,1 |
| $\tau_{D^0}$ | $\mp 0,0112$ | 1,6 | $\mp 0,0110$ | 4,5 |
| $\tau_B$ | $\mp 0,0095$ | 1,4 | $\mp 0,0050$ | 2,1 |
| $\epsilon_c$ | $\pm 0,0052$ | 0,7 | $\pm 0,0058$ | 2,4 |
| $\epsilon_b$ | $\mp 0,0032$ | 0,5 | $\mp 0,0014$ | 0,7 |
| modèle $B \to D$ | $\mp 0,0013$ | 0,2 | $\mp 0,0006$ | 0,3 |
| param. fond | $\pm 0,0151$ | 2,1 | $\pm 0,0091$ | 3,7 |
| dét. $R_s$ | $\mp 0,0081$ | 1,2 | $\mp 0,0017$ | 0,7 |
| coupure VD | ${}^{-0,0040}_{+0,0002}$ | 0,6 | ${}^{-0,0035}_{+0,0005}$ | 1,4 |
| total systématique : | ${}^{+0,0235}_{-0,0238}$ | 3,4 | ${}^{+0,0167}_{-0,0164}$ | 6,9 |
| total | $\pm 0,0459$ | 6,5 | $\pm 0,0359$ | 14,7 |

Tableau 6.19: Total des erreurs sur la mesure de la proportion $S_b$ de signal $b \to D^{*+}$.

- $R_Q$ est la largeur partielle du processus $Z \to Q\overline{Q}$,
- $n(g \to Q\overline{Q})$ est la proportion de quark $Q$ produits par la hadronisation d'un gluon radié dans les désintégrations hadroniques du Z
- $P(Q \to D^{*+})$ est la probabilité qu'un quark $Q$ se désintègre en méson $D^{*+}$(pour le cas de la beauté $Q = b$, il faut inclure la chaîne $b \to B \to D^{*+}$).

Nous notons $f_Q$ la même quantité sans la contribution des gluons. Dans la fin de ce chapitre, nous calculons les proportions $f_Q^g$ et $f_Q$. Dans le chapitre suivant §7 nous discutons comment obtenir les produits $R_Q\,P(Q \to D^{*+})$ à partir des $f_Q$.

#### 6.3.4.2 Calcul de $f_c^g$ et $f_b^g$

Comme dans le chapitre 5.2.6.1, nous devons d'abord estimer la part $p_{x<0,15}$ relative des $D^{*+}$ avec $x_E < 0,15$ par rapport à ceux avec $0,15 \leq x_E(D^{*+})$; mais cette fois-ci en séparant les $c \to D^{*+}$ et les $b \to D^{*+}$.

Le tableau 6.21 récapitule les mesures nécessaires avec leurs erreurs. Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned} f_c^g \times 10^3 &= 1,0387 \\ &\pm 0,0775(\text{statistique}) \end{aligned}$$

| paramètres | Nb$D^{*+}(x_E < 0,15)$ / Nb$D^{*+}(0,15 \leq x_E(D^{*+}))$ | |
|---|---|---|
| | $c \to D^{*+}$ | $b \to D^{*+}$ |
| $\epsilon_c = 0,0280$<br>$\epsilon_b = 0,0025$<br>$n_{g\to c\bar{c}} = 0,0238$<br>$n_{g\to b\bar{b}} = 0,0031$ | $0,1103 \pm 0,0023$ | $0,1094 \pm 0,0023$ |
| fragmentation charme : | | |
| $\epsilon_c + 0,0145$ | 0,1117 | - |
| $\epsilon_c - 0,0105$ | 0,1087 | - |
| fragmentation beauté : | | |
| $\epsilon_b + 0,0008$ | - | 0,1115 |
| $\epsilon_b - 0,0005$ | - | 0,1081 |
| modèle $B \to D^{*+}$ : | | |
| $\epsilon_b + 0,0003$ | - | 0,1102 |
| $\epsilon_b - 0,0003$ | - | 0,1086 |
| contribution des gluons : | | |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $+0,0048$ | 0,1226 | - |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $-0,0048$ | 0,0997 | - |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $+0,0011$ | - | 0,1127 |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $-0,0011$ | - | 0,1061 |

Tableau 6.20: Variation de la proportion $p_{x<0,15}$ mesurée avec la simulation suivant l'origine du $D^{*+}$ en fonction des paramètres de la fragmentation $\epsilon$, du modèle de désintégration $B \to D$ et des contributions des gluons $n_{g\to c\bar{c}}$ et $n_{g\to b\bar{b}}$.

| | $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ | $0,45 \leq x_E(D^{*+})$ |
|---|---|---|
| $N_{D^*}$ | 2 104 | 1 981 |
| erreur : | | |
| statistique | $\pm 77$ | $\pm 72$ |
| $\epsilon^c_{D^*}$ | 0,2928 | 0,3850 |
| erreur : | | |
| stat. simu. | $\pm 0,0106$ | $\pm 0,0093$ |
| traces | $\pm 0,0132$ | $\pm 0,0173$ |
| $\epsilon^b_{D^*}$ | 0,2666 | 0,3960 |
| erreur : | | |
| stat. simu. | $\pm 0,0038$ | $\pm 0,0137$ |
| traces | $\pm 0,0120$ | $\pm 0,0178$ |
| $S_b$ | 0,7034 | 0,2439 |
| erreur : | | |
| statistique | $\pm 0,0392$ | $\pm 0,0318$ |
| stat. simu. | $\mp 0,0097$ | $\mp 0,0079$ |
| $\tau_{D^0}$ | $\mp 0,0120$ | $\mp 0,0089$ |
| $\tau_B$ | $\mp 0,0095$ | $\mp 0,0050$ |
| $\epsilon_c$ | $\pm 0,0052$ | $\pm 0,0058$ |
| $\epsilon_b$ | $\mp 0,0036$ | $\mp 0,0017$ |
| modèle $B \to D$ | $\mp 0,0014$ | $\mp 0,0007$ |
| param. fond | $\pm 0,0151$ | $\pm 0,0091$ |
| dét. $R_s$ | $\pm 0,0081$ | $\pm 0,0017$ |
| coupure VD | ${}^{-0,0040}_{+0,0002}$ | ${}^{-0,0035}_{+0,0005}$ |
| $p^c_{x<0,15}$ | 0,1103 | |
| erreur : | | |
| stat. simu. | $\pm 0,0023$ | |
| $\epsilon_c$ | $\pm 0,0016$ | |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ | $\pm 0,0123$ | |
| $p^b_{x<0,15}$ | 0,1094 | |
| erreur : | | |
| stat. simu. | $\pm 0,0023$ | |
| $\epsilon_b$ | $\pm 0,0021$ | |
| modèle $B \to D$ | $\pm 0,0008$ | |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ | $\pm 0,0033$ | |
| $N_{Z_h}$ | 3 057 059 | |
| $\epsilon_{Z_h}$ | 95,00 | |
| erreur : | $\pm 0,11$ | |

Tableau 6.21: Valeurs des grandeurs nécessaires au calcul des proportions $f^g_Q$.

$$\begin{aligned}
& \pm \; 0,0268(\text{stat.simu.}) \\
& \pm \; 0,0467(\text{traces}) \\
& \mp \; 0,0155(\tau_{D^0}) \\
& \mp \; 0,0094(\tau_B) \\
& \pm \; 0,0079(\epsilon_c) \\
& \mp \; 0,0018(\epsilon_b) \\
& \mp \; 0,0013(\text{modèle}B \to D) \\
& \pm \; 0,0115(n_{g\to c\bar{c}}) \\
& \pm \; 0,0114(\text{param. fond}) \\
& \pm \; 0,0044(\text{dét.}R_s) \\
& \mp \; 0,0052(\text{coupure VD}) \\
& \pm \; 0,0012(\epsilon_{Z_h})
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
f_b^g \times 10^3 &= 1,1672 \\
& \pm \; 0,0952(\text{statistique}) \\
& \pm \; 0,0155(\text{stat.simu.}) \\
& \pm \; 0,0526(\text{traces}) \\
& \mp \; 0,0246(\tau_{D^0}) \\
& \mp \; 0,0172(\tau_B) \\
& \pm \; 0,0121(\epsilon_c) \\
& \mp \; 0,0038(\epsilon_b) \\
& \mp \; 0,0016(\text{modèle}B \to D) \\
& \pm \; 0,0035(n_{g\to b\bar{b}}) \\
& \pm \; 0,0112(\text{param. fond}) \\
& \pm \; 0,0048(\text{dét.}R_s) \\
& \mp \; 0.0084(\text{coupure VD}) \\
& \pm \; 0,0013(\epsilon_{Z_h})
\end{aligned}$$

Les erreurs relatives sont calculées dans le tableau 6.22

#### 6.3.4.3 Calcul de $f_c$ et $f_b$

La contribution des gluons a été incluse dans notre sélection de $D^{*+}$. Pour la soustraire, nous l'estimons grâce aux données simulées. Nous notons $p_{g\to Q}$ la proportion de $D^{*+}$ produits par le méchanisme $g \to Q \to D^{*+}$ dans le domaine $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ de notre mesure. Le tableau 6.23 donne les valeurs de $p_{g\to c}$ et $p_{g\to b}$ avec les différentes erreurs.

| source d'erreur | $f_c^g$ | $f_b^g$ |
|---|---|---|
| statistique | 7,5 | 8,2 |
| systématique : | | |
| stat.simu | 2,6 | 1,3 |
| traces | 4,5 | 4,5 |
| $\tau_{D^0}$ | 1,5 | 2,1 |
| $\tau_B$ | 0,9 | 1,5 |
| $\epsilon_c$ | 0,8 | 1,0 |
| $\epsilon_b$ | 0,2 | 0,3 |
| modèle $B \to D$ | 0,1 | 0,1 |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ | 1,1 | - |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ | - | 0,3 |
| param. fond | 1,1 | 1,0 |
| dét. $R_s$ | 0,4 | 0,4 |
| coupure VD | 0,5 | 0,7 |
| $\epsilon_{Z_h}$ | 0,1 | 0,1 |
| total syst. | 5,8 | 5,6 |
| total | 9,5 | 9,9 |

Tableau 6.22: Erreur relative en % sur le résultat final $f_c^g$ et $f_b^g$.

L'expression des $f_Q$ en fonction des grandeurs que nous avons mesurées est :

$$f_Q = \Big(\frac{N^1_{D^*}\, S^1_Q}{\epsilon^{1,Q}_{D^*}} + \frac{N^2_{D^*}\, S^2_Q}{\epsilon^{2,Q}_{D^*}}\Big) \times (1 - p_{g\to Q}) \times (1 + \rho^Q_{x<0,15}) \times \frac{\epsilon_{Z_h}}{N_{Z_h}} \times \frac{1}{2} \qquad (6.26)$$

où $\rho^Q_{x,0,15}$ est la fraction de $D^{*+}$ avec $x_E, 0,15$ suivant l'origine $Q = b, c$ et sans la contribution des gluons. Nous estimons cette fraction avec la simulation. Seule la paramétrisation de la fragmentation intervient dans l'erreur systématique. Les resultats pour $\rho^Q_{x,0,15}$ sont récapitulés dans le tableau 6.24.

En reprenant les chiffres des tableaux 6.21, 6.23 et 6.24 nous calculons le résultat final, les erreurs relatives sont données dans le tableau 6.25.

$$\begin{aligned} f_c \times 10^3 &= 0,9027 \\ &\pm 0,0673(\text{statistique}) \\ &\pm 0,0247(\text{stat.simu.}) \\ &\pm 0,0406(\text{traces}) \\ &\mp 0,0135(\tau_{D^0}) \\ &\mp 0,0082(\tau_B) \end{aligned}$$

| paramètres | $p_{g\to c}$ | $p_{g\to b}$ |
|---|---|---|
| $\epsilon_c = 0,0280$<br>$\epsilon_b = 0,0025$<br>$n_{g\to c\bar{c}} = 0,0238$<br>$n_{g\to b\bar{b}} = 0,0031$ | $0,0748 \pm 0,0019$ | $0,0061 \pm 0,0006$ |
| fragmentation charme : | | |
| $\epsilon_c + 0,0145$ | 0,0750 | - |
| $\epsilon_c - 0,0105$ | 0,0747 | - |
| fragmentation beauté : | | |
| $\epsilon_b + 0,0008$ | - | 0,0062 |
| $\epsilon_b - 0,0005$ | - | 0,0061 |
| modèle $B \to D^{*+}$ : | | |
| $\epsilon_b + 0,0003$ | - | 0,0061 |
| $\epsilon_b - 0,0003$ | - | 0,0061 |
| contribution des gluons : | | |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $+0,0048$ | 0,0886 | - |
| $n_{g\to c\bar{c}}$ $-0,0048$ | 0,0630 | - |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $+0,0011$ | - | 0,0084 |
| $n_{g\to b\bar{b}}$ $-0,0011$ | - | 0,0040 |

Tableau 6.23: Variation et valeur des proportions $p_{g\to Q} = \frac{n(g\to Q\to D^{*+})}{n(Z\to g\to Q\to D^{*+})}$ pour $0,15 \leq x_E(D^{*+})$ estimée avec la simulation. L'erreur citée avec la valeur nominale est dûe à la statistique limitée des données simulées.

| paramètres | $\rho^c_{x,0,15}$ | $\rho^b_{x,0,15}$ |
|---|---|---|
| $\epsilon_c = 0,0280$<br>$\epsilon_b = 0,0025$ | $0,0429 \pm 0,0016$ | $0,1001 \pm 0,0022$ |
| fragmentation charme : | | |
| $\epsilon_c + 0,0145$ | 0,0446 | - |
| $\epsilon_c - 0,0105$ | 0,0415 | - |
| fragmentation beauté : | | |
| $\epsilon_b + 0,0008$ | - | 0,1022 |
| $\epsilon_b - 0,0005$ | - | 0,0987 |
| modèle $B \to D^{*+}$ : | | |
| $\epsilon_b + 0,0003$ | - | 0,1009 |
| $\epsilon_b - 0,0003$ | - | 0,0993 |

Tableau 6.24: Estimations et erreurs de la fraction de $D^{*+}$ produits avec $x_E < 0,15$ hors contribution des gluons par rapport au nombre de $D^{*+}$ produits avec $0,15 \leq x_E(D^{*+})$(obtenues d'après la simulation).

$$
\begin{aligned}
& \pm \quad 0,0085(\epsilon_c) \\
& \mp \quad 0,0029(\epsilon_b) \\
& \mp \quad 0,0012(\text{modèle } B \to D) \\
& \pm \quad 0,0135(n_{g\to c\bar{c}}) \\
& \pm \quad 0,0099(\text{param. fond}) \\
& \pm \quad 0,0039(\text{dét.}R_s) \\
& \mp \quad 0,0045(\text{coupure VD}) \\
& \pm \quad 0,0011(\epsilon_{Z_h})
\end{aligned}
$$

et

$$
\begin{aligned}
f_b \times 10^3 \quad = & \quad 1,1503 \\
\pm & \quad 0,0938(\text{statistique}) \\
\pm & \quad 0,0159(\text{stat.simu.}) \\
\pm & \quad 0,0518(\text{traces}) \\
\mp & \quad 0,0243(\tau_{D^0}) \\
\mp & \quad 0,0169(\tau_B) \\
\pm & \quad 0,0119(\epsilon_c) \\
\mp & \quad 0,0036(\epsilon_b) \\
\mp & \quad 0,0016(\text{modèle } B \to D) \\
\pm & \quad 0,0027(n_{g\to b\bar{b}}) \\
\pm & \quad 0,0218(\text{param. fond}) \\
\mp & \quad 0,0110(\text{dét.}R_s) \\
\mp & \quad 0,0083(\text{coupure VD}) \\
\pm & \quad 0,0013(\epsilon_{Z_h})
\end{aligned}
$$

Dans le chapitre suivant, nous exploitons ces mesures ($f_c$ et $f_b$) et discutons les erreurs.

| source d'erreur | $f_c$ | $f_b$ |
|---|---|---|
| statistique | 7,5 | 8,2 |
| systématique : | | |
| stat.simu | 2,7 | 1,4 |
| traces | 4,5 | 4,5 |
| $\tau_{D^0}$ | 1,5 | 2,1 |
| $\tau_B$ | 0,9 | 1,5 |
| $\epsilon_c$ | 0,9 | 1,0 |
| $\epsilon_b$ | 0,3 | 0,3 |
| modèle $B \to D$ | 0,1 | 0,1 |
| $n_{g \to c\bar{c}}$ | 1,5 | - |
| $n_{g \to b\bar{b}}$ | - | 0,2 |
| param. fond | 1,1 | 1,9 |
| dét. $R_s$ | 0,4 | 1,0 |
| coupure VD | 0,5 | 0,7 |
| $\epsilon_{Z_h}$ | 0,1 | 0,1 |
| total syst. | 5.9 | 5,9 |
| total | 9,6 | 10,1 |

Tableau 6.25: Erreur relative en % sur le résultat final $f_c$ et $f_b$.

# Chapitre 7

# Calcul et interprétation des résultats finals

Dans ce chapitre nous discutons comment calculer les quantités $P(b \to D^{*+})$ et $R_c$ à partir des mesures de $f_Q$ obtenues au chapitre précédant.

## 7.1 Détermination de $P(b \to D^{*+})$

Rappelons la formule (6.25) de $f_b$ :

$$\begin{aligned} f_b = \quad & R_b \times P(b \to D^{*+}) \\ & \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+) \times Br(D^0 \to K^-\pi^+) \end{aligned} \tag{7.1}$$

Quatre mesures extérieures à la nôtre sont nécessaires pour obtenir $P(b \to D^{*+})$.

- $R_b = 0,2175 \pm 0,0011$ [70], moyenne des mesures $e^+e^-$ à haute énergie,
- $Br(D^{*+} \to D^0\pi^+) = 0,683 \pm 0,014$ [60], mesure à basse énergie,
- $Br(D^0 \to K^-\pi^+) = 0,0383 \pm 0,0012$ [60], mesure à basse énergie.

Chaque incertitude sur une de ces mesures entraîne une erreur sur la mesure de $P(b \to D^{*+})$. Le calcul de la valeur centrale avec ces erreurs est récapitulé dans le tableau 7.1. Les sources d'erreur dûes à la mesure de $f_b$ ont été détaillées d'après le tableau 6.25.

L'erreur statistique est de loin l'erreur dominante. L'erreur dûe à l'incertitude sur les rapports d'embranchement du $D^{*+}$ et du $D^0$ est très importante, supérieure à l'erreur statistique! Par contre la valeurs de $R_b$ et $n_{g\to b\bar{b}}$ ont peu d'influence ($< 1\%$).

Nous obtenons :

| $P(b \to D^{*+})$ | 0,2022 | |
|---|---|---|
| source d'erreur | erreur absolue | erreur relative (%) |
| statistique | 0,0165 | 8,2 |
| systématique : | | |
| stat.simu | 0,0028 | 1,4 |
| traces | 0,0091 | 4,5 |
| $\tau_{D^0}$ | 0,0043 | 2,1 |
| $\tau_B$ | 0,0030 | 1,5 |
| $\epsilon_c$ | 0,0021 | 1,0 |
| $\epsilon_b$ | 0,0006 | 0,3 |
| modèle $B \to D$ | 0,0003 | 0,1 |
| $n_{g \to b\bar{b}}$ | 0,0005 | 0,2 |
| param. fond | 0,0038 | 1,9 |
| dét. $R_s$ | 0,0019 | 1,0 |
| coupure VD | 0,0015 | 0,7 |
| $\epsilon_{Z_h}$ | 0,0002 | 0,1 |
| total syst. | 0,0120 | 5,9 |
| mesures extérieures : | | |
| $R_b$ | 0,0010 | 0,5 |
| $Br(D^{*+} \to D^0\pi^+)$ | 0,0041 | 2,0 |
| $Br(D^0 \to K^-\pi^+)$ | 0,0063 | 3,1 |
| total ext. | 0,0076 | 3,8 |
| TOTAL | 0,0217 | 10,8 |

Tableau 7.1: Valeur finale de $P(b \to D^{*+})$ et erreurs dûes aux mesures extérieures utilisées.

$$\boxed{P(b \to D^{*+}) = 0,2022 \pm 0,0121 \pm 0,0105 \pm 0,0077}$$

## 7.2 Détermination de $R_c$

D'après l'équation (6.25) que nous réecrivons pour $f_c$ :

$$\begin{aligned} f_c = \; & R_c \times P(c \to D^{*+}) \\ & \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+) \times Br(D^0 \to K^-\pi^+) \end{aligned} \tag{7.2}$$

les mesures extérieures à celle de $f_c$ nécessaire au calcul de $R_c$ sont :

- $P(c \to D^{*+}) \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+) = 0,1626 \pm 0,0066$ [70], moyenne des mesures LEP
- $Br(D^0 \to K^-\pi^+) = 0,0383 \pm 0,0012$ [60], mesure basse énergie.

Contrairement au cas de $f_b$ et $P(b \to D^{*+})$ les mesures de $f_c$ et de $P(c \to D^{*+}) \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+)$ sont corrélées. En effet les mesures de $P(c \to D^{*+})$ sont obtenues par des méthodes d'étiquetage du charme, soit par reconstruction exclusive d'un méson $D^{*+}$ (comme dans notre analyse) soit par reconstruction inclusive utilisant le $\pi_*$ du $D^{*+}$, voir discussion de la section 2.3.4.1. Ainsi, les deux mesures s'appuient sur le même type d'événements et partagent en partie les mêmes erreurs systématiques. Deux mesures ont actuellement été effectuées au LEP par les collaborations DELPHI [86, 87] et OPAL [82]. Le groupde de travail du LEP sur les saveurs lourdes a mis au point un algorithme de combinaison de ses mesures [70] pour tenir des corrélations entre les différentes observables $R_b, R_c, P(c \to D^{*+})$.

Nous utilisons le résultat obtenu pour $P(c \to D^{*+}) \times Br(D^{*+} \to D^0\pi^+)$ sans prendre en considération les problèmes de corrélation. L'erreur que nous citons est donc partiellement fausse.

Nous obtenons :

$$\boxed{R_c = 0,145 \pm 0,0108 \pm 0,0097 \pm 0,0074}$$

## 7.3 Comparaisons avec d'autres mesures

Dans le chapitre §2, plusieurs mesures du taux de production de $D^{*+}$ pour le charme et la beauté ont été présentées. Afin de critiquer notre résultat, nous comparons les différentes incertitudes que nous regroupons suivant six catégories.

- **statistique :** liée à l'importance de l'échantillon étudié.
- **systématique interne :** liée à la conaissance du détecteur, à l'importance de la statistique de données simulées disponible et aussi aux méthodes d'estimation du signal et de séparation des contributions $b \to D^{*+}$ et $c \to D^{*+}$.
- **fragmentation :** liée à la modélisation utilisée pour décrire le spectre d'impulsion des b ou des c.
- **temps de vie :** liée à la connaissance de $\tau_{D^0}$ et $\tau_B$.
- **charme :** liée à la modélisation des désintégrations du charme, elle intervient par exemple quand un réseau de neurones est utilisé pour séparer les $D^{*+}$ du b et du c. La définition du réseau utilise en effet des données simulées pour apprendre à reconnaître un événement charmé d'un événement beau. Toute la physique, multiplicité des états finals de désintégration, rapports d'embranchement, qui différencie les deux types d'événements influence donc le résultat.
- **beauté :** même origine que l'erreur 'charme' mais pour la beauté. pour notre analyse il s'agit de l'incertitude sur la modélisation de la désintégration $b \to D^{*+}$.

Ainsi nous comparons dans le tableau 7.2 les mesures de $f_b = R_b \times P(b \to D^{*+}) \times Br(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+)$ obtenues dans notre analyse et par DELPHI[85] et OPAL[81]. ALEPH a également publié [77] une étude de la production de $D^{*+}$ dépendante de l'origine charme ou beauté, mais ne donne pas de valeur pour $f_b$. Néanmoins nous calculons cette valeur d'après les résultats fournis dans la référence [77] : $f_b = 1,23$, sans pouvoir donner d'erreur. Pour cette raison, nous ne faisons pas figurer ce résultat dans le tableau de comparaison. Néanmoins, cette valeur correspond aux autres mesures.

Le résultat d'OPAL cité ici ne concerne que les données acquises pour les années 90 à 92 alors que celui de DELPHI et le nôtre utilise les années 91 à 94.

La mesure d'OPAL est en accord avec les deux autres dans l'erreur systématique. La mesure de DELPHI montre un désaccord relatif de 6% avec la valeur obtenue dans notre analyse alors que l'erreur statistique est totalement corrélée puisqu'il s'agit des mêmes données. Seule l'erreur systématique interne est en partie non corrélée dans les deux analyses, mais elle ne suffit pas à expliquer la différence.

Les grandeurs des erreurs systématiques liées à la physique (fragmentation, temps de vie) s'ordonnent logiquement suivant le type de méthode de séparation des saveurs. DELPHI utilise la forme de l'impulsion pour les $b \to D^{*+}$ est obtient donc l'erreur la plus importante liée à la fragmentation (essentiellement des B). L'erreur de la mesure d'OPAL est la plus faible car la reconstruction des $D^{*+}$ est

| | notre mesure | DELPHI | OPAL |
|---|---|---|---|
| mesure | 1,150 | 1,087 | 1,24 |
| statistique | 8,2 | 5,0 | 8,1 |
| syst. interne | 5,6 | 7,0 | 7,3 |
| temps de vie | 2,6 | 1,6 | 1,4 |
| fragmentation | 1,0 | 2,8 | 0,7 |
| charme | - | - | 1,0 |
| beauté | 0,2 | - | 1,4 |
| Erreur totale | 10,3 | 9,2 | 11,1 |

Tableau 7.2: Comparaison des différentes mesures de $f_b(\times 10^3)$. La mesure est donnée en premier, puis les erreurs relatives (en %).

effectué pour des $x_E$ jusqu'à 0,10. Ainsi l'incertitude liée à la proportion de $D^{*+}$ à bas $x_E$ est moindre. Nous utilisons le temps de vol qui fait que notre erreur due au temps de vie est la plus grande. OPAL qui utilise un réseau de neurones sensibles à la physique des saveurs lourdes obtient une erreur importante pour la physique du charme et de la beauté ainsi que pour les temps de vie.

Nous comparons également les différentes mesures de $f_c = R_c \times P(c \to D^{*+}) \times Br(D^{*+} \to K^- \pi^+ \pi^+)$ dans le tableau 7.3 suivant les mêmes critères.

| | notre mesure | DELPHI[85] | OPAL[82] |
|---|---|---|---|
| mesure | 0,903 | 1,119 | 1,051 |
| statistique | 7,5 | 6,3 | 1,9 |
| syst. interne | 5,4 | 6,5 | 3,6 |
| temps de vie | 1,8 | 0,9 | 2,4 |
| fragmentation | 1,0 | 1,3 | 0,6 |
| $n_{g \to c\bar{c}}$ | 1,6 | 0,2 | 1,3 |
| charme | - | - | 1,5 |
| beauté | 0,1 | - | 1,0 |
| Erreur totale | 9,6 | 7,4 | 5,3 |

Tableau 7.3: Comparaison des différentes mesures de $f_c(\times 10^3)$. La mesure est donnée en premier, puis les erreurs relatives (en %).

Pour cette mesure, la collaboration OPAL a analysé les données acquises entre 1990 et 1995, soit la totatlité des données LEPI, c'est pourquoi l'erreur statistique obtenue est faible. Mais l'erreur statistique de $1,9\%$ est de l'ordre de quatre fois plus faible que dans les deux autres analyses. Cet écart ne peut pas s'expliquer uniquement par l'ajoût de la statistique de 95.

La différence principale provient en fait de l'erreur statistique sur la séparation des contributions $b \to D^{*+}$ et $c \to D^{*+}$. Notre méthode et celle de DELPHI ajustent respectivement la distribution de temps de vol et de $x_E$pour estimer les proportions des contributions. L'erreur statistique sur cette proportion est largement dépendante du nombre de $D^{*+}$ utilisés. Par contre, OPAL utilise une méthode d'étiquetage des événements beaux pour estimer combien de désintégrations $b \to D^{*+}$ ont été observés. L'incertitude sur ce nombre est uniquement due à l'incertitude sur la méthode d'étiquetage étudiée avec une autre analyse et donc indépendante de la statistique de $D^{*+}$ analysés. C'est pourquoi l'erreur statistique finale est beaucoup plus faible.

Les erreurs systématiques se comparent de la même façon que dans le cas de la mesure de $f_b$. La méthode de DELPHI est plus dépendante de la fragmentation alors que notre méthode est plus sensible au temps de vie. L'erreur systématique d'OPAL pour la physique du charme et de la beauté vient justement de l'incertitude sur l'étiquetage des événements beaux.

## 7.4 Perspectives

**Augmentation de la statistique** Notre analyse se limite aux données acquises par le détecteur DELPHI entre 1991 et 1994. La première extension envisageable est d'inclure les données de 1995. Pour cette dernière année de fonctionnement du LEP à l'énergie du Z dans le centre de masse, environ 725 000 événements hadroniques ont été enregistrés, voir tableau 3.1 de la section 3.1.1.

Nous considérons que l'incertitude statistique relative est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{N_{Z_h}}}$ où $N_{Z_h}$ est le nombre de désintégrations hadroniques du Z enregistrées. Notre analyse utilise $N_{Z_h} \approx 3\,10^6$ qui correspond à une erreur statistique relative de 8%, voir tableau 6.25. Avec l'année 95, l'incertitude relative baisserait à $8\% \times \sqrt{3/3,7} \approx 7\%$

**Amélioration de la qualité des données** Il faut également noter que la qualité des données utilisables par les analyses de physiques est appelée à s'améliorer dans l'expérience DELPHI.

En effet, notre analyse est très dépendante de la reconstruction des trajectoires des particules observées par le détecteur, voir section §3.2.2. La qualité de la reconstruction des trajectoires se mesure en terme d'efficacité et de précision. Elle dépend de la connaissance des sous-détecteurs, nombreux dans DELPHI, et des algorithmes d'alignement et d'identifications des traces.

La prise des données de la phase LEP I s'est arrétée en 1995. Aujourd'hui la connaissance du fonctionnement du détecteur pour la période 91-95 s'est accrue et un nouvel algorithme de reconstruction des trajectoires plus efficace a été mis au point.

Il serait donc important de recommencer notre analyse avec le bénéfice de ces avancées d'une part pour diminuer l'erreur statistique si plus de signal est visible et d'autre part l'erreur due à la reconstruction des traces qui domine l'incertitude systématique.

**Méthode alternative** D'après le tableau 6.25, une partie importante de l'erreur systématique vient de la présence du fond dans la distribution de temps de vol. En effet, le fond introduit deux sources d'incertitudes dans l'ajustement décrit, d'une part avec la proportion $R_s$ de signal par rapport au fond et d'autre part à cause de la paramétrisation de la forme en temps de vol.

Nous ne pouvons pas échapper à l'estimation de la quantité de signal. Quelle que soit la méthode employée, $R_s$ intervient dans le calcul final.

Par contre il est possible de s'affranchir de la forme en temps du fond en utilisant une fonction de vraissemblance binnée. La méthode consiste à partager le spectre du temps de vol en plusieurs intervalles ou bins. Dans chacun de ces bins, nous pourront estimer le signal et ainsi obtenir une distribution discrète ou binnée du temps de vol sans contribution de fond. C'est à partir des quelques points qui définissent la distribution binnée que la fonction de vraissemblance est construite. L'inconvénient de cette méthode est double.

- D'une part elle introduit une nouvelle incertitude liée à la définition des intervalles de temps. En effet il faut s'assurer que le résultat final est indépendant du découpage.

- D'autre part, le passage d'un spectre continu à un spectre discret représente une perte d'information quand lusieurs temps de vol différents sont regroupés dans un même bin. Notamment pour les temps de vol importants, au delà de 4 ps, la population est faible et exige donc des bins larges pour être statistiquement significatifs. Or c'est essentiellement les temps de vol importants qui distinguent les contributions $c \to D^{*+}$et $b \to D^{*+}$.

Il n'est donc pas évident que cette méthode apporte une amélioration significative par rapport à la nôtre.

De plus, il est probable qu'avec plus de statistique et une meilleur reconstruction des trajectoires, le rapport signal/bruit soit plus favorable. En augmentant la sévérité des critères de sélection, le fond pourrait donc être réduit sans trop réduire la précision statistique. Ainsi l'incertitude lié à la paramétrisation du fond serait moindre.

Une améliaration de la méthode pourrait consister à utiliser l'information de l'hémisphère opposé à celui où un $D^{*+}$ est reconstruit. Par exemple, l'algorithme d'étiquetage de la beauté apporterai une contrainte supplémantaire sans biaisé la mesure dans l'autre hémisphère. Cette méthode conserve l'avantage de ne pas utiliser la modélisation de la fragmentation.

**Extensions possibles** Il est intéressant d'étendre l'utilisation de la séparation des sources belles et charmés pour les autres hadrons charmés. Néanmoins, le $D^{*+}$ est un laboratoire particulier à cause de la suppression du fond combinatoire au début de l'espace des phases, voir section §5.2.1.1. Pour tous les autres mésons $D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c$ la situation est plus délicate car le fond est plus important. Or le fond limite les performances de la méthode de séparation avec le temps de vol telle que nous l'avons mise en oeuvre.

Nous avons souligné qu'un intérêt de la séparation b/c à partir du temps de vol est la quasi-indépendance en la fragmentation. Il est possible de tirer parti de façon plus poussée de cet avantage.

Au lieu de diviser le domaine de $x_E$ en deux intervalles $0,15 \leq x_E(D^{*+}) < 0,45$ et $0,45 \leq x_E(D^{*+})$, nous le subdivisons en une dizaine d'intervalles. En appliquant dans chaque intervalle toutes les opérations du chapitre §6, paramétrisation des formes en temps du signal (fond) sur les données simulées (données réelles), ajustement de la distribution totale, nous obtenons ainsi la proportion b/c pour un nombre important de points du spectre de $x_E$. En corrigeant le signal mesuré dans chaque intervalle par l'efficacité estimée avec la simulation, il est possible de reconstruire ainsi le spectre d'impulsion (ou plutôt de $x_E$) séparément pour le charme et la beauté.

En quelque sorte, il s'agit d'une nouvelle mesure qui s'applique à contraindre les modèles de fragmentation.

Notons qu'il est possible de renverser la formule et d'imposer la forme de la fragmentation pour améliorer la séparation b/c. Mais dans ce cas, une nouvelle incertitude sur la fragmentation serait introduite.

# Conclusion

Dans l'analyse décrite ici, nous avons proposé une méthode de mesure du taux de $D^{*+}$ provenant des quarks c ou des quarks b en utilisant le temps de vol comme moyen de séparation entre les processus $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$.

Nous avons obtenu les trois résultats suivants :

$$\begin{aligned}
Br(Z_h \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big(0,4364 \pm 0,0112(\text{stat}) \pm 0,0205(\text{syst})\Big)\% \\
P(b \to D^{*+}) &= 0,2022 \pm 0,0121(\text{stat}) \pm 0,0130(\text{syst}) \\
R_c \times P(c \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big(0,9027 \pm 0,0673(\text{stat}) \pm 0,0533(\text{syst})\Big) \times 10^{-3}
\end{aligned}$$

Ils sont en accord avec les valeurs précédentes mesurées par d'autres collaborations ou avec d'autres méthodes au LEP. Seule la mesure du taux de production des $D^{*+}$ dans les événements charmés est sensiblement plus basse.

L'originalité de notre résultat réside dans la faible incertitude liée à la fragmentation qui n'excède pas 1% de la mesure. Le point le plus délicat pour la mise en oeuvre de la méthode est la paramétrisation de la contribution des fausses combinaisons à la distribution du temps de vol qui est une contribution majeure à l'erreur systématique. Cette problématique limite l'utilisation de la méthode pour d'autres désintégrations avec un fond plus important.

Pour espérer améliorer les mesures actuelles dans le domaines de la production du charme en fonction de la saveur du quark d'origine, il semble que la meilleure piste soit la combinaison des méthodes d'étiquetage, notamment les algorithmes utilisés pour la mesure de $R_b$. La combinaison des différentes informations permet en effet de mieux séparer les domaines où contribuent les désintégrations $c \to D^{*+}$ et $b \to D^{*+}$.

Aujourd'hui les expériences du LEP ont réussi à mesurer le taux de production pour les mésons charmés de l'état fondamental et pour le $D^{*+}$. Quelques tentatives ont été menées vers la reconstruction des $D^{**}$. La statistique pour ces mésons excités est bien sûr faible. Pour cette raison il faut posséder des méthodes de séparation puissantes entre charme et beauté.

Avec des mesures des rapports d'embranchement $B \to D^{**}$, le tableau spectroscopique des désintégrations des B sera presque complet et permettra ainsi de contraindre fortement les modèles théoriques.

# Bibliographie


[1] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10(1963)531

[2] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49(1973)652

[3] R. Aleksan, Ecole d'été de physique des particules, Gif-Sur-Yvette 1991, XXIIIeme session, Tome I

[4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letter 51(1983)1945

[5] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8(1964)214 and G. Zweig, CERN Report 8419/TH 421(1964)

[6] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D7(1970)1285

[7] J.L. Rosner, Talk given at Pascos 94 conference, Syracuse, NY, May 19-24,1994

[8] M.A.G. Aivisiz *et al.* Phys. Rev. D50(1994)3085 et *ibid* 3102

[9] H.L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, R. E. Nagle, Phys. Rev. Lett. 5(1952)935

[10] C.S. Wu *et al.* Phys. Rev. 105(1957)1413

[11] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13(1964)138

[12] J.J. Aubert *et al.* Phys Rev. Lett. 33(1974)1404 and J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974)1406

[13] G. Goldhaber, F. Pierre *et al.*, Phys. Rev. Lett. 37(1976)255

[14] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. 39(1977)252 and W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977)1240,1640(E)

[15] M.L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35(1975)1489-1492

[16] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Phys. Rev. D27(1983)105-111

[17] M.Neubert, Int. J. Mod. Phys. A11(1996)4173-4239

[18] S.Frixione *et al.*, Phys. Lett. B348(1994)633-652

[19] M. Wirble, Y-L. Wu, Phys. Lett. B228(1989)430-434

[20] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel, Z. Phys. C29(1985)637
*ibid*, Z. Phys. C34(1987)103

[21] N.Isgur, M.B. Wise, Phys. Lett. B237(1990)527 and Phys. Lett. B232(1989)113

[22] N.Isgur, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. 66(1991)1130

[23] E.J. Eichten, C.T. Hill, C. Quigg, Phys. Rev. Lett. 71(1993)4116

[24] A.F. Falk, M.e. Peskin Phys. Rev. D49(1993)3320

[25] F.Abe *et al.*, CDF, Phys. Rev. D50(1994)2966-3026 et S.Abachi *et al.*, D0, Phys. Rev. Lett. 74(1995)2632-2637

[26] J. Gronberg *et al.*, CLEO, CLNS 95/1346

[27] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Phys. Lett B221(1989)422-426

[28] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Phys. Lett B230(1989)162-168

[29] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Phys. Lett B231(1989)208-212

[30] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Phys. Lett B232(1989)398-404

[31] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Phys. Lett B232(1992)425-431

[32] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, DESY 95-129

[33] P. Avery *et al.*, CLEO, Phys. Rev. D41(1990)774-779

[34] P. Avery *et al.*, CLEO, Phys. Lett. B303(1993)378-384

[35] P. Avery *et al.*, CLEO, Phys. Rev. Lett. 72(1994)1972-1976

[36] P. Avery *et al.*, CLEO, Phys. Lett. B331(1994)236-244 Erratum - ibid B342(1995)453

[37] P. Avery *et al.*, CLEO, Phys. Lett. B340(1994)194-204

[38] M.S. Alam *et al.*, CLEO, contribution à la conférence ICHEP , Varsovie juillet 1996, PA01-080

[39] J.C. Anjos *et al.*, Phys. Rev. Lett. 62(1989)1717-1720

[40] P.L. Frabetti *et al.*, E687, Phys. rev. Lett. 72(1994)324-327

[41] H. Albrecht *et al.*, ARGUS, Z. Phys. C52(1991)353-360 et *ibid* C5491992)1

[42] D. Borletto *et al.*, CLEO, Phys. Rev. D45(1992)21-45 et D. Borletto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 64(1990)2117

[43] D. Borletto *et al.*, CLEO, Phys. Rev. D3791988)1719-1743 Erratun, ibid D39(1989)1471

[44] T.E. Browder in Proceedings of the 1995 Brussels Europhysics Conference et T.E. Browder and K. Honscheid Prog. Part. Nucl. Phys. 35(1995)81-219

[45] P. Abreu *et al*, DELPHI, Nucl. Phys. B418(1994)403-427

[46] D.Abbaneo *et al.*, LEP electroweak heavy flavor working group, DELPHI 96-67 PHYS 627

[47] M. Crozon *et al.*, DELPHI collaboration, Letter of Intent, DELPHI-82/1(19982)
DELPHI collaboration, Technical proposal, CERN/LEPC 83-3(1983)
P. Aarnio *et al.*, DELPHI collaboration, Nucl. Inst. Meth. A303(1991)233

[48] P.Abreu *et al.*, DELPHI, Nucl. Inst. Meth. A378(1996)57-100

[49] G. Borisov, note DELPHI 1994, 94-125 PROG 208

[50] A. Lipniacka, pour la collaboration DELPHI, Présentation à la conférence Aspen '97

[51] DELPHI simulation, 89-67 PROG 142 et 89-68 PROG 143

[52] P.Abreu *et al.*, DELPHI, Z. Phys. C65(1995)17 et DELPHI Collaboration, contribution à ICHEP'96, ref. pa 01-061, Varsovie

[53] P.Abreu *et al.*, DELPHI, CERN-PPE 95-60

[54] P.Abreu *et al.*, DELPHI, Z.Phys. C 69(1996)539-554

[55] P.Branchini, E.Graziani, DELPHI, DELPHI 96-112 CONF 39 et contribution à ICHEP'96, ref. pa 01-035, Varsovie

[56] G.Altarelli *et al*, 'Z physics at LEPI', CERN 89-08 volume 1

[57] M. De Palma *et al.*, ALEPH collaboration, CERN/LEPC 83-2 (1983)
D. Decamp *et al.*, ALEPH collaboration, Nucl. Inst. Meth. A294(1990)121-178, ERRATUM-ibid A303(1991)393

[58] T. McMahon *et al.*, OPAL collaboration, Letter of intent, CERN-LEP-LI-(2) (1982)
OPAL collaboration, Technical proposal CERN/LEPC 83-4(1983)
K. Ahmet *et al.*, OPAL collaboration, Nucl. Inst. Meth. A305(1991)275-319

[59] B. Adeva *et al.*, L3 collaboration, Nucl. Inst. Meth. A289(1990)35-102

[60] R.M. Barnett et al., Physical Review D54 1, (1996)

[61] H. Albrecht *et al.*, collaboration ARGUS, DESY 96-015

[62] P.L.Frabetti *et al.*, collaboration E687, Nucl. Inst. Meth. A329(1993)62 et *ibid* A320(1992)519

[63] P.L. Frabetti *et al.*, collaboration E687, Phys. Lett. B251(1990)639 et *ibid* B263(1991)584

[64] J.C. Raab *et al.*, collaboration E691, Phys Rev D 37(1988)2391

[65] J.C. Anjos *et al.*, collaboration E691, Phys. Rev. Lett. 60(1988)897

[66] T.J. Phillips, collaboration CDF, Presented at the 11th Topical Workshop on Proton - Antiproton Collider Physics (PBARP 96), Padua, Abano Terme, Italy, 26 May - 1 June 1996

[67] S.Aid *et al*, H1, DESY 96-055 et M.Derrick *et al*, ZEUS, DESY 95-013

[68] J. Baudot *et al.*, CERN-PPE/96-91 et in Procceedings of the XXXIst Rencontres de Moriond QCD, Mars 1996

[69] The LEP Electroweak heavy flavour working group, Nucl. Inst. Meth. A378(1996)101

[70] The LEP electroweak working group, CERN-PPE/96-183

[71] ALEPH collaboration, contribution à ICHEP'96, ref pa 10-014, Varsovie

[72] R. Akers *et al.*, OPAL, Z.Phys C67(1995)17

[73] L3 Collaboration, contribution à ICHEP'96, ref pa 05-049, Varsovie

[74] ALEPH Collaboration, contribution à EPS-HEP'95, réf. EPS0404, Bruxelles

[75] T.Skwarnicki, in Proc. 17th symp. on Lepton-Photon Interactions '95, Beijing (hep-ph/9512395)

[76] Collaboration CCFR, Phys. Rev. Lett. 70(1993)134 et M.K. Vo, thèse de doctorat 1996

[77] D. Buskulic, ALEPH Collaboration, Z. Phys. C62(1994)1-14

[78] D.Buskulic *et al.*, ALEPH, CERN-PPE 96-117

[79] D.Buskulic *et al.*, ALEPH, contribution à ICHEP'96, ref pa 01-016, Varsovie

[80] D.Buskulic *et al.*, ALEPH, contribution à ICHEP'96, ref pa 05-065, Varsovie

[81] R. Akers, OPAL Collaboration, Z. Phys. C67(1995)57

[82] G.Alexander *et al.*, OPAL, OPAL PN 227, contribution à ICHEP'96 ref. pa 05-011, Varsovie

[83] G.Alexander *et al.*, OPAL, Z. Phys. C72(1996)1-16

[84] G.Alexander *et al.*, OPAL, Phys. Lett. B353(1995)596-605

[85] P.Abreu *et al.*, DELPHI, Z.Phys. C 59(1993)533-545, *erratum in* Z.Phys. C 65(1995)709-710
D.Bloch *et al.*, DELPHI, contribution à EPS-HEP'95, ref eps0557, Bruxelles
D.Bloch *et al*, DELPHI, contribution à ICHEP'96, ref. pa01-58, Varsovie

[86] D. Bloch *et al.*, DELPHI note 96-33 Warsaw PHYS 606

[87] U. Gaparini et M. Margoni, DELPHI note 96-106 CONF 33contribution à ICHEP'96 ref. pa 01-063, Varsovie

[88] D.Bloch *et al.*, DELPHI, contribution à ICHEP'96, ref pa 01-060

# Table des matières

# Résumé

La mesure du rapport d'embranchement inclusif $P(b \to D^{*+})$ améliore la connaissance phénoménologique des désintégrations des hadrons beaux, notamment pour les proccessus liés à l'interaction forte qui les accompagnent. L'expérience DELPHI au LEP offre un cadre performant pour l'étude des saveurs lourdes.

L'analyse des données repose d'une part sur la recontruction exclusive du méson $D^{*+}$ dans le canal $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ et d'autre part sur la séparation statistique des contributions $b \to D^{*+}$ et $c \to D^{*+}$ à partir du temps de vol du $D^0$.

Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} Br(Z_h \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big( 0,4364 \pm 0,0112(\text{stat}) \pm 0,0205(\text{syst}) \Big)\% \\ P(b \to D^{*+}) &= 0,2022 \pm 0,0121(\text{stat}) \pm 0,0130(\text{syst}) \\ R_c \times P(c \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big( 0,9027 \pm 0,0673(\text{stat}) \pm 0,0533(\text{syst}) \Big) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

L'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des traces et la contribution des fausses combinaisons dominent l'erreur systématique. Par contre l'influence des modèles de fragmentation reste négligeable.



# Abstract

The measurement of the inclusive branching ratio $P(b \to D^{*+})$ improves the knowledge of beauty decays, specially regarding the strong interaction influence. The DELPHI experiment at LEP provides a powerfull tool to study such heavy flavor processus.

The analysis of the data relies on one hand on the exclusive reconstruction of the decay $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ and on the other hand on the statistical separation of the two contributions $b \to D^{*+}$ and $c \to D^{*+}$ based on the $D^0$ flught time.

The following results are obtained :

$$\begin{aligned} Br(Z_h \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big( 0,4364 \pm 0,0112(\text{stat}) \pm 0,0205(\text{syst}) \Big)\% \\ P(b \to D^{*+}) &= 0,2022 \pm 0,0121(\text{stat}) \pm 0,0130(\text{syst}) \\ R_c \times P(c \to D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+) &= \Big( 0,9027 \pm 0,0673(\text{stat}) \pm 0,0533(\text{syst}) \Big) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

The uncertainty on the efficiency for reconstructing tracks and the knowledge of background contribution represent the main systematics sources, whereas the influence of fragmentation model is negligeable.